



Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Villamosmérnöki és Informatikai Kar

Hangtér szintézis zárt térben aktív reflexiókompenzációval

TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI DOLGOZAT

KÉSZÍTETTE:

Firtha Gergely

KONZULENSEK:

Fiala Péter

Gulyás Krisztián

Híradástechnikai Tanszék

2012. november 13.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
2. A hangtér szintézis elméleti alapjai	3
2.1. A hangtér leírása	3
2.1.1. A Kirchhoff–Helmholtz-integrálegyenlet	4
2.1.2. A Rayleigh-integrálegyenletek	5
2.2. A vezérlőoperátorok számítása	6
2.3. A szabadtéri hangtér szintézis szimulációja	9
2.4. A hangtér szintézis korlátai	12
2.4.1. A véges apertúraméret hatása	12
2.4.2. A diszkrét forráseloszlás hatása	13
3. A szintézisoperátorok továbbfejlesztése	17
3.1. A klasszikus szintézisoperátorok hibája	17
3.2. A probléma megoldása	18
3.3. A kidolgozott megoldás eredményei	20
4. Hangtér szintézis zárt térben	25
4.1. A zengő terem leírása	25
4.1.1. A visszaverődések leírása	26
4.1.2. A tükrörforrások módszere	27
4.2. Reflexiókompenzáció hangtér szintézissel	29
4.2.1. Belső forrás visszhangkioltása	29
4.2.2. Hangtér szintézis visszhangkioltással	30
5. A módszer eredményeinek vizsgálata	33
5.1. Szimuláció állandósult állapotban	33
5.1.1. A spektrális végeelem módszer	33
5.1.2. Zárt terem módusai	35
5.2. A reflexiókompenzáció hatásának vizsgálata	37
5.2.1. Belső forrás reflexiókioltásának vizsgálata	37
5.2.2. Hangtér szintézis szimulációja reflexiókioltással	41
6. Összefoglalás	45

Ábrajegyzék

1.1. IOSONO rendszerrel felszerelt keverőszoba	2
2.1. A beltéri lesugárzási probléma	4
2.2. A Rayleigh I. és II. integrál szemléltetése	5
2.3. Elrendezés a vezérlőoperátorok számításához	6
2.4. A stacionárius fázis módszerrel kiértékelendő integrál szemléltetése	7
2.5. Egy elsődleges forrás hangterének szintézise vonalmentén elhelyezkedő elsődleges monopólusokkal	8
2.6. Monopólus elsődleges forrás eredeti és szintetizált nyomáster (a), és a hangterek keresztmetszete $x = 0.5$ m vonal mentén (b)	10
2.7. Monopólus forrás hangtere kör alakú másodlagos forráseloszlás segítségével	11
2.8. A besugározható terület pontforrás, és síkhullám esetén	12
2.9. Diffrakciós jelenség síkhullám szintetizálása során, és ennek csökkentése térbeli alakfüggénnel	12
2.10. A mintavételezett gömbhullám és spektruma	13
2.11. Síkhullám szintézise diszkrét forráseloszlással	14
2.12. Merev falba ágyazott kör alakú dugattyú k_x -tartománybeli átviteli függvénye	15
3.1. A két falról besugározható terület	17
3.2. Elrendezés az elhagyott másodlagos források terének szomszéd falról történő szintetizálásához	18
3.3. Elrendezés a vezérlőoperátorok módosításának hatásának vizsgálatához	20
3.4. A klasszikus és a módosított vezérlőoperátorok abszolútértékének összehasonlítása	21
3.5. Az eredeti hangtér és a szintetizált hangtér különbsége a klasszikus operátorok (a) és a módosított operátorok (b) alkalmazásával	22
3.6. A szintézis hibájának csúcsértéke a klasszikus operátorok (a) és a módosított operátorok (b) alkalmazása mellett	22
3.7. A szintézis amplitúdó hibája a korrekciós tag figyelembevétele nélkül a klasszikus operátorok (a) és a módosított operátorok (b) alkalmazása esetén	22
4.1. Visszaverődések zárt térben	25
4.2. Zengő terem impulzusválasza	26
4.3. Visszaverődés közeget határon	27
4.4. Visszaverődések geometriai szerkesztése	27
4.5. Tükrőforrások szerkesztése négyszögalapú szobában	28
4.6. Tükrőforrások terének kioltása hangtér szintézissel	29
4.7. Másodlagos források – mint tükrőforrások – hangterének szintetizálása a többi másodlagos forrás segítségével	31
5.1. Az akusztikai térszámítási feladat a spektrális véges elem módszerhez (forrás: [12])	34
5.2. (a) A $(0, 1, 1)$ és az (b) $(1, 2, 1)$ módusalakok képe $L_x = 5$ m, $L_y = 4$ m, $L_z = 3$ m dimenziójú téglalap alapú szobában [12].	35
5.3. Zengő terem állandósult állapotban, $\alpha = 0.1$	37

5.4.	A reflexiókompenzáció eredménye az 5.3 ábrán látható szobára, a négy határolófalon elhelyezett másodlagos forráseloszlással	38
5.5.	Falon elhelyezett monopólus nyomástere zengő teremben reflexiókompenzáció nélkül (a) és reflexiókompenzációval (b)	39
5.6.	3×3 m-es szoba nyomásválasza impulzus gerjesztésre (a) 3 ms (b) 5 ms (c) 9 ms időpillanatban bal oldalon zengő teremben, jobb oldalon aktív visszhang kioltással	40
5.7.	Zengő terem $x = 1.1$ m $z = 2.2$ m pontban mért impulzusválasza visszhangkioltással és visszhangkioltás nélkül	41
5.8.	Elrendezés a reflexiókompenzációt alkalmazó hangtér szintézis vizsgálatához	41
5.9.	Monopólus terének szintézise zengő teremben 1 kHz-en	42
5.10.	Monopólus terének szintézise zengő teremben reflexió kompenzációval 1 kHz-en	42
5.11.	Monopólus terének szintézise egy falról visszhang kioltás nélkül (bal oldal) és visszhangkioltással (jobb oldal), (a) 300 Hz-en és (b) 700 Hz-en	43
5.12.	Közel síkhullám szintézise visszhang kioltás nélkül és visszhangkioltással	44

1. fejezet

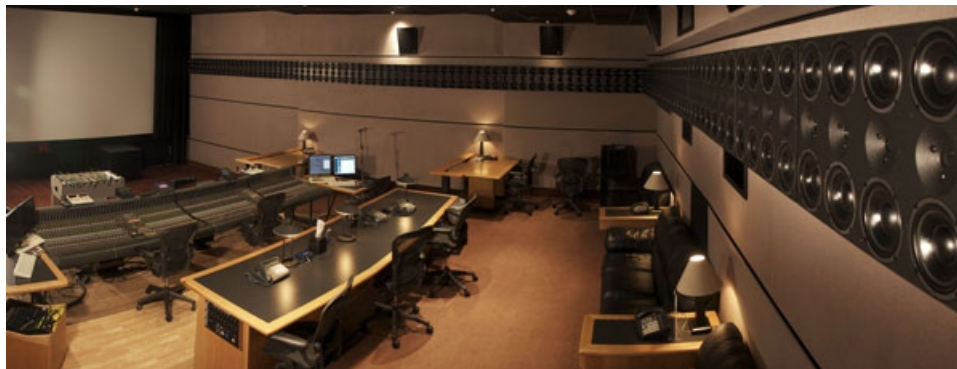
Bevezetés

A hangrögzítés és hangreprodukció kezdete óta folyamatos a fejlődés a hangreprodukció minősége és a térhangzás létrehozása terén. A legmodernebb Dolby TrueHD házimozirendszerek már 7+1 csatornán keresztül érik el a lehető legélethűbb térhatást. Minden eddigi Surround rendszerre igaz azonban, hogy a térérzetet pusztán a csatornák közötti intenzitás- és fáziskülönbség alkalmazásával érik el, így a tökéletes térhatás csak egy pontban, az ún. „sweet spot”-ban biztosított. Alapvetően eltér ezektől a módszerektől a jelenleg is folyamatos kutatás-fejlesztés alatt álló hangtér szintézis, angolul „wave field synthesis” nevű technika, amelynek célja az eredeti hangtér fizikai reprodukciója. A Huygens-elv kimondja, hogy egy hullámfront minden pontja elemi gömbhullámok forrása, és az eredeti hullámfront egy későbbi időpillanatban ezen elemi gömbhullámok összegeként áll elő. Ez alapján egy falon elhelyezett folytonos hangforráseloszlás segítségével tetszőleges hullámtér állítható elő a fal előtt. Ez a hangtér a teljes fal helyett egy vonal mentén elhelyezett hangszórósokasággal egy síkban közelíthető, ez a hangtér szintézis alapötlete. Így ha egy szobában egy vonal mentén elegendően sűrűn helyezünk el hangszórókat, azok megfelelő vezérlésével egy virtuális forrás hangtere a hangszórók síkjában újraszintetizálható. Ha az eredeti hangteret teljes egészében vissza tudjuk állítani, azzal épp a sztereofon alapú Dolby rendszerek legnagyobb korlátját lépjük túl, így a térhatás nemcsak egy pontban, hanem egy nagyobb területen biztosítható.

A téma mindenképp újszerű, hiszen bár a módszer alapelveit Berkhout már a 90-es években leírta, a gyakorlati megvalósítás ma is folyamatos kutatás-fejlesztés alatt áll. Eddig egyetlen kereskedelmi is kapható hangtér szintézis rendszer létezik, a Fraunhofer cég által forgalmazott IOSONO nevű rendszer, amely első gyakorlati megvalósítása egy ilmenau-i moziban készült el. A 89 férőhelyes terem falaira a Fraunhofer Intézet munkatársai 24 panelt szereltek összesen 192 hangszóróval. Az IOSONO-nak egyelőre egyeduralma van a hangtér szintetizáló rendszerek piacán. Csak 2011 szeptemberében két rendszert is telepítettek, így Berlinbe már a harmadik moziba került ilyen hangrendszer. Az 1.1 ábrán a 2010-ben Todd-AO cég által működtetett utófeldolgozó keverőszobában telepített 4 renderelő PC által működtetett 224 csatornás, összesen 44.800 Watt összteljesítményű rendszer látható. Még ugyanebben az évben telepítették 376 csatornás, 99.200 Watt összteljesítményű rendszerüket a hollywoodi Chinese Theatre filmszínházba.

Dolgozatomban ezt az új technikát mutatom be: A bevezetést követő fejezetben a hangtér szintézis elméleti alapjait ismertetem. Megmutatom, milyen matematikai apparátus szükséges az egyes hangszórók vezérlőjelének számításához a kívánt hullámtér előállításának érdekében. A gyakorlatban alkalmazható hangtér szintézis az ideális esettől jelentősen eltér, hiszen sem a folytonos, sem a végtelen hosszú forráseloszlás nem megvalósítható. Szimulációk segítségével röviden bemutatom az ebből eredő járulékos hatásokat és a technika korlátait is.

A járulékos hatások közé tartoznak a véges forráseloszlásból származó diffrakciós hatások. A forráseloszlás hossza növelhető a szintézisbe való több fal bevonásával, azonban a vonatkozó irodalomban az ekkor alkalmazott vezérlőfüggvények matematikai szempontból nem teljesen korrektek. Munkám során megoldást dolgoztam ki ennek javítására, így módszeremmel a diffrakciós hatások szinte tökéletesen kiküszöbölhetőek. A harmadik fejezetben módszerem működési elvét és eredményeit mutatom be.



1.1. ábra. IOSONO rendszerrel felszerelt keverőszoba

A hangtér szintézist leíró egyenletek klasszikus levezetése a végtelen féltérbe való sugárzást veszi kiindulási feltételül. Ez természetesen csak egy teljesen elnyelő falú szobában lenne igaz. A gyakorlatban zárt terekben hullámok a falakról visszaverődnek, az eredeti hullámfronttal interferálnak, amely a szintetizált hullámfrontot jelentősen torzítja, a térhatást rombolja. Dolgozatom második felében az általam kidolgozott módszert ismertetem ennek elkerülésére: bemutatom, hogyan lehet a visszaverődéseket – a legegyszerűbb esetben téglatest alakú ún. cipősdoboz alakú szobában – tükörforrások segítségével előre számítani. A hangtér szintézis alkalmazásával állandósult állapotban ezeket a visszaverődő hullámokat kioltása, így a reflexiókat kompenzálása lehetséges. Az állandósult állapot vizsgálatához spektrális végeselem módszeren alapuló szimulációs környezetet alkalmaztam. Az így végzett szimulációk segítségével mutatom be módszerem eddigi eredményeit, valamint korlátait is. Végezetül rámutatok a módszeremben rejlő további lehetőségekre, továbbfejlesztési lehetőségeire is.

A technikai újszerűségét mutatja, hogy vonatkozó magyar kutatások, így magyar szakirodalom egyelőre nincsenek, épp ezért dolgozatomban a szakkifejezések jelentős része saját fordítás.

2. fejezet

A hangtér szintézis elméleti alapjai

A hangtér szintézis során tetszőleges hangtér kialakítása a célunk egy zárt térfogatban. Ez a tetszőleges hangtér értelemszerűen egy virtuális hangforrás hangterét jelenti, amely hangteret a vizsgált térrészben reprodukálni szeretnénk a határoló térfogat mentén elhelyezett hangforrások segítségével. A Huygens–Fresnel-elv alapján ez lehetséges, azonban az elv pusztán geometriai alapú, ahhoz hogy a hangforrás vezérlőjelét számítsuk valamilyen matematikai apparátus segítségével. Ennek megtalálásához a hangtér leíró egyenleteiből célszerű kiindulni.

2.1. A hangtér leírása

A hanghullám egy rugalmas közegben tovaterjedő mechanikai hullám, amely egy hangforrás mechanikai rezgéséből származik. A térnek azon részét, amelyben a hanghullámok terjednek hangtérnek nevezzük. A hangteret *hangtérjellelmező mennyiségekkel* írjuk le, melyek közül a két legfontosabb a hangnyomás $P_0 = 103$ kPa statikus nyomás körüli ingadozása, valamint a részecskesebesség. A hangteret adott t időpillanatban teljesen ismertnek tekintjük, ha minden $\mathbf{r}$ pontjában ismert a hangnyomás $p(\mathbf{r}, t)$ értéke, valamint a $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ részecskesebesség iránya és nagysága. A két hangtérjellelmező nem független egymástól, a köztük lévő kapcsolatot a *hangtér alapegyenleti* adják meg:

$$\nabla p(\mathbf{r}, t) = -\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}(\mathbf{r}, t), \quad (2.1)$$

$$p(\mathbf{r}, t) = -\kappa P_0 \nabla \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}, t). \quad (2.2)$$

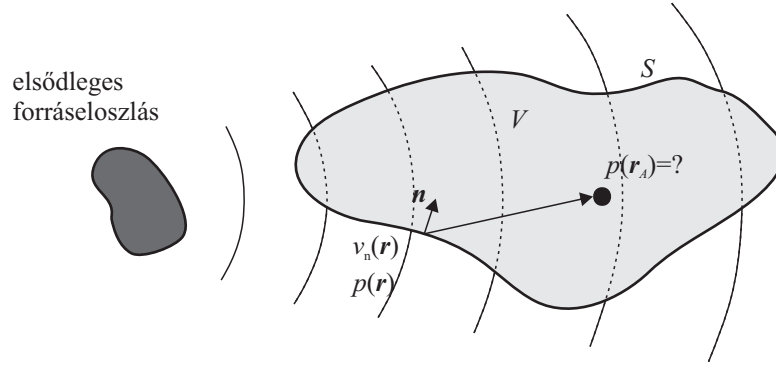
Az egyenletekben ∇ és $\nabla \cdot$ a gradiensképzés, illetve a divergencia operátorok, ρ_0 a közeg sűrűsége, κ az adiabatikus állandó. Az egyenletek matematikai átalakításával a *lineáris hullámegyenlethez* jutunk:

$$\Delta p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} p(\mathbf{r}, t), \quad (2.3)$$

ahol Δ a Laplace-operátor, $c = \sqrt{\kappa P_0 / \rho_0}$ a hullám terjedési sebessége. A hullámegyenlet leírja, hogy mind a hangnyomás, mind a részecskesebesség c sebességű hullámként terjed tovább a forrástól. Mivel a hullámegyenlet lineáris, vehetjük a Fourier-transzformáltját, amely a hullámegyenlet frekvenciatartománybeli alakja:

$$(\nabla^2 + k^2)P(\mathbf{r}, \omega) = 0. \quad (2.4)$$

Az egyenlet neve: *Helmholtz-egyenlet*, amelyben $k = \omega/c$ a hullámszámot jelöli, míg $P(\mathbf{r}, \omega) = \hat{p}(\mathbf{r})e^{j\varphi(\mathbf{r})}$ a komplex nyomás-fazor. A hullámegyenlet és a Helmholtz-egyenlet a hangterjedés módját írják le, általánosan, forrásmentes esetben igazak. Ahhoz, hogy egy hangsugárzó hangterét meghatározzuk, a Helmholtz-egyenletet kell megoldanunk, úgy, hogy a sugárzó felületen kialakuló hangtérjellelmező függvényeket peremfeltételekként vesszük figyelembe. Ilyen peremfeltétel lehet, ha a sugárzó felület minden pontján ismert a $p(\mathbf{r})$ hangnyomás (*Dirichlet-peremfeltétel*), vagy annak $\partial p(\mathbf{r})/\partial n$ normális irányú deriváltja (*Neumann-peremfeltétel*), vagy a kettő hányadosa (*Robin-peremfeltétel*).



2.1. ábra. A beltéri lesugárzási probléma

2.1.1. A Kirchhoff–Helmholtz-integrálegyenlet

A hangtér szintézis során a falon elhelyezett hangszórósokaság megfelelő vezérlésével tetszőleges hangtér kialakítása a célunk. A hangszórókkal így gyakorlatilag peremfeltételeket realizálhatunk, épp ezért szükségünk van olyan összefüggésre, amely megadja, hogy milyen hangtér alakul ki előírt peremfeltételek mellett, azaz hogyan függenek a hangtérjellemző mennyiségek a peremfeltételektől. Ez egy beltéri lesugárzási probléma, amelyhez a vizsgált elrendezés a 2.1 ábrán látható: ismert egy V forrásmentes térfogat S határolófelületének minden pontjában a $p(\mathbf{r})$ hangnyomás, és a részecskesebesség $v_n(\mathbf{r})$ normális irányú komponense, amely mennyiségeket egy külső forrás hoz létre. Keressük az adott peremfeltételek alapján a térfogat tetszőleges $\mathbf{r}_A$ pontjában kialakuló $p(\mathbf{r}_A)$ hangnyomást. A Green-tételből kiindulva (amely a Gauss-tételből egyenesen származtatható) az elrendezésre felírható az ún. *Kirchhoff–Helmholtz-integrál*, amely a Helmholtz-egyenlettel ekvivalens integrálegyenlet ([2], [11], [10]):

$$P(\mathbf{r}_A, \omega) = \frac{1}{4\pi} \int_S \{ \nabla G(\mathbf{r}|\mathbf{r}_A, \omega) P(\mathbf{r}, \omega) - G(\mathbf{r}|\mathbf{r}_A, \omega) \nabla P(\mathbf{r}, \omega) \} \mathbf{n}_b dS \quad (2.5)$$

Az egyenletben $P(\mathbf{r}, \omega)$ a felületen-kialakuló hangnyomás, $\mathbf{n}_b$ a felület pontjainak befelé mutató normális-vektora, míg $G(\mathbf{r}|\mathbf{r}_A, \omega)$ a Helmholtz-egyenlet *Green-függvénye*, amely definíció szerint kielégíti a következő egyenletet [3]:

$$(\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{r}|\mathbf{r}_A, \omega) = -4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_A) \quad (2.6)$$

Ez az egyenlet az $\mathbf{r}_A$ pontba helyezett monopólus terét írja le, így háromdimenzióban a megoldása:

$$G_{3D}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_A, \omega) = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}_A|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_A|}. \quad (2.7)$$

Kétdimenziós esetben a Green-függvény a végtelen hosszú vonalforrás terét írja le, amely a kétdimenziós monopólusnak felel meg:

$$G_{2D}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_A, \omega) = -j\pi H_0^{(2)}(k|\mathbf{r} - \mathbf{r}_A|), \quad (2.8)$$

ahol $H_0^{(2)}$ a nulladrendű, másodfajú Hankel-függvény. A behelyettesítéseket és az iránymenti deriválásokat elvégezve háromdimenzióban a Helmholtz-integrál a *Kirchhoff-integrálba* (vagy másképp Fresnel–Kirchhoff-integrál) megy át:

$$P(\mathbf{r}_A, \omega) = \frac{1}{4\pi} \int_S \{ P(\mathbf{r}, \omega) \frac{1 + jkr}{r} \cos \varphi \frac{e^{-jkr}}{r} + j\omega\rho_0 V_n(\mathbf{r}, \omega) \frac{e^{-jkr}}{r} \} dS \quad (2.9)$$

Az egyenletben $r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_A|$, míg φ szög a $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_A|$ vektor és az adott felületelem normálisa által bezárt szög. A Kirchhoff-integrálegyenlet alapján tehát ha egy határolófelület minden pontjában ismert a hangnyomás és a részecskesebesség normális irányú komponense, akkor egy felületi integrál kiértékelésével adott ω körfrekvencián a határolt térfogat tetszőleges pontjában kiszámítható a hangnyomás komplex csúcértéke.

Megfigyelhető, hogy a Kirchhoff-integrálegyenlet integrandusának bal oldala egy $P(\mathbf{r}, \omega)$ nyomatékú dipóluselozslást, míg jobb oldala egy $V_n(\mathbf{r}, \omega)$ forráserősségű monopóluselozslást reprezentál a felület mentén. Ezek a mono- és dipólusok együttesen alkotják a másodlagos forráselozslást, amelyek létrehozzák az elsődleges, vagy virtuális forráselozslás hangterét.

2.1.2. A Rayleigh-integrálegyenletek

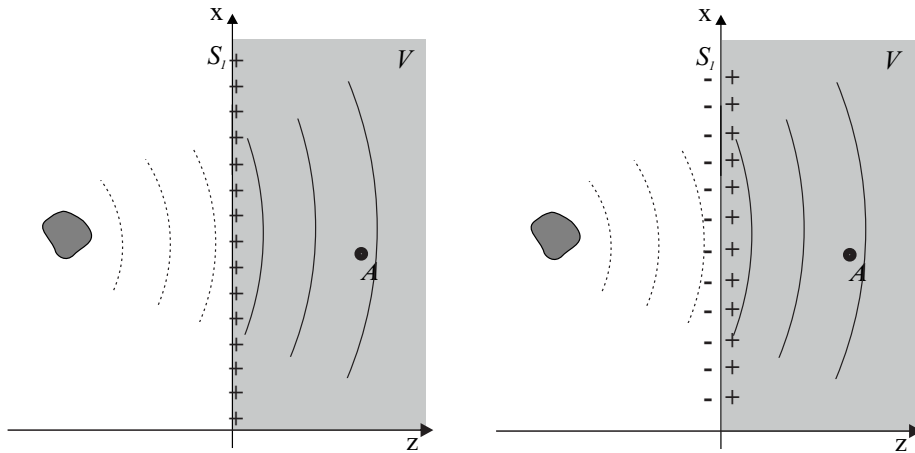
Ahhoz, hogy a Kirchhoff-integrál a gyakorlatban is használható legyen, további egyszerűsítések szükségesek. Ez az egyszerűsítés elvégezhető, ha feltételezzük, hogy virtuális forrás a 2.2 ábrán látható módon a $z < 0$ féltérben helyezkedik el, és a másodlagos források a $z = 0$ felület mentén a végtelen féltérbe sugároznak, azaz a Sommerfeld-sugárzási kritérium teljesül. Ekkor a Kirchhoff-integrálhoz csak a $z = 0$ végtelen síknak van hozzájárulása. Ebben a speciális esetben a Kirchhoff-integrál integrandusában a dipólusok hatása kifejezhető a monopólusok hatásával és vice versa, így az integrálból a dipólusok, ill. a monopólusok tere eltüntethető. Ezek a Rayleigh-integrálegyenletek.

A *Rayleigh I. integrálegyenlet* a $z > 0$ féltérben kialakuló hangnyomást adja meg pusztán a $z = 0$ sík mentén elhelyezkedő monopólus forráselozslás terének integráljaként, a 2.2 ábrán látható módon [2]:

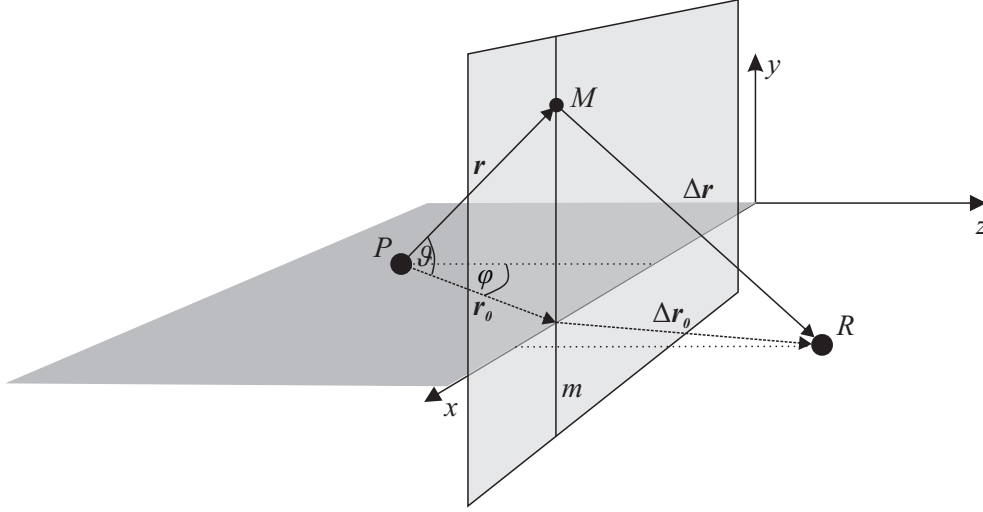
$$P(\mathbf{r}_A, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_1} j\omega\rho_0 V_n(\mathbf{r}, \omega) \frac{e^{-jkr}}{r} dS. \quad (2.10)$$

Az egyszerűsítés matematikai alapja a Green-függvény olyan megválasztása, hogy azt a Helmholtz-integrálba behelyelyettesítve a dipólusok súlyát 0-ba vigye az integrandusban. Ez az eset fennáll, ha a Green-függvény egy $\mathbf{r}_A$ -ba és $\mathbf{r}'_A$ -ba helyezett monopólusok összege, ahol $\mathbf{r}'_A$ vektor $\mathbf{r}_A$ vektor $z = 0$ síkra vett tükörképe. A Rayleigh I. integrál tehát kimondja, hogy egy $z = 0$ végtelen sík mentén elhelyezett monopóluselozslás, amelyet a $z < 0$ beli elsődleges forrás által az S_1 felületen létrehozott normális irányú részecskesebesség kétszeresével vezérünk a $z > 0$ térrészben előállítja az elsődleges forrás hangterét.

Hasonlóan kiküszöbölhető a Kirchhoff-integrálból a monopólusok hatása, ekkor az elsődleges forrás terét a felületen elhelyezett dipólusok terének összegeként írhatjuk fel. Ez a *Rayleigh II.*



2.2. ábra. A Rayleigh I. és II. integrál szemléltetése



2.3. ábra. Elrendezés a vezérlőoperátorok számításához

integrálegyenlet:

$$P(\mathbf{r}_A, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_1} P(\mathbf{r}, \omega) \frac{1 + jkr}{r^2} \cos \varphi e^{-jkr} dS. \quad (2.11)$$

Az ismertetteken kívül léteznek még a Rayleigh III. és Rayleigh IV. integrálegyenletek, ezek a vizsgált térreszen belül kialakuló részecskesebességet fejezik a fal menti nyomáeloszlás, illetve részecskesebesség integráljaként [21].

2.2. A vezérlőoperátorok számítása

A Rayleigh I. integrál leírja, hogyan állítható elő egy elsődleges forrás hangtere a végtelen féltérben egy felületmenti monopólus eloszlás segítségével.

Ez már a hangtér szintézisre használható összefüggés lenne, ha a teljes falon tudnánk hangforrásokat elhelyezni. A vizsgált elrendezés a 2.3 ábrán látható. A P pontban elhelyezett $S(\omega)$ vezérlőjelű, $G(\varphi, \vartheta, \omega)$ távolféri iránykarakterisztikájú virtuális forrás nyomásterét tetszőleges R hallgató pontban a következő egyenlet adja meg:

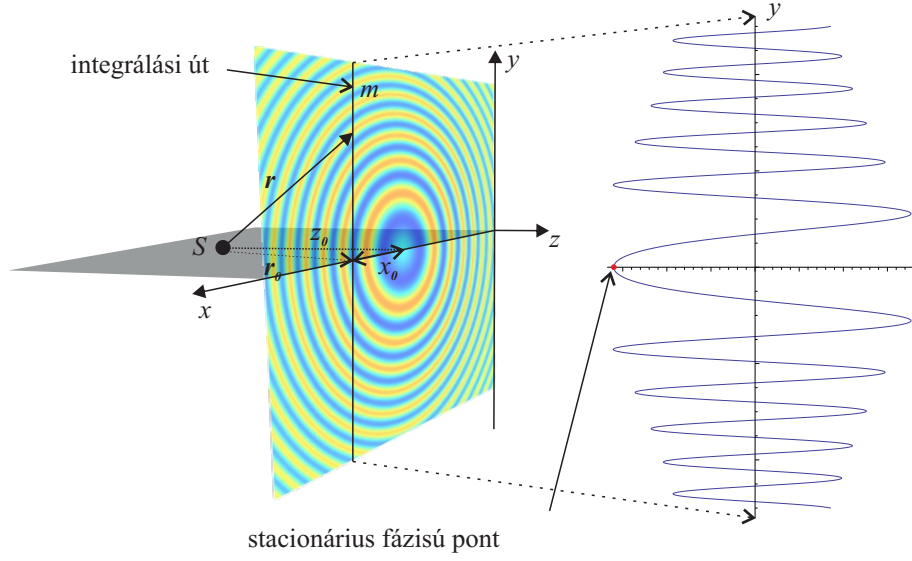
$$P(\mathbf{r}_R, \omega)_{\text{prim}} = S(\omega) G(\varphi, \vartheta, \omega) \frac{e^{-jkr'}}{r'}, \quad (2.12)$$

ahol r' P és R pontok távolsága. A Rayleigh I. integrált a $z = 0$ síkra felírhatjuk:

$$P(\mathbf{r}_R, \omega)_{\text{sec}} = 2 \int_{xy} j\omega \rho_0 V_n(\mathbf{r}, \omega) \frac{e^{-jk\Delta r}}{\Delta r} dx dy. \quad (2.13)$$

Célunk, hogy az eredeti és szintetizált hangterek megegyezzenek. A hangtér (2.1) alapegyenlete frekvenciatartománybeli alakja alapján felírhatjuk a síkon az elsődleges forrás által létrehozott normális részecskesebességet:

$$j\omega \rho_0 V_n(\mathbf{r}, \omega) \Big|_{z=0} = - \frac{\partial}{\partial n} P(\mathbf{r}, \omega)_{\text{prim}} \Big|_{z=0} = -S(\omega) \frac{\partial}{\partial z} \left(G(\varphi, \vartheta, \omega) \frac{e^{-jkr}}{r} \right) \Big|_{z=0}. \quad (2.14)$$



2.4. ábra. A stacionárius fázis módszerrel kiértékelendő integrál szemléltetése

Az iránymenti deriválás elvégzése után a Rayleigh I. integrál a következő alakú:

$$P(\mathbf{r}, \omega) = 2 \int_{xy} S(\omega) \left(\frac{\sin \varphi}{r \cos \vartheta} \frac{\partial G}{\partial \varphi} + \frac{\cos \varphi \sin \vartheta}{r} \frac{\partial G}{\partial \vartheta} + \frac{1 + jkr}{r} G \cos \varphi \cos \vartheta \right) \frac{e^{-jkr}}{r} \frac{e^{-jk\Delta r}}{\Delta r} dx dy \quad (2.15)$$

A gyakorlatban a szintézishez a teljes fal mentén forrásokat elhelyezni túl költséges lenne. Ehelyett a másodlagos források csak egy vonal mentén, a virtuális forrás és a hallgató közös $y = 0$ síkjának és a $z = 0$ síknak metszéspontján helyezkednek el. Mivel ezután a virtuális forrás, a hallgató és az összes másodlagos forrás is az $y = 0$ síkban helyezkednek el, így ezt a síkot, amelyben az eredeti hangteret reprodukálni akarjuk a *szintézis síkjának* nevezzük.

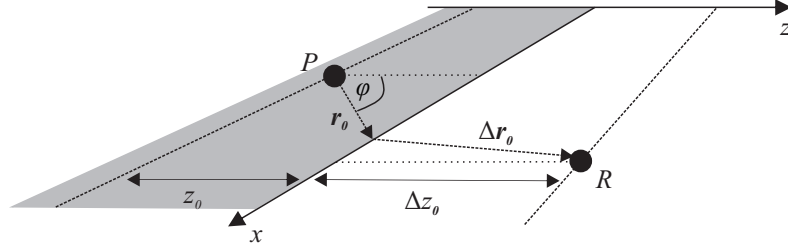
Ez a közelítés a források jelentős részének elhagyását jelenti. Ahhoz, hogy a reprodukált hangtér közelítően megegyezzen a virtuális forrás terével, az összes elhagyott másodlagos forrás hatását „bele kell csomagolni” a vízszintes, $y = z = 0$ -mentén elhelyezkedő vonalforrás egyes pontjaiba. Így jutunk az ún. $2\frac{1}{2}$ -dimenziós vezérlőoperátorokhoz. Az approximáció lényege az, hogy a vonalforrás minden pontja közelítően tartalmazza az összes alatta és fölötté elhelyezkedő eredeti másodlagos források hatását, így a felületi forráseloszlást oszloponként az oszlop középpontjába redukáljuk.

Ezt úgy valósíthatjuk meg, hogy a Rayleigh I. integrált először az y irányú, az ábrán m -mel jelölt vonal mentén értékeljük ki, így a maradék tag egy x -irányú vonalintegrál, amely már explicit tartalmazza a források x -től függő vezérlőfüggvényeit:

A (2.15) integrál látható, hogy felírható a következő általános alakban:

$$P(\mathbf{r}, \omega) = S(\omega) \int_{xy} F(r, \varphi, \vartheta) e^{-jk(r+\Delta r)} dx dy. \quad (2.16)$$

Az egyenletben $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z_0^2}$, hasonlóan $\Delta r = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z_0^2}$. Ez rögzített x_0 -ra csak y -koordináta függvénye, és így egy oszcilláló függvény $\pm\infty$ közötti vonalintegrálját írja le. A vizsgált elrendezés, és a kiintegrálendő függvény jellege a 2.4 ábrán látható monopólus elsődleges forrás esetére. Az ilyen alakú integrálokra ad közelítő analitikus megoldást az ún. *stacionárius fázis módszer*.



2.5. ábra. Egy elsődleges forrás hangterének szintézise vonalmentén elhelyezkedő elsődleges monopólusokkal

A stacionárius fázis módszer [9, 6, 22] az aszimptotikus analízis egy alapvető összefüggése, a következő alakú függvények integráljára ad közelítő megoldást:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} F(y) e^{-j\phi(y)} dy \quad (2.17)$$

ahol $F(y)$ és $\phi(y)$ valós értékű, folytonos függvények, valamint $F(y)$ lassabban változó függvény, mint $\phi(y)$. Az approximáció lényege az, hogy a $e^{j\phi(y)}$ alakú oszcillátorok integrálja önmagában zérus. Ha teljesül, hogy $\phi(y)$ gyorsabban változó függvénye y -nak, mint $F(y)$, akkor az integrálási út nagy részén az integrandus zérus, hiszen az oszcilláció átlagértéke nulla. A leginkább számottevő hozzájárulása az integrálhoz azoknak a részeknek van, ahol a fázis állandó, azaz $\frac{\partial \phi(y)}{\partial y} = 0$. Ezek a stacionárius fázisú pontok, innentől y_s . A $\phi(y)$ függvény ezután egy kiválasztott stacionárius fázisú pont körüli másodfokú Taylor-sorával közelíthető, amelynek integrálja már számítható analitikusan:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} F(y) e^{-j\phi(y)} dy \approx \sqrt{\frac{2\pi}{j\phi''(y_s)}} F(y_s) e^{-j\phi(y_s)} \quad (2.18)$$

A 2.3 ábrán látható elrendezés esetén a stacionárius fázisú pont $y_0 = 0$ értékre adódik, így $\mathbf{r}_0$ és $\Delta \mathbf{r}_0$ vektorok az $\mathbf{r}$ és $\Delta \mathbf{r}$ a szintézis síkjába eső komponensei. A stacionárius fázisú közelítést (2.15) egyenletre alkalmazva, és további egyszerűsítéseket elvégezve [20] a felületi integrált a következő vonalintegrállal közelíthetjük a 2.5 ábrán látható jelölésekkel:

$$P_{\text{szint}}(\mathbf{r}, \omega) = S(\omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{\frac{\Delta r_0}{r_0 + \Delta r_0}} G(\varphi, 0, \omega) \cos \varphi \frac{e^{-jk r_0}}{\sqrt{r_0}} \frac{e^{-jk \Delta r_0}}{\Delta r_0} dx \quad (2.19)$$

Az egyenlet alapján tehát a Rayleigh I. integrál, és így egy virtuális forrás hangtere egy vonalmenti másodlagos monopólus forráseloszlás megfelelő vezérlésével közelíthető, és a kialakuló hangtér:

$$P_{\text{szint}} = \int_{-\infty}^{\infty} Q_m(x, \omega) \frac{e^{-jk \Delta r}}{\Delta r} dx \quad (2.20)$$

Az egyes források $Q_m(x, \omega)$ vezérlőfüggvénye a (2.19) egyenletből közvetlenül kiolvasható

$$Q_m(x, \omega) = S(\omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta r_0}{r_0 + \Delta r_0}} G(\varphi, 0, \omega) \cos \varphi \frac{e^{-jk r}}{\sqrt{r}} \quad (2.21)$$

Ezt a minden másodlagos forrásra kiértékelendő függvényt nevezzük *szintézisoperátornak*. A szintézis operátorral vezérelt vonalmenti monopólusokkal a szintézis síkjában egy tetszőleges iránykarakterisztikájú virtuális forrás hangtere közelíthető. Mivel a dinamikus hangszórók kisfrekvencián jó közelítéssel monopólusként viselkednek, ezért a fenti egyenlet gyakorlati jelentősége nagy.

Vegyük észre azonban, hogy a szintézisoperátor Δr_0 függvénye, amely az adott másodlagos forrásból a vizsgált R pontba mutató vektor hossza. Ez azt jelenti, hogy az amplitúdó-helyes szintézishez minden R pozícióhoz különböző erősítésű szintézisoperátor tartozna. Ez természetesen

nem megvalósítható, így a gyakorlatban kiválasztunk egy R pontot a vizsgált térrészben, és a másodlagos források vezérlőfüggvényeit erre a pontra vonatkozóan írjuk fel. Ezt a pontot *referenciapontnak* nevezzük. Mivel a referenciapont helye csak a források erősítését befolyásolja, ezért a szintetizált hangtér csak a referencia pontban lesz teljesen a szintetizálandó hangtérrel megegyező, a ponton kívül amplitúdóhibák lépnek fel.

Ahhoz, hogy a szintetizált hangtér ne csak egyetlen pontban legyen teljesen az eredetivel azonos, Start a stacionárius fázisú közelítés ismételt alkalmazásával kiterjesztette a vezérlőoperátort úgy, hogy az amplitúdóhelyes szintézist biztosít minden, a $z = \Delta z_0$ vonal mentén elhelyezkedő R megfigyelési pozícióra [17]. Ezt a vonalat a szintézis *referencia vonalának* nevezzük. Az így kapott szintézisoperátor a 2.5 ábrán látható jelölésekkel:

$$Q_m(x, \omega) = S(\omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta z_0}{z_0 + \Delta z_0}} G(\varphi, 0, \omega) \cos \varphi \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}} \quad (2.22)$$

A vezérlőoperátorok analóg módon számíthatók a Rayleigh II. integrál alapján dipólus másodlagos forráseloszlásra [17]. A vezérelhető dipólus eloszlás által szintetizált hangtér ekkor:

$$P_{\text{szint}} = \int_{-\infty}^{\infty} Q_d(x, \omega) jk \cos \Phi \frac{e^{-jk\Delta r}}{\Delta r} dx \quad (2.23)$$

ahol Φ a felületelemből a vizsgált pontba mutató vektor és a felületelem normálisa által bezárt szög, míg $Q_d(x, \omega)$ a dipólusok vezérlőoperátora:

$$Q_d(x, \omega) = S(\omega) \sqrt{\frac{1}{2\pi jk}} \sqrt{\frac{\Delta z_0}{z_0 + \Delta z_0}} G(\varphi, 0, \omega) \cos \varphi \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}} \quad (2.24)$$

A vezérlőoperátorokat vizsgálva látható, hogy a stacionárius fázisú közelítés a monopólusok esetében egy +3 dB/oktv-os szűrést és egy állandó +45°-os késleltetést, dipólusok esetében −3 dB/oktv-os szűrést, és −45°-os késleltetést, és egy távolság gyökével való korrekciót okozott ahhoz, hogy legalább a referenciavonalon amplitúdóhelyes legyen a szintézis. Végül az egyes másodlagos források időtartománybeli vezérlőjelét annyi kell késleltetni, amennyi idő ahhoz kell, hogy a virtuális forrásból induló hullám az adott másodlagos forráshoz érjen, valamint az amplitúdóját ezzel arányosan kell csökkenteni. Ezt a késleltetést-gyengülést állítja be az $e^{-jkr}/\sqrt{r}$ tag.

A forrás és hallgató közötti transzmissziós utak irányának felcserélhetősége miatt lehetőség van a hanghullámok fókuszálására is, így a vizsgált térrészen belül elhelyezkedő virtuális forrás terének szintézisére is. Az ehhez szükséges vezérlőfüggvény az ún. *fókuszáló operátor* az eddigi *nem-fókuszáló vezérlőoperátorokkal* teljesen analóg módon származtatható ([20],[7],[4]), de ennek tárgyalása nem a jelen dolgozatom témája.

2.3. A szabadtéri hangtér szintézis szimulációja

Az operátorok működésének szimulációjához a szabadtéri hullámterjedés modellezése volt szükséges, hiszen ez volt a Rayleigh-integrálok kiindulási feltétele. Szabadtérben definíciószerűen egy monopólustól r távolságra lévő pontban a forrás jelének $\frac{e^{-jkr}}{r}$ -szerese alakul ki, és a monopólusok terei egyszerűen összegezhetők. Így MATLAB környezetben minden vizsgált pontban numerikusan számítható a másodlagos források terének összegeként kialakuló nyomástér. Így készültek a következő szimulációs eredmények.

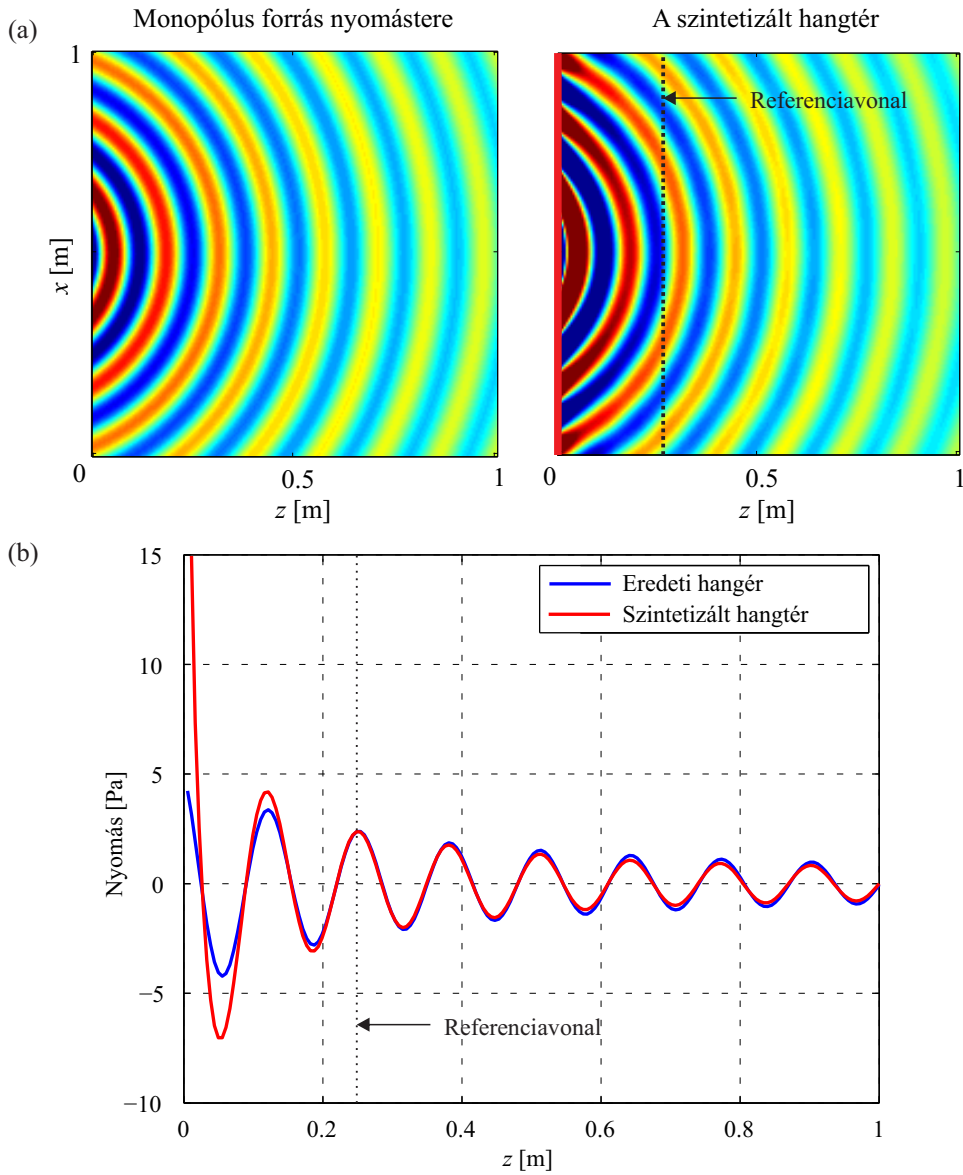
A vezérlőoperátorok működése a 2.6 ábrákon látható, amely egy 2.6 kHz-es $z = -0.2$ m, $x = 0.5$ m pontban elhelyezkedő monopólus hangterét mutatja egy 1x1 méteres szobában. A szintézis során a másodlagos forráseloszlás (piros vonal) az x tengely mentén, $z = 0$ vonalon helyezkedik el, míg a referenciavonal: $\Delta z_0 = 0.25$ m. A 2.6 ábra (a) részén látható, hogy a szintetizált hangtér hullámfrontja a teljes síkban azonos az eredetivel, tehát a szintézis fázishelyesen működik. A 2.6 ábra (b) részén látható, hogy a szintézis valóban csak a Δz_0 referenciavonalon lesz amplitúdóhelyes. A másodlagos forráseloszlás közelében az amplitúdó korrekciós tényező alapján a vártnak

megfelelően[17] a szintetizált hangtér amplitúdója jóval nagyobb az eredetinel, de a referenciavonal után az eltérés már minimális. Ebből kifolyólag a referenciavonal optimális megválasztásával az amplitúdóhelyes szintézis aránylag jól megvalósítható a hallgatótér nagy részén

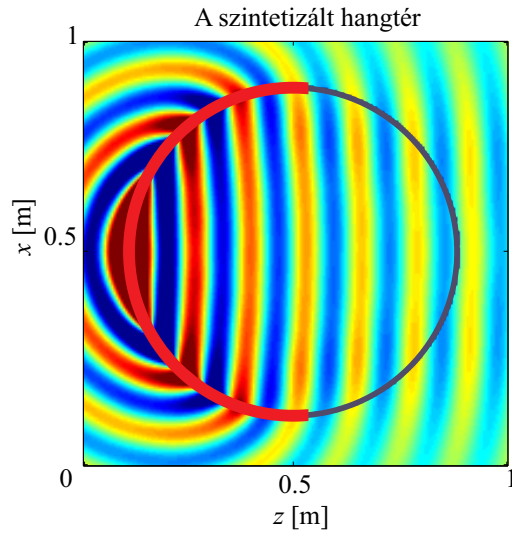
Az eddig leírt vezérlőoperátorok egyenes vonal mentén elhelyezkedő másodlagos forráseloszlásokra vonatkoztak. Spors általánosította a vezérlőoperátort tetszőleges alakú másodlagos forráseloszlásra ([14],[16],[13]). Az általa levezetett operátor az $\mathbf{r}$ helyvektorú forrásra:

$$Q_m(\mathbf{r}, \omega) = -2a(\mathbf{r}) \cos \varphi \sqrt{2\pi |\mathbf{r}_{\text{ref}} - \mathbf{r}|} \left(\frac{1}{\sqrt{jkr}} + \sqrt{jkr} \right) S(\omega) \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}} \quad (2.25)$$

Az egyenlet jelölései a következők: $\mathbf{r}_{\text{ref}}$ a referenciapont helyvektora, $r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_S|$, a virtuális forrás és aktuális másodlagos forrás távolsága, ahol $\mathbf{r}_S$ a virtuális forrás helyvektora, $\varphi = \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_S)^T \mathbf{n}(\mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_S|}$,



2.6. ábra. Monopólus elsődleges forrás eredeti és szintetizált nyomástere (a), és a hangterek keresztmetszete $x = 0.5$ m vonal mentén (b)



2.7. ábra. Monopólus forrás hangtere kör alakú másodlagos forráseloszlás segítségével

azaz a virtuális forrásból a vizsgált másodlagos forrásba mutató vektor és a másodlagos forráselem normálisa által bezárt szög, míg

$$a(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{ha } \varphi < \pi/2 \\ 0 & \text{ha } \varphi > \pi/2 \end{cases}$$

olyan ablakfüggvény, amely biztosítja, hogy a szintézis során csak azok a másodlagos források legyenek aktívak, amelyek a virtuális forrás előtt helyezkednek el. A Spors által számított vezérlőoperátor segítségével szintetizált hangtér a 2.7 ábrán látható. Ebben az esetben az elsődleges virtuális forrás a vizsgált térrészen kívül helyezkedik el, $z = -2$ m, $x = 0.5$ m pontban, míg a szintézis kör alakban elhelyezett monopólus másodlagos forrásokkal történik az ábrán az aktív forrásokat piros színnel jelölve. Látható, hogy a szintézis félkör alakban elhelyezett másodlagos forráseloszlás segítségével is fázishelyesen végrehajtható.

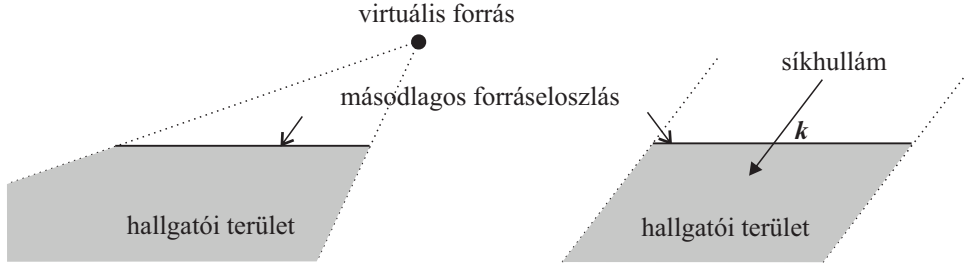
2.4. A hangtér szintézis korlátai

2.4.1. A véges apertúraméret hatása

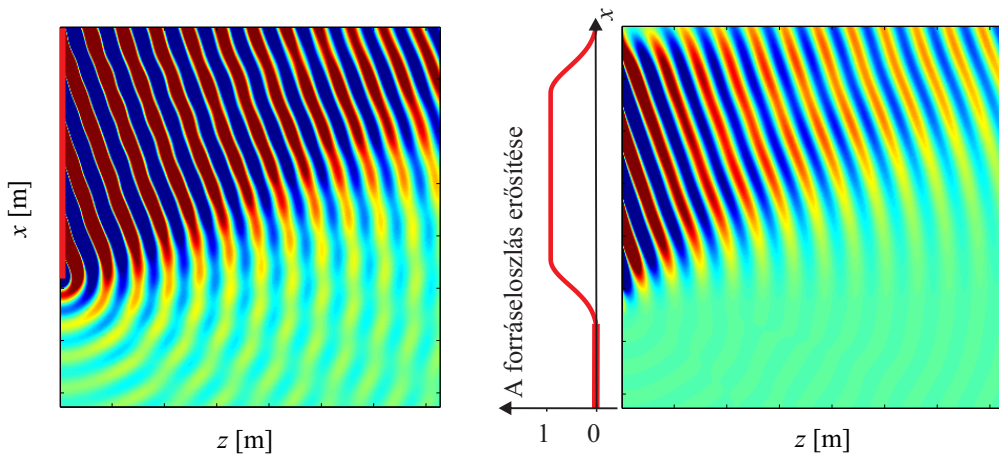
Látható volt, hogy a stacionárius fázis közelítéssel már jelentős közelítéssel éltünk a szintézis során. Ez a közelítés egy síkra korlátozta a szintetizálható teret. A síkon kívül a szintetizált hangtér a másodlagos forráseloszlás mint tengely körül elforgatva jelenik meg a térben.

Mivel azonban a másodlagos forráseloszlás a vízszintes irányban sem végtelen, ezért a Rayleigh-integrált vízszintes irányban is csak közelíteni tudjuk. A másodlagos vonalmenti forráseloszlás vagy apertúra tehát véges, ez pedig a szintézis síkjában meghatározza azt a területet, amelyet az adott forráseloszlással besugározhatunk, vagyis amelyen a hangtér rekonstruálható [20]. A szintetizálható területet azok a pontok határozzák meg amelyekbe a virtuális forrásból húzott egyenes metszi a másodlagos forráseloszlást, vagyis azok a pontok, amelyekre a virtuális forrásból a másodlagos forráson keresztül "rálátni". Ez abból ered, hogy ezek azok a pontok, amelyekre található stacionárius fázisú pont a másodlagos forráseloszláson. Az elv szemléltetése a 2.8 ábrán látható.

Azon a területen, amely az adott másodlagos forráseloszlással nem besugározható, diffrakciós jelenségek lépnek fel, ahogy a 2.9 ábrán látható. A diffrakciós hatások olyan gömbhullámokként jelentkeznek, amelyek látszólag a másodlagos forráseloszlás legszélső eleméből származnak. A diffrakciós hullámok intenzitása akár 15 dB-lel is csökkenthető a másodlagos forráseloszlás megfelelő térbeli ablakozásával [21], azaz a szélek felé közeledve a másodlagos források amplitúdóját folya-



2.8. ábra. A besugározható terület pontforrás, és síkhullám esetén



2.9. ábra. Diffrakciós jelenség síkhullám szintetizálása során, és ennek csökkentése térbeli ablakfüggénnyel

matosan csökkentve. Ezzel azonban a besugározható területet is jelentősen csökkentjük.

A diffrakciós hatások a hallgatói terület csökkenthetők az apertúra szélső elemeinek megfelelő vezérlésével [5], de ennek hatására a diffrakciós hatások a hallgatói területen kívül erősödnek.

A gyakorlatban a besugározható terület növeléséhez nemcsak egy fal mentén, hanem több falon helyezünk el hangforrásokat. A vonatkozó irodalmak szerint[20] ebben az esetben minden falra külön számítandóak a bemutatott vezérlőoperátorok. Ez azonban csak egy közelítő megoldás, a több falra felírható szintézis operátorok számítására általam kidolgozott módszert a következő fejezetben ismertetem.

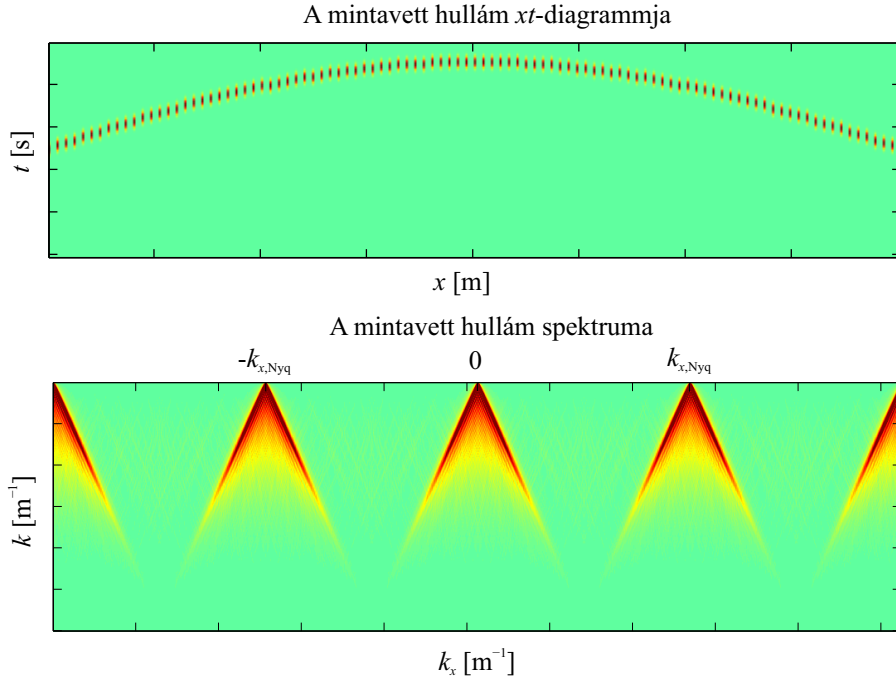
2.4.2. A diszkrét forráseloszlás hatása

Szintén jelentős közelítés a folyamatos forráseloszlás feltételezése. A gyakorlatban a másodlagos források hangszórók, amelyek kis frekvencián a hangszóró membránjának középpontjában elhelyezkedő monopólusként kezelhetők. A legkisebb elérhető távolság így a másodlagos források között átmérőnyi. A másodlagos forráseloszlás tehát diszkrét, a szintetizált hangtér is az egyes források terének integráljából összegzésébe megy át. A források diszkrétizálása egy térbeli mintavételezésként fogható fel, hatását az ismert időbeli mintavételezéssel analóg módon vizsgálhatjuk, amelyre a legmegfelelőbb apparátus a *síkhullám dekompozíció*.

Tételezzük fel, hogy $z = z_0$ egyenes mentén elhelyezett folytonos mikrofonhalmazzal, tehát az egyenes minden pontján rögzítjük az ezen az egyenesen áthaladó hullám időfüggvényét. Ekkor a hullám xt reprezentációját kapjuk. Definiálhatjuk az xt reprezentáció kétdimenziós függvény Fourier-transzformáltját:

$$P(k_x, \omega) = \iint p(x, t) e^{-j\omega t} e^{jk_x x} dx dt \quad (2.26)$$

A Fourier-transzformáció eredménye a hangtér $k_x k$ reprezentációja, vagy síkhullám dekompozíciója, amelynek szemléletes jelentése a következő: a $k_x k$ tartományban minden pont egy monokromatikus, $k = \omega/c$ hullámszámú, x -tengelyre α_0 szögben érkező (tehát $k_x = k \sin \alpha_0$) síkhullámot reprezentál: a Fourier-transzformált bázisfüggvényei különböző frekvenciájú és irányú síkhullámok.



2.10. ábra. A mintavételezett gömbhullám és spektruma

Az egyes síkhullámok hullámszáma – és így frekvenciája – közvetlenül a k -tengelyről leolvasható, míg α_0 szög a következőképp határozható meg:

$$\beta_0 = \arctan k_x/k \quad (2.27)$$

és mivel $k_x = k \sin \alpha_0$, így

$$\sin \alpha_0 = \frac{k_x}{k} = \tan \beta_0 \quad (2.28)$$

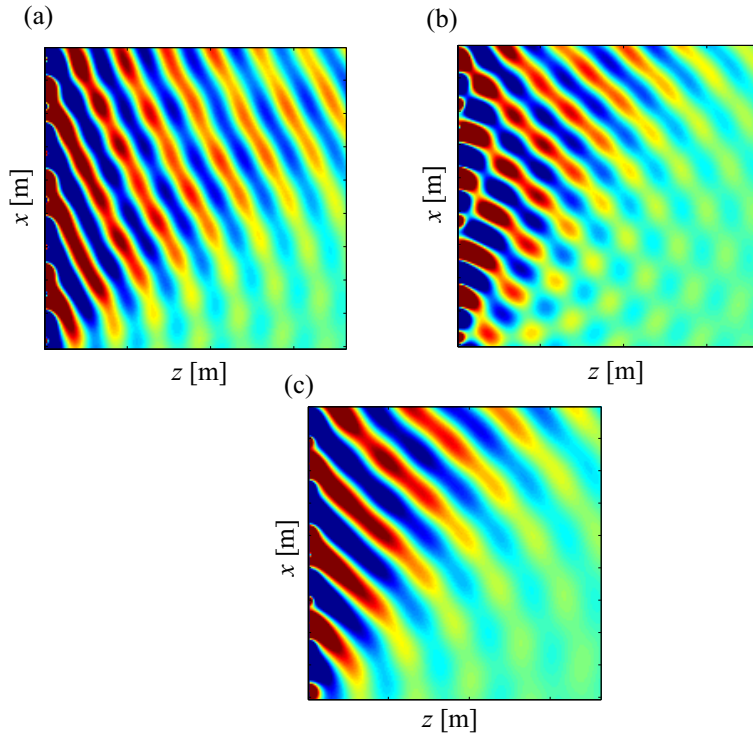
A vizsgált térbeli mintavételezés ezek után az xt diagram x -irányú mintavételezését jelenti. Ennek hatására az időtartománybeli mintavételezéssel analóg módon a $k_x k$ tartományban a hullám spektruma k_x -ben a mintavételi hullámszám egész számú többszörösein ismétlődik. Ez figyelhető meg a 2.10 ábrán, ahol egy origóba helyezett monopólus mintavételezett terének xt és $k_x k$ reprezentációja látható.

A források diszkrétizálása tehát a következőképp korlátozza a hangtér szintézis gyakorlatba ültetését: ha a források túlságosan távol helyezkednek el egymástól, akkor a spektrumok egymásba érnek, *átlapolódnak*, amelynek hatására alapsávban olyan irányultságú komponensek jelennek meg, amelyek az eredeti hullámban nem szerepelnek. Természetesen ez a szintézis során jelentős gondokat okoz, hiszen épp a virtuális forrás lokalizációját lehetetleníti el: a hallgató más virtuális forrásokat is érzékelne az átlapolódás miatt.

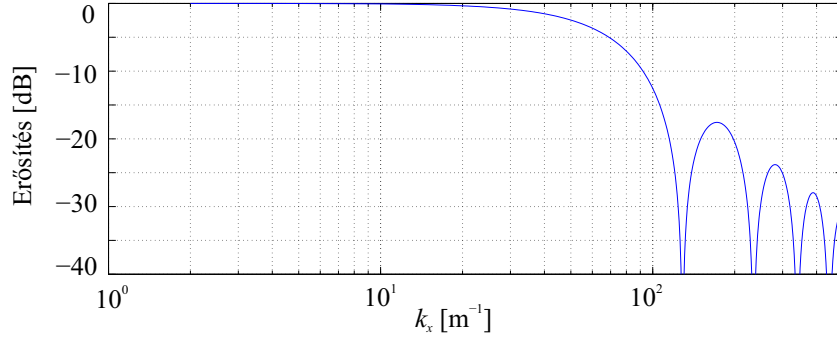
A források Δx távolsága így meghatároz egy $k_{x, Nyq} = k_{Nyq} \sin \alpha_0 = \frac{\pi}{\Delta x}$ határértéket, amely átlapolódás nélkül szintetizálható. Ez a gyakorlatban azt jelenti, hogy adott egy bizonyos f határfrekvencia, amelynél nagyobb α_0 szögből érkező hullámot Δx forrástávolság mellett már nem szintetizálhatunk:

$$f_{Nyq} = \frac{c}{2\Delta x \sin \alpha_0} \quad (2.29)$$

A 2.11 (a) ábrán az adott forrástávolságra vett határfrekvencia alatti síkhullám szintézise látható. A (b) ábrán a beesési szöget növelve látható az átlapolódás hatása: megjelenik egy az



2.11. ábra. Síkhullám szintézise diszkrét forráseloszlással



2.12. ábra. Merev falba ágyazott köralakú dugattyú k_x -tartománybeli átviteli függvénye

eredetitől eltérő orientációjú síkhullámkomponens is. Az ábra (c) részén ugyanebben a szögben érkezik az immár alacsonyabb frekvenciájú hullám, úgy, hogy k_x ismét a határhullámszám alá kerül. Látható, hogy ekkor a szintézis ismét helyesen működik.

Ha a szintetizálandó hullámfront a határhullámszámnál nagyobb k_x értékű komponenst is tartalmaz, akkor ahhoz, hogy a hullám helyesen szintetizálható legyen, azon először egy k_x tartománybeli aluláteresztő szűrést kell végrehajtani. Ez azt jelenti, hogy a másodlagos forráselemek nagy frekvenciákon, nagy szögekbe kevésbé kell, hogy sugározzanak: tehát minél irányítottabbak legyenek.

A mintavételezett hullámot a szintézis során mintáiból rekonstruáljuk. Ez az időtartománybeli D/A átalakítással állítható analógiába: a mintavett hullámnak csak alapsávi komponenseire van szükségünk, amely átalakítás k_x tartománybeli aluláteresztő szűréssel valósítható meg. Ideális esetben a szűrő átvitele az áteresztő tartományban egységnyi, azon kívül zérus, és a törésponti hullámszáma $k_{x,c} = \frac{\pi}{\Delta x}$. Ez természetesen nem megvalósítható. Szerencsére a dinamikus hangszóró – amely alacsony frekvencián jól modellezhető merev falba ágyazott dugattyúként [1] – k_x -beli aluláteresztő szűrőként viselkedik, így segítségével a rekonstrukció elvégezhető. A 2.12 ábrán egy köralakú dugattyú k_x -tartománybeli átvitele figyelhető meg. A k_x hullámszám belüli szűrés méretezésére, és további megvalósítására a vonatkozó irodalom [20, 17] több megoldást is kínál.

3. fejezet

A szintézisoperátorok továbbfejlesztése

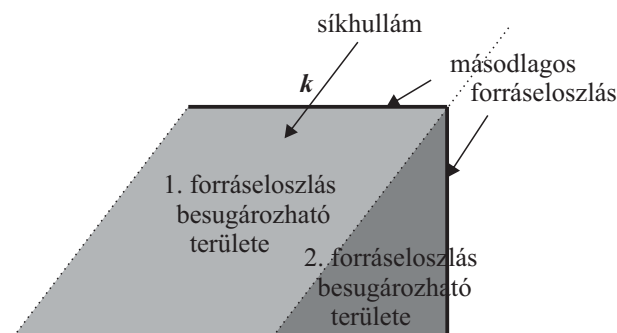
3.1. A klasszikus szintézisoperátorok hibája

Az előző fejezetben láthattuk, hogy a szintézis operátorok származtatásánál feltételeztük, hogy a másodlagos források végtelen vonal mentén helyezkednek el a szintézis síkjában. Ez természetesen csak közelítés, a gyakorlatban a másodlagos források hangszórók, amelyeket egy fal mentén helyezünk el. Téglalap alapú szobában ekkor a másodlagos forráseloszlás hossza maximálisan a fal hosszával egyenlő.

Az előző fejezetben látható volt, hogyan határozható meg a másodlagos forráseloszlásból a besugározható terület a szobában. Ez a terület több fal bevonásával, azaz további másodlagos források elhelyezésével a szomszédos falakon növelhető. A 3.1 ábrán látható, hogy tetszőleges irányú síkhullám esetén a két szomszédos fal által besugározható területek kiegészítik egymást: a tereületek között nincs átfedés és így elméletileg a két fallal a zárt térrész teljes egészében besugározható.

A vonatkozó irodalom alapján [20, 14] a második fal bevonása a szintézisbe az előzőekben számított vezérlőoperátorok mindkét falra való felírásával oldható meg, azaz ugyanazt a függvényt kiértékelve az összes – két falnyi – másodlagos forrásra. Ezzel a megoldással két probléma van:

- Az előző fejezetben a szintézis járulékos hatásainál látható volt, hogy egy falról való sugárzás esetén a besugározható terület szélein gömbhullámok formájában diffrakciós jelenség lép fel. Nincs ez másként két falról való sugárzás esetében sem: mindkét fal lesugárzott hangterében jelen vannak a diffrakciós hullámok, amelyek a térhez hozzáadódnak, hiszen a szobában kiala-



3.1. ábra. A két falról besugározható terület

kuló hangtér – visszaverődés nélküli esetben – egyszerűen a két sugárzó falrész hangtereinek összegeként állítható elő.

- A vezérlőoperátorok származtatása során feltételeztük, hogy a másodlagos források a vízszintes irányban végtelen hosszú vonal mentén helyezkednek el. Ekkor a stacionárius fázis közelítés miatti megkötések mellett a szintézis síkjában a hangtér a végtelen sok forrás hangterének összegeként áll elő. Ha egy szomszédos falon is elhelyezünk másodlagos forrásokat, és azokat az előző falra számított vezérlőfüggvényekkel vezéreljük, semmi sem garantálja hogy a két falról lesugárzott tér egyenlő az eredetileg egy, végtelen hosszú falról sugárzott térrel.

Ugyan Spors általánosította a vezérlőoperátorokat tetszőleges alakú másodlagos forrásokra is, azonban az általa levezetett szintézisoperátorokra is igaz, hogy csak azok a másodlagos források aktívak, amelyekhez a virtuális forrás által keltett hullám hátulról érkezik. Ez azt jelenti, hogy a 3.2 ábrán látható elrendezés esetén csak az 1. falon lévő másodlagos források lennének aktívak, azaz a diffrakciós hatások ugyanúgy megmaradnak, a probléma így nem megoldott.

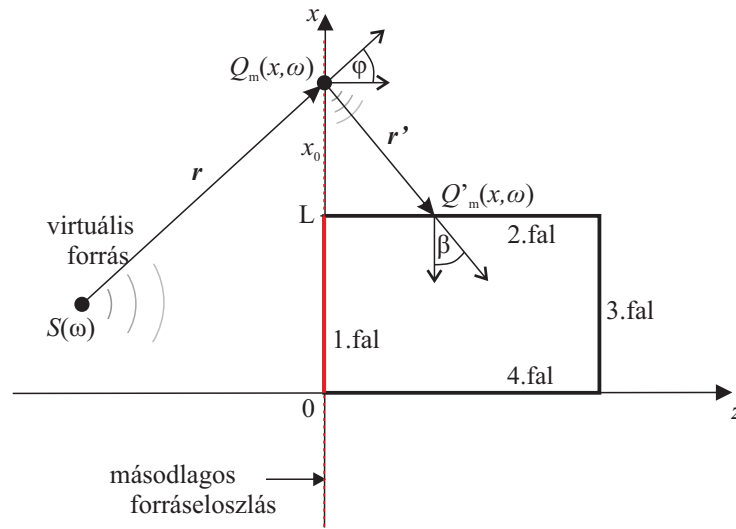
3.2. A probléma megoldása

A probléma megoldásához abból indultam ki, hogy a szintézis tökéletes lenne végtelen hosszú másodlagos forráseloszlás esetén: a diffrakciós hatások is amiatt jönnek létre, hogy a másodlagos források szélső elemeinek nincs szomszédja, amely a ezeket a hatásokat kioltaná, tehát a diffrakció is a vízszintes irányban elhagyott másodlagos források hiányából származik.

A megoldásom alapötlete a következő: a másodlagos vonalforrás csomolásának hatása kiküszöbölhető, ha a szomszédos falakról a hiányzó részek hangterét állítjuk elő. Másképp megfogalmazva: a szomszédos falak bevonása során az újonnan bevont falakról nem az eredeti virtuális forrás hangterét próbáljuk szintetizálni, hanem azt a hangteret, amelyet az előző fal két oldaláról elhagyott másodlagos források hoznának létre ezeken az oldalfalakon.

Az ötlet megvalósításának bemutatásához a vizsgált elrendezés a 3.2 ábrán látható.

Tételezzük fel, hogy egy szobában az ábrán látható módon egy külső virtuális forrás hangterét akarjuk szintetizálni a $z = 0$ vonal – amelybe az 1. fal is beletartozik – mentén elhelyezkedő



3.2. ábra. Elrendezés az elhagyott másodlagos források terének szomszéd falról történő szintetizálásához

folytonos másodlagos forráseloszlással. Ekkor a már ismert módon erre a végtelen hosszú forrásra a $Q_m(x, \omega)$ szintézisoperátorok számíthatók:

$$Q_{m,1.fal}(x, \omega) = S(\omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta z_0}{z_0 + \Delta z_0}} G(\varphi, 0, \omega) \cos \varphi \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}} \quad (3.1)$$

Ebből a forráseloszlásból csak a pirossal jelölt rész, azaz $0 < x < L$ realizálható a szobában a fal mentén elhelyezett forrásokkal. Az ábrán szaggatott vonallal jelölt részeket így tehát elhagyjuk, amely a térben a hangtér torzulását, diffrakciót okoz.

A másodlagos forráseloszlás $x > L$ elhagyott elemei a 2-es fal mögötti virtuális forrásokként is felfoghatóak, ugyanígy a $x < 0$ másodlagos források a 4-es fal mögötti virtuális források. Legegyszerűbb esetben a $z = 0$ vonal mentén elhelyezkedő $Q_m(x, \omega)$ vezérlőjelű monopólusokként kezelhetők, amelyekről így elegendő ismerettel rendelkezünk ahhoz, hogy a 2-es, illetve a 4-es falról terük a szoba belsejében szintetizálható legyen.

Egy $x > L$ virtuális másodlagos forrás terének szintéziséhez a 2. falra kell a már ismert vezérlőoperátort felírni:

$$Q'_m(z, \omega) = Q_m(x, \omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta x_0}{x_0 + \Delta x_0}} \cos \beta \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} \quad (3.2)$$

Az egyenletben x_0 a virtuális másodlagos forrás 2. faltól vett távolsága, Δx_0 a 2. falról való szintézis referenciavonala.

Ahhoz, hogy az összes elhagyott forrás terét visszaállítsuk, ezt a vezérlőoperátort kell az összes elhagyott forrásra kiszámolni, majd összegezni őket. Ez a 2. fal mögötti virtuális másodlagos források terének integrálja, így a 2. fal vezérlőfüggvényeit a következőképp írhatjuk fel:

$$Q_{m,2.fal}(z, \omega) = \int_L^\infty Q_{m,1.fal}(x, \omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta x_0}{x_0 + \Delta x_0}} \cos \beta \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} dx \quad (3.3)$$

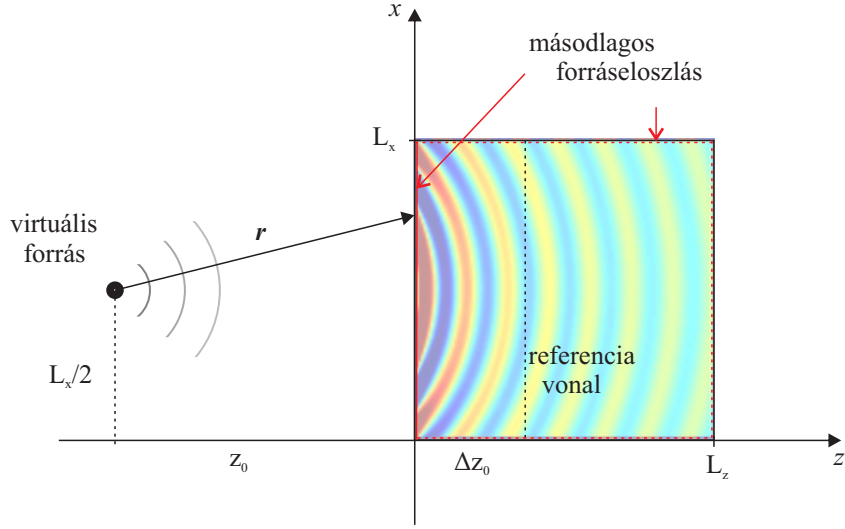
Hasonlóan a 4. fal egyes pontjainak vezérlőfüggvényét úgy kell felírni, hogy azok a $x < 0$ elhagyott virtuális források terét állítsák elő:

$$Q_{m,4.fal}(z, \omega) = \int_{-\infty}^0 Q_{m,1.fal}(x, \omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta x_0}{x_0 + \Delta x_0}} \cos \beta \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} dx \quad (3.4)$$

Természetesen ez még mindig közelítés, hiszen a szintézis hibája ugyanaz, mint az előző esetben: a kialakuló hangtér akkor lenne tökéletes, ha mind a 2. fal mentén, mind a 4. fal mentén végtelen lenne a szintézishez használt forráseloszlás hossza. Az eredmény azonban az imént alkalmazott megoldás ismétli alkalmazásával tovább finomítható: a 2. és 4. falról elhagyott források hatása az 1. és 3. falról közelítőleg lesugározható, úgy, hogy a vezérlőoperátorokat az imént mutatott módszerrel számítjuk. Ez az eljárás tovább folytatható, a kialakuló hangtér az iteráció végtelen számú ismétlésével az eredeti, végtelen hosszú vonalforrásról lesugárzott hangtérbe tart.

A módszer lényege összefoglalva: az első faltól kiindulva, a falak széléről elhagyott másodlagos források hatását a fal két szomszédjára "hajtjuk rá", ezekkel közelítjük azok hangterét. Végtelen számú ilyen hajtogatás után a négy fal lesugárzott hangterének összege elméletileg az eredeti, végtelen hosszú vonalforrás terét adja vissza.

Látható, hogy analitikusan felírva az egyes falak szintézisoperátorait az többszörös integrálegyenlethez vezetne: az integrálások száma egyenlő az iterációk (azaz a "hajtogatások") számával. Érdekes kérdés az ilyen módon végtelenben vett sorösszeg zárt alakban való meghatározása, amely így a tökéletes szintézist eredményezné négy falról. Munkám során erre nem tértem ki, a módszer működésének vizsgálata során bizonyos számú iterációt végeztem el, a végtelenben vett integrálokat pedig kellően nagy számig történő numerikus összegzéssel közelítettem. Ez természetesen jelentősen megnövelte a szintézisoperátorok meghatározásának számításiigényét: egy iteráció elvégzése a klasszikus vezérlőoperátorok számításidejének több, mint 50-szeresét vette igénybe, míg két iterációhoz ez 160-szorosára nőtt. Ez a nagy számítási igény is kiküszöbölhető lenne a zárt alak megtalálásával.



3.3. ábra. Elrendezés a vezérlőoperátorok módosításának hatásának vizsgálatához

3.3. A kidolgozott megoldás eredményei

A módosított vezérlőoperátorok működésének vizsgálatához a szimulációk során alkalmazott elrendezés a 3.3 ábrán látható: Célunk egy a $z < 0$ félsíkon elhelyezkedő monopólus terének reprodukciója a $L_x \times L_z$ szobában, úgy, hogy a szintén monopólus másodlagos forráseloszlás a négy fal mentén helyezkedik el. A konkrét példában a virtuális forrás a $[-1, 1]$ pontban helyezkedik el, a szoba dimenziói $L_x = L_z = 2$ m, míg a referenciavonal: $\Delta z_0 = 0,75$ m. A forrás egységnyi amplitúdóval sugároz, tehát a forrás által a tér tetszőleges $\mathbf{r}'$ pontjában a kialakuló hangnyomás $P(\mathbf{r}') = e^{-jkr'}/r'$.

A klasszikus vezérlőoperátorok számítása a négy fal közül a szintézisben csak a $z = 0$ fal másodlagos forrásai aktívak, a szintézisben csak ezek vesznek részt. Ezekre a klasszikus vezérlőoperátor:

$$Q_m(x, \omega) = S(\omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta z_0}{z_0 + \Delta z_0}} \cos \varphi \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}} \quad (3.5)$$

Ennek az operátornak működését hasonlítottam az előzőekben bemutatott módon számítható saját operátorokhoz amelyeket két iterációig számítottam: a $z = 0$ fal mellől elhagyott másodlagos források hatását számítottam két szomszédjára, $x = L_x$ és $x = 0$ falakra, majd ezen falak mellől elhagyott források hatását tovább számítottam szomszédjaikra, $z = 0$ és $z = L_z$ falakra. Így a hangtér kialakításában egy fal helyett mind a négy fal szerepet vesz. A szimulációk során a virtuális forrás vezérlőjele $f = 1260$ Hz-es szinuszjel volt. A végtelenben vett integrálokat 8 m-nyi elhagyott másodlagos forrás terének számításával helyettesítettem, a tapasztalat azt mutatta, hogy ezen túl az elhagyott másodlagos források hatása elhanyagolható a gyors oszcilláció és a nagy távolság miatt.

A 3.4 ábrán a klasszikus vezérlőoperátorok abszolútértéke kék színnel, a módosított vezérlőoperátorok abszolútértéke piros színnel láthatók. Látható, hogy valóban, a klasszikus vezérlőfüggvények csak azon a falon tartalmaz nemnulla összetevőket, amely mögött a virtuális forrás van, míg a módosított operátorokat alkalmazva mind a négy fal sugároz. Látható, hogy a legnagyobb hozzájárulása a szintézishez a $z = 0$ falnak van, míg a $z = L_z$ hatása elhanyagolható, ezek a várt-nak megfelelő eredmények. Az $x = 0$ és $x = L_x$ falaknak azonban számottevő hozzájárulása van a szintézishez. Ezek elhanyagolása a klasszikus szintézisoperátorok esetén természetesen hatással lesz a kialakuló hangtérre, terük hiánya diffrakcióként jelentkezik.

A 3.5 ábrák a szintetizált hangterek és az eredeti, virtuális forrás által létrehozott hangterek

(nyomásterek) különbségét jelenítik meg: az ábrákon tetszőleges $\mathbf{r}$ pontban az ábrázolt érték:

$$P_{3.5}(\mathbf{r}) = \Delta P(\mathbf{r}) = P_{\text{eredeti}}(\mathbf{r}) - P_{\text{szint}}(\mathbf{r}) \quad (3.6)$$

Az adott elrendezésben a virtuális forrás eredeti nyomástera a szobában 1-re normált, azaz a legnagyobb amplitúdójú pont csúcserőértéke egységnyi. Az így megválasztott paraméterekkel a hibajelenségek amplitúdói könnyebben vizsgálhatók. Látható, hogy a klasszikus esetben a különbségi hangtérben különböző interferenciajelenségek vannak, azaz az eredetitől eltérő irányultságú hullámok is jelen vannak a térben. Ezek a diffrakciós hullámok, amely a véges apertúra méretből származnak. A módosított szintézis operátorokkal szintetizált térrel vett különbségi jelben ezzel szemben a komponensek az eredeti térrel azonos irányultságúak. Ez azt jelenti hogy a szintetizált hangtér az eredetitől csak amplitúdóban tér el, amely hiba azonban a stacionárius fázis közelítés során lép fel, így vonal eloszlású másodlagos források alkalmazása mellett ez a hibajelenség nem kiküszöbölhető. Az ábrán az is megfigyelhető, hogy a szintézis a vártan megfelelően a referencia-vonal mentén hibamentes.

A 3.6 ábrákon a terjedési útból származó csillapítás figyelmen kívül hagyásával, pusztán a hullám csúcserőértéke látható. Ha a vizsgált $\mathbf{r}$ pont és a virtuális forrás távolsága r , akkor az ábrákon bármely pontban az ábrázolt érték:

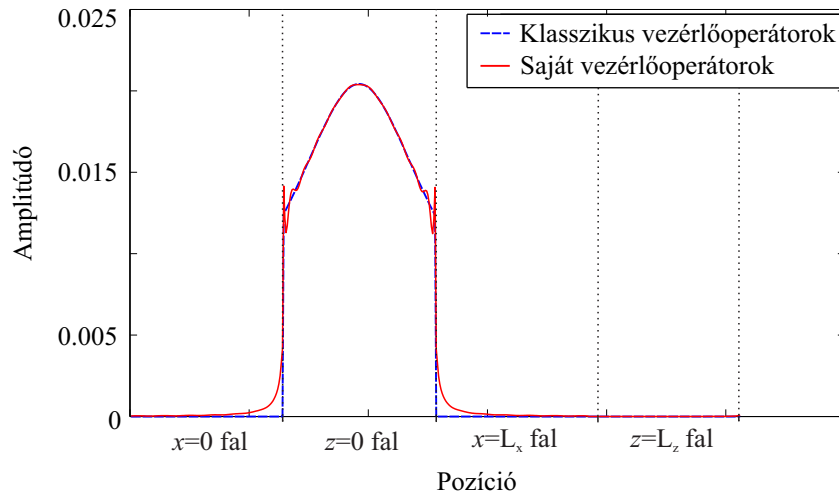
$$P_{3.6}(\mathbf{r}) = re^{ikr} \Delta P(\mathbf{r}) \quad (3.7)$$

Az ábra azt teszi jobban láthatóvá, amely az előző ábrán is látható volt: A klasszikus operátorok esetén a különbségi tér amplitúdójában a diffrakciós hullámok amplitúdója is megjelenik. Látható, hogy jelentős hiba van az $x = 0$ és $x = L_x$ falak közelében, amely falakról való sugárzás hiánya így legjobban megjelenik. A módosított operátorokat alkalmazó hangtér szintézis során azonban a hiba szinte csak a z koordináta monoton csökkenő függvénye, amely azt jelenti, hogy a hiba a Rayleigh-integrál vonalintegrálba való transzformálása miatt jön létre.

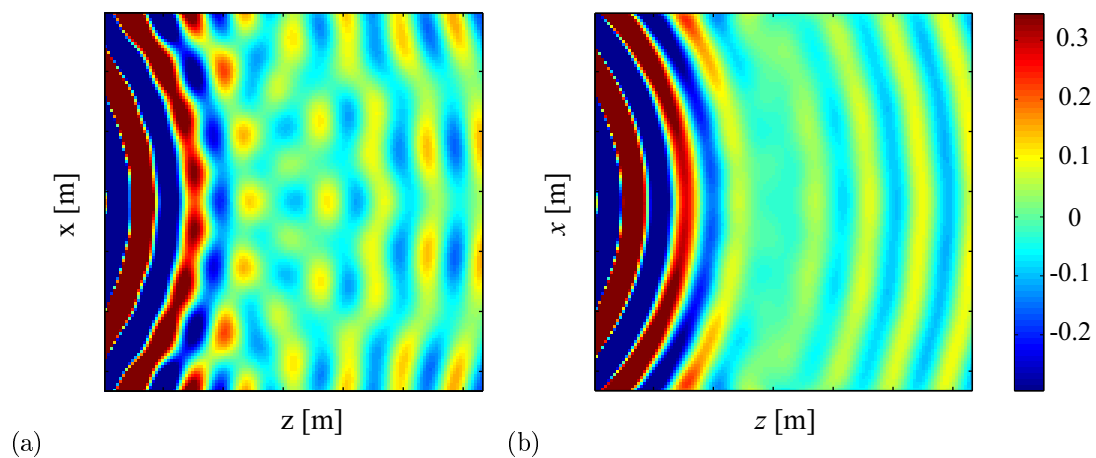
Mivel ez az amplitúdóhiba nem kiküszöbölhető, érdemesebb a hibajelet a nem megszüntethető hiba elhagyásával vizsgálni. Ez látható a 3.7 ábrán, amelyen így $\mathbf{r}$ pontban az ábrázolt érték:

$$P_{3.7}(\mathbf{r}) = (re^{ikr} \Delta P(\mathbf{r})) - A_{\text{kor}}, \quad (3.8)$$

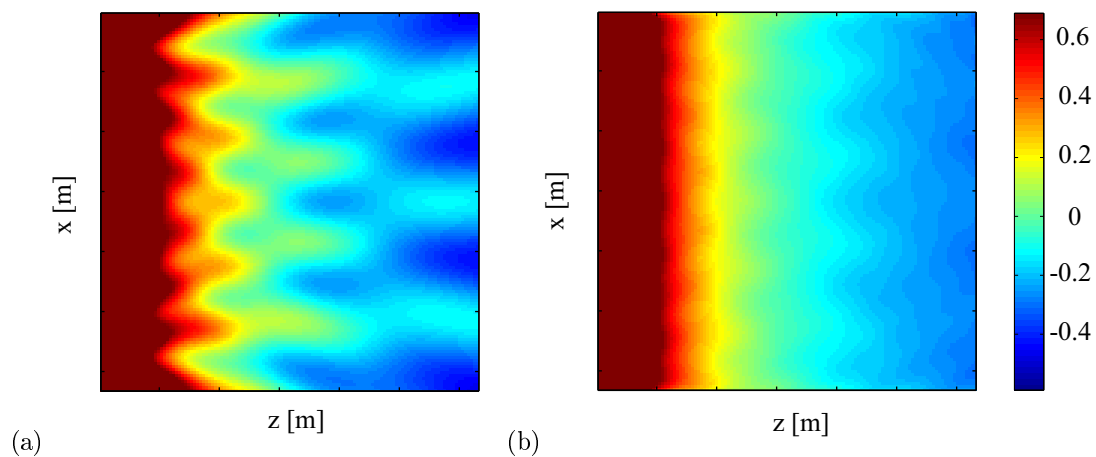
ahol A_{kor} a szintézis korrekciós tényezőjéből számítható hiba. Látható, hogy valóban, a klasszikus vezérlőoperátorok alkalmazása során a maradék hiba még mindig jelentős, ami már kizárólag a véges apertúraméret hatásaként keletkezik, míg a módosított vezérlőoperátorokkal a hiba már a sík szinte teljes részén elhanyagolható.



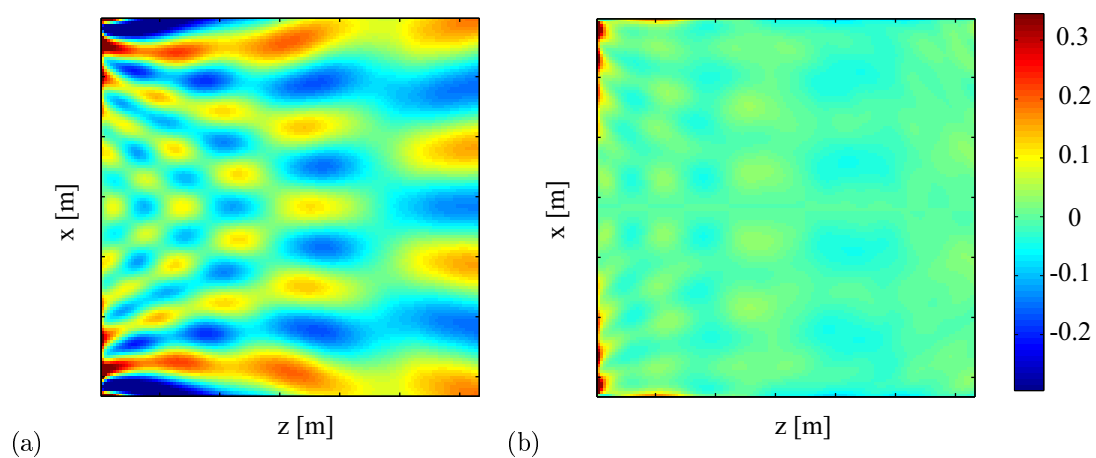
3.4. ábra. A klasszikus és a módosított vezérlőoperátorok abszolútértékének összehasonlítása



3.5. ábra. Az eredeti hangtér és a szintetizált hangtér különbsége a klasszikus operátorok (a) és a módosított operátorok (b) alkalmazásával



3.6. ábra. A szintézis hibájának csúcértéke a klasszikus operátorok (a) és a módosított operátorok (b) alkalmazása mellett



3.7. ábra. A szintézis amplitúdó hibája a korrekciós tag figyelembevétele nélkül a klasszikus operátorok (a) és a módosított operátorok (b) alkalmazása esetén

A 3.7 ábrán is vizsgált maradék hibátér lehetővé teszi a hiba számszerűsítését, amely nem függ a vizsgálgójel frekvenciájától, és a referenciavonal helyétől, pusztán a diffrakciós hatásokat számszerűsíti: a $P_{3.7}(\mathbf{r})$ nyomástér E effektív értéke jól jellemzi ezt a hibamértéket, amely az effektív érték definíciója szerint dB-ben:

$$E = 20 \lg \left(\sqrt{\frac{1}{L_x L_z} \int_0^{L_z} \int_0^{L_x} (r e^{jkr} \Delta p(\mathbf{r}))^2 dx dz} \right) \quad (3.9)$$

Ezt a hibajellemzőt kiértékelve a klasszikus vezérlőoperátor által generált hiba: $E_{\text{klasszikus}} = 11.8$ dB, míg a módosított operátorok esetén ez a mennyiség $E_{\text{mod}} = -12.4$ dB. A hiba effektív értékét más virtuális forráspozíciókra is kiszámítva a módszerem jellemzően 18 – 20 dB-lel javítja a szintézist. Látható, hogy a vezérlőoperátorok módosítása jelentősen csökkentette a diffrakciós hatásokat, így a szintetizált hangtér az általam felírt operátorokkal sokkal jobban megközelíti az eredeti teret, mint a klasszikus eset. A hiba elvileg még tovább csökkenthető, az előző bekezdésben leírt módon: a Rayleigh-integrál további pontosításával, ami az általam megadott módszerrel lehetséges.

4. fejezet

Hangtér szintézis zárt térben

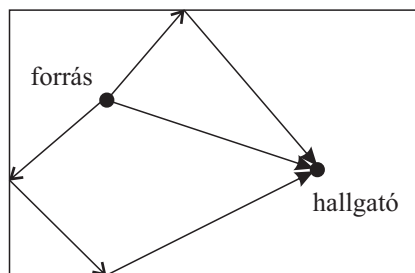
A hangtér szintézis matematikai alapjait bemutató fejezetben látható volt, hogy a hangszórók vezérlőjelének származtatásának alapja a Rayleigh-integrálegyenlet volt. Ez azonban a Kirchhoff–Helmholtz-integrál – amely a hangtér általános leírását adja – egy speciális esetben lehetséges egyszerűsítése: az egyszerűsítéshez a feltétel a Sommerfeld-féle sugárzási feltétel teljesülése, azaz a végtelen féltérbe való sugárzás. Ez azt jelenti, hogy a sugárzó falról induló hullámok a végtelenben elnyelődnek, nem történik visszaverődés. A gyakorlatban a hangtér szintézis zárt térben történik, amelyben – hacsak a falak nem tökéletesen elnyelők – a hullámok a falakról visszaverődnek, a terem visszhangzik. Ez természetesen a térérzetet rombolja.

A fejezetben először a visszhangzó terem leírását mutatom be. Ez alapján módszert dolgoztam ki a teremben elhelyezkedő forrás visszhangjainak kioltására a hangtér szintézis segítségével. A módszer alkalmazható úgy is, hogy a kioltandó visszhangú belső forrás épp a hangtér szintézisre alkalmazott másodlagos forráseloszlás, így ezek reflexióinak kioltásával lehetővé válik a hangtér szintézis zárt térben is. A fejezet második felében ezt a módszert ismertetem.

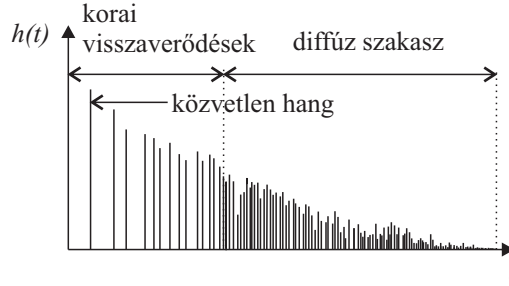
4.1. A zengő terem leírása

Egy terem zengése a hullámok falakról történő sorozatos visszaverődéseiből áll. Egy teremben a forrásból származó hanghullám a megfigyelési pontot legelőször a kettő közötti direkt úton éri el. Az idő ami alatt a hullám eléri a megfigyelőt, természetesen a forrás-megfigyelő távolság és a hangsebesség hányadosa. A direkt útvonalon kívül azonban a hanghullám a falakról visszaverődve is eléri a megfigyelőt, ahogyan az a 4.1 ábrán látszik

A hang többszörösen visszaverődik a falakról, így egyre több visszhang éri el a megfigyelőt. Ha a teret impulzussal gerjesztünk (pl. lufipukkantás, pisztolylövés), adott megfigyelő pozícióban mérhetjük a terem impulzusválaszát. Egy tipikus impulzusválasz látható a 5.7 ábrán. A közvetlen



4.1. ábra. Visszaverődések zárt térben



4.2. ábra. Zengő terem impulzusválasza

hang után beérkező első néhány visszaverődés jól elkülönül egymástól, ezek beérkezési ideje és amplitúdója jól számítható. Ez a determinisztikus szakasz az ún. *korai visszaverődések* szakasza. Ezután a visszaverődések egyre gyakoribbak, végül az impulzusok szinte már nem különülnek el egymástól. Ez a sztochasztikus folyamatként modellezhető lecsengés adja a szoba zengését, neve: *diffúz szakasz*. Teremakusztika területén a szoba egyik legfontosabb jellemzője a diffúz szakasz a hossza és meredeksége, pontosabban az az idő, amely alatt a forrás kikapcsolása után a teremben lévő energiaszint 60 dB-lel csökken. Ez az ún. *utózungési idő*, jelölése T_{60} [1].

4.1.1. A visszaverődések leírása

Mivel a terem zengésének diffúz szakasza sztochasztikus folyamat, ezért ennek kioltása legfeljebb statisztikus módszerekkel, költségfüggvény minimalizálással, adaptív szűréssel lehetséges ([19], [15]). A saját módszerem kidolgozása során a korai visszaverődések elnyomását tűztem ki célul. Ehhez szükség van ezen korai reflexiók fizikai leírásának megértésére ([10], [1]).

Ha egy hullám közeget határoló felületre érkezik, így pl. a levegőben terjedő hullám eléri egy szoba falát, a hullám egy része elnyelődik, azaz átlép a másik közegbe és továbbhalad, másik része pedig visszaverődik. A visszaverődés számunkra legfontosabb jellemzője a *visszaverődési tényező*, amely definíciószerűen a visszaverődött hullám és a beeső hullám komplex csúcserőértékének aránya. Mivel a visszaverődő hullám fázisváltozást is elszenvedhet, ezért a reflexió tényező komplex értékű:

$$R = |R| e^{j\phi} = \frac{A_{\text{refl}}}{A_{\text{be}}} \quad (4.1)$$

A visszaverődési tényező abszolút értéke és fázisa is függ a beeső hullám frekvenciájától és beesési szögétől.

A reflexió jellemezhető a hullám energiacsökkenésével is: a hullám intenzitása az amplitúdója négyzetével arányos. A mérőszám, amely megmutatja, mekkora része nyelődik el a beérkező hullám energiájának, az akusztika területén gyakran használt közegjellemző, az *elnyelési tényező*:

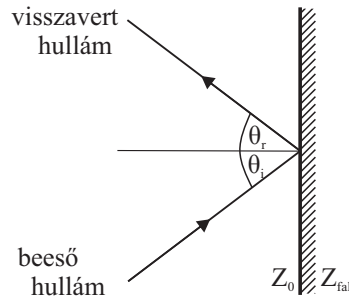
$$\alpha = 1 - |R|^2 \quad (4.2)$$

Szintén gyakran használt akusztikai jellemző a *specifikus*, vagy más néven *akusztikus impedancia*, amely definíciószerűen a közegben terjedő p hangnyomás valamint a v részecskesebesség hányadosa. Síkhullám esetén a levegő *specifikus impedanciája* (hullámimpedanciája):

$$Z_0 = \frac{p}{v} = \rho_0 c \quad (4.3)$$

A fal akusztikus impedanciája a közvetlenül a fal előtt mérhető hangnyomás és az általa létrehozott normális részecskesebesség hányadosaként definiálható, amely részecskesebesség megegyezik a fal rezgésének normális sebességével:

$$Z_{\text{fal}} = \frac{p}{v_n} = Z_{\text{rel}} Z_0 \quad (4.4)$$



4.3. ábra. Visszaverődés közeghatáron

A falról történő visszaverődéseket jellemző elnyelési tényezőt és reflexiós tényezőt leggyakrabban a közegek akusztikus impedanciáival írjuk le: A falra merőlegesen beérkező síkhullámok esetén a reflexiós tényező egyszerűen kifejezhető a levegő és a fal impedanciájával, a távvezeték modellel analóg módon:

$$R = \frac{Z_{\text{fal}} - Z_0}{Z_{\text{fal}} + Z_0} = \frac{Z_{\text{rel}} - 1}{Z_{\text{rel}} + 1} \quad (4.5)$$

Általános esetben a vizsgált elrendezés a 4.3 ábrán látható. A legfontosabb visszaverődési szabály, amelyet a következőekben ki is használunk a geometriai optika egyik alaptörvénye: a hullám visszaverődési szöge egyenlő a beesési szöggel, azaz $\Theta_i = \Theta_r$. Általános esetben az előző összefüggések Θ beesési szög mellett a következő alakúak [8]:

A fal akusztikus impedanciája:

$$Z = \frac{\rho_0 c}{\cos \Theta} \frac{1 + R}{1 - R} \quad (4.6)$$

A visszaverődési tényező:

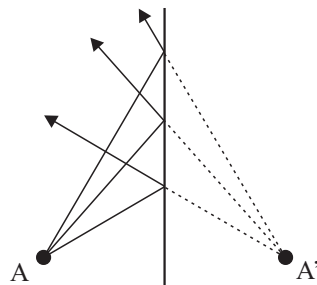
$$R = \frac{Z_{\text{fal}} \cos \Theta - \rho_0 c}{Z_{\text{fal}} \cos \Theta + \rho_0 c} = \frac{Z_{\text{rel}} \cos \Theta - 1}{Z_{\text{rel}} \cos \Theta + 1} \quad (4.7)$$

Végül az elnyelési tényező:

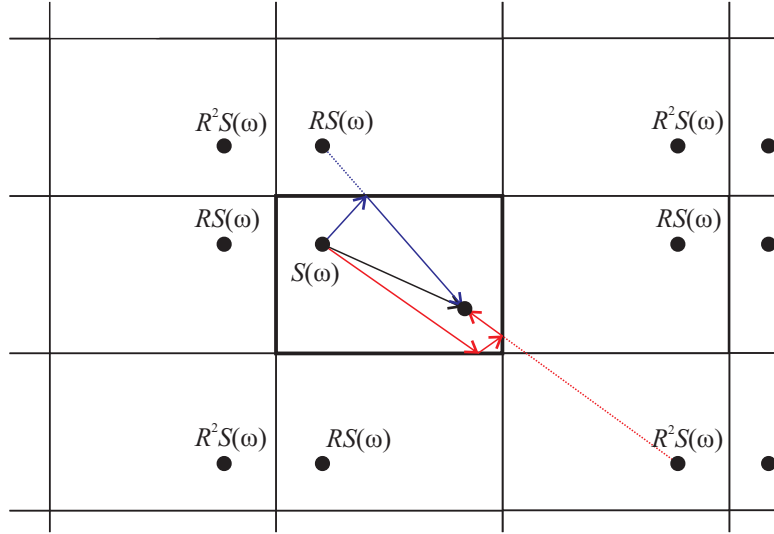
$$\alpha = \frac{4 \operatorname{Re}(Z_{\text{rel}}) \cos \Theta}{|Z_{\text{rel}}|^2 \cos^2 \Theta + 2 \operatorname{Re}(Z_{\text{rel}}) \cos \Theta + 1} \quad (4.8)$$

4.1.2. A tükörforrások módszere

A tény, hogy a hullám visszaverődése során a hullám beesési szöge és a reflektált hullám a normálissal bezárt szöge megegyezik, lehetőséget ad a szobában a visszaverődések geometriai szerkesztésére: Egy forrásból származó bármely irányú hullám visszaverődése kiszerkeszthető, ha



4.4. ábra. Visszaverődések geometriai szerkesztése



4.5. ábra. Tükörforrások szerkesztése négyzetálapú szobában

az eredeti forrást tükrözzük a visszaverő felületre, majd a visszaverődő hullámokat ebből a tükörforrásból származó hullámnak tekintjük. Ez látható a 4.4 ábrán. Természetesen a szerkesztés során feltételezzük, hogy a tükörforrás iránykarakteristikája az eredeti forrás iránykarakteristikájának tükörképe.

Ahogy láthattuk, a beérkező hullám egy része elnyelődik, energiájának csak az $(1 - \alpha)$ -szorosa verődik vissza a felületről. Az elnyelési tényező irány- és frekvenciafüggő, így a visszaverődött hullámnak az intenzitása és spektruma is változik. Egyszerű esetben ez a tényező figyelembe vehető, ha a tükörforrás spektrumát és intenzitását eszerint módosítjuk.

Vizsgáljuk most a 4.5. ábrát. Tegyük fel, hogy a vizsgált szobában a plafonról és a padlóról nem történnek visszaverődések. Ekkor a szoba tetszőleges pontjában mért impulzusválaszában a direkt hang megjelenése után az első négy visszaverődés a szoba négy faláról egy visszaverődés után érkezik a hallgató pozíciójába. Ezeket *elsőrendű visszaverődéseknek* nevezzük, amelyekhez a hullám útja megszerkeszthető a hangforrás négy határolófalra való tükrözésével. Az eredeti hullám többszörös visszaverődés után is érkezik a megfigyelési pozícióba, ennek rendje a hallgatóhoz érkezés előtti visszaverődések száma. A hullámok útja szintén szerkeszthető, a forrás a falakra való többszöri tükrözésével. A 4.5 ábrán kék színnel egy elsőrendű visszaverődés, piros színnel egy másodlagos visszaverődés szerkesztése látható. Ha a határoló falak száma N , akkor az első i_0 -ad rendű visszaverődés kiszámításához szükséges tükörforrások száma:

$$N(i_0) = N \frac{(N-1)^{i_0} - 1}{N-2} \quad (4.9)$$

Legegyszerűbb esetben a reflexiós tényezőt irány- és frekvenciafüggetlennek tekintjük, értéke R . Ebben az esetben a tükörforrások segítségével a reflektált hullám amplitúdóját is meghatározhatjuk: i_0 visszaverődés után a hullám amplitúdója pusztán a visszaverődések miatt R^{i_0} -adára csökken, az adott megfigyelőpontba való megérkezésig való késleltetés és nyomvonalcillapítás az i_0 -ad rendű tükörforrás megszerkesztésével meghatározható.

Szigorúan véve a tükörforrások módszere csak abban az esetben írja le tökéletesen a visszaverődéseket, ha a falak specifikus impedanciája $+1$, vagy -1 . Más esetben az eredmények nem teljesen korrektek, hiszen a reflexiós tényezőt, és abszorpciós tényezőt is síkhullámok visszaverődése esetén számítottuk, míg jelen esetben a pontforrásokból gömbhullámok indulnak ki. A tükörforrások módszerével tehát akkor közelíthetjük jól a visszaverődéseket, ha teljesül a $kr \gg 1$ feltétel, azaz a forrás a faltól olyan messze van, hogy a hullám görbülete elhanyagolható. Emellett a valóságban a

reflexiós tényező irány- és frekvenciafüggő: a falak általában aluláteresztő szűrőként viselkednek.

4.2. Reflexiókompenzáció hangtér szintézissel

A következőkben az általam kidolgozott módszert mutatom be, amely állandósult állapotban a reflexiók kioltására alkalmas a tükörforrások módszere alapján.

4.2.1. Belső forrás visszhangkioltása

Tételezzük fel, hogy egy szobában a hallgató magasságában egy monopólus karakterisztikájú hangforrás helyezkedik el, amely adott frekvencián állandó amplitúdóval sugároz. A terem állandósult állapotban, azaz a visszhangok okozta tranziens szakaszt követően vizsgáljuk. Ez azt jelenti, hogy a szoba egyes pontjaiban a mérhető időfüggvény az adott pontra vonatkozó impulzusválasz és a forrás időfüggvényének – amely most tisztán szinuszos – konvolúciója.

Az egyszerűbb vizsgálat kedvéért tegyük fel, hogy a szobában a plafon és a padló elnyelési tényezője 1, tehát teljesen elnyelő. Ekkor a szoba bármely pontjában számítható a visszaverődések hatása a tükörforrások módszerével:

Csak az elsőrendű visszaverődések figyelembevételéhez a belső forrást a szoba négy oldalfalára tükrözzük. Ekkor a szoba tetszőleges $\mathbf{r}_A$ pontjában kialakuló hangtér az eredeti forrás hangterének és a négy tükörforrás hangterének összegeként áll elő, amelyek a visszaverődés során R reflexiós tényezőnyi amplitúdócsökkenést szenvednek:

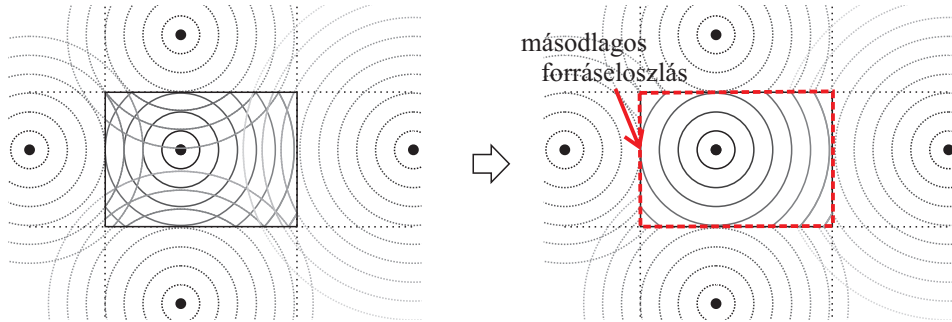
$$P(\mathbf{r}_A, \omega) \Big|_{i_0=1} = S(\omega) \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_S|}}{|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_S|} + \sum_{n=1}^4 S(\omega) R \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_{S_N}^{(1)}|}}{|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_{S_N}^{(1)}|}. \quad (4.10)$$

Az egyenletben $S(\omega)$ a forrás vezérlőjele, $\mathbf{r}_S$ a forrás helyvektora, $\mathbf{r}_{S_N}^{(1)}$ a forrás elsőrendű visszaverődését leíró N . tükörképének helyvektora. Az állandósult állapot számításához természetesen az összes visszaverődés hatását figyelembe kell venni, amely végtelen számú tükörforrás terének összegeként írható fel:

$$P(\mathbf{r}_A, \omega) = S(\omega) \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_S|}}{|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_S|} + \sum_{n=1}^{\infty} S(\omega) R^{i_0} \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_{S_N}^{(i_0)}|}}{|\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_{S_N}^{(i_0)}|}, \quad (4.11)$$

ahol i_0 a visszaverődés foka, így az aktuális tükörforrás tükrözési száma.

Az állandósult hangtér így felírható az eredeti forrás tere és a falak mögött elhelyezkedő tükörforrások, mint virtuális források hangterének összegeként. A hangtér szintézis vezérlő operátorok



4.6. ábra. Tükörforrások terének kioltása hangtér szintézissel

éppen egy szobában, egy fal mögött elhelyezkedő virtuális forrás terének szintézisére lettek származtatva. *Ha tehát a vizsgált szobában a belső forráson kívül a falak mentén a belső forrás magasságában folyamatos forráseloszlást helyezünk el, a hangtér szintézis segítségével a tükröforrások terének (-1) -szerese létrehozható a szintézis síkjában. Mivel a tükröforrások tere és a szintetizált hangtér a teremben összeadódik, ezért a tükröforrások tere, és így a reflexiók hatása kioltható.*

Vegyük észre azonban, hogy a belső forrást tükrözzük egy határoló falra, és a tükrökép terét, mint virtuális forrás terét (-1) -szeresen szintetizáljuk, akkor az adott falról történő összes reflexiót kioltjuk, így erről a falról már nem származhat magasabb rendű visszaverődés. Ez azt jelenti, hogy pusztán az elsődleges visszaverődésekhez tartozó tükröforrások helyének számításával, és hangterének ellenfázisú lesugárzásával a szobában az összes vízszintes irányú reflexió kioltható. A megoldás szemléltetése a 4.6 ábrán látható.

Természetesen a falakról történő visszhangkioltás akkor lenne tökéletes, ha a falak teljes egészén tudnánk másodlagos forrásokat elhelyezni. Ekkor az $\mathbf{r}_S$ belső pontba helyezett $S(\omega)$ vezérlő-jelű monopólus teljes visszaverődő tere kioltható, ha az N. falon $\mathbf{r}$ pontban elhelyezett monopólus vezérlőoperátora:

$$Q_{m,3D}^N(\mathbf{r}, \omega) = 2RS(\omega) \frac{1 + jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_S|}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_S|} \frac{e^{-jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_S|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_S|}, \quad (4.12)$$

ahol $\mathbf{r}'_S$ a virtuális forrás, azaz az eredeti belső forrás aktuális, N. falra vett tükröképének helyek-tora, valamint $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_S|$ a virtuális forrás és a másodlagos forrás távolsága.

Ez természetesen a gyakorlatban túl sok hangszórót igényelne, így alkalmazhatjuk ismét a stationárius fázisú közelítést. Ennek eredményeképp elegendő a belső forrás magasságában elhelyezni a fal mentén a másodlagos forrásokat, ebben a síkban a visszhangok közelítően kiolthatóak. Ekkor az N. falon elhelyezett vonalforrás $\mathbf{r}$ pozícióban elhelyezkedő elemének vezérlőoperátora a már ismertett közelítések miatt a következőképp alakul:

$$Q_{m,2.5D}^N(\mathbf{r}, \omega) = RS(\omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta z_0}{z_0 + \Delta z_0}} \cos \varphi \frac{e^{-jk|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_S|}}{\sqrt{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_S|}} \quad (4.13)$$

Az egyenletben a Δz_0 a referencia vonal és a másodlagos forráseloszlás távolsága, míg z_0 a virtuális forrás és a másodlagos forrás közötti legkisebb távolság.

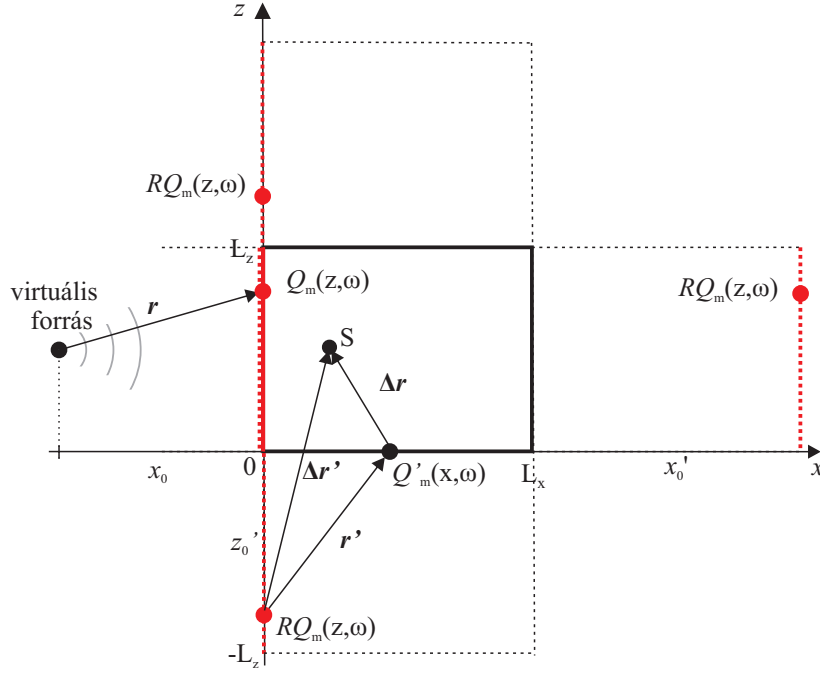
4.2.2. Hangtér szintézis visszhangkioltással

A négy fal mentén elhelyezett forráseloszlással a bemutatott módszerrel egy belső forrás reflektált hangtere kioltható, a visszaverődések hatása elméletileg megszüntethető. Határhelyzetben ez a belső forrás a falon helyezkedik el, a hangtér szintézis segítségével a visszaverődő tér ilyenkor is kioltható. Ekkor azonban ezt kezelhetjük úgy is, hogy a kioltandó terű forrás épp a másodlagos forráseloszlás egyik tagja. Ez az alapötlete a visszhangkompenzációt is alkalmazó hangtér szintézisnek: a másodlagos forrásokkal részben a reprodukálendő hangteret szintetizáljuk, részben a másodlagos források visszhangjait oltjuk ki.

Ha a hangtér szintézissel a klasszikus módon a szobán kívüli tetszőleges helyen lévő virtuális forrás hangterét szintetizáljuk, akkor a zengő teremben a másodlagos forrásokból induló hullámok a falakról visszaverődnek, a térben nemcsak a virtuális forrás tere alakul ki, hanem ehhez hozzáadódnak a másodlagos források visszhangjai. Természetesen ez egy kis elnyelési tényezőjű szobában teljesen lerombolja a kialakuló hangképet, az eredeti, szintetizálendő tér szinte felismerhetetlen, ahogy a következő fejezetben a szimulációk eredményén láthatjuk.

Az imént bemutatott módszer segítségével azonban a másodlagos források visszhangjai a többi forrás segítségével kioltható. Ezt a kioltást az összes aktív másodlagos forrásra elvégezve elméletileg a teremben az összes zavaró visszhang megszüntethető és a maradék hangtér a virtuális forrás szintetizált hangtere.

A visszhangkompenzációt is alkalmazó hangtérszintézis tehát a következőképp valósítható meg, a 4.7 ábrán látható jelölésekkel:



4.7. ábra. Másodlagos források – mint tükörforrások – hangterének szintetizálása a többi másodlagos forrás segítségével

- Első lépésként a virtuális forrás terének szintézisére szolgáló klasszikus vezérlőoperátorok számítása a feladat:

$$Q_m(z, \omega) \Big|_{x=0} = S(\omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta x_0}{\Delta x_0 + x_0}} \cos \varphi \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}}, z \in [0, L_z] \quad (4.14)$$

Ekkor a másodlagos forráseloszlás tagjai $Q_m(x, \omega)$ vezérlőfüggvényű monopólusok, amelyek a teremben visszhangzanak. A vizsgált esetben a nem-nulla vezérlőjelű források folytonos piros vonallal vannak jelölve.

- A visszhangok meghatározására a másodlagos forráseloszlás összes tagját tükrözzük a terem négy falára. Az így kapott tükörképek helyét az ábrán szaggatott piros vonal jelzi. Ezek a térben $RQ_m(x, \omega)$ monopólusokként látszanak, ahol R a reflexió tényezője. A teljes visszhangos tér állandósult állapotban ismét, a másodlagos forráseloszlás végtelen számú tükrözésével és terük összegzésével lenne meghatározható.
- A visszhangok kioltásához a négy falról a másodlagos forráseloszlás tükörképeinek hangterének (-1)-szeresét kell szintetizálni. Legegyszerűbb esetben adott tükörkép terét azzal a fallal érdemes szintetizálni, amelyikre a tükrözést végrehajtottuk, hiszen a másodlagos forráseloszlás amögött a fal mögött helyezkedik el. Ezt a következő egyenlettel fogalmazhatjuk meg, a 4.7 ábrán látható $z = 0, x \in [0, L_x]$ falról való szintézis esetén, tetszőleges belső pontra:

$$\int_0^{L_x} Q'_m(x, \omega) \frac{e^{-jk\Delta r}}{\Delta r} dx = - \int_{-L_z}^0 RQ_m(z, \omega) \frac{e^{-jk\Delta r'}}{\Delta r'} dz \quad (4.15)$$

- Ez alapján az ábrán látható jelölésekkel a $z = 0, x \in [0, L_x]$ fal, valamint a $z = L_z, x \in [0, L_x]$ fal vezérlőfüggvénye:

$$Q'_m(x, \omega) \Big|_{z=0} = - \int_{-L_z}^0 RQ_m(z, \omega) \Big|_{x=0} \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta z'_0}{\Delta z'_0 + z'_0}} \cos \varphi \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} dz, x \in [0, L_x] \quad (4.16)$$

$$Q'_m(x, \omega) \Big|_{z=L_z} = - \int_{L_z}^{2L_z} RQ_m(z, \omega) \Big|_{x=0} \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta z'_0}{\Delta z'_0 + z'_0}} \cos \varphi \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} dz, x \in [0, L_x], \quad (4.17)$$

míg a $x = 0, 0 \in [0, L_z]$, valamint a $z = L_x, z \in [0, L_z]$ falakon elhelyezett másodlagos források vezérlőfüggvénye:

$$Q'_m(z, \omega) \Big|_{x=0} = - \int_0^{L_z} RQ_m(z, \omega) \Big|_{x=0} \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta x'_0}{\Delta x'_0 + x'_0}} \cos \varphi \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} dz, z \in [0, L_z] \quad (4.18)$$

$$Q'_m(z, \omega) \Big|_{x=L_x} = - \int_0^{L_z} RQ_m(z, \omega) \Big|_{x=0} \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta x'_0}{\Delta x'_0 + x'_0}} \cos \varphi \frac{e^{-jkr'}}{\sqrt{r'}} dz, z \in [0, L_z]. \quad (4.19)$$

- A végleges vezérlőfüggvények végül minden falra Q és Q' függvények összegeként áll elő, hiszen a hangterek egyszerűen összegezhetőek:

$$Q_m(x, z, \omega) = Q_m(x, z, \omega) + Q'_m(x, z, \omega) \quad (4.20)$$

A vizsgált esetben csak az $x = 0, z \in [0, L_z]$ falnak van nem 0 értékű Q operátora, ezért az összegzést elegendő erre a falra elvégezni.

Természetesen alkalmazhatjuk az előző feladatban bemutatott általam továbbfejlesztett szintézisoperátorokat is. Ekkor a 4.7 ábrán látható monopólus terének szintéziséhez nem csak egy fal járul hozzá, hanem annak két szomszédja is. Ekkor természetesen a tükrözött források terének kioltásához is több falat kell a szintézisbe bevonnunk, amely a vezérlőoperátorok számítását bonyolultabbá teszi, és a számításigényt is jelentősen megnöveli.

A hangtér szintézis ilyen alkalmazásával tehát a szintézis kiterjeszthető zárt terekre is. Természetesen a megoldás csak a négy határolófalról történő reflexiók kioltására alkalmas a szintézis síkjában. A plafonról és padlóról történő visszaverődések ilyen módú kioltására nincs lehetőség, hiszen ehhez ezeken a falakon is forrásokat kéne elhelyezni. Ezeknek a kioltására más módszer szükséges, ilyen lehet esetleg az adaptív szűrésen alapuló reflexió kompenzáció [15].

5. fejezet

A módszer eredményeinek vizsgálata

5.1. Szimuláció állandósult állapotban

A tükörforrások módszere ha bizonyos korlátok között is, de módszert ad a visszaverődések pontos meghatározására, amely alapján a visszhangkioltás lehetővé válik. A zengő terem vizsgálatához azonban olyan szimulációs környezet alkalmazása szükséges, amely egy terem állandósult állapotát képes adott gerjesztésre megjeleníteni. Az állandósult állapot számítása összetett feladat, a Helmholtz-egyenlet numerikus megoldása szükséges hozzá, tükörforrások alapján a pontos számítás lehetetlen. Több numerikus megoldás is létezik, ilyenek a *véges differencia módszer* (FDM), *véges elem módszer* (FEM), *peremelem módszer* (BEM). Választásom végül a *spektrális véges elem módszerre* esett, amelynek alapja a szobában kialakuló hangtér a szoba módusfüggvényeinek megfelelő súlyozással történő előállítás: így egyszerűsített számításokkal határozhatjuk meg tetszőleges merev falú teremben az állandósult állapotban kialakuló nyomásteret, amely során tehát az összes reflexió hatását figyelembe vesszük.

5.1.1. A spektrális végeselem módszer

A vizsgált probléma a 5.1 ábrán látható: adott egy Γ_a felülettel határolt Ω_a térfogat. A rendszer gerjesztése a határoló felület rezgése, $\mathbf{V}_b(\mathbf{x}, \omega)$. A feladat a térfogat tetszőleges belső pontjában kialakuló $P(\mathbf{x}, \omega)$ meghatározása, úgy, hogy az megoldása a Helmholtz-egyenletnek:

$$(\nabla^2 + k^2)P(\mathbf{x}, \omega) = 0. \quad (5.1)$$

A peremfeltételek a fal rezgései és a vizsgált tér hangtérjellemzői között adják meg a kapcsolatot a frekvenciatartományban: ha a határolófelület akusztikai impedanciája Z_a , admittanciája ennek a reciproka H_a , akkor a peremfeltételeket az alábbi módon fogalmazhatjuk meg:

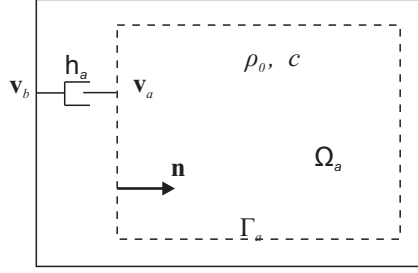
$$P(\mathbf{x}, \omega) = Z_a(\mathbf{x}, \omega)[\mathbf{V}_b(\mathbf{x}, \omega) - \mathbf{V}_a(\mathbf{x}, \omega)]\mathbf{n}(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \Gamma_a \quad (5.2)$$

$$P(\mathbf{x}, \omega)H_a(\mathbf{x}, \omega) = [\mathbf{V}_b(\mathbf{x}, \omega) - \mathbf{V}_a(\mathbf{x}, \omega)]\mathbf{n}(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in \Gamma_a \quad (5.3)$$

A spektrális végeselem módszer alapja az, hogy egy térben kialakuló hangtér sorbafejthető a szobában kialakuló *módusalakok* szerint. A módusfüggvények azok az adott frekvenciájú állóhullám alakok, amelyek adott geometriájú szobában kialakulhatnak. A módusok frekvenciái a szoba *sajátfrekvenciái*. Ezek a függvények az adott szobában felírt Helmholtz-egyenlet sajátfüggvényei, amelyek így a szobában kialakuló hangtér teljes bázisát adják: bármely, a szobában kialakuló hangtér felírható a szoba módusainak szuperpozíciójaként. A módusalakok előzetes ismeretében ez a hangtér gyors számítására ad lehetőséget. A módusok azonban csak ritkán határozhatóak meg egyszerűen.

Egy Γ_A felület által határolt Ω_A térfogatú szobában kialakuló nyomástér tehát felírható a módusfüggvények lineáris kombinációjaként:

$$\hat{P}(\mathbf{x}, \omega) = \sum_n \Psi_n(\mathbf{x})\hat{Q}_n(\omega), \quad (5.4)$$



5.1. ábra. Az akusztikai térszámítási feladat a spektrális véges elem módszerhez (forrás: [12])

ahol $\hat{Q}_n(\omega)$ az adott $\Psi_n(\mathbf{x})$ módus hozzájárulása a kialakuló hangtérhez, vagy másképp a *modális koordináta*.

A módusok eleget tesznek két ortogonalitási feltételnek:

$$\int_{\Omega_A} \Psi_n(\mathbf{x}) \Psi_m(\mathbf{x}) d\Omega = \delta_{nm}, \quad (5.5)$$

valamint a térbeli deriváltakra:

$$\int_{\Omega_A} \nabla \Psi_n(\mathbf{x}) \nabla \Psi_m(\mathbf{x}) d\Omega = \delta_{nm} k_n k_m, \quad (5.6)$$

ahol δ_{nm} a Kronecker-delta. A feladat a modális koordináták meghatározása adott gerjesztés mellett, hiszen ezek ismeretében a teremben kialakuló hangtér (5.4) szerint előállítható.

Ehhez a kiindulási egyenlet a $\Psi_n(\mathbf{x}) \nabla P$ vektortérre alkalmazott Gauss-tétel, a Γ_A felület által határolt Ω_A térfogaton:

$$\int_{\Omega_A} \nabla(\Psi_n(\mathbf{x}) \nabla P(\mathbf{x}, \omega)) d\Omega = - \int_{\Gamma_A} \Psi_n(\mathbf{x}) \nabla P(\mathbf{x}, \omega) \mathbf{n}(\mathbf{x}) d\Gamma \quad (5.7)$$

A megfelelő matematikai átalakításokat elvégezve [12] az egyenlet a következő alakra hozható:

$$k_n^2 \hat{Q}_n(\omega) + jk \sum_m D_{nm} \hat{Q}_m(\omega) - k^2 \hat{Q}_n(\omega) = jk Z_0 \int_{\Gamma_A} \Psi_n(\mathbf{x}) \mathbf{V}_b(\mathbf{x}, \omega) \mathbf{n}(\mathbf{x}) d\Gamma, \quad (5.8)$$

vagy mátrixos formában:

$$(\mathbf{\Lambda} + jk \mathbf{D} - k^2 \mathbf{I}) \mathbf{Q} = \mathbf{F}, \quad (5.9)$$

ahol $\mathbf{Q}$ a keresett modális koordináták mátrixszoa, $\mathbf{\Lambda} = \text{diag}(k_n^2)$ a modális hullámszámok diagonális mátrixszoa, $\mathbf{I}$ az egység-mátrix, míg $\mathbf{D}$ az általánosított csillapítási mátrix, amelynek elemei:

$$D_{nm}(\omega) = \int_{\Gamma_a} \frac{\Psi_n(\mathbf{x}) \Psi_m(\mathbf{x})}{\bar{Z}_a(\mathbf{x}, \omega)} d\Gamma \quad (5.10)$$

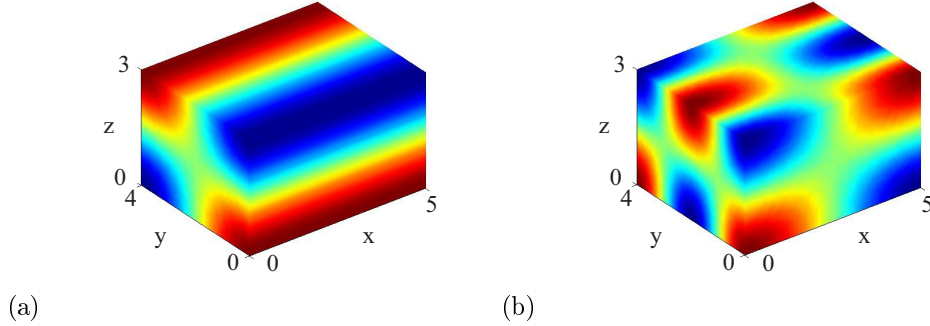
és

$$\bar{Z}_a(\mathbf{x}, \omega) = \frac{Z_a(\mathbf{x}, \omega)}{\rho_0 c} \quad (5.11)$$

a falak normalizált akusztikus impedanciája. Végül $\mathbf{F}$ az általánosított akusztikus terhelés vektor, amivel a gerjesztés vektor adható meg, n -edik eleme:

$$F_n(\omega) = jk z_0 \int_{\Gamma_A} \Psi_n(\mathbf{x}) \mathbf{V}_b(\mathbf{x}, \omega) \mathbf{n}(\mathbf{x}) d\Gamma. \quad (5.12)$$

A gerjesztés-vektor és a falak impedanciájára felírt Robin-peremfeltételek ismeretében (5.9) egyenlet alapján Q_n modális koordináták számíthatók. Ha a szoba $\Psi_n(\mathbf{x})$ módusalakjai előre ismertek, akkor 5.4 egyenlet alapján a szobában kialakuló nyomás számítható a tér tetszőleges pontjában.



5.2. ábra. (a) A $(0, 1, 1)$ és az (b) $(1, 2, 1)$ módusalakok képe $L_x = 5$ m, $L_y = 4$ m, $L_z = 3$ m dimenziójú téglalap alapú szobában [12].

5.1.2. Zárt terem módusai

Téglatest alakú teremben a Helmholtz-egyenlet szeparálható, így a szobában kialakuló módusok könnyen meghatározhatóak. Ha a merev falú ($v_n = 0$) szoba méretei $L_x \times L_y \times L_z$

$$\Psi_n(\mathbf{x}) = \Psi_n(x, y, z) = B_n \cos\left(\frac{\pi l_{x_n} x}{L_x}\right) \cos\left(\frac{\pi l_{y_n} y}{L_y}\right) \cos\left(\frac{\pi l_{z_n} z}{L_z}\right) \quad (5.13)$$

Az egyenlet B_n amplitúdójú állóhullámokat ír le a szobában. A módusokat az $(l_{x_n}, l_{y_n}, l_{z_n})$ számhármassal írjuk le, amely az egyes irányokban kialakuló fél-hullámszámot jelöli. Az egyes módusok frekvenciái a terem sajátfrekvenciái, amelyek a következőképp számíthatók:

$$f_{l_{x_n}, l_{y_n}, l_{z_n}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{l_{x_n} \pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{l_{y_n} \pi}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{l_{z_n} \pi}{L_z}\right)^2} \quad (5.14)$$

Ezek az frekvenciák az adott módusalak gerjesztés nélkül kialakulhat és fennmaradhat. A szoba sajátfrekvenciáin a teremnek mint rendszernek az átvitelében kiemelések vannak.

A módusok B_n együtthatói a módusok (5.5) ortogonalitási feltételéből számíthatók:

$$B_n = \sqrt{\frac{2^s}{V}}, \quad (5.15)$$

ahol V a szoba térfogata, s az $(l_{x_n}, l_{y_n}, l_{z_n})$ számhármass nem-nulla elemeinek száma.

A frekvencia növekedtével a módusok egyre sűrűbbek, egy határon túl az egyes módusok már nem különálló vonalként jelentkeznek az átvitelben, hanem egybemosódnak. Ennek szab határt az ún. *Schröder-frekvencia*, előlött a terem hangterének modális vizsgálata nem hatékony.

A módusok tehát egyszerű, téglalap alapú szobában könnyen meghatározhatóak, és így a spektrális végelem módszer segítségével a szoba nyomástera számítható. A hangtér egyenletek ilyen módú megoldására PUTA¹ nevű kész függvénygyűjtemény állt rendelkezésemre, amelyet a saját felhasználási célomhoz igazítottam, így már megfelelő szimulációs környezettel rendelkeztem a zárt hangterek vizsgálatához, és az előző fejezetben bemutatott általam kidolgozott módszer teszteléséhez.

¹Peter's Universal Toolbox for Acoustics

5.2. A reflexiókompenzáció hatásának vizsgálata

5.2.1. Belső forrás reflexiókioltásának vizsgálata

A spektrális végeelem módszeren alapuló szimulációs környezetben az előző fejezetben bemutatott reflexiók kioltására kidolgozott módszer működése állandósult állapotban jól vizsgálható.

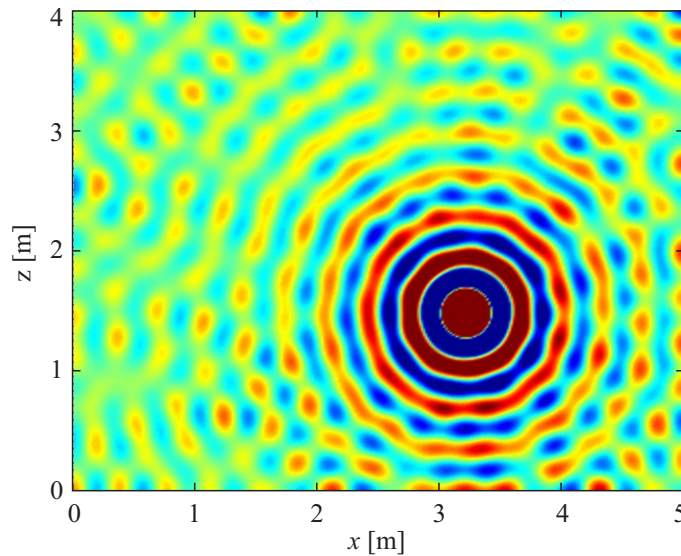
A vizsgálatot egy terem belsejében elhelyezett monopólus állandósult terének szimulációjával kezdtem. A következő szimulációkat 1 kHz frekvencián végeztem, mivel ezen a frekvencián a hangtér szintézis kb. 10 cm átmérőjű hangszórókkal megvalósítható, ráadásul az emberi irányhallásban is kitüntetett szerepet játszik ez a 1 – 1.5 kHz körüli frekvenciasáv ([21],[17]).

A szimulációs környezet, mint az előző bekezdésben látható volt a határoló falak impedanciájának, így közvetetten a α abszorpciós tényező megadását teszi lehetővé. A megadott 1 kHz-en a megfelelően megválasztott drapériával akár $\alpha = 0.75$, üveggypot burkolattal akár $\alpha = 0.99$ elnyelési tényező elérhető [18]. Elméletileg tehát a burkolat megfelelő megválasztásával elhanyagolhatóvá tehetőek a plafonról és padlóról történő visszaverődések. Ha a belső forrás és a hallgató a szintézis síkjában helyezkedik el, akkor a hallgatóhoz a síkon kívüli visszaverődések már csak mint a plafonról, vagy plafonról érkező másodlagos visszaverődések érzékelhetők, amelyek tehát a vizsgált esetben elnyelődnek. Épp ezért, a szimulációkat a szintézis síkjában vizsgáltam, a plafonra és padlóra $\alpha = 1$ elnyelési tényezőt előírva. Ez $z = \rho_0 c$ akusztikus impedanciát jelent, amely síkhullámra nézve épp a hullámimpedancia, így illesztett lezárást jelent.

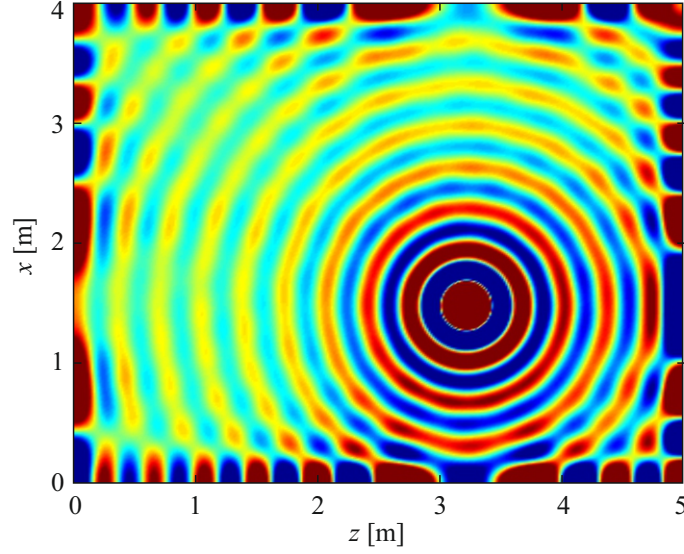
A 5.3 ábrán a zengő terem kialakuló állandósult nyomástér látható. A belső forrás, amelynek tehát most állandó, 1 kHz-es szinuszjelet sugároz, a $x = 3.22$ m, $z = 1.48$ m pozícióban helyezkedik el. Az 5×4 m-es terem oldalfalainak elnyelési tényezője $\alpha = 0.1$, amely $R = \sqrt{1 - \alpha} \approx 0.95$ reflexiós tényezőnek felel meg. A szimuláció során tehát a falak erősen visszaverőek, a gyakorlatban ez az elnyelési tényező merev faburkolatokra, rétegelt lemezekre jellemző.

Az ábrán látható, hogy a visszaverődések hatására a térben kialakuló hangtér jelentősen torzul, az eredetileg azonos fázisú pontok a hullámfronton a forrástól távolabb már alig megkülönböztethetők az interferencia hatásuktól.

A visszhangok kioltásához ezután a belső forráson kívül a belső forrás magasságában lévő falelemeket vezéltem az előző fejezetben látott módon: Minden fal az eredeti forrás arra a falra vett tükörképének terét sugározza ($-R$)-szeres erősítéssel. A másodlagos források egymástól 5 mm-re helyezkednek el, ami elég kicsi távolság ahhoz, hogy a másodlagos forráseloszlás folytonosnak



5.3. ábra. Zengő terem állandósult állapotban, $\alpha = 0.1$



5.4. ábra. A reflexiókompenzáció eredménye az 5.3 ábrán látható szobára, a négy határolófalon elhelyezett másodlagos forráseloszlással

tekinthető legyen. A szintézis referenciavonala mind a négy fal esetén $\Delta z_0 = 0.35$ m. Az N. fal vezérlőfüggvénye így adott $\mathbf{r}$ pontban:

$$Q_{m,2.5D}^N(\mathbf{r}, \omega) = -RS(\omega) \sqrt{\frac{jk}{2\pi}} \sqrt{\frac{\Delta z_0}{z_0 + \Delta z_0}} \cos \varphi \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'_s|}}{\sqrt{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'_s|}}, \quad (5.16)$$

ahol $\mathbf{r}'_s$ a belső forrás adott falra vett tükörképének helyvektora. Az így számított vezérlőfüggvények gyakorlatilag a szintézis síkjában előírt peremfeltételekként valósíthatók meg.

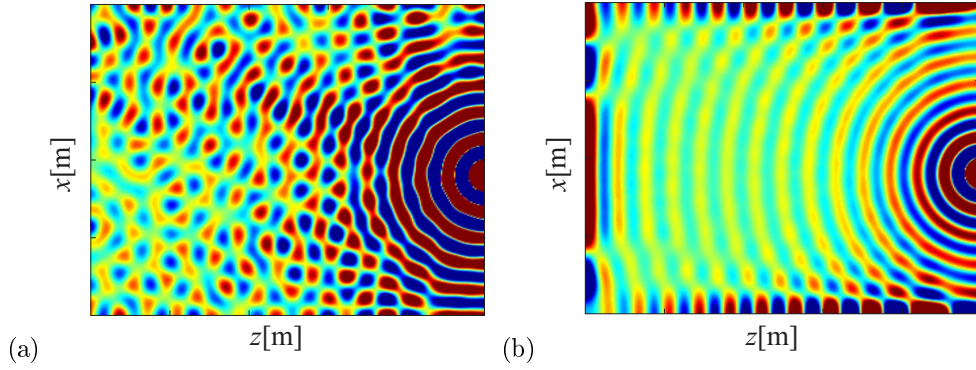
Az kialakuló hangtér az 5.4 ábrán látható. Látható, hogy a hangtér szintézis segítségével állandósult állapotban a reflexiók hozzájárulása az állandósult hangtérhez jó közelítéssel kiküszöbölhető: az eredeti monopólus hullámfrontja jellegre szinte az egész teremben pontosan visszaállítható állandósult állapotban is. Természetesen az interferenciajelenségek nyoma felfedezhető a hullámfrontokon, amely részben a szintézis nem ideális voltából ered.

Emellett szintén problémát okoz az is, hogy a vizsgált állandósult hangtérben ugyan a célunk a belső forrás reflexióinak kioltása, azonban ennek eléréséhez újabb forrásokat helyeztünk a térbe (illetve annak peremére). Ezekből a másodlagos forrásokból származó reflexiók hatása a kialakuló állandósult állapotban megjelenik.

A helyzet bonyolultsága miatt a módszer eredménye nehezen számszerűsíthető reprezentatíván, azonban elmondható, hogy a módszerrel állandósult állapotban jellegre helyesen visszaállítható a vizsgálati sík nagy részében az eredeti, belső forrás hangtere.

A belső forrás, amelynek visszhangterének kioltására törekedhetünk határesetben a falon helyezkedhet el. Ekkor a forrás a másodlagos forráseloszlás egy tagjának is tekinthető, így a teljes tér gerjesztése a peremfeltételekkel leírható. Ennek az esetnek szimulációja látható az 5.5 ábrán. Látható, hogy a reflexiók ebben az esetben is jól kiolthatók, a forrás eredeti tere visszaállítható. Ez már előre mutat a reflexiókompenzációs hangtér szintézisre, amellyel a következő bevezetésben foglalkozok.

Diplomamunkám részeként létrehoztam egy digitális hullámvezető hálón alapuló szimulációs környezetet, amely a hullámterjedés időbeli lefolyását engedi vizsgálni. Ugyan jelen témám főként az állandósult állapotbeli vizsgálat, érdekes kérdés a visszhangkompenzáció időbeli lefolyásának vizsgálata: A szintézis operátorok a spektrumformálást leszámítva egy amplitudót beállító tagból, és egy késleltetésből állnak. Tetszőleges időbeli lefolyású jelet a szintézis operátorok inverz



5.5. ábra. Falon elhelyezett monopólus nyomástera zengő teremben reflexiókompánzáció nélkül (a) és reflexiókompénzációval (b)

Fourier-transzformáltjával konvolválva, és az így kapott időtartománybeli vezérlőjellel a másodlagos forráseloszlást vezérelve a visszhangkioltás az időtartományban is végrehajtható. Az előbb számított $Q_m(\mathbf{r}, \omega)$ vezérlőoperátorokkal, ha a belső forrás időfüggvénye $s(t)$, akkor a másodlagos források időfüggvénye:

$$q(\mathbf{r}, t) = \text{IFFT}\{Q_m(\mathbf{r}, \omega)\} \star s(t) \quad (5.17)$$

Gauss-ablak alakú időbeli lefolyású forrásfüggvényre látható a kialakuló nyomástér az 5.6 ábrán 3 különböző időpillanatban, visszhang kioltás nélkül, és visszhang kioltással a négy fal mentén elhelyezett másodlagos forráseloszlás segítségével. Az időtartománybeli szimulációkhoz használt szimulációs környezet a normális irányú hullámok visszaverődési tényezőjének megadását teszi lehetővé. A bemutatott példában $R = 1$, azaz teljes visszaverődés történik, a hullám csillapítása pusztán a nyomvonal csillapítás.

Látható, hogy a visszhang kioltás az időtartományban is megfelelően működik, és valóban elegendő az elsőrendű reflexiókat kioltani a teljes fal mentén, így magasabb rendű visszaverődés már nem jöhet létre.

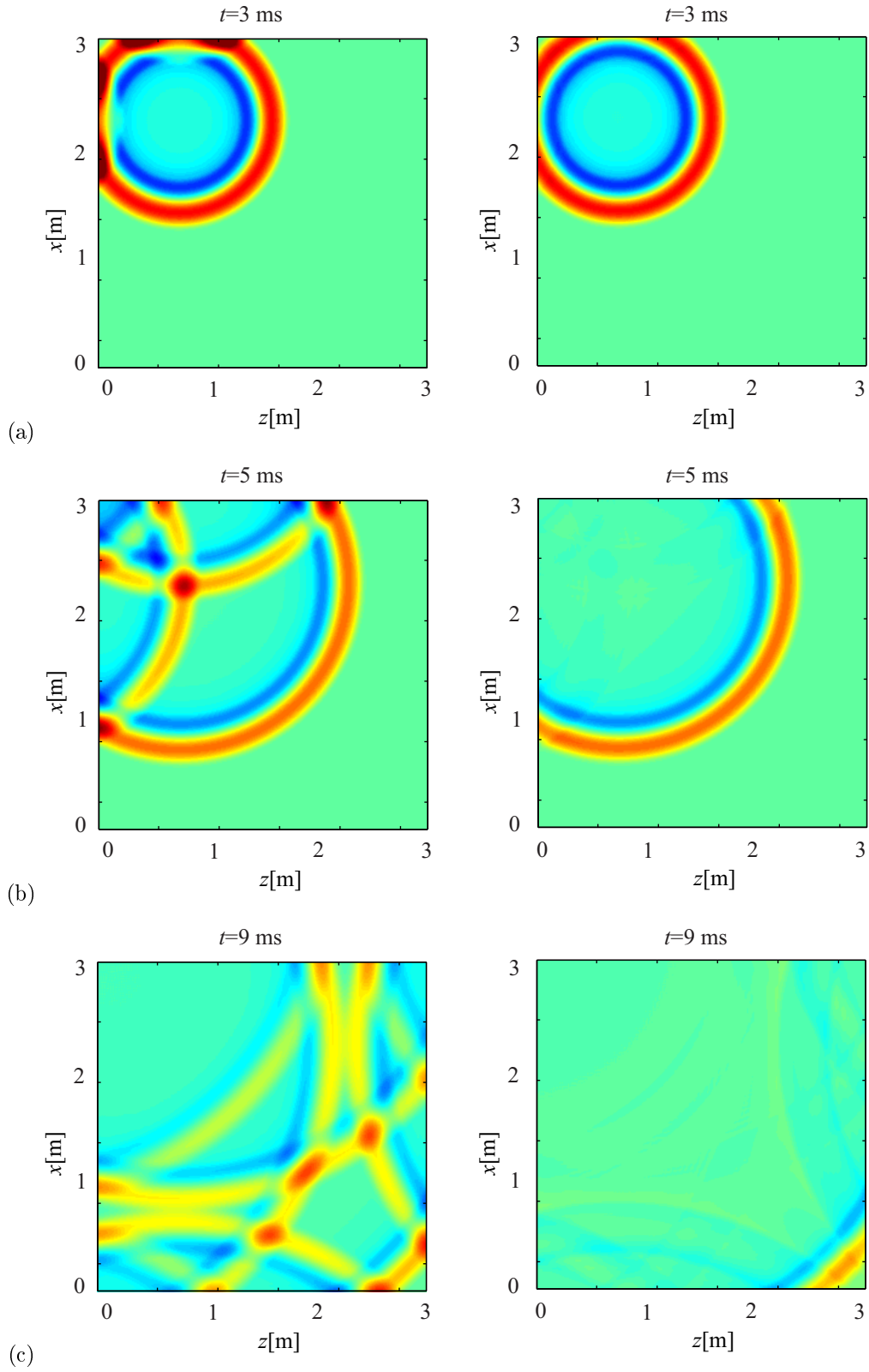
Az időtartománybeli szimuláció lehetőséget ad a terem impulzusválaszának mérésére: az 5.7 ábrán az előbb vizsgált terem impulzusválasza látható visszhang kioltás nélkül és visszhangkioltással megfelelően hosszú időre végezve a szimulációt. Látható, hogy valóban a direkt hang azonos hangerővel ér a vizsgált pontba mindkét esetben, míg a visszaverődések amplitúdója jelentősen csökkent.

A terem impulzusválasza lehetővé teszi a visszhang kioltás hatékonyságának számszerűsítését: jól jellemzi a módszer működését a visszaverődött hullámok energiája kioltás melletti és kioltás nélküli esetben, amely az összes visszaverődés mért effektív értékekével arányos:

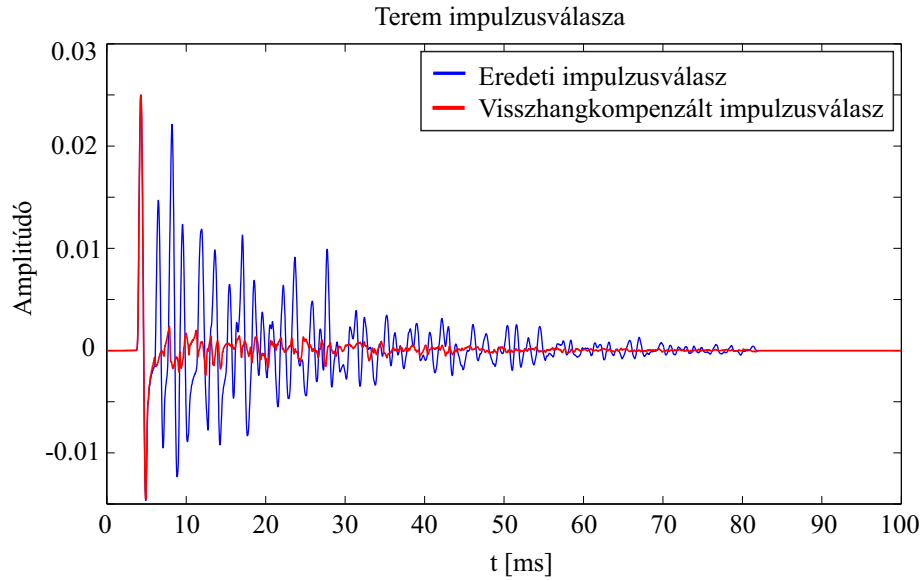
$$P_{\text{visszhang}} = 20 \lg \sqrt{\int_{t_1}^{\infty} h(t)^2}, \quad (5.18)$$

ahol $h(t)$ a mért impulzusválasz, t_1 az első visszaverődés beérkezési ideje. Ezt a mért impulzusválaszokra kiszámolva a zengő szoba visszhangjainak effektív értéke $P_{\text{visszhang}} = 72$ [dB], míg visszhangkioltás után ez az érték $P_{\text{visszhang}} = 2.34$ [dB]. Az eltérés jelentős: a hangtér szintézissel tehát a terem visszhangja jó közelítéssel tökéletesen kioltható az időtartományban.

Megjegyezhető, hogy a hullámvezető hálóban végzett szimulációk során a gyorsabb szimuláció érdekében pusztán síkbeli hullámterjedési problémát vizsgáltam. Kétdimenzióban a Green-függvény is más alakú, mint a háromdimenziós esetben, így az összes eddig felírt hangtér szintézist leíró egyenlet és reflexió kioltására felírt egyenletek változnak. Ezek leírása azonban nem témája jelen dolgozatomnak, a bemutatott példák analóg módon működnek háromdimenzióban is.



5.6. ábra. 3×3 m-es szoba nyomásválasza impulzus gerjesztésre (a) 3 ms (b) 5 ms (c) 9 ms időpillanatban bal oldalon zengő teremben, jobb oldalon aktív visszhang kioltással

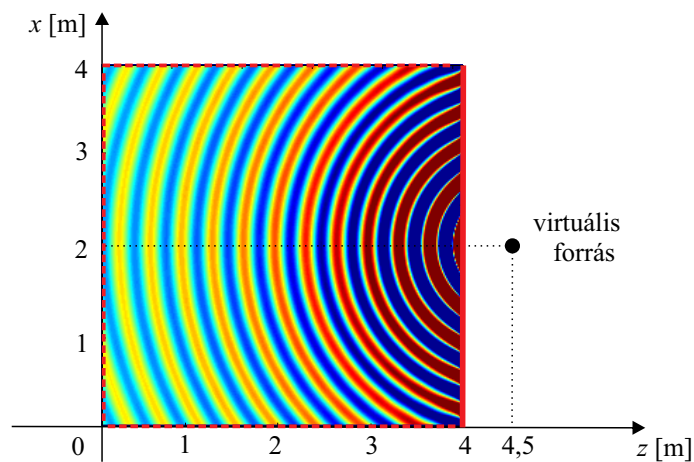


5.7. ábra. Zengő terem $x = 1.1$ m $z = 2.2$ m pontban mért impulzusválasza visszhangkioltással és visszhangkioltás nélkül

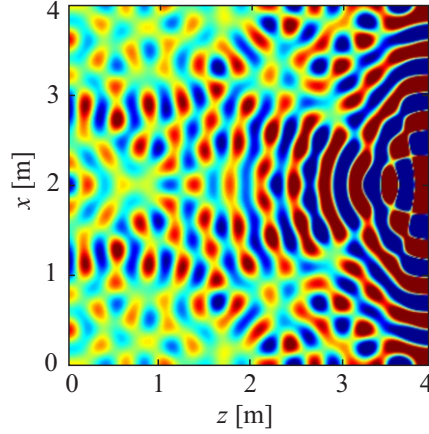
5.2.2. Hangtér szintézis szimulációja reflexiókioltással

Az előző fejezet végén láthattuk, hogy szimulációk is bizonyították, az egyes másodlagos forráselemek visszhangkioltása a teljes, négy falon elhelyezkedő forráseloszlás segítségével lehetséges. Láthattuk azt is, hogy szélső esetben a kioltandó visszhangú forrás épp az egyik másodlagos forráselem. Ha tehát a visszhang kioltást minden másodlagos forrásra elvégezzük a hangtér szintézis megvalósítható zárt térben is, a másodlagos források visszhangja megszüntethető. A hangtér szintézis ilyen módú kiterjesztését a spektrális végeselem módszer segítségével állandósult állapotban vizsgáltam:

A vizsgálatot ismét 1 kHz-en végeztem, 4×4 méteres szobában, amelynek falainak elnyelési tényezője ismét $\alpha = 0.1$, míg a plafon és a padló teljesen elnyelő.



5.8. ábra. Elrendezés a reflexiókompenzációt alkalmazó hangtér szintézis vizsgálatához



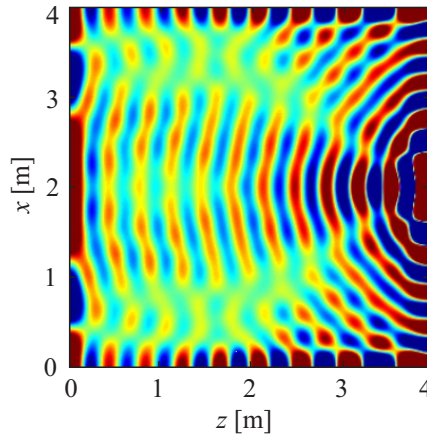
5.9. ábra. Monopólus terének szintézise zengő teremben 1 kHz-en

Az 5.8 ábrán a szimulált elrendezés látható: a virtuális forrás a $z = 4$ m fal mögött helyezkedik el, $z = 4,5$ m, $x = 2$ m pontban, a szintézis referenciavonala $\Delta z_0 = 0.25$ m. Ekkor a forrás hangterének szintéziséhez használt aktív másodlagos források a $z = 4$ m fal menti források, az ábrán folyamatos piros vonallal jelölve. Ezek vezérlőoperátorai a klasszikus szintézisoperátorok. Az ábrán feltüntettem a szintézis ideális eredményét is. Természetesen ezt az eredményt csak végtelen térbe történő sugárzás esetén kapnánk.

A valóságban a terem zeng, az aktív másodlagos források reflexiói a kialakuló hangtérhez hozzáadódnak. A hangtér szintézis eredménye a valóságos, visszhangos teremben az 5.9 ábrán látható állandósult állapotban.

Látható, hogy a kialakuló hangtér az ideálistól jelentősen eltér, az interferencia jelenségek az egész térben jelen vannak, még a másodlagos forráseloszlás közelében is. Állandósult állapotban tehát az irányhelyes szintézis szinte lehetetlen a hangtér teljesen eltorzul.

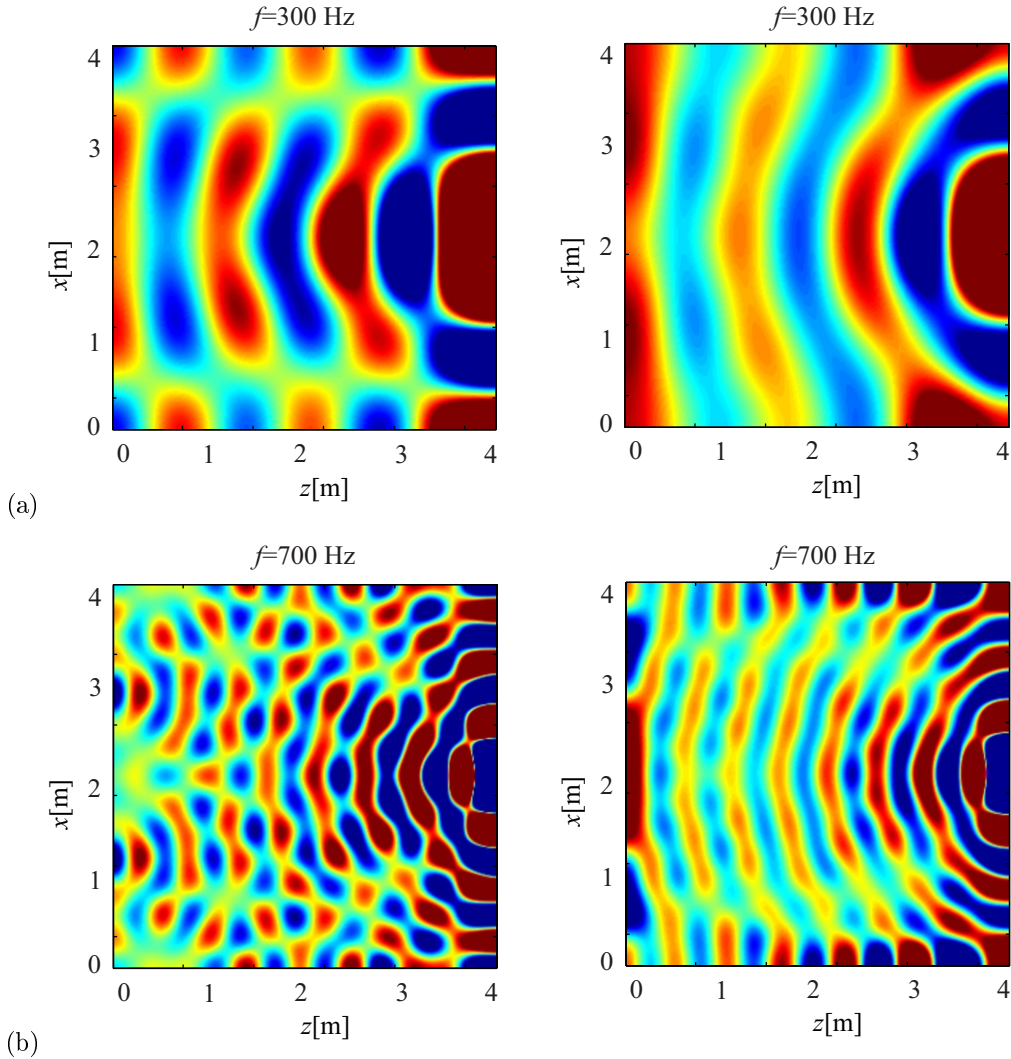
Az előző fejezetben bemutatott reflexiókompenzációs $Q'_m(\mathbf{r}, \omega)$ vezérlőoperátorok számíthatóak a négy fal mentén elhelyezkedő forrásokra, amelyek tehát a $z = 4$ m fal reflexióit oltják ki. Az 5.8 ábrán tehát folyamatos piros vonallal azok a források láthatók, amelynek vezérlőjele az eredeti hangtér szintetizáló operátorok és a reflexiókompenzációs operátorok összegeként áll elő, míg a szaggatott piros vonal a csak reflexiókioltásra alkalmazott másodlagos forrásokat jelzi.



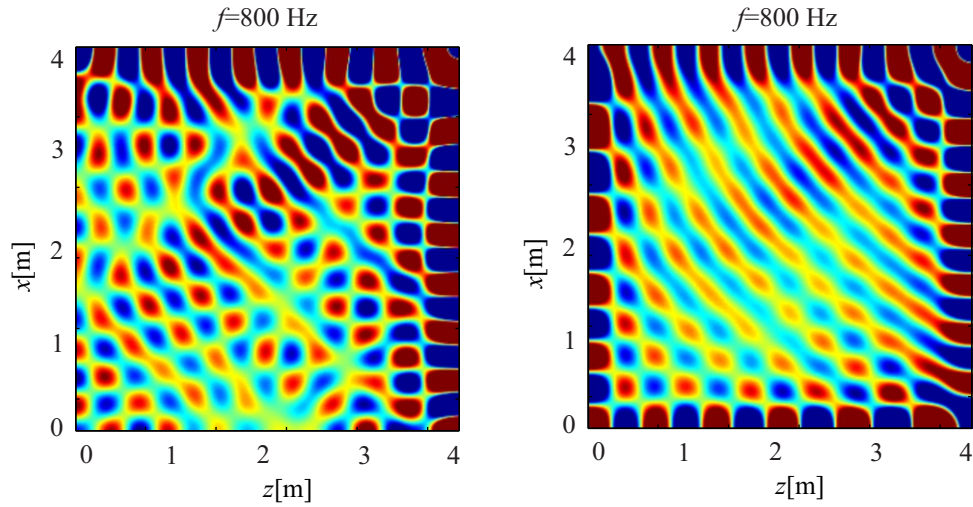
5.10. ábra. Monopólus terének szintézise zengő teremben reflexió kompenzációval 1 kHz-en

Az 5.10 ábrán az így vezérelt másodlagos források által kialakuló hangtér látható állandósult állapotban. Látható, hogy a 5.9 ábrán látható a reflexiók miatt a létrejövő éles 90° -os fázisváltozás hatása a módszerrel nem szüntethető meg. A fázisváltozás megfigyelhető a visszhang kompenzált teremben is és hatására a sík egy részében a hullámok interferenciájának hatásaként a nyomástér minimális intenzitású. Ez az interferencia kép egy a másodlagos vonalforrás iránykarakterisztikájaként is felfogható, úgy, hogy a hangtér közepe az iránykarakterisztika főnyalábja. Ezt leszámítva azonban látható, hogy a reflexió kompenzáció a szoba belsejének nagyrésztében – a főnyaláb által lefedett területen – sikeres, a 5.10 ábrán jól láthatóak a virtuális forrás hullámfrontjai. Ez azt jelenti, hogy a bemutatott módszer alkalmazásával a hallgatói terület nagyrésztén a hangtér szintézis lehetséges: a módszer bizonyos határok között működőképes.

A hallgatói terület kisebb frekvenciákon egyre nagyobb, kisfrekvencián a tér szinte egészen biztosítható az eredeti hullámfront helyreállítása: analóg módon egy vonalforrás iránykarakteristikájában a főnyaláb a frekvencia csökkenésével szélesedik. Erre látható néhány példa az 5.11 ábrákon reflexió kompenzáció alkalmazása nélkül és alkalmazásával: A 5.11 ábrákon az előző példában is alkalmazott elrendezés látható (a) 300 Hz-es és (b) 700 Hz-es gerjesztőjel mellett. Látható, hogy



5.11. ábra. Monopólus terének szintézise egy falról visszhang kioltás nélkül (bal oldal) és visszhangkioltással (jobb oldal), (a) 300 Hz-en és (b) 700 Hz-en



5.12. ábra. Közel síkhullám szintézise visszhang kioltás nélkül és visszhangkioltással

egyszerű hangtér szintézis esetén, visszhang kompenzáció nélkül a teremben kialakuló nyomástér torz, az ideáltól jelentősen eltér. Reflexiókompenzációt alkalmazva látható, hogy a frekvencia csökkenésével a korrektul szintetizálható terület valóban nő: 300 Hz-en már a sík egészen biztosítható az eredeti hullámfront fázishelyes szintézise, a visszhangok kioltásával.

Végezetül egy olyan elrendezést vizsgáltam, amely esetben a virtuális forrás a teremtől jóval távolabb van az előző esethez képest, valamint a szintézishez nem csak egy fal járul hozzá. A 5.12 ábra bal oldalán a $\alpha = 0.1$ elnyelési tényezőjű oldalfalakkal határolt teremben kialakuló nyomástér látható, ha a virtuális forrás pozíciója $z = 7$ m, $x = 6.5$ m. Ekkor a forrás terének szintetizálásában a $z = 4$ m és az $x = 4$ m falak egyaránt vesznek részt, a visszhang kioltáshoz az összes másodlagos forráselemmel ezeknek a tükörképeinek ellenáfázisú terét kell a már ismertett módon szintetizálni. A visszhang kioltás eredménye az 5.12 ábra jobb oldalán látható. Látható, az adott elrendezésben már a hallgatói terület csaknem egészen visszaállítható a közel síkhullámú hullámtér.

6. fejezet

Összefoglalás

Dolgozatomban egy „state-of-the-art” hangreprodukciós technikát mutattam be. Az elméleti alapok ismertetése után bemutattam a technika jelenlegi korlátait, vizsgálati módszereit is. Láthattuk, hogy a technikával tetszőleges hullámfront fázisban pontosan visszaállítható lenne egy síkban, a síkot oldalról határoló végtelen hosszú vonalforrás megfelelő vezérlésével. Emellett az amplitúdóhelyes szintézis is biztosítható lenne az egész feltérben, a félteret határoló végtelen fal mentén elhelyezett forráseloszlás segítségével. A gyakorlatban azonban egy szoba falai mentén bizonyos magasságban egymáshoz közel helyezett hangforrásokkal tudjuk a hangteret reprodukálni. Ekkor sem a végtelen feltérbe való sugárzás, sem a végtelenvonal forrás feltételezése nem teljesül. Emiatt reflexiók és diffrakciós hatások lépnek fel a vizsgált teremben.

Dolgozatomban erre a két problémára dolgoztam ki megoldást, amelyek hatékonyságát mind állandósult állapotban, mind időtartományban szimulációk segítségével vizsgáltam: A végtelen vonalforrásból elhagyott elemek hatását a szomszédos falakon elhelyezett vonalforrásokkal pótoltam. A szintézisbe való több fal bevonását a klasszikus hangtér szintézisben is alkalmazzák, azonban alapjaiban eltérő módon az általam bemutatott módszertől. Emiatt míg a klasszikus módon több fal segítségével csak a besugározható terület növelhető, addig az itt bemutatott módszerrel a besugározható terület növelése mellett a diffrakciós hatások határesetben akár teljesen megszüntethetők. Az ideálshoz való közelítést egyedül a szintézis vezérlőfüggvényeinek számításigénye korlátozza.

Nagyobb problémát okoznak a szintézis során a falakról történő reflexiók, hiszen míg az előző diffrakciós hatások a szintetizált hullámfrontnál lényegesen kisebb amplitúdóval jelentkeznek, addig a visszaverődések a szintézist állandósult állapotban teljesen ellehetetlenítik. Erre a problémára a tükörforrások módszere alapján dolgoztam ki megoldást: egy teremben egy belső forrás visszaverődő terét előre számítottam, és ezt a teret a hangtér szintézis segítségével közelítőleg kioltottam. Ugyanez a módszer alkalmazható a másodlagos források visszhangzó terére, így a hangtér szintézis zárt térben, állandósult állapotban is lehetségessé válik. Módszeremmel a reflexiók hatása szemmel láthatóan jelentősen csökkenthető, azonban nem tűntethetőek el teljesen. Ahhoz azonban elegendő a javulás, hogy a hullámfrontot jellegre helyesen szintetizálhassuk zárt térben is, így a kívánt irányérzékelés a teremben biztosítható, ellentétben a kompenzációmentes esettel.

A dolgozatomban bemutatott módszerek több továbbfejlesztési lehetőséget is rejtenek magukban: Mindkét módszer leíró egyenletei integrálegyenletek. A módszerek vizsgálata során ezeket az integrálokat numerikusan értékeltem ki, a végtelen integrálási határokat kellően nagy számokig való számítással közelítve. Érdekes kérdés lehet a függvények analitikus kiértékelése, amelyhez – mivel analitikusan nem integrálható függvényekről van szó – valamely közelítő formulával történhet. Ha ez sikerül a vezérlőfüggvények számítása jelentősen gyorsítható – akár valós idejűvé is tehető – és a diffrakciós hatások teljesen megszüntethetőek lennének.

A dolgozatban látható volt, hogy a reflexió kompenzációs hangtér szintézis még nem tökéletes. Ennek egyik oka, hogy a módszerben alkalmazott reflexiós tényező tökéletesen csak síkhullámok visszaverődését írja le. Általánosan a reflexiós tényező irány- és frekvenciafüggő. A reflexiókompenzáció elméletileg ennek figyelembevételével pontosítható.

Problémát jelent az is, hogy míg dolgozatomban a teremben a padlót és plafont tökéletesen elnyelőnek tekintettem, amely jelentős egyszerűsítésekre adott lehetőséget, addig a gyakorlatban az ezekről történő visszaverődések nem szüntethetők meg teljesen akár vastag hangelnyelő anyagokkal sem. A vertikális irányú reflexiók az itt bemutatott módszerrel azonban nem szüntethetők meg. A vonatkozó szakirodalom alapján[15] lehetséges a reflexiók hatásának adaptív szűréssel való aktív csökkentése. A visszhangkioltás esetlegesen tökéletesíthető lenne a két módszer együttes alkalmazásával: a horizontális reflexiók általam bemutatott direkt kioltásával, és a maradék visszaverődések adaptív csökkentésével.

Irodalomjegyzék

- [1] Leo Beranek. *Acoustics*. McGraw-Hill, 1954.
- [2] A.J. Berkhout. *Seismic Migration: Imaging of acoustic energy by wave field extrapolation*. Elsevier, 1982.
- [3] Walton C.Gibson. *The Method of Moments in Electromagnetics*. Chapman & Hall, 2008.
- [4] A.J. Berkhout Diemer de Vries. Wave theoretical approach to acoustical focusing. *Journal of the Acoustical Society of America*, 1981.
- [5] Evert Walter Start Diemer de Vries. The wave field synthesis concept applied to sound reinforcement: restrictions and solutions. In *96th AES Convention*, 1994.
- [6] John K. Hunter. *Asymptotic Analysis and Singular Perturbation Theory*. Department of Mathematics, University of California at Davis, 2004.
- [7] G. Jansen. Focused wavefields and moving virtual sources by wave field synthesis. Master's thesis, Delft University of Technology, 1997.
- [8] Heinrich Kuttruff. *Room Acoustics*. Spon Press, 2009.
- [9] Richard A. Handelsman Norman Bleinstein. *Asymptotic Expansions of Integrals*. Holt, Rinehart and Winston, 1975.
- [10] Allan D. Pierce.
- [11] Fiala Péter. *Az akusztikai peremelem módszer*, 2007.
- [12] Fiala Péter. *Put a toolbox for MATLAB*, 2007.
- [13] Sacha Spors Rudolf Rabenstein. *Springer Handbook on Speech Processing*, chapter 53. Springer, 2007.
- [14] Jens Ahrens Sacha Spors, Rudolf Rabenstein. The theory of wave field synthesis revisited. In *Audio Engineering Society Convention Paper*.
- [15] Sacha Spors. *Active Listening Room Compensation for Spatial Sound Reproduction Systems*. PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2005.
- [16] Sacha Spors. Extension of an analytic secondary source selection criterion for wave field synthesis. In *123th AES Convention*, 2007.
- [17] Evert Walter Start. *Direct sound enhancement by wave field synthesis*. PhD thesis, Delft University of Technology, 1997.
- [18] Peter D'Antonio Trevor J. Cox. *Acoustic Absorbers and Diffusers*. Taylor & Francis, 2009.
- [19] Rik van Zon. Room compensation for wave field synthesis using map loudspeakers. Master's thesis, Delft University of Technology, 2003.

- [20] Edwin Verheijen. *Sound Reproduction by Wave Field Synthesis*. PhD thesis, Delft University of Technology, 1997.
- [21] Peter Vogel. *Application of Wave Field Synthesis in Room Acoustics*. PhD thesis, Delft University of Technology, 1993.
- [22] Prof. Robert A. York. Stationary phase method. Class handout.