Richtungsdetektion mit dem Eigenmike® Mikrofonarray
Messung und Analyse

Manuel Brandner

Bachelorarbeit aus Aufnahmetechnik 1 Seminar

-

Betreuer: Dr. Alois Sontacchi

-

März 2013

Abstract

Within this thesis the feasibility of directional detection of sound sources through an correlation algorithm is treated using a spherical microphone array called Eigenmike®. The proposed detection algorithm is based on correlating synthesized spherical wave spectras with a spherical spectrum obtained from measured impulse responses. The synthesized spectras are calculated based on knowledge of sound propagation and boundaries within the measurement arrangement. Measurement signals were recorded on 612 positions around the microphone array with a fixed radial distance. To fulfill the conditions for a simulated free field situation the measurement was set up within certain calculated distances and also the part of the recorded impulse responses which holds the direct sound is windowed. With the Fourier transfomed pressure values the calculation of the spherical wave spectrum for a specific source position is possible. The result of a correlation with a synthesized spectrum gives a data vector, where each index holds directional information and a normalized value of intensity. High values should be obtained for the data indexes with the directional information nearest to the sought direction of the sound source. In the ideal case the highest value gives the source direction. The results show an limited frequency resolution as expected, due to the arrangement of the microphones on the sphere. The functionality of the algorithm in the mid frequency range from 1 to 5kHz is fully given for the idealized instance. For lower and higher frequencies the angle error increases and detection lacks accuracy. Thus the results lead to the conclusion that the directional detection with the proposed algorithm is feasible within the known boundaries.

Kurzfassung

Diese Arbeit betrachtet eine Möglichkeit der Richtungsdetektion mit dem Eigenmike® Mikrofonarray. Die Detektion erfolgt durch Korrelation synthetisierter sphärischer Wellenspektren für verschiedene Quellrichtungen mit einem aus Messdaten errechnetem sphärischen Wellenspektrum. Um die Berechnungen durchführen zu können, wurden zuerst mit dem Mikrofonarray Impulsantworten an 612 Positionen mit gleichem radialen Abstand in einer simulierten Freifeldanordnung aufgenommen. Um diese Simulation der Freifeldanordnung vollständig zu gewährleisten, wird der Anteil des Direktschalls in den gemessenen Impulsantworten gefenstert. Die Fourier-transformierten Druckwerte werden dann zur Berechnung des sphärischen Wellenspektrums verwendet. Die Synthesespektren werden durch die Bedingungen der Schallausbreitung, einbeziehen der baulichen Eigenschaften des Mikrofonarrays und der verwendeten Messanordnung über die Messsignale errechnet. Das Ergebnis der Korrelation liefert normalisierte Werte in einem Vektor mit Information zur möglichen Quellrichtung. Hohe Werte treten für die Vektorindizes auf, die der detektierenden Quellrichtung am nächsten liegen. Vorzugsweise liefert der höchste Wert, die detektierte Quellrichtung. Diese Arbeit gibt Auskunft über die grundsätzliche Funktionalität der Detektion und einen Überblick der verwendbaren Genauigkeit einer solchen Richtungsdetektion. Die Ergebnisse zeigen eine zu erwartende Begrenzung der Frequenzauflösung für hohe, sowie sehr tiefe Frequenzen. Diese ergeben sich aus der Mikrofonanordnung, sowie deren Abstand der Mikrofonkapseln zueinander. Eine zufriedenstellende Funktionalität des Algorithmus ergibt sich im mittleren Frequenzbereich bei 1 bis 5kHz für den idealisierten Fall. Der absolute Winkelfehler erhöht sich wie erwartet für tiefere und höhere Frequenzen. Die Ergebnisse zeigen, dass die Durchführbarkeit einer Richtungsdetektion mit dem vorgestellten Algorithmus gegeben ist.

Danksagung

Besondere Dank gebührt Alois Sontacchi für die geduldige Betreuung und die motivierenden Worte.

Außerdem möchte ich mich für die Hilfe von Franz Zotter und Thomas Musil bedanken.

Ein weiterer Dank gilt den Kollegen Jakob Spötl und Florian Iglisch mit denen zusammen die Messung aufgebaut wurde.

Ich möchte diese Arbeit meiner Mutter und meinen Großeltern widmen.

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen **4**

1.1 Schallabstrahlung im $\mathbb{R}^3$ 4
1.2 Koordinatensystem 4
1.3 Kugelflächenfunktionen oder sphärische Harmonische 5
1.3.1 Sphärische Basislösungen 8
1.4 Orthonormalität 9
1.5 Räumliche Randwertprobleme 9
1.5.1 Äußeres Randwertproblem 9
1.5.2 Inneres Randwertproblem 9
1.5.3 Gemischtes Randwertproblem 10
1.6 Spherical Harmonic Transform 10
1.6.1 Sphärisches Wellenspektrum der Schalldruckverteilung 12
1.6.2 Sphärische Welle einer Punktquelle 12
1.6.3 DSHT - Discrete Spherical Harmonic Transform . . . 13
1.7 Impulsantwortmessung 14
1.7.1 Linearer Sweep 14
1.7.2 Logarithmischer Sweep 16

2 Messung **18**

2.1 Messaufbau - Konzept 18
2.2 Messaufbau - Ausführung 19
2.3 Messdaten 19
2.3.1 Simulierte Freifeldmessung 21
2.3.2 Impulsantworten 22
2.4 Fensterung der Impulsantworten 23

3 Richtungsdetektion mit dem Eigenmike **26**

3.1 Syntheseset zur Richtungsdetektion 26
3.2 Berechnung des sphärischen Spektrums aus den Messdaten an einer bestimmten Quellposition 28
3.3 Ähnlichkeitsprofil der sphärischen Wellenspektren 29

4 Ergebnisse **31**
4.1 Richtungsplots der errechneten Ähnlichkeitsprofile 31
4.2 Winkelabweichung der Richtungsdetektion 32
4.3 Auswirkung der Ordnungszahl der sphärischen Harmonischen auf die Messergebnisse 40
4.4 Conclusio 42
4.5 Ausblick, Verbesserungen 42

A Mikrofonarray **45**

B Kugellautsprecher **49**

C Trackingsystem **51**

D Puredata Patch **54**

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Schallabstrahlung im $\mathbb{R}^3$

Technologien, wie ein Mikrofonarray, oder ein Ambisonics-Wiedergabesystem, lassen sich über die gleichen mathematischen Grundlagen beschreiben. In der vorliegenden Arbeit beschränkt sich die Sichtweise auf die Grundlagen zur Schallabstrahlung im dreidimensionalen Raum, die durch so genannte sphärische Harmonische (Kugelflächenfunktionen) beschrieben werden können. Die Wellenausbreitung in einem quellenfreien Volumen kann man über die lineare, verlustlose, homogene Wellengleichung erklären. Diese führt dann mittels Laplace-Operator in Kugelkoordinaten zur zeitunabhängigen, verlustlosen Helmholtzgleichung. Durch den Ansatz der Variablenseperation erhält man für die Lösung der Helmholtzgleichung drei gewöhnliche Differentialgleichungen. Die resultierenden Funktionen, die zur Beschreibung notwendig sind, werden in den nächsten Abschnitten aufgeführt, oder zumindest erwähnt und bilden die mathematische Grundlage dieser Arbeit.

1.2 Koordinatensystem

Die Berechnungen in dieser Arbeit verwenden zur Beschreibung der Raumpunkte die Kugelkoordinaten. Dazu sind alle Positionen über den Vektor $\mathbf{r}$ beschreibbar. Der Zusammenhang zwischen dem kartesischen und dem sphärischen Koordinatensystem kann anhand der Winkelbeziehungen erklärt werden. Es werden hier zwei Winkel verwendet, einerseits der Winkel theta, der der Elevation entspricht und von der postiven Z-Achse hin zur negativen Z-Achse von 0°-180° definiert ist und andererseits der Winkel phi, der dem Azimuth entspricht, welcher sich von der postiven X-Achse gegen den Uhrzeigersinn von 0°-360° beschreiben lässt.[1]

[1] Hier ist auch zu erwähnen, dass gerade bei dieser Festlegung der Winkeldefinitionen oft Unterschiede im amerikanischen und europäischen Raum auftreten und für Verwirrung

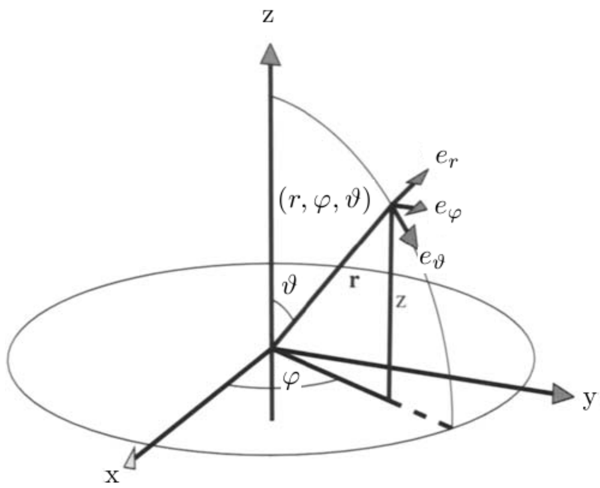


Abbildung 1.1: Definition des sphärischen Koordinatensystems relativ zum kartesischen Koordinatensystem aus [Wil99] mit den in dieser Arbeit verwendeten Variablennamen

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = r\theta = r \begin{pmatrix} \cos(\varphi)\sin(\vartheta) \\ \sin(\varphi)\sin(\vartheta) \\ \cos(\vartheta) \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

1.3 Kugelflächenfunktionen oder sphärische Harmonische

Der Weg zu den Kugelflächenfuntkionen führt unabdingbar über die Beschreibung des Schallfeldes durch die Wellengleichung für den Schalldruck $p(\mathbf{r},t)$ und der Eulergleichung für die Schallschnelle $\boldsymbol{v}(\mathbf{r},t)$.

$$\Delta p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c^2}\ddot{p}(\mathbf{r}, t), \tag{1.2}$$

$$\rho_0 \dot{\mathbf{v}}(\mathbf{r}, t) = -\nabla p(\mathbf{r}, t) \tag{1.3}$$

Auf die Gleichungen (1.2) und (1.3) wird der Produktansatz mittels Exponentialfunktionen angewandt um dann durch gegenseitiges Einsetzen zur frequenzabhängigen Helmoltzgleichung zu führen. Zur Lösung der Helmholtzgleichung sind immer die Berechnungen des Laplace-Operators $\Delta = \nabla^T \nabla$ und des Gradienten $\nabla = \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$ für das jeweilige Koordinatensystem anzuwenden. Es ergeben sich im Frequenzbereich eine homogene und

sorgen können

eine inhomogene Lösung, wobei letztere durch verwenden der Green'schen Funktion für weitere Berechnungen verwendet werden kann.

$$(\Delta + k^2)p(\mathbf{r}, \omega) = 0, \tag{1.4}$$

$$\frac{\rho_0 c}{i} k\mathbf{v}(\mathbf{r}, \omega) = -\nabla p(\mathbf{r}, \omega) \tag{1.5}$$

Eine Transformation vom kartesischen zum Kugelkoordinatensystem wird aufgrund der speziellen Mikrofonanordnung vorgenommen.

$$\mathring{r} = \begin{pmatrix} r \\ \varphi \\ \vartheta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \\ \arctan\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{z}\right) \end{pmatrix} \tag{1.6}$$

Durch die Transformation des Koordinatensystems verändert sich auch der Laplace-Operator wie an Gl. (1.7) zu erkennen ist.

$$\begin{aligned} \Delta p(\mathbf{r}) &= \Delta_r\, p(\mathbf{r}) + \Delta_\varphi\, p(\mathbf{r}) + \Delta_\vartheta\, p(\mathbf{r}) \\ &= \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial p(\mathbf{r})}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2 \sin^2(\vartheta)}\frac{\partial^2 p(\mathbf{r})}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r^2 \sin^2(\vartheta)}\frac{\partial}{\partial \vartheta}\left(\sin(\vartheta)\frac{\partial p(\mathbf{r})}{\partial \vartheta}\right) \end{aligned} \tag{1.7}$$

Auf die homogene Lösung der Helmholtzgleichung , welche den Zustand innerhalb des Volumens unter bestimmten Randbedingungen beschreibt, wird die Variablenseperation angewandt und man erhält dann die radialen und winkelbezogenen Differentialgleichungen.

$$p(\mathbf{r}) = R(kr)\Phi(\varphi)\Theta(\vartheta) \tag{1.8}$$

Durch diese Seperation kann man die winkelbezogenen Terme für den Azimuth und die Elevation weiters auf *die sphärischen harmonischen Funktionen*, oder auch *Kugelflächenfunktionen*, zusammenfassen. Mittels folgendem Gleichungssatz (1.9) und (1.10) werden die reelwertigen sphärischen Harmonischen beschrieben,

$$Y_n^m(\Theta) = N_n^m P_n^{|m|}(\cos(\vartheta))\sin(m\varphi) \quad \text{, für } m < 0, \tag{1.9}$$

$$Y_n^m(\Theta) = N_n^m P_n^m(\cos(\vartheta))\cos(m\varphi) \quad \text{, für } m \geqslant 0 \tag{1.10}$$

wobei $P_n^m(\cos(\vartheta))$ die *assozierten Legendre Funktionen* sind und N_n^m den Normalisierungsterm [Ple09] bildet. Die Indizes n und m beschreiben

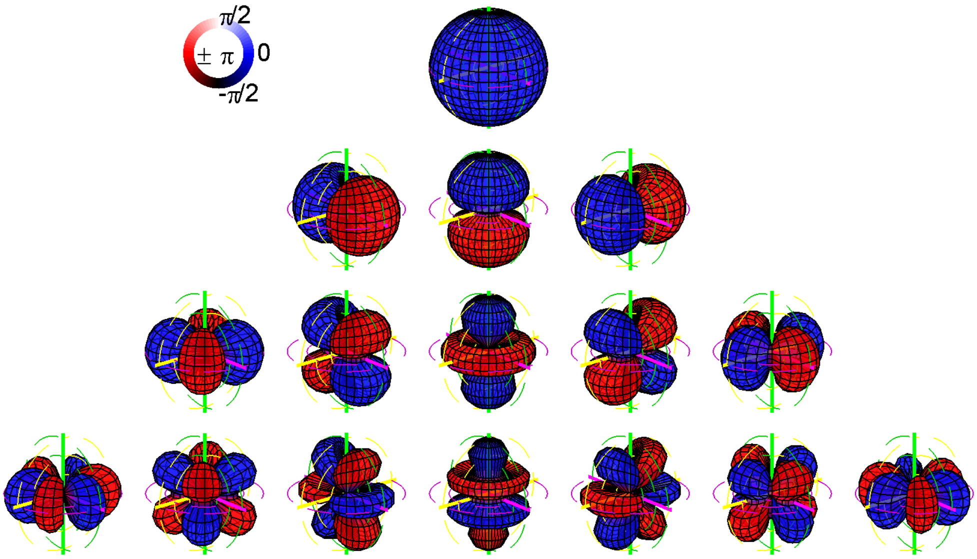


Abbildung 1.2: Basislösungen der sphärischen Harmonischen bis zur Ordnung n=3 [Pom08]

einerseits die Ordnung (Knoten an der Kugeloberfläche) und andererseits die Moden (entlang der vertikalen Hauptachse) der sphärischen harmonischen Funktionen (SH-Funktionen).[2]

$$N_n^m = -(1)^{|m|}\sqrt{\frac{(2n+1)(2-\delta[m])}{4\pi}\frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!}} \tag{1.11}$$

Die *assozierten Legendre Funktionen* werden für postive m und negative m folgendermaßen beschrieben [Wil99]:

$$P_n^m(x) = -(1)^m(1-x^2)^{\frac{m}{2}}\frac{d^m}{dx^m}P_n(x) \quad \text{, für } m \geqslant 0 \tag{1.12}$$

$$P_n^{-m}(x) = -(1)^m\frac{(n-m)!}{n+m)!}P_n^m(x) \quad \text{, für } m < 0 \tag{1.13}$$

wobei

$$P_n^m(x) = \frac{1}{n^2 n!}\frac{d^n}{dx^n}(x^2-1)^n \tag{1.14}$$

[2]es gilt auf die Nomenklatur zu achten, vgl.[Zot09]

die Rodrigues Formel ist, welche eine kompaktere Schreibweise der Legendre Polynome darstellt. Anzumerken ist noch, dass für das Argument bei Berechnungen mit Kugelflächenfunktionen $x = \cos(\vartheta)$ einzusetzen ist.

1.3.1 Sphärische Basislösungen

Unter Berücksichtigung der physikalischen sinnvollen Lösungen für den Schalldruck bilden sich mittels den Besselfunktionen $j_n(kr)$ und den Hankelfunktionen zweiter Ordnung $h_n^{(2)}(kr)$ die Basislösungen (vgl. Gl.1.17 u. 1.19). Eine genauere mathematische Beschreibung der stehende Welle und der Wanderwelle findet man in [Wil99].

$$\begin{aligned} p(kr,\Theta) &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} [b_{nm} j_n(kr) + c_{nm} h_n^{(2)}(kr)] Y_n^m(\Theta) \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} [b_{nm} R_n^m(kr,\Theta) + c_{nm} h_n^{(2)} S_n^m(kr,\Theta)] \end{aligned} \tag{1.15}$$

Die Koeffizienten b_{nm} und c_{nm} können als Wellenspektrum des einfallenden Schallfeldes und des radialen Schallfeldes, wobei $R_n^m(kr,\Theta)$, $S_n^m(kr,\Theta)$ die Lösungen des einfallenden und radialen Schallfeldes sind, gesehen werden.

Vollständigkeitshalber wird hier noch eine kurze Beschreibung der Hankelfunktionen aufgelistet, zur Veranschaulichung der Bildung aus den Bessel - und Neumannfunktionen. Diese Funktionen liefern die radialen Lösungen und werden über die sinc(x)-Funktion ($\widehat{=} \sin(x)/x$) und deren Ableitungen errechnet. Als Argument wird hier $x = kr$ eingesetzt, wobei $k = \omega/c$ die Wellenzahl beschreibt.

$$j_n(kr) = (-1)^n (kr)^n \left(\frac{1}{kr}\frac{d}{d(kr)}\right)^n \left(\frac{\sin(kr)}{kr}\right) \tag{1.16}$$

$$y_n(kr) = (-1)^{n+1} (kr)^n \left(\frac{1}{kr}\frac{d}{d(kr)}\right)^n \left(\frac{\cos(kr)}{kr}\right) \tag{1.17}$$

$$h_n^{(1)}(kr) = (-1)^n (kr)^n \left(\frac{1}{kr}\frac{d}{d(kr)}\right)^n \left(\frac{e^{ikr}}{ikr}\right) \tag{1.18}$$

wobei $h_n^{(1)}(kr)$ die konjugierte komplexe Form von $h_n^{(2)}(kr)$ ist.

$$h_n^{(1)}(kr) = j_n(kr) + i\, y_n(kr) = h_n^{(2)\,*}(kr) \tag{1.19}$$

1.4 Orthonormalität

Die normalisierten reelwertigen sphärischen Harmonischen bilden ein Set von Basisfunktionen, welche orthonormal zueinander in Beziehung stehen (vgl. Gl.1.20), wobei hier δ die Kronecker-Delta-Funktion beschreibt.

$$\int_{\$^2} Y_n^m(\Theta) Y_{n'}^{m'}(\Theta)\, d\Theta = \delta_{nn'}\delta_{mm'} \tag{1.20}$$

1.5 Räumliche Randwertprobleme

Durch berücksichtigen der Randparameter ist eine Vereinfachung der Schalldruck- und Schnelleverteilung in quellenfreien Volumen möglich. Bei elektrischen Netzwerken werden Ausschwingvorgänge durch die Anfangszustände der Energiespeicher festgelegt, welche wiederum die Anfangsbedingungen der jeweiligen Differentialgleichungen bilden. Im Akustischen sind die Anfangswerte nicht mit so großer Bedeutung behaftet, da diese sehr schnell abklingen und für den charakteristischen Raumeindruck vernachlässigbar sind. Hier wird über die Art der Reflektionen an den Wänden und Begrenzungen der Raumeindruck wahrgenommen, welche im Realen kaum exakt formulierbar sind. Diese Eigenschaften beeinflussen also die Randbedingungen in einer akustischen Umgebung [RB10]. Für spezielle Schallquellenverteilungen in Volumen kann man Kategorien unterscheiden, die nachfolgend eingehend erörtert werden [Ple09, Zot09].

1.5.1 Äußeres Randwertproblem

Ein Äußeres Randwertproblem ergibt sich als Quellenverteilung innerhalb eines *Inneren Volumens*, dass von einem quellenfreien Volumen *Äußeres Volumen* umgeben wird. Das äußere Freifeld kann somit vollständig beschrieben werden, da die Umrandung des Überganges von den Volumina durch die Dirichlet- und Neumannrandbedingungen mathematisch beschrieben werden kann. Objekte im äußeren Freifeld werden als Sekundärquellen angesehen und müssen berücksichtigt werden.

1.5.2 Inneres Randwertproblem

Gegeben sei ein quellenfreies und objektfreies *Inneres Volumen*, dass von einer beliebigen Schallquellenverteilung im *Äußeren Volumen* eingeschlossen ist. Ist die Druck- und Schnelleverteilung durch Messwerte oder Vorgaben an einer begrenzten Oberfläche bekannt so kann jeder Punkt des *Inneren Volumens* beschrieben werden (Abb.1.3).

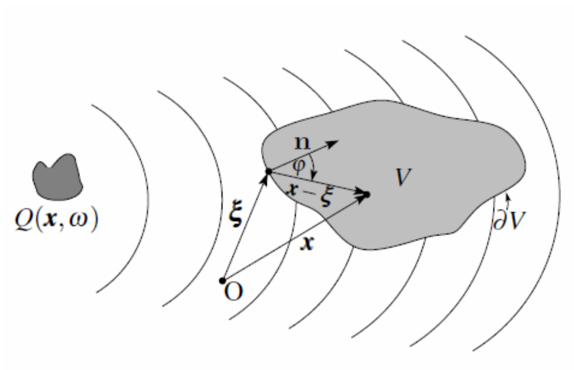


Abbildung 1.3: Schalldruckverteilung im Inneren eines Volumens V als Reaktion auf eine äußere virtuelle Quelle $Q(x, w)$. Gemäß der Kirchhoff–Helmholtz–Integralgleichung wird der Schalldruck in V von den Werten des Schalldrucks und der Schallschnelle der Normalkomponente auf dem Rand ∂V bestimmt [RB10].

1.5.3 Gemischtes Randwertproblem

Weiterführend gibt es noch das Auftreten eines gemischten Randwertproblems, dass eine Kombination der oben erwähnten darstellt. Die Punkte in Abbildung 1.4 stellen die Schallquellen dar.

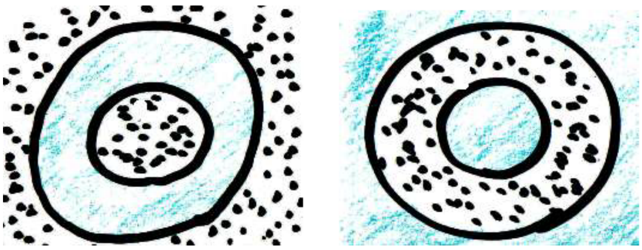


Abbildung 1.4: Gemischtes Randwertproblem [Zot09].

1.6 Spherical Harmonic Transform

Die Transformation räumlich verteilter Schalldrücke bzw. Schallschnellewerte in sphärische Harmonische kann mit der Fouriertransformation von Zeitsignalen verglichen werden. Dabei werden die periodischen Funktionen an der Kugeloberfläche transformiert und für jeweilige Winkelbeziehungen der Ordnung n und Mode m abgebildet. Deshalb kann man von einer räumlichen Fouriertransformation sprechen, bei der anstatt der Kreisfrequenz ω, die Indizes der Kugelflächenfunktionen die Auflösung im sphärischen Wellenspektrum beschreiben.

Die SH-Transformation einer Funktion $g(\vartheta, \varphi)$ führt zu den Koeffizienten der Kugelflächenfunktionen γ_{nm} und ist folgendermaßen definiert [Ple09]:

$$SHT_{nm}\{g(\vartheta, \varphi)\} = \gamma_{nm} = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi} g(\vartheta, \varphi) Y_n^m(\vartheta, \varphi) \sin(\vartheta) d\vartheta d\varphi \quad (1.21)$$

Darstellung über Einheitsvektoren der radialen und vertikalen Ausrichtung in Kugelkoordinaten, vgl. Gl. (1.1):

$$SHT_{nm}\{g(\Theta)\} = \gamma_{nm} = \int_{\$^2} g(\Theta) Y_n^m(\Theta) d\Theta \quad (1.22)$$

Wie auch bei der kontinuierlichen Fouriertransformation geht man hier von einer unendlichen Anzahl von sphärischen Harmonischen aus und damit auch mit einer Ordnung $N = (M+1)^2 = \infty$. Da im Realen natürliche Grenzen wie Baugrößen und Verarbeitung bei Holografischen/ Holofonischensystemen auftreten, ist es nicht möglich diese Rechnungsvorschrift in der Signalverarbeitung anzuwenden. Jedoch, je höher die Ordnung N der sphärischen Harmonischen ist, umso feiner kann die Auflösung der Abbildung auf den radialen und vertikalen Bereichen der Kugeloberfläche verstanden werden. Da das Wellenspektrum γ_{nm} vollständig beschrieben werden kann, gibt es auch eine Inverse der sphärischen Transformation, die durch die unendliche Summenbildung über alle Komponenten n, m an den gesamten Positionen Θ wieder die Ausgangsfunktion $g(\Theta)$ bildet.

$$ISHT_{nm}\{\gamma_{nm}\} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} \gamma_{nm} Y_n^m(\Theta) = g(\Theta) \quad (1.23)$$

Das *Parseval Theorem* wird ebenfalls wie bei der Fouriertransformation erfüllt, somit ist die Energieerhaltung für die Hin- oder Rücktransformation der gesamten Funktion gegeben.

$$\int_{\$^2} |g(\Theta)|^2 d\Theta = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} |\gamma_{nm}|^2 \quad (1.24)$$

1.6.1 Sphärisches Wellenspektrum der Schalldruckverteilung

Das sphärische Wellenspektrum wird beschrieben über die SH-Transformation der Schallschnelleverteilung an der Kugeloberfläche. Es ist auch möglich die Schalldruckverteilung an der Kugelöberfläche in SH-Komponenten zu tranformieren und man erhält wiederum das sphärische Wellenspektrum. Aus Gl.(1.3) und (1.5) ist ersichtlich das die Schallschnelle über die Eulergleichung mit dem Schalldruck in direktem Zusammenhang steht [Zot09].

$$\psi_n^m(kr) = SHT\{p(kr, \Theta)\} \tag{1.25}$$

Die Schalldruckverteilung kann auch als Reihendarstellung des Produktes des sphärischen Wellenspektrums und der Kugelflächenfunktionen dargestellt werden und entspricht der *Inversen Sphärischen Harmonischen Transformation* (ISHT, vgl. Gl. 1.23)

$$p(kr, \Theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^{n} \psi_n^m(kr) Y_n^m(\Theta) \tag{1.26}$$

wobei

$$\psi_n^m(kr) = b_{nm} j_n(kr) + c_{nm} h_n^{(2)}(kr). \tag{1.27}$$

Durch die Differenzierung der Randwertprobleme können die Koeffizienten b_{nm} und c_{nm} für das jeweilig betrachtete Randwertproblem Null werden:

- Äußeres Randwertproblem: $b_{nm} \equiv 0$
- Inneres Randwertproblem: $c_{nm} \equiv 0$

1.6.2 Sphärische Welle einer Punktquelle

Die Beschreibung einer Punktquelle, die im Abstand und Winkel (r_s ,Θ_s) zum Koordinatenursprung steht, hat folgende Koeffzienten b_{nm} und c_{nm}. Für den Fall, dass $r \leqslant r_s$ ist, ergibt sich

$$b_{nm} = -ikh_n^{(2)}(kr_s) Y_n^m(\Theta_s) \tag{1.28}$$

und für den Fall das $r > r_s$

$$c_{nm} = -ikj_n(kr_s) Y_n^m(\Theta_s). \tag{1.29}$$

Mit diesen Koeffizienten lässt sich dann auch das sphärische harmonische Spektrum des Schalldruckes und der Schallschnelle beschreiben.

$$\psi_{nm} = -ikh_n^{(2)}(kr_s)j_n(kr)Y_n^m(\Theta_s) \tag{1.30}$$

$$\nu_{nm} = \frac{k}{\rho_0 c}h_n^{'(2)}(kr_s)j_n^{'}(kr)Y_n^m(\Theta_s) \tag{1.31}$$

1.6.3 DSHT - Discrete Spherical Harmonic Transform

Die Oberfläche eines Kugelmikrofons wird mit L diskreten Messpositionen abgetastet. Die bauliche Größe des Arrays beschränkt die Anzahl der möglichen Mikrofone an der Oberfläche. Um eine kontinuierliche Abtastung zu erreichen, müssten sich unendliche viele Mikrofone unendlich kleiner Kapselgröße auf der Kugel befinden. Deshalb spricht man von der maximalen Ordnung, die ein solches System erreichen kann und beschreibt sie für ein dreidimensionales System mit

$$(N+1)^2 \geqslant L, \tag{1.32}$$

wobei L die Anzahl der Messpositionen und N die maximale Ordnung ist. Das entspricht dem räumlichen Nyquist Kriterium (Samplingtheorem), dass klassisch die Abtastfrequenz auf die doppelte maximale Signalfrequenz festlegt. Je höher die zu detektierende Frequenz ist, umso mehr Abtastpunkte an der Oberfläche werden benötigt. Bei unzureichender Abtastung für hohe Frequenzen tritt räumliches Aliasing ($\widehat{=}$Spatial Aliasing) auf. In diesem Fall hat die zu messende Frequenz eine Wellenlänge, die klein im Vergleich zum Abstand zwischen den Messpunkten ist. Dadurch treten Spiegelfrequenzen im Basisband auf. Andererseits ergibt sich durch den Abstand der Messpunkte auch eine Begrenzung hin zu tiefen Frequenzen. Wenn die zu messende Frequenz eine Wellenlänge hat, die groß im Vergleich zum Abstand zwischen den Messpunkten ist, sind die Amplitudenunterschiede so gering, dass keine eindeutige Detektion mehr möglich ist. Die bandbegrenzte Funktion der Messpunkte an der Oberfläche lässt sich jetzt diskret folgendermaßen ausdrücken:

$$g(\Theta) = \sum_{n=0}^{N} \sum_{m=-n}^{n} Y_n^m(\Theta)\gamma_{nm} \tag{1.33}$$

Um diese Funktion vektoriell darzustellen, bedarf es den Ausdruck $g(\Theta)$ auf $g_L(\Theta)$ zu erweitern, wobei hier nach wie vor von L Positionen an der Oberfläche gesprochen wird, welche sich jeweils auf den zugehörigen Raumwinkel

Θ beziehen.

$$g_L = \begin{pmatrix} g_0(\Theta_0) \\ g_1(\Theta_1) \\ \vdots \\ g_L(\Theta_L) \end{pmatrix} \tag{1.34}$$

Die Matrix der sphärischen Harmonischen baut sich gleichermaßen in Bezug auf die Positionen der Messpunkte in Richtung Θ auf und hat durch die räumliche Abtastung nachfolgende Matrixdimension $L \,\mathrm{x}\, (N+1)^2$, vgl. Gl.(1.35).

$$Y_N^M = \begin{pmatrix} Y_0^0(\Theta_0) & Y_1^{-1}(\Theta_0) & Y_1^0(\Theta_0) & Y_1^1(\Theta_0) & \cdots & Y_N^M(\Theta_0) \\ Y_0^0(\Theta_1) & Y_1^{-1}(\Theta_1) & Y_1^0(\Theta_1) & Y_1^1(\Theta_1) & \cdots & Y_N^M(\Theta_1) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Y_0^0(\Theta_L) & Y_1^{-1}(\Theta_L) & Y_1^0(\Theta_L) & Y_1^1(\Theta_L) & \cdots & Y_N^M(\Theta_L) \end{pmatrix} \tag{1.35}$$

1.7 Impulsantwortmessung

Durch die Erfahrung der letzten Jahrzehnte haben sich etliche Methoden zur Messung der Impulsantwort entwickelt. Alle haben gemein, dass es sich beim Anregungssignal um ein Signal handelt, das alle Frequenzen für den erforderlichen Messbereich beinhaltet. Durch die nahezu unvermeidliche Anwesenheit von Störgeräuschen ist es notwendig ein Signal hoher Energie in das zu messende System zu schicken um einen optimalen Signalrauschabstand (SNR, Signal To Noise Ratio) zu erreichen. Nachfolgend werden zwei der möglichen Anregungssignale für die Impulsantwortmessung erläutert.

1.7.1 Linearer Sweep

Beim linearen Sweep wird die Durchschreitung aller Frequenz durch lineare Änderung der Momentanfrequenz erreicht. Man kann sich den Anstieg als Geradengleichung vorstellen,

$$\omega(t) = kt + d \tag{1.36}$$

$$\tag{1.37}$$

wobei k die Steigung beschreibt und d die Verschiebung des Nullpunktes auf die Startfrequenz ω_1 (ω_2=Stopfrequenz).

$$k = \frac{\omega_2 - \omega_1}{T} \tag{1.38}$$

$$d = \omega_1 \tag{1.39}$$

Durch Ableitung der Momentanfrequenz erhält man Auskunft über die

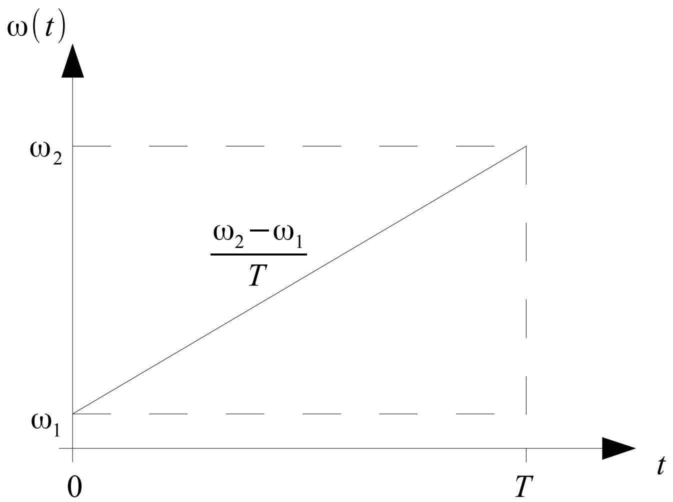


Abbildung 1.5: Skizzierung des Zusammenhangs der linearen Änderung der Momentanfrequenz zur Zeit

Phase des Signals.

$$\frac{d\omega(t)}{dt} = \omega_1 + \frac{\omega_2 - \omega_1}{T} t \tag{1.40}$$

$$\phi(t) = \omega_1 t + \frac{\omega_2 - \omega_1}{T}\frac{t^2}{2} \tag{1.41}$$

Als Anfangsbedingung für die Phase gilt

$$\phi(t = 0) = 0. \tag{1.42}$$

Dadurch erhaltet man für das Zeitsignal eines linearen Sinussweeps

$$x(t) = \sin(\phi(t)) = \sin(\omega_1 t + \frac{\omega_2 - \omega_1}{T}\frac{t^2}{2}). \tag{1.43}$$

1.7.2 Logarithmischer Sweep

Beim logarithmischen Sweep handelt es sich eigentlich um einen Sinus der als Argument eine Exponentialfunktion in Abhängigkeit der Zeit t enthält, sofern er im Zeitbereich generiert worden ist (vgl. Gl. 1.44).

$$s(t) = \sin[K(e^{\frac{t}{L}} - 1)] \tag{1.44}$$

Hier sind K und L unbekannt und werden durch Annahme der Fälle $t = 0$ und $t = T$ im weiteren Verlauf bestimmt, wobei als T die Dauer des Sweeps von der Startfrequenz bis zur Endfrequenz bezeichnet wird und damit angibt wie viel Energie (vgl. Gl.1.48) durch den Sweep ins System gebracht wird.

$$\left.\frac{d[K(e^{\frac{t}{L}} - 1)]}{dt}\right|_{t=0} = \omega_1 \tag{1.45}$$

$$\left.\frac{d[K(e^{\frac{t}{L}} - 1)]}{dt}\right|_{t=T} = \omega_2 \tag{1.46}$$

$$s(t) = \sin\left(\frac{T\omega_1}{\ln(\frac{\omega_2}{\omega_1})}(e^{\frac{t}{T/\ln(\frac{\omega 2}{\omega_1})}} - 1)\right) \tag{1.47}$$

Die hier angegebene mathematische Beziehung für $s(t)$ wurde verwendet, um in Matlab einen 4 Sekunden langen logarithmischen Sweep zu generieren, welcher in Abbildung 1.6 im Zeit-Frequenzdiagramm (Sonogramm) dargestellt ist. Durch das abrupte Ein- und Ausschalten bei der Start- und Stopfrequenz entstehen Ripple im Frequenzspektrum des Sweeps. Mittels Halbfensterung im Frequenzbereich bei Start- und Endfrequenz kann dieser Effekt vermindert werden. Ein alternative dazu wäre die Generierung des Signals im Frequemzbereich, vgl.[Mas01]. Ein Vorteil des exponentiellen Sweeps liegt darin, dass eine gleichmäßige Energieverteilung im Frequenzbereich in den Oktaven, wie beim „Rosa Rauschen“, erreicht wird. Durch Einbringen von mehr Energie im niederfrequenten Bereich wird die Auflösung erhöht, was speziell für Audioanwendungen erwünscht ist. Ein weiterer Vorteil ist, dass Nichtlinearitäten in den akausalen Bereich verschoben werden und deshalb leichter zu filtern sind (vgl. [MH09]).

$$E_s = \int_{-\infty}^{\infty} |s(t)|^2 dt \leq \infty \tag{1.48}$$

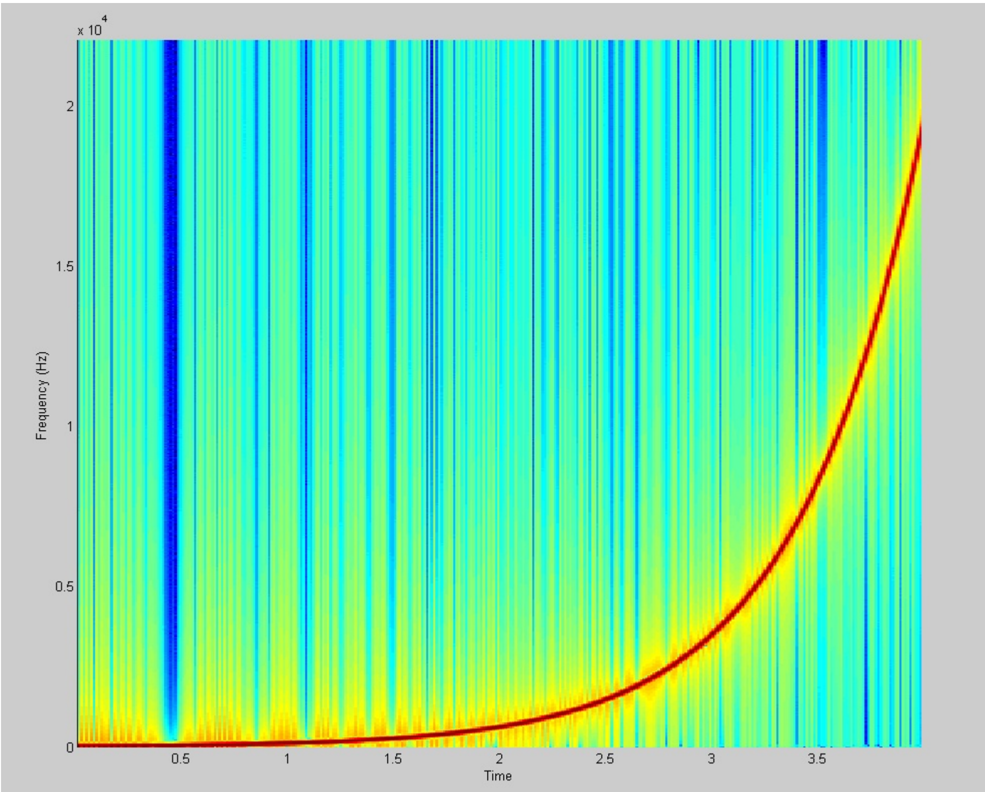


Abbildung 1.6: logarithmischer Sweep, 20Hz-20kHz, T=4s

Kapitel 2

Messung

2.1 Messaufbau - Konzept

Die grundsätzliche Überlegung der Messung ist es das Mikrofonarray und die einstrahlende Quelle so zu positionieren, dass die ersten Reflexionen des Raumes das Messergebnis nicht zu stark beeinflussen und man von einer simulierten Freifeldmessung sprechen kann. Das bedeutet, dass nur der Anteil der ersten Millisekunden der gemessenen Impulsantworten für die weitere Analyse herangezogen wird.
Die Schalleinstrahlung von Außen sollte vorzugsweise von einer Schallquelle mit „linearem“ Frequenzgang[1], sowie mit einem einzigen akustischen Mittelpunkt über den gemessenen Frequenzbereich erfolgen. Die kugelförmige Abstrahlcharakteristik des Lautsprechers (zurückzuführen auf das Gehäuse, siehe Abb. B.1) ermöglicht die Annahme einer sich ausbreitenden ebenen Schallwelle an der Messoberfläche des Arrays.
Da es sich beim Eigenmike um ein Mikrofonarray handelt, das Schallaufnehmer in alle Raumrichtungen hat, ist es notwendig rund um das Array Messungen vorzunehmen. Wie aber die baulichen Eigenschaften vermuten lassen, sollten sich an der „Unterseite“ des Arrays die gleichen Genauigkeiten wie an der baugleichen „Oberseite“ ergeben. Um eine möglichst gleichmäßige Schalleinstrahlungsverteilung auf die Oberfläche des Eigenmikes zu erreichen, wurde mit Hilfe eines Trackingsystems (siehe Abb. 2.3) der Lautsprecher in bestimmten Winkeln (siehe Kap.: 2.2) und konstantem Abstand zum Arraymittelpunkt aufgestellt.
Mithilfe dieses Trackingsystems und einem Puredatapatch konnten die relativen Winkel des Messlautsprechers zum Array ermittelt werden (siehe Anhang C u. D). Der restliche Teil der Messkette befand sich außerhalb des IEM-CUBE um soweit wie möglich alle vermeidbaren äußeren Störeinflüssen von der Messung fernzuhalten (siehe Abb. 2.5).

[1] im Anhang A befindet sich eine Beschreibung des verwendeten „Kugellautsprechers“ mit Frequenzgang entnommen aus [War02]

2.2 Messaufbau - Ausführung

Da das Messequipment begrenzt für alle Messwinkel einstellbar war, wurde die Messung zwar in 36 Schritten (zu je 10°) azimutal durchgeführt, jedoch in der Elevation auf 160° (von der positiven zur negativen Z-Achse zählend und auch hier in 10° Abständen) beschränkt. Daraus ergeben sich dann exakt 612 Messpositionen, 17 in der Elevation zu je 36 im Azimut. Als Messumgebung wurde der IEM-Cube verwendet. Als Sweeplänge wurde eine Zeitdauer von 4 Sekunden gewählt um genügend Energie (vgl. Gl. 1.48) in das System einzubringen und gleichzeitig die resultierende Gesamtmesszeit nicht zu stark expandieren zu lassen. Der Messabstand r_q von 70 cm ist größer als der geforderte Mindestabstand r_{dist}, welcher von der größten Abmessung (hier $l_{max} = 0.2m$) des Lautsprecher abhängt (Gl.2.1). Dadurch ist die geforderte Freifeldanordnung gewährleistet und man kann von einer Kugelwelle am Aufnahmeort ausgehen [Ger09].

$$r_{dist} > 3 \times l_{max} \tag{2.1}$$

Das Mikrofonarray wurde auf einen Drehteller platziert und über Pure Data angesteuert. Dadurch musste nur für die Veränderung der Ausrichtung des Azimuthwinkels die Messung gestoppt werden. Abbildung 2.2 zeigt den schematischen Messaufbau, wobei der Messplatz und der Verstärker außerhalb des CUBE positioniert wurden. Die Messung wurde vom Messplatz aus in Pure Data gestartet und von dort gesteuert[2].

2.3 Messdaten

Durch die hohe Anzahl der notwendigen Messungen wurde im Vorfeld ein Abschätzung der Größe der Messdaten und der Messdauer vorgenommen. Der Drehteller benötigt für die ersten 2,5 Grad Drehung 2 Sekunden und für jeden weiteren Grad eine $\frac{167}{360}$ Sekunde.

$$10^\circ = 2s + 7.5\frac{167}{360} \approx 5.5s \tag{2.2}$$

Da die Messung in 36 Schritten azimutal und 17 Schritten (aufgrund der Einschränkung der Messeinrichtung nur von 0° - 160° in der Elevation) erfolgte, ergeben sich insgesamt 612 Messungen. Die gesamte Messzeit lässt sich aus der Zeit den der Drehteller benötigt (Gl. 2.2), der doppelten Swee-

[2] ein kurzer Überblick über das Trackingsystem und die Pd-Patches zum Tracking und der Ansteuerung des Drehtellers findet sich im Anhang B und C

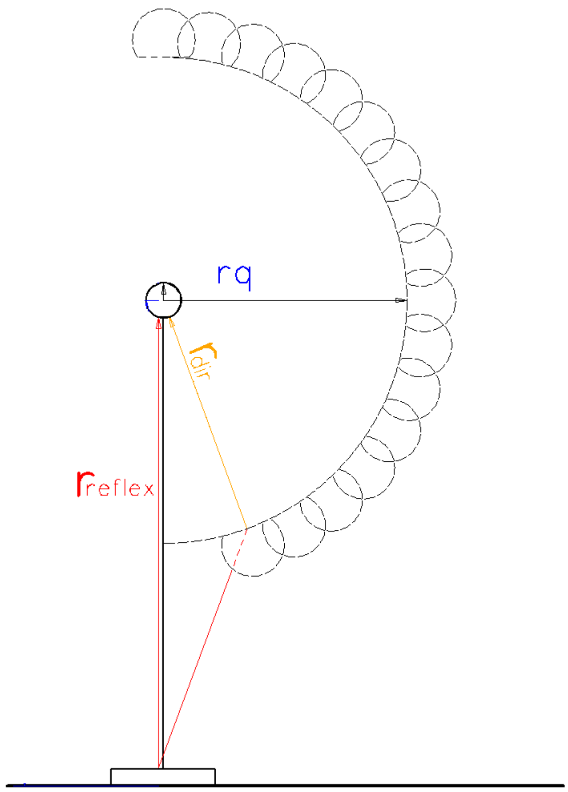


Abbildung 2.1: schematische Darstellung des Messaufbaus mit gedachter Bodenreflexion

plänge[3] und 2 Sekunden Pause nach dem Abspielen des Sweeps (vgl. Gl. 2.3). Daraus ergibt sich eine reine Messzeit von

$$512 \times (5.5\,\mathrm{s} + 10\,\mathrm{s}) = 9486\,\mathrm{s} \approx 2\,\mathrm{h}\;38\,\mathrm{min}\;6\,\mathrm{s} \tag{2.3}$$

ohne die Berücksichtigung der Einstellzeit des Messlautsprechers für jeden Azimuthwinkel. Als Datenmenge ergab sich für alle 32 Kanäle:

$$44100\,\mathrm{Hz} \times 16\,\mathrm{bit} \times 10\,\mathrm{s} \times 32\,\mathrm{Kanälen} = 225792000\,\mathrm{bit} = 28.224\,\mathrm{MB} \tag{2.4}$$

$$28.224\,\mathrm{MB} \times 612 \approx 17\,\mathrm{GB} \tag{2.5}$$

[3]um gegen Störeinflüsse bei der Messung gewappnet zu sein, wurde der Sweep zweimal an jeder Messposition abgespielt

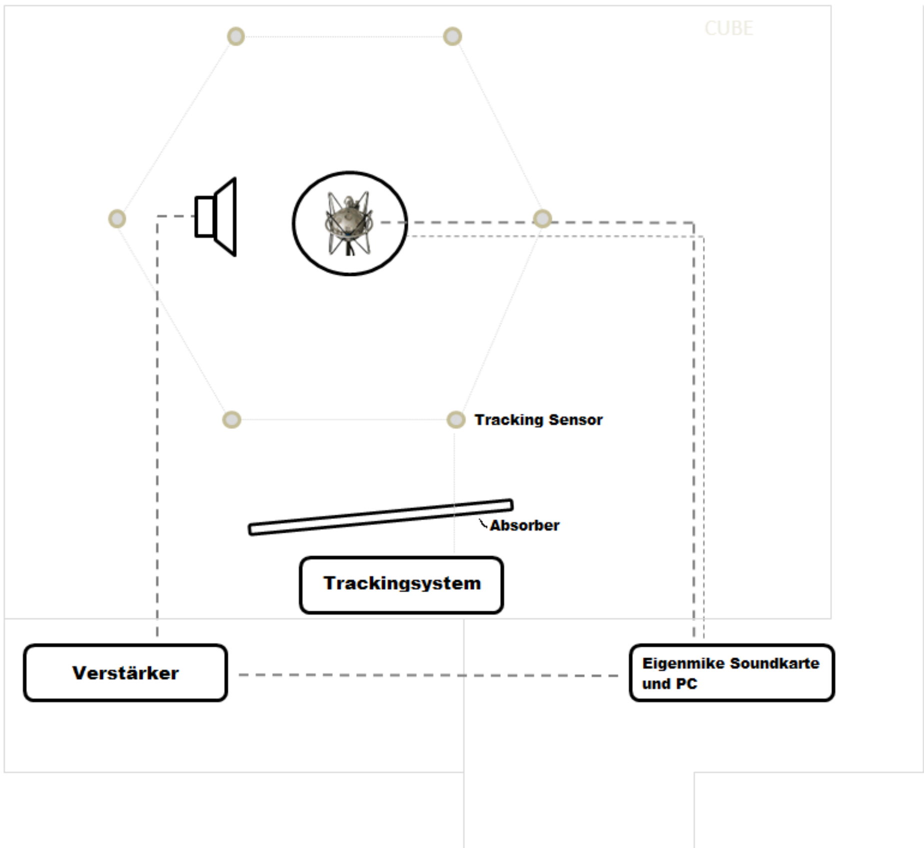


Abbildung 2.2: Messaufbau in schematischer Darstellung

2.3.1 Simulierte Freifeldmessung

Bei dieser Messung handelt es sich um eine simulierte Freifeldmessung, einem Messverfahren mit dem die Reflektionen des Messraums durch Fensterung der gemessenen Impulsantworten ausgeblendet werden. Dafür muss am Messmikrofon der Zeitbereich δt zwischen Direktschall und erster Reflexion groß genug sein. Es kann dann durch Fensterung im Zeitbereich der zu analysierenden Impulsantworten nur die Information extrahiert werden, die man bei einer Messung im Freifeld erhalten würde. Für den Fernfeld-Kugelstrahler gilt $kr \geqslant 2$. Es ergibt sich eine untere Grenzfrequenz von [Gra97]:

$$\frac{2\pi f}{c} r \geqslant 2 \tag{2.6}$$

$$f \geqslant 155.97\,\mathrm{Hz} \tag{2.7}$$

Abbildung 2.3: Messaufbau in dem von Trackingsäulen eingekreisten Bereich

wobei hier k die Wellenzahl ($k = \frac{\omega}{c}$), c die Lichtgeschwindigkeit und der Abstand $r = 0.7\,\mathrm{m}$ zwischen Messlautsprecher und Mikrofonarray ist. Das ist in Anbetracht des Frequenzganges (siehe Anhang A) des Messlautsprechers, sowie der vermuteten Frequenzauflösung des Eigenmike ausreichend. Da das Eigenmike bei niedrigen Frequenzen die großen Wellenlängen an den Mikrofonen nur mehr als geringe Amplitudenunterschiede wahrnehmen kann, wird mit einer erhöhten Detektionsungenauigkeit im tieffrequenten Bereich gerechnet.

2.3.2 Impulsantworten

Die Impulsantworten wurden durch Entfaltung im Frequenzbereich errechnet. Dafür mussten die gemessenen Signale und der Sweep in den Frequenzbereich transformiert werden. Die Faltung im Zeitbereich entspricht der Multiplikation im Frequenzbereich (vgl. Gl.2.8). Da die Übertragungsfunktion berechnet werden musste, wurde der Ausgang durch den Eingang im Fre-

Abbildung 2.4: Messaufbau mit akustisch gedämpfter Trennung zu den Tracking-PC-Komponenten

quenzbereich dividiert (vgl. Gl.2.9).

$$y[n] = h[n] * x[n] \tag{2.8}$$
$$H(jw) = FFT\{h[n]\} = Y(jw)/X(jw) \tag{2.9}$$

Die Impulsantworten wurden dann zurück in den Zeitbereich transformiert und mit einem Tukey-Window über den für die weiteren Berechnungen relevanten Informationsbereich gewichtet. Als unnötige Informationen des Signals gelten hier die Anteile des Raumes, sowie Nichtlinearitäten, die sich durch die Messkette und das Messequipment (Membran des Kugellautsprechers) ergeben. Die Messartefakte finden sich am Ende der Impulsantwort und sind als Ausschnitt in Abbildung 2.7 zu sehen.

2.4 Fensterung der Impulsantworten

Für die Fensterung der Impulsantworten wird eine Tukey-Window mit der Länge von 1024 Punkten durchgeführt. Vorteil des Tukey-Windows ist die rasch ansteigende Flanke auf den Maximalwert. Weiters wird bei der Fensterung darauf geachtet, dass die Phaseninformation der verschiedenen Mikrofonkanäle zueinander erhalten bleiben und die Gewichtung selbst aber nicht beeinflusst wird. Der höchste Energieschwerpunkt der Impulsantworten wird an die erste Maximalstelle (Maxwert=1) des Fensters gestellt um keine unnötige Dämpfung vorzunehmen. Durch die verteilte Anordnung der Mikrofone an der Kugeloberfläche ergeben sich unterschiedliche Lauftzeiten, dadurch auch Phasenunterschiede bei den Impulsantworten der einzelnen Mikrofonkanäle. Die Phaseninformationen fallen gering aus, sollten aber im Idealfall eine zusätzliche Information bei der Richtungsdetektion gegenüber niedrigen Frequenzen bieten und sollen durch eine geeignete Fensterung erhalten bleiben (vgl. Abb. 2.8).

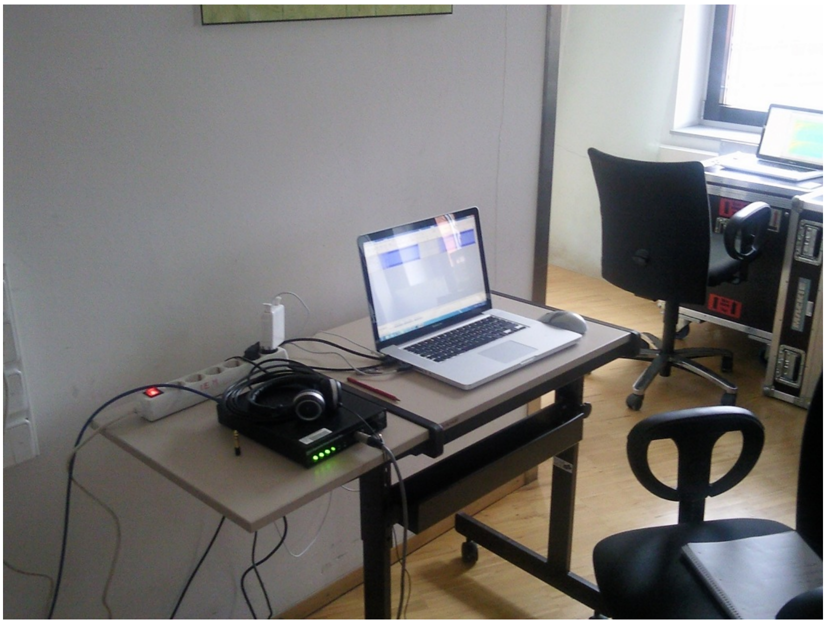


Abbildung 2.5: Messplatz vor dem Eingang des IEM-CUBE

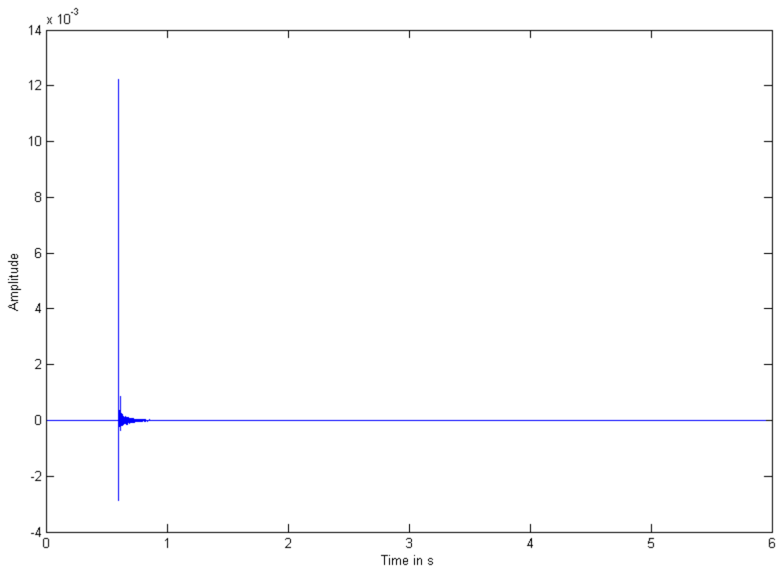


Abbildung 2.6: Impulsantwort eines Mikrofonkanals

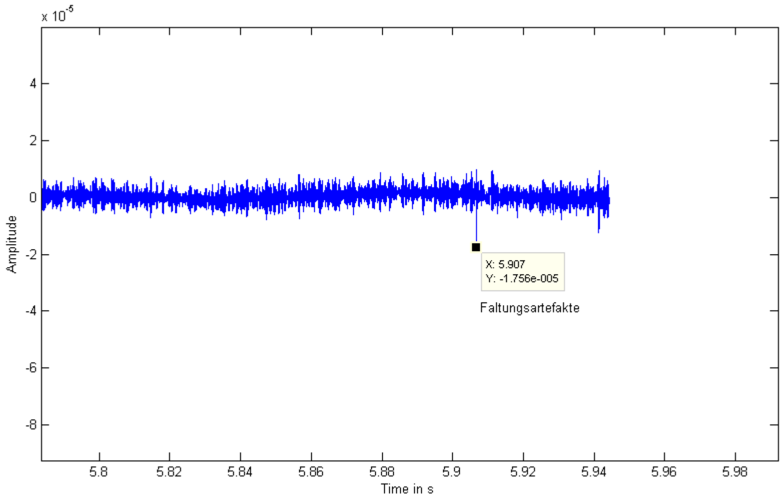


Abbildung 2.7: Vergrößerter Ausschnitt der Faltungsartefakte hervorgerufen durch die Messkette und den Messlautsprecher in der Impulsantwort einer Mikrofonkapsel

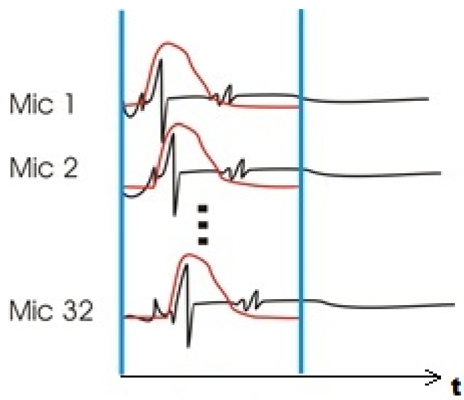


Abbildung 2.8: Skizze der Fensterung der Impulsantworten unter Berücksichtigung der Phaseninformation

Kapitel 3

Richtungsdetektion mit dem Eigenmike

Die verfolgte Idee dieser Arbeit war es ein Syntheseset zu erstellen, dass das sphärische Wellenpektrum aller Quellpositionen der Messung beschreibt, um es dann mit dem sphärischen Wellenspektrum, berechnet aus den gemessenen Schalldruckwerten, korrelieren zu können. Die Korrelation aus beiden ergibt dann im Idealfall ein Ähnlichkeitsprofil mit hohen Werten an der Position, an der die gesuchte Quellrichtung liegt. Die Theorie zur Berechnung beruht auf den teilweise bereits angesprochenen Grundlagen zur Darstellung der Schalldruckverteilung mittels sphärischen Harmonischen. Die Berechnung berücksichtigt das einstrahlende Feld, sowie die Reflexionen an der schallharten Mikrofonkugeloberfläche, welche mittels der Formulierung des ausstrahlenden Feldes beschrieben werden können. Deshalb werden nun der Radius r_{mic} der Mikrofonkugel, sowie der Messabstand der Quelle r_q berücksichtigt. Die Richtungsdetektion erfolgt für eine bestimmte Frequenz für eine bestimmte Quellrichtung.

3.1 Syntheseset zur Richtungsdetektion

Als Grundlage zur Berechnung der Druckverteilung von einfallenden und ausstrahlenden Schallfeldern dienen die sphärischen Basislösungen (vgl. Gl.1.15). Eine Weiterführung dieser mathematischen Formulierung sind, bereits in Kapitel 1 erwähnt, die Gl.(1.26), sowie Gl.(1.27). Letzere beschreibt das sphärische Wellenspektrum für einfallende und auslaufende Schallfelder und soll als Basisgleichung dienen.

$$A_{nm,synth} = j_n(kr_{mic})b_{nm} + h_n(kr_{mic})c_{nm} \tag{3.1}$$

Bei Betrachtung einer Punktquelle an der Stelle (r_q, Θ) kann man das Gleichungssystem folgendermaßen erweitern:

$$b_{nm} = -ikh_n(kr_q)Y_n^m(\Theta) \tag{3.2}$$
$$A_{nm,synth} = -ikj_n(kr_{mic})h_n(kr_q)Y_n^m(\Theta) + c_{nm}h_n(kr_{mic}) \tag{3.3}$$

Wobei j_n und h_n die sphärischen Bessel- bzw. Hankelfunktionen sind und die Ordnung n haben. Das nun in Gl.(3.3) beschriebene Syntheseset bildet sich aus zwei Teilgleichungen (erster und zweiter Summand) und beschreibt einerseits das Schallfeld einer in Kugelflächenfunktionen zerlegten Punktquelle aus der Richtung (Θ). Der Abstand ergibt sich aus der Quelldistanz r_q vom Koordinatenursprung, welcher das Zentrum der Mikrofonkugel des Eigenmikes beschreibt, und dem Abstand vom Mikrofonzentrum an die Oberfläche des Eigenmikes r_{mic}. Hier wird an der Hüllfläche die Ausbreitung unter Freifeldbedingungen berücksichtigt. Der zweite Summand berücksichtigt das Schallfeld, welches durch die Reflexion an der Mikrofonoberfläche verursacht wird. Mit den Koeffizienten c_{nm} wird eine Schallfeldzerlegung im Ursprung festgelegt, die sich von dort über den Ausbreitungsterm h_n(sphärische Neumannfunktion) bis zur Mikrofonoberfläche ausbreitet.
Um jetzt die Koeffizienten c_{nm} zu erhalten, wird zuerst Gl.3.1 abgeleitet und Null gesetzt (siehe Gl.3.4). Die Ableitung des Spektrums des Schalldrucks führt zum Spektrum der Schallschnelle (vgl.: Gl.1.31). An der begrenzenden Mikrofonoberfläche (r_{mic}) ist die Normalkomponente der Schallschnelle gleich Null. Die örtliche Ableitung vom Schalldruck ist proportional zur Schallschnelle. Die Ableitung ergibt sich zu

$$\frac{i}{\rho_0 c} j_n^{'}(kr_{mic})b_{nm} + h_n^{'}(kr_{mic})c_{nm} = 0 \tag{3.4}$$
$$\tag{3.5}$$

und führt damit zur Bestimmung der Koeffizienten c_{nm}

$$c_{nm} = -\frac{j_n^{'}(kr_{mic})}{h_n^{'}(kr_{mic})} b_{nm}. \tag{3.6}$$

Die Koeffizienten werden nun in Gleichung (3.1) eingesetzt

$$A_{nm,synth} = j_n(kr_{mic})b_{nm} - \frac{j_n^{'}(kr_{mic})h_n(kr_{mic})}{h_n^{'}(kr_{mic})} b_{nm} \tag{3.7}$$

und führt wiederum zu

$$A_{nm,synth} = \frac{j_n(kr_{mic})h_n'(kr_{mic}) - j_n'(kr_{mic})h_n(kr_{mic})}{h_n'(kr_{mic})} b_{nm}. \tag{3.8}$$

Der Zähler der Gleichung (3.8) führt zu einer vereinfachten Darstellung mittels dem Term $1/i(kr)^2$, bei deim es sich um die Wronski-Determinante handelt. Unter Berücksichtigung von dieser Vereinfachung und der Gl.(3.3) ergibt sich dann die Beschreibung des Synthesevektors.

$$A_{nm,synth} = -\frac{h_n(kr_q)}{kr_{mic}^2 h_n'(kr_{mic})} Y_n^m(\Theta). \tag{3.9}$$

Der erste Multiplikand in Gleichung (3.9) beschreibt den Radialfilter mit den Parameter: Frequenz ($k = \omega/c$), Radius an die Mikrofonoberfläche r_{mic} und Quellradius r_q. Der zweite Multiplikand stellt die Auswertung der Kugelflächenfunktionen an einer bestimmten Quellrichtung (φ, ϑ) dar. Um ein vollständiges Syntheseset (Gl.3.10) zu erhalten, wird eine Y_{nm}-Matrix (Gl.3.11) an allen Quellpositionen mit den Winkelpaaren $\{\varphi_l, \vartheta_l\}_{l=1...L}$ gebildet,

$$A_{nm,synth} = -\frac{h_n(kr_q)}{kr_{mic}^2 h_n'(kr_{mic})} Y_n^m(\Theta_l)_{l=1...L} \tag{3.10}$$

wobei

$$Y_n^m(\Theta_l) = \begin{pmatrix} Y_{00}(\Theta_1) & Y_{1-1}(\Theta_1) & Y_{10}(\Theta_1) & Y_{11}(\Theta_1) & \cdots & Y_{nm}(\Theta_1) \\ Y_{00}(\Theta_2) & Y_{1-1}(\Theta_2) & Y_{10}(\Theta_2) & Y_{11}(\Theta_2) & \cdots & Y_{nm}(\Theta_2) \\ & & \vdots & & \ddots & \vdots \\ Y_{00}(\Theta_l) & Y_{1-1}(\Theta_l) & Y_{10}(\Theta_l) & Y_{11}(\Theta_l) & \cdots & Y_{nm}(\Theta_l) \end{pmatrix}. \tag{3.11}$$

3.2 Berechnung des sphärischen Spektrums aus den Messdaten an einer bestimmten Quellposition

Eine spezielle Untersuchung für eine Quellposition erfolgt für eine bestimmte Frequenz und wird wiederum über die mathematische Formulierung des sphärischen Wellenspektrums, wie in Gl.(1.26), beschrieben. Der in Gl.(3.12) angeführte Vektor p beinhaltet die fouriertransformierten Druckwerte (siehe Abb. 3.1) der Impulsantworten und enspricht der Mulitplikation der SH-Komponenten mit dem sphärischen Spektrum. Da das sphärische Spektrum gesucht ist, muss Gl.(3.12) umformuliert werden (siehe: Gl.3.13)

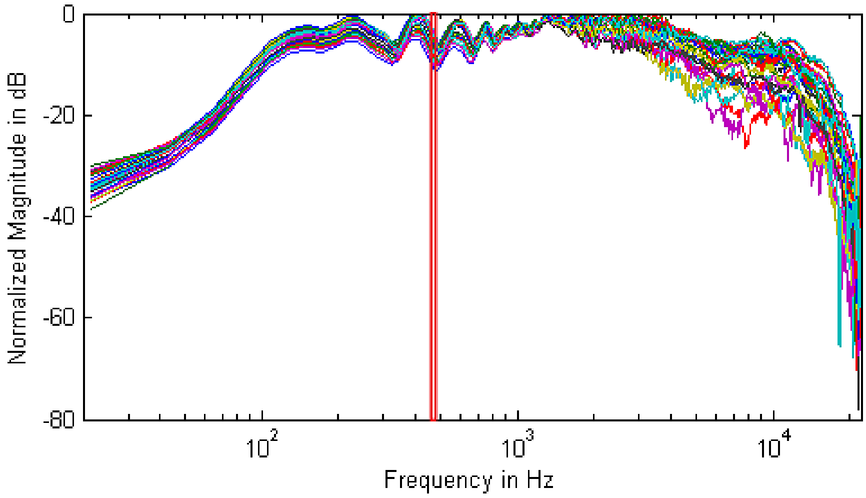


Abbildung 3.1: Betragsfrequenzgang aller 32 Mikrofone des Arrays für die Position $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$ aus der 32 fouriertransformierte Druckwerte für die Berechnung des sphärischen Wellenspektrums entnommen werden. *(die Phaseninformation wird auch entnommen - hier nicht ersichtlich)*

$$\begin{pmatrix} p_{\varphi_{mic1},\vartheta_{mic1}}(f) \\ p_{\varphi_{mic2},\vartheta_{mic2}}(f) \\ \vdots \\ p_{\varphi_{mic32},\vartheta_{mic32}}(f)) \end{pmatrix} = Y_{nm} A_{nm} \tag{3.12}$$

$$A_{nm} = p\, Y_{nm}^{-1} \tag{3.13}$$

Um keine singuläre Lösung bei der Invertierung der Y_{nm} -Matrix zu erhalten, wird folgende Vorschrift auf die SH-Matrix angewandt Gl.(3.14):

$$A_{nm} = (Y^T Y)^{-1}\, Y^T p \tag{3.14}$$

Das Ergebnis liefert hier einen Vektor der Länge $(N{+}1)^2$ und ist das sphärische Spektrum an einer bestimmten gemessene Quellposition für eine zu untersuchende Frequenz.

3.3 Ähnlichkeitsprofil der sphärischen Wellenspektren

Um ein Ähnlichkeitsprofil zu erstellen wird der Korrelationskoeffizient des A_{nm}-Vektor und der A_{nm}-Synthesematrix gebildet [Hoh09]. Da die Synthesematrix alle Quellrichtungen beinhaltet, muss der Korrelationskoeffizient sukzessive für alle Winkelpaare $\{\varphi_l, \vartheta_l\}_{l=1...L}$ berechnet werden. Die errechneten Korrelationskoeffizienten werden in einem Vektor (vgl. Gl. 3.15), der das Ähnlichkeitsprofil darstellt, gespeichert. Der höchste Wert in diesem Vektor beschreibt bei erfolgreicher Berechnung die zu detektierende Quellrichtung (siehe Abb. 3.2).

$$A_{nmMATCH_{i=1:612}} = \frac{A^H_{nm,synth_{i=1...612}} A_{nm}}{\sqrt{A^H_{nm,synth_{i=1...612}} A_{nm,synth_{i=1...612}} A^H_{nm} A_{nm}}} \tag{3.15}$$

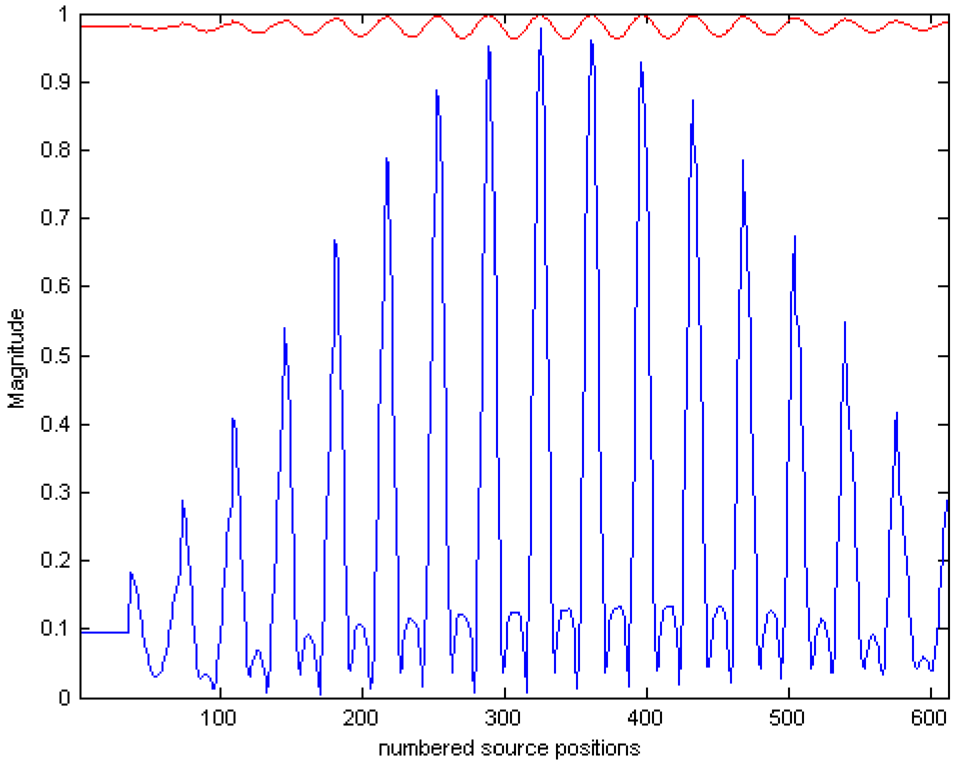


Abbildung 3.2: Darstellung des Ähnlichkeitsvektors $A_{nmMATCH}$ für alle gemessenen Quellpositionen[1]- rot: 215Hz, blau: 2153Hz

[1]Die spezielle Anordnung der Mikrofone (vgl. Anhang A) wird hier linear nach Reihenfolge der Messpositionen geplottet. Die numerierten Positionen der Grafik stellen die Winkelpaare der Quellpositionen dar, beginnend mit $\varphi = 0°, \vartheta = 0°$ bis $\varphi = 350°, \vartheta = 160°$. Nach jeweils 36 Messungen im Azimuth wurde der Elevationswinkel um 10° erhöht (vgl. Kap. 2.2).

Kapitel 4

Ergebnisse

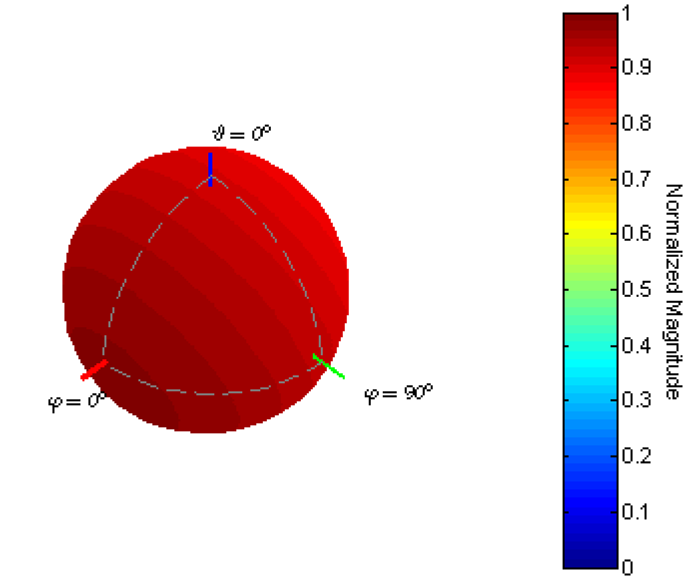
Grundsätzlich kann festgehalten werden, dass für den idealisierten Fall in der Freifeldsimulation aus den resultierenden Ähnlichkeitsprofilen eine eindeutige Quellrichtung ausgemacht werden kann. Natürlich wird diese Richtungsdetektion durch gewisse Parameter eingeschränkt. Einerseits ist die Erkennung durch Korrelation für sehr hohe, sowie sehr tiefe Frequenzen, den baulichen Eigenschaften des Arrays unterlegen. Wie auch in Abb. 3.2 zu sehen, fallen die relativen Werteunterschiede zu tiefen Frequenzen hin viel geringer aus, was wiederum eine korrekte Detektion erschwert und vor allem bei Störeinflüssen das Ergebnis verfälschen würde. Bei Frequenzen über ca. 5 kHz werden Ambiguitäten erkennbar, was zur geringeren Genauigkeit im höherfrequenten Bereich führt. Diese Ambiguitäten sind auf Aliasing, dass durch die Anordnung und der Größe der Mikrofone des Arrays verursacht wird, zurück zu führen (vgl. Abb. 4.2a u. 4.4a). Die Messdaten um den Elevationswinkel $\vartheta = 110^\circ$ weisen stärkere Abweichungen auf und müssten näher untersucht werden um eine aussagekräftige Analyse treffen zu können und werden deshalb hier außen vor gelassen.

4.1 Richtungsplots der errechneten Ähnlichkeitsprofile

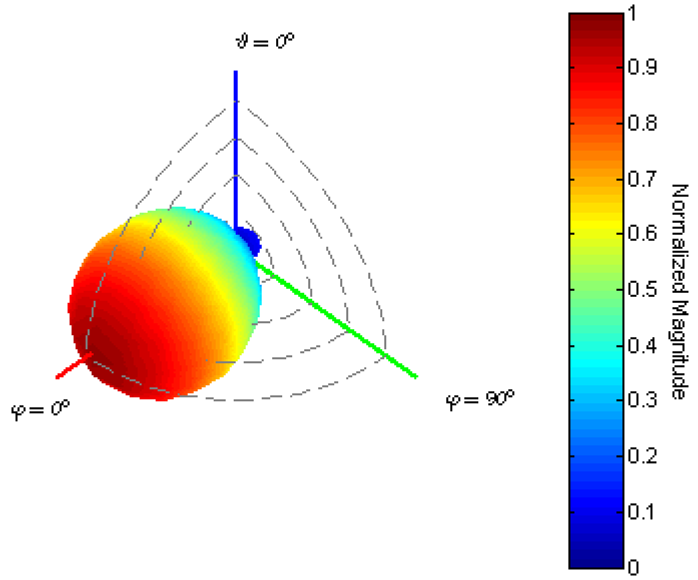
Wie auch schon zu Anfang in Kapitel 3 erklärt, erfolgt die Detektion an einer bestimmten Frequenz für eine bestimmte Quellrichtung. In den Richtungsplots wird der errechnete Ähnlichkeitsvektor anhand der Absolutwerte und deren zugehörigen Richtung in einem Kugelkoordinatensystem gezeichnet (vgl. Abb. 4.1), oder aber als 2D-Plot dargestellt bei dem der Verlauf des Betrags über alle Winkelpaare gut ersichtlich ist. Die höchsten Werte, in den Abbildungen farbcodiert als dunkelste Stellen ersichtlich, entsprechen hier der detektierten Richtung. Wie bereits erwähnt wurde, fallen die Unterschiede der Beträge für tiefe Frequenzen relativ gering aus und ergeben deshalb im dreidimensionalen Polarplot schon fast eine gleichmäßige Kugeloberfläche (vlg. Abb. 4.1a), was wiederum zur erwähnten Missinterpretation der gesuchten Quellrichtung im unteren Frequenzbereich führt. Die Genauigkeit der Richtungsdetektion hin zu hohen Frequenzen ist durch Spatial Aliasing eingeschränkt, bei dem die Wellenlänge kleiner als die Zwischenräume der Mikrofonkapseln wird(vgl. Abb. 4.2).

4.2 Winkelabweichung der Richtungsdetektion

In den nächsten Abbildungen sind die absoluten Winkelabweichungen für alle Quellpositionen aufgezeichnet. Die starken Abweichungen bei $\vartheta = 110°$ werden wie eingangs von Kapitel 4 für die Einschätzung der Ergebnisse dieser Arbeit nicht herangezogen.
Abb. 4.5a und Abb. 4.5b zeigen keine Veränderung der Winkelabweichung in Bezug auf die Ordnungszahl der sphärischen Harmonischen. Im weiteren ist zu erkennen, dass der Algorithmus für den mittleren Frequenzbereich geringe Abweichungen aufweist (vgl. Abb. 4.6b), jedoch erhöhen sich hier die falschen Detektionen bei niedriger Ordnungszahl N (siehe Abb. 4.6a). Für höhere Frequenzen ist zu erkennen, dass stärkere Abweichungen ab ca. 6kHz auftreten und sich die Fehlerrate bei der Detektion erhöht, aber sich unter Berücksichtigung der Einschränkungen der baulichen Eigenschaften die Abweichung von der gesuchten Richtung gering hält (vgl. Abb. 4.7a u. Abb. 4.7b).

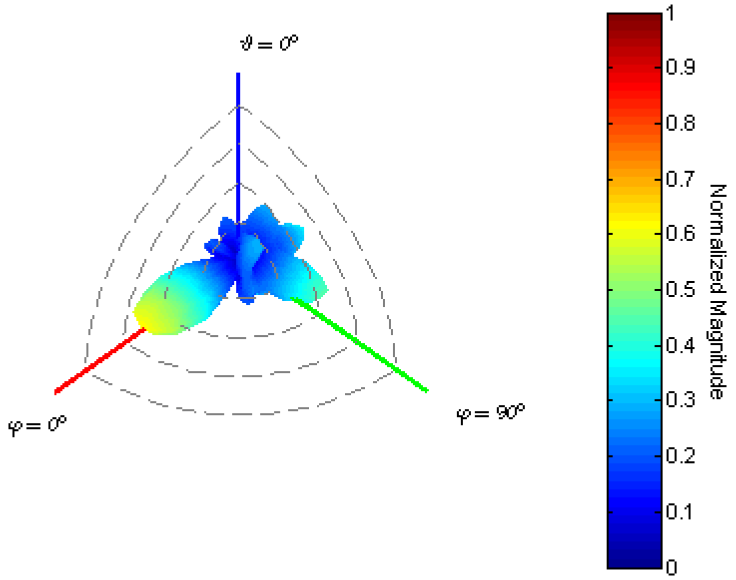


(a) f = 430Hz, N=4

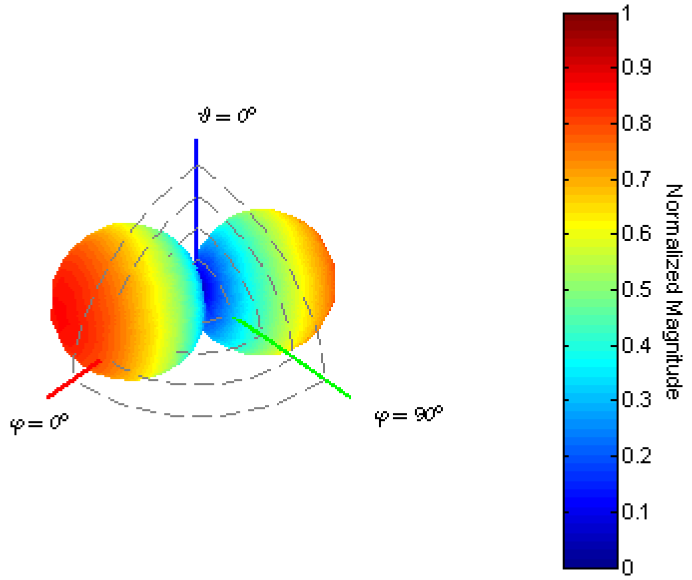


(b) f = 2153Hz, N=4

Abbildung 4.1: 3-dimensionale normalisierte Richtungsplots der mittels Syntheseset ausgewerteten Messdaten für das Richtungspaar $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$

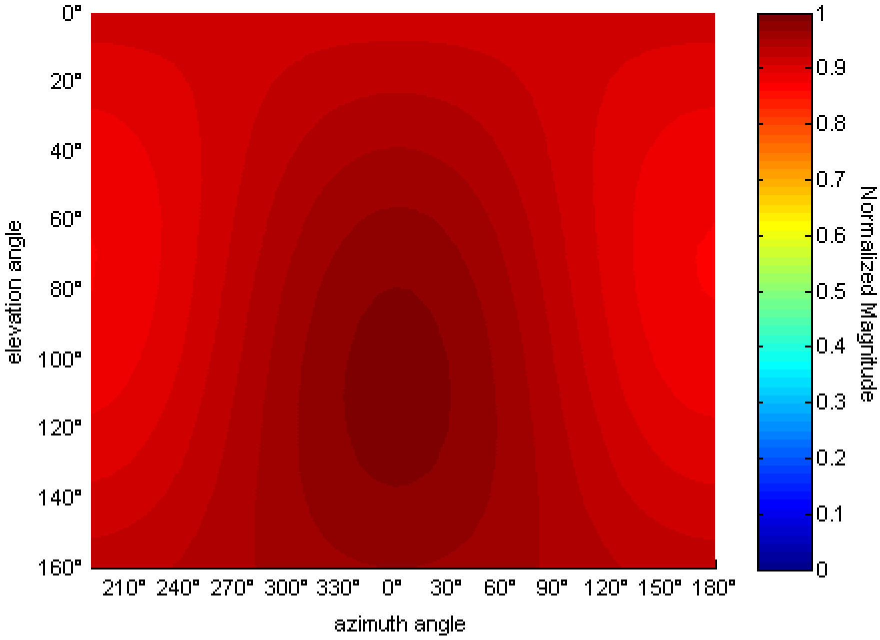


(a) $f = 8.6$kHz, N=4, Quelle: $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$

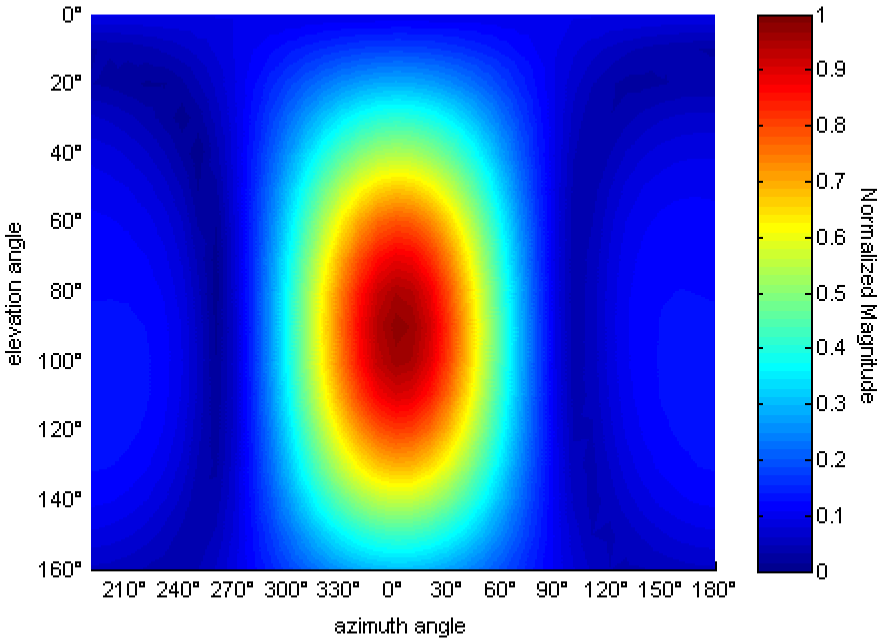


(b) $f = 8.6$kHz, N=1, Quelle: $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$, lokalisiert bei: $\varphi_l = 340°, \vartheta_l = 80°$

Abbildung 4.2: 3-dimensionale normalisierte Richtungsplot. Durch Aliasing bilden sich zusätzliche Richtungskeulen, die das Ergebnis der Richtungsdetektion verfälschen

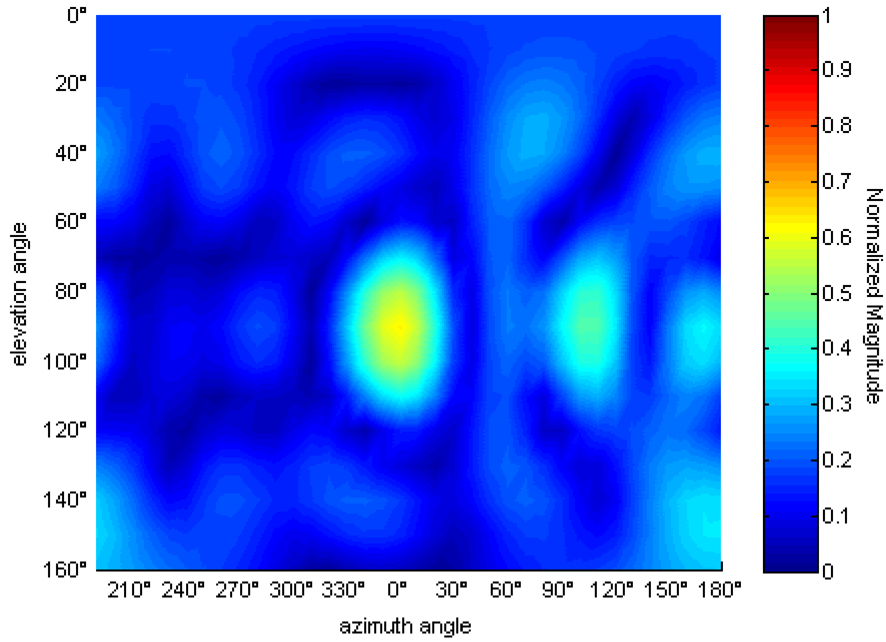


(a) $f = 430\text{Hz}$, N=4, $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$

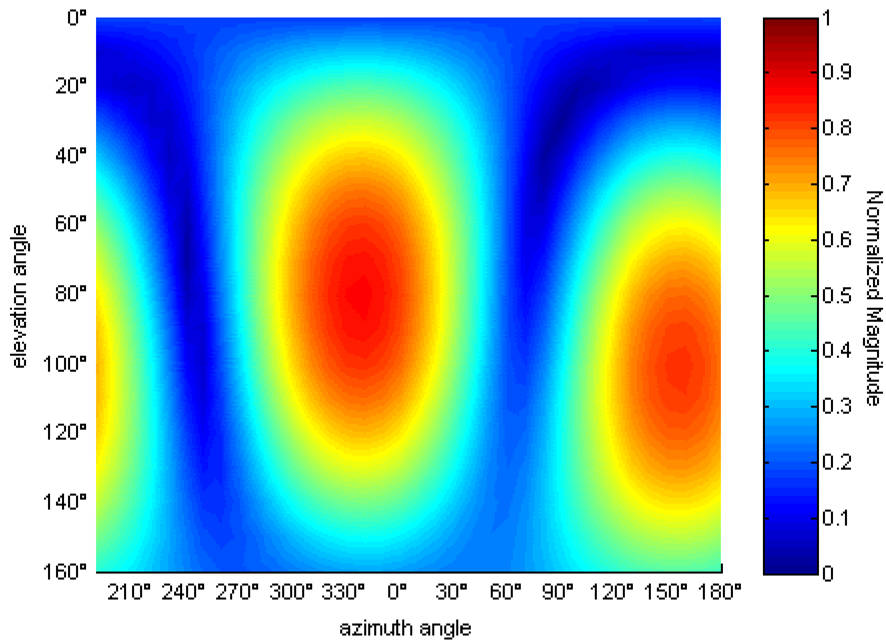


(b) $f = 2153\text{Hz}$, N=4, $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$

Abbildung 4.3: 2-dimensionale normalisierte Richtungsplots der mittels Syntheseset ausgewerteten Messdaten für das Richtungspaar $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$

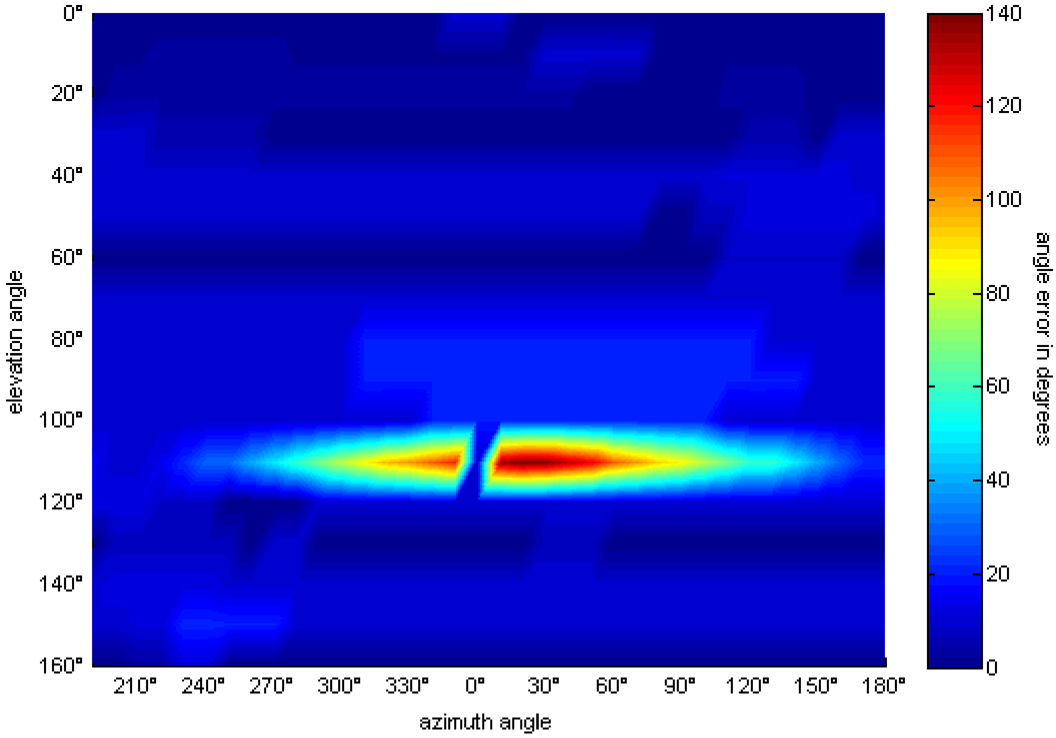


(a) $f = 8.6$kHz, N=4, $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$

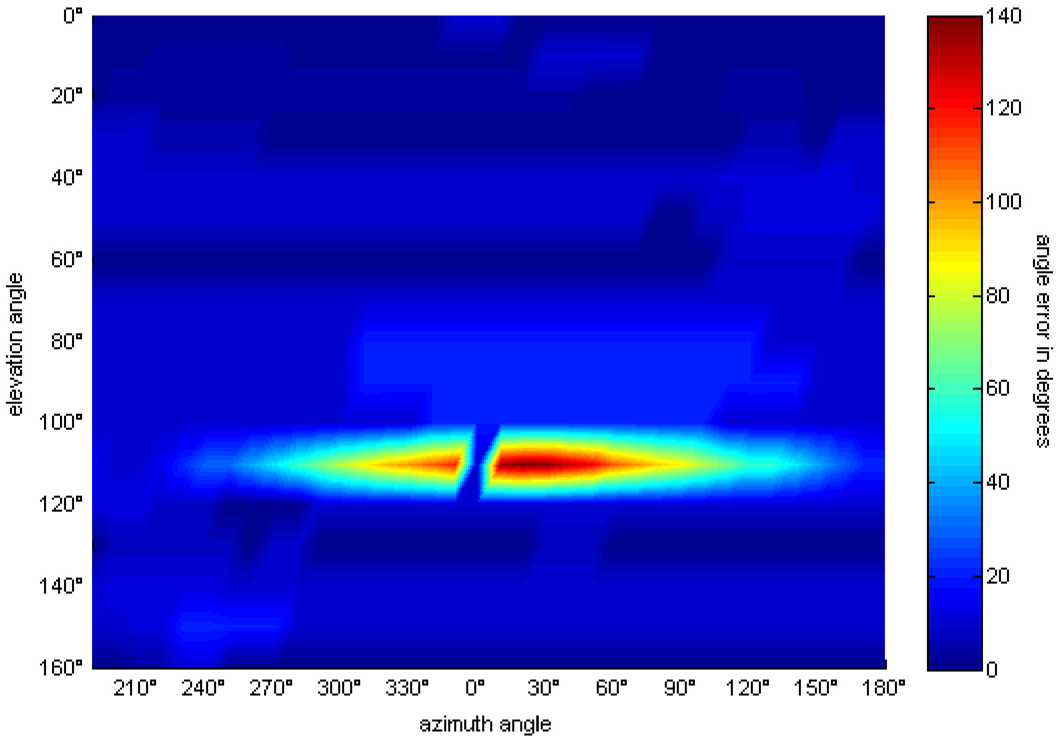


(b) $f = 8.6$kHz, N=1, $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$

Abbildung 4.4: 2-dimensionale normalisierte Richtungsplots bei Aliasingfrequenz, $\varphi = 0°, \vartheta = 90°$

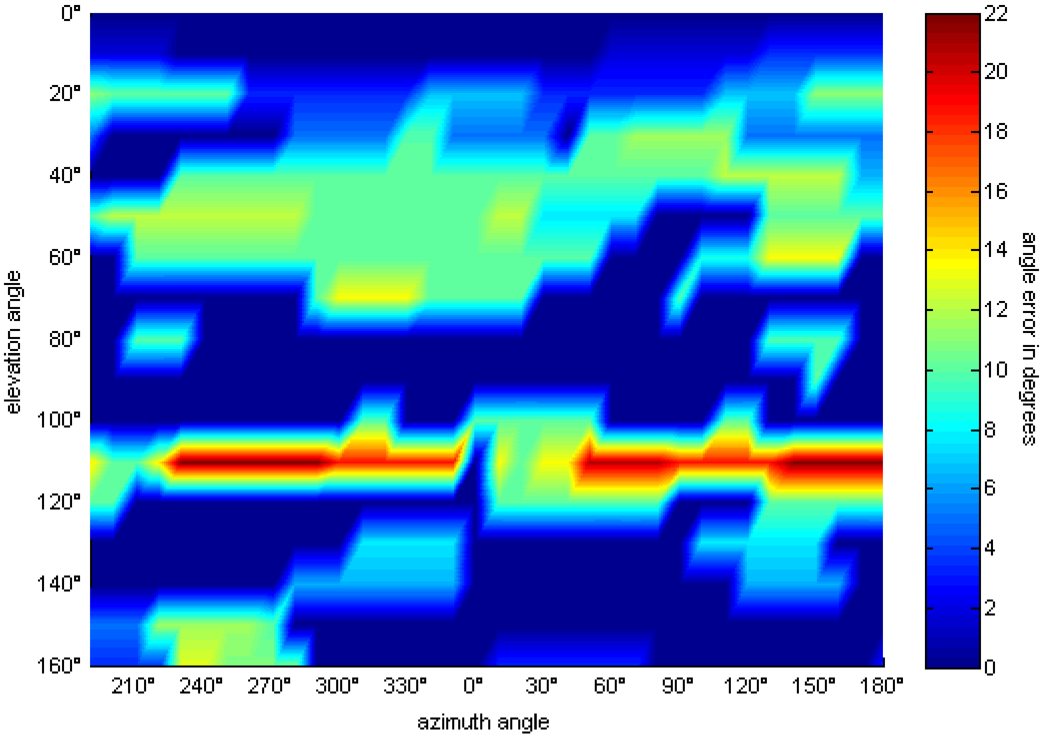


(a) f = 430Hz, N=1

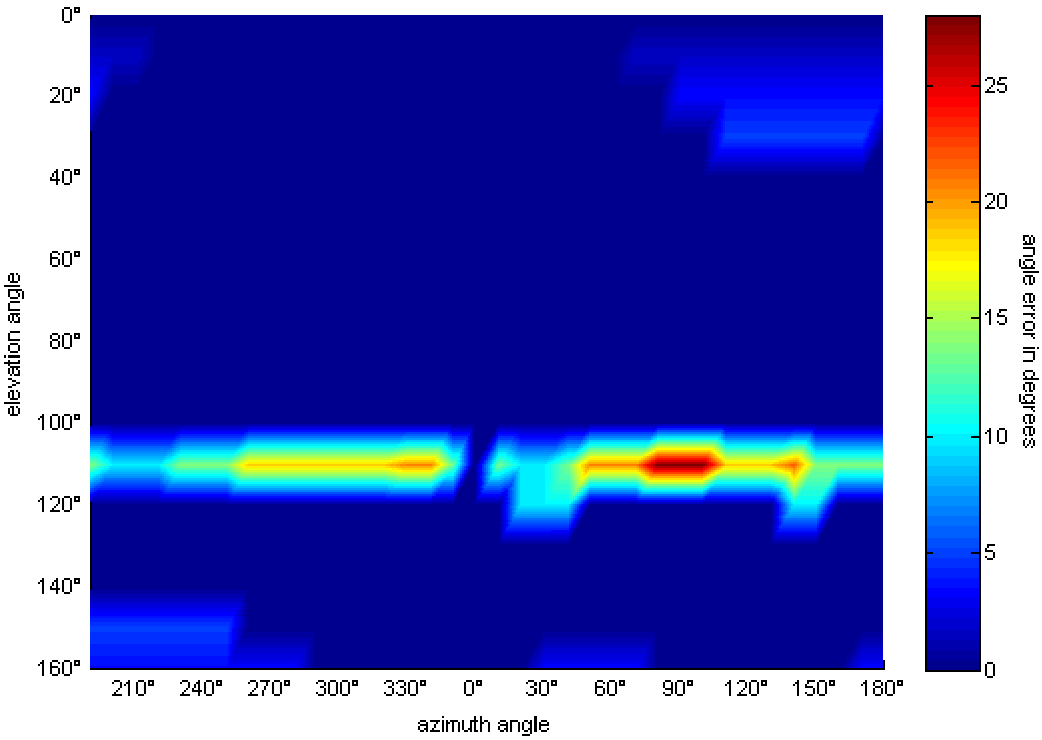


(b) f = 430Hz, N=4

Abbildung 4.5: Winkelabweichung in Grad vom gesuchten Winkelpaar der Schallquelle

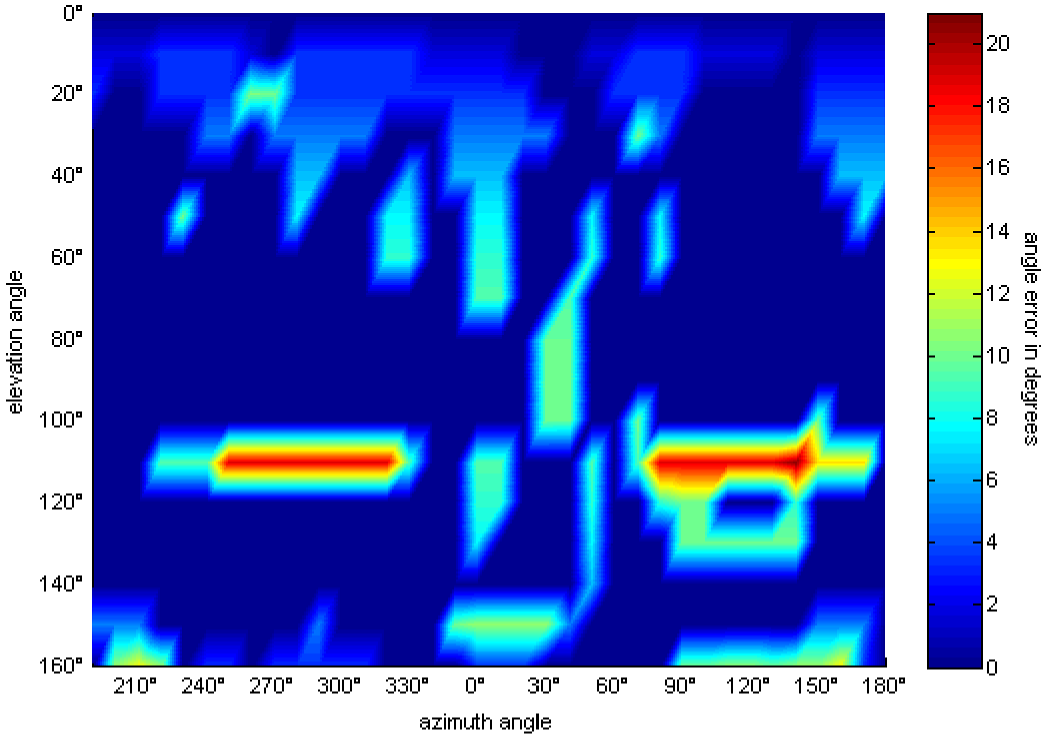


(a) f = 2kHz, N=1

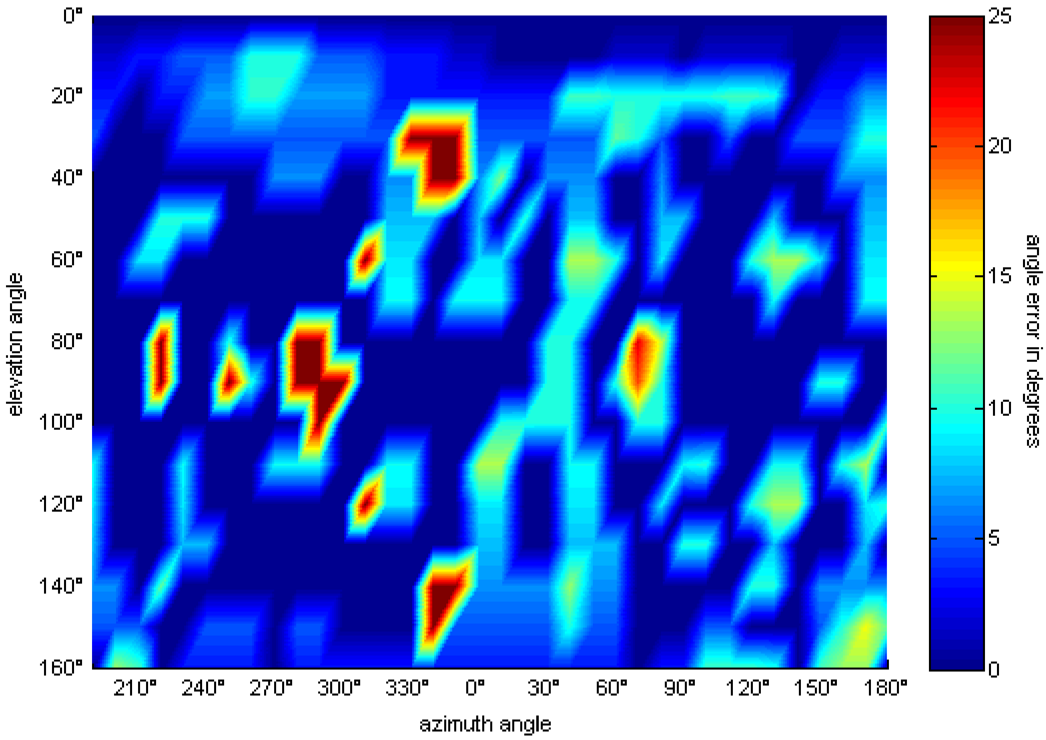


(b) f = 2kHz, N=4

Abbildung 4.6: Winkelabweichung in Grad vom gesuchten Winkelpaar der Schallquelle unterschiedlicher Ordnungen N



(a) f = 6.4kHz, N=4, hier beschränkt sich der maximale Winkelfehler noch auf 21°



(b) f = 8.6kHz, N=4, die maximale Winkelabweichung beträgt hier schon 180°, jedoch wurde die maximale Abweichung auf 25° begrenzt um die Genauigkeit der restlichen Richtungen vergleichsweise besser darstellen zu können

Abbildung 4.7: Winkelfehler in Grad vom gesuchten Winkelpaar der Quelle

4.3 Auswirkung der Ordnungszahl der sphärischen Harmonischen auf die Messergebnisse

Einfluss auf die Genauigkeit der Detektion hat die Ordnung der sphärischen Harmonischen. Wie Abb. 4.8 zeigt, ergibt sich bei höheren Ordnungen eine hohe Verstärkung im unteren Frequenzbereich durch die Holografiefilter. Im hier angeführten idealisierten Fall der simulierten Freifeldsituation ist durch die geometrische Anordnung mit keinen negativen Auswirkungen durch die Holografiefilter zu rechnen. Höhere Ordnungen der sphärischen Harmonischen liefern keine neuen Informationen bei tiefen Frequenzen. In Abb. 4.9a ist zu sehen, dass im tieffrequenten Bereich nur mehr extrem geringe Werteunterschiede zur Detektion heranzgezogen werden, was beim Auftreten von Störgrößen sofort zu falschen Detektionen führen würde. Im Gegensatz dazu ist im hochfrequenten Messbereich eine klare Verbesserung der Auflösung von quellnahen zu quellabgewandten Mikrofonen erkennbar und die Verwendung von höheren Ordnungen unverzichtbar (vgl. Abb. 4.9b).

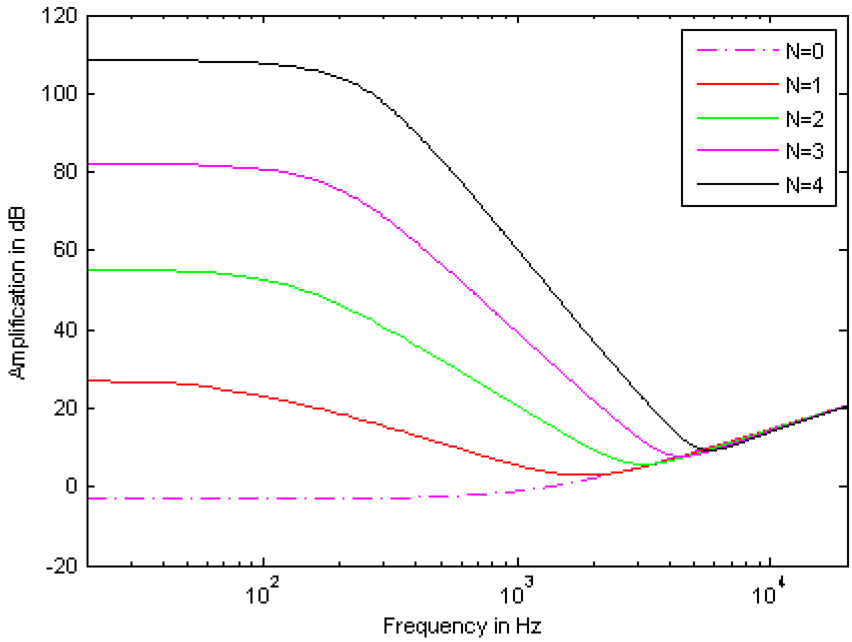
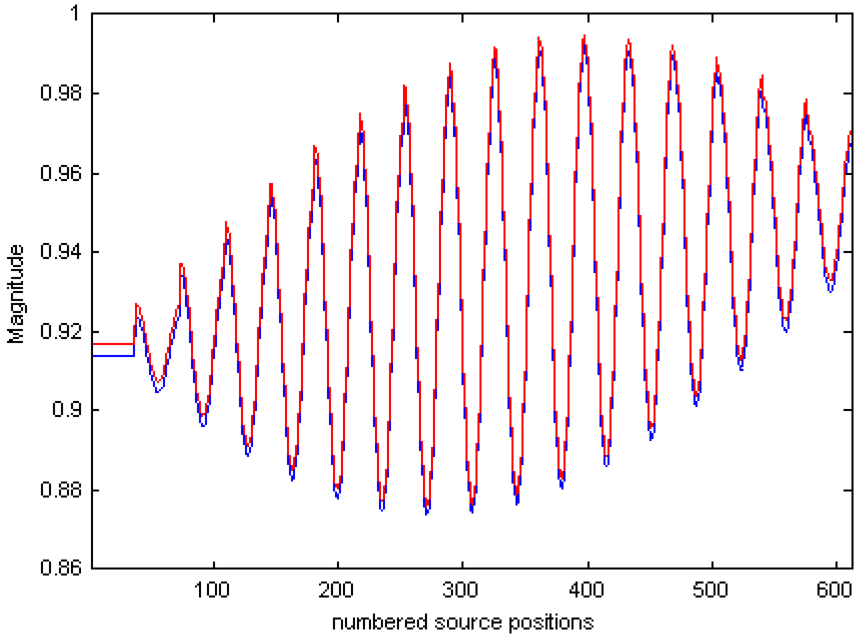
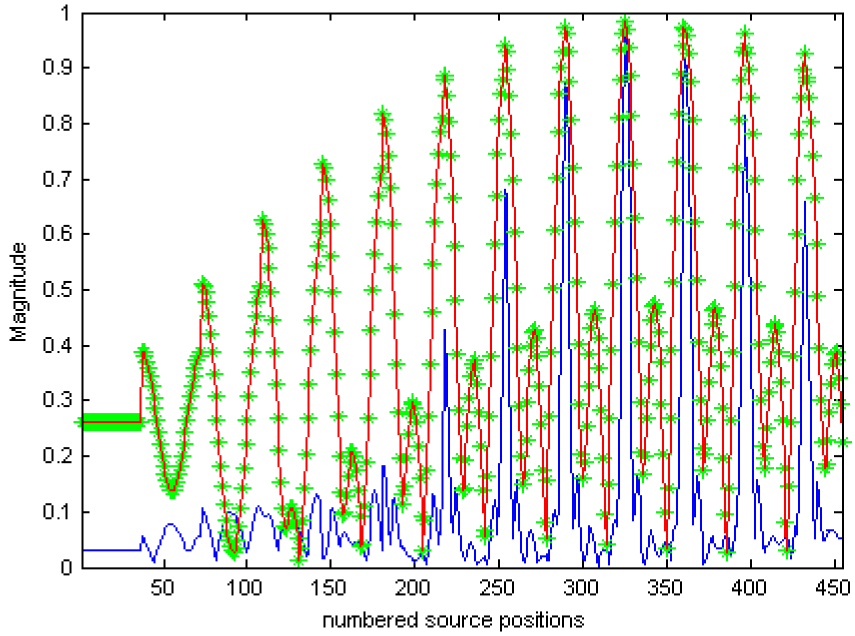


Abbildung 4.8: Mikrofone mit Nierencharakteristik angeordnet entlang einer festen Oberfläche mit dem Radius $r_k = 0.042m$ und $r_q = 0.7m$: Beispiel der Amplitudenverstärkung durch den holografieschen Filter für verschiedene Ordnungen N



(a) $f = 430$Hz, blau: N=4, rot: N=1



(b) $f = 4300$Hz, blau: N=4, rot-grün: N=1

Abbildung 4.9: Darstellung der Betragswerte des Ähnlichkeitsprofils für unterschiedliche Ordnungen N

4.4 Conclusio

Allgemein ist zu sagen, dass die Richtungsdetektion für einen erheblich breiteren Frequenzbereich als vermutet funktioniert. Im höheren Frequenzbereich liegt die Aliasing-grenze bei ca. 5 kHz und führt dann zu Mehrdeutigkeiten bei der Richtungsdetektion. Im tieffrequenten Bereich ist durch den idealisierten Fall eine Detektion bis hin zu 200 Hz möglich[1]. Dabei ist, wie schon mehrmals erwähnt, die idealisierte Messung nicht zu vernachlässigen. Ein klarer Vorteil durch Berechnungen mit höherer Ordnungszahl ist im mittleren Frequenzbereich erkennbar, wie schon in Abschnitt 4.3 erwähnt. Die derzeitige Auswertung beruht auf den idealisierten Fall der simulierten Freifeldanordnung und sollte deshalb als Grundlage für eine weiterführende Untersuchung auf Robustheit des Algorithmus dienen. Mögliche Verbesserungen im Algorithmus um bessere Ergebnisse zu erzielen sind hier nicht ausgeschlossen (siehe Abschnitt 4.5).

4.5 Ausblick, Verbesserungen

Bei der Evaluierungen der verschiedenen Frequenzen sind teilweise schwer interpretierbare Messdaten aufgetreten. Ergebnisse mancher Teilbereiche des Mikrofonarrays, vor allem für ϑ im Bereich von 110° sind manchmal deutlich von den erwarteten Werten abgewichen. Dem müsste noch genauer nachgegangen werden.
Eine Verbesserung des Messaufbaus wäre es das Mikrofonarray von dem Schaft zu trennen und eine geeignete Halterung zu verwenden um auch von dort Einflüsse im Messsignal ausschließen zu können (siehe Messaufbau bei [AF10]).
Der Algorithmus kann noch im Weiteren auf Störeinflüsse und Genauigkeit untersucht werden.

[1] unter 200Hz wurde die Genauigkeit des Algorithmus aufgrund des Frequenzgangs des Messlautsprechers nicht untersucht (vgl. Anhang B)

Literaturverzeichnis

[AF10] Lorenzo Chiesi Leonardo Scopece Angelo Farina, Andrea Carpa. A spherical microphone array for synthesizing virtual directive microphones in live broadcasting and post production. 2010.

[Ger09] Graber Gerhard. Elektroakustik, Laborskript. Institut für Breitbandkommunikation, 2009.

[Gra97] Gerhard Graber. *Tontechnik und interdisziplinäres Sinnen - Eine Grundlegende Fragestellung.* PhD thesis, Technische Universität Graz, 1997.

[Hoh09] Fabian Hohl. Kugelmikrofonarray zur Abstrahlungsvermessung von Musikinstrumenten. Master's thesis, IEM Institut für Elektronische Musik und Akustik Universität für Musik und darstellende Kunst Graz, Austria Technische Universität Graz, Austria, 2009.

[Mas01] Swen Müller; Paulo Massarani. Transfer-function measurement with sweeps. *J. Audio Eng. Soc*, 49(6):443–471, 2001.

[MH09] Udo Zölzer Martin Holters, Tobias Corbach. Impulse response measurment techniques and their applicabillity in the real world. 2009.

[Ple09] Peter Plessas. Rigid sphere microphone arrays for spatial recording and holography. Master's thesis, University of Music and Performing Arts Graz, Austria, November 2009.

[Pom08] Hannes Pomberger. Angular and radial directivity control for spherical loudspeaker arrays. Master's thesis, University of Music and Performing Arts Graz, Austria, April 2008.

[RB10] R. Rabenstein and Jens Blauert. Schallfeldsynthese mit Lautsprechern II - Signalverarbeitung. In *9. ITG Fachtagung Sprachkommunikation*, Bochum, October 2010.

[War02] Stefan Warum. Vergleich von gemessenen und berechneten Raumimpulsantworten in Binauraltechnik. Diploma, Institute of Electronic Music and Acoustics University of Music and Performing Arts, Austria, July 2002.

[Wil99] Earl G. Williams. *Fourier Acoustics: Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography.* Academic Press, 1999.

[Zot09] Franz Zotter. *Analysis and Synthesis of Sound-Radiation with Spherical Arrays.* PhD thesis, Institute of Electronic Music and Acoustics University of Music and Performing Arts, Austria, September 2009.

Anhang A

Mikrofonarray

In Abb. A.1 ist das Mikrofonarray im Messaufbau zu sehen. Die 32 Mikrofonkapseln sind in der schallharten Kugeloberfläche nach einer bestimmten Verteilung eingebettet (siehe Abb. A.2 u. Abb. A.3).

Abbildung A.1: Mikrofonarray in der Messanordnung im IEM Cube

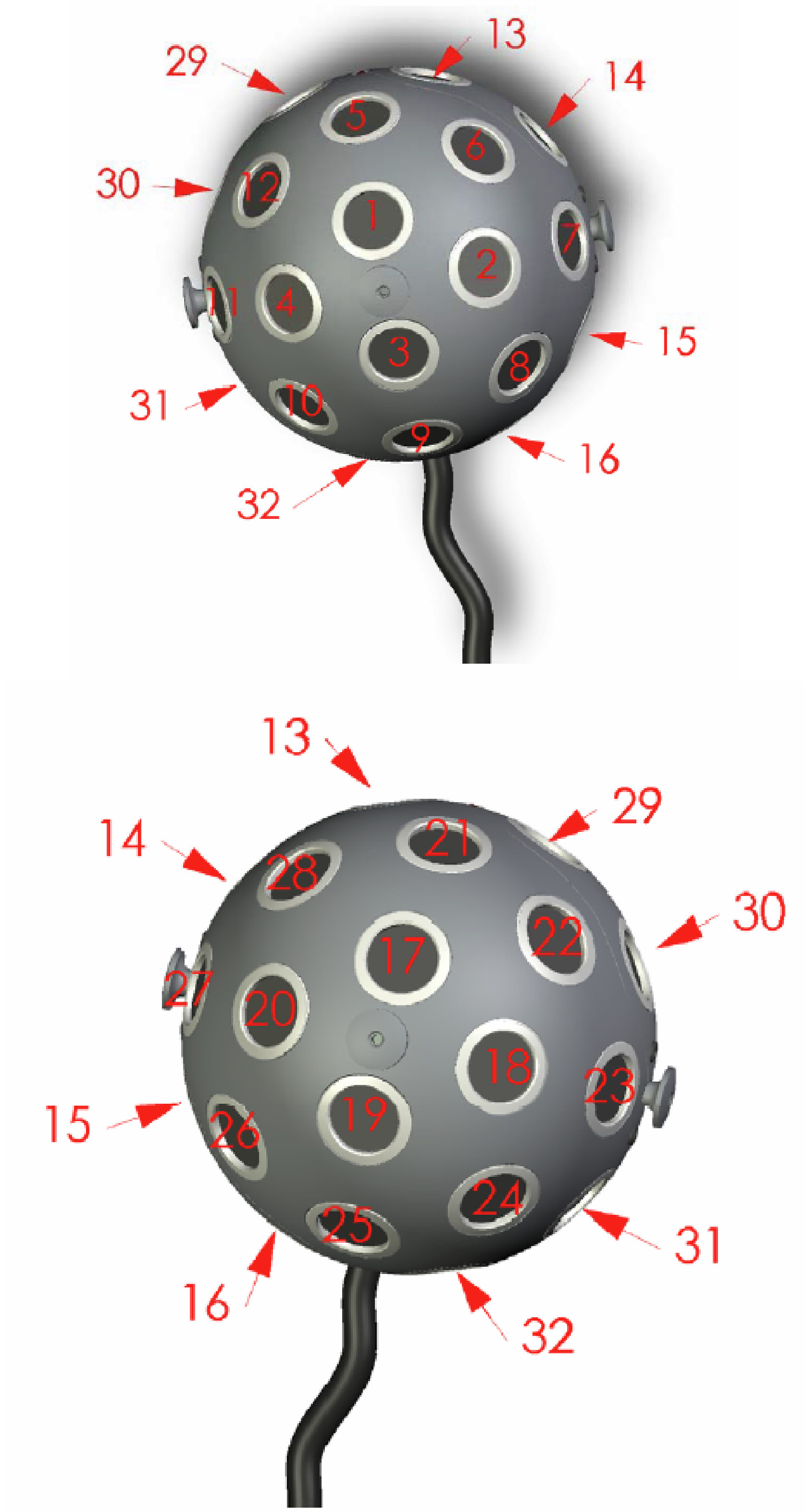


Abbildung A.2: Darstellung der Anordnung der Mikrofonkanäle aus dem Bedienungshandbuch des Eigenmike

Microphone	Theta	Phi
1	69	0
2	90	32
3	111	0
4	90	328
5	32	0
6	55	45
7	90	69
8	125	45
9	148	0
10	125	315
11	90	291
12	55	315
13	21	91
14	58	90
15	121	90
16	159	89
17	69	180
18	90	212
19	111	180
20	90	148
21	32	180
22	55	225
23	90	249
24	125	225
25	148	180
26	125	135
27	90	111
28	55	135
29	21	269
30	58	270
31	122	270
32	159	271

Abbildung A.3: Winkelanordnung an der Oberfläche des Mikrofonarrays

Messposition	phi	theta
1	0	0
2	10	0
3	20	0
.	.	.
.	.	.
.	.	.
35	340	0
36	350	0
37	0	10
38	10	10
39	20	10
.	.	.
.	.	.
.	.	.
71	340	10
72	350	10
73	0	20
74	10	20
75	20	20
.	.	.
.	.	.
.	.	.
106	340	20
107	350	20
108	0	30
109	10	30
110	20	30
.	.	.
.	.	.
.	.	.
.	.	.
610	330	160
611	340	160
612	350	160

Abbildung A.4: Winkel an den Messpositionen

Anhang B

Kugellautsprecher

Für die Erfassung der Impulsantworten wurde ein spezieller tropfenförmiger Lautsprecher verwendet. Dieser Lautsprecher ist in eine Holzchassis eingebaut und hat nahezu eine kugelförmige Abstrahlcharakteristik, sowie einen nahezu „linearen“ Frequenzgang in dem für diese Arbeit (20Hz-20kHz) benötigten Frequenzbereich. Abb. B.2

> „zeigt die Frequenzgänge des Messlautsprechers für Azimutwinkel im Bereich von 0° - 180° in 10° - Schritten. Dabei entspricht die oberste Kurve der 0° - Richtung (blau). Die weiteren Winkelabstufungen sind besonders zwischen 1 kHz und 3 kHz gut unterscheidbar. Am parallelen Verlauf der Kurvenschar bis 300Hz erkennt man, dass die gewünschte Kugelcharakteristik nur für tiefe Frequenzen erreicht wird. Auffallend ist allerdings der Amplitudenoffset bei verschiedenen Drehwinkeln. Offenbar liegt das akustische Zentrum des Lautsprechers nicht auf der Drehachse, sondern bewegt sich auf einer Kreisbahn um diese. Dadurch verändert sich auch der Abstand zum Messmikrofon und führt zu Amplitudendifferenzen bei unterschiedlichen Drehwinkeln. Für hohe Frequenzen ist deutlich die zunehmende Richtwirkung erkennbar.“ [War02]

Abbildung B.1: Messlautsprecher [War02]

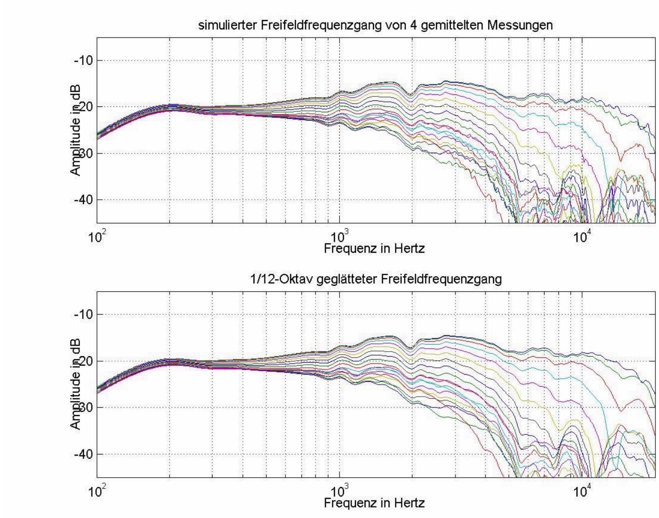


Abbildung B.2: Frequenzgänge des Messlautsprechers nach [War02]

Anhang C

Trackingsystem

Das Trackingsystem von Optitrack mit der Bedienoberfläche Trackingtools bietet die Möglichkeit mit 6 aus lichtempfindlichen LED Sensoren, befestigt auf Stativen (Abbildung C.1), einen Bereich für verschiedenste geometrische Messungen vorzunehmen. Dieses System wurde hier mit einem PD-Patch verwendet, der die Koordinaten der im Trackingtools definierten Objekte ausliest. Der Patch[1] (Abb. D.3) errechnet dann von den übergebenen Koordinaten eine relative Winkelbeziehung zueinander. Die Winkel des Messlautsprechers zum Mikrofonarray wurden direkt aus dem Patch abgelesen (Abb. D.3). Doch bevor das Trackingsystem verwendet werden konnte, musste eine Kalibration vorgenommen werden, bei der durch das Schwenken eines Kalibrationsstabes im Sichtfeld der Sensoren das System eingemessen wird (Abb. C.3). Man erhält dann die Genauigkeit des Einmessverfahrens durch das Trackingtools-Programm (Abb. C.4)

[1] alle PD-Patches wurden vom IEM bereitgestellt und leicht für die Messung abgeändert

Abbildung C.1: Sensor des Optitrack - Trackingsystems

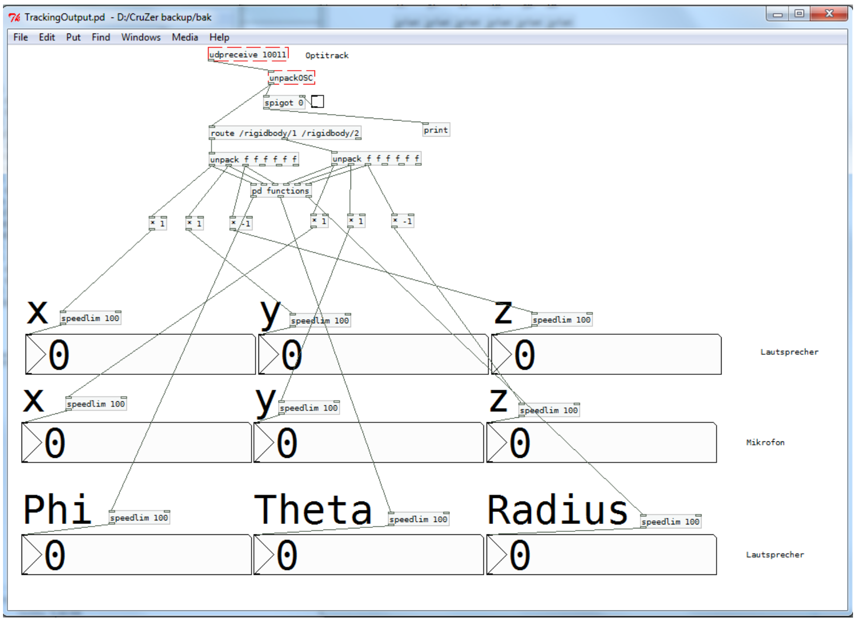


Abbildung C.2: Puredata Patch zum Auslesen der relativen Winkel

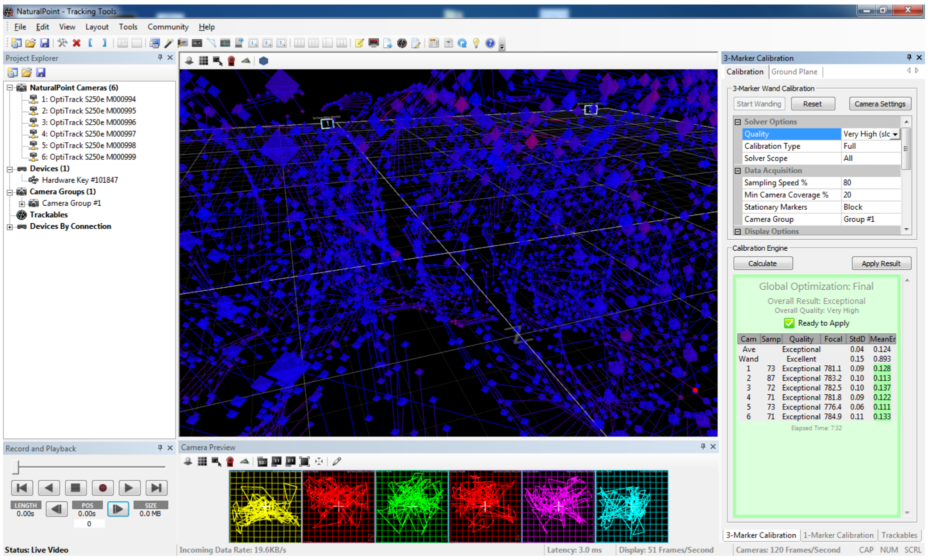


Abbildung C.3: Trackingtoolsoberfläche bei der Kalibration

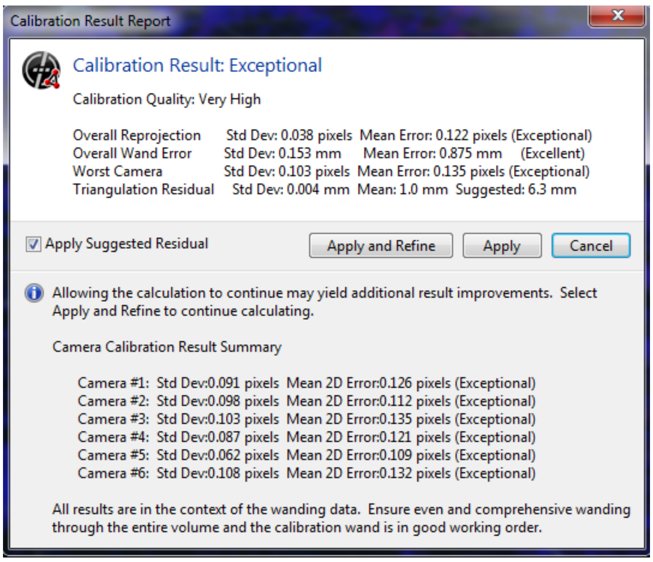


Abbildung C.4: Ergebnisse der Kalibration

Anhang D

Puredata Patch

Durch eine PD-Library ist es möglich eine Ethernetverbindung zum Drehteller aufzubauen und direkt über ein PD-Eingabefeld (Abb. D.1) die Werte (Angabe der 10° Schritte und Anzahl der Schritte) einzugeben. Darin werden auch gleichzeitig das Abspielen des Messsignals und die Aufnahme der 32 Kanäle des Mikrofonarrays definiert. Dadurch wird für jede 10° Drehung einmal das Messsignal (hier für den Fall eines Messfehlers zweimal hintereinander) abgespielt und gleichzeitig für alle Kanäle aufgenommen und in nummerierte Dateien abgespeichert. Lediglich nach jeder vollen Umdrehung muss der Messlautsprecher auf den neuen Azimuthwinkel eingestellt werden.

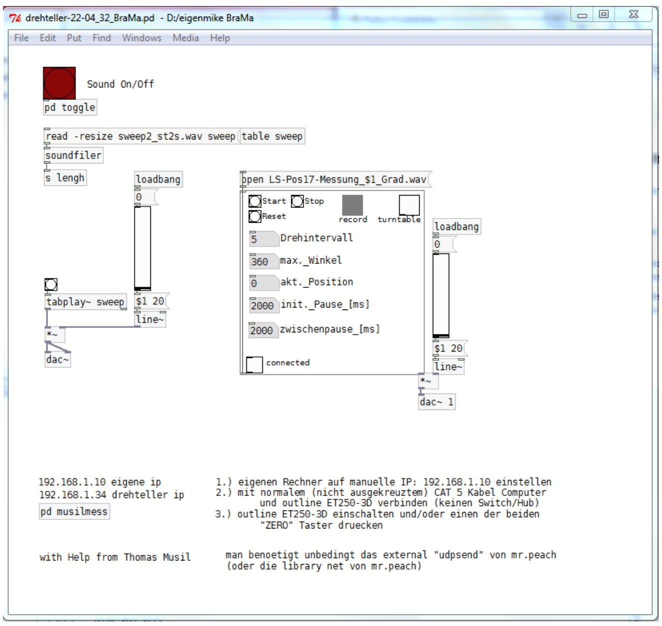


Abbildung D.1: Puredata Patch für die Messung

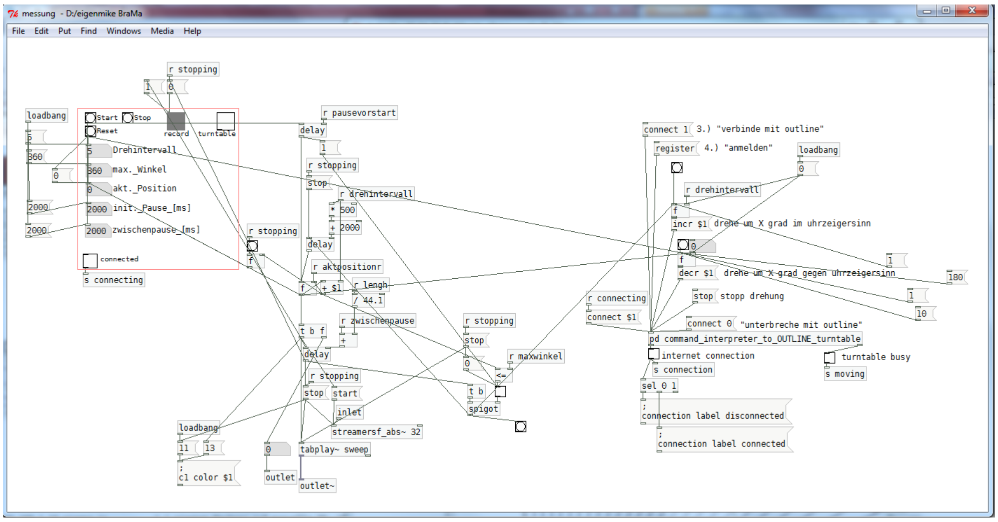


Abbildung D.2: Puredata Patch - Verknüpfungen hinter der Oberfläche

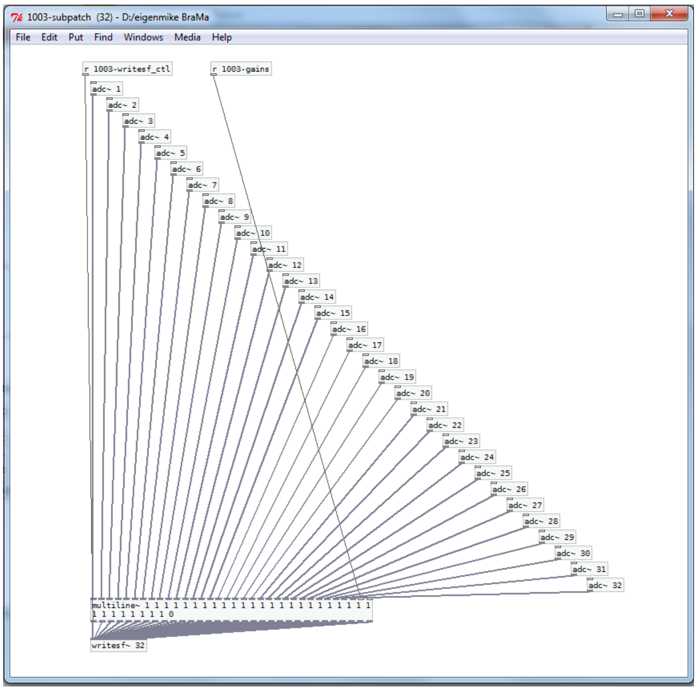


Abbildung D.3: Puredata Patch - Untergruppe zum Einlesen der 32 Mikrofonkanäle