

Auswirkung der Abstrahlcharakteristik auf die Klangfarbe von Querflöten und Saxofonen

Bachelorarbeit aus Aufnahmetechnik 1, SE

Robert Baumgartner
Elmar Messner

Betreuung: Dr. Alois Sontacchi
Graz, 6. Juli 2010



institut für elektronische musik und akustik



Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommene Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am 6. Juli 2010

.....
Unterschrift

Abstract

This bachelor thesis analyses the directivity of flutes and saxophones. Within two diploma thesis at the IEM a 64-channel spherical microphone array was developed and enhanced by an algorithm for acoustic centering. Measurements using this construction results three-dimensional radiation-patterns. The theoretical background for the required computations is also treaded in this work. To examine the suitability of the measurement device, first considerations are made on flutes and outcomes are compared with already existing knowledge. Whereas for saxophones no comparable research on this topic was found, new knowledge is obtained. The researches for the saxophone are made on the soprano saxophone, because for acoustical aspects it is easier to convey considerations on straight design. Also the centering algorithm is applied on the measurement results and its suitability is shown.

Kurzfassung

Diese Bachelorarbeit untersucht das Abstrahlverhalten von Querflöten und Saxofonen. Im Rahmen zweier Diplomarbeiten am IEM wurde ein 64-kanaliges Kugelmikrofonarray entwickelt und mit einem Algorithmus zur akustischen Zentrierung erweitert. Anhand der hiermit erhaltenen Messdaten können kontinuierliche dreidimensionale Abstrahlungsmuster erstellt werden. Die theoretischen Hintergründe für die zugrundeliegenden Berechnungen werden in der Arbeit erläutert. Da sich die Messvorrichtung noch im Entwicklungsstadium befindet, wird zunächst anhand der Querflöte versucht bestehende Untersuchungen zu reproduzieren. Anschließend wird das Messverfahren auf Saxofone angewendet, für welche bisher keine vergleichbaren Studien gefunden werden konnten. Da akustische Überlegungen leichter auf eine gerade Bauform übertragbar sind, wird bei der Analyse ein Hauptaugenmerk auf das gerade Sopransaxofon gerichtet. Ob sich der Zentrierungsalgorithmus in der Praxis bewährt, wird in den Auswertungen der Messergebnisse kritisch in Frage gestellt.

Danksagung

Besonderer Dank gebührt Alois Sontacchi für die umsorgende Betreuung und die guten Ratschläge.

Außerdem möchten wir Matthias Frank für die Einführung in den Messplatz und Franz Zotter für die anregenden Diskussionen danken.

Ein weiterer Dank gilt Fabian Hohl, Daniel Deboy und Christian Nachbar für das zur Verfügung-Stellen Ihrer Arbeiten.

Ohne die geduldige und konzentrierte Mitarbeit der beiden Musiker Irene Mahlknecht und Heinrich von Kalnein bei den Aufnahmen wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Vielen Dank für euren Einsatz!

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Schallfeld-Analyse mit Sphärischen Harmonischen	9
2.1	Beschreibung eines Schallfeldes in Kugelkoordinaten	9
2.2	Lösung der Helmholtz-Gleichung	10
2.2.1	Basislösungen	10
2.2.2	Äußeres Randwertproblem	14
2.3	Sphärische-Harmonische-Transformation (SHT)	15
3	Kugelmikrofonarray	16
3.1	Örtliche Diskretisierung	16
3.1.1	Nomenklatur für Vektoren und Matrizen	16
3.1.2	Diskrete Sphärische-Harmonische-Transformation (DSHT)	18
3.2	Abtastung der Kugeloberfläche	19
3.3	Synthese kontinuierlicher Abstrahlungsmuster	20
3.4	Abstrahlungskorrelation	22
3.5	Räumliches Aliasing	24
4	Akustische Zentrierung	25
4.1	Drehung und Verschiebung eines Koordinatensystems	25
4.2	Algorithmus zur akustischen Zentrierung	28
4.2.1	Auffinden des akustischen Zentrums	28
4.2.2	Verhalten der Kostenfunktion	29
4.2.3	Optimierung mittels des Simplex-Verfahrens	33
4.2.4	Abstrahlungsmuster mit und ohne akustischer Zentrierung	34
5	Abstrahlung der Querflöte	35

5.1	Klangerzeugung und physikalischer Hintergrund	35
5.1.1	Allgemein	35
5.1.2	Klangerzeugung	35
5.1.3	Klangspektrum	36
5.1.4	Schallabstrahlung	36
5.2	Aufnahmen	37
5.3	Analyse	39
5.3.1	Vergleich der verschiedenen Messpositionen	39
5.3.2	Dynamikvergleich	48
5.3.3	Griffvergleich	49
5.4	Diskussion	51
5.4.1	Ergebnisse von Jürgen Meyer	51
5.4.2	Ergebnisse aus den durchgeführten Messungen im Vergleich . . .	52
5.4.3	Korrelationsplots	56
5.5	Mikrofonierung	57
6	Abstrahlung von Saxofonen	58
6.1	Akustische Betrachtungen	58
6.2	Abstrahlverhalten von geraden Sopransaxofonen	63
6.3	Ausblick auf Abstrahlverhalten von gebogenen Saxofonen	75
A	Anhang	78
A.1	Übersicht über die Messdaten	78
A.2	Bedienung des Messplatzes	80
A.3	Anwenden der Auswertungstools	80
A.4	Algorithmus zur akustischen Zentrierung	81
A.4.1	Algorithmus - [pfftv]=centering(pfft,omega)	81
A.4.2	Beschreibung der verwendeten Funktionen	81
A.5	Absorber Messraum	83

Kapitel 1

Einleitung

“Die Musik ist die höchste aller Künste.“ Mit dieser Aussage beschreibt E. T. A. Hoffmann zu Beginn des 19. Jahrhunderts die faszinierende Wirkung der Musik auf den Menschen. Musikinstrumente, darunter auch die menschliche Stimme, ermöglichen dem Menschen diese Kunstform zu erschaffen. Schon die alten Griechen haben unter der Leitfigur Pythagoras versucht, die physikalischen Gegebenheiten von harmonischen Schwingungen zu erforschen.

Trotz diesen menschlichen Bemühungen in den letzten 2500 Jahren, die Geheimnisse der musikalischen Akustik zu ergründen, basiert vor allem der hochkarätige Instrumentenbau auch heute noch oft auf Erfahrungswerten und nicht nur reiner Kausalität.

Jürgen Meyer, ein wichtiger Vertreter dieses Forschungsbereichs, unterscheidet in [Mey04] zwischen vier unterschiedlichen Aspekten der Schallabstrahlung von Musikinstrumenten. Neben dem Obertongehalt, also der Lage und Intensität von Teiltönen im hörbaren Frequenzbereich, erweist sich die zeitliche Feinstruktur im Einschwingvorgang als sehr instrumentenspezifische Größe. Außerdem wird die Klangfarbenwahrnehmung durch die spektrale Verteilung der abgestrahlten Schallenergie und dessen Richtungsabhängigkeit beeinflusst.

Vor allem der letzte Punkt, der die Abstrahlcharakteristik von Instrumenten behandelt, scheint für Tonmeister von größer Bedeutung zu sein, da bei einer Musikaufnahme die klanglichen Eigenschaften durch die Wahl der Mikrofonposition stark beeinflusst werden können. Auch Architekten sollten die Richtcharakteristik von Musikinstrumenten kennen, um sinnvolle schallführende Raumgeometrien entwerfen zu können.

Wissenschaftliche Untersuchungen haben sich aus diesem Grund bereits intensiv mit dem Abstrahlverhalten von gängigen Orchesterinstrumenten auseinandergesetzt (siehe [Mey80] oder [TL04]). In dieser Arbeit sollen mit einer neu entwickelten Messvorrichtung diese Ergebnisse zunächst am Beispiel der Querflöte überprüft werden. Anschließend wird das selbe Analyseverfahren auf eine in diesen Studien unbehandelte Instrumentengattung, die Saxofone, angewendet.

Das für die Messungen verwendete Kugelmikrofonarray wurde 2009 im Rahmen einer Diplomarbeit von Fabian Hohl ([Hoh09]) konstruiert und in einer zweiten Diplomarbeit

von Daniel Deboy ([Deb10]) mit einem entwickelten Algorithmus zur akustischen Zentrierung erweitert.

Aus den Messdaten dieses 64-kanaligen Mikrofonarrays können kontinuierliche Abstrahlungsmuster interpoliert werden. Für die Berechnung dieser dreidimensionalen Richtdiagramme wird eine örtliche Transformation verwendet, dessen theoretischer Hintergrund in Kapitel 2 zunächst allgemein erklärt wird und im folgenden Kapitel 3.2 an die konkrete Problemstellung angepasst wird. Dieser Teil definiert gleichzeitig die für die weitere Analyse verwendeten Darstellungsformen der Ergebnisse.

Anschließend fasst Kapitel 4 die wesentlichen Punkte von Daniel Deboys Zentrierungsalgorithmus ([Deb10]) zusammen.

Wie sich dieses Verfahren in der Praxis bewährt, zeigt sich in den beiden Kapiteln 5 und 6. Hier werden jeweils zuerst die akustischen Hintergründe der zu untersuchenden Instrumente, Querflöte und Saxofon, geklärt und danach die ausgewerteten Analyseergebnisse präsentiert beziehungsweise diskutiert.

Kapitel 2

Schallfeld-Analyse mit Sphärischen Harmonischen

Dieses Kapitel beschreibt, wie in einem definierten Volumen die räumliche Ausprägung eines Schallfeldes mit Hilfe von orthonormalen Kugelflächenfunktionen, so genannten Sphärischen Harmonischen, beschrieben werden kann. Das zu untersuchende Volumen befindet sich innerhalb eines Kugelmikrofonarrays, dessen Konstruktion in Kapitel 3.2 näher erläutert wird. Gegenstand der Untersuchung ist das Abstrahlverhalten von Instrumenten unter Berücksichtigung des Abschattungseinflusses durch den Instrumentalisten. Mit Hilfe einer Transformation, die die Sphärischen Harmonischen als Basisfunktionen verwendet, können später im Kapitel 3.3 kontinuierliche Abstrahlungsmuster aus den diskreten Abtastpunkten des Mikrofonarrays interpoliert werden.

Die Nomenklatur wird von Franz Zotters Dissertation [Zot09] übernommen, welche weitere detaillierte Informationen zu den folgenden Betrachtungen beinhaltet.

2.1 Beschreibung eines Schallfeldes in Kugelkoordinaten

Die homogene Wellengleichung 2.1 beschreibt in einem verlustlosen Schallfeld den auftretenden Schalldruck $p(\mathbf{r}, t)$:

$$\Delta p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} p(\mathbf{r}, t). \quad (2.1)$$

Dabei entspricht c der Schallgeschwindigkeit und der Laplace-Operator Δ der zweiten räumlichen Ableitung ($\Delta = \nabla^T \nabla = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$).

Durch die Fourier-Transformation ($p(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t} dt$) vereinfacht sich unter der Annahme von zeitlich harmonischen Schwingungen die doppelte zeitliche Ableitung zu $\frac{\partial^2}{\partial t^2} = (i\omega)^2 = -\omega^2$ im Frequenzbereich. Bei der resultierenden Helmholtz-Gleichung wird aus Gründen der Übersichtlichkeit die Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$ verwendet:

$$(\Delta + k^2)p(\mathbf{r}, \omega) = 0. \quad (2.2)$$

Da mit dieser mathematischen Beschreibungsform in weiterer Folge Abstrahlungsvorgänge von Punktquellen untersucht werden sollen, empfiehlt sich eine Transformation der kartesischen Darstellung von \mathbf{r} in Kugelkoordinaten der Form $\mathring{\mathbf{r}}$.

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = r\boldsymbol{\theta} = r \begin{pmatrix} \cos(\varphi)\sin(\vartheta) \\ \sin(\varphi)\sin(\vartheta) \\ \cos(\vartheta) \end{pmatrix}, \quad \mathring{\mathbf{r}} = \begin{pmatrix} r \\ \varphi \\ \vartheta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \\ \arctan\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z}\right) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Die Winkel $0 \leq \varphi < 2\pi$ und $0 \leq \vartheta < \pi$ werden im Allgemeinen als Azimuth und Elevation bezeichnet. Der Vektor $\boldsymbol{\theta}$ repräsentiert hierbei einen Einheitskreis und ermöglicht eine kompaktere Beschreibungsform der beiden Winkelgrößen. Der Laplace-Operator verändert sich durch die Transformation zu

$$\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 r^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial^2}{\partial \vartheta^2} \right). \quad (2.4)$$

2.2 Lösung der Helmholtz-Gleichung

2.2.1 Basislösungen

Für die Lösung der partiellen Differentialgleichung 2.2 wird ein Ansatz mit separierten Variablen gewählt:

$$p(\mathbf{r}, \omega) = R(kr)\Theta(\vartheta)\Phi(\varphi)e^{i\omega t}. \quad (2.5)$$

Somit vereinfacht sich die mathematische Problemstellung auf eine Kombination dreier gewöhnlicher Differentialgleichungen. Die winkelabhängigen Terme $\Theta(\vartheta)$ und $\Phi(\varphi)$ werden zusammengefasst und mit orthonormalen Kugelflächenfunktionen $Y_n^m(\boldsymbol{\theta})$ dargestellt. In weiterer Folge wird eine Analyse von stationären und zeitlich harmonischen Schwingungen vorausgesetzt und deshalb die komplexe Exponentialschwingung $e^{i\omega t}$ aus Gründen besserer Lesbarkeit nicht mehr angeführt. Werden weiters alle physikalisch sinnlosen Lösungen eliminiert, ergibt sich folgende Lösung:

$$p(kr, \boldsymbol{\theta}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n (b_{mn}j_n(kr) + c_{mn}h_n^{(2)}(kr))Y_n^m(\boldsymbol{\theta}). \quad (2.6)$$

Zusammen mit den Sphärischen Harmonischen $Y_n^m(\boldsymbol{\theta})$ bilden die radialen Besselfunktionen $j_n(kr)$ sowie die Hankelfunktionen zweiter Art $h_n^{(2)}(kr)$ die Basislösungen, welche mit den Partikulär-Koeffizienten b_{mn} und c_{mn} gewichtet werden.

Die **Sphärischen Harmonischen (SH)** werden bezüglich ihrer Ordnung n und ihrem Grad m eingeteilt. Die Ordnung entspricht dabei der Anzahl an existierenden Knotenkreisen und der Grad der Anzahl an Knotenkreisen, die Nord- und Südpol schneiden. Bei einer Ordnung von $n = N$ stehen insgesamt $M = (N + 1)^2$ Funktionen zur Verfügung. Mit Gleichung 2.7 lassen sich die Harmonischen mathematisch beschreiben.

$$Y_n^m(\theta) = \sqrt{\frac{(2n+1)(2-\delta_m)(n-m)!}{4\pi(n+m)!}} P_n^m(\cos(\vartheta)) \cdot \begin{cases} \sin(m\varphi), & \text{für } m < 0 \\ \cos(m\varphi), & \text{für } m \geq 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

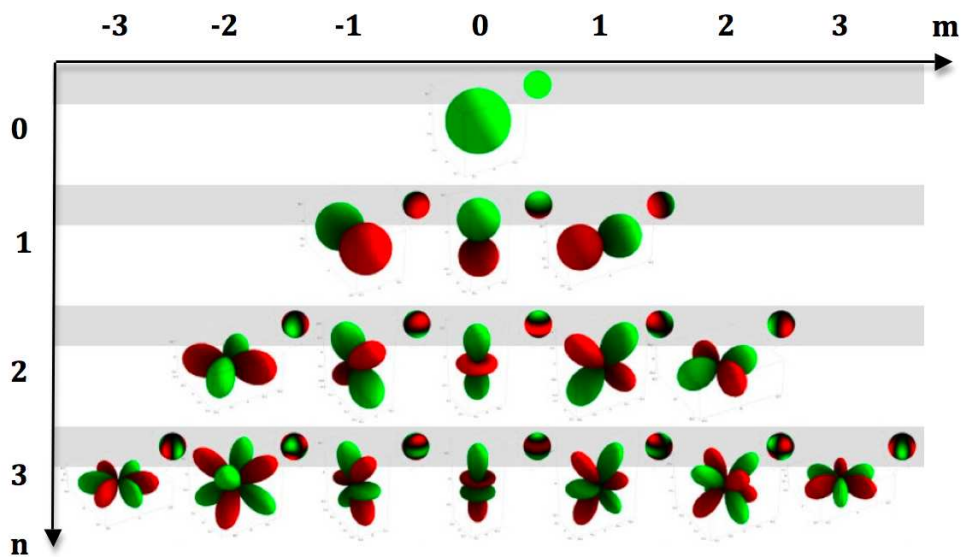


Abbildung 2.1: Sphärische Harmonische für $n=0\dots3$; Je einmal in reellwertiger Darstellungsform mit farbkodierter Phase und rechts oberhalb mit farbkodiertem Betrag auf der Einheitskugel für komplexwertige, rotierende Darstellungsform, aus [Gre03].

Die **Legendre-Polynome** $P_n^m(\cos(\vartheta))$ beschreiben die Verläufe der Sphärischen Harmonischen entlang der Elevation ϑ und können auf verschiedene Art und Weise berechnet werden. Für Implementierungen empfiehlt sich jedoch eine rekursive Beschreibungsform nach [Zot09]:

$$\begin{aligned}
 P_0^0(x) &= 1 \\
 P_n^n(x) &= -(2n-1)P_{n-1}^{n-1}(x)\sqrt{1-x^2} && \forall n \in \mathbb{N} \\
 P_n^{n-1}(x) &= (2n-1)P_{n-1}^{n-1}(x) && \forall n \in \mathbb{N} \\
 (n-m)P_n^m(x) &= (2n-1)xP_{n-1}^m(x) - (n+m-1)P_{n-2}^m(x) \\
 &&& \forall n, m \in \mathbb{Z}: n > 2; 0 \leq m \leq n-2.
 \end{aligned}$$

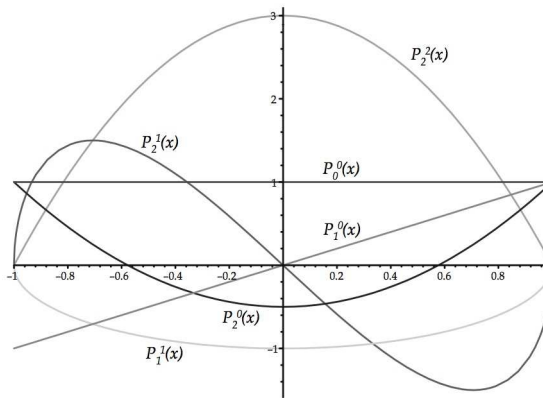


Abbildung 2.2: Verläufe der ersten sechs Legendre-Polynome, aus [Gre03].

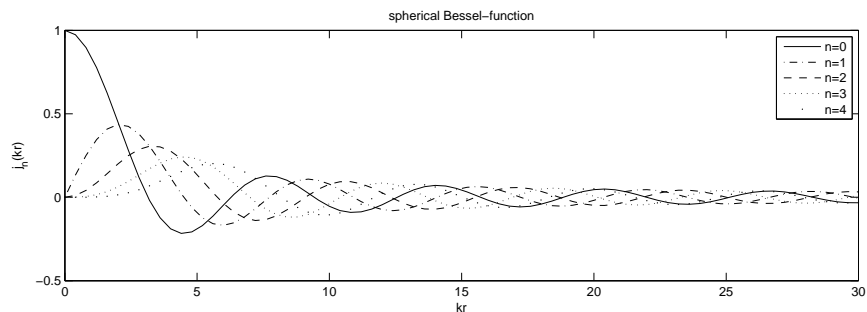
Die sphärischen Besselfunktionen

$$j_n(kr) = (-1)^n (kr)^n \left(\frac{1}{kr} \frac{d}{d(kr)} \right)^n \left(\frac{\sin(kr)}{kr} \right), \quad (2.8)$$

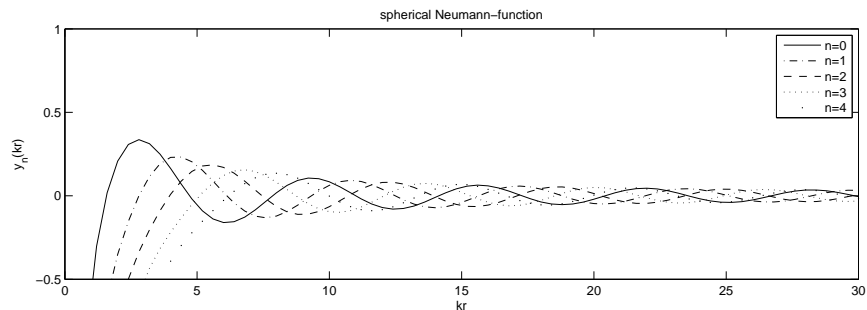
sind Derivate der bekannten sinc-Funktion. Die sphärischen Hankelfunktionen zweiter Art $h_n^{(2)}(kr)$ können als komplexe Kombination von Bessel- und Neumannfunktionen $y_n(kr)$ verstanden werden.

$$y_n(kr) = (-1)^{n+1} (kr)^n \left(\frac{1}{kr} \frac{d}{d(kr)} \right)^n \left(\frac{\cos(kr)}{kr} \right) \quad (2.9)$$

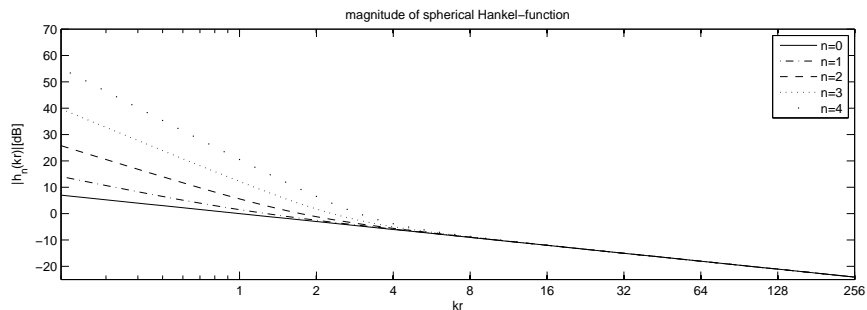
$$h_n^{(2)}(kr) = h_n^{(1)*} = j_n(kr) - iy_n(kr) \quad (2.10)$$



(a) Sphärische Besselfunktion



(b) Sphärische Neumannfunktion



(c) Betrag der sphärischen Hankelfunktion

Abbildung 2.3: Sphärische Bessel-, Neumann- und Hankelfunktion für $n=0\dots4$; aus [Deb10].

In englischsprachiger Literatur wird auch häufig die Bezeichnung der sphärischen Besselfunktionen als Überbegriff für alle drei Funktionen verstanden, die das radiale Verhalten von Schallfeldern repräsentieren. Die reellwertigen Besselfunktionen beschreiben ausschließlich stehende, also einlaufende Wellen, während sich fortplanzende Wellen von den komplexen Hankelfunktionen erfasst werden.

Wie in Abbildung 2.3 ersichtlich muss bei der Hankelfunktion zwischen Nah- und Fernfeld differenziert werden, wobei folgende Fernfeldbedingung in Abhängigkeit der Ordnung n gilt:

$$kr \gg \frac{n(n+1)}{2}. \quad (2.11)$$

2.2.2 Äußeres Randwertproblem

Da bei einer Abstrahlungsanalyse lediglich die auslaufenden Wellen von Interesse sind, werden die partikulären Fourier-Koeffizienten $b_{mn} \equiv 0$ gesetzt und damit vereinfacht sich obige Lösung 2.6 für die gegebene Problemstellung zu

$$p(kr, \boldsymbol{\theta}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n c_{mn} h_n^{(2)}(kr) Y_n^m(\boldsymbol{\theta}). \quad (2.12)$$

Man spricht in diesem Fall von einer Dirichlet-Randwertbedingung (vgl. [Zot09]). Sind also die Randwerte $p(kr_0, \boldsymbol{\theta})$ an einer geschlossenen Volumsoberfläche zum Beispiel durch eine Messung bestimmt, kann das äußere ($r \geq r_0$) quellenfreie Schallfeld eindeutig rekonstruiert werden.

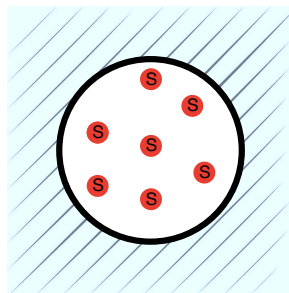


Abbildung 2.4: Skizze zu äußerem Randwertproblem; aus [Deb10].

Im Gegensatz dazu tritt ein *inneres Randwertproblem* auf, wenn man mit Hilfe eines kompakten sphärischen Lautsprecherarrays versucht die Abstrahlungseigenschaft einer Schallquelle zu reproduzieren. Werden diese beiden Grenzfälle zum Beispiel durch das Vorhandensein von Reflexionsflächen, die als virtuelle Spiegelquellen deutbar sind, gestört, spricht man von einem *gemischten Randwertproblem*.

2.3 Sphärische-Harmonische-Transformation (SHT)

Die Zerlegung eines Schallfeldes in Kugelflächenfunktionen läßt sich mit Hilfe einer örtlichen Fourier-Transformation elegant formulieren. Der resultierende Bildbereich wird hierbei als sphärisches Wellenspektrum $\psi_n^m(kr)$ bezeichnet

$$\psi_n^m(kr) := SHT\{p(kr, \boldsymbol{\theta})\} := \int_{\mathbb{S}^2} p(kr, \boldsymbol{\theta}) Y_n^m(\boldsymbol{\theta}) d\boldsymbol{\theta}. \quad (2.13)$$

Mit der inversen Transformation kann der Schalldruckverlauf reproduziert werden

$$p(kr, \boldsymbol{\theta}) = ISHT\{\psi_n^m(kr)\} := \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \psi_n^m(kr) Y_n^m(\boldsymbol{\theta}). \quad (2.14)$$

Im Falle eines äußeren Randwertproblems entspricht somit das Wellenspektrum den durch die Hankelfunktion radial gewichteten Partikulär-Koeffizienten:

$$\psi_n^m(kr) = c_{nm} h_n^{(2)}(kr). \quad (2.15)$$

Um den Schalldruckverlauf an einer beliebigen Position $r' \geq r_0$ im Freifeld ermitteln zu können muss deshalb diese radiale Gewichtung entsprechend angepasst werden:

$$p(kr', \boldsymbol{\theta}) = ISHT\{\psi_n^m(kr')\} = ISHT\left\{\psi_n^m(kr) \frac{h_n^{(2)}(kr')}{h_n^{(2)}(kr)}\right\}. \quad (2.16)$$

Kapitel 3

Kugelmikrofonarray

Um die Theorie des vorherigen Kapitels in einer Messvorrichtung umsetzen zu können, muss zunächst die Kugeloberfläche diskretisiert werden, da mit Mikrofonen nur punktuell Schalldruckverläufe abgetastet werden können. Diese Diskretisierung beschränkt gleichzeitig die räumliche Auflösung der Schallfeld-Analyse und somit kann nur eine Zerlegung in Sphärische Harmonische mit begrenzter Ordnung erfolgen.

Weiters sei angemerkt, dass in der Realität die Annahme eines rein äußeren Randwertproblems frequenzabhängig eine mehr oder weniger grobe Näherung darstellt. Da sogar der Messaufbau selbst, also die Sensoren und deren Halterungen, Reflexionsflächen bietet, wäre die Freifeldbedingung nicht einmal in einem schalltoten Raum vollkommen erfüllt.

3.1 Örtliche Diskretisierung

3.1.1 Nomenklatur für Vektoren und Matrizen

Um Berechnungen von Verläufen implementieren zu können, muss zunächst eine vektorbasierte Nomenklatur mit definierter Indizierung eingeführt werden. Beschränkt man die sphärische Zerlegung auf die Ordnung N , so empfiehlt sich für die insgesamt $M = (N + 1)^2$ Sphärischen Harmonischen eine lineare Definition der Indizes ν durch Summation:

$$\nu = \sum_{m'=-n}^m 1 + \sum_{n'=0}^{n-1} \sum_{m'=-n'}^{n'} 1 = n^2 + n + m + 1. \quad (3.1)$$

Die begrenzte Form der Partikulärkoeffizienten c_N lässt sich dadurch wie folgt beschreiben:

$$c_N := \text{vec}\{c_\nu\} = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ \vdots \\ c_{(N+1)^2} \end{pmatrix} = \text{vec}_N\{c_{nm}\} = \begin{pmatrix} c_{0,0} \\ c_{1,-1} \\ c_{1,0} \\ c_{1,1} \\ \vdots \\ c_{N,N} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

mit der Dimension $\dim\{c_N\} = M \times 1$.

Dementsprechend kann auch eine Diagonalmatrix H_N für die Hankelfunktion $h_n^{(2)}(kr)$ eingeführt werden:

$$H_N(kr) := \text{diag}_N\{h_n^{(2)}(kr)\} = \begin{pmatrix} h_0^{(2)}(kr) & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & h_1^{(2)}(kr) & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & h_1^{(2)}(kr) & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & h_1^{(2)}(kr) & \ddots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & h_N^{(2)}(kr) \end{pmatrix},$$

$$\dim\{H_N(kr)\} = M \times M. \quad (3.3)$$

Es sei zu beachten, dass die Hankelfunktionswerte nur von der Ordnung n nicht aber vom Grad m abhängen und somit pro Ordnung immer $2n+1$ identische Werte zu finden sind.

Die SH-Matrix Y_N^L repräsentiert die Sphärischen Harmonischen $Y_n^m(\boldsymbol{\theta})$ und beruht auf folgender Definition:

$$Y_N^L := \text{mtx}_N\{Y_{n,m}^l(\boldsymbol{\theta})\} = \begin{pmatrix} Y_{0,0}^1 & Y_{1,-1}^1 & Y_{1,0}^1 & Y_{1,1}^1 & \cdots & Y_{N,N}^1 \\ Y_{0,0}^2 & Y_{1,-1}^2 & Y_{1,0}^2 & Y_{1,1}^2 & \cdots & Y_{N,N}^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Y_{0,0}^L & Y_{1,-1}^L & Y_{1,0}^L & Y_{1,1}^L & \cdots & Y_{N,N}^L \end{pmatrix},$$

$$\dim\{Y_N^L\} = L \times M. \quad (3.4)$$

Hierbei entspricht der Parameter L der Gesamtanzahl an Abtastpunkten.

Mit Hilfe der **Singulärwertzerlegung (SVD, singular value decomposition)** kann die Matrix Y_N^L auch als ein Produkt von drei speziellen, regulären Matrizen U , S_N und V^* dargestellt werden:

$$Y_N^L = US_NV^* \quad (3.5)$$

$$S_N = \begin{pmatrix} s_0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & s_1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & s_2 & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & s_N \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Die Diagonalmatrix S_N beinhaltet hierbei die Singulärwerte s_i , die vergleichbar mit Eigenwerten, die Eigenschaften einer Matrix spezifizieren.

3.1.2 Diskrete Sphärische-Harmonische-Transformation (DSHT)

Entsprechend zu Kapitel 2.3 kann nun auch im diskreten Fall eine örtliche Transformation definiert werden. So ergibt sich äquivalent zu Gleichung 2.13 für den Bildbereich

$$\psi_N(kr) = DSHT\{p_L(kr)\} := Y_N^{L-1} p_L(kr), \quad (3.7)$$

$$= H_N(kr)c_N, \quad \dim\{\psi_N(kr)\} = M \times 1, \quad (3.8)$$

sowie für die inverse Transformation

$$p_L(kr) = IDSHT\{\psi_N(kr)\} := Y_N^L \psi_N(kr). \quad (3.9)$$

3.2 Abtastung der Kugeloberfläche

Für die diskrete Abtastung der Kugeloberfläche existieren diverse Samplingstrategien. Am Institut für Technische Akustik der RWTH Aachen wurden beispielsweise für eine vergleichbare 32-kanalige Messvorrichtung die Eckpunkte eines Dodekaeders, einem Platonischen Körper, als Abtastpunkte definiert (vgl. [GKB08], [Pol09] und [Reu08]). Bei der verwendeten Messvorrichtung hat man sich hingegen für das Hyperinterpolationsverfahren nach Womersley und Sloan entschieden.

Diese asymmetrische Positionierung der Knotenpunkte konnte für die Konstruktion direkt von der Website [Wom10] übernommen werden, auf welcher zudem durchgeführte Qualitätsmessungen bezüglich diesem Verfahren zu finden sind. Die Optimierung der Punkte basiert auf einer Maximierung der Determinante von Y_N^L . Die Hyperinterpolation erweist sich als abtastungseffizienteste Methode, da die Anzahl an Samplingpunkten L genau der Anzahl an analysierbaren Sphärischen Harmonischen M entspricht und somit eine kritische Abtastung realisiert $M \equiv L$.

Dies bringt außerdem den Vorteil mit sich, dass Y_N eine reguläre $(M \times M)$ -Matrix darstellt und somit für die Berechnung der DSHT 3.7 eindeutig invertierbar ist: $Y_N Y_N^{-1} = Y_N^{-1} Y_N = I$.

Abbildung 3.1 zeigt das im Rahmen der Diplomarbeit von Fabian Hohl [Hoh09] konstruierte Kugelmikrofonarray mit $L = 64$ Druckempfängern, die auf einer Kugel mit Radius $R_a = 1,23m$ angeordnet sind. Die räumliche Auflösung der weiteren Analyse ist somit auf die Ordnung $N = \sqrt{L} - 1 = 7$ beschränkt.

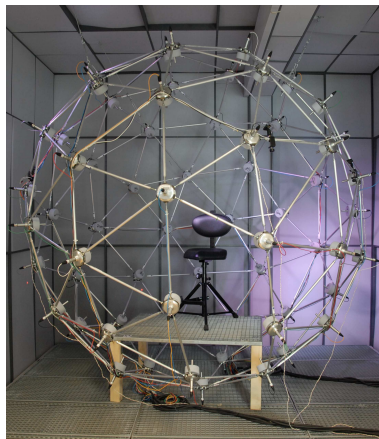


Abbildung 3.1: Mikrofonkugelarray des IEM mit 64 Druckempfängern in einem reflektionsarmen Raum.

Um die eingangs erwähnten Probleme bezüglich dem Reflektionsverhalten des Messaufbaus möglichst gering zu halten wurden auf die Sternelemente scheibenförmige Schaumstoffabsorber angebracht.

Die im Messraum verwendeten Schaumstoffabsorber aus Melaminharz bewirken erst ab $500Hz$ eine ausreichende Reflexionsfreiheit. Genauere Betrachtung hierzu sind im Anhang A.2 zu finden.

3.3 Synthese kontinuierlicher Abstrahlungsmuster

Die Berechnung der gewünschten kontinuierlichen Abstrahlungsmuster beruht grundsätzlich auf der Idee, dass zunächst das Wellenspektrum ψ_N mit der ortsdiskreten SH-Matrix Y_N^L (Dimension: $L \times M$, siehe 3.4) analysiert und anschließend mit der kontinuierlichen SH-Matrix $Y_N^S(\theta)$ (Dimension: $S \times M$ mit $S \rightarrow \infty$) wieder expandiert wird.

Folgendes Flussdiagramm zeigt im Detail die Rechenschritte, die für diesen Vorgang nötig sind:

$$p_L[\tau] \xrightarrow{DFT} p_L(kR_a) \xrightarrow{Y_N^L{}^{-1}} \psi_N(kR_a) \xrightarrow{H_N(kr)H_N^{-1}(kR_a)} \psi_N(kr) \xrightarrow{Y_N^S(\theta)} p(\theta, kr)$$

Abbildung 3.2: Flussdiagramm zur Ermittlung kontinuierlicher Abstrahlungsmuster $p(\theta, kr)$ aus diskreten, mehrkanaligen Zeitsignalen $p_L[\tau]$.

Die theoretischen Betrachtungen in Kapitel 2 wurden von Anfang an im Frequenzbereich durchgeführt, das heißt bei der praktischen Realisierung muss zunächst das L -kanalige zeitdiskrete Signal $p_L[\tau]$ in den Frequenzbereich transformiert werden. Unter der Annahme eines endlichen Signals, also $\tau = 0, \dots, N_{DFT} - 1$, kann diese Transformation mit einer N_{DFT} -Punkte-DFT (Diskrete Fourier-Transformation) berechnet werden. Da bei den Abstrahlungsplots aber immer nur eine bestimmte Frequenzkomponente betrachtet werden kann, wird hier nicht die gesamte DFT (Diskrete Fourier-Transformation) ermittelt, sondern nur die gesuchte Spektrallinie mit $f_0 = \frac{k_0 c}{2\pi}$ evaluiert.

$$p_L[k_0] = \sum_{\tau=0}^{N_{DFT}-1} p_L[\tau] e^{-i \frac{k_0 c}{N_{DFT}} k \tau} \quad (3.10)$$

Im nächsten Schritt wird nach Gleichung 3.7 das Wellenspektrum $\psi_N(kR_a)$ berechnet. Da sich das Wellenspektrum laut 3.8 in die invarianten Partikulärkoeffizienten c_N und die Hankelmatrix $H_N(kr)$ separieren läßt, kann das sphärische Spektrum durch die Beziehung 2.16 an einem beliebigen Radius r im Fernfeld der Quelle beschrieben werden. Schlussendlich wird das Wellenspektrum wie bereits erwähnt mit kontinuierlichen beziehungsweise streng genommen nur hochabgetasteten Kugelflächenfunktionen N -ter Ordnung invers SH-transformiert(3.9).

Die Abbildungen in 3.3 zeigen resultierende Abstrahlungsmuster des selben Messsignals für unterschiedliche Dynamikbegrenzungen und Beobachtungsdistanzen r im Vergleich. Zur Orientierung werden bei den Diagrammen drei unterschiedliche Farben für die Koordinatenrichtungen verwendet:

- Orange: x-Achse
- Grün: y-Achse
- Blau: z-Achse.

Die Bezugsachse ($\varphi, \vartheta = 0^\circ$) wird in positiver x-Richtung und somit Blickrichtung des Instrumentalisten definiert. Die Kreise um den Ursprung repräsentieren eine Pegelabnahme von jeweils -3dB bezüglich dem normalisierten Maximum.

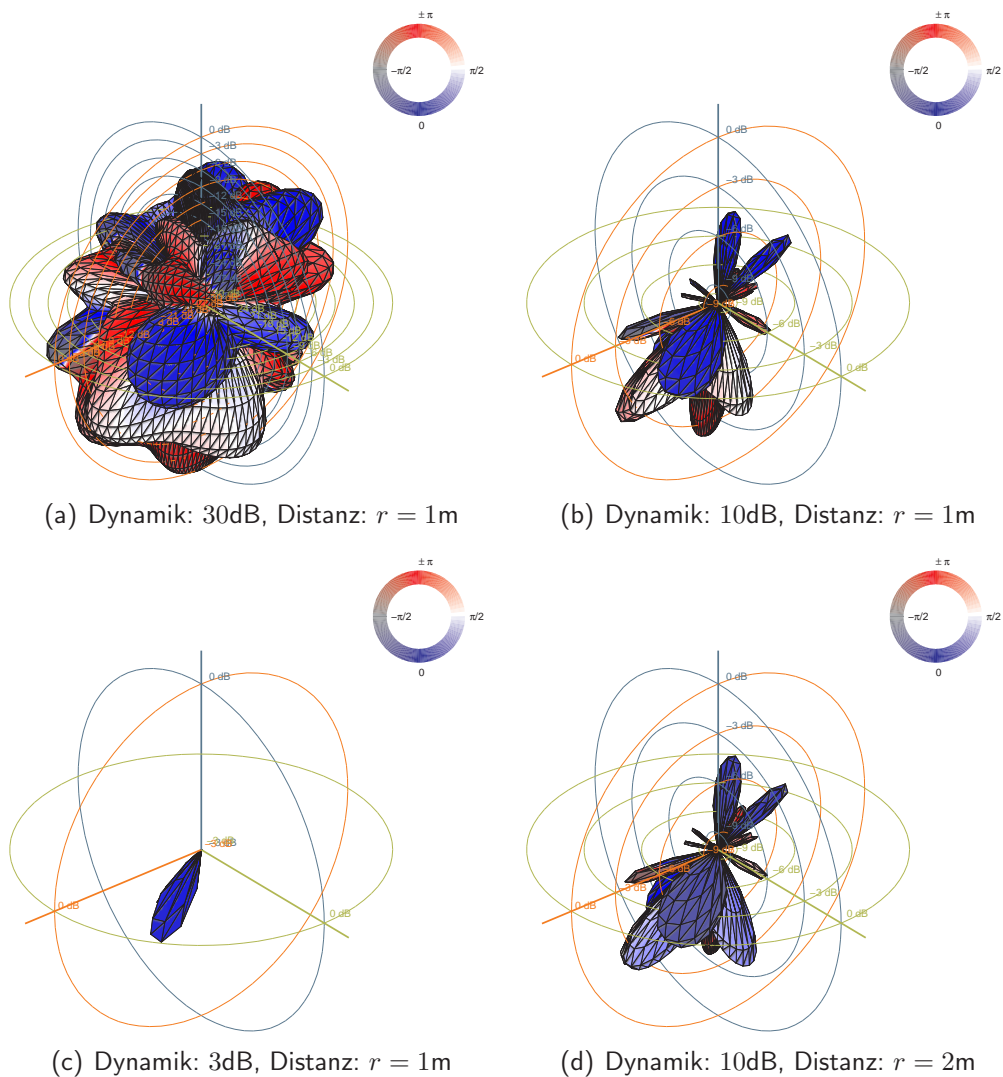


Abbildung 3.3: Abstrahlungsmuster eines Sopransaxofons mit unterschiedlichen Dynamikbegrenzungen und Distanzen r , analysiert bei 2105Hz als viertem Teilton eines klingenden $c^{(2)}$, Ansicht: $\varphi = 50^\circ, \vartheta = 30^\circ$.

Wie Abbildung 3.3 zeigt, ist eine sinnvolle Wahl der Dynamikbegrenzung von großer Bedeutung und wird deshalb in weiterer Folge immer an die Problemstellung angepasst. Eine geringfügige Variation der Beobachtungsdistanz nimmt hingegen wenig Einfluss auf grundsätzliche Abstrahlungstendenzen, sondern verursacht in erster Linie einen veränderten Phasenzustand. Aufgrund besserer Vergleichbarkeit wird von nun an ausschließlich der Abstand $r = 1\text{m}$ dargestellt. Auch die Phasenlegende rechts oberhalb der Abstrahlungsmuster wird in weiterer Folge nicht mehr angeführt, um Übersichtlichkeit zu gewährleisten.

3.4 Abstrahlungskorrelation

Um Ähnlichkeiten zwischen Abstrahlungsmustern leichter erkennen zu können werden bei der Instrumentenanalyse Korrelationsberechnungen durchgeführt. Die Korrelationskoeffizienten $0 \leq c_{(12)} \leq 1$ werden nach [FH10] als Betrag der komplexwertigen Kreuzkorrelation zweier Wellenspektren definiert:

$$c_{(12)} = \left| \frac{\psi_N^{(1)H} \psi_N^{(2)}}{\sqrt{(\psi_N^{(1)H} \psi_N^{(1)}) (\psi_N^{(2)H} \psi_N^{(2)})}} \right|. \quad (3.11)$$

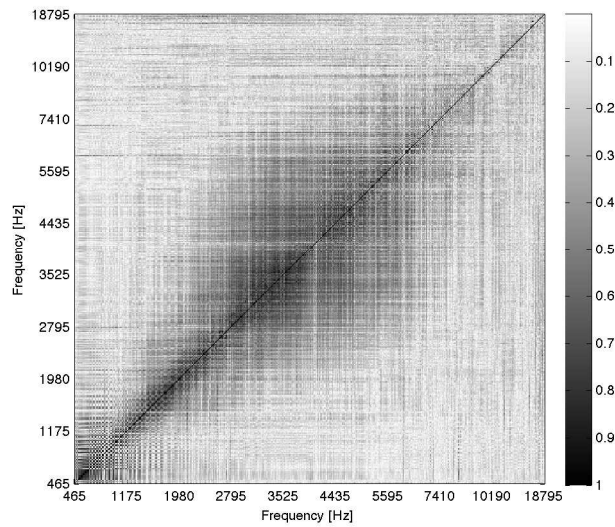
Durch die Betragsbildung sind die Koeffizienten unabhängig von der skalaren Startphase. Somit können mit diesem Verfahren auch zeitlich asynchrone Messsignale miteinander verglichen werden.

Pro Messung wurde für jedes Instrument eine chromatische Tonleiter über den gesamten Tonumfang aufgenommen und in Einzeltöne mit einer Dauer von einer Sekunde zerlegt. Unter der Annahme, dass das Abstrahlverhalten der zu untersuchenden Holzblasinstrumente bei konstanter Spiellautstärke zugleich frequenz- und griffabhängig ist, ergibt sich somit bei der Analyse eine unüberschaubare Vielzahl an Kombinationsmöglichkeiten der beiden Parameter.

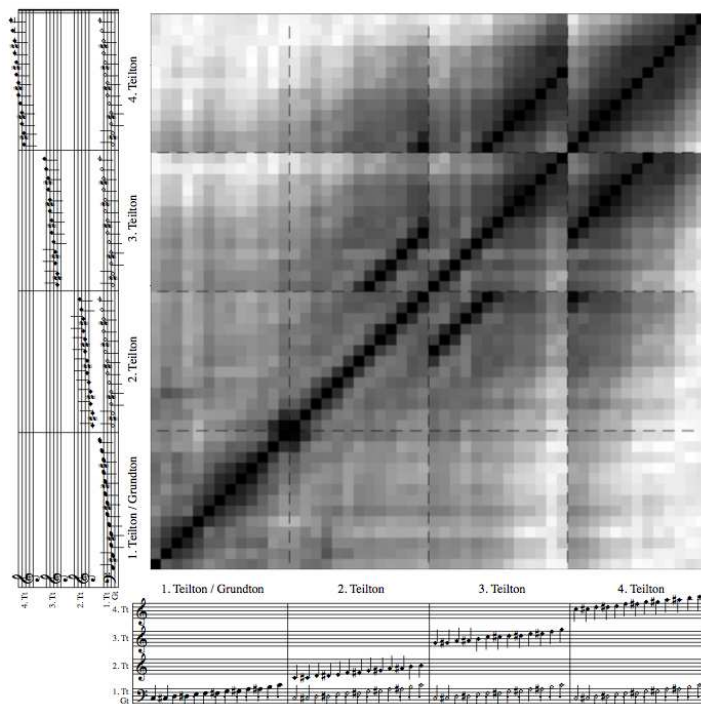
Mit Hilfe der Korrelationskoeffizienten, die in eine Korrelationsmatrix C zusammengefasst werden, können in einem einzelnen diagonalsymmetrischen Graustufendiagramm tendenzielle Veränderungen im Abstrahlverhalten eines Instrumentes veranschaulicht werden. Da zwei unterschiedliche Einflussparameter untersucht werden, scheint auch eine Unterscheidung zweier gegensätzlicher Sortierungsarten (Beispiele siehe 3.4) zur Bildung der Korrelationsmatrix sinnvoll zu sein. Bei der ersten Variante werden die Koeffizienten nach aufsteigender Analysefrequenz geordnet und bei der zweiten entsprechend den auftretenden Teiltönen gruppiert. Bei der Teiltönsortierung gilt es allerdings zu berücksichtigen, dass bei Holzblasinstrumenten nur Analysen einer speziellen Instrumentenlage sinnvoll sind, da sonst der gewünschte Bezug zum Einflussparameter der Griffkonstellation verloren geht.

Möchte man bei der Gegenüberstellung zweier Abstrahlungsmuster die Phaseninterferenzen außer Acht lassen und nur die räumliche Verschiedenheit der Bündelungseigenschaften bewerten, so werden nur die Beträge der vektoriellen Wellenspektren für die Korrelationsberechnung verwendet (Beispiel siehe 6.8):

$$c_{(12)} = \frac{|\psi_N^{(1)H} \psi_N^{(2)}|}{\sqrt{(\psi_N^{(1)H} \psi_N^{(1)}) (\psi_N^{(2)H} \psi_N^{(2)})}}. \quad (3.12)$$



(a) Beispieldiagramm für eine frequenzsortierte Abstrahlungskorrelationsberechnung (chromatische Tonleiter eines geraden Sopransaxofons von a bis $d^{(3)}$, Analyse der ersten 16 Teiltöne, ohne Zentrierungsalgorithmus)



(b) Beispieldiagramm für eine teiltionsortierte Abstrahlungskorrelationsberechnung mit erklärender Achsenbeschriftung (chromatische Tonleiter einer Posaune von c bis $c^{(1)}$, Analyse der ersten vier Teiltöne), aus [Hoh09]

Abbildung 3.4: Vergleich der beiden Darstellungsformen für Abstrahlungskorrelationen.

3.5 Räumliches Aliasing

Bei der zeitlichen Abtastung von Signalen mit Frequenzkomponenten über der Nyquist-Frequenz (entspricht der halben Samplingrate) treten bekannter Weise Spiegelfrequenzen im Basisband auf, die als Aliasing bezeichnet werden.

Ein ähnliches Phänomen existiert auch für ungenügende räumliche Auflösung. Wenn also eine Schallquelle in diesem Fall ein Schallfeld verursacht, dessen räumliche Komplexität eine SH-Ordnung von $N = 7$ übersteigt, so wird das Schallfeld fehlerhaft analysiert und kann folglich auch nicht rekonstruiert werden.

Das Auftreten höherer Ordnungen wird jedoch meist nicht von der Schallquelle selbst verursacht, sondern durch eine dezentrale Position des akustischen Zentrums im Kugelmikrofonarray. Vor allem bei Holzblasinstrumenten verschiebt sich dieses Abstrahlungszentrum für jeden Ton.

Um diesem störenden Effekt entgegen zu wirken, wurden bereits mehrere Verfahren entwickelt. So beschreibt zum Beispiel Martin Pollow in [Pol09] eine Methode, bei der das Auftreten von räumlichem Aliasing durch die Vernachlässigung der Phaseninformation verringert werden soll. Jens Meyer und Tony Agnello empfehlen hingegen in [JM03] die Verwendung von größeren, integrierenden Sensoren für räumliche Tiefpasswirkung.

Bei dieser Arbeit wird zur akustischen Zentrierung ein Algorithmus verwendet, der im Rahmen einer Diplomarbeit ([Deb10]) von Daniel Deboy entwickelt wurde und im folgenden Kapitel erklärt wird.

Kapitel 4

Akustische Zentrierung

Idealerweise befindet sich eine Schallquelle genau im Zentrum des kugelförmigen Mikrofonarrays. Wird als Schallquelle ein Musikinstrument verwendet, tritt das Problem auf, dass die genaue Festlegung des akustischen Zentrums nicht möglich ist bzw. die Position des Instruments innerhalb der Messvorrichtung während der Aufnahmen leicht variieren kann. Somit können die Messdaten bei der Auswertung ein fehlerhaftes Abstrahlungsmuster ergeben. Um diese Verschiebung \mathbf{d} des akustischen Zentrums \mathbf{a} vom Ursprung zu beseitigen bzw. bei der Auswertung zu berücksichtigen, wurde im Rahmen der Diplomarbeit von Daniel Deboy [Deb10] ein Algorithmus entwickelt. Im Folgenden wird kurz auf die mathematischen Grundlagen und auf den Algorithmus selbst eingegangen. Die Nomenklatur wird von [Zot09] übernommen.

4.1 Drehung und Verschiebung eines Koordinatensystems

Eine Drehung und Verschiebung eines Koordinatensystems \mathbf{r} in ein neues \mathbf{r}' erfolgt mit der Rotationsmatrix \mathbf{Q} und der Verschiebung \mathbf{d} .

$$\mathbf{r}' = \mathbf{Q}\mathbf{r} + \mathbf{d} \quad (4.1)$$

Die Rotationsmatrix \mathbf{Q} ist eine 3×3 Matrix in kartesischen Koordinaten. \mathbf{Q} kann in eine Drehung $\mathbf{Q}_z(\alpha)$ um die z-Achse, eine Drehung $\mathbf{Q}_y(\beta)$ um die y-Achse und eine dritte Drehung $\mathbf{Q}_z(\gamma)$ um die die neue z-Achse aufgeteilt werden. Die Winkel α , β und γ werden als Eulersche Winkel bezeichnet.

$$\mathbf{Q}_z = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \mathbf{Q}_y = \begin{pmatrix} \cos(\beta) & 0 & -\sin(\beta) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\beta) & 0 & \cos(\beta) \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{r}' &= \mathbf{Q}(\alpha, \beta, \gamma)\mathbf{r} \\ &= \mathbf{Q}_z(\alpha)\mathbf{Q}_y(\beta)\mathbf{Q}_z(\gamma)\mathbf{r} \end{aligned}$$

\mathbf{Q} kann auch in eine Kombination aus Drehungen um die z-Achse und die $\frac{\pi}{2}$ -y-Achse zerlegt werden.

$$\begin{aligned}\mathbf{r}' &= \mathbf{Q}(\alpha, \beta, \gamma)\mathbf{r} \\ &= \mathbf{Q}_z(\alpha + \pi/2)\mathbf{Q}_{y\frac{\pi}{2}}\mathbf{Q}_z(\beta + \pi)\mathbf{Q}_{y\frac{\pi}{2}}\mathbf{Q}_z(\gamma + \pi/2)\mathbf{r}\end{aligned}$$

Der dreidimensionale Vektor \mathbf{d} entspricht einer einfachen Verschiebung des Koordinatensystems in kartesischen Koordinaten. Eine beliebige Verschiebung \mathbf{d} kann auch durch eine entsprechende Drehung des Koordinatensystems und einer Verschiebung \mathbf{d}_z entlang der z-Achse durchgeführt werden.

$$\mathbf{d} = \mathbf{Q}(\varphi_d, \vartheta_d, 0)\mathbf{d}_z = \mathbf{Q}(\varphi_d, \vartheta_d, 0) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \|\mathbf{d}\| \quad (4.3)$$

Für die inverse Drehung gilt $\mathbf{Q}(\varphi_d, \vartheta_d, 0)^{-1} = \mathbf{Q}(0, -\vartheta_d, \varphi_d)$. Daraus folgt:

$$\begin{aligned}\mathbf{r}' &= \mathbf{r} + \mathbf{d} \\ &= \mathbf{Q}(0, -\vartheta_d, \varphi_d)[\mathbf{Q}(\varphi_d, \vartheta_d, 0)\mathbf{r} + \mathbf{d}_z]\end{aligned}$$

Für eine Drehung und eine Verschiebung folgt:

$$\begin{aligned}\mathbf{r}' &= \mathbf{Q}\mathbf{r} + \mathbf{d} \\ &= \mathbf{Q}_{z-y\frac{\pi}{2}-z-y\frac{\pi}{2}-z}(0, -\varphi_d, -\vartheta_d)[\mathbf{Q}_{z-y\frac{\pi}{2}-z-y\frac{\pi}{2}-z}(\varphi_d, \vartheta_d, 0)\mathbf{Q}_{z-y\frac{\pi}{2}-z-y\frac{\pi}{2}-z}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)\mathbf{r} + \mathbf{d}_z]\end{aligned}$$

Nachfolgend werden Berechnungen angeführt, welche für die Drehung bzw. Verschiebung eines Wellenspektrums durchgeführt werden. Für eine detailliertere Ausführung wird auf [Zot09] verwiesen.

$$a_n^m = \begin{cases} \sqrt{\frac{(n-|m|+1)(n+|m|+1)}{(2n+1)(2n+3)}}, & \text{für } n \geq 0 \text{ und } -n \leq m \leq n \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (4.4)$$

$$b_n^m = \begin{cases} \sqrt{\frac{(n-m-1)(n-m)}{(2n-1)(2n+1)}}, & \text{für } n \geq 0 \text{ und } 0 \leq m \leq n \\ -\sqrt{\frac{(n-m-1)(n-m)}{(2n-1)(2n+1)}}, & \text{für } n \geq 0 \text{ und } -n \leq m \leq 0 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.5)$$

Drehung um die z-Achse:

$$c_{nm} = e^{im\Theta_z} c'_{nm'} \quad (4.6)$$

$y_{\frac{\pi}{2}}$ -Drehung:

$$c_{nm} = \sum_{n=0}^N \sum_{m'=-n}^n T_{n,n}^{m',m}(Q_{y_{\frac{\pi}{2}}}) c'_{nm'} \quad (4.7)$$

für

$$T_{n-1,n-1}^{m',m+1}(Q_{y_{\frac{\pi}{2}}}) = \frac{\sqrt{2-\delta_{m+1}}}{2b_n^m \sqrt{2-\delta_m}} \left\{ \sqrt{2-\delta_{m'}} \left\{ \frac{b_n^{m'-1}}{\sqrt{2-\delta_{m'-1}}} T_{n,n}^{m'-1,m}(Q_{y_{\frac{\pi}{2}}}) \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{b_n^{-m'-1}}{\sqrt{2-\delta_{m'+1}}} T_{n,n}^{m'+1,m}(Q_{y_{\frac{\pi}{2}}}) \right\} + 2a_{n-1}^{m'} T_{n,n}^{m',m}(Q_{y_{\frac{\pi}{2}}}) \right\} \quad (4.8)$$

mit den Anfangswerten

$$T_{n,n}^{m',0} = \sqrt{\frac{4\pi}{2n+1}} N_n^{|m'|} P_n^{|m'|}(0) \quad (4.9)$$

Verschiebung d_z entlang der z-Achse:

$$c_{nm} = \sum_{n'=0}^{N'} \sum_{m'=-n}^n T_{n',n}^{m',m}(d_z) c'_{n'm'} \quad (4.10)$$

$$\begin{pmatrix} T_{n',n+1}^{m+1,m+1} \\ T_{n',n+1}^{m,m} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{b_{n+1}^{-m-1}} \left[-b_{n'+1}^m T_{n'+1,n}^{mm}(d_z) + b_{n'}^{-m-1} T_{n'-1,n}^{mm}(d_z) + b_n^m T_{n',n-1}^{m+1,m+1}(d_z) \right] \\ \frac{1}{a_n^m} \left[-a_{n'}^{m'} T_{n'+1,n}^{mm}(d_z) + a_{n'-1,n}^m T_{n'-1,n}^{mm}(d_z) + a_{n-1}^m T_{n',n-1}^{mm}(d_z) \right] \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

mit den Anfangswerten

$$T_{n'0}^{00}(d_z) I = \sqrt{2n'+1} j_n(kd_z) \quad (4.12)$$

4.2 Algorithmus zur akustischen Zentrierung

Eine Schallquelle, deren akustisches Zentrum \mathbf{a} sich nicht im Mittelpunkt des Kugelmikrofonarrays befindet, kann mit dessen verschobenem Wellenspektrum dargestellt werden. Unter Anwendung der so genannten Multipolverschiebung können wir das Wellenspektrum mit $-\mathbf{a}$ in den Ursprung der Messvorrichtung verschieben. Diesen Vorgang nennen wir akustische Zentrierung. Abbildung 4.1 zeigt diesen Vorgang beginnend vom Wellenspektrum einer dezentralen Quelle, welche in den Ursprung des Kugelmikrofonarrays verschoben wird.

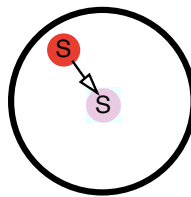


Abbildung 4.1: Schema für akustische Zentrierung; aus [Deb10]

4.2.1 Auffinden des akustischen Zentrums

In der Diplomarbeit von Daniel Deboy [Deb10] werden zwei Annäherungsverfahren zum Auffinden des unbekanntes akustischen Zentrums diskutiert. Im Folgenden wird nur auf jenes Verfahren eingegangen, welches schlussendlich für den Algorithmus Anwendung findet.

Kriterium der geringsten Ordnung

Als akustisches Zentrum einer Schallquelle können wir jene Position \mathbf{a} definieren, an welcher das Wellenspektrum mit Sphärischen Harmonischen bis zur geringst möglichen Ordnung n darstellbar ist. Bezüglich der Definition des akustischen Zentrums sollten höhere Ordnungen zunehmend in der Kostenfunktion $J_{loc}(d)$ bestraft werden. Der Index *loc* steht hierbei für *low order criterion*, also Kriterium der geringsten Ordnung. Gleichung 4.14 stellt eine Kostenfunktion dar, bei der jeder Partikulärkoeffizient c'_N mit dessen Ordnung n gewichtet wird. Der Funktionswert soll bei der Position \mathbf{a} ein Minimum besitzen.

$$w_n = n \quad (4.13)$$

$$J_{loc}(d) = \frac{c_N^H \text{diag}_N\{w_n\} c'_N}{c_N^H c'_N} \quad (4.14)$$

4.2.2 Verhalten der Kostenfunktion

Das verschobene Wellenspektrum wird an den originalen Beobachtungspunkten bewertet. Die Hyperinterpolation erfolgt an den vorgesehenen Samplingpunkten.

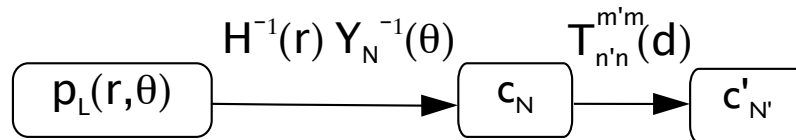


Abbildung 4.2: Schema für die Verschiebung des Wellenspektrums; aus [Deb10]

Auswirkung der Singulärwertzerlegung

Abbildung 4.3 zeigt den Einfluss auf die Kostenfunktion, unter Anwendung der Singulärwertzerlegung. Für dieses Beispiel wurden die Singulärwerte s_i , welche 20dB unterhalb s_0 liegen für die Verschiebung in Kugelkoordinaten Null gesetzt. Als Quelle befindet sich ein Monopol im Ursprung. "WS displace" entspricht hierbei der Verschiebung des Wellenspektrums. SVD ist die Abkürzung für "singular value decomposition", also Singulärwertzerlegung. \circ entspricht der Anzahl der Singulärwerte s_i , die unterhalb von s_0 liegen.

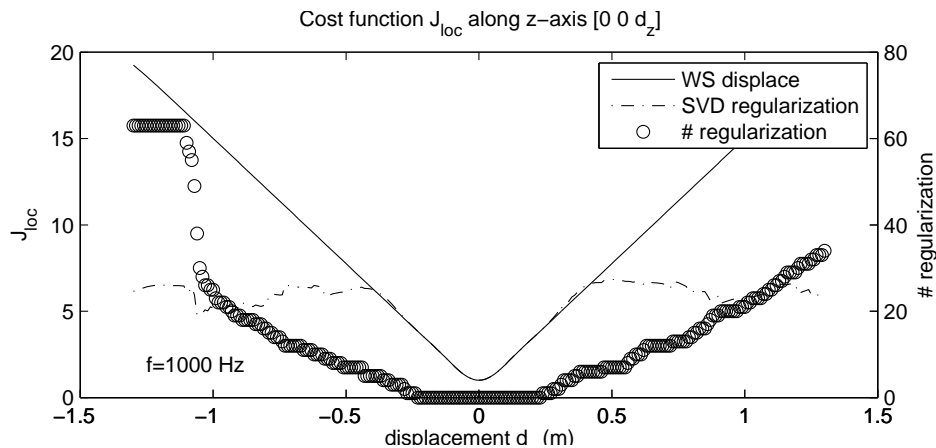


Abbildung 4.3: Kostenfunktion mit/ohne Anwendung der Singulärwertzerlegung; aus [Deb10]

Beschränkung der akustisch zentrierten Koeffizienten

Eine Verschiebung des Wellenspektrums erfolgt mittels Linearkombination von einer unendlichen Anzahl an Kugelbasislösungen. Der Koeffizientenvektor c'_N enthält somit unendlich viele Werte und muss beschränkt werden, damit Berechnungen durchgeführt werden können. Die Beschränkung des Koeffizientenvektors c'_N auf Elemente N-ter Ordnung führt dazu, dass dem verschobenen Wellenspektrum die Komponenten höherer Ordnung,

welche durch die Verschiebung entstehen, fehlen. Abbildung 4.4 zeigt die Auswirkungen dieses Effekts auf die Kostenfunktion J_{loc} .

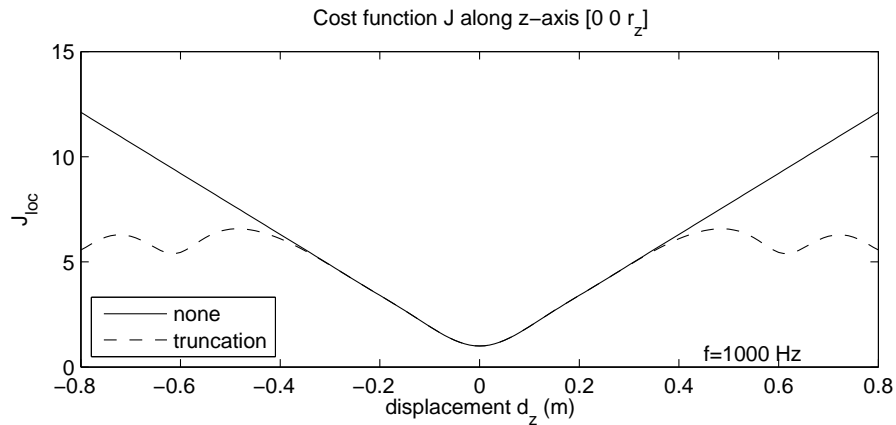


Abbildung 4.4: Kostenfunktion mit und ohne Beschränkung in der Verschiebungsberechnung, $N' \gg N$; aus [Deb10]

Verhalten der Kostenfunktion in Anbetracht von verschiedenen Quellen

Um das Verhalten der Kostenfunktion zu veranschaulichen, überprüfen wir jene mit unterschiedlichen simulierten Quellen. Deren akustisches Zentrum a befindet sich immer im Ursprung der Messvorrichtung. Für ein besseres Verständnis werden nur Verschiebungen entlang einer Achse, der z-Achse, dargestellt.

Monopol

Die Kostenfunktion der Monopolquelle stellt über die gesamte Verschiebungsachse einen konvexen Verlauf dar.

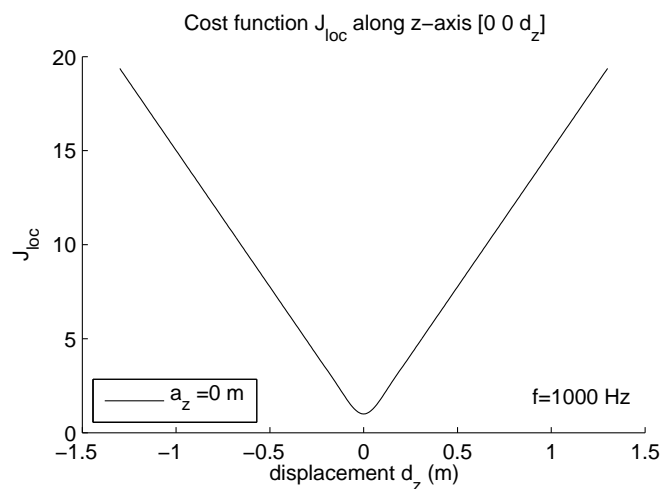


Abbildung 4.5: Kostenfunktion $J_{loc}(d)$ für eine Monopolquelle; aus [Deb10]

Dipol

Die Kostenfunktion weist bei einem Dipolstrahler zwei Minima auf, welche sich achsensymmetrisch in der Nähe des Ursprungs befinden. Es kann angenommen werden dass an diesen Positionen zwei Monopole mit inverser Phase ein dipolartiges Abstrahlungsmuster ergeben.

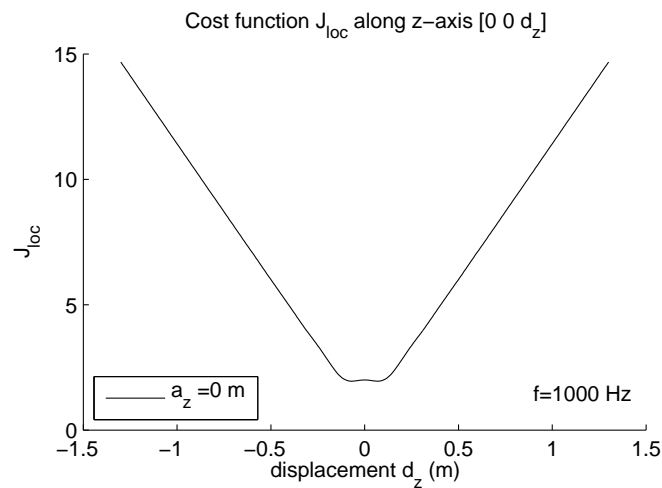


Abbildung 4.6: Kostenfunktion $J_{loc}(d)$ für eine Dipolquelle; aus [Deb10]

Kostenfunktionen für verschiedene Frequenzen

Für höhere Frequenzen der Schallquelle wird die Kostenfunktion steiler, d. h. es liegt ein komplexeres Abstrahlungsmuster vor und somit kommen Sphärische Harmonische höherer Ordnung vor, welche in der Kostenfunktion stärker gewichtet werden.

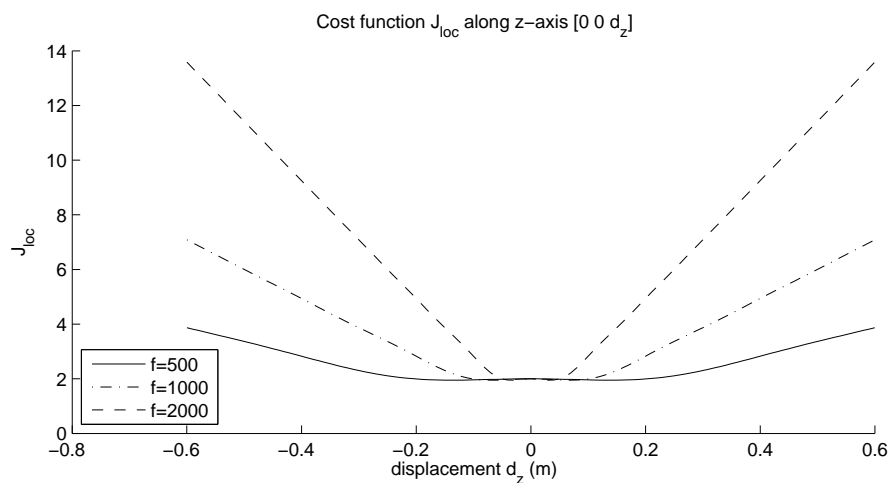


Abbildung 4.7: Kostenfunktionen $J_{loc}(d)$ für verschiedene Frequenzen gezeigt an einer Dipolquelle ($a_z = 0$); aus [Deb10]

Kostenfunktionen für verschiedene Positionen a_z

Abbildung 4.8 zeigt eine Monopolquelle an verschiedenen Positionen a_z . Man sieht, dass für eine Frequenz von 500Hz bei einer Verschiebung größer als 0.5 Metern das Kriterium seine Gültigkeit verliert. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das räumliche Aliasing von kR_a , wobei R_a dem Radius des Kugelmikrofonarrays entspricht, abhängt. Umso höher die Frequenz ist, desto geringer ist der Gültigkeitsbereich für die Verschiebung d_z .

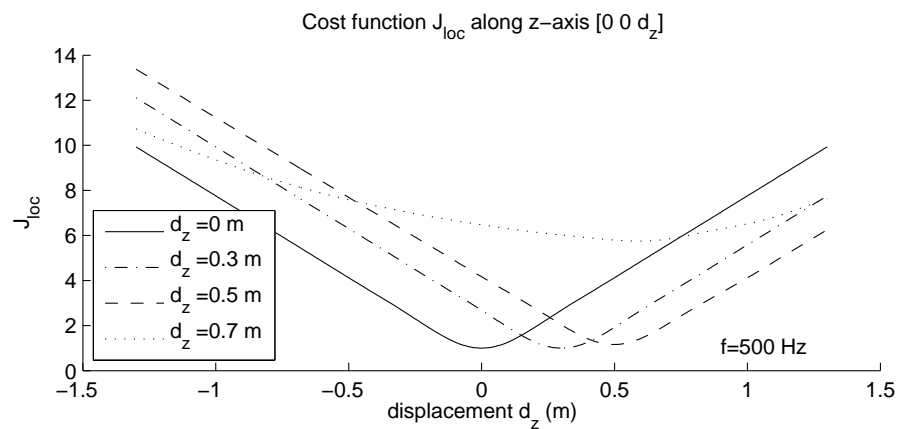


Abbildung 4.8: Kostenfunktionen $J_{loc}(d)$ für verschiedene Quellpositionen a_z ; aus [Deb10]

4.2.3 Optimierung mittels des Simplex-Verfahrens

Das Ziel der akustischen Zentrierung ist es, eine Verschiebung \mathbf{d} zu finden, an der die Kostenfunktion ihr globales Minimum besitzt. Um dieses globale Minimum zu finden wird die Funktion *fminsearch* aus der Optimierungstoolbox in Matlab verwendet, welche das Simplexverfahren anwendet. Wie Abbildung 4.9 zeigt, liefert das Simplexverfahren für Verschiebungen kleiner als 0.3 m bei einer Frequenz von 1000Hz eine gute Bestimmung für das akustische Zentrum.

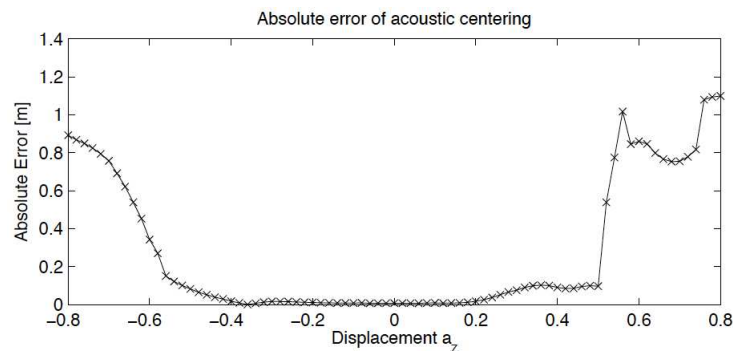


Abbildung 4.9: Absolute Zentrierungsfehler für eine komplexwertige Multipolquelle, $f = 1000\text{Hz}$; aus [Deb10]

Laut Zotter [Zot09] gilt für einen Mikrofonarray, welcher Sphärische Harmonische bis zur $N = 7$ Ordnung darstellen kann, dass für die Verschiebung einer Punktquelle $r_0 < 1.53 \cdot \lambda$ gelten muss. Somit muss die Punktquelle, abhängig von der Frequenz, innerhalb des Radius r_0 liegen, damit sie entsprechend ihrem Abstrahlmuster richtig dargestellt werden kann.

Abhängigkeit des Fehlers von der Frequenz

Abbildung 4.10 zeigt den absoluten Fehler für die Zentrierung einer komplexwertigen Multipolquelle an verschiedenen Frequenzen mit einer willkürlichen Verschiebung. Sie zeigt jenen Frequenzbereich, innerhalb dessen die Optimierung das richtige akustische Zentrum findet. Bei niedrigen Frequenzen treten kleine Fehler auf. Dies kann auf die numerischen Probleme, die durch das Produkt $j_n h_n$ ($j_n \ll$ und $h_n \gg$) bei der Verschiebung des Wellenspektrums entstehen, zurückgeführt werden.

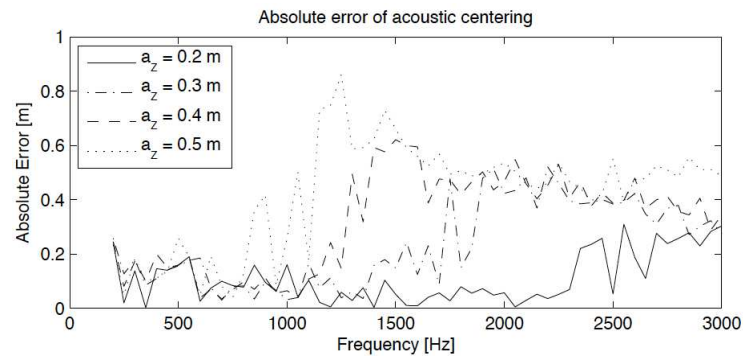


Abbildung 4.10: Zentrierungsfehler für eine komplexwertige Multipolquelle mit Ordnung $N_{mult} = 4$, als Funktion in Abhängigkeit der Frequenz; aus [Deb10]

4.2.4 Abstrahlungsmuster mit und ohne akustischer Zentrierung

Abbildung 4.11(a) zeigt das Abstrahlungsmuster einer Monopolquelle, deren akustische Zentrum um $a_z = 0.3$ m verschoben ist. Nach der Zentrierung um $-d_{min}$ ergibt sich wie in Abbildung 4.11(b) ein Muster mit kohärenter Phasenverteilung an der Oberfläche.

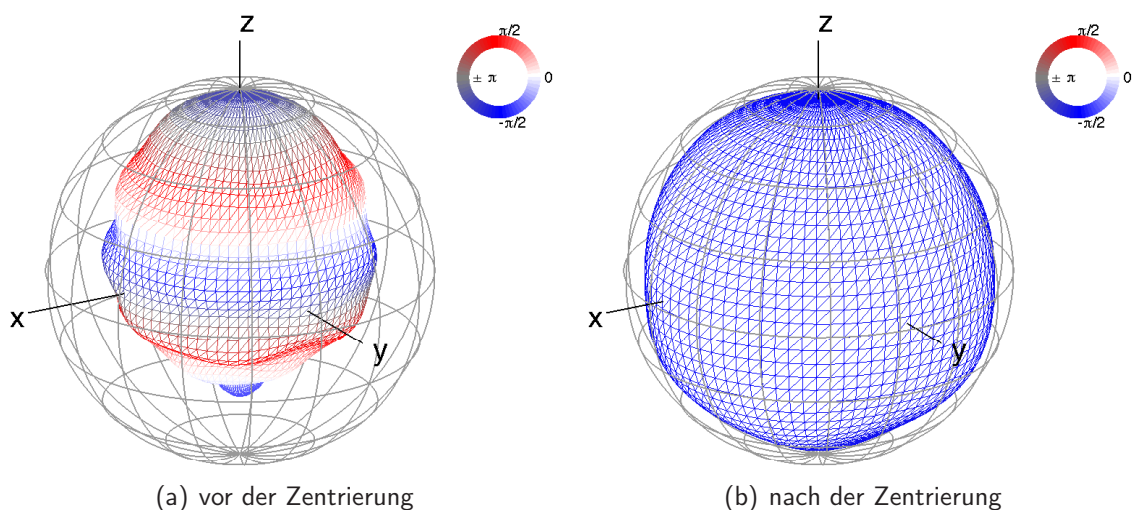


Abbildung 4.11: Vergleich der Abstrahlungsmuster. Monopolquelle mit einer Verschiebung von $a_z = 0.3$ m; aus [Deb10]

Kapitel 5

Abstrahlung der Querflöte

In diesem Kapitel wird das Abstrahlverhalten der Querflöte untersucht, wobei zuvor noch kurz ein Blick auf die physikalischen Grundlagen des Instrumentes geworfen wird. Es gilt ein großer Dank an die beiden Flötisten Irene Mahlknecht und Heinrich von Kalnein, die sich für die Aufnahmen zur Verfügung gestellt haben.

5.1 Klangerzeugung und physikalischer Hintergrund

5.1.1 Allgemein

Die Querflöte gehört zur Familie der Holzblasinstrumente. Sie besteht aus einem Kopfstück, einem Mittelstück und einem Fußstück. Sie besitzt eine zylindrische Bohrung, mit Ausnahme des Kopfstücks, welches eine konische Bohrung aufweist. Der Tonumfang der Flöte reicht vom $c^{(1)}$ (h mit H-Fuß) bis zum $c^{(4)}$, was einem Frequenzbereich von ca. 250 bis 2170 Hz für den Grundton entspricht. Die nicht überblasenen Töne reichen von $c^{(1)}$ bis $d^{(2)}$. Alle höheren Töne werden durch entsprechendes Überblasen jener erzeugt.

5.1.2 Klangerzeugung

Die Klangerzeugung erfolgt durch ein Blatt aus Luft, welches auf die Kante der Anblasöffnung trifft. Die Schwingungen dieses Luftblattes werden durch die Änderung der Luftgeschwindigkeit am oberen Ende der Innenbohrung bestimmt. Durch die schwingende Luftsäule wird das Luftblatt abwechselnd in die Bohrung hinein und wieder heraus gelenkt. Dabei richtet sich die Frequenz dieses periodischen Wechsels nach den Bohrungsmaßen und der Lage der Grifflöcher. Das Luftblatt bewirkt, dass Schwingungen nur dann aufrechterhalten bleiben, wenn an beiden Bohrungsenden maximale Druck und Geschwindigkeitsänderungen auftreten (vgl. [Win88]).

5.1.3 Klangspektrum

Der Klang der Querflöte ist durch einen sehr gleichmäßigen Obertonaufbau der Spektren charakterisiert. Mit Ausnahme der Töne von $c^{(1)}$ bis $e^{(1)}$ ist hierbei der Grundton über den gesamten Tonumfang des Instrumentes am stärksten von allen Teiltönen ausgebildet. Die Intensität der Obertöne nimmt mit steigender Frequenz verhältnismäßig stetig ab. In hoher Lage, d.h. von $f^{(3)}$ aufwärts, dominieren die ungeradzahigen Teiltöne gegenüber den geradzahigen. Dadurch wird dem Klang etwas Brillanz genommen. Im *pp* weist die Flöte ein sehr obertonarmes Spektrum auf. Hin zum *ff* wird es immer obertonreicher (vgl. [Mey80]).

5.1.4 Schallabstrahlung

Wie bereits anfangs erwähnt besitzt die Querflöte eine zylindrische Bohrung mit offenem Ende. Die Schallabstrahlung erfolgt an zwei Quellen, und zwar beim Anblasloch und beim ersten offenen Seitenloch, was eine Dipolcharakteristik zur Folge hat. Zwischen den beiden Schallquellen liegt für den Grundton des jeweiligen Klanges etwa eine halbe Wellenlänge.

Für die nicht überblasenen Töne, also von $c^{(1)}$ bis $d^{(2)}$, umfasst die stehende Welle im Instrument eine halbe Wellenlänge, wobei die beiden Enden gleichphasig schwingen. Entlang der Instrumentenachse löschen sich die von den beiden Schallquellen ausgehenden Schwingungen gegenseitig fast aus. Senkrecht zur Instrumentenachse addieren sie sich, so dass in dieser Richtung die stärkste Abstrahlung zu erwarten ist.

Der relative Abstand der beiden Teilschallquellen wächst mit der Ordnungszahl der Teiltöne an. Bei den geraden Teiltönen liegt zwischen den Teilschallquellen ein geradzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge der Grundfrequenz. Bei den ungeraden Teiltönen liegt ein ungeradzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge dazwischen. Bei einer ungeraden Anzahl von halben Wellenlängen zwischen den Teilschallquellen schwingen die Enden gleichphasig, bei einer geraden Anzahl jedoch gegenphasig. So ergibt sich für die geraden Teiltöne eine maximale Abschwächung sowohl in Richtung der Instrumentenachse als auch senkrecht dazu. Die dadurch erklärbare dipolartige Richtcharakteristik ist bei den nicht überblasenen Tönen bis zum 6. Teilton deutlich erkennbar.

Für die in die Oktav überblasenen Töne $e^{(2)}$ bis $d^{(3)}$ treten die selben Schallabstrahlungsverhältnisse auf, wie sie für die geradzahigen Teiltöne der eine Oktave tiefer gespielten Töne, entstehen. Die beiden Teilschallquellen befinden sich also immer in Gegenphase. Der Abstand zwischen den beiden Teilschallquellen beträgt für die Obertonreihe stets geradzahlige Vielfache der halben Wellenlänge. Für die ersten drei Teiltöne ist eine Dipolcharakteristik klar erkennbar.

Ab einer Frequenz von 3000 Hz überlagern sich andere Effekte. Aufgrund einer fortschreitenden Welle im Instrument bewegt sich das Vorzugsgebiet für die Schallabstrahlung hin zum offene Ende der Flöte (vgl. [Mey80]).

5.2 Aufnahmen

Zur Durchführung für die Messvorrichtung geeigneter Aufnahmen, sollte das akustische Zentrum des Messgegenstandes während dem Messvorgang im Ursprung der Messvorrichtung platziert sein. Da die Schallabstrahlung bei der Querflöte aus zwei Quellen stattfindet, ist es schwierig jenes akustische Zentrum zu definieren. Das Anblasloch als Teilschallquelle bleibt während dem gesamten Messvorgang immer an einer fixen Position, während die Position des ersten offenen Seitenlochs abhängig vom gespielten Ton variieren kann.

Um dieses Problem zu berücksichtigen, wurden bei der Querflöte Messungen an drei verschiedenen Positionen innerhalb des kugelförmigen Mikrofonarrays durchgeführt (vgl. Abb. 5.1). Die Positionen sind:

- Anblasloch der Querflöte im Ursprung der Messvorrichtung; Abb. 5.2
- Mitte der Querflöte im Ursprung der Messvorrichtung (ca. dritte Klappe betrachtet vom Anblasloch zum Ende hin); Abb. 5.3
- Ende der Querflöte im Ursprung der Messvorrichtung; Abb. 5.4

Während der Messungen versuchte der/die MusikerIn immer die jeweilige Position beizubehalten. Zur Orientierung diente ein Laser, welcher den Ursprung der Messvorrichtung markiert. Für jede Position wurden über den gesamten Tonumfang des Instruments, also $c^{(1)}$ bis $c^{(4)}$, die chromatische Tonleiter aufgenommen. Jeder Ton wurde genau eine Sekunde lang mitgeschnitten. Weiters wurden Messungen zur Betrachtung der Auswirkung der Dynamik auf das Abstrahlverhalten exemplarisch für die Töne $a^{(1)}$, $a^{(2)}$ und $a^{(3)}$ in den drei Dynamikstufen *piano*, *mezzoforte* und *forte* durchgeführt. Die Auswirkungen von verschiedenen Griffkonstellationen für ein und den selben Ton wurden auch untersucht. Für die letzten beiden Messungen befand sich jeweils das Anblasloch der Flöte im Ursprung der Messvorrichtung.

Die Abbildung 5.1 zeigt die Ausrichtung des Instruments innerhalb der Messvorrichtung. Somit erfolgt für die unterschiedlichen Positionen während der Messung eine Verschiebung des Instrumentes entlang der y-Achse.

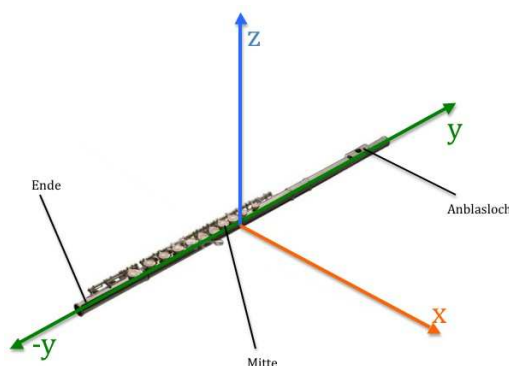


Abbildung 5.1: Ausrichtung der Querflöte innerhalb der Messvorrichtung



Abbildung 5.2: Anblasloch der Querflöte im Ursprung der Messvorrichtung



Abbildung 5.3: Mitte der Querflöte im Ursprung der Messvorrichtung



Abbildung 5.4: Ende der Querflöte im Ursprung der Messvorrichtung

5.3 Analyse

5.3.1 Vergleich der verschiedenen Messpositionen

Vergleich Anhand der Abstrahlmuster

Die Abbildungen 5.5 bis 5.13 zeigen Abstrahlmuster der Querflöte bewertet an verschiedenen Tönen bzw. Frequenzen, jeweils seitlich und von vorne. Dargestellt ist der 30 dB-Bereich, wobei zwischen den in den Koordinatenachsen eingezeichneten Ringen je ein Unterschied von 3 dB herrscht.

- Nicht überblasene Töne

Für die nicht überblasenen Töne sollte für die Abstrahlung ein Vorzugsbereich senkrecht zur Instrumentenachse erkennbar sein. Die Abbildungen 5.5 bis 5.7 zeigen das Abstrahlmuster der Querflöte bewertet am Grundton von $c^{(2)}$, einer Frequenz von 533 Hz. Für die Positionen Anblasloch und Mitte der Querflöte im Ursprung ist dies erkennbar. Befindet sich das Ende der Flöte im Ursprung, wird das Abstrahlmuster komplexer und lässt Tendenzen nur erahnen.

- Überblasene Töne

Für die in die Oktav überblasenen Töne sollte eine Dipolcharakteristik klar erkennbar sein. Die Abbildungen 5.8 bis 5.10 zeigen das Abstrahlmuster der Querflöte bewertet am 2. Teilton von $g^{(1)}$, also $g^{(2)}$, einer Frequenz von 802 Hz. Die Abbildungen 5.11 bis 5.13 zeigen das Abstrahlmuster der Querflöte bewertet am 2. Teilton von $c^{(2)}$, also $c^{(3)}$, einer Frequenz von 1071 Hz. Wieder ist für die Positionen Anblasloch und Mitte der Querflöte im Ursprung die erwartete Charakteristik erkennbar. Befindet sich das Ende der Flöte im Ursprung, weist das Abstrahlmuster kein ersichtliches Vorzugsgebiet auf, denn es findet Abstrahlung in alle Richtungen statt.



Abbildung 5.5: Anblasloch der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(2)}$ (533 Hz), 30 dB-Bereich



Abbildung 5.6: Mitte der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(2)}$ (533 Hz), 30 dB-Bereich



Abbildung 5.7: Ende der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(2)}$ (533 Hz), 30 dB-Bereich



Abbildung 5.8: Anblasloch der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $g^{(2)}$ (802 Hz), 30 dB-Bereich



Abbildung 5.9: Mitte der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $g^{(2)}$ (802 Hz), 30 dB-Bereich



Abbildung 5.10: Ende der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $g^{(2)}$ (802 Hz), 30 dB-Bereich



Abbildung 5.11: Anblasloch der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(3)}$ (1077 Hz), 30 dB-Bereich



Abbildung 5.12: Mitte der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(3)}$ (1071 Hz), 30 dB-Bereich



Abbildung 5.13: Ende der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(3)}$ (1071 Hz), 30 dB-Bereich

Vergleich anhand der Kostenfunktionen J_{loc}

Unter Anwendung des Zentrierungsalgorithmuses an den Ergebnissen der verschiedenen Messpositionen sollte für das Auffinden der akustischen Zentren eine Verschiebung entlang der y -Achse detektiert werden. Abbildung 5.14 zeigt die ermittelten akustischen Zentren der einzelnen Messpositionen. Es wird eine Verschiebung entlang der x -Achse detektiert, was jedoch zur effektiven Verschiebung widersprüchlich ist. Die Punkte 1 bis 3 stellen die vom Zentrierungsalgorithmus ermittelten akustischen Zentren für die verschiedenen Messpositionen dar. Die Analyse erfolgt exemplarisch am Grundton von $c^{(2)}$ (533 Hz). Bei dieser Frequenz darf eine punktförmige Schallquelle maximal um ca. 0.97 m außerhalb vom Ursprung des Kugelmikrofonarrays liegen, damit sie entsprechend ihrem Abstrahlmuster richtig dargestellt wird (siehe 4.2.3). Zwischen dem akustischen Zentrum für die Messposition Anblasloch im Ursprung($\circ 1$) und für die Messposition Mitte im Ursprung($\circ 2$) sollte ein Abstand von ca. 0.3 m entlang der y -Achse detektiert werden. Dieser beträgt jedoch 0.36 m entlang der x -Achse. Zwischen dem akustischen Zentrum für die Messposition Mitte im Ursprung($\circ 2$) und für die Messposition Ende im Ursprung($\circ 3$) sollte wiederum ein Abstand von ca. 0.3 m entlang der y -Achse detektiert werden. Dieser beträgt jedoch 0.23 m entlang der x -Achse.

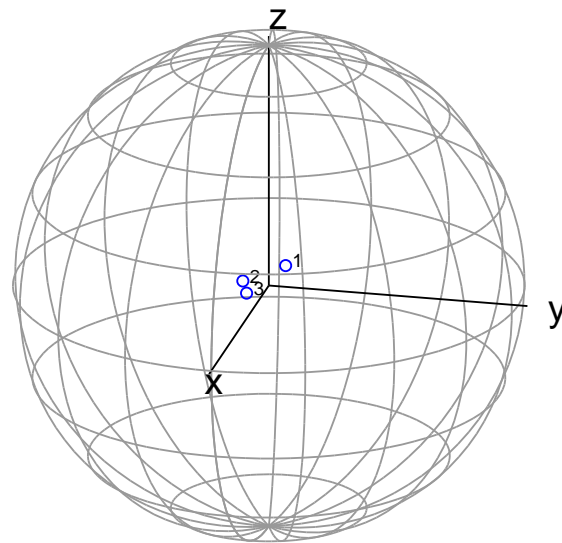


Abbildung 5.14: Detektierte akustische Zentren für die verschiedenen Messpositionen, $\circ 1$ - Anblasloch, $\circ 2$ - Mitte, $\circ 3$ - Ende, bewertet am Grundton von $c^{(2)}$ (533 Hz)

Um auf ein besseres Ergebnis für die Ermittlung der akustischen Zentren zu kommen, wird beim Zentrierungsalgorithmus die Suche auf die y -Achse beschränkt. Daraus erge-

ben sich die in Abbildung 5.15 gezeigten akustischen Zentren. Der Abstand zwischen dem ermittelten akustischen Zentrum für die Messposition Anblasloch im Ursprung($\circ 1$) und jenem der Messposition Mitte im Ursprung($\circ 2$) beträgt ca. 0.032 m. Der Abstand zwischen dem ermittelten akustischen Zentrum für die Messposition Mitte im Ursprung($\circ 2$) und jenem der Messposition Ende im Ursprung($\circ 3$) beträgt ca. 0.26 m.

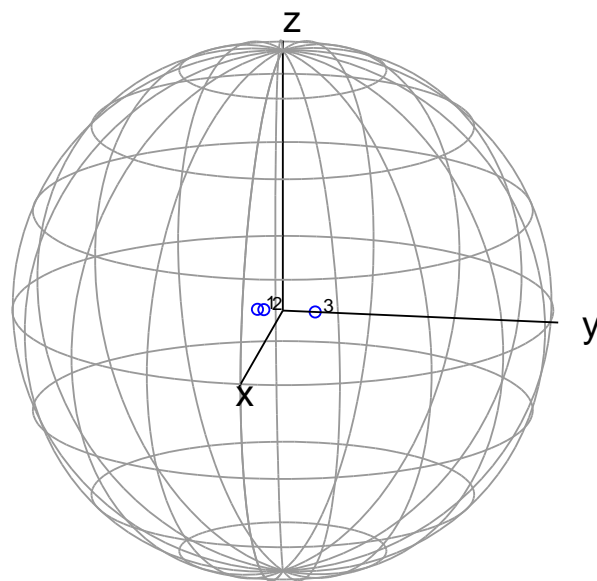


Abbildung 5.15: Detektierte akustische Zentren für die verschiedenen Messpositionen, $\circ 1$ - Anblasloch, $\circ 2$ - Mitte, $\circ 3$ - Ende, bewertet am Grundton von $c^{(2)}$ (533 Hz), Beschränkung auf y-Achse

Die ermittelten akustischen Zentren entsprechen somit nicht der realen Verschiebung. Um dies genauer zu untersuchen werden die Kostenfunktionen J_{loc} für eine Verschiebung entlang der y-Achse in Abbildung 5.16 dargestellt. Die Kostenfunktion weist für die Messpositionen Anblasloch im Ursprung und jene mit der Mitte im Ursprung zwei globale Minima auf, was auf ein dipolartiges Abstrahlmuster zurückzuführen ist. Somit stößt der Zentrierungsalgorithmus an seine Grenzen.

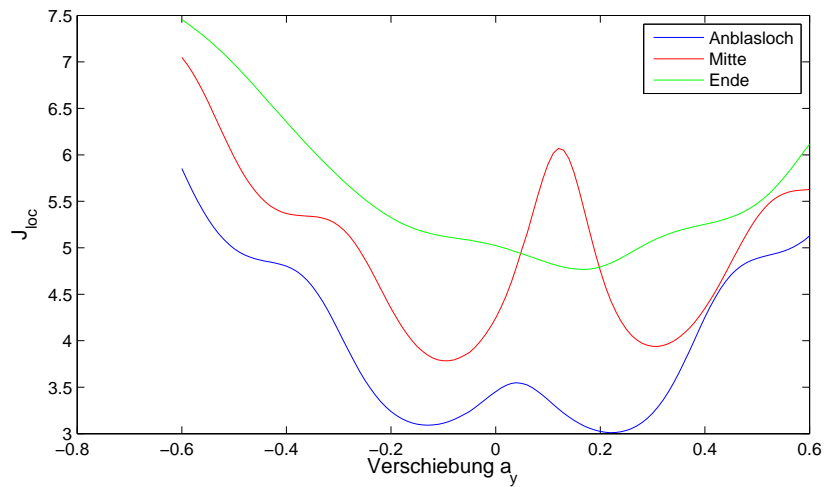


Abbildung 5.16: Kostenfunktionen J_{loc} für eine Verschiebung entlang der y -Achse bei den verschiedenen Messpositionen, bewertet am Grundton von $c^{(2)}$ (533 Hz)

Für etwas höhere Frequenzen ist diese dipolartige Abstrahlcharakteristik nicht mehr klar ersichtlich und somit ergeben sich für die entsprechende Bewertung der Kostenfunktion J_{loc} keine zwei globalen Minimas mehr, jedoch ist die Bestimmung des akustischen Zentrums immer noch fehlerhaft. Abbildung 5.17 zeigt die Kostenfunktion J_{loc} für eine Verschiebung entlang der y -Achse an den verschiedenen Messpositionen, bewertet am Grundton von $a^{(2)}$ (900 Hz). Bei dieser Frequenz darf eine punktförmige Schallquelle maximal um ca. 0.58 m außerhalb vom Ursprung des Kugelmikrofonarrays liegen, damit sie entsprechend ihrem Abstrahlmuster richtig dargestellt wird. Für die Messposition Ende der Querflöte im Ursprung befindet sich das Anblasloch als Teilschallquelle bereits außerhalb des erlaubten Bereichs.

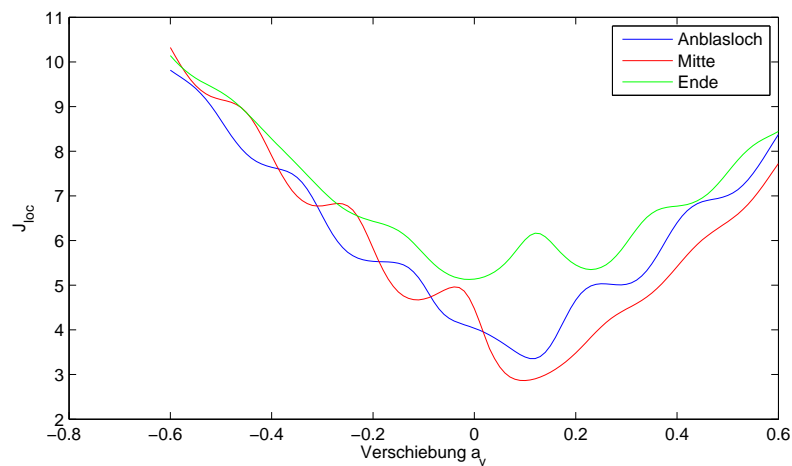


Abbildung 5.17: Kostenfunktionen J_{loc} für eine Verschiebung entlang der y -Achse bei den verschiedenen Messpositionen, bewertet am Grundton von $a^{(2)}$ (900 Hz).

Abbildung 5.18 zeigt die detektierten akustischen Zentren bewertet am Grundton von $a^{(2)}$ (900 Hz). Diese liegen in einem Intervall auf der y-Achse mit einer Breite von ca. 0.125 m.

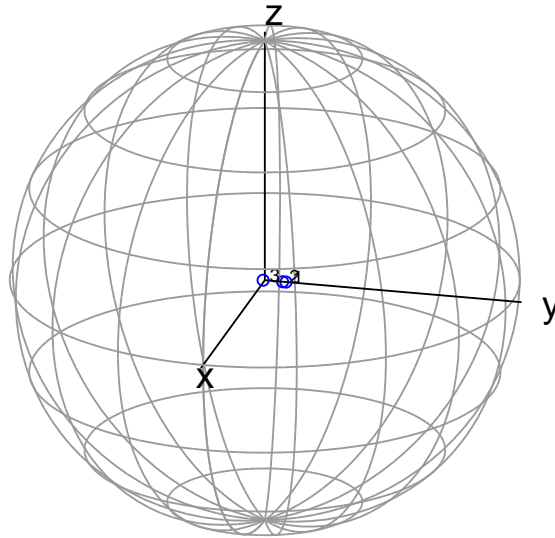
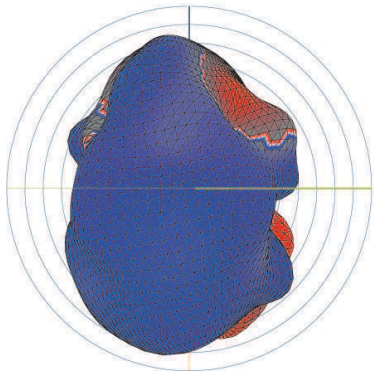


Abbildung 5.18: Detektierte akustische Zentren für die verschiedenen Messpositionen, o1 - Anblasloch, o2 - Mitte, o3 - Ende, bewertet am Grundton von $a^{(2)}$ (900 Hz), Beschränkung auf y-Achse

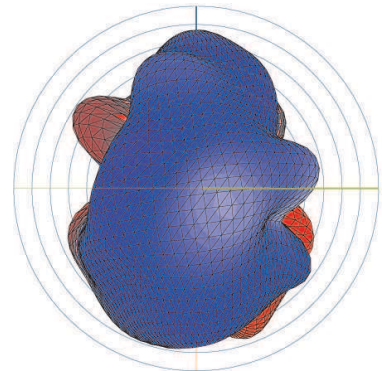
In den Abbildungen 5.19 bis 5.21 werden die Abstrahlmuster für den Grundton von $c^{(2)}$ (533 Hz) an den verschiedenen Messpositionen mit und ohne Anwendung des Zentrierungsalgorithmuses dargestellt. Idealerweise sollten sich nach der Zentrierung identische Abstrahlmuster für die verschiedenen Messpositionen ergeben.

Schlussfolgerung

Für Messungen wäre eine Position zwischen Mitte und Anblasloch der Flöte, oberhalb der Grifflöcher, am idealsten. Das Anblasloch als Teilschallquelle bleibt immer an einer fixen Position. Das erste offene Seitenloch als zweite Teilschallquelle ändert sich je nach gespielterem Ton. Somit ändert sich der relative Abstand zwischen den Teilschallquellen, jedoch der Ursprung der Messvorrichtung würde dabei immer noch zwischen den Quellen liegen, wodurch sich eine für die Messungen relativ ideale Dipolquelle für die Querflöte ergibt. Für die nachfolgenden Betrachtungen wurde auf die Anwendung des Zentrierungsalgorithmuses verzichtet, da dies zu keinen wesentlichen Verbesserungen führt.

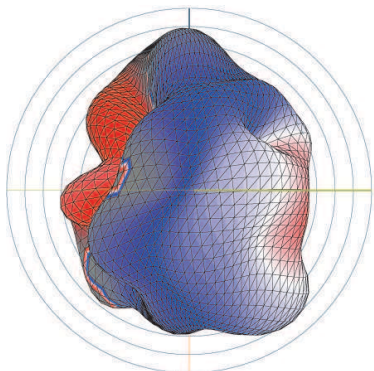


(a) ohne Zentrierung

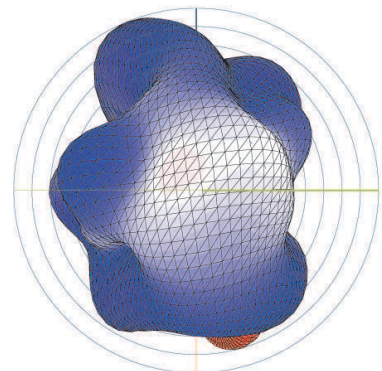


(b) mit Zentrierung

Abbildung 5.19: Anblasloch der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(2)}$ (533 Hz), 30 dB-Bereich

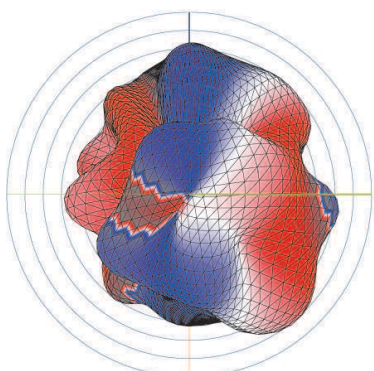


(a) ohne Zentrierung

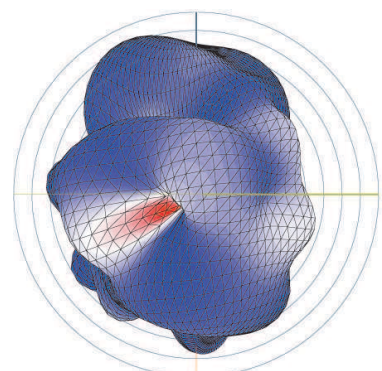


(b) mit Zentrierung

Abbildung 5.20: Mitte der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(2)}$ (533 Hz), 30 dB-Bereich



(a) ohne Zentrierung



(b) mit Zentrierung

Abbildung 5.21: Ende der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(2)}$ (533 Hz), 30 dB-Bereich

5.3.2 Dynamikvergleich

Bei diesen Messungen befand sich das Anblasloch im Ursprung der Messvorrichtung. Es wurden Messungen für die Töne $a^{(1)}$, $a^{(2)}$ und $a^{(3)}$ in drei verschiedenen Dynamikstufen, *piano*, *mezzoforte* und *forte* durchgeführt. Wobei zwischen *piano* und *forte* ein Dynamikunterschied von ca. 20dB liegt. Die Abbildungen 5.22, 5.23 und 5.24 zeigen das Abstrahlverhalten bei den unterschiedlichen Dynamikstufen für den Grundton von $a^{(2)}$, also einer Frequenz von 888 Hz. Dabei ist zu erkennen, dass die Dynamik für den Grundton keine Auswirkung auf das Abstrahlverhalten aufweist. Die Phasenlage ist für diese Betrachtung irrelevant, da die Aufnahmen nicht zeitlich synchronisiert sind. Beim Vergleich der Frequenzspektren der unterschiedlichen Dynamikstufen ist der Grundton mit relativ konstantem Pegel vorhanden, nur hin zum *piano* findet eine Abschwächung für die Teiltöne höherer Ordnung statt.

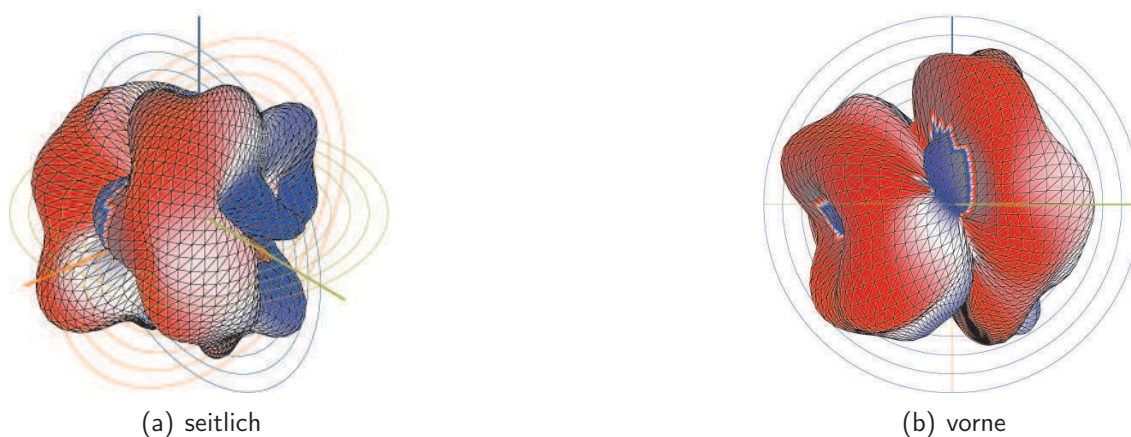


Abbildung 5.22: Anblasloch der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $a^{(2)}$ (888 Hz), piano, 30 dB-Bereich

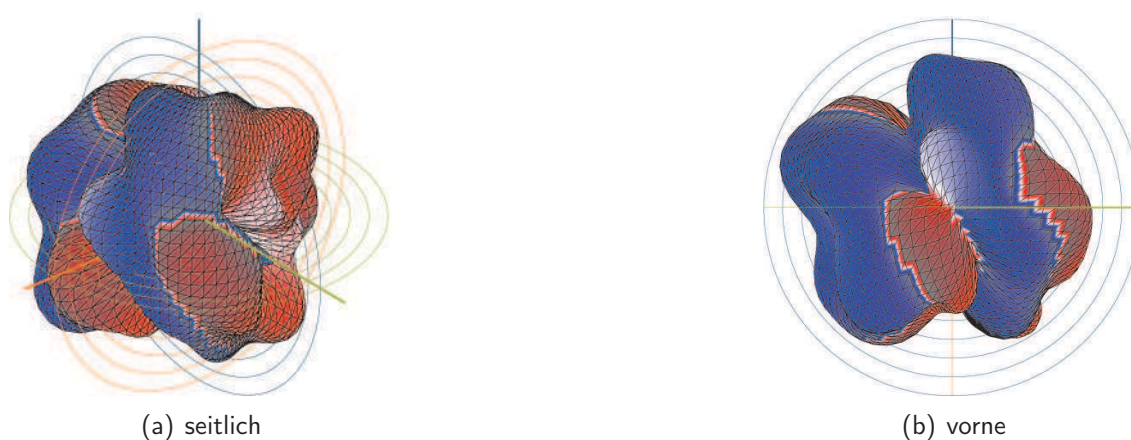


Abbildung 5.23: Anblasloch der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $a^{(2)}$ (899 Hz), mezzoforte, 30 dB-Bereich



Abbildung 5.24: Anblasloch der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $a^{(2)}$ (888 Hz), forte, 30 dB-Bereich

5.3.3 Griffvergleich

Bei diesen Messungen befand sich wiederum das Anblasloch im Ursprung der Messvorrichtung. Dargestellt wird jeweils der 30 dB-Bereich.

Der Ton $c^{(2)}$ wurde mit dem normalen Griffbild gespielt, also als nicht überblasener Ton, und zum Vergleich als in die Oktav überblasener Ton aus dem Griffbild von $c^{(1)}$. Die Abbildungen 5.25 und 5.26 stellen diese Abstrahlungsmuster gegenüber. Als nicht überblasener Ton weist das Abstrahlungsmuster ein Vorzugsgebiet senkrecht zur Instrumentenachse auf, da wie bereits unter 5.1.4 erklärt für diesen Fall zwischen den beiden Teilschallquellen bei der Grundfrequenz eine halbe Wellenlänge liegt, beide gleichphasig schwingen und somit findet entlang der Instrumentenachse destruktive und senkrecht dazu konstruktive Interferenz für die beiden Schallwellen statt. Als in die Oktav überblasener Ton ergibt sich ein dipolartiges Abstrahlungsmuster. Zwischen den beiden Teilschallquellen liegt für die Grundfrequenz eine ganze Wellenlänge, sie schwingen gegenphasig zueinander und somit findet entlang der Instrumentenachse und senkrecht dazu destruktive Interferenz für die Schallwellen statt. Als Vorzugsgebiete für die Schallabstrahlung ergeben sich somit die Bereiche zwischen der Instrumentenachse und senkrecht dazu.



Abbildung 5.25: Anblasloch der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $c^{(2)}$ (533 Hz), nicht überblasen, 30 dB-Bereich

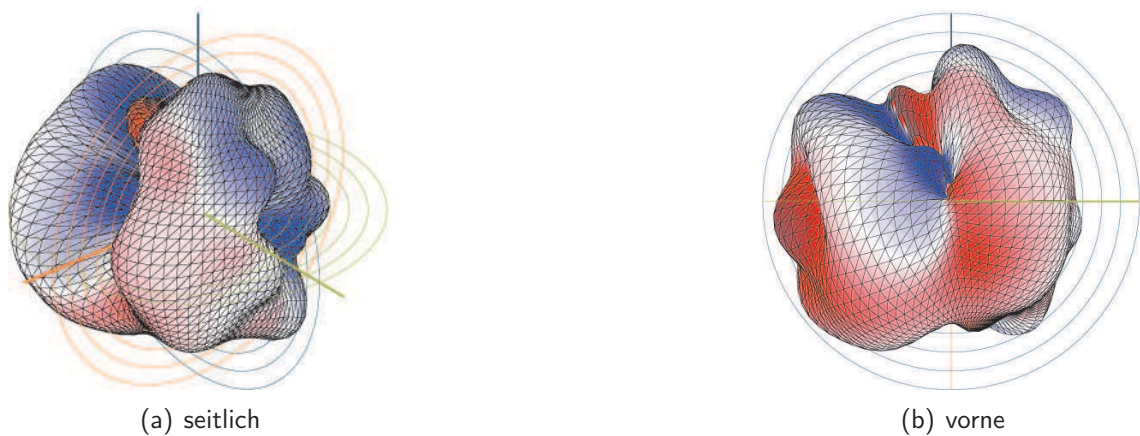


Abbildung 5.26: Anblasloch der Querflöte im Ursprung, $c^{(2)}$ als 2. Teilton von $c^{(1)}$ (533 Hz), in Oktav überblasen, 30 dB-Bereich

5.4 Diskussion

Im Folgenden werden die Messergebnisse mit den Kenntnissen aus [Mey80] verglichen und diskutiert. Bei Jürgen Meyer erfolgten die Messungen in einem reflexionsarmen Raum mit einem Mikrophonabstand von 3,5 m. Genauere Angaben zur Messvorrichtung und Messdurchführung sind nicht vorhanden.

5.4.1 Ergebnisse von Jürgen Meyer

Abbildung 5.27 zeigt den Winkelbereich der Hauptabstrahlung der Flöte mit Spieler. In den Diagrammen ist auf der Abszisse die Frequenz aufgetragen, auf der Ordinate die Richtung, wobei 90° der Instrumentenachse zum offene Ende hin und 0° der senkrechten Richtung nach vorn, also Blickrichtung des Spielers, entspricht. Über dem 3 dB-Diagramm sind die Frequenzbereiche der Teiltöne 1. bis 6. Ordnung für die nicht überblasenen Töne, sowie 1. bis 3. Ordnung für die oktavierenden Töne schematisch dargestellt. Die Felder für die geradzahligen Teiltöne der nicht überblasenen Töne sind stärker umrandet, um einen Gegensatz zu den ungeradzahligen Harmonischen zu erzielen.

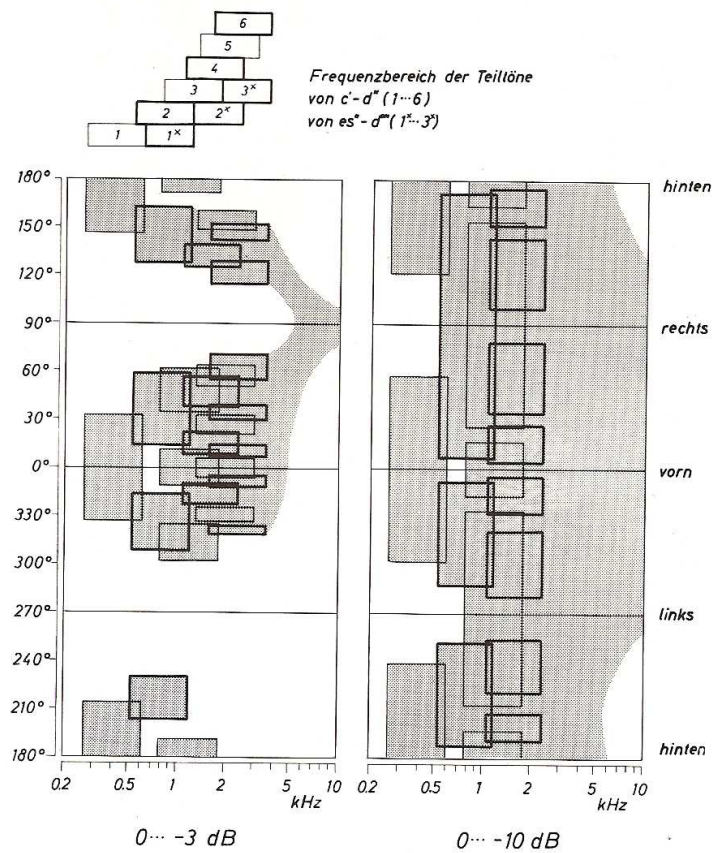


Abbildung 5.27: Winkelbereich der Hauptabstrahlungsgebiete der Flöte (mit Spieler); aus [Mey80]

Das linke Teilbild bildet den 3 dB-Bereich ab. Für die Grundtöne der nicht überblasenen Töne, also dem Frequenzbereich von 260 bis 590 Hz, gibt es zwei Vorzugsgebiete, 0° und 180° . Bei den Oktavtönen, 520 bis 1180 Hz, entstehen vier Vorzugsgebiete. Mit steigender Ordnungszahl wächst dann die Anzahl der Maxima, die als Einzelfelder jedoch immer schmaler werden. Es macht sich auch nach rückwärts und links eine Abschattung durch den Kopf bemerkbar.

Das rechte Teilbild bildet den 10 dB-Bereich ab. Es enthält nur die Felder für die ersten vier Teiltöne, da sich im anschließenden Frequenzbereich keine tieferen Einsenkungen ergeben. Erst oberhalb von 5000 Hz schwächen sich die Amplituden nach hinten hin bis unter die 10 dB-Grenze ab. In 0° -Richtung ist für die geradzahigen Teiltöne eine mehr als 10 dB tiefe Einsenkung vorhanden, während die ungeradzahigen Anteile hier Maxima besitzen. In dieser Richtung können demnach die ungeradzahigen Teiltöne im Spektrum überwiegen, sodass der Klang etwas hohl klingt. Die größte Intensität für die vollständige Reihe der Teiltöne (unterhalb von 5000 Hz) ist etwa seitlich im Gebiet zwischen 20° und 30° sowie in den symmetrisch dazu liegenden Richtungen zu erwarten.

5.4.2 Ergebnisse aus den durchgeführten Messungen im Vergleich

Für die folgenden Abbildungen der Abstrahlcharakteristik wurden die Messungen mit der Position, bei der sich die Mitte der Querflöte im Ursprung der Messvorrichtung befindet, verwendet. Da diese Position nicht dem idealen akustischen Zentrum entspricht, wird dies bei der Auswertung berücksichtigt. Auf die Anwendung des Zentrierungsalgorithmus wurde hier verzichtet, da dies zu keinen wesentlichen Besserungen führt.

Nicht überblasene Töne

Wie auch bei [Mey80] ergibt sich für die Grundtöne der nicht überblasenen Töne eine Vorzugsrichtung in 0° und 180° . Abbildung 5.28(a) zeigt den 3 dB-Bereich exemplarisch am Grundton von des⁽¹⁾(280 Hz). Hier ist nur eine Vorzugsrichtung in 0° erkennbar. In Abbildung 5.28(b) ist der 10 dB-Bereich dargestellt. Hier sind die Vorzugsrichtungen in 0° und 180° erkennbar.

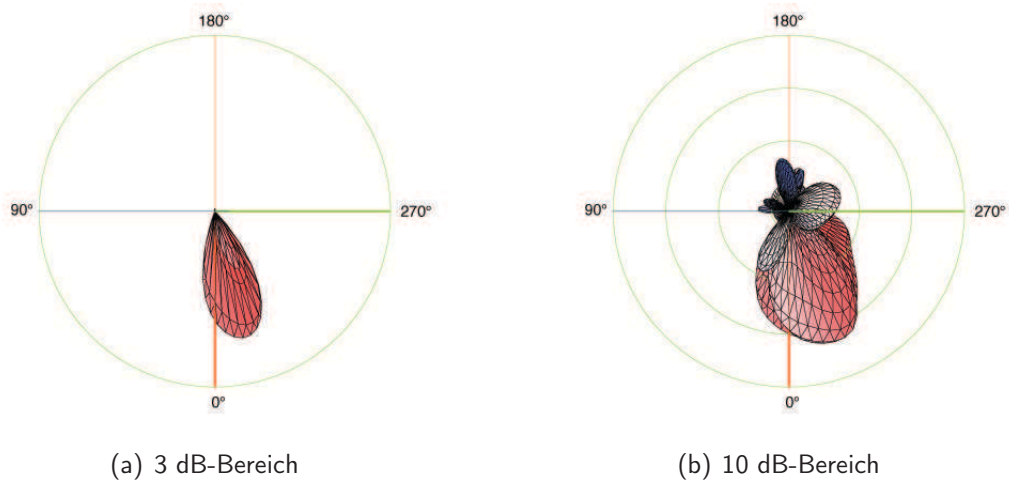


Abbildung 5.28: Mitte der Querflöte im Ursprung, 1. Teilton von $g^{(1)}$ (398 Hz)

In die Oktav überblasene Töne

Abbildung 5.29(a) zeigt den 3 dB-Bereich des Oktavtones $g^{(2)}$, der dem 2. Teilton von $g^{(1)}$, also einer Frequenz von 802 Hz, entspricht. Es sind zwei Vorzugsrichtungen erkennbar, ca. Richtung 30° und 330° . In Abbildung 5.29(b) sieht man dass es, wie bereits bei [Mey80] gezeigt, die vier Vorzugsgebiete gibt.

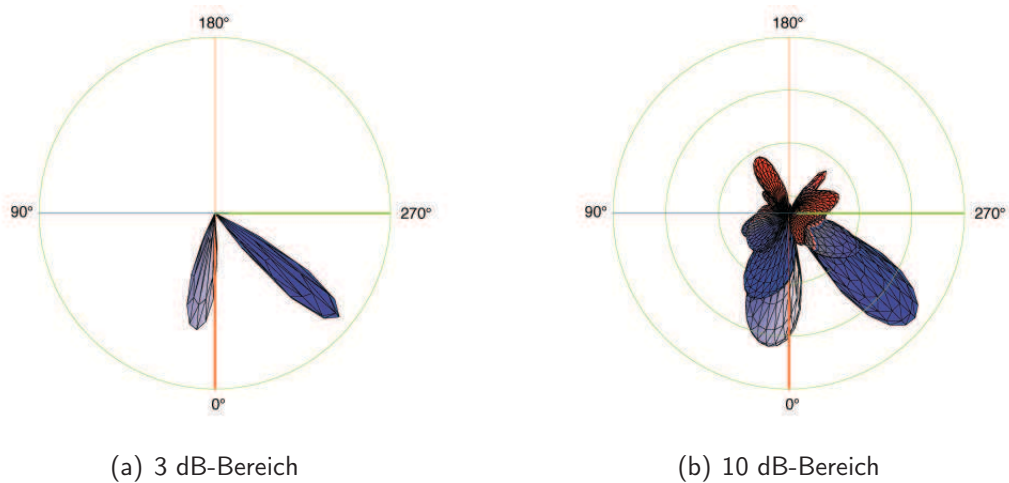


Abbildung 5.29: Mitte der Querflöte im Ursprung, 2. Teilton von $g^{(1)}$ (802 Hz)

Hoher Frequenzbereich

Mit steigender Ordnungszahl steigt auch die Anzahl der Vorzugsgebiete und die Abschattung durch den Kopf wird ersichtlich. Dies wird exemplarisch am 5. Teilton von $g^{(1)}$, einer Frequenz von 2003 Hz, in Abbildung 5.30 dargestellt.

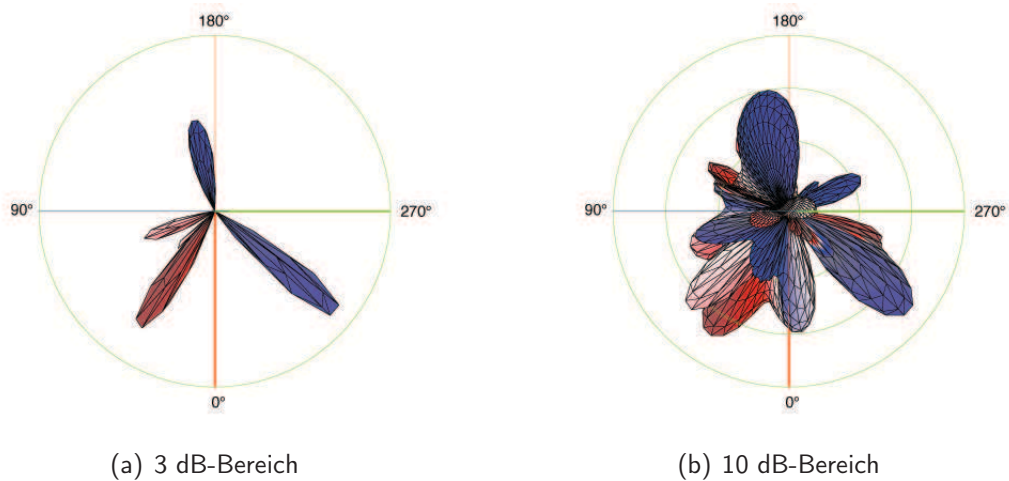


Abbildung 5.30: Mitte der Querflöte im Ursprung, 5. Teilton von $g^{(1)}$ (2003 Hz)

Oberhalb von 5000 Hz ergeben sich für die Abstrahlung Vorzugsgebiete zwischen 310° und 90° . Abbildung 5.31 zeigt dies exemplarisch am 14. Teilton von $a^{(1)}$, einer Frequenz von 6282 Hz.

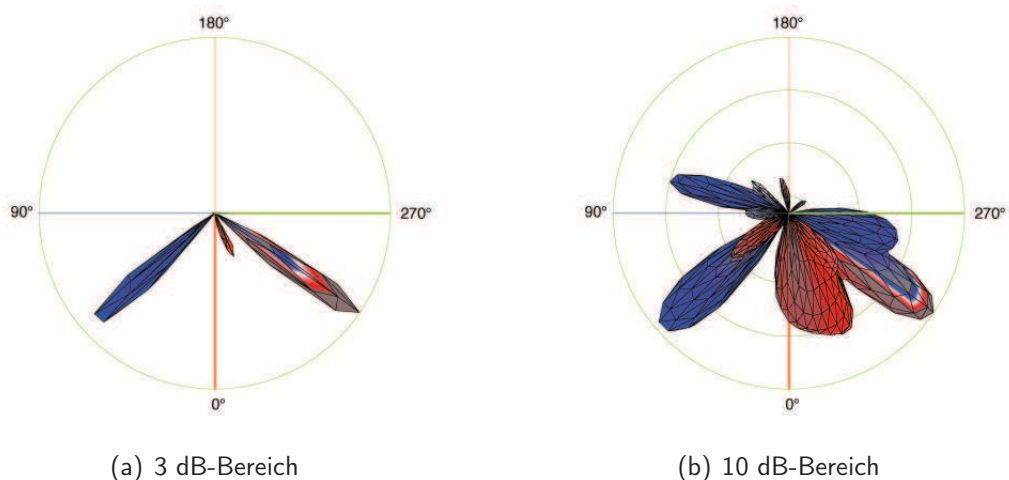


Abbildung 5.31: Mitte der Querflöte im Ursprung, 14. Teilton von $a^{(1)}$ (6282 Hz)

Frequenzspektren

Die Abbildung 5.32 zeigt das Frequenzspektrum in 0° -Richtung. Man sieht, dass bei den Teiltönen niedriger Ordnung die Ungeraden stärker vertreten sind als die Geraden. Hingegen in Richtung 330° überwiegen die geraden Teiltöne, siehe Abbildung 5.33.

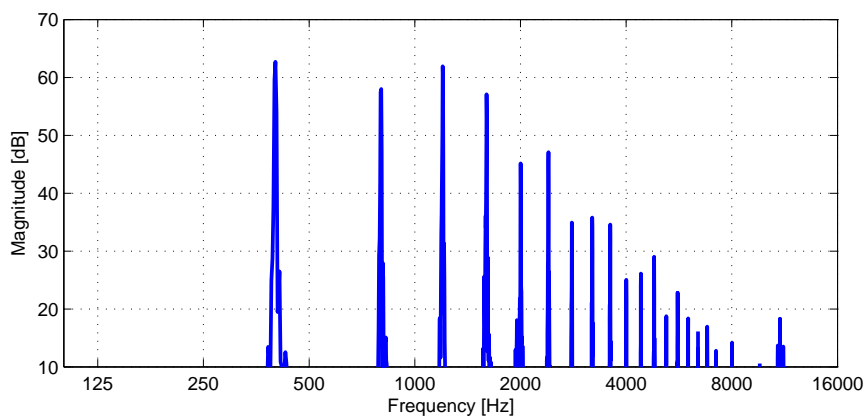


Abbildung 5.32: Frequenzspektrum betrachtet aus ca. 0° -Richtung, $g^{(1)}$ (Grundfrequenz: 398 Hz)

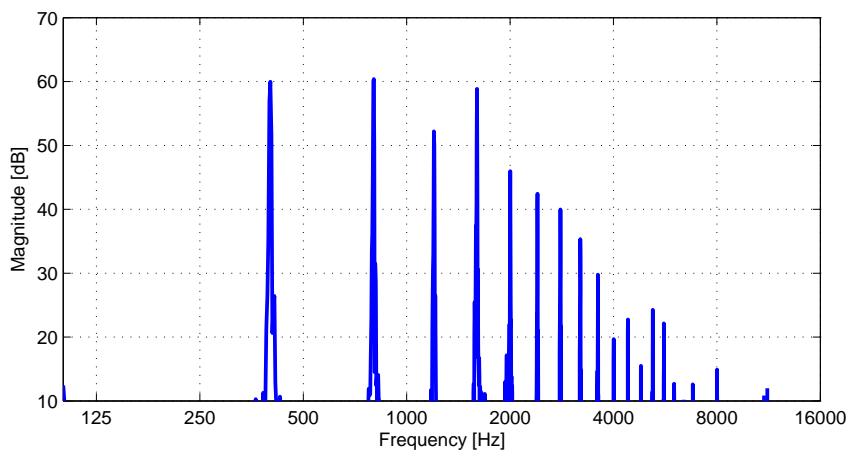


Abbildung 5.33: Frequenzspektrum betrachtet aus ca. 330° -Richtung, $g^{(1)}$ (Grundfrequenz: 398 Hz)

5.4.3 Korrelationsplots

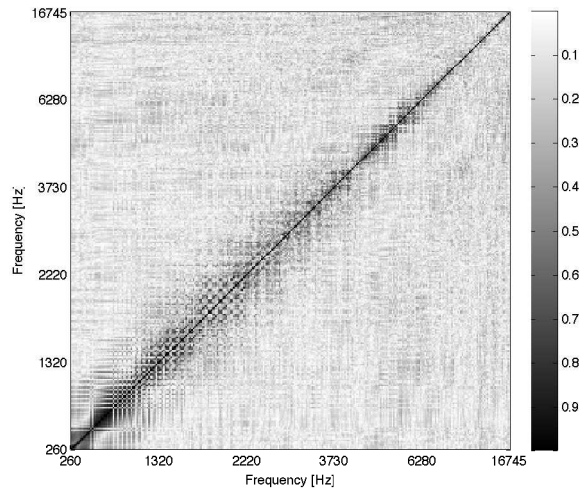


Abbildung 5.34: Frequenzsortierter Korrelationsplot, Tonraum von $c^{(1)}$ bis $c^{(4)}$ für 8 Teiltöne, Mitte der Querflöte im Ursprung

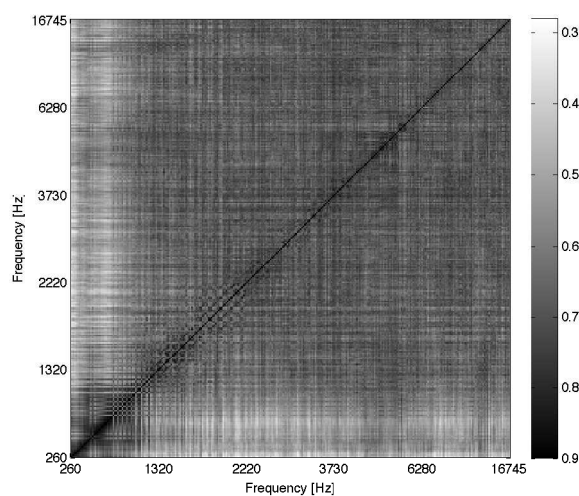


Abbildung 5.35: Frequenzsortierter Betragskorrelationsplot, Tonraum von $c^{(1)}$ bis $c^{(4)}$ für 8 Teiltöne, Mitte der Querflöte im Ursprung

5.5 Mikrofonierung

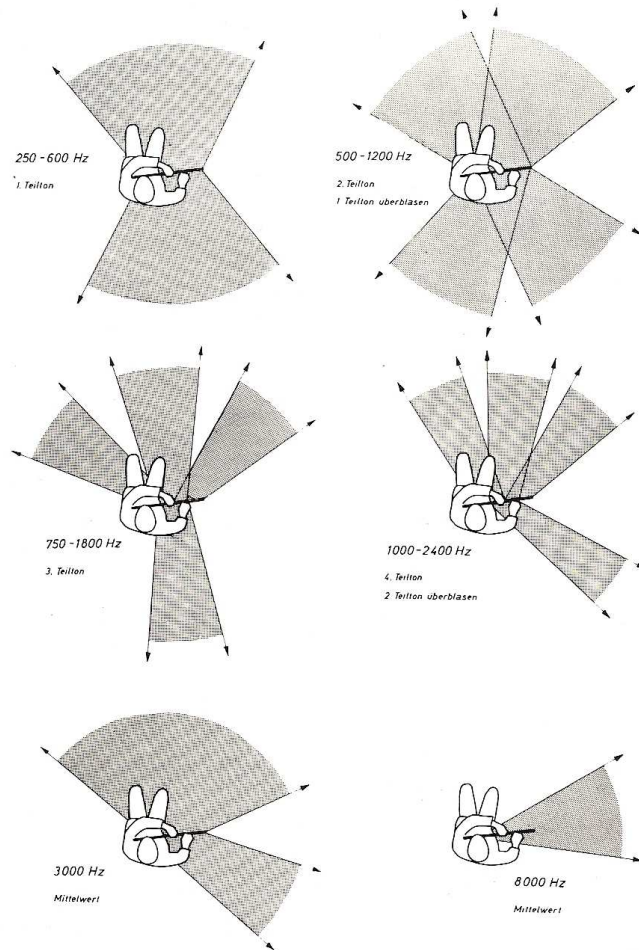


Abbildung 5.36: Hauptabstrahlrichtungen (0...-3 dB) der Querflöte; aus [Mey80]

Die Abbildung 5.36 zeigt in Abhängigkeit von der Frequenz die Hauptabstrahlgebiete der Querflöte (3 dB-Bereich). Als ideale Mikrofonposition für die Querflöte sollte ein Bereich zwischen Blickrichtung des Spielers (0°) und ca. 30° (Richtung offenem Ende) gewählt werden. Für den Frequenzbereich oberhalb von 5000 Hz sollte, falls erwünscht, noch ein zusätzliches Mikrofon in 90° -Richtung positioniert werden.

Kapitel 6

Abstrahlung von Saxofonen

Das Abstrahlungsverhalten von Saxofonen wird in diesem Kapitel anhand zahlreicher Messungen mit dem Kugelmikrofonarray an unterschiedlichen Sopran-, Alt- und Tenorsaxofonen untersucht. Die Auswertung der Messergebnisse konzentriert sich allerdings mehr auf das gerade Sopransaxofon und gibt anschließend einen kurzen Ausblick auf Veränderungen im Abstrahlverhalten bei gebogenen Bauformen. Um die jeweiligen Emissionseigenschaften verstehen zu können, ist zunächst eine Beschreibung der akustischen Funktionsweise dieser Instrumentengattung nötig.

6.1 Akustische Betrachtungen

Grundsätzlich besteht das Saxofon, das Mitte des 19. Jahrhunderts von Adolph Sax entwickelt wurde, aus einem Schwingungsgenerator, dem Mundstück, und einem akustisch angekoppelten Resonator, dem Korpus.

Bei einem Saxofonmundstück werden, wie bei der Klarinette, die Schwingungen von einem einfachen Rohrblatt erzeugt. Diese Oszillation verursacht im Resonator eine schwingende Luftsäule, dessen Länge die Tonhöhe bestimmt. Im Gegensatz zur Klarinette weist der Korpus eine relativ weite, meist kreisförmige Mensur und eine ausgeprägte konische Bohrung auf. Die Korpuserweiterung beträgt zwischen dem Beginn des S-Bogens und dem letzten Tonloch ein Verhältnis von etwa 1 : 5,5.

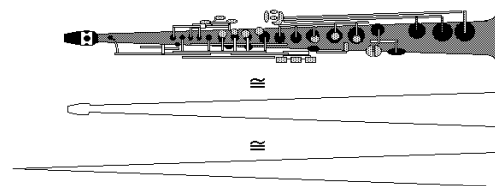


Abbildung 6.1: Abstraktion der Resonatorform mit Spitzenkorrektur bei notiertem Sopransaxofonten b , von [Uni10].

Wie in Abbildung 6.1 ersichtlich entspricht der **Resonator** einem Konus, dessen Spitze ungefähr bei einem Zehntel der Länge abgestumpft und durch das Mundstück ersetzt wurde.

Durch die zunehmende Querschnittserweiterung entlang der Instrumentenachse verringert sich die Amplitudeneinhüllende der stehenden Welle indirekt proportional zum Radius (vgl 6.2). Trotz des gedeckten Pfeifenendes verhält sich somit der konische Saxofonkorpus als $\frac{\lambda}{2}$ -Resonator und überbläst wie eine offene, zylindrische Pfeife in die Oktave.

Für eine exakte mathematische Herleitung diese Phänomens sei auf [TDR91] verwiesen.

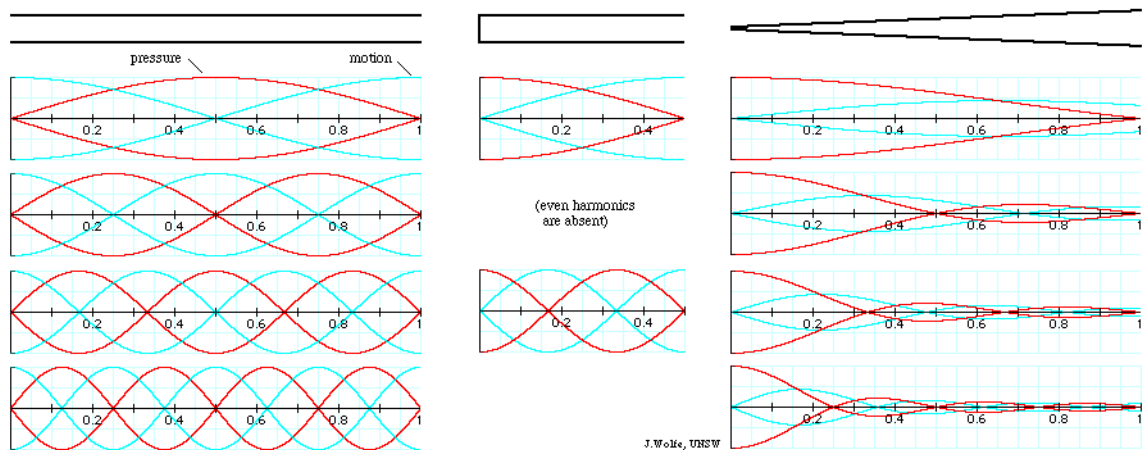


Abbildung 6.2: Schwingungsformen unterschiedlicher Pfeifen bis zur dritten Oberschwingung: offene zylindrische Pfeife (z.B. Flöte), gedeckte zylindrische Pfeife (z.B. Klarinette) und gedeckte konische Pfeife, von [Uni10].

Der Schallbecher, auch Stürze, Schallstück oder Pavillon genannt, führt zuerst den Konus fort, weitet sich jedoch im letzten Drittel sehr stark aus. Hier existieren aber deutliche Unterschiede in der Formgebung zwischen einzelnen Instrumentenbauern. Auch die Beschaffenheit des verwendeten Materials, meist Messingblech, ist ein instrumentenspezifischer Einflussfaktor. So bewirken zum Beispiel dünnwandige Saxofone eine leichte Ansprache aber zugleich eine geringere Schallemission.

Mit einem raffinierten Klappensystem wird die akustisch wirksame Rohrlänge variiert. Je nach Durchmesser und Abstand zum Mundstück unterscheiden sich die Tonlöcher in ihren Eigenschaften. Die meisten Löcher sind linear am Korpus angeordnet und weisen einen entsprechend der konischen Form kontinuierlich zunehmenden Durchmesser auf. An den Öffnungen sind Kamme angebracht, die ein planes Abschließen mit den Klappenpolstern ermöglichen und gleichzeitig die wirksame Rohrlänge leicht beeinflussen. Um den höhenabsorbierenden Einfluss der gepolsterten Klappenoberfläche möglichst gering zu halten, werden Metall- oder Kunststoffplatten auf die für den Schließmechanismus unnötige Polsterfläche fixiert. Diese Platten werden für gewöhnlich als Resonatorplatten bezeichnet, obwohl sie eigentlich nur als Reflektoren dienen.

Bei tiefen Frequenzen bewirkt eine geöffnete Klappe das Abschneiden der schwingenden Luftsäule in der Nähe des Öffnungspunktes, der einen akustischen Kurzschluss darstellt. Eine **Schallabstrahlung** von Tonlöchern erfolgt nur, wenn die Schallwelle in der Lage ist, die Luftmasse im Kamin, in Abbildung 6.3 punktiert dargestellt, zu beschleunigen. Mit steigender Frequenz verringert sich das Zeitintervall der halben Periodendauer, innerhalb welcher diese Trägheit überwunden werden muss. Das heißt ab einer bestimmten Frequenz, die in weiterer Folge als **akustische Grenzfrequenz** bezeichnet wird, ist die akustische Anpassung durch das Tonloch so schlecht, dass die Luftsäule über die Öffnung hinaus schwingt und somit auch keine Schallemission an diesem Punkt statt findet.

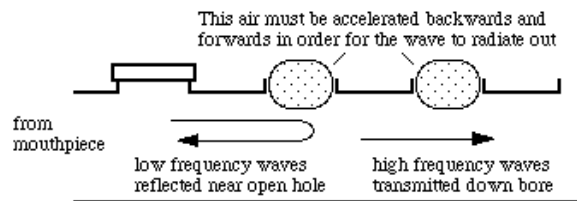


Abbildung 6.3: Verhalten der schwingenden Luftsäule in Abhängigkeit der akustischen Grenzfrequenz, von [Uni10].

Eine eindeutige Angabe dieser Grenzfrequenz ist zwar aufgrund des fließenden Übergangs schwierig, laut [Uni10] ergeben sich allerdings Richtwerte von zum Beispiel 1,3kHz für Sopransaxofone oder 800Hz für Tenorsaxofone.

Unterhalb der Grenzfrequenz stellt jedes akustisch wirksame Tonloch eine Punktquelle dar, dessen Betrag und Phasenlage von der im Resonator schwingenden Luftsäule bestimmt wird. Je nach Registerlage treten nach [TDR91] unterschiedliche Gruppenstrahlereffekte zum Vorschein. Im ersten Register (bis zum notierten *cis*⁽²⁾) sind alle Punktquellen in Phase und somit resultiert vergleichbar mit Abbildung 6.4(a) konstruktive Interferenz normal zur Instrumentenachse. Für alle Töne ab dem zweiten Register beziehungsweise auch für die Obertöne des ersten Registers strahlen die Punktquellen mit unterschiedlichen Phasenlagen ab, wodurch sich trichterförmige Vorzugsrichtungen (vgl. 6.4(b)) um die Instrumentenachse ausbilden. Der Neigungswinkel θ^* verringert sich hierbei mit zunehmender Frequenz.

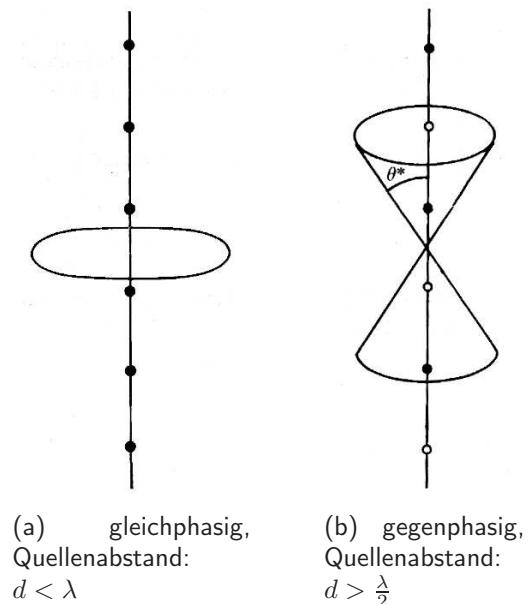


Abbildung 6.4: Gruppenstrahlereffekte von linearen Punktquellenarrays, aus [TDR91].

Diese idealisierten Gruppenstrahlereffekte können jedoch nur approximativ auf das Abstrahlverhalten von Saxofonen übertragen werden, da die Tonlöcher in Realität weder echte Punktquellen darstellen noch mit gleicher Intensität abstrahlen.

Eine zweite Gruppe von Tonlöchern mit wesentlich geringeren Öffnungsradien unterstützen an deren Position eine Knotenbildung und erleichtern somit das Überblasen. Hierzu gehören die beiden Oktavlöcher sowie die fünf obersten Tonlöcher am Korpus, die für die Erzeugung der notierten Töne $d^{(3)} - fis^{(3)}$ verwendet werden.

Die Beschränkung auf nur zwei Oktavlöcher stellt eine Kompromisslösung dar, die eine unnötig komplizierte Konstruktion mit Oktavlöchern für alle zwölf Halbtöne eines Registers vermeidet.

Eine fest definierte Bezeichnung der einzelnen Tonlöcher existiert nicht, es werden aber meist, wie in folgender Abbildung 6.5 dargestellt, die Tonlöcher und Klappen nach dem Ton benannt, der bei geöffneter Klappe erklingt.

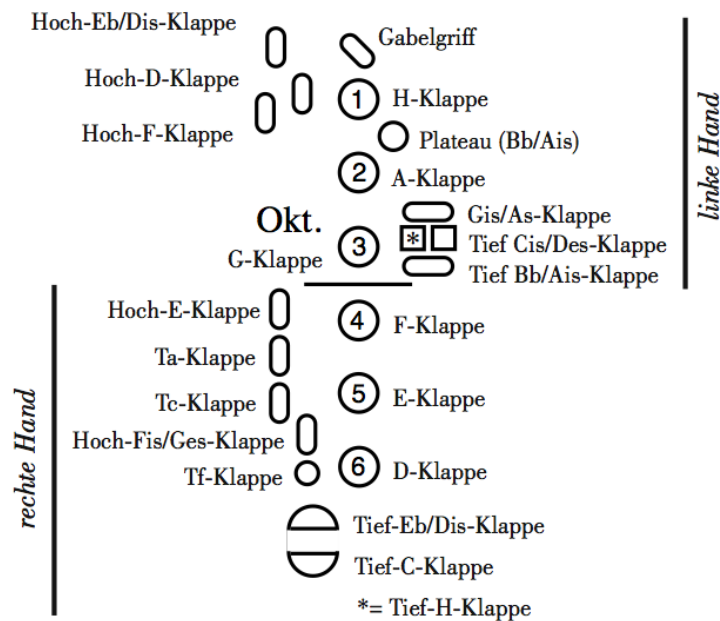
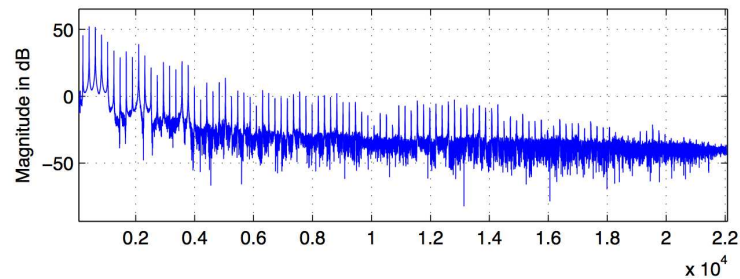
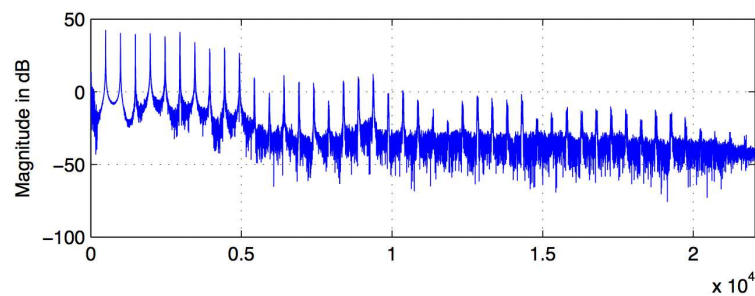


Abbildung 6.5: Klappen- bzw. Tonlochbezeichnung bei Saxofonen, aus [Not05].

Bezüglich dem **Klangspektrum** werden aufgrund der zuvor erwähnten akustischen Äquivalenz zur offenen zylindrischen Pfeife alle harmonischen Teiltöne erzeugt. Eine Dominanz der unteren Partialtöne ist jedoch deutlich erkennbar. Zudem verringert sich mit steigendem Grundton die Anzahl der Obertöne, da das Verhältnis von Wellenlänge zu Gesamtröhrlänge zunehmend kleiner wird (vgl. 6.6).



(a) Grundton: *b* (notiert)



(b) Grundton: *cis*⁽²⁾ (notiert)

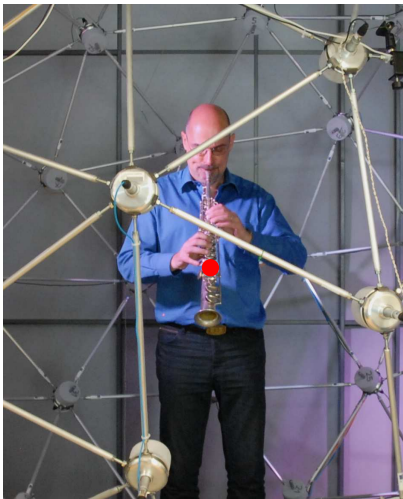
Abbildung 6.6: Frequenzgang von zwei nicht überblasenen Sopransaxofontönen mit stark unterschiedlichen Griffen (bei *b* sind alle Klappen geschlossen und bei *cis*⁽²⁾ alle vorderen, in Abb. 6.5 bezifferten Klappen geöffnet).

Neben diesen allgemeinen Tendenzen existiert noch eine Vielzahl an instrumenten- und instrumentalistspezifischen Einflussfaktoren auf die Klangfarbe, wie zum Beispiel die Mundhöhle des Saxophonisten, die als Resonanzraum fungiert, die Beschaffenheit des Mundstücks, das verwendete Rohrblatt, die Aufgangshöhe der Klappen und vieles mehr. Diese Binnendifferenzierungen sollen aber hier nicht näher ausgeführt werden, da das Klangspektrum das Abstrahlverhalten aufgrund dessen Frequenzabhängigkeit zwar beeinflusst, aber nicht direkt Gegenstand der Untersuchung darstellt. Für nähere Betrachtungen zu diesem Thema sei auf [KV87] oder die Website der [Uni10] verwiesen.

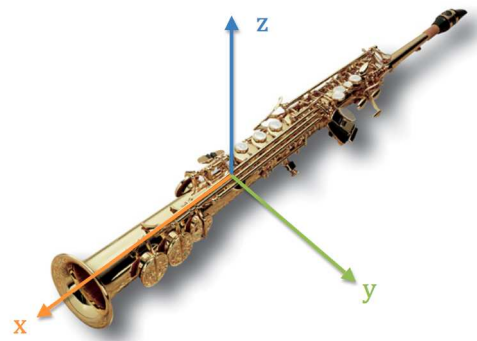
6.2 Abstrahlverhalten von geraden Sopransaxofonen

Die nun folgende Auswertung der Messergebnisse behandelt detailliert das Abstrahlverhalten von Sopransaxofonen in B mit gerader Bauform, da hier die Bezüge zu den theoretischen Ausführungen des vorherigen Kapitels 6.1 am besten sichtbar sind. Außerdem befindet sich die Sopranlage zumindest ab dem zweiten Register im gültigen Messbereich über 500Hz (vgl. Absorberkennwerte im Anhang A.2).

Als Beispiel für ein gerades Sopransaxofon wurde ein Selmer Mark VI (SNr: 291097) vermessen. Wie in Abbildung 6.7(a) wurde bei der Messung die D-Klappe als akustisches Zentrum angenommen und somit im Mittelpunkt des Kugelmikrofonarrays positioniert. Um rotationssymmetrische Abstrahlungseigenschaften bezüglich der Instrumentenachse besser erkennen zu können, wird das Koordinatensystem an diese Achse angepasst (vgl. Abbildung 6.7(b)).



(a) Prof. Heinrich von Kalnein mit seinem MarkVI Sopransaxofon; der rote Punkt entspricht dem Zentrum des Kugelmikrofonarrays



(b) Richtungsdefinition für das Sopransaxofon

Abbildung 6.7: Messsituation für das gerade Sopransaxofon.

Da die Lage der produzierten Frequenzen in Bezug auf die akustische Grenzfrequenz einen großen Einfluss auf die physikalischen Vorgänge im Instrument hat, soll zuerst untersucht werden, wo sich diese Frequenz befindet. Zu diesem Zweck wurde nach Gleichung 3.12 eine betragsmäßige Abstrahlungskorrelation über den gesamten Ambitus des Sopransaxofons erstellt, denn die akustische Fehlanpassung der Tonlöcher äußert sich in erster Linie im Bündelungsverhalten des Strahlers.

Abbildung 6.8 zeigt, dass im tiefen Frequenzbereich die räumliche Ausprägung der Bündelungsbereiche stark variiert. Ab einer bestimmten Frequenz bleibt der Grauwert im Diagramm relativ konstant. Das bedeutet, dass ab dieser Grenze, welche die akustische Grenzfrequenz darstellt, eine allgemeine Vorzugsrichtung in Bezug auf das Abstrahlverhalten existiert.

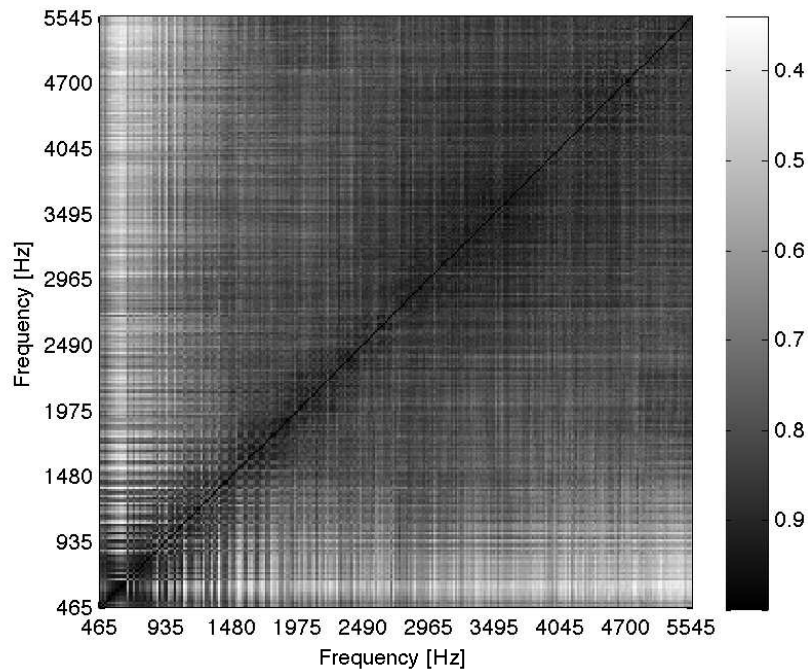


Abbildung 6.8: Betragsmäßige Abstrahlungskorrelation des geraden Sopransaxofons, chromatische Tonleiter von a bis $d^{(3)}$, frequenzsortierte Analyse der ersten 16 Teiltöne ohne akustische Zentrierung

Die akustische Grenzfrequenz des vermessenen Sopransaxofons befindet sich demnach bei etwa 1450Hz und liegt somit geringfügig über den Angaben von [Uni10].

Es werden nun zwei Frequenzen analysiert, die sich unterhalb dieser Grenze befinden und folglich ausgeprägte Gruppenstrahlereffekte auftreten sollten. Die erste Analysefrequenz liegt bei 694Hz und tritt als zweiter Teilton von $f^{(1)}$ auf.

Um trotz obiger Anpassung des Koordinatensystems an die Instrumentenachse den Bezug zur gewöhnlichen Orientierung im Raum nicht zu verlieren, wird bei den folgenden Abstrahlungsmustern in der Schräg- und Seitenansicht der Neigungswinkel von $\alpha_0 = -41^\circ$ des Instrumentes bezüglich der Horizontalen durch den Elevationswinkel $\vartheta = -\alpha_0$ ausgeglichen.

In der Frontalansicht liegt der Betrachtungspunkt hingegen genau auf der Instrumentenachse und man blickt im übertragenen Sinne direkt in die Stürze des Sopransaxofons. Außerdem sei angemerkt, dass für die Berechnung der folgenden Abstrahlungsmuster

der Zentrierungsalgorithmus angewendet wurde, weil dadurch mit nur geringfügiger Anpassung des akustischen Zentrums (vgl. 6.18) zum Teil wesentlich aussagekräftigere Ergebnisse erreicht werden konnten. Da die Auswirkungen der akustischen Zentrierung auf die Abstrahlungsmuster im hohen Frequenzbereich deutlicher in Erscheinung treten, wird ein exemplarischer Vergleich erst bei dem letzten Beispiel 6.16 dieser Ergebnispräsentation angeführt.

Die Abbildungen 6.9 lassen eine relativ gleichphasige Vorzugsrichtung normal zur Instrumentenachse, also auf der y - z -Ebene, erkennen. Der in [TDR91] beschriebene Gruppenstrahlereffekt von gleichphasigen Punktquellen (vgl. Abbildung 6.4(a)) ist erkennbar, jedoch entsprechen die Tonlöcher keinen omnidirektionalen Quellen und strahlen aufgrund ihrer Position auf der Oberfläche des Instrumentes auch bevorzugt in diese Richtung ab.

Es sei aber darauf hingewiesen, dass Rossing und Fletcher ([TDR91]) diesen Effekt eigentlich nur dem ersten Register von Holzblasinstrumenten zuordnen. Wie sich jedoch hier zeigt, kann aufgrund der geringen Distanz zwischen den Öffnungen auch im zweiten Register beziehungsweise für den zweiten Teilton des ersten Registers noch von annähernd gleichphasigen Einzelquellen ausgegangen werden.

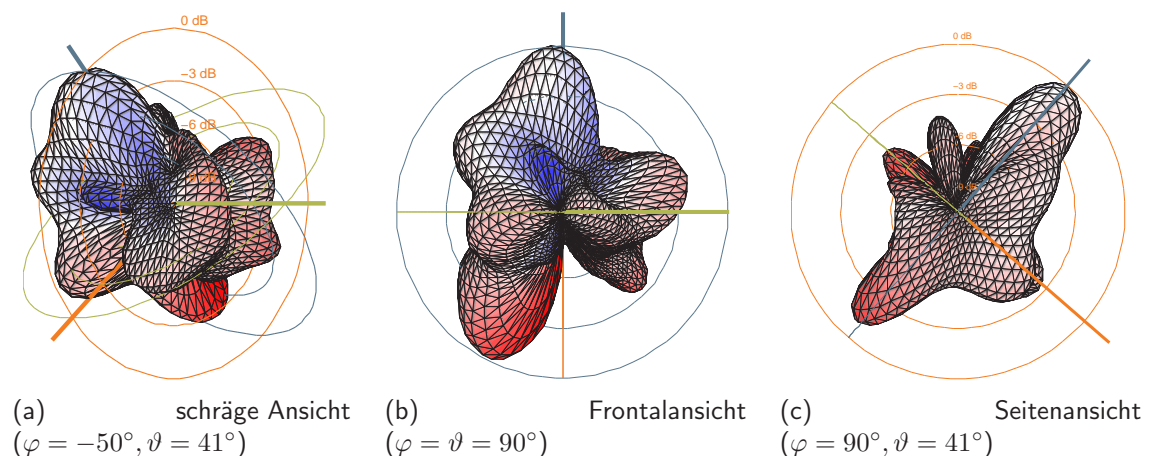


Abbildung 6.9: Abstrahlungsmuster eines geraden Sopransaxofons mit 10dB Dynamikbegrenzung, 2. Teilton von $f^{(1)}$ (notiert: $g^{(1)}$), Analysefrequenz: 694Hz, mit Zentrierungsalgorithmus (Verschiebung um $\|d\| = 5,9\text{cm}$).

Bei den folgenden Abstrahlungsmustern 6.10 wird eine ähnliche Frequenz von 700Hz analysiert. Erzeugt wird diese Schwingung als Grundton von $f^{(2)}$. Im Griffbild verändert sich hier im Vergleich zum $f^{(1)}$ nur die Betätigung der Oktavklappe.

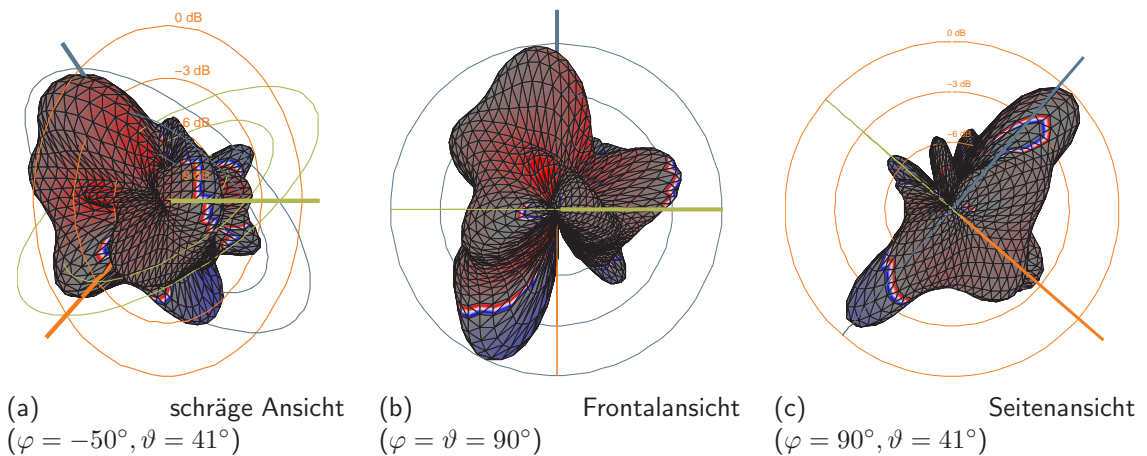


Abbildung 6.10: Abstrahlungsmuster eines geraden Sopransaxofons mit 10dB Dynamikbegrenzung, 1. Teilton von $f^{(2)}$ (notiert: $g^{(2)}$), Analysefrequenz: 700Hz, mit Zentrierungsalgorithmus ($\|d\| = 5,3\text{cm}$).

Die Äquivalenz der Diagramme 6.9 und 6.10 beweist, dass das Oktavloch aufgrund des geringen Durchmessers keinen Einfluss auf das Abstrahlverhalten nimmt, jedoch durch die in 6.1 angesprochene Kompromisslösung die Tonfrequenz etwas beeinflusst.

Der zweite Teilton dieses Klanges besitzt eine Frequenz von 1400Hz und weist markante Unterschiede zum Grundton auf:

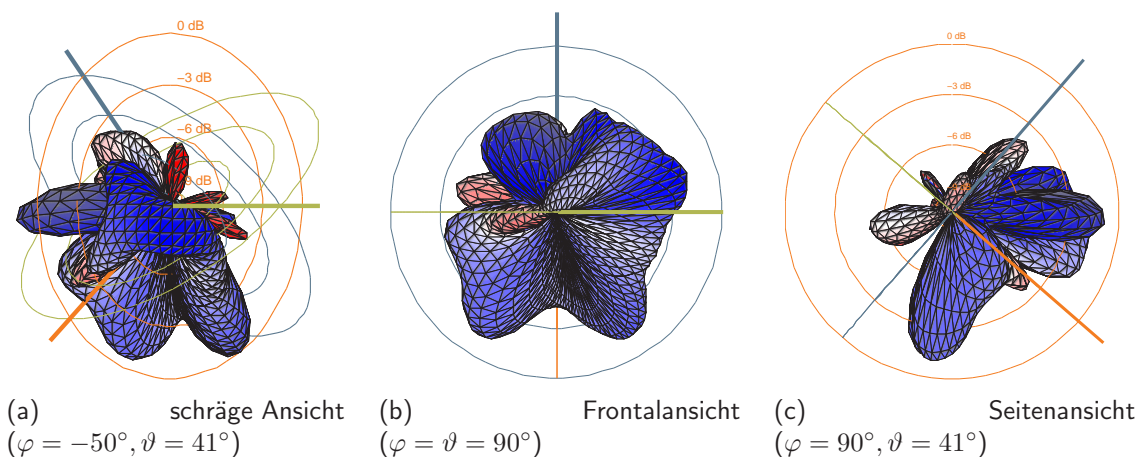


Abbildung 6.11: Abstrahlungsmuster eines geraden Sopransaxofons mit 10dB Dynamikbegrenzung, 2. Teilton von $f^{(2)}$ (notiert: $g^{(2)}$), Analysefrequenz: 1400Hz, mit Zentrierungsalgorithmus ($\|d\| = 2,5\text{cm}$).

Vergleichbar mit Abbildung 6.4(b) bildet sich hier ein leicht trichter- oder schalenförmiges Abstrahlverhalten um die Instrumentenachse aus, wobei wesentlich mehr Schallenergie in den vorderen als in den hinteren Halbraum abgestrahlt wird. Außerdem ist ein gegenphasiges Schwingungsverhalten zwischen den beiden Halbräumen zu erkennen.

Eine ähnliche Schwingungsfrequenz von 1389Hz ergibt sich als dritter Teilton eines klingenden $b^{(1)}$. Zur Erzeugung dieses Tones wird nur die A-Klappe (vgl. 6.5) betätigt. Ähnlich wie bei dem zuvor untersuchten Ton $f^{(2)}$ steht also zur Schallabstrahlung eine Reihe von offenen Tonlöchern zur Verfügung.

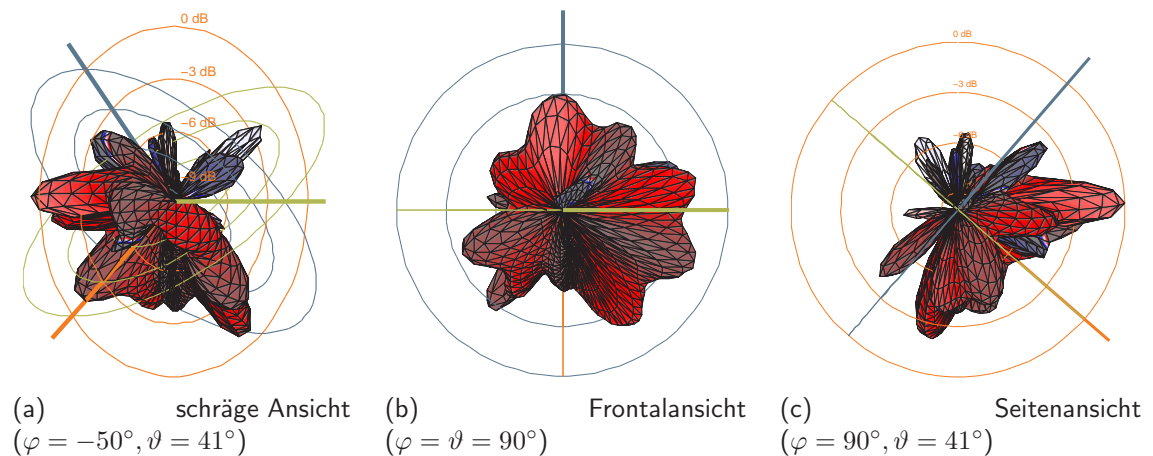


Abbildung 6.12: Abstrahlungsmuster eines geraden Sopransaxofons mit 10dB Dynamikbegrenzung, 3. Teilton von $b^{(1)}$ (notiert: $c^{(2)}$), Analysefrequenz: 1389Hz, mit Zentrierungsalgorithmus ($\|d\| = 9,5\text{cm}$).

Man erkennt im Vergleich von 6.12 zu 6.11, dass die beiden Abstrahlungsmuster nur minimale Unterschiede aufweisen. Diese leichte Abweichung erscheint durchaus plausibel, wenn man bedenkt, dass sich bei $b^{(1)}$ das mittlere Abstrahlungszentrum auf der Instrumentenachse näher am Tongenerator befindet. Somit wird der Reflexionseinfluss durch den Instrumentalisten verstärkt und ein etwas diffuseres Abstrahlungsmuster erzeugt.

Setzt man das Abstrahlverhalten wieder in Bezug zu einem Grundton der eine Oktave tiefer liegt, also in diesem Fall das kleine b , tritt ein vollkommen anderes Bündelungsverhalten auf.

Der Unterschied zu dem vorherigen Beispiel bei 700Hz besteht darin, dass bezüglich der Griffkonstellation nicht nur die Oktavklappe verändert wird, sondern statt der einzelnen A-Klappe bei $b^{(1)}$ alle Tonlöcher bis zur Tief-C-Klappe geschlossen werden. Demnach bleiben neben der Stürze nur noch zwei offene Tonlöcher (Tief-H und Tief-B) übrig, die sich aus der Blickrichtung des Instrumentalisten halb links auf der Oberseite des Resonators befinden. Dieser seitliche Versatz ist auch in Abbildung 6.13(b) zu beobachten. Der Schallbecher stellt die größte Öffnung dar und strahlt demnach auch am meisten Schallenergie ab (vgl. 6.13(c)). Eine Ausbildung von Gruppenstrahlereffekten ist aufgrund der geringen Quellenzahl nicht möglich.

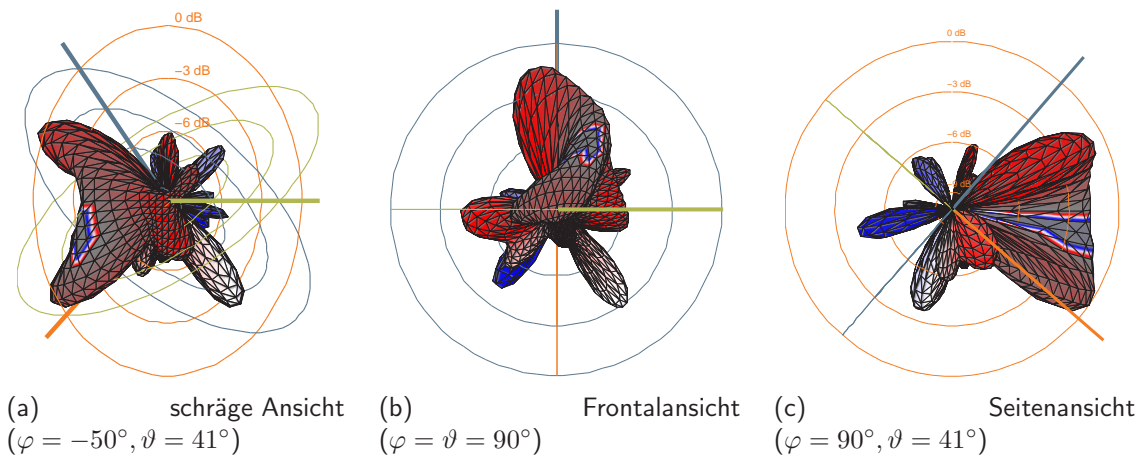


Abbildung 6.13: Abstrahlungsmuster eines geraden Sopransaxofons mit 10dB Dynamikbegrenzung, 6. Teilton von b (notiert: $c^{(1)}$), Analysefrequenz: 1389Hz, mit Zentrierungsalgorithmus ($\|d\| = 19,0\text{cm}$).

Oberhalb der akustischen Grenzfrequenz ist aus theoretischer Sicht die Anpassung der Tonlöcher zunehmend schlechter, was ein Weiterschwingen der Luftsäule über das offene Tonloch hinaus verursacht und somit eine zunehmende Bündelung in Richtung Schallbecher auftreten sollte.

Um dieses Verhalten zu überprüfen werden in weiterer Folge wieder drei Frequenzen in aufsteigender Reihenfolge analysiert, die zudem deutliche Gegensätze in Bezug auf die verwendete Griffkonstellation aufweisen.

Die erste Analysefrequenz befindet sich bei 2099Hz und erscheint als dritter Teilton von $f^{(2)}$.

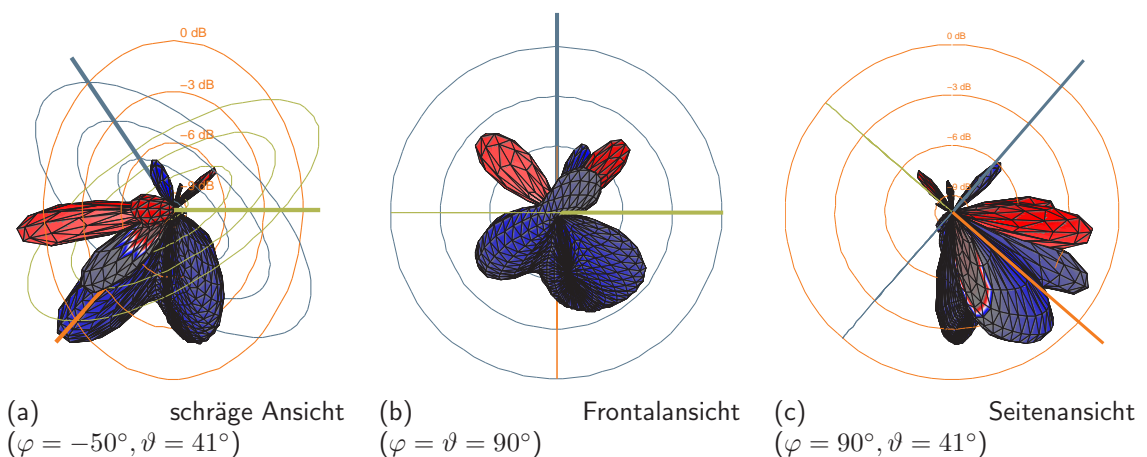


Abbildung 6.14: Abstrahlungsmuster eines geraden Sopransaxofons mit 10dB Dynamikbegrenzung, 3. Teilton von $f^{(2)}$ (notiert: $g^{(2)}$), Analysefrequenz: 2099Hz, mit Zentrierungsalgorithmus ($\|d\| = 4,2\text{cm}$).

Abbildung 6.14(c) zeigt, dass sich bei einer halboffenen Griffkonstellation zwar eine deutliche Bündelung in Richtung der Instrumentenachse ausbildet, die Stürze selbst aber noch keinen ausgeprägten Abstrahlungspunkt darstellt. Das heißt die Luftsäule schwingt in diesem Frequenzbereich, knapp über der akustischen Grenzfrequenz, noch nicht über die ganze Resonatorlänge.

Außerdem erkennt man in diesem Frequenzbereich zum ersten mal intensive Keulen mit gegensinniger Phasenlage und räumlich ähnlicher Orientierung, was im Bereich der Sphärischen Harmonischen einem vermehrten Auftreten höherer Ordnungen entspricht.

Das klingende $c^{(3)}$ befindet sich beim Sopransaxofon in der dritten Lage und wird mit einem sehr offenen Griff unter Betätigung der Hoch-D-Klappe hervorgerufen. Von diesem Klang soll nun der sechste Teilton analysiert werden, der eine Frequenz von 6358Hz aufweist.

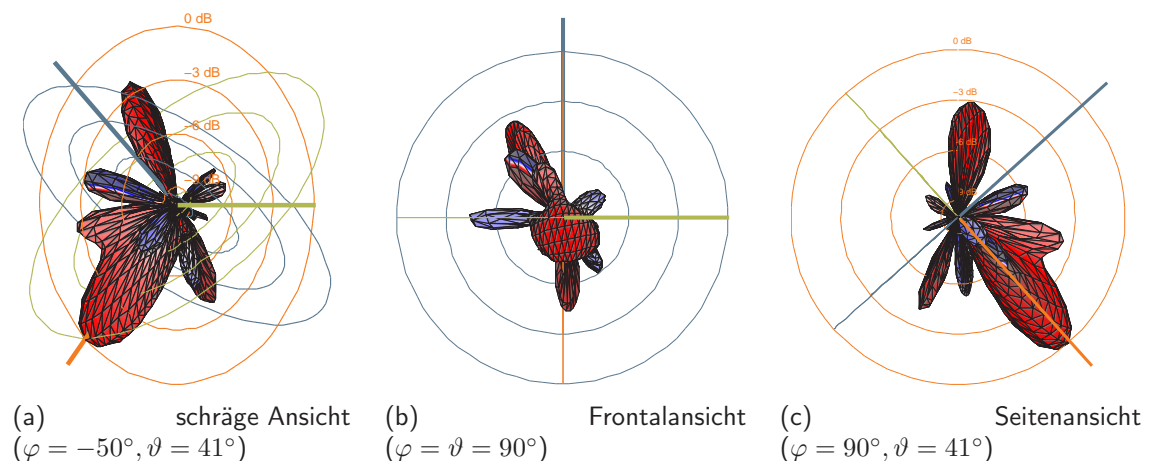


Abbildung 6.15: Abstrahlungsmuster eines geraden Sopransaxofons mit 10dB Dynamikbegrenzung, 6. Teilton von $c^{(3)}$ (notiert: $d^{(3)}$), Analysefrequenz: 6358Hz, mit Zentrierungsalgorithmus ($\|d\| = 2,4\text{cm}$).

Bei diesem Abstrahlungsmuster (vgl. 6.15(c)) orientiert sich die Vorzugsrichtung klar an der Instrumentenachse, wobei sich aufgrund der sehr offenen Korpusstruktur gleichzeitig eine leicht diffuse Schallabstrahlung ausbildet.

Würde man bei gleicher Frequenz eine geschlosseneres Griffbild untersuchen, wäre diese Diffusität weit weniger ausgeprägt.

Extreme Schallbündelung Richtung Stürze, wie in Abbildung 6.16 dargestellt, ist aber auch bei relativ geschlossenen Griffkonstellationen wie bei $c^{(2)}$ erst in einem etwas höheren Frequenzbereich (ab 8000Hz) feststellbar.

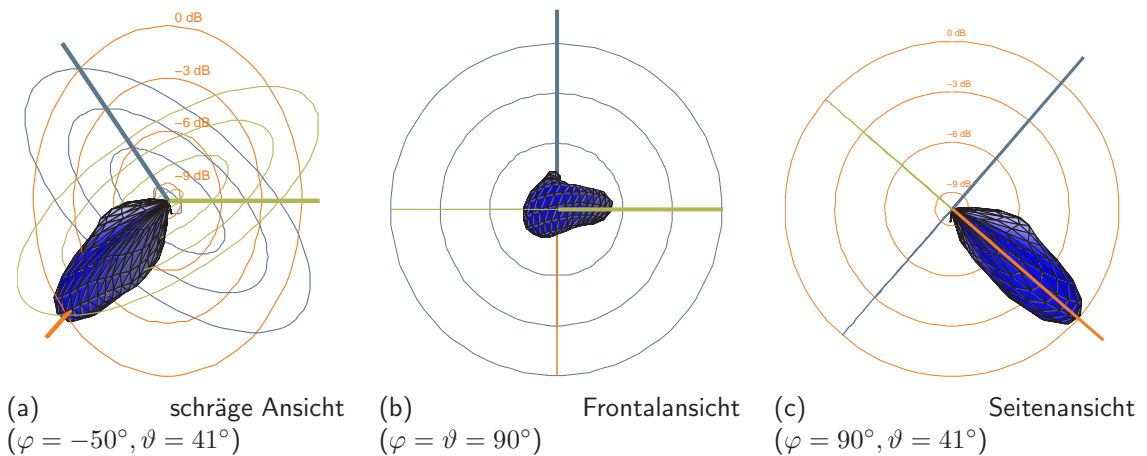


Abbildung 6.16: Abstrahlungsmuster eines geraden Sopransaxofons mit 10dB Dynamikbegrenzung, 16. Teilton von $c^{(2)}$ (notiert: $d^{(2)}$), Analysefrequenz: 8414Hz, mit Zentrierungsalgorithmus ($\|d\| = 2,5\text{cm}$).

Die folgende Abbildung 6.17 zeigt noch einmal ein Abstrahlungsmuster des selben Teiltons. Bei der Berechnung wurde exakt das gleiche Datenmaterial verwendet, jedoch diesmal ohne akustischer Zentrierung.

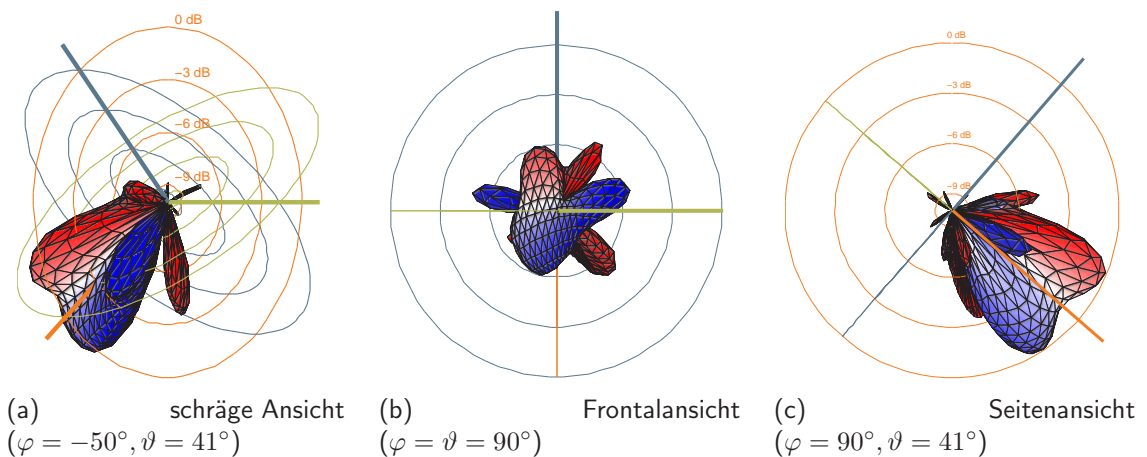


Abbildung 6.17: Abstrahlungsmuster eines geraden Sopransaxofons mit 10dB Dynamikbegrenzung, 16. Teilton von $c^{(2)}$ (notiert: $d^{(2)}$), Analysefrequenz: 8414Hz, **ohne** Zentrierungsalgorithmus.

Das unzentrierte Abstrahlungsmuster 6.17 zeigt mehrere gegenphasige Keulen und weist somit eine wesentlich höhere Komplexität auf als sein zentriertes Analogon. Das Abstrahlungsmuster 6.16 stimmt außerdem mit den theoretischen Überlegungen besser überein.

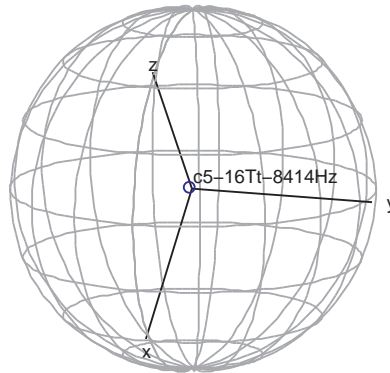


Abbildung 6.18: Durch Zentrierungsalgorithmus analysierte Lage des akustischen Zentrums; graues Gitter symbolisiert die Ausmaße des Kugelmikrofonarrays.

Das Diagramm 6.18 stellt die analysierte Lage des akustischen Zentrums im Kugelmikrofonarray dar. Der Punkt befindet sich sehr nahe am Ursprung des Koordinatensystems. Die Norm des Verschiebvektors beträgt nur 2,5cm und entspricht somit weniger als die Hälfte der zulässigen Grenze ($1,53c/f = 6,2\text{cm}$, vgl.4.2.3).

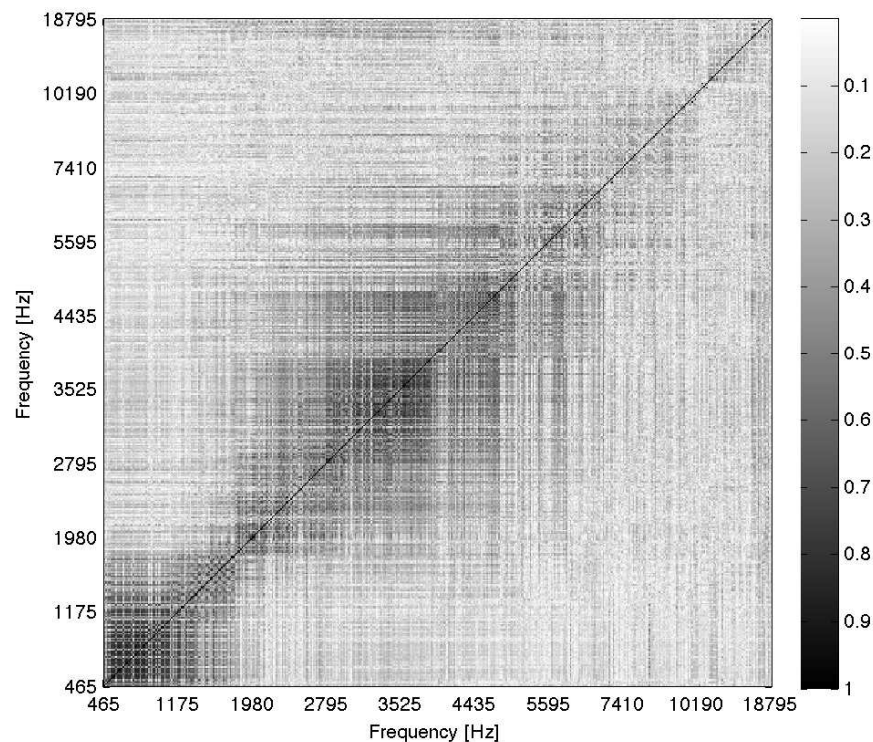


Abbildung 6.19: Abstrahlungskorrelation des geraden Sopransaxofons, chromatische Tonleiter von a bis $d^{(3)}$, frequenzsortierte Analyse der ersten 16 Teiltöne, mit Zentrierungsalgorithmus

Das Abstrahlungskorrelationsdiagramm 6.19 fasst die untersuchten Ergebnisse noch einmal zusammen.

Unterhalb der akustischen Grenzfrequenz strahlt das Sopransaxofon sehr gleichphasig ab, weshalb in diesem Bereich tendenziell höhere Korrelationswerte erreicht werden. Wie mit dem Beispiel 6.13 bei 1389Hz gezeigt, verursachen bestimmte Griffkonstellationen starke Veränderungen im Abstrahlungsmuster, da keine Gruppenstrahlereffekte mehr auftreten können oder zumindest nur in abgeschwächter Form in Erscheinung treten. Welche Griffbilder hierbei besonders betroffen sind, wird etwas später anhand einem teiltonsortierten Korrelationsdiagramm gezeigt. In obigem Diagramm äußern sich diese Eigenheiten bereits durch ausgeprägte Dekorrelationslinien im tiefen Frequenzbereich und erzeugen ein karoförmiges Muster.

Über der Grenzfrequenz wird die Abstrahlung meist zunehmend in Richtung Instrumentenachse gebündelt. Bezüglich der räumlichen Orientierung dieser Bündelungseigenschaften ergeben sich somit hohe Übereinstimmungen (vgl. 6.8). Es treten jedoch gleichzeitig starke Phasenunterschiede auf, die mit ansteigender Frequenz vermehrt destruktive Interferenzen hervorrufen.

Die Auswirkungen des Zentrierungsalgorithmuses im tieferen Frequenzbereich erkennt man in den Abstrahlungskorrelationen besser als in konkreten Abstrahlungsmustern. In Abbildung 6.20 werden deshalb die Korrelationsdiagramme mit und ohne akustischer Zentrierung direkt gegenübergestellt.

Auffallend ist in dem Diagramm 6.20(b) das schachbrettähnliche Muster, das durch den Algorithmus behoben werden kann. Ausgenommen von den zuvor erläuterten Dekorrelationslinien ist also durch die Zentrierung kontinuierlicheres Abstrahlverhalten analysierbar.

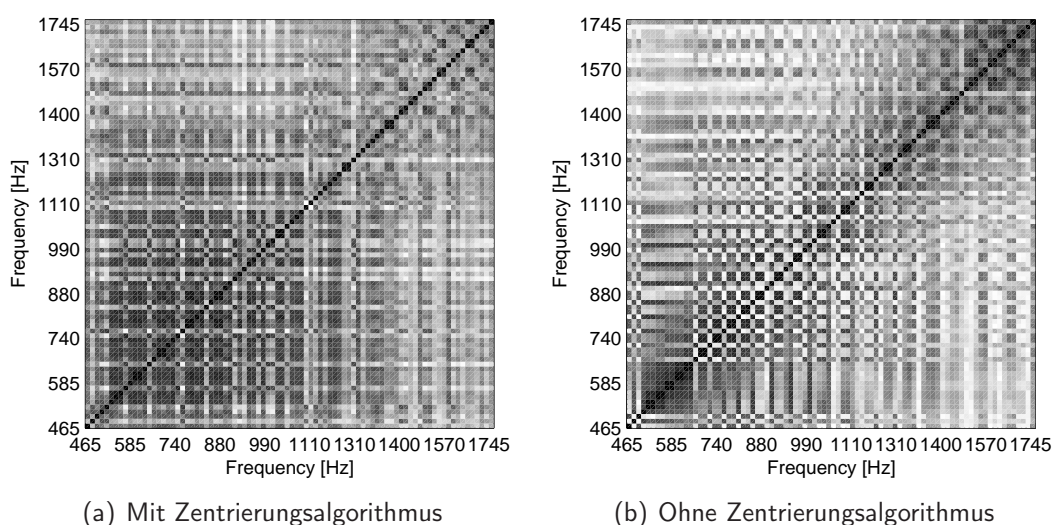


Abbildung 6.20: Abstrahlungskorrelation des geraden Sopransaxofons, chrom. Tonleiter von a bis $d^{(3)}$, frequenzsortierte Analyse mit 16 Teiltönen, Farblegende siehe 6.19.

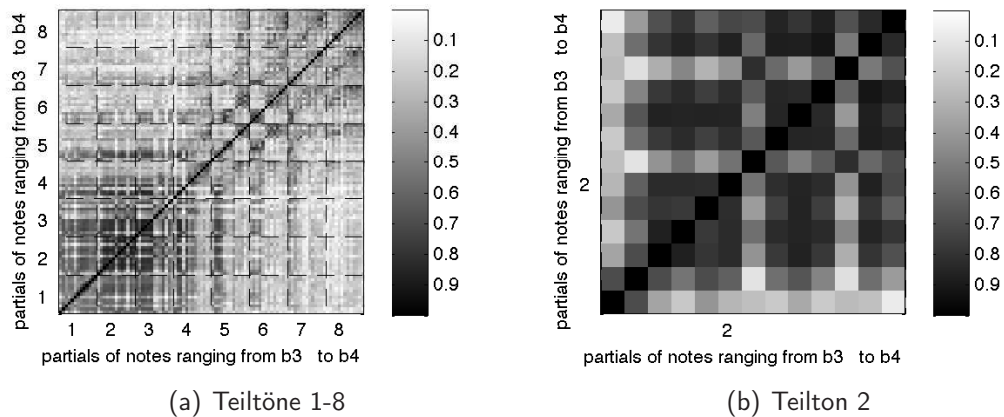


Abbildung 6.21: Abstrahlungskorrelation des geraden Sopransaxofons, chromatische Tonleiter von b bis $b^{(1)}$, teiltonsortierte Analyse der ersten 8 Teiltöne.

Durch die Auswertung einer teiltonsortierten Abstrahlungskorrelation, wie in Abbildung 6.21 ersichtlich, kann am besten untersucht werden, welche besonderen Griffbilder Veränderungen im Abstrahlverhalten verursachen. Dazu wurden die ersten acht Teiltöne einer chromatischen Tonleiter von klingend b bis $b^{(1)}$ analysiert. Es empfiehlt sich ein Wechsel zum notierten Tonsystem, da bei allen Saxofonen das gleiche Griffsystem verwendet wird und somit allgemein gültige Aussagen getroffen werden können. Die chromatische Tonleiter wird in diesem Sinne von $c^{(1)}$ bis $c^{(2)}$ gespielt.

Am besten erkennt man den Einfluss im Vergleich der zweiten Teiltöne untereinander, denn ab hier befindet man sich im gültigen Messbereich und die Teiltonfrequenzen befinden sich noch unterhalb der akustischen Grenzfrequenz.

Die vergrößerte Abbildung 6.21(b) zeigt Dekorrelationslinien in der ersten, siebten und elften Spalte, welche die zweiten Teiltöne von $c^{(1)}$, $fis^{(1)}$, $b^{(1)}$ repräsentieren.

Beim $c^{(1)}$ werden alle Klappen bis zur Tief-C-Klappe geschlossen. Wie bei 6.13 besprochen, können sich bei solchen Griffen keine Gruppenstrahlereffekte mehr ausbilden.

Die anderen beiden Töne $fis^{(1)}$ und $b^{(1)}$ werden durch so genannte Gabelgriffe erzeugt, das heißt es werden nach dem ersten offenen Tonloch noch einzelne Klappen geschlossen, um die Tonhöhe leicht zu verändern. In diesem konkreten Fall wird bei $fis^{(1)}$ der Resonator bis zur G-Klappe geschlossen und anschließend noch die E-Klappe betätigt. Das $b^{(1)}$ wurde in diesem Fall auf ähnliche Weise produziert, nur dass hier zusätzlich die A- und G-Klappen geöffnet wurden.

Zusammenfassend läßt sich in Hinblick auf Mikrofonierungstechniken feststellen, dass bei geraden Sopransaxofonen oder anderen Saxofontypen mit gerader Bauform (Sopranino- und gerades Altsaxofon) unmöglich mit einem einzigen Mikrofon in Instrumentennähe das gesamte Klangspektrum aufgenommen werden kann.

Je stärker das Mikrofon in die Stürze gerichtet wird, desto intensiver werden hohe Frequenzkomponenten abgebildet. Unterhalb der akustischen Grenzfrequenz ergibt sich hier jedoch ein ungleichmäßiges Klangbild, da nur bei sehr geschlossenen Griffkonstellationen genügend Schallenergie in Instrumentenrichtung abgestrahlt wird. In der Praxis hat sich daher ein Verfahren mit zwei Mikrofonen bewährt, bei dem das eine Mikrofon normal zur Instrumentenachse auf die D-Klappe (vgl. roter Punkt in 6.7(a)) gerichtet wird und das andere in der Nähe des Schallbechers positioniert wird.



Abbildung 6.22: Clip-Mikrofonsystem für gerade Sopransaxofone von *sd systems*, von [sd 10].

6.3 Ausblick auf Abstrahlverhalten von gebogenen Saxofonen

Eine Biegung im Saxofonkorpus nimmt starken Einfluss auf das Abstrahlverhalten. Unterhalb der akustischen Grenzfrequenz liegen die Einzelquellen nur mehr zum Teil auf einer Achse, wodurch Gruppenstrahlereffekte verändert in Erscheinung treten. Schon geringe Abweichungen der Resonatorform beeinflussen die Richtwirkung des Instrumentes. Dies zeigt eine Untersuchung des halbgebogenen Sopransaxofons der italienischen Firma "Rampone et Cazzani" (siehe Abb. 6.23(b)).

Die Abstrahlungskorrelation dieses Instrumentes erweist sich vor allem im Frequenzbereich von 2 – 6kHz im Vergleich zur geraden Bauform in Abbildung 6.19 wesentlich differenzierter und zeigt auch in diesem Frequenzbereich noch ausgeprägte Dekorrelationslinien. Da die beiden Instrumente trotz der leicht unterschiedlichen Formgebung eine sehr ähnliche Mensur und äquivalente Öffnungsradien der Tonlöcher aufweisen, verändert sich die akustische Grenzfrequenz kaum. Sie befindet sich für dieses Instrument bei circa 1500Hz und ist als Korrelationsbruch im Diagramm 6.23(a) erkennbar.

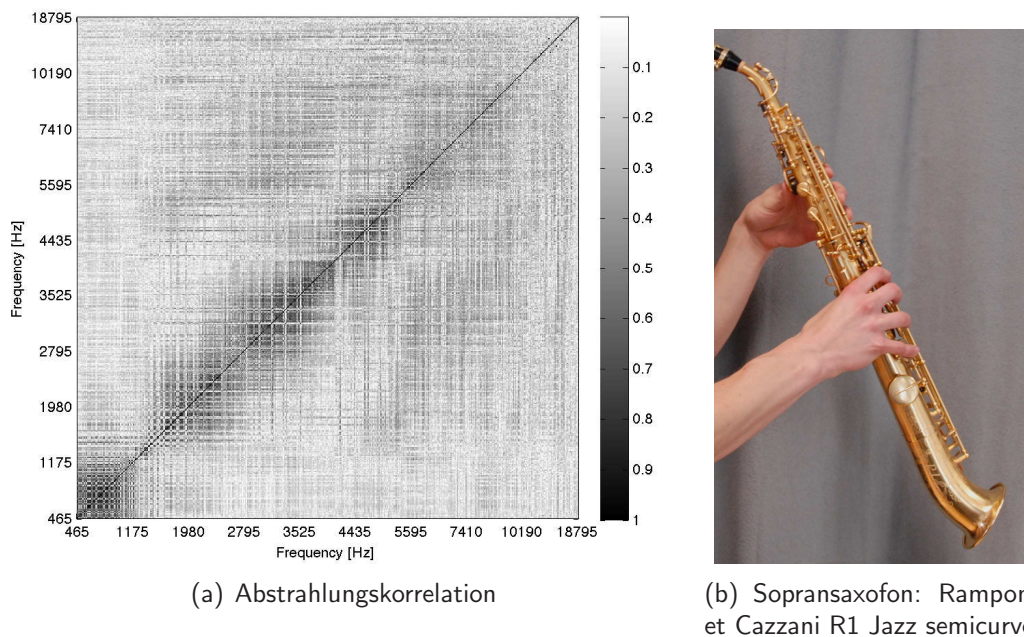
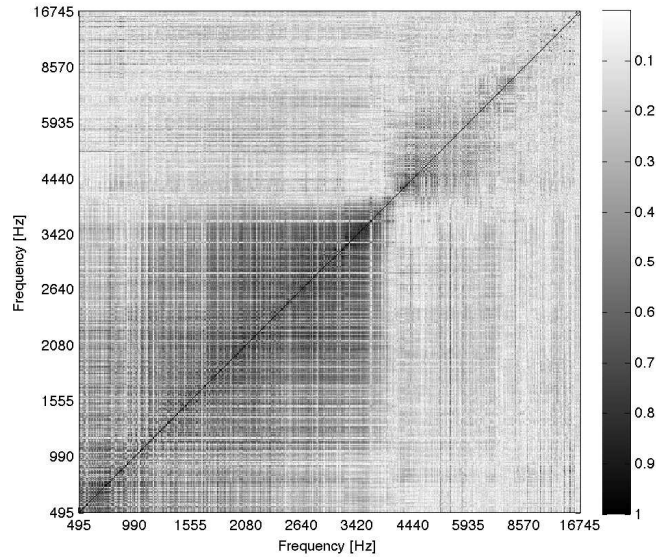


Abbildung 6.23: Abstrahlungskorrelation eines halbgebogenen Sopransaxofons, chrom. Tonleiter von *a* bis *d*⁽³⁾, frequenzsortierte Analyse mit 16 Teiltönen, mit Zentrierungsalgorithmus.

Bei den gebogenen Instrumenten wurde das Instrument so in dem Mikrofonarray positioniert, dass sich die obere Kante des Schallbeckers im Zentrum der Kugel befindet (vgl. 6.25(b)). In den Diagrammen zur Abstrahlungskorrelation werden aufgrund der Einschränkung des gültigen Messbereichs durch die raumakustischen Gegebenheiten erst

Frequenzen ab circa 500Hz dargestellt.

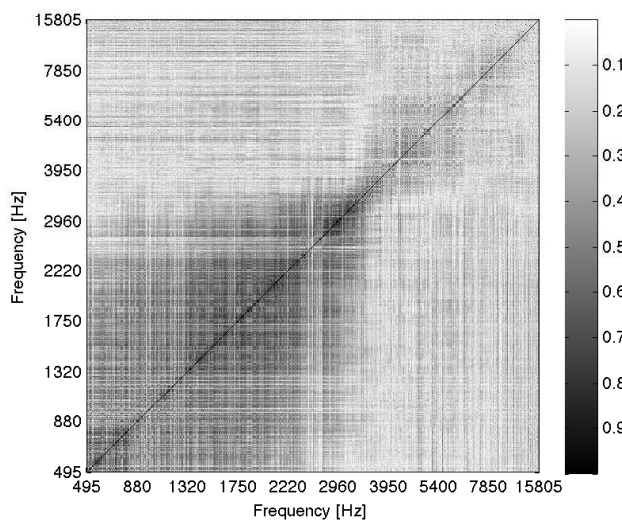


(a) Abstrahlungskorrelation

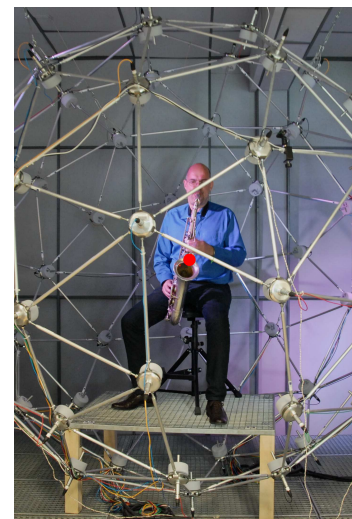


(b) Altsaxofon: Cannonball Big Bell Stone Series

Abbildung 6.24: Abstrahlungskorrelation eines Altsaxofons, chromatische Tonleiter von *des* bis *c*⁽³⁾, frequenzsortierte Analyse mit 16 Teiltönen, mit Zentrierungsalgorithmus.



(a) Abstrahlungskorrelation



(b) Messsituation für Tenorsaxofon

Abbildung 6.25: Abstrahlungskorrelation eines Altsaxofons, chromatische Tonleiter von *As* bis *h*⁽²⁾, frequenzsortierte Analyse mit 16 Teiltönen, mit Zentrierungsalgorithmus.

Die Abstrahlungskorrelationen 6.24(a) und 6.25(a) weisen untereinander große Übereinstimmungen auf. Im Vergleich zum geraden Sopransaxofon (vgl. 6.19) treten jedoch deutliche Unterschiede auf. Bei etwa 4kHz ist sowohl beim Alt- als auch beim Tenorsaxofon eine plötzliche Änderung im Abstrahlverhalten feststellbar, die mit den akustischen Betrachtungen aus Kapitel 6.1 nicht erklärbar ist.

Die Lösung des Problems übersteigt jedoch leider den Rahmen dieser Bachelor-Arbeit und sollte die Grundlage für weitere Untersuchungen darstellen.

Anhang A

Anhang

A.1 Übersicht über die Messdaten

Instrument	Ordner	Beschreibung	Töne
Querflöte	fl_anblasloch	Messposition: Anblasloch Verne Q. Powell Aurumite (Irene Mahlknecht)	$h - c^{(4)}$
	fl_mitte	Messposition: Mitte Verne Q. Powell Aurumite (Irene Mahlknecht)	$h - c^{(4)}$
	fl_ende	Messposition: Ende Verne Q. Powell Aurumite (Irene Mahlknecht)	$h - c^{(4)}$
	fl_dynamik_pp	Messposition: Anblasloch Verne Q. Powell Aurumite (Irene Mahlknecht)	$a^{(1)}, a^{(2)}, a^{(3)}$
	fl_dynamik_mf	Messposition: Anblasloch Verne Q. Powell Aurumite (Irene Mahlknecht)	$a^{(1)}, a^{(2)}, a^{(3)}$
	fl_dynamik_ff	Messposition: Anblasloch Verne Q. Powell Aurumite (Irene Mahlknecht)	$a^{(1)}, a^{(2)}, a^{(3)}$
	fl_griffvergleich_normal	Messposition: Anblasloch Verne Q. Powell Aurumite (Irene Mahlknecht)	$c^{(2)}, fis^{(3)}$
	fl_griffvergleich_1oberton	Messposition: Anblasloch Verne Q. Powell Aurumite (Irene Mahlknecht)	$c^{(2)}, fis^{(3)}$
	fl_griffvergleich_2oberton	Messposition: Anblasloch Verne Q. Powell Aurumite (Irene Mahlknecht)	$c^{(2)}, fis^{(3)}$

Instrument	Ordner	Beschreibung	Töne
	fl_hvk	Messposition: Anblasloch Yamaha 611 Vollsilber (Heinrich von Kalnein)	c ⁽¹⁾ - c ⁽⁴⁾
Piccoloflöte	picc	Messposition: Anblasloch (Irene Mahlknecht)	d ⁽²⁾ - gis ⁽⁴⁾
Sopransaxofon	ssx_markVI	Selmer Mark IV - mf (Heinrich von Kalnein)	as - d ⁽³⁾
	ssx_markVI_p	Selmer Mark IV - p (Heinrich von Kalnein)	as - d ⁽³⁾
	ssx_rampone	Rampone et Cazzani R1 Jazz semicurvo - mf (Robert Baumgartner)	as - d ⁽³⁾
	ssx_rampone_p	Rampone et Cazzani R1 Jazz semicurvo - p (Robert Baumgartner)	as - d ⁽³⁾
	ssx_rampone_ff	Rampone et Cazzani R1 Jazz semicurvo - ff (Robert Baumgartner)	as - d ⁽³⁾
	Altsaxofon	asx_cannonball	Cannonball Big Bell Stone Series (120480) - mf (Heinrich von Kalnein)
asx_cannonball_p		Cannonball Big Bell Stone Series (120480) - piano (Heinrich von Kalnein)	des - c ⁽³⁾
asx_markVI		Selmer Mark VI (222007) (Heinrich von Kalnein)	des - des ⁽³⁾
asx_sa80II_meyer		Selmer Super Action 80II Mundstück Meyer 8M (Jazz) (Robert Baumgartner)	des - d ⁽³⁾
asx_sa80II_s90		Selmer Superaction 80II mit Mundstück Selmer S90 (Klassik) (Robert Baumgartner)	des - d ⁽³⁾
Tenorsaxofon	tsx_markVI	Selmer Mark VI (114714) (Heinrich von Kalnein)	As - c ⁽³⁾

A.2 Bedienung des Messplatzes

Folgende Schritte sind für die Bedienung des Messplatzes zu beachten:

- 1) Einpegeln der einzelnen Mikrofonvorverstärker
- 2) bei Synchronisationsproblemen *alsamixer* öffnen
 - System Clock Mode -> Master
 - Sample Clock Source (Internal 44.1 kHz)
 - (Navigation mit Pfeil- und Bildtasten)
- 3) Kallibrierung:
 - (PD aus Konsole starten)
 - App_calibration_patch.pd
 - Kalibrator auf 104 dB einstellen und während dem gesamten Kalibriervorgang nicht ausschalten, da sich der Pegel minimal ändern kann.
 - Die einzelnen Kalibrierungspegel werden in der Datei cal.(txt) gespeichert.
- 4) Öffnen von ambi_performance.pd um Aufnahmen durchzuführen:
 - Für chromatische Aufnahmen wurde ein Zähler implementiert, der die Dateinamen fortlaufend generiert.

A.3 Anwenden der Auswertungstools

Für die Auswertung der Messdaten liegen die Matlabdaten anbei. Um eine Auswertung zu starten wird die Datei *callwolkenzeichner.m* benutzt. Hier kann man verschiedene Parameter einstellen:

- Instrument/Name des Ordners der Aufnahmen: *Instr*
- Grundton der Aufnahme: *Gt*
- Teilton an welchem ausgewertet werden soll: *Tt*
- Bestimmung des Ansichtswinkels: *viewangle*
- Ein-/Ausschalten des Korrelationsplotzeichners(auskommentieren)

Weiters kann in der Datei *wolken.m* der Algorithmus zur akustischen Zentrierung ein- und ausgeschaltet werden(auskommentieren):

```
% CENTERING DEBOY
p=centering(p,2*pi*freq);
```

A.4 Algorithmus zur akustischen Zentrierung

A.4.1 Algorithmus - [pfftv]=centering(pfft,omega)

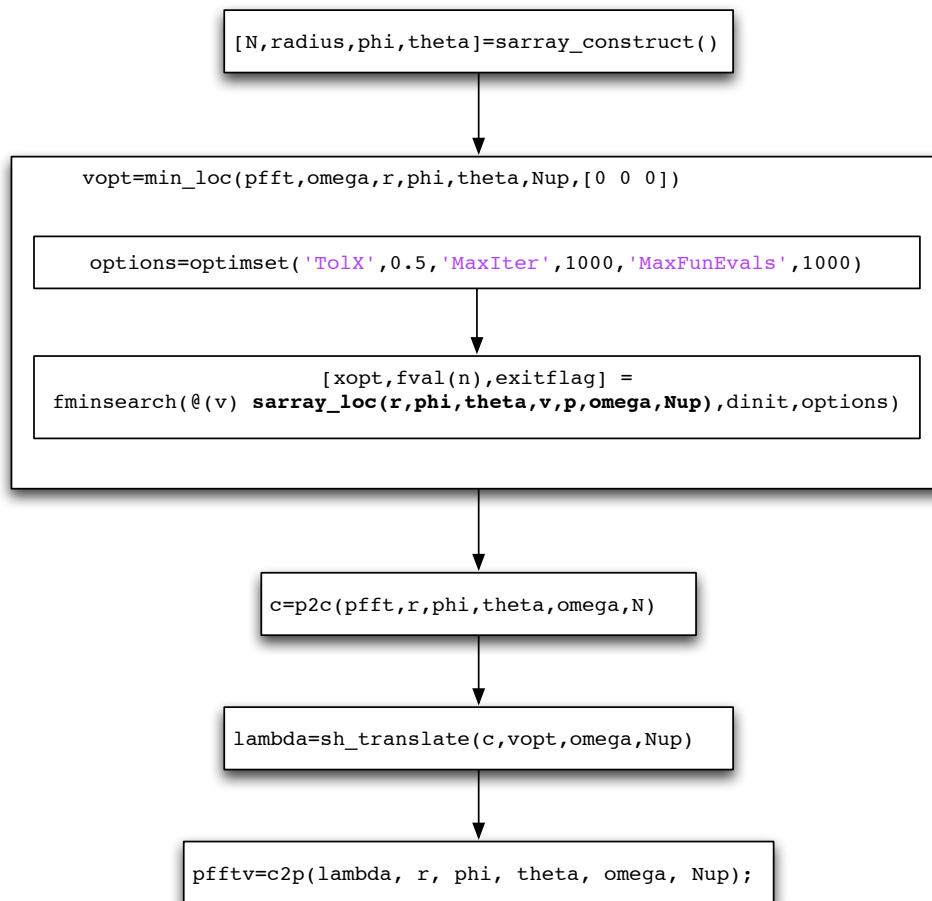


Abbildung A.1: Ablaufdarstellung der wichtigsten Funktionen innerhalb der Funktion *centering.m*

A.4.2 Beschreibung der verwendeten Funktionen

- [pfftv]=centering(pfft,omega)

Ruft die Funktion *centering* auf, welche den Algorithmus zur akustischen Zentrierung startet. Als Eingabeparameter werden die bisherigen Fourierkoeffizienten(*pfft*) bei der bewerteten Frequenz $\omega(2*\pi*\text{Frequenz}[\text{Hz}])$ benötigt.

- **[N,radius,phi,theta]=sarray_construct()**

Enthält Informationen über den verwendeten Kugelmikrofonarray.

N: maximal darstellbare Ordnung

r: Radius der Anordnung

phi: Azimut

theta: Elevation

- **vopt=min_loc(pfft,omega,r,phi,theta,Nup,[0 0 0])**

Die Funktion `min_loc` liefert als Ergebnis einen Vektor v , der die Verschiebung angibt, um welche das Wellenspektrum verschoben werden muss. Dieser wird durch das Aufsuchen des globalen Minimums der Kostenfunktion J_{loc} unter Anwendung des Massenmittelpunktsatzes bestimmt. Innerhalb der Funktion werden folgende weitere Funktionen aufgerufen:

- **options=optimset('TolX',0.5,'MaxIter',1000,'MaxFunEvals',1000)**

Die Funktion `optimset('param1',v1,'param2',v2,...)` erzeugt eine Struktur `options`, bei der die Parameterfelder „param*i*“ mit den Werten „*v_i*“ belegt sind.

- **[xopt,fval(n),exitflag] = fminsearch(@(v) sarray_loc(r,phi,theta,v,p,omega,Nup),dinit,options)**

Die Funktion `fminsearch` führt die Minimierung mit den Optimierungsparametern, die in den `options` eingetragen sind, durch.

- **V=sarray_loc(r,phi,theta,v,p,omega,Nup)**

Bewertet den Massenmittelpunktsatz an der gegebenen Position v . Als Ergebnis V wird die Kostenfunktion J_{loc} zurückgegeben.

- **c=p2c(pfft,r,phi,theta,omega,N)**

Die Funktion `p2c` berechnet den Koeffizientenvektor c der Sphärischen Harmonischen. Als Eingabeparameter werden erwartet:

pfft: Fourierkoeffizienten des Schalldrucks bei der bewerteten Frequenz

omega: bewertete Frequenz

N: erhöhte Ordnung der Sphärischen Harmonischen

Die Dimensionen von pfft, r, phi, theta müssen mit $(n+1)^2$ übereinstimmen.

- **lambda=sh_translate(c,vopt,omega,Nup)**

Verschiebt den Koeffizientenvektor c der Kugelharmonischen um den Vektor v , welcher in kartesischen Koordinaten angegeben wird.

vopt: Verschiebungsvektor

omega: bewertete Frequenz

Nup: erhöhte Ordnung der Sphärischen Harmonischen

- **pftv=c2p(lambda, r, phi, theta, omega, Nup)**

Die Funktion `c2p` berechnet aus dem Koeffizientenvektor $lambda$ der Kugelharmonischen die Fourierkoeffizienten $pftv$ des Schalldrucks.

A.5 Absorber Messraum

Die Abbildung A.2 zeigt die Schallabsorptionsgrade für Basotect-Schaumstoffe. Die violette Kennlinie zeigt den Absorptionsgrad für die Flächenabsorber(51mm), mit denen der Messraum für den Kugelmikrofonarray am IEM ausgekleidet ist.

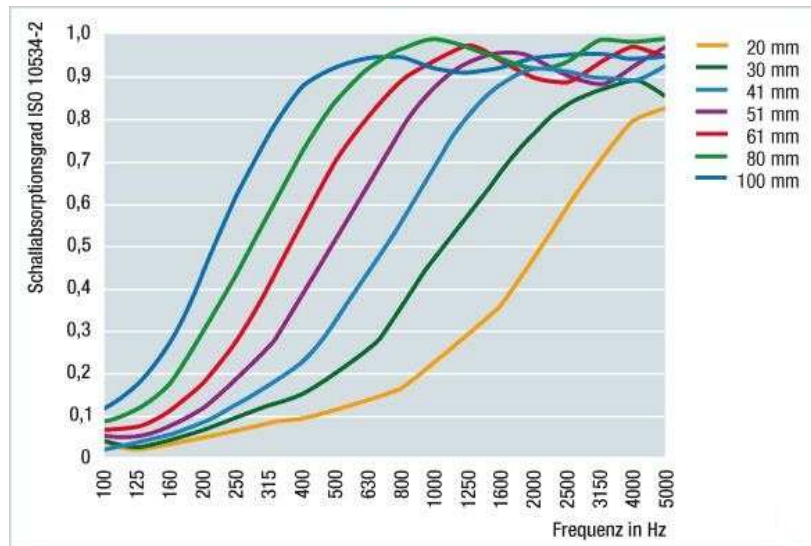


Abbildung A.2: Absorptionsgrade von Basotect-Schaumstoffen in Abhängigkeit von der Frequenz, von [<http://pics.poisonnuke.de/upload/141/Basotect.jpg>].

Literaturverzeichnis

- [Deb10] D. Deboy, "Acoustic centering and rotational tracking in surrounding spherical microphone arrays," Master's thesis, University of Music and Performing Arts Graz, Austria, 2010.
- [FH10] F. Z. Fabian Hohl, "Similarity of musical instrument radiation-patterns in pitch and partial," *DAGA*, p. 2, 2010.
- [GKB08] D. S. Gottfried K. Behler, Martin Pollow, "Messung und simulation von raumimpulsantworten für eine realistische auralisation," *Tonmeistertagung (VDT)*, vol. 25, p. 11, 2008.
- [Gre03] R. Green, "Spherical harmonic lightning: The gritty details," p. 47, 2003.
- [Hoh09] F. Hohl, "Kugelmikrofonarray zur abstrahlungsmessung von musikinstrumenten," Master's thesis, University of Music and Performing Arts Graz, Austria, 2009.
- [JM03] T. A. Jens Meyer, "Spherical microphone array for spatial sound recording," *AES Convention Paper*, vol. 5975, p. 9, 2003.
- [KV87] D. H. Karl Venzke, Claus Raumberger, *Die Saxophone - Beiträge zu ihrer Bau-Charakteristik, Funktion und Geschichte*. Verlag Erwin Bochinsky GmbH & Co. KG, Frankfurt am Main, 1987.
- [Mey80] J. Meyer, *Akustik und musikalische Aufführungspraxis*. Verlag Das Musikinstrument, Frankfurt am Main, 1980.
- [Mey04] —, "Musical acoustics - topics and aims," *CFA/DAGA*, p. 5, 2004.
- [Not05] M. C. Notes. (2005) Griffabelle für saxofone.
- [Pol09] M. Pollow, "Measuring directivities of musical instruments for auralization," *NAG/DAGA*, 2009.
- [Reu08] S. Reuter, "Simulation of natural sound sources in immersive virtual environments," Master's thesis, Institute of Technical Acoustics, RWTH Aachen, 2008.
- [sd 10] (2010) Soprano mics: Lcm 80. sd systems - instrument microphones. [Online]. Available: <http://www.sdsystems.com/>

- [TDR91] N. H. F. Thomas D. Rossing, *The Physics of Musical Instruments*. Springer-Verlag New York Inc., 1991.
- [TL04] J. P. Tapio Lokki, *Directivities of Symphony Orchestra Instruments*. Hierzel Verlag, 2004.
- [Uni10] (2010, Juni) Saxophone acoustics. University New South Wales. Sydney 2052, Australia. [Online]. Available: <http://www.phys.unsw.edu.au/music/saxophone/>
- [Win88] K. Winkler, *Die Physik der Musikinstrumente*. Spektrum-d.-Wiss.-Verl.-Ges., 1988.
- [Wom10] R. Womersley. (2010, Oktober) Extremal points on the sphere. website. School of Mathematics and Statistics. University of New South Wales, Australia. [Online]. Available: <http://web.maths.unsw.edu.au/~rsw/Sphere/Extremal/index.html>
- [Zot09] F. Zotter, "Analysis and synthesis of sound-radiation with spherical arrays," Ph.D. dissertation, University of Music and Performing Arts Graz, Austria, 2009.