

**Aufnahme von Schallumgebungen
Mit Kugelmikrofonarrays
Shirin Banihashemi**



**Algorithmen in Akustik und Computermusik 02
SE+UE,WS 2008/2009
Beurteilung: DI. Franz Zotter**



Aufnahme von Schallumgebungen mit Kugelmikrofonarrays

1 Einleitung

Ziel dieser Seminararbeit ist es, eine Literaturstudie zu Kugelmikrofonarrays zur Aufnahme von akustischen Schallfeldern und mit diesem theoretischen Hintergrund eine Ambisonics Aufnahme zu bekommen. Es soll ein Prototyp aus Styropor mit 20 Mikrofonen verwendet werden. Dabei sollen die bekannten Entzerrungsfiler zur Entzerrung der Beugung verwendet werden.

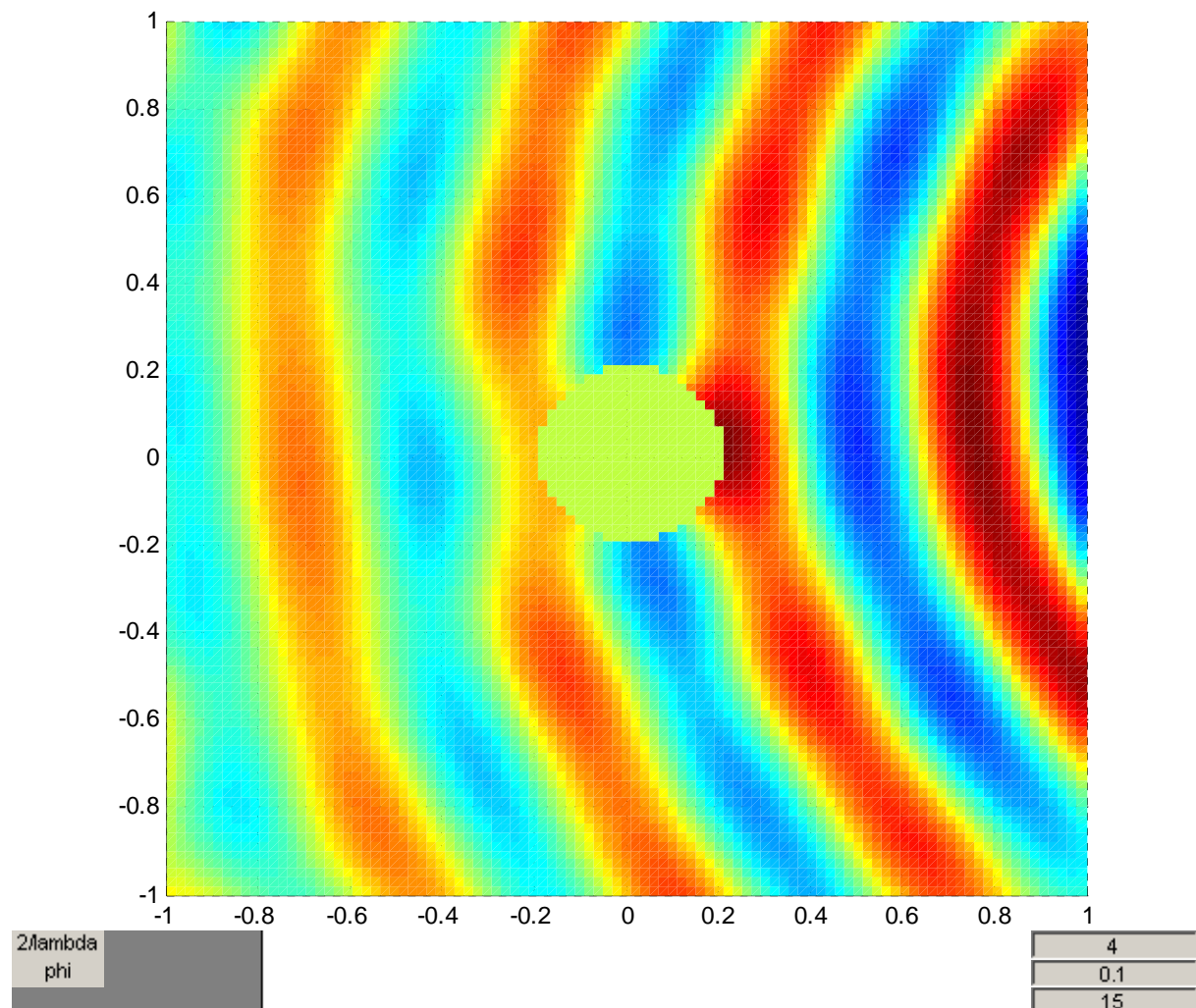
Zur theoretischen Aufbereitung werden die Konstituenten des modalen Wellenfeldes im Kugelkoordinatensystem vorgestellt.

Sphärische Mikrofonarrays bestehen aus einer endlichen Anzahl von Mikrofonen, welche auf der Oberfläche einer Kugel oder eines platonischen Körpers verteilt sind. Das relativ junge Forschungsthema kann in vielen Bereichen Anwendung finden, wie z.B. der akustischen Messtechnik.

Mit den mathematischen Zusammenhängen, lässt sich das in Matlab simulieren, was passiert, wenn sich eine schallharte Kugel im Schallfeld einer ebenen Welle befindet. In der Darstellung ist das Schallfeld einer ebenen Welle, die sich ausbreitet und auf diese schallharte Kugel zuläuft. Dabei treten Beugungen und Reflexionen auf der Kugeloberfläche auf.

Man kann nun auf jedem Punkt der Kugel den Schalldruck für eine ebene Welle berechnen.

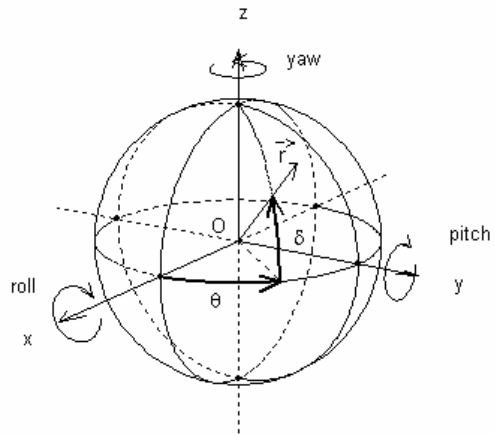
Umgekehrt, wenn man den Schalldruck an jeden Punkt bestimmen kann, lassen Rückschlüsse auf Beschaffenheit des Schallfeldes ziehen; also von welcher Richtung wie viel kommt.



Definition der Winkelbezeichnungen

Für die Analyse von Kugelmikrofonarrays definiert man ein Polarkoordinatensystem.

θ Azimutwinkel ; δ Elevation ; r Radius



Basisfunktionen / Sphärische Schallfeld-Lösungen

Die Basisfunktionen/Sphärische Schallfeld-Lösungen kann durch Berechnungen der Wellengleichung im gekrümmten Kugelkoordinatensystem für das homogene Schallfeld herangezogen werden.

Der Schalldruck auf der schallharten Oberfläche des Kugelmikrofons setzt sich zusammen aus einer von außen nach innen laufenden Welle, und einer von innen nach außen laufenden reflektierten Welle; den einlaufenden und auslaufenden Wellen.

Für beide Arten von Wellen gibt es eine mathematische Darstellung in sphärischen Basislösungen.

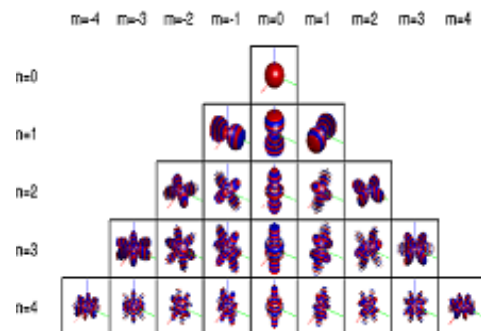
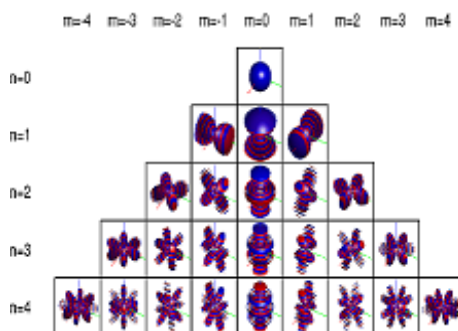
Einlaufend ebene Welle

$$p_r = \sum_n \sum_m b_{nm} j_n(kr) Y_n^m(\theta, \delta)$$

Auslaufend ebene Welle

$$p_s = \sum_n \sum_m c_{nm} h_n(kr) Y_n^m(\theta, \delta)$$

Sphärische Basislösungen



$$k = \frac{\omega}{c}$$

In diesen Gleichungen sind b_{nm} und c_{nm} die Koeffizienten der sphärischen Basislösungen.

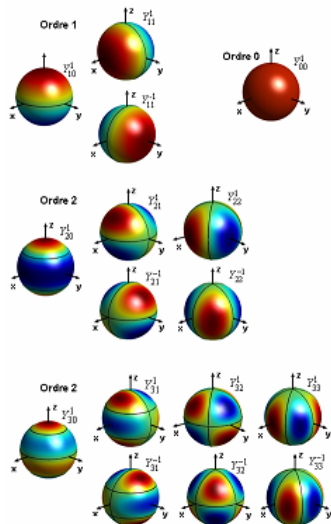
Bei der einlaufenden Welle kommt die sphärische Besselfunktion mit dem Index n vor, und in die Auslaufend ebene Welle die sphärische Hankelfunktion. Diese Funktionen werden an der Wellenzahl k und dem Radius r ausgewertet.

Die sphärischen Bessel- und Hankelfunktionen beschreiben die radiale Ausbreitung von Schallfeldern in Kugelflächenfunktionen.

Y_{nm} sind jeweils die sphärischen Harmonischen ausgewertet an den Winkeln, mit den Indices n und m.

Kugelflächenfunktionen (Sphärische Harmonische)

Kugelflächenfunktionen sind der *anguläre* Anteil, der in beiden Arten von Basislösungen gleichermaßen auftritt. Am leichtesten lassen sie sich als Schwingungen einer Kugeloberfläche (Schallschnelle) für eine gedachte Kugel mit bestimmtem Radius sehen. Diese Kugelmoden bekommen mit zunehmender Ordnungszahl n mehrere *Knotenkreise*, wobei die Gradzahl m dem Betrage nach die Knotenkreise durch Nord- und Südpol der Kugel zählt. Als Kugelharmonische beschreiben sie die Fourier-Zerlegung der Kugeloberfläche.



ψ_{nm} , das sphärischen Wellenzahlspektrum bzw. die Koeffizienten der sphärische Harmonische Transformation selbst ist die Fourier-Transformation des Schalldruckes über die reellen Koordinaten $r \in R^3$

Transformation in SH

$$\iint p(kr, \theta, \delta) Y_n^m(\theta, \delta) d\Omega = \psi_n^m(kr)$$

auf diese Kugeloberfläche normierte Fourier-Erweiterung

$$p(kr, \theta, \delta) = \sum_n \sum_m \psi_n^m(kr) Y_n^m(\theta, \delta) \quad \text{Rücktransformation von SH}$$

Einlaufendes Schallfeld, ebene Welle

Man kann eine mathematische Darstellung für sphärisches Wellenspektrum in einlaufende Wellen in Schalldruck und Schallschnelle beschrieben.

Schalldruck

$$\psi_n^m(kr) = j_n(kr) b_{nm} \quad \text{einlaufend}$$

Hier wurde einmal angenommen, dass b_{nm} , die Koeffizienten des einlaufenden Feldes kennen würden.

$$\text{z.B. } b_{nm} = -i^n Y_n^m(\theta_s, \delta_s) \quad \text{Ebene Welle}$$

In der Gleichung für die Schnelle kommen auch dieselben Koeffizienten vor, aber die sphärische Besselfunktion ist abgeleitet und ein konstanter Faktor kommt dazu.

Schallschnelle

$$v_n^m(kr) = \frac{i}{\rho_0 c} j_n'(kr) b_{nm} \quad \text{einlaufend}$$

Ortsbereich Gleichung

$$\left(v(kr, \theta_s, \delta_s) = \sum_n \sum_m v_n^m(kr) Y_n^m(\theta_s, \delta_s) \right)$$

Die Berechnungen gehen aber leichter im sphärischen Wellenspektrum.

schallharte Kugel im Schallfeld

Schalldruck

$$\psi_n^m(kr) = j_n(kr) b_{nm} \quad \text{einlaufend}$$

Reflektion an der Kugel

$\psi_n^m(kr) = h_n(kr) c_{nm} \quad \text{auslaufend}$

Schallschnelle

$$v_n^m(kr) = \frac{i}{\rho_0 c} j_n'(kr) b_{nm} \quad \text{einlaufend}$$

Reflektion an der Kugel

$v_n^m(kr) = \frac{i}{\rho_0 c} h_n'(kr) c_{nm} \quad \text{auslaufend}$
--

Zur Berechnung des Schalldruckes an einer festen Kugel benötigt man auch die Beschreibung der auslaufenden Wellen. In dieser Beschreibung kommt der Koeffizient c_{nm} vor, die wir noch nicht kennen.

schallharte Kugel im Schallfeld

R...Kugelradius

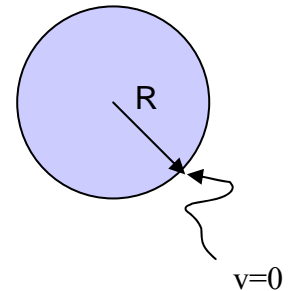
$$v_n^{m,\text{einlaufend}}(kR) + v_n^{m,\text{auslaufend}}(kR) = 0$$

$$\frac{i}{\rho_0 c} j_n'(kR) b_{nm} + \frac{i}{\rho_0 c} h_n'(kR) c_{nm} = 0$$

Reflektion an der Kugel
 $\Rightarrow c_{nm} = -\frac{j_n'(kR)}{h_n'(kR)} b_{nm}$

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

$$\psi_n^m(kr) = b_{nm} j_n(kr) - b_{nm} \frac{j_n'(kR)}{h_n'(kR)} h_n(kr)$$



Diese Koeffizienten lassen sich aber relativ leicht ausrechnen.

Wir wissen nämlich, dass für den Radius R , der Kugeloberfläche, die Randbedingung für eine schallharte Kugel erfüllt werden muss.

Dazu muss die Schallschnelle auf der gesamten Kugeloberfläche null werden.

Aus dieser Gleichung ergibt sich der Zusammenhang zwischen den Koeffizienten der ein- und auslaufenden Wellen.

schallharte Kugel im Schallfeld

Der gesamte Schalldruck berechnet sich aus der Randbedingung und dem einfallenden Anteil. In den Klammern stehende Ausdrücke werden zum Beugungs-/Reflektionsfilter zusammen gesetzt.

$$\begin{array}{ccc}
 \text{einfallender Anteil} & & \text{neuer, reflektierter Anteil} \\
 \\
 \psi_n^m(kr) \in b_{nm} \left[j_n(kr) - \frac{j_n'(kR)}{h_n'(kR)} h_n(kr) \right] = b_{nm} W_n(kr, kR) & & \\
 \underbrace{\hspace{10em}} & & \text{Beugungs-/Reflektionsfilter} \\
 \text{Gesamtes Schallfeld} & & W_n(kr, kR) \\
 p(kr, \theta, \delta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \psi_n^m(kr) Y_n^m(\theta, \delta) & &
 \end{array}$$

schallharte Kugel im Schallfeld

Auf dem Radius der Kugeloberfläche „groß R“ vereinfachen sich die mathematischen Ausdrücke für diesen Zusammenhang. Das ist auch gut so, später wird auf diese Kugeloberfläche der Schalldruck mit Mikrofonen gemessen.

Das Schöne an dem Reflexions-/Beugungsfilter ist nun, dass sich damit nun auch umgekehrt aus dem Schalldruck auf der Kugel das reine einfallende Schallfeld berechnen lässt.

- Beim Rechnen der Gleichung für $r=R$
(Mathematischen Ausdrücke vereinfachen sich)

$$\psi_n^m(kR) = b_{nm} W_n(kR)$$

$$W_n(kR) = \left[\frac{i^{n-1}}{(kR)^2 h_n'(kR)} \right] \quad \text{Beugungs-/Reflektionsfilter}$$

schallharte Kugel im Schallfeld

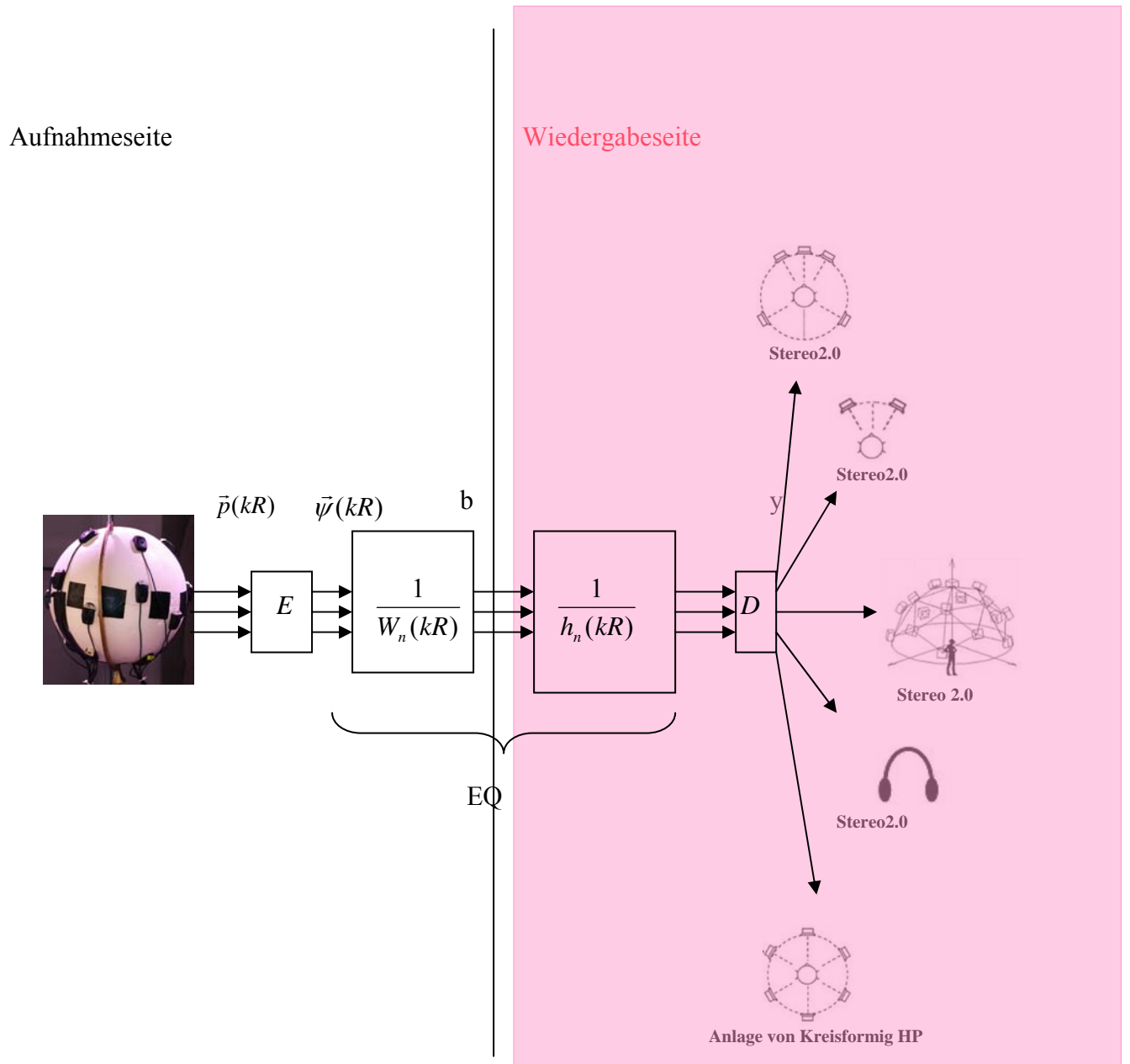
- Kompensation von Reflexion und Beugung zur Berechnung des einfallenden Schallfeldes:

$$b_{nm} = \frac{1}{W_n(kR)} \psi_n^m(kR)$$

Mit Mikrofonarray auf der
Kugeloberfläche messbar

Ganzes Verfahren

In der linken Hälfte des Blockdiagramms, werden die 20 aufgenommenen Schalldrücke mit dem Encoder E encodiert, um das sphärisches Wellenspektrum ψ zu bekommen.



Sphärische Harmonische, diskretisiert

In der Praxis kein Integral über gesamte Kugeloberfläche möglich

$$\left(\psi_n^m(kr) = \iint p(kr, \theta, \delta) Y_n^m(\theta, \delta) d\Omega \right)$$

$$\begin{matrix} (1 \times 16) & (16 \times 20) & (20 \times 1) \\ \Rightarrow \bar{\psi}(kr) = \underbrace{(Y^t Y)^{-1} Y^t}_E \bar{p}(kR) \end{matrix}$$

Übliche Lösung
M ... Mikrofone

$$\bar{p}(kR) = \begin{bmatrix} p(kR, \theta_1, \delta_1) \\ p(kR, \theta_2, \delta_2) \\ \vdots \\ p(kR, \theta_M, \delta_M) \end{bmatrix}$$

SH-Indices
→

$$Y = \begin{bmatrix} Y_0^0(\theta_1, \delta_1) & Y_1^{-1}(\theta_1, \delta_1) & Y_1^0(\theta_1, \delta_1) & Y_1^1(\theta_1, \delta_1) & \dots \\ Y_0^0(\theta_2, \delta_2) & Y_1^{-1}(\theta_2, \delta_2) & Y_1^0(\theta_2, \delta_2) & Y_1^1(\theta_2, \delta_2) & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \dots \\ Y_0^0(\theta_M, \delta_M) & Y_1^{-1}(\theta_M, \delta_M) & Y_1^0(\theta_M, \delta_M) & Y_1^1(\theta_M, \delta_M) & \dots Y_N^N(\theta_M, \delta_M) \end{bmatrix}$$

↓
Mikrofon-Indices

Der Encoder E approximiert das Transformationsintegral in spherical Harmonics.

- Schalldrücke des Mikrofons als Vektor
- Komponenten von ψ mit begrenzter Ordnung mit Vektor ψ ausgedrückt
- Y ist dabei eine Matrix mit abgetasteten Spherical Harmonics

Kompensationsfilter

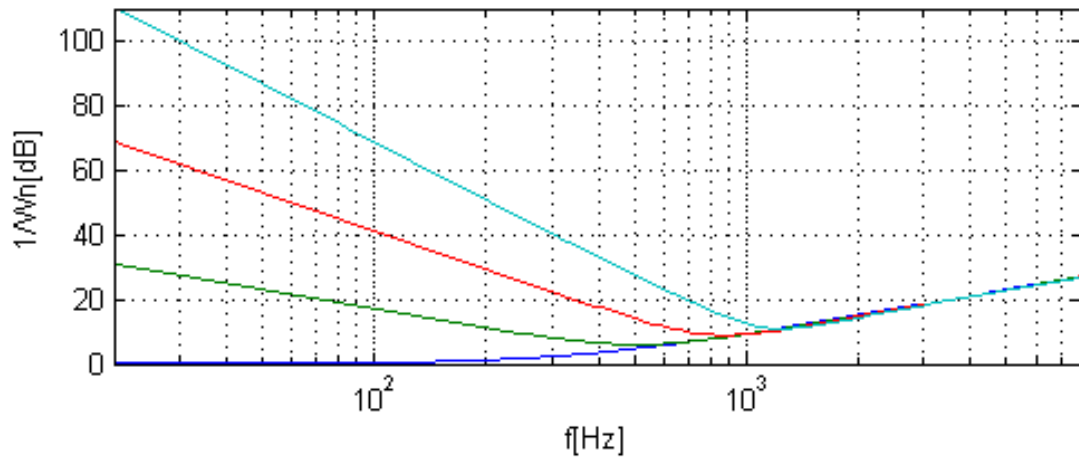
Für ein am Mikrophon aufgenommenes ψ kann nun die Beugung wie zuvor mit einem Kompensationsfilter ausgeglichen werden.

$$1/W_n(kR)$$

$$W_n(kR) = \left[\frac{i^{n-1}}{(kR)^2 h_n'(kR)} \right]$$

Frequenzgänge der Kompensationsfilter

Wie das Bild zeigt, sind die Frequenzgänge der benötigten Filter für tiefe Frequenzen instabil. Mit einer Begrenzung der Signale im Grenzbereich der numerischen Stabilität, würde nur ein sehr kleiner Nutzbereich übrig bleiben.



Wiedergabeseitig:

Die Klangwiedergabe wird ausgehend von bnm durch einen Nahfeldkompensationsfilter und eine Dekodierung erreicht.

Dekodierung

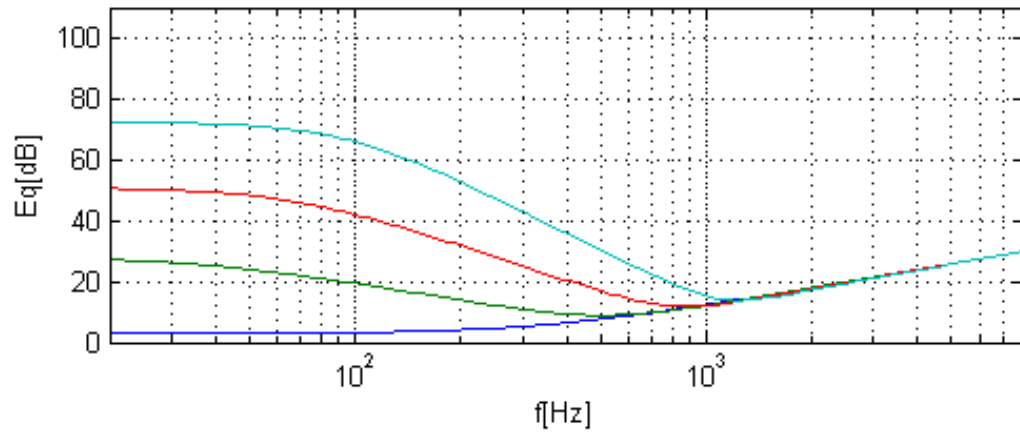
Werden dazu beide Filter, Beugungs- und Nahfeldkompensation, zusammengefasst, ergeben sich stabile Filter.

Filter Funktion:

$$EQ(\omega) = \frac{(kR^2)h_n'(kR)}{i^{n-1}(-ik)h_n(kR_L)}$$

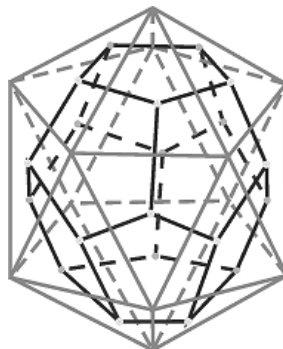
Frequenzgang der zusammengesetzten Filter

Diese stabilen Frequenzgänge sehen dann so aus.



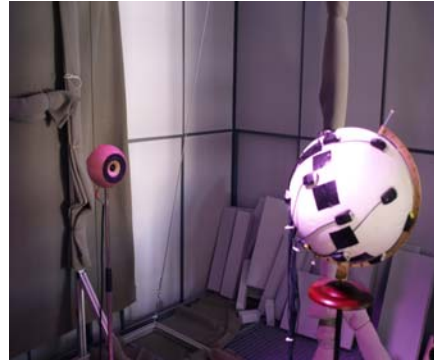
Aufbau des Kugelmikrofonarray

- Das Ikosaeder (nach griech. Eikosaédron = Zwanzigflächner) ist einer der fünf platonischen Körper, genauer: ein Polyeder (ein Vielflächner) mit:
- zwanzig (kongruente) gleichseitige Dreiecke als Flächen
- Dreißig (gleich langen) Kanten
- Zwölf Ecken, in denen jeweils fünf Flächen zusammentreffen



Aufbau des Mikrofonarray

- ✚ Ein Prototyp aus Styropor mit 20 Mikrofonen wurde zur Ambisonics Aufnahme verwendet.
- ✚ Und auf einer Globus-Halterung montiert.
- ✚ Bilder der praktischen Umsetzung:

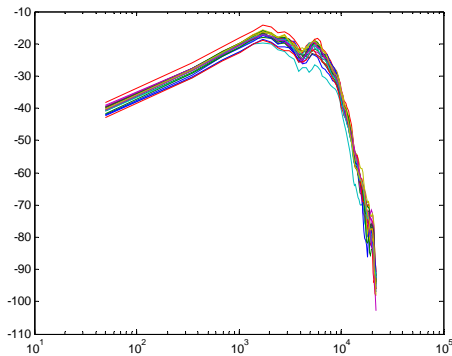


Die Mikrofonfrequenzgänge sind mit der Sweepmessung die in Pd generiert wurde, gemessen worden und sehen im Vergleich so aus.

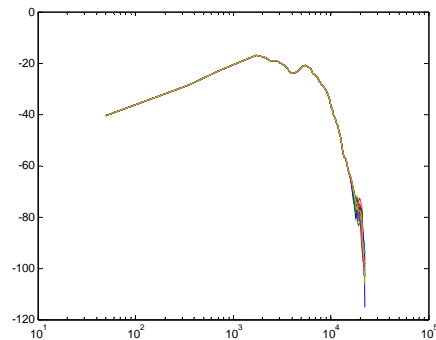
Dabei wurde jedes Mikrofon einzeln vermessen, und mit einem Laserpunkt auf den Anregungslautsprecher ausgerichtet.

Wegen der großen Unterschiede zwischen den Mikrofonfrequenzgängen haben wir minimalphasige Entzerrungsfiler eingesetzt.

Frequenzgänge



Frequenzgänge nach der Filterung



Das Diagramm zeigt die Unterschiede der Mikrofonfrequenzgänge nach der Entzerrung.

Dabei wurden alle Mikrofone so gefiltert, dass sie denselben Frequenzgang aufweisen, wie das erste Mikrofon.

Durch eine Überblendfunktion im Frequenzbereich, haben wir die Entzerrung auf die wichtigsten Frequenzen beschränkt.

Bessel Funktion- Offene Kugelmikrofon-Arrays

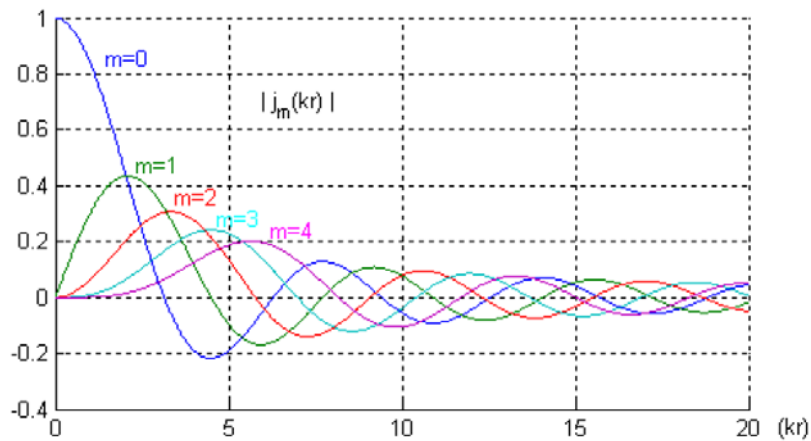
Beispiel: Offene Mikrofonarrays sind zwar leichter, aber bei tiefen Frequenzen ($kr > 3$) problematisch.

Zur Beschreibung der Schalleinstrahlung müssen - im Unterschied zu geschlossenen Mikrofonen - sphärische Besselfunktionen eingesetzt werden.

Eine Entzerrung der Schalleinstrahlung ist an den Nullstellen dieser Bessel leider unmöglich, da eine Division durch 0 erforderlich wäre.

Dennoch bieten offene Mikrofonarrays den Vorteil, dass sie sich mit kleineren Kugelmikrofonarrays verschachteln lassen.

Bei offenen Kugelmikrofon-Arrays: Probleme mit $1/j_n(kr)$



Alternative Methoden: verschachteltes Mikrofonarray



Offener Teil wird nur für tiefe Frequenzen verwendet:

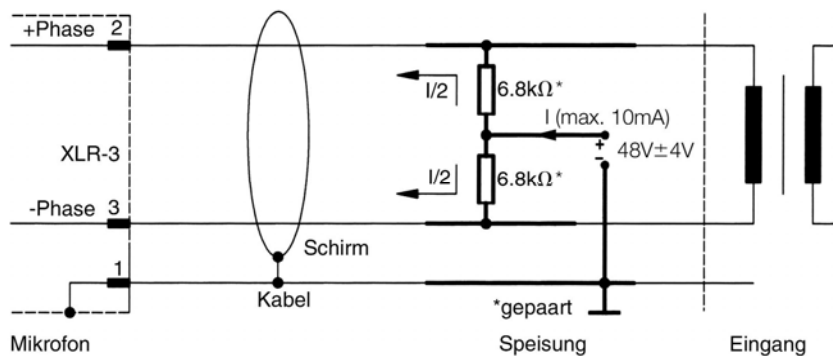
- keine Probleme mit $1/j_n(kr)$
- Nicht so steile Filter für tiefe Frequenzen

Große Durchmesser des Kugelmikrophones können nämlich eine übertriebene Bassanhebung in den Kompensationsfiltern verhindern.
Aber, große Mikrofonarrays sind anfällig auf Spatial Aliasing. (Boaz Rafaely)

Das heißt, bei einer Anzahl von Z.B. 20 Mikrofonen wäre die Oberfläche der Mikrofonkugel nicht mehr ausreichend dicht abgetastet.

Mehrdeutigkeit führen dann dazu, dass Komponenten von ψ_{nm} mit höherer Ordnung, etwa $n > 3$, durch die Abtastung fehl interpretiert werden und sich in die niedrigen Ordnungen $0 \leq n \leq 3$ hineinspiegeln.

Phantomspeisung und Tonadernspeisung



Die zulässige Tonadernspeisung für die Mikrofone sollte in unserem Fall kleiner als 10 Volt gegen Masse sein.

Wird eine Tonadernspeisung erreicht, indem die vorhandene Phantomspeisung zwischen Minus und Masse kurz geschlossen wird, entsteht eine Tonadernspeisung von etwa 48V.

Das schadet möglicher Weise der Elektronik in den Mikrofonkapseln und führt zum Knacksen auf der Aufnahme.

Höhrbeispiel:

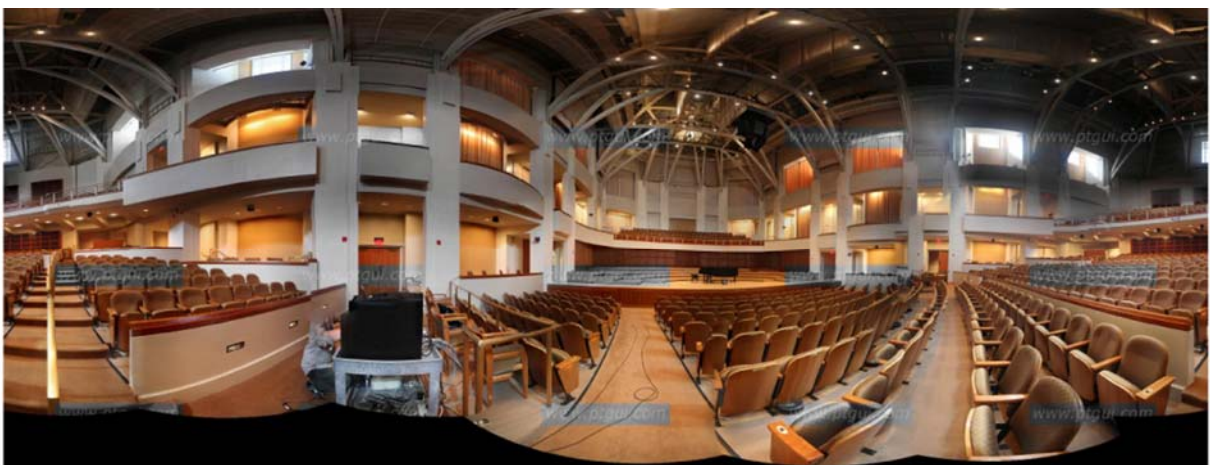
Student /binauralfile.

Anwendungen für Kugelmikrofonarrays aus der Literatur

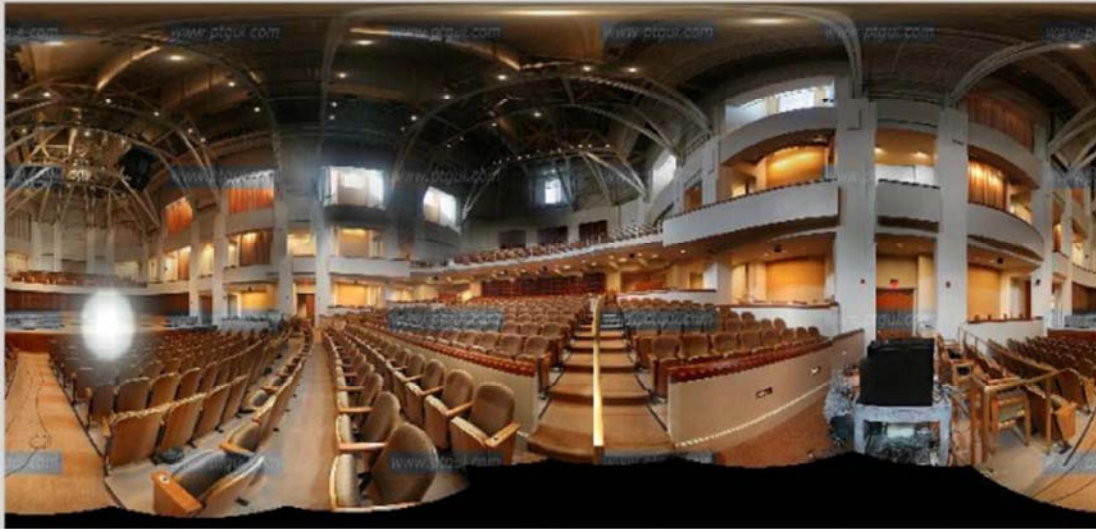
Anwendungsmöglichkeiten

- ❏ Entwicklung einer Echtzeitaudiokamera unter Verwendung eines Kugelmikrofonarrays. Diese kann durch Messung die akustische Intensität in alle Raumrichtungen als abbilden. (z.B. für Konzertsäle, usf.)
- ❏ So kann man über Panoramaaufnahmen des Raumes Intensitätskarten des Schalldruckes legen.
- ❏ Dabei werden Beziehungen zwischen den akustischen Eigenschaften und architektonischer Beschaffenheiten erkennbar.

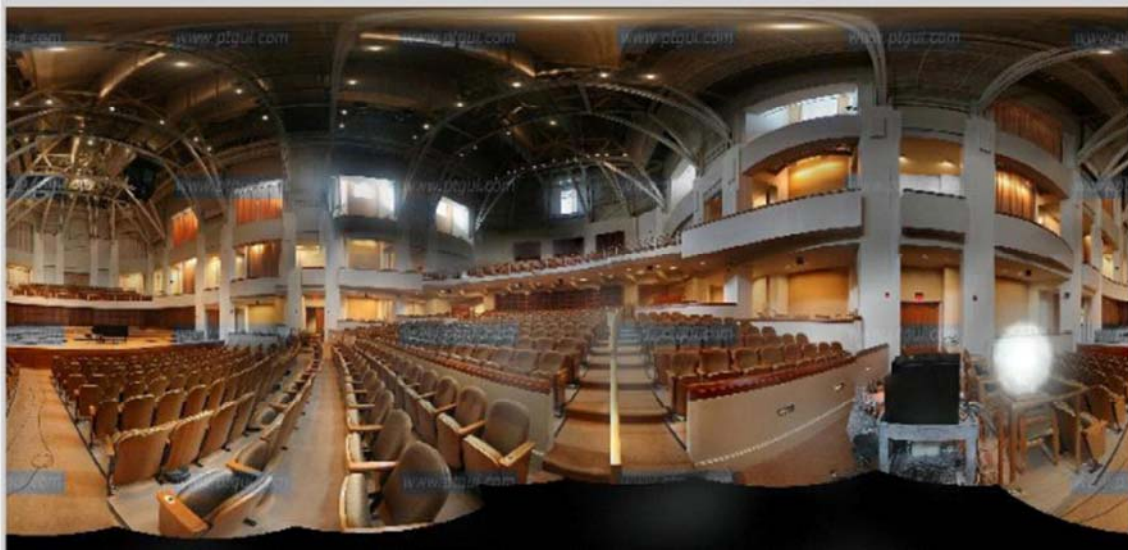
Panoramabild des Dekelbaum Konzertsaals am Zentrum von Clarice Smith Performing Arts, Maryland Universität.



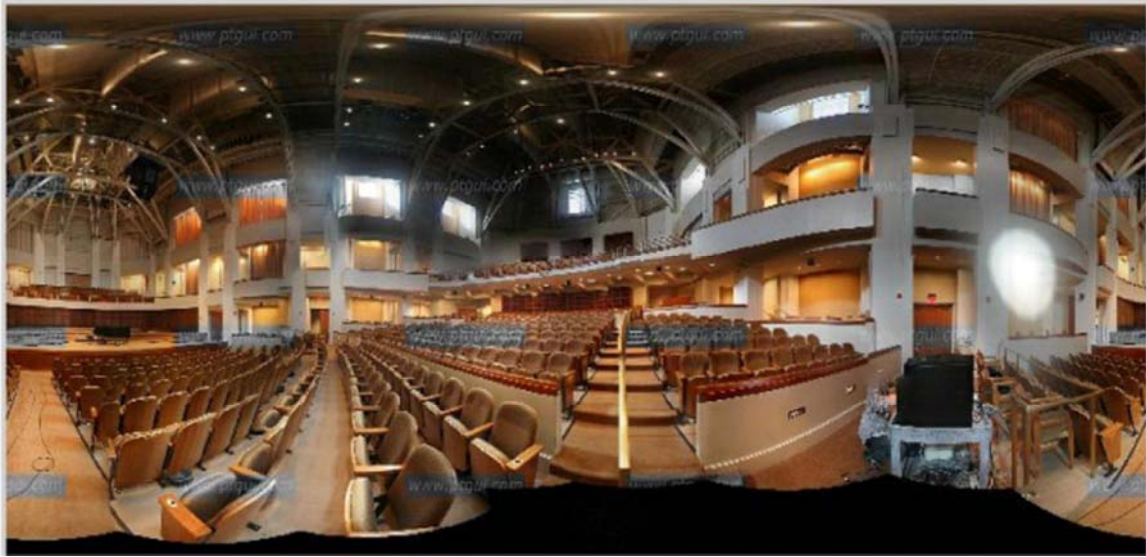
Sound Travel Time:35.2, Tavel Distance: 12.1 meters



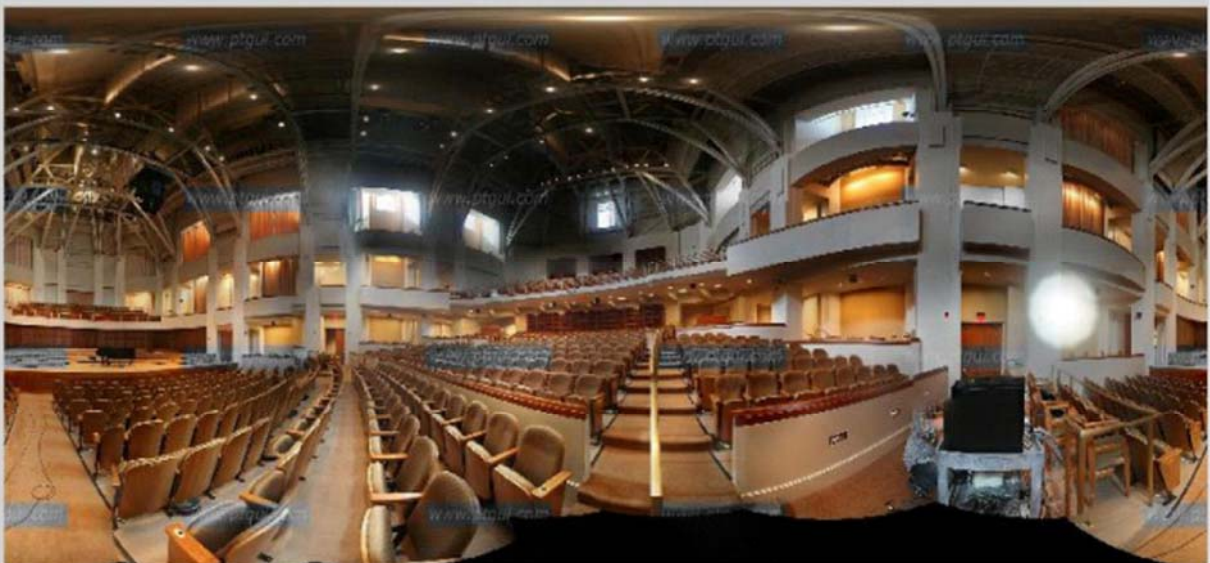
Sound Travel Time:46.4, Tavel Distance: 15.9 meters



Sound Travel Time:53.4, Tavel Distance: 18.3 meters



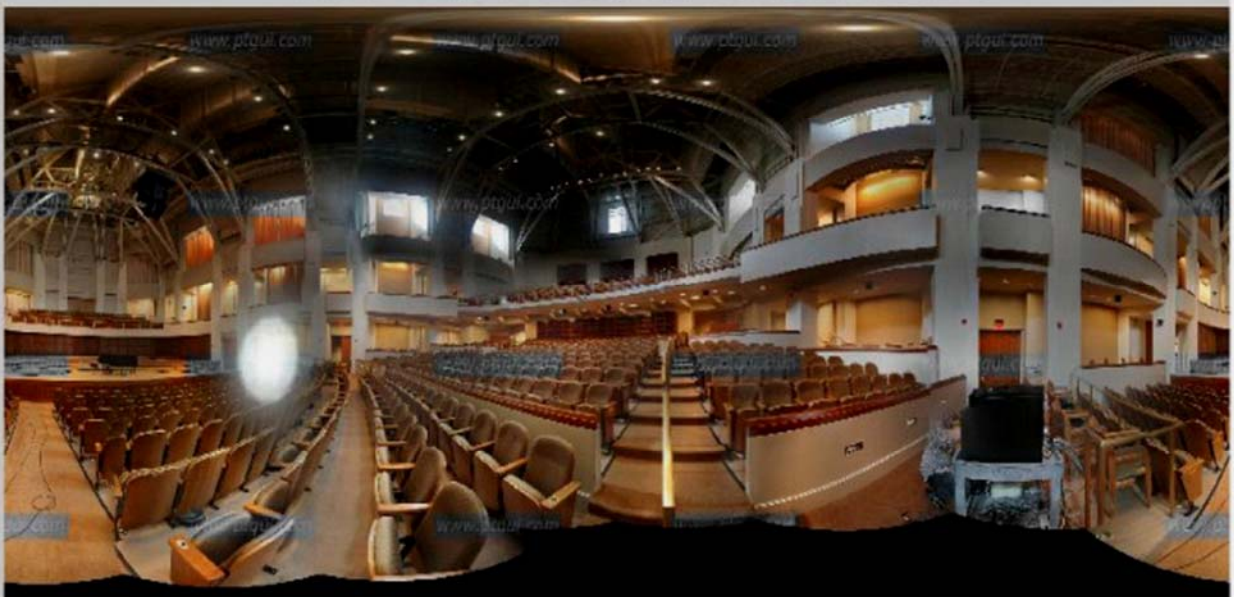
Sound Travel Time:63.6, Tavel Distance: 21.8 meters



Sound Travel Time:73.9, Tavel Distance: 25.3 meters



Sound Travel Time:77.1, Tavel Distance: 26.4 meters



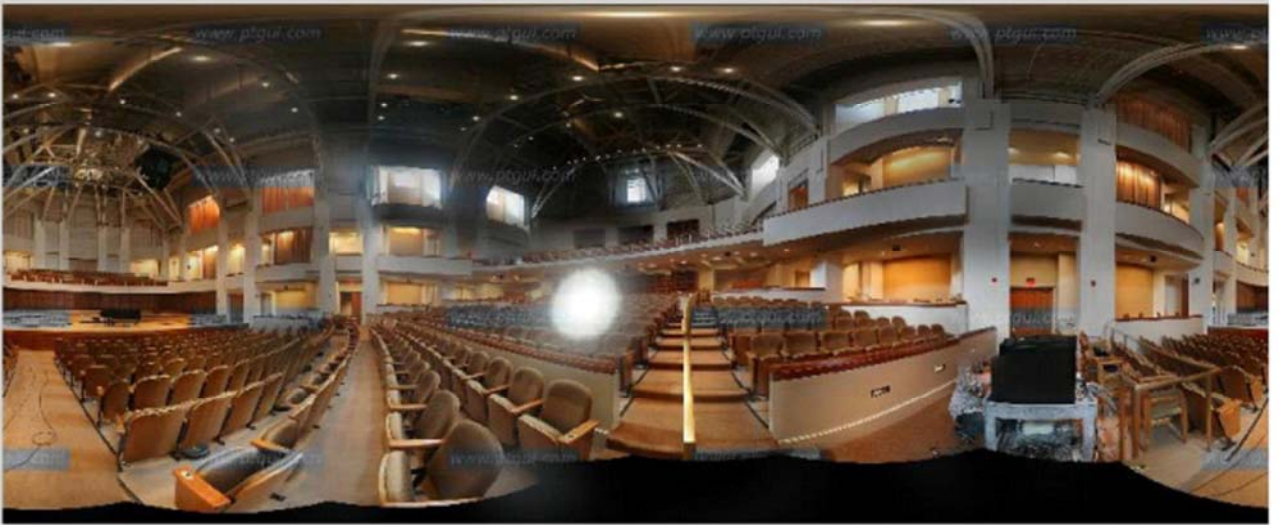
Sound Travel Time:112.3, Tavel Distance: 38.5 meters



Sound Travel Time:119.3, Tavel Distance: 40.9 meters



Sound Travel Time:125.4, Tavel Distance: 43.0 meters



Sound Travel Time:158.7, Tavel Distance: 54.4 meters



Sound Travel Time:154.8, Tavel Distance: 53.1 meters



Sound Travel Time:197.7, Tavel Distance: 67.8 meters



LITERATUR:

- [1] BOAZ RAFAELY, SENIOR MEMBER, IEEE, BARAK WEISS, AND EITAN BACHMAT, “SPATIAL ALIASING IN SPHERICAL MICROPHONE ARRAYS” IEEE TRANSACTIONS ON SIGNAL PROCESSING, VOL. 55, NO. 3, PP.135-143, MARCH 2007.

- [2] ZHIYUN LI, RAMANI DURAI SWAMI, NAIL A. GUMEROV, “CAPTURE AND RECREATION OF HIGHER ORDER 3D SOUND FIELDS VIA RECIPROCALITY”, NSF, 0205271, PP.3094-3103, 7.FEBRUAR 2004.

- [3] BOAZ RAFAELY, “SOUND- FIELD ANALYSIS BY PLANE-WAVE DECOMPOSITION USING SPHERIC AMICROPHONE ARRAY”, IEEE, 1063-6676, 19. PP.3094-3103, OKTOBER 2005.

- [4] SÉBASTIEN MOREAU, “ÉTUDE ET RÉALISATION D’OUTILS AVANCÉS D’ENCODAGE SPATIAL POUR LA TECHNIQUE DE SPATIALISATION SONORE”, THÈSE DE DOCTORAT SPÉCIALITÉ : ACOUSTIQUE, 2006.

- [5] BOAZ RAFAELY, “ANALYSIS AND DESIGN OF SPHERICAL MICROPHONE ARRAYS”, IEEE TRANSACTIONS ON SPEECH AND AUDIO PROCESSING, VOL. 13, NO. 1, PP.135-143, JANUARY 2005.

- [6] ABHAYA PARTHY, CRAIG JIN, AND ANDRÉ VAN SCHAIK, “OPTIMISATION OF CO-CENTRE RIGID AND OPEN SPHERICAL MICROPHONE ARRAYS”, J.AES 2006 MAY 20–23 PARIS, FRANCE.

- [7] ADAM O’DONOVAN, DMITRY N. ZOTKIN, AND RAMANI DURAI SWAMI, TECHNICAL REPORT: “A SPHERICAL MICROPHONE ARRAY BASED SYSTEM FOR IMMERSIVE AUDIO SCENE RENDERING”, IEEE MARCH 25, 2008.

- [8] ADAM O’DONOVAN, RAMANI DURAI SWAMI AND DMITRY ZOTKIN, “PERCEPTUAL INTERFACES & REALITY“, IEEE DARPA, 19 OKTOBER 2007.

- [9] DI FRANZ ZOTTER, RÄUMLICHE KLANGWIEDERGABE, ALGORITHMEN IN AKUSTIK UND COMPUTERMUSIK 2 SE+UE, 13.10.2008.