



FACHBEREICH C - PHYSIK
BERGISCHE UNIVERSITÄT
WUPPERTAL

Untersuchung von akustischen Sensoren zum Neutrino-Nachweis

Benjamin Semburg

Diplomarbeit

Fachbereich C - Physik
Bergische Universität Wuppertal

Mai 2007
WU D 07-06

Für meine Eltern

„Es gibt meines Erachtens keinen größeren Nervenkitzel, den man als Mensch im Herzen spüren kann, als jenen, den ein Erfinder verspürt, wenn sich eine Schöpfung des Geistes erfolgreich in Realität verwandelt.“

Nikola Tesla (1856-1943), serbisch-amerikanischer Ingenieur

Inhaltsverzeichnis

1	Die Einleitung	1
2	Das Neutrino in der kosmischen Strahlung	4
2.1	Das Neutrino	4
2.2	Einige Neutrinoquellen	5
2.2.1	Die primäre geladene kosmische Strahlung	5
2.2.2	Die sekundäre kosmische Strahlung	7
2.2.3	Die GZK-Grenze	8
2.3	Der optische Neutrino-Nachweis	10
2.3.1	Das Cherenkov Licht	11
2.3.2	Die optischen Eigenschaften des Antarktischen Eises	11
2.3.3	Der IceCube Detektor	13
3	Der akustische Neutrino-Nachweis	16
3.1	Das thermoakustische Modell	16
3.2	Meerwasser, Salz und Eis als Nachweismedien	19
3.3	Der piezoelektrische Effekt	23
3.4	South Pole Acoustic Test Setup (SPATS)	24
4	Der akustische Sensor - HADES	28
4.1	Die verschiedenen Gießharze	28
4.1.1	Die akustische Impedanz	30
4.1.2	Die Transmission	34
4.2	Der Vorverstärker	35
4.3	Die Herstellung von HADES	37
4.4	Die Kalibration	41
4.4.1	Die Reziprozitätsmethode	41
4.4.2	Die Vergleichsmethode	42
5	Die Experimente mit Klareis im Labor	51
5.1	Die Herstellung von Klareis	51
5.2	Die Eis-Knack-Pulse	54
5.3	Eine alternative Methode zur Klareisherstellung	56
6	Die Zusammenfassung und der Ausblick	58

A Die Reichweite hochenergetischer Protonen	60
B Die Vorverstärker Tests	62
C Ein Kalibrationsbeispiel	68
Literaturverzeichnis	71

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung	6
2.2	Der tiefenabhängige Streukoeffizient des Antarktischen Eises	12
2.3	Der tiefenabhängige Absorptionskoeffizient des Antarktischen Eises .	12
2.4	Ein DOM befestigt am String	14
2.5	Der IceCube Detektor mit dem Vorgängerdetektor AMANDA	15
3.1	Das Schema einer Teilchenkaskade	18
3.2	Ein Laser induziertes Drucksignal bei verschiedenen Wassertemperaturen	18
3.3	Das Temperaturprofil des Antarktischen Eises	21
3.4	Das Dichteprofil für die oberen Schichten des Antarktischen Eises . .	21
3.5	Die Schallgeschwindigkeit des Antarktischen Eises in oberen Schichten	22
3.6	Die Vorhersagen für Absorptionslängen bei verschiedenen Frequenzen	22
3.7	Ein 50 kHz Gauß-Puls mit zweiter Ableitung	24
3.8	Die Frequenzspektren von gesendeten Gauß-Pulsen verschiedener Schwerpunktfrequenzen	24
3.9	Der schematische Aufbau von SPATS	25
3.10	Eine SPATS Ebene mit Abstandhalterkugeln	26
3.11	Eine schematische Zeichnung einer Ebene von SPATS	26
4.1	Die Brechung von Signalen in Abhängigkeit der akustischen Impedanz	30
4.2	Die Piezosensoren zur Laufzeitmessung, eingegossen in hartes PU . .	31
4.3	Ein Testzylinder mit eingegossenen Piezoplättchen zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit	31
4.4	Die Klimakammer	31
4.5	Beispiel für die Laufzeitmessung zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit	31
4.6	Die temperaturabhängige Schallgeschwindigkeit bei zwei verschiedenen Frequenzbändern	32
4.7	Die temperaturabhängige Schallgeschwindigkeit bei einem Frequenzband	32
4.8	Der Schaltplan des Vorverstärkers von HADES	35
4.9	Ein Vorverstärker von HADES	36
4.10	Der Vorverstärker I in hartes PU eingegossen	36

4.11	Die Kennlinie des Vorverstärkers IV bei verschiedenen Temperaturen	36
4.12	Die Piezokeramik mit Vorverstärker ohne elektromagnetische Abschirmung	37
4.13	Die Piezokeramik Ferroperm Pz-28	37
4.14	Der akustische Sensor von HADES	37
4.15	Die Seitenansicht des HADES Moduls	38
4.16	Die Ansicht von unten des HADES Moduls	38
4.17	Die Innenansicht des HADES Moduls	38
4.18	Die Innenansicht eines Sensormoduls von SPATS	38
4.19	HADES - mit Sensor und Modul	39
4.20	Der Verlauf des Drucktests von HADES	40
4.21	Der Messaufbau bei der Kalibration nach der Reziprozitätsmethode .	42
4.22	Der Messaufbau bei der Kalibration nach der Vergleichsmethode . . .	42
4.23	Das absolut kalibriertes Hydrophon SENSORTECH-SQ03	43
4.24	Das Sensitivitätsspektrum des absolut kalibrierten Hydrophons für verschiedene Winkel	43
4.25	Das mittlere Sensitivitätsspektrum des absolut kalibrierten Hydrophons	43
4.26	Die schematische Darstellung der verwendeten Piezokeramik des Senders	44
4.27	Der verwendete Sender	44
4.28	Die Aufsicht der Kalibrationsanordnung im Schwimmbad	45
4.29	Das Kalibrationsschema im Falle der Vergleichsmethode	46
4.30	Die Sensitivität von HADES für verschiedene Frequenzen	47
4.31	Die Sensitivität aller Sensoren von SPATS	47
4.32	Die Sensitivität von HADES	47
4.33	Die Verteilung des Fourierkoeffizienten von 20 kHz in der komplexen Ebene	49
4.34	Die Verteilung der Phase des Fourierkoeffizienten bei 20 kHz	49
4.35	Die Amplitudenverteilung mit dem Rayleigh Fit	49
4.36	Das empfangene Rauschsignal von HADES	50
4.37	Das Rauschspektrum des empfangenen Signals von HADES	50
4.38	Der Rauschpegel von HADES	50
5.1	Die Gefriertruhe Bauknecht GTA 3001 Optima	52
5.2	Ein Klareisblock	52
5.3	Ein Vergleich zwischen gesendetem und empfangenem Signal im Klareisblock	53
5.4	Ein Vergleich zwischen empfangenen Signalen in zwei Klareisblöcken .	53
5.5	Die verwendeten Sensoren	54
5.6	Die schematische Darstellung der drei verwendeten Piezokeramiken .	54
5.7	Ein Eis-Knack-Puls mit fünf Sensoren detektiert	55
5.8	Drei Eis-Knack-Pulse mit dem Sensor T5 detektiert	55
5.9	Der Bass-Schall-Wandler	56

5.10	Die kleine Eisblockform mit dem Bass-Schall-Wandler	56
5.11	Ein kleiner Eisblock hergestellt mit dem Bass-Schall-Wandler	57
5.12	Ein kleiner Eisblock hergestellt ohne den Bass-Schall-Wandler	57
C.1	Ein gesendeter „50 kHz“ Gauß-Puls	68
C.2	Das empfangene Signal vom absolut kalibrierten Hydrophon	69
C.3	Das empfangene Primärsignal vom absolut kalibrierten Hydrophon	69
C.4	Das Frequenzspektrum des empfangenen Signals vom absolut kalibrierten Hydrophon	69
C.5	Das Druckspektrum des gesendeten Signals	69
C.6	Das empfangene Signal von HADES	70
C.7	Das empfangene Primärsignal von HADES	70
C.8	Das Frequenzspektrum des empfangenen Signals von HADES	70
C.9	Die Sensitivität von HADES	70

Tabellenverzeichnis

3.1	Die Eigenschaften von Meerwasser, Salz und Eis im Vergleich	20
4.1	Die Eigenschaften der verwendeten Gießharze im Vergleich	29
B.1	Die Messungen mit Vorverstärker I	63
B.2	Die Messungen mit Vorverstärker II	64
B.3	Die Messungen mit Vorverstärker III	65
B.4	Die Messungen mit Vorverstärker IV	66
B.5	Die Messungen mit Vorverstärker V	67

Kapitel 1

Die Einleitung

Bis in die frühen Jahre des zwanzigsten Jahrhunderts waren die Menschen nur in der Lage, das Universum im sichtbaren Licht zu erforschen. Dies änderte sich im Jahr 1912 durch die Arbeit von Viktor F. Hess (1883 - 1964). Unter der Annahme, dass die Ionisation der Luft, hervorgerufen durch die natürliche Radioaktivität der Erdkruste, vom Erdboden bis zu größeren Höhen abnehmen würde, unternahm er eine Reihe von Ballonflügen. Die Flüge führten Viktor Hess in große Höhen bis zu 5200 m. An Bord hatte er ein Elektroskop, mit dem er die Luftionisation messen konnte. Viktor Hess fand anstelle der erwarteten Abnahme, eine Zunahme der Luftionisation oberhalb von 2000 m [Hes 12]. Er folgerte richtig mit der Aussage, dass die Ursache dafür extraterrestrische Strahlung sein musste. Die Sonne als Quelle dieser Strahlung konnte er ausschließen, weil er bei Messungen am Tag, in der Nacht und bei einer Sonnenfinsternis keine Intensitätsschwankungen feststellen konnte. Für die Entdeckung dieser Strahlung, heute bekannt als kosmische Strahlung, wurde Viktor Hess zusammen mit Carl D. Anderson, der das Positron in der kosmischen Strahlung entdeckte, im Jahr 1936 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

Nach der Entdeckung von Hess gab es im Jahr 1929 verschiedene Erfindungen, mit denen die Wissenschaftler in der Lage waren, die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung zu ermitteln. Dimitri V. Skobeltsyn konstruierte eine Nebelkammer, die sich im Feld eines starken Magneten befand, mit der er die Eigenschaften der β -Strahlung aufgrund radioaktiver Zerfälle untersuchen wollte. Skobeltsyn beobachtete Spuren mit sehr starker Ablenkung und Spuren, die aussahen wie Elektronen mit einer Energie höher als 15 MeV. Er identifizierte sie als sekundäre Elektronen ausgelöst durch die „Hesssche ultra γ -Strahlung“, aber in Wirklichkeit produzierte er so die ersten Aufnahmen der kosmischen Strahlung. Eine weitere Erfindung war der Geiger-Müller Detektor, der neben einzelnen Ereignissen auch deren genaue Ankunftszeit sehr präzise messen konnte. Ein Problem war, dass der Detektor nicht zwischen natürlicher Radioaktivität der Erde und kosmischer Strahlung unterscheiden konnte. Dies wurde im selben Jahr von Bothe und Kolhörster durch das Prinzip der Koinzidenzmessung gelöst. Sie positionierten zwischen zwei Geiger-Müller Detektoren einen dicken Absorber (in Form von Blei) und entdeckten gemeinsame

Ereignisse in beiden Detektoren, was auf ein sehr energiereiches geladenes Teilchen der kosmischen Strahlung hindeutete, welches den Absorber durchdringen konnte. Blackett und Occhialini kombinierten 1933 die oben genannten Erfindungen, indem sie eine Nebelkammer, ausgerüstet mit einer Kamera, zwischen zwei Geiger-Müller Detektoren platzierten und die Kamera nur auslöste, wenn beide Detektoren gleichzeitig ein Teilchen der kosmischen Strahlung registrierten.

Die kosmische Strahlung liefert hochenergetische Teilchen, die in der Lage sind, in den Atomkern einzudringen. Dies wurde von 1930 bis 1950 ausgenutzt, um neue Teilchen zu entdecken, bis sich dieser Bereich der Physik in Teilchenphysik und Astro(teilchen)physik spaltete [Lon 04].

Bis heute befassen sich Physiker mit den Fragestellungen, wo sich die Quellen der primären kosmischen Strahlung befinden und welche Mechanismen für die große Energiespanne dieser Strahlung verantwortlich sind. Durch die Entdeckung des Neutrinos, postuliert von Wolfgang Pauli im Jahr 1930 und erstmals 1956 indirekt nachgewiesen durch Frederick Reines, wurde eine neue Form der Himmelsbeobachtung eröffnet, die Neutrinoastronomie. Neutrinos besitzen die Eigenschaft, dass sie sich geradlinig von ihrem Entstehungsort entfernen und ihre Flugbahn lässt sich so gut wie nicht durch Planeten, Magnetfelder oder anderen, uns bisher bekannten Kräften beeinflussen. Sollte es gelingen, ein extraterrestrisches Neutrino nachzuweisen und seine Flugbahn zu rekonstruieren, könnte auf diese Weise ein möglicher Entstehungsort der primären kosmischen Strahlung am Himmel lokalisiert werden.

Seit dem Jahr 2005 befindet sich der 1 km^3 große IceCube Detektor im Eis des geographischen Südpols in der Antarktis im Aufbau. Der IceCube Detektor ist in der Lage, Neutrinos bzw. ihre Flugbahn indirekt über Cherenkov Licht mit Hilfe von Lichtsensoren zu bestimmen. Dieses Licht wird nach der Wechselwirkung zwischen Neutrino und Nukleon von dem entstandenen Sekundärteilchen ausgesandt, welches annähernd die selbe Flugrichtung wie das Neutrino hat. Das Cherenkov Licht besitzt im Antarktischen Eis eine Reichweite von etwa 100 m. Aufgrund dieser Strecke werden 4800 Lichtsensoren benötigt um das 1 km^3 große Volumen von IceCube abdecken zu können.

Basierend auf der theoretischen Arbeit aus dem Jahr 1957 von G. A. Askarian versuchen Physiker, die bei der Wechselwirkung zwischen Neutrino und Nukleon des Eises entstehende Teilchenkaskade auch akustisch nachzuweisen. Das akustische Drucksignal besitzt im Eis eine Reichweite von etwa 1 km. Dies bedeutet, dass im Vergleich zum optischen Nachweis über Cherenkov Licht entweder weitaus weniger Detektoren für das gleiche Volumen benötigt werden, oder dass man mit dem gleichen finanziellen Aufwand einen weitaus größeren akustischen Detektor errichten könnte. Ein erster Testaufbau für akustische Detektion, bestehend aus drei instrumentierten Kabeln, wurde im Januar 2007 oberhalb des IceCube Detektors installiert. Das so genannte South Pole Acoustic Test Setup (kurz: SPATS¹) soll in erster Linie die

¹auf deutsch frei übersetzt: akustischer Testaufbau am Südpol

Grundlagen für akustische Neutrino-Detektion liefern. Diese beinhalten die vorhergesagte Abschwächlänge für akustische Signale in Eis zu bestätigen, die Schallgeschwindigkeit in Eis in Abhängigkeit der Tiefe zu bestimmen und Messungen der Untergrundgeräusche durchzuführen. SPATS ist aus Paaren von Transmitter- und Sensormodulen aufgebaut. Jedes Sensormodul besteht aus einem Stahlgehäuse, an dessen Innenseite drei Piezokeramiken gepresst werden.

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung und die absolute Kalibration eines alternativen Sensors - HADES² (Hydrophon zur akustischen Detektion am Südpol, englisch: Hydrophone for acoustic detection at South Pole). Im Gegensatz zu dem SPATS Sensormodul, besteht HADES nur aus einer Piezokeramik, welche ausgestattet mit einem Vorverstärker und ummantelt von Gießharz außerhalb eines modifizierten Stahlgehäuses von SPATS angebracht ist. Alle Komponenten von HADES müssen den tiefen Temperaturen und den hohen Drücken des Antarktischen Eises widerstehen. Außerdem muss eine akustische Impedanzanpassung zwischen Eis und dem Gießharz erfolgen, um eine hohe Transmission des empfangenen Signals zu gewährleisten.

Für eine absolute Kalibration des Sensors in Eis im Labor ist die Herstellung von Klareis (durchsichtiges Eis ohne Einschlüsse von sichtbaren Luftblasen), wie es am Südpol zu finden ist, zwingend erforderlich, so dass in dieser Arbeit im vorletzten Kapitel kurz auf die Herstellung von Klareis und den damit verbundenen Problemen eingegangen wird.

²Hades, griechischer Gott der Unterwelt und des Todes. Im Mythos Sohn des Kronos und der Rhea, Bruder des Zeus und des Poseidon. Nach dem Kampf der Götter mit den Titanen fiel ihm bei der Teilung der Welt die Unterwelt zu, wo er als Gott der Toten wirkte [Bro 05]. HADES ist als Name für den, in dieser Arbeit, entwickelten akustischen Sensor gewählt worden, weil sich der geplante Einsatzort tief im Antarktischen Eis des Südpols liegt, in der „Unterwelt“.

Kapitel 2

Das Neutrino in der kosmischen Strahlung

Das vorliegende Kapitel erklärt nach einer kurzen Vorstellung des Neutrinos die Entstehung von Neutrinos durch die primäre kosmische Strahlung, durch die sekundäre kosmische Strahlung bzw. die kosmischen Schauer und durch die GZK-Grenze. Gefolgt von einer Beschreibung über den optischen Neutrino-Nachweis wird am Ende der optische Neutrino-Detektor IceCube mit den Erweiterungsideen zum akustischen Nachweis sowie zum Radionachweis von Neutrinos erläutert.

2.1 Das Neutrino

Wolfgang Pauli postulierte 1930 das Neutrino (ν), um bei dem unten gezeigten radioaktiven β -Zerfall, Energie- und Impulserhaltung gewährleisten zu können:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

Enrico Fermi fand 1934 unter Berücksichtigung des Neutrinos einen intuitiven theoretischen Ansatz für den β -Zerfallsmechanismus [Fer 34], bevor in den 50er Jahren des 20. Jahrhunderts Experimente über den indirekten Nachweis des Neutrinos Fermis Theorie bestätigten. Der direkte Neutrino-Nachweis gelang Frederick Reines 1956 mit dem Projekt Poltergeist [Rei 56]. Dafür erhielt er 1995 den Nobelpreis für Physik. Reines wies das Neutrino über den inversen β -Zerfall nach:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (2.2)$$

Das Neutrino ist Bestandteil des Standardmodells der Teilchenphysik, wobei es dort ursprünglich fälschlicherweise als masselos angenommen wurde. Es gehört den Leptonen an, trägt halbzahligen Eigendrehimpuls (Spin), ist elektrisch neutral und tritt in drei Erscheinungsformen (so genannten Flavors) als Elektron-Neutrino (ν_e), als Myon-Neutrino (ν_μ) und als Tau-Neutrino (ν_τ) mit den jeweiligen Antiteilchen ($\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$) auf. Außerdem tragen Neutrinos als Erhaltungsgröße die Leptonenzahl $L =$

+1 und Antineutrinos die Leptonenzahl $L = -1$. Unter der Annahme der Masselosigkeit von Neutrinos existieren nur linkshändige Neutrinos (Impuls und Eigendrehimpuls sind entgegengesetzt gerichtet) mit Helizität $\mathcal{H} = -1$ und rechtshändige Antineutrinos (Impuls und Eigendrehimpuls sind gleichgerichtet) mit Helizität $\mathcal{H} = +1$. Nur linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil. Solche Wechselwirkungen finden in viel geringerem Maße statt, als Prozesse der starken oder der elektromagnetischen Wechselwirkung [May 84]. Für die Massen der Neutrinos sind bis jetzt nur Obergrenzen bekannt [Yao 06]:

$$m_{\nu_e} < 2 \frac{\text{eV}}{c^2} \quad m_{\nu_\mu} < 0,19 \frac{\text{MeV}}{c^2} \quad m_{\nu_\tau} < 18,2 \frac{\text{MeV}}{c^2}$$

2.2 Einige Neutrinoquellen

Die Neutrinos können vielfältige Entstehungsprozesse besitzen. Im Folgenden werden als mögliche Quellen die primäre und sekundäre kosmische Strahlung sowie die GZK-Grenze genannt.

2.2.1 Die primäre geladene kosmische Strahlung

Die primäre geladene kosmische Strahlung wird außerhalb unserer Erdatmosphäre beobachtet und setzt sich im einzelnen zu 98 % aus Kernen (diese teilen sich in 87 % Protonen und 12 % α -Teilchen² auf) und 2 % Elektronen zusammen [Mül 91].

Die kosmische Strahlung überdeckt einen sehr großen Energiebereich (etwa 15 Größenordnungen) und der Fluss³ der geladenen kosmischen Strahlung nimmt mit steigender Energie stark ab, was eine sehr geringe geladene kosmische Strahlung bei hohen Energien zur Folge hat. Dies zeigt sich deutlich im Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung (siehe Abbildung 2.1). Die Mechanismen, die so hohe Energien erzeugen können, sind bis heute weitestgehend unbekannt.

¹1 eV $\approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ J

² α -Teilchen sind He-Kerne

³Anzahl der Teilchen mit einer bestimmten Energie, die pro Zeiteinheit eine bestimmte Fläche aus einer bestimmten Richtung durchqueren

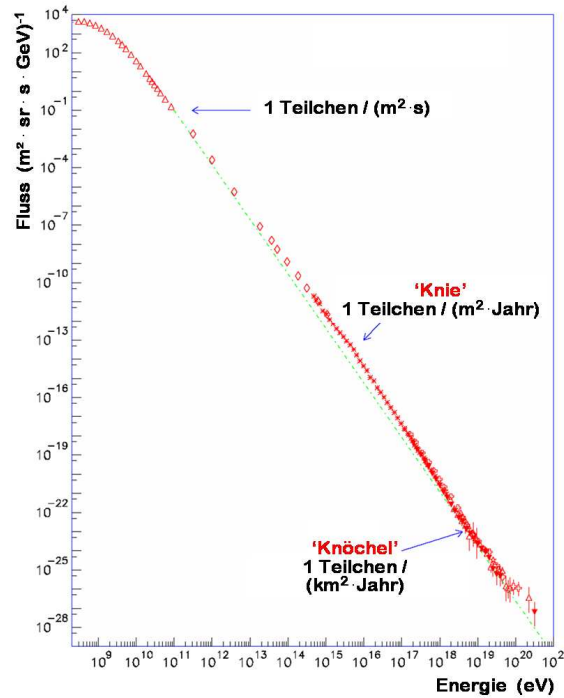


Abbildung 2.1: Das Energiespektrum der geladenen kosmischen Strahlung [Swo 97]

Dieses Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung kann abschnittsweise durch ein Potenzgesetz der Form:

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\gamma} \quad (2.3)$$

beschrieben werden. Angelehnt an die Form des menschlichen Beins wird der Wechsel des Spektralindex γ bei etwa 10¹⁵ eV von $\gamma \simeq 2,7$ auf $\gamma \simeq 3$ als „Knie“ und das erneute Abflachen des Spektrums bei etwa 10¹⁸ eV als „Knöchel“ bezeichnet.

Aufgrund der großen Energiespanne und der verschiedenen Spektralindizes scheint es verschiedene Beschleunigungsprozesse und vielleicht eine Proton-Grenzenergie aufgrund der vorausgesagten GZK-Grenze (siehe Kapitel 2.2.3) in der geladenen kosmischen Strahlung zu geben. Die Astroteilchenphysik versucht zu klären, wie die geladene kosmische Strahlung auf so hohe Energien beschleunigt wird und wo sie entsteht. Man geht davon aus, dass der Ort der Beschleunigung und der Ort der Entstehung der kosmischen Strahlung im Allgemeinen identisch sind. Aus diesem Grund wird versucht, die Herkunft der kosmischen Strahlung zu bestimmen, um die Quellen dieser Strahlung zu erforschen. Da die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung, mit Ausnahme der höchstenergetischen, aufgrund von Wechselwirkungen mit dem interstellaren Medium und durch Magnetfelder jede Richtungsinformation verlieren, bieten sich zur Quellsuche besonders Neutrinos an, die sich durch die

eben genannten Einflüsse nicht von ihrer geradlinigen Flugbahn abbringen lassen. Ein möglicher Beschleunigungsprozess von geladener kosmischer Strahlung ist die Fermi Beschleunigung, die im folgenden Unterkapitel beschrieben wird.

Die Fermi Beschleunigung

Die Fermi Beschleunigung beschreibt die Energiezunahme relativistischer Teilchen durch statistisch verteilte magnetische Wolken (2. Ordnung) oder durch starke Schockwellen (1. Ordnung). Die Ordnung bezieht sich auf die Abhängigkeit des Energiegewinns von $\beta = \frac{v}{c}$. Im Folgenden wird kurz die Fermi Beschleunigung durch starke Schockwellen (1. Ordnung) erläutert. Für eine detailliertere Beschreibung der beiden Prozesse sei verwiesen auf [Gai 90] und [Lon 04].

Bei der Fermi Beschleunigung 1. Ordnung bewegt sich eine Schockwelle durch ein interstellares Medium (zum Beispiel Gas) mit einer sehr viel größeren Geschwindigkeit als die Schallgeschwindigkeit im Medium. In diesem Medium existieren bereits hochenergetische Teilchen. In dem Bezugssystem vor dem Schock ist die Teilchen(impuls)verteilung isotrop, so dass sich einige Teilchen entgegen der Richtung des Schocks bewegen und diesen durchqueren können. In dem anderen Bezugssystem hinter dem Schock stellt sich ebenfalls eine isotrope (Impuls)Verteilung ein. Dazu muss eine Wechselwirkung des Teilchens mit dem bereits beschleunigten bzw. geschockten interstellaren Medium erfolgen und somit gewinnt es kinetische Energie. Einige beschleunigte Teilchen bleiben hinter der Schockwelle zurück und gehen dem Beschleunigungsprozess verloren, während andere die Schockfront, aufgrund der isotropen (Impuls)Verteilung, zurückpassieren und wieder isotrop verteilt werden. Dieser Zyklus kann sich sehr oft wiederholen und das Ergebnis ist ein Nettoenergiegewinn [Kla 97].

Ein Auslöser für eine oben beschriebene Schockwelle ist zum Beispiel eine Supernovaexplosion. Man kann jedoch zeigen, dass die unter realistischen Bedingungen erreichten Maximalenergien aufgrund von Fermi Beschleunigung durch eine Supernova Schockwelle nur etwa 100 TeV betragen [Gai 90]. Wie das Energiespektrum in Abbildung 2.1 zeigt, werden weitaus höhere Energien beobachtet, so dass andere Quellen und Beschleunigungsmechanismen wie zum Beispiel aktive Galaxienkerne (englisch: Active Galactic Nuclei; kurz: AGN) oder Gamma Ray Bursts (kurz: GRBs) erforderlich sind.

2.2.2 Die sekundäre kosmische Strahlung

Trifft ein Proton der primären geladenen kosmischen Strahlung mit einer Energie bis zu 10 GeV auf die Erdatmosphäre, findet eine Proton-Kern-Reaktion statt. Bei höheren Energien entstehen hochenergetische Mehrfachreaktionen mit den einzelnen Nukleonen des Kerns bei denen neben Seltsamen Teilchen (K, ...) und Antinukleonen hauptsächlich Pionen (π^0 , π^\pm) entstehen. Diese Reaktionsprodukte und das primäre

Proton sorgen für weitere hadronische Wechselwirkungen, in dem so genannten *hadronischen Schauer*. Die hochenergetische Pionenerzeugung wiederholt sich bis die Energie pro Teilchen auf etwa 1 GeV abgesunken ist. Unterhalb dieser Energie dominieren die Effekte der elastischen Streuung.

In weiteren Wechselwirkungen können die neu entstandenen Teilchen zerfallen. Das neutrale Pion (π^0) zerfällt mit einer Lebensdauer von $\tau_{\pi^0} = 84 \text{ as}^4$ in zwei Photonen (γ):

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (2.4)$$

Die Photonen erzeugen über Paarbildung⁵ e^+e^- -Paare und diese durch Bremsstrahlung⁶ und Paarvernichtung wieder Photonen. Dies verursacht einen *elektromagnetischen Schauer* in der Erdatmosphäre.

Die geladenen Pionen (π^\pm) zerfallen mit einer Lebensdauer von $\tau_{\pi^\pm} = 26 \text{ ns}$ in Myonen (μ^\pm), den so genannten *atmosphärischen Myonen*, und Myon-Neutrinos (ν_μ) bzw. Myon-Antineutrinos ($\bar{\nu}_\mu$):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.5)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.6)$$

Die Myonen zerfallen ihrerseits wieder in Elektronen bzw. Positronen und in weitere Neutrinos bzw. Antineutrinos:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.7)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.8)$$

Die durch Luftschauer entstehenden Neutrinos werden *atmosphärische Neutrinos* genannt.

2.2.3 Die GZK-Grenze

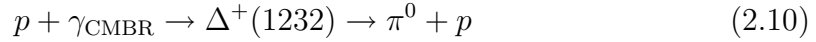
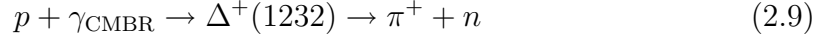
Die Herren Greisen, Zatsepin und Kuzmin entwickelten 1965 die theoretische Vorhersage, dass der Fluss der geladenen kosmischen Strahlung zwischen 10^{19} eV und 10^{20} eV abbricht, weil die Protonen der kosmischen Strahlung bei so hohen Energien mit der kosmischen 3 K Hintergrundstrahlung (englisch: cosmic microwave background

⁴ $\tau_{\pi^0} = 84 \text{ as} = 8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$

⁵ $\gamma + X \rightarrow e^+ + e^- + X$

⁶ $e^\pm + X \rightarrow e^\pm + X + \gamma$

radiation, kurz: CMBR) wechselwirken. Diese Vorhersage ist als GZK-Grenze (englisch: GZK-cutoff) bekannt. Durch die Wechselwirkung wird die Deltaresonanz Δ^+ angeregt, die nach den beiden unten gezeigten Reaktionen zerfallen kann:



Die auf diese Weise entstandenen Pionen zerfallen ihrerseits wieder gemäß den Reaktionen 2.5 und 2.7 sowie 2.6 und 2.8 in Neutrinos. Die so entstandenen Neutrinos werden *kosmogene Neutrinos* oder *GZK-Neutrinos* genannt und sind sehr hochenergetisch. Bei einer Protonenergie von $E_p \approx 10^{20}$ eV besitzt das aus der Reaktion hervorgegangene Neutrino eine Energie von $E_\nu \approx 10^{18}$ eV. Es werden GZK-Neutrinos mit Energien von 10^{17} eV bis 10^{20} eV erwartet.

Bei einem mittleren Wirkungsquerschnitt der Protonen von $\sigma_p \approx 200 \mu\text{b}^7$ und einer mittleren Photonendichte der kosmischen Hintergrundstrahlung von $n_{\gamma_{\text{CMBR}}} \approx 550 \frac{1}{\text{cm}^3}$ ergibt sich für die mittlere freie Weglänge λ gemäß der Formel:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma \cdot n} \quad (2.11)$$

eine Länge von $\lambda \approx 9 \cdot 10^{24}$ cm. Oberhalb des Energieschwellenwertes zur einfachen Pion Produktion verliert das Proton pro Wechselwirkung im Mittel 22% seiner Energie ($\frac{\Delta E}{E_0} = 0,22$ mit $\Delta E =$ Energieverlust pro Wechselwirkung und $E_0 =$ Ausgangsenergie). Folglich kann es nach der Formel:

$$L = \frac{E_0}{\Delta E} \cdot \frac{1}{\sigma \cdot n} = \frac{E_0}{\Delta E} \cdot \lambda \quad (2.12)$$

eine Länge von $L \approx 4 \cdot 10^{25}$ cm $\approx 13 \text{ Mpc}^8$ zurücklegen, bis die Ausgangsenergie E auf $\frac{E}{e}$ abgefallen ist [Gre 66]. Für eine detailliertere Herleitung der Formel 2.12 siehe Anhang A. Diese angegebene Länge L kann nur als grobe Abschätzung verstanden werden. Für realistischere Ergebnisse ist eine Integration über das Photonen- und Protonenspektrum notwendig.

Es ist zur Zeit kein Objekt im Abstand von $L \leq 13 \text{ Mpc}$ um die Erde bekannt, welches stark genug wäre, um die Protonen auf Energien über 10^{19} eV zu beschleunigen. Folglich dürften keine hochenergetischen Protonenereignisse auf der Erde nachgewiesen werden. Andererseits sollten die hochenergetischen Neutrinos aus den oben beschriebenen Reaktionen des Protons mit der geladenen kosmischen 3 K Hintergrundstrahlung nachweisbar sein.

⁷1 b = 1 barn = 10^{-24} cm²

⁸1 pc = 1 Parsec $\approx 3,1 \cdot 10^{16}$ m $\approx 3,3$ Lichtjahre = 3,3 Lj

2.3 Der optische Neutrino-Nachweis

Neutrinos werden indirekt über Sekundärteilchen nachgewiesen, die bei der Neutrino-Wechselwirkung mit Materie entstehen. Neutrinos können zum Einen über den schwachen neutralen Strom (englisch: neutral current, kurz: NC):

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + X \quad (2.13)$$

oder zum Anderen über den schwachen geladenen Strom (englisch: charged current, kurz: CC):

$$\nu_l + N \rightarrow l + X \quad (2.14)$$

wechselwirken. Das l bzw. der Index l in den Reaktionen 2.13 und 2.14 stehen für das jeweilige geladene Lepton (e , μ oder τ) und das entsprechende Neutrino (ν_e , ν_μ oder ν_τ). N symbolisiert den Wechselwirkungspartner, ein Nukleon, und X stellt eine hadronische Kaskade dar.

Aufgrund der relativistischen Geschwindigkeit des Neutrinos folgt das Lepton, entstanden nach der Reaktion 2.14, der Richtung des Neutrinos. Der Winkel α zwischen Neutrino und Lepton ist von der Energie der Neutrinos (E_{ν_l}) abhängig und kann nach [Neu 04] angenähert werden durch:

$$\alpha \approx \frac{0,7^\circ}{\left(\frac{E_{\nu_l}}{\text{TeV}}\right)^{0,7}} \quad (2.15)$$

Hochenergetische geladene Teilchen bewegen sich nahezu mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_{Vakuum} durch Materie. Sie verlieren dabei Energie in Form von Cherenkov Licht (siehe Kapitel 2.3.1). Die Leuchtspur des Leptons eignet sich zur Richtungsrekonstruktion des auslösenden Neutrinos. Dabei ist zu bemerken, dass die drei Leptonen verschiedene Eigenschaften besitzen:

- Elektronen verursachen eine elektromagnetische Kaskade an dem Ort, wo sie entstehen. Diese Kaskade ist auf einige Kubikmeter begrenzt und die Schaulänge wächst in erster Näherung logarithmisch mit der Energie.
- Myonen haben eine Lebensdauer von $\tau_\mu = 2,2 \mu\text{s}$ und können bei einer Energie von $E_{\mu\tau} \approx 1 \text{ TeV}$ in Eis eine Strecke von 2,5 km zurücklegen. Sie eignen sich deshalb besonders gut als sekundäre Neutrino-Boten zur Richtungsrekonstruktion.
- Die Tau Leptonen haben eine weitaus kürzere Lebensdauer von $\tau_\tau = 0,29 \text{ ps}$ und können bei einer Energie von $E_\tau \approx 1 \text{ TeV}$ in Eis 5 cm und bei einer Energie von $E_\tau \approx 1 \text{ PeV}$ 50 m zurücklegen. Das Tau zerfällt ebenfalls in Form einer hadronischen Kaskade, so dass es zwei Kaskaden im kurzen Abstand geben kann. Die Erste aufgrund der Neutrino-Wechselwirkung (siehe Reaktion 2.14) und die Zweite aufgrund des zerfallenen Taus, das bei dieser Reaktion entstanden ist.

2.3.1 Das Cherenkov Licht

Unter Cherenkov Licht versteht man die Abstrahlung von Licht (Photonen, γ) unter dem Winkel θ_C in Form eines Kegels, ähnlich dem Überschallkegel eines Düsenjägers, wenn sich Teilchen schneller durch ein Medium bewegen als die Lichtgeschwindigkeit des Mediums c_{Medium} :

$$v > c_{\text{Medium}} = \frac{c_{\text{Vakuum}}}{n(\omega)} \quad (2.16)$$

Die kritische Energie, die für den Cherenkov Effekt benötigt wird, ist frequenzabhängig in Folge der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex n . Ein Myon benötigt zum Beispiel eine Energie von $E_\mu \approx 160 \text{ MeV}$.

Der Cherenkov Winkel θ_C lässt sich mit $\beta = \frac{v}{c}$ berechnen:

$$\cos(\theta_C) = \frac{1}{\beta n(\omega)} \quad (2.17)$$

In Eis werden bei Wellenlängen zwischen 300 nm und 500 nm ungefähr $250 \frac{\text{Photonen}}{\text{cm}}$ unter einem Winkel von etwa 41° ausgesandt.

2.3.2 Die optischen Eigenschaften des Antarktischen Eises

Die optischen Eigenschaften des Antarktischen Eises stehen im direkten Zusammenhang mit den klimatischen Bedingungen (Salz- und Säuregehalt in der Luft sowie Anteile an Mineralstoffen und Staubpartikeln) zu den Zeiten, als sich die Eisschichten bildeten. Außerdem werden Absorption und Streuung bis in eine Tiefe von etwa 1000 m durch eingeschlossene Luftblasen und danach durch kleine Verunreinigungen entscheidend beeinflusst.

Die Abbildung 2.2 zeigt den tiefenabhängigen Streukoeffizienten, der mit Hilfe einer gepulsten Lichtquelle bei verschiedenen Wellenlängen gemessen wurde. Die vier mit Buchstaben gekennzeichneten Maxima bezeichnen verschiedene Staubschichten aus vergangenen Kälteperioden. Ein weiterer breiter Peak in Folge der letzten großen Eiszeit (englisch: last glacial maximum, kurz: LGM) bei einer Tiefe von etwa 1300 m wird durch die wellenlängenunabhängige Streuung an Luftblasen überdeckt.

Der tiefenabhängige Absorptionskoeffizient (dargestellt in Abbildung 2.3) wurde ebenfalls mit Hilfe einer gepulsten Lichtquelle bestimmt. Der breite Peak bei etwa 1300 m geht auf das oben beschriebene LGM zurück.

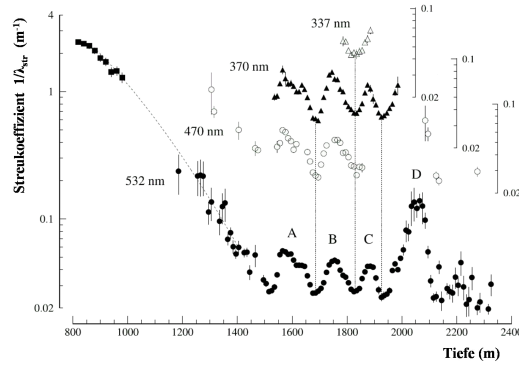


Abbildung 2.2: Der tiefenabhängige Streukoeffizient des Antarktischen Eises. Die Ergebnisse zu den vier verschiedenen Wellenlängen sind jeweils mit einer eigenen y -Skala versehen [Ack 06].

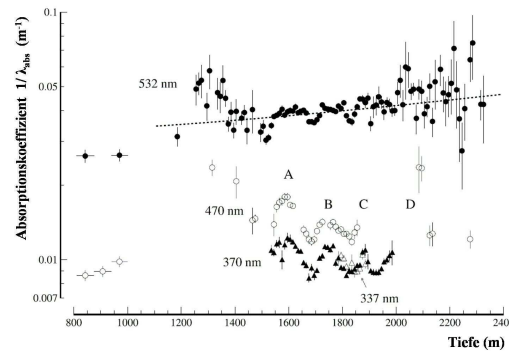


Abbildung 2.3: Der tiefenabhängige Absorptionskoeffizient des Antarktischen Eises. Die gepunktete Linie verdeutlicht die Zunahme der Absorption mit der Temperatur um 1%/K. [Ack 06].

Typische Werte für die Streulänge λ_{str} und die Absorptionslänge λ_{abs} in Eis sind:

$$\lambda_{\text{str}} \approx 25 \text{ m} \quad \lambda_{\text{abs}} = 90 - 120 \text{ m} \quad (2.18)$$

Diese Werte sind mitbestimmend für die Detektorgröße bzw. die erforderliche Anzahl an Lichtsensoren in Bezug auf ein bestimmtes Volumen.

2.3.3 Der IceCube Detektor

Aufgrund einer Neutrino-Wechselwirkung mit Materie (zum Beispiel mit dem Gestein der Erde oder dem Antarktischen Eis) entstehen unter anderem Myonen (siehe Kapitel 2.2.2), die aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit in der Materie Cherenkov Licht abstrahlen (siehe Kapitel 2.3.1). Durch lichtempfindliche Sensoren, verbunden zu einem großen Detektor, kann das Cherenkov Licht im Antarktischen Eis detektiert werden. Aufgrund verschiedener Ankunftszeiten des Lichts in den einzelnen Sensoren ist es möglich, die Leuchtspur und somit die Richtung des Neutrinos zu rekonstruieren. Zu beachten ist der Myonen Untergrund, verursacht durch die atmosphärischen Myonen in der sekundären kosmischen Strahlung (siehe Kapitel 2.2.2). Dieses Problem wird umgangen, indem der Detektor etwa 1,5 km tief in das antarktische Eis eingelassen wird und man sich den sehr geringen Wirkungsquerschnitt der Neutrinos zu nutze macht. Neutrinos sind die einzigen Teilchen, die die Erde durchdringen können und so blicken die lichtempfindlichen Sensoren zum Mittelpunkt der Erde, um überwiegend Myonen aus Neutrinowechselwirkungen zu registrieren, die sich „von unten nach oben“ (englisch: up going) bewegen. Ab einer Neutrinoenergie von einigen PeV wird die Erde für diese undurchsichtig. Die Neutrinos können „von oben nach unten“ (englisch: down going) betrachtet werden, während die primäre geladene kosmische Strahlung in diesem PeV Bereich im Vergleich zu kleineren Energien viel geringer ist (vergleiche Abbildung 2.1) und somit verringert sich auch der Myonen Untergrund bzw. die atmosphärischen Myonen, die aufgrund von Wechselwirkungen zwischen der primären kosmischen Strahlung und der Erdatmosphäre entstehen.

Unmittelbar am geographischen Südpol in der Antarktis wird seit 2005 der IceCube Detektor errichtet. In druckfesten Glaskugeln befinden sich lichtempfindliche Sensoren, so genannte Photomultiplier, mit einem Durchmesser von ca. 25,4 cm (10 inch) und die Ausleseelektronik. 60 dieser digitalen optischen Module (kurz: DOM; siehe Abbildung 2.4) werden in einem Abstand von 17 m an einem Kabel angebracht. Ein fertig instrumentiertes Kabel wird als „String“ bezeichnet. Jeder String wird in einem, mit Hilfe von heißem Wasser in das Eis geschmolzenen, senkrechten Loch versenkt, so dass das tiefste DOM eine Tiefe von etwa 2,5 km erreicht. Insgesamt 80 Strings werden den IceCube Detektor bilden und er wird ein instrumentiertes Volumen (nicht effektives Volumen) von insgesamt 1 km³ besitzen.

Die Signale der Photomultiplier, ausgelöst durch Photonen des Cherenkov Lichts, werden von der Elektronik der DOMs registriert und digitalisiert. Die digitalisierten Signale enthalten einen globalen Zeitstempel mit einer Präzision besser als 10 ns und werden an der Oberfläche weiterverarbeitet.

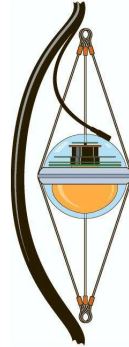


Abbildung 2.4: Ein DOM befestigt am String

Oberhalb des IceCube Detektors und innerhalb der Schneeoberfläche entsteht ein Luftschauer Detektor, der so genannte IceTop Detektor [Sta 05]. Die insgesamt 160 Detektoren sind sehr ähnlich im Vergleich mit den Cherenkov Oberflächendetektoren des Pierre Auger Observatoriums [Abr 04] und werden eine Fläche von 1 km^2 abdecken. IceTop bietet die Möglichkeit zur Kalibration von IceCube durch atmosphärische Myonen, zur Untergrundreduzierung oder alleinstehend als ein Detektor für Luftschauerphysik [Hal 03]. Die Abbildung 2.5 zeigt den gesamten IceCube Detektor inklusive des Vorgängerexperiments AMANDA⁹ (blauer Zylinder) [Hal 98].

Der optimale Energiebereich der Neutrinos für den optischen Nachweis über Cherenkov Licht liegt zwischen 10^{11} eV und 10^{18} eV . Der Fluss von Neutrinos fällt rapide mit der Energie ab und ein sehr großes Detektorvolumen wie IceCube ist erforderlich, um Neutrinos mit einer Energie oberhalb von $E_\nu \approx 10^{18} \text{ eV}$ messen zu können. Aufgrund der hohen Energie der erwarteten GZK-Neutrinos von 10^{17} eV bis 10^{20} eV (siehe Kapitel 2.2.3) wird IceCube ≈ 1 GZK-Neutrino pro Jahr nachweisen [Van 06]. Um kosmologische Modelle zu überprüfen, wie zum Beispiel die Existenz von GZK-Neutrinos, ist ein weitaus größerer Detektor mit einem Volumen von über 10^2 km^3 erforderlich. Simulationen haben gezeigt, dass sich dazu ein Hybriddetektor eignet, der wie folgt aufgebaut sein kann: Im Kern verbleibt der IceCube Detektor mit den optischen Lichtsensoren. Außerhalb wird eine Kombination aus Sensoren zum Nachweis von akustischen Signalen und Radiosignalen installiert. Aufgrund der erwarteten größeren Abschwächlänge der akustischen Signale und der Radiosignale im Vergleich zu den optischen Signalen, werden viel weniger Sensoren benötigt. Es wird erwartet, dass die akustischen Detektoren und die Radiodetektoren jeweils mehr als 10 GZK-Neutrinos pro Jahr nachweisen, wobei ungefähr die Hälfte der Ereignisse von beiden Nachweismethoden registriert würde. Ein GZK-Neutrino in allen drei Detektoren wird einmal pro Jahr erwartet [Pri 05], [Van 06].

⁹Antarctic Myon and Neutrino Detector Array; <http://amanda.wisc.edu>

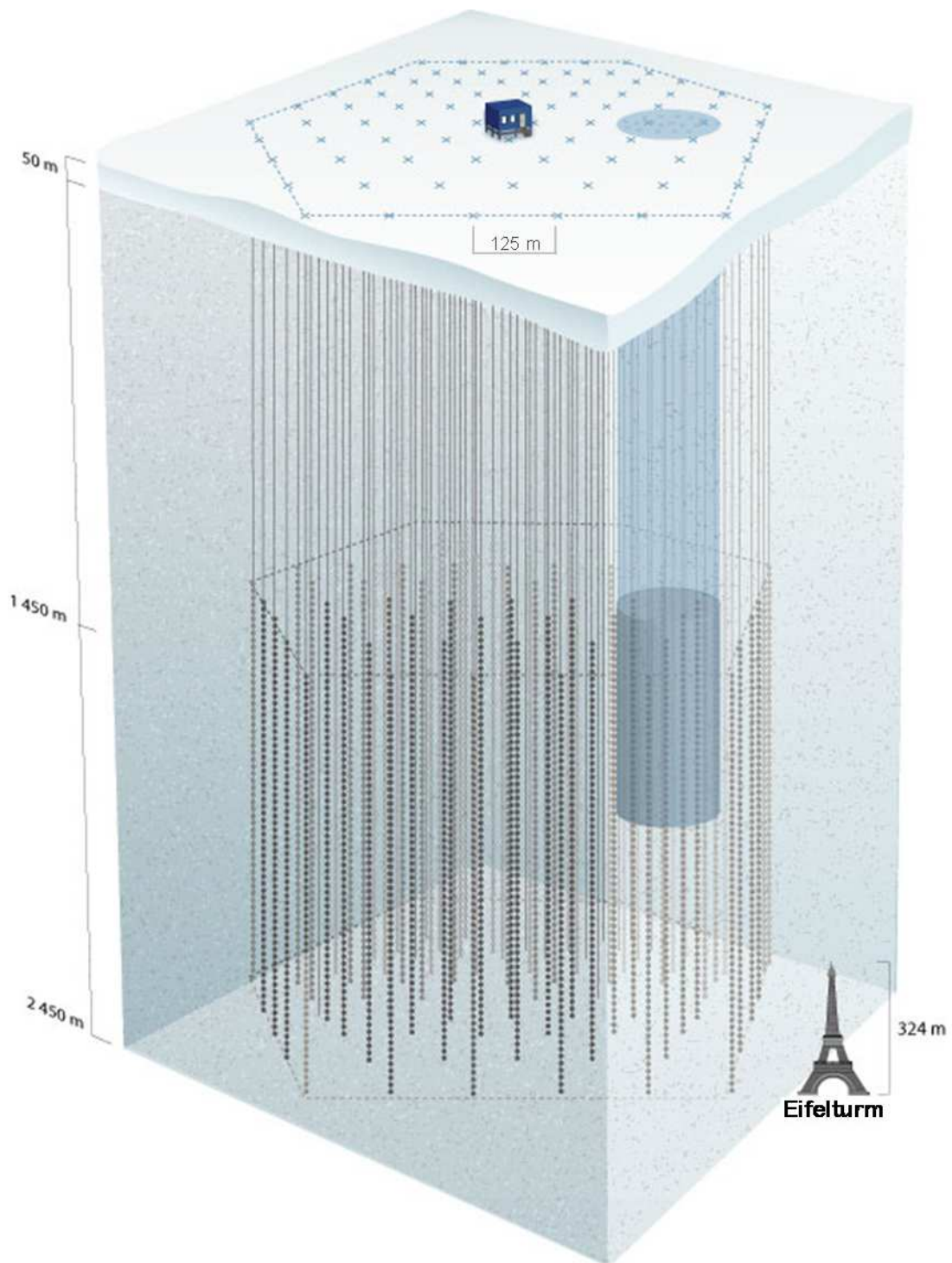


Abbildung 2.5: Der IceCube Detektor mit dem Vorgängerdetektor AMANDA (blauer Zylinder)

Kapitel 3

Der akustische Neutrino-Nachweis

Der akustische Neutrino-Nachweis basiert auf dem thermoakustischen Modell, das hier erklärt wird. Desweiteren beschreibt dieses Kapitel drei verschiedene Medien für den akustischen Neutrino-Nachweis und stellt ihre Vor- und Nachteile gegenüber. Im Folgenden wird der piezoelektrische Effekt erläutert, der die Grundlage für den akustischen Neutrino-Nachweis liefert. Zum Schluss wird das bereits in der Einleitung erwähnte South Pole Acoustic Test Setup (kurz: SPATS) im Detail vorgestellt.

3.1 Das thermoakustische Modell

Die akustische Teilchendetektion in Wasser basiert auf einer hydrodynamischen Theorie, dem so genannten thermoakustischen Modell, welches 1957 von G. A. Askarian entwickelt wurde. Im Folgenden werden kurz die theoretischen Grundlagen zum thermoakustischen Modell vorgestellt. Für eine detailliertere Beschreibung siehe [Ask 79].

Eine Teilchenkaskade, ausgelöst durch ein Primärteilchen, deponiert ihre gesamte Energie lokal (in einem zylindrischen Volumen mit einer Länge L von 5 bis 10 m und einem Durchmesser d von einigen 10 cm) im Wasser. Aufgrund der Energiedeposition wird das Medium plötzlich erwärmt und dies verursacht eine kurze, schnelle und lokale Ausdehnung. Diese Ausdehnung breitet sich senkrecht zur Teilchenkaskade in Form einer Schallwelle aus (siehe Abbildung 3.1). Die Schallwelle kann mathematisch durch ein Drucksignal $P(\vec{r}, t)$ als Änderung im Vergleich zum statischen Druck P_0 des Wassers betrachtet werden. Das Drucksignal lässt sich mit Hilfe der inhomogenen Wellengleichung und der deponierten Energiedichte $\varepsilon(\vec{r}, t)$ in dem Wasser berechnen:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - \nabla^2 P = \frac{\alpha}{C_p} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

In der obigen Gleichung steht c für die Schallgeschwindigkeit im Medium (Schallgeschwindigkeit im Wasser: $c_{\text{Wasser}} \approx 1500 \frac{\text{m}}{\text{s}}$), α bezeichnet den Volumenausdehnungskoeffizienten und C_p ist die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck. Die

Gleichung 3.1 kann mit Hilfe des Kirchhoff Integrals gelöst werden:

$$P(\vec{r}, t) = \frac{\alpha}{4\pi C_p} \int \frac{d^3 r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varepsilon \left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c} \right) \quad (3.2)$$

Unter der Annahme, dass die Energiedeposition instantan zu der Zeit t_0 erfolgt und sich die erzeugte Schallwelle im Vergleich dazu viel langsamer ausbreitet, kann folgende Vereinfachung angewendet werden:

$$\varepsilon(\vec{r}, t) = \tilde{\varepsilon}(\vec{r}) \Theta(t - t_0) \quad \text{oder} \quad \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon(\vec{r}, t) = \tilde{\varepsilon}(\vec{r}) \delta(t - t_0) \quad (3.3)$$

$\Theta(t)$ ist die Heaviside Stufenfunktion und $\delta(t)$ ist die Dirac Deltadistribution. Die vorgenommenen Vereinfachungen sind im Fall der akustischen Signalgeneration durch Teilchenkaskaden im Wasser angemessen, weil die Energie mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit deponiert wird, die Schallwelle sich nur mit der weitaus geringeren Schallgeschwindigkeit des Wassers ausbreitet und diese beiden Prozesse wiederum schneller als die Wärmeleitung ablaufen. Durch Einsetzen von Gleichung 3.3 in Gleichung 3.2 folgt:

$$P(\vec{r}, t) = \frac{\alpha}{4\pi C_p} c^2 \frac{\partial}{\partial R} \int_{S_R^R} d^2 r' \frac{\tilde{\varepsilon}(\vec{r}')}{R} \quad (t > t_0) \quad (3.4)$$

mit der Integration über die Kugeloberfläche S_R^R , wobei der Mittelpunkt im Beobachtungspunkt \vec{r} liegt und die Kugel den Radius $R = c(t - t_0)$ besitzt. Das bedeutet, dass sich das thermoakustische Drucksignal an einer bestimmten, festen Position \vec{r} zu einer bestimmten Zeit t aus der Summe von allen Einzelsignalen im Abstand $R = c(t - t_0)$ zusammensetzt oder es besteht aus allen Einzelsignalbeiträgen, die in einem bestimmten Zeitintervall von dem Entstehungsort zum Beobachtungspunkt gelangen.

Eine hadronische Teilchenkaskade, ausgelöst durch die Wechselwirkung eines hochenergetischen Neutrinos ($E_\nu > 1 \text{ PeV}$), besitzt eine Länge L von 5 m bis 10 m und einen Durchmesser d von einigen 10 cm. Elektromagnetische Kaskaden sind schmaler, ihr Durchmesser ist nur wenige Zentimeter groß. Unter der Annahme einer homogenen Energiedeposition in einem zylindrischen Volumen lässt sich die Peakfrequenz der resultierenden Schallwelle nach:

$$f_{\text{Peak}} = \frac{v_{\text{Schall}}}{2 \cdot d} \quad (3.5)$$

berechnen und sie beträgt etwa $f_{\text{Peak}} \approx 20 \text{ kHz}$. Das von dieser Schallwelle verursachte Drucksignal hat bipolare Form (siehe Abbildung 3.1).

Bei der akustischen Signaldetektion im Wasser ist besonders die Temperaturabhängigkeit des Volumenausdehnungskoeffizienten α und der spezifischen Wärmekapazität C_p zu berücksichtigen.

Die Anomalie des Wassers spiegelt sich in dem Volumenausdehnungskoeffizienten α wieder:

$$\alpha(T) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (3.6)$$

Dieser verschwindet bei ungefähr 4°C (bei der Temperatur ist die Dichte von Wasser am Größten), oberhalb davon ist α positiv und unterhalb negativ. Dementsprechend verschwindet das Schallsignal bei 4°C und die Polarität ist oberhalb bzw. unterhalb davon entgegengesetzt, wie Abbildung 3.2 zeigt.

Wie das optische Cherenkov Licht werden auch die Drucksignale durch viele Einflüsse, wie zum Beispiel durch Absorption oder Streuung, während der Ausbreitung im Medium, abgeschwächt. Die charakteristische Abschwächlänge eines Mediums gibt die Länge des zurückgelegten Weges an, bis die Intensität des Ausgangssignals I_0 auf $\frac{I_0}{e}$ abgefallen ist. Die Abschwächlänge eines akustischen Drucksignals mit einer Frequenz von $f_{\text{Peak}} \approx 20 \text{ kHz}$ in Wasser beträgt nach [Uri 83] ungefähr 1 km.

Messungen haben gezeigt, dass Eis zwischen 0°C und -200°C einen positiven Längenausdehnungskoeffizienten aufweist [LaP 60], deshalb erfolgt auch hier eine Ausdehnung des Mediums bei Energiedeposition.

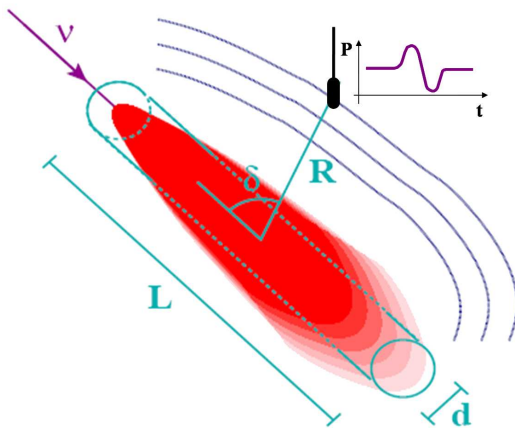


Abbildung 3.1: Das Schema einer Teilchenkaskade mit Druckwelle und bipolarem Signal [Bös 03]

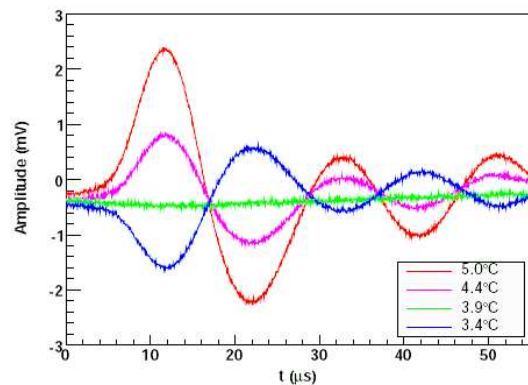


Abbildung 3.2: Ein Laser induziertes Drucksignal bei verschiedenen Wassertemperaturen [Sch 06]

3.2 Meerwasser, Salz und Eis als Nachweismedien

Meerwasser, Salz in alten Salzbergwerken und Eis wurden als mögliche Medien für den akustischen Neutrino-Nachweis untersucht. Bestimmte Größen, wie zum Beispiel Untergrundgeräusche, Signalstärke, Absorptions- und Streulänge geben Aufschluss über die Einsatzmöglichkeiten zum akustischen Neutrino-Nachweis. Diese Größen wurden experimentell bestimmt und stimmen mit der Theorie überein [Pri 05].

Die akustischen Eigenschaften von Meerwasser sind aufgrund militärischer Forschungen am Besten bekannt. Das erste physikalische Unterwasserexperiment auf der Suche nach Neutrinosignalen, bekannt unter dem Namen SAUND (englisch: Study of Acoustic Ultra-high-energy Neutrino Detection) [Van 05], fand mit einem militärischen Aufbau vor den Bahamas statt.

Untergrundgeräusche hängen natürlich von dem Ort des Experiments ab, aber sie werden in erster Linie durch die Wetterbedingungen verursacht (Wind und Regen an der Meeresoberfläche). Die Absorptionslänge wird lokal von der gelösten Salzkonzentration bestimmt, aber sie beträgt typischerweise einige Kilometer. Sie ist quadratisch von der Frequenz abhängig, so dass höhere Frequenzen mehr abgeschwächt werden. Streueffekte sind hierbei nicht signifikant [Pri 05].

Simulationen haben gezeigt, dass ein 1500 km^3 (instrumentiertes Volumen; Durchmesser: 44 km und Höhe 1 km) großer akustischer Meerwasserdetektor, ausgestattet mit $200 \frac{\text{akustischen Modulen}}{\text{km}^3}$, dieselbe Sensitivität wie der ANITA¹ Cherenkov Radiodetektor aufweisen würde. Nach fünf Jahren Datennahme könnten durch diese zwei unabhängigen Detektoren verschiedene Modelle für Quellen der kosmischen Strahlung (unter anderem GZK-Neutrinos) untersucht werden [Kar 06].

Unterirdische Salzvorkommen mit mehreren Kilometern Ausdehnung in Höhe, Breite und Tiefe könnten eine große Absorption- und Streulänge für akustische Signale aufweisen. Die Absorptionslänge in reinem Salz beträgt 30000 km und 3300 km bei 10 kHz bzw. 30 kHz. Die Salzkorngröße verursacht Rayleigh Streuung. Bei einer Korngröße von 0,75 cm wurde eine Streulänge von 120 km und 1,4 km bei 10 kHz bzw. 30 kHz berechnet [Pri 05]. Sedimentablagerungen erhöhen merklich sowohl die Streuung als auch die Absorption.

Eis ist als Nachweismedium nicht überall auf der Welt zum Neutrino-Nachweis verwendbar. Grönland- und Gletschereis sind durch viele Fremdpartikel verunreinigt und relativ warm. Durch das verschmutzte Eis wird die Möglichkeit des zusätzlichen optischen Nachweises unterbunden und außerdem steigt in warmem Eis die Absorption von akustischen Signalen. Besser geeignet ist das kalte und klare Eis der Antarktis. Die Stärke der Untergrundgeräusche im Südpoleis ist unbekannt und das SPATS Experiment, welches im Januar 2007 am Südpol installiert wurde, wird darüber Aufschluss geben. Mögliche Ursachen für Untergrundgeräusche sind

¹Antarctic Impulsive Transient Antenna; <http://www.ps.uci.edu/~anita/>

zum Beispiel Brechen des Eises oder Gletscherbewegungen auf dem Kiesbett (etwa $10 \frac{\text{m}}{\text{Jahr}}$). Saisonale Aktivitäten in der Südpolstation oder saisonale Winde auf der Oberfläche werden vom Firnfeld² gedämpft.

In der folgenden Tabelle 3.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der verschiedenen Medien zusammengefasst.

		Meerwasser	Salz	Eis
Temperatur	T in °C	15	30	- 51
Dichte	ρ in $\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	1	2,16	0,92
Schallgeschwindigkeit	v_{Schall} in $\frac{\text{m}}{\text{s}}$	1530	4560	3920
Ausdehnungskoeffizient	α in $\frac{10^{-5}}{\text{K}}$	25,5	11,6	12,5
Wärmekapazität	C_P in $\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$	3900	839	1720
Peakfrequenz	f_{Peak} in kHz	7,7	42	20

Tabelle 3.1: Die Eigenschaften von Meerwasser, Salz und Eis im Vergleich (aus [Pri 05])

Abbildung 3.3 zeigt das Temperaturprofil des Antarktischen Eises. An der Oberfläche herrscht die tiefste Temperatur, die mit zunehmender Tiefe, aufgrund der Erdwärme, ansteigt.

Das Dichteprofil (Abbildung 3.4) basiert zum Einen auf Bohrloch Messungen von A. Gow und zum Anderen auf seismischen Daten von Weishaupt (1963) [Pri 05].

Durch Kombination des Temperatur- und des Dichteprofiles kann das Verhalten der Schallgeschwindigkeit für transversale und longitudinale Wellen hergeleitet werden (siehe Abbildung 3.5). Die Schallgeschwindigkeit steigt rapide mit zunehmender Tiefe, weil sich das Eis aufgrund des zunehmenden Drucks verdichtet und steifer wird.

Absorption entsteht durch eine Reorientierung des Wasseratoms im Kristallgitter. Dies ist ein temperaturabhängiger Relaxationsprozess und somit tiefenabhängig. Die in Abbildung 3.6 gezeigte Absorption in Abhängigkeit der Frequenz wurde anhand von Messungen des Relaxationsprozesses im Labor von Kuroiwa (1964) berechnet.

²kurz: Firn, verdichtete Schneedecke an der Oberfläche

Diese stimmen gut mit den gemessenen Ergebnissen von Bentley und Kohnen (Messung 1976 in der Antarktis nahe an der Byrd Station bei -28°C) und Brockamp und Kohnen (Messung 1965 in Grönland Eis bei -22°C) überein [Pri 05]. Die berechnete Absorptionslänge bei Frequenzen oberhalb von 100 Hz besitzt einen Wert von 9 ± 3 km. Bei einer frequenzunabhängigen Absorption bleibt die ursprüngliche Pulsform erhalten.

Bei einer Temperatur von -51°C liegt die Korngröße etwa bei $\sim 0,2$ cm und die berechnete Streulänge bei einer Frequenz von 10 kHz und 30 kHz beträgt 2000 km bzw. 25 km [Pri 05].

Ob sich die oben genannten Eigenschaften auf das Eis am Südpol übertragen lassen, soll durch SPATS geklärt werden.

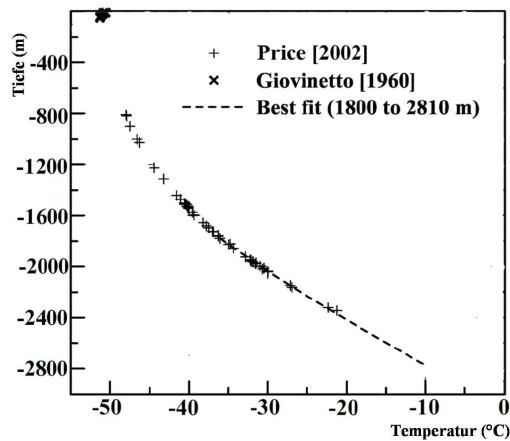


Abbildung 3.3: Das Temperaturprofil des Antarktischen Eises [Pri 02]

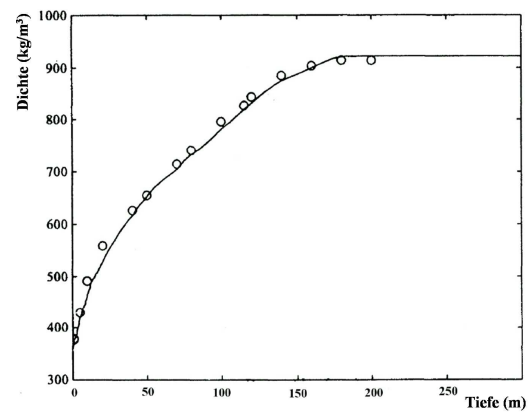


Abbildung 3.4: Das Dichteprofil für die oberen Schichten des Antarktischen Eises (o A. Gow; - Weishaupt; 1963) [Alb 98]

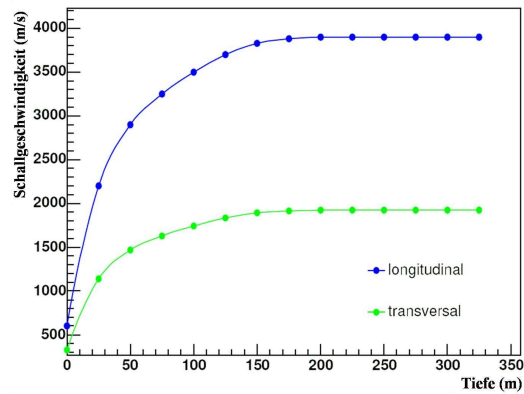


Abbildung 3.5: Die Schallgeschwindigkeit des Antarktischen Eises in den oberen Schichten [Alb 98]

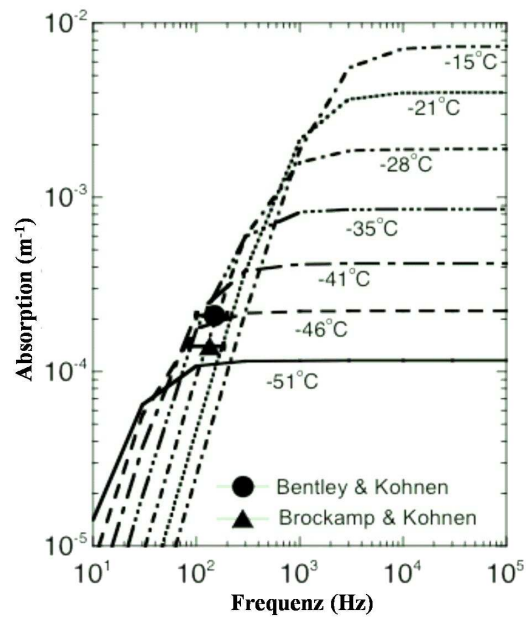


Abbildung 3.6: Die Vorhersagen für Absorptionslängen bei verschiedenen Frequenzen. Berechnet von Kuroiwa, gemessen von Bentley und Kohnen sowie Brockamp und Kohnen [Pri 05]

3.3 Der piezoelektrische Effekt

Die Druckwelle, ausgelöst durch die Wärmeausdehnung des Eises aufgrund einer Teilchenkaskade durch eine Neutrinowechselwirkung, verursacht eine Druckänderung im mPa Bereich. Diese kann mit speziellen Kristallen detektiert werden.

In Piezokristallen oder Piezokeramiken kann durch äußere Druckeinwirkung eine Ladungstrennung erzeugt werden, die an der Kristalloberfläche als Spannung messbar ist. Dabei ist die Oberflächenladung proportional zu der relativen Dickenänderung. Dieses Verhalten wird als piezoelektrischer Effekt bezeichnet. Bei der idealisierten Vorstellung eines Piezokristalls wird weder Energie verbraucht noch gespeichert. In Wirklichkeit sind die elektrischen Felder an Kapazitäten gekoppelt und es wird in mechanischen und elektrischen Widerständen Wärme erzeugt. Es gibt verschiedene Kristalle, die sich zur Herstellung eines Piezokristalls eignen und die wichtigsten werden hier aufgeführt:

- Seignettesalz (Kaliumnatriumtartat, kurz: KNT) besitzt eine große Empfindlichkeit bei Schubdeformation und ist allerdings sehr temperaturempfindlich.
- Ammoniumdihydrogenphosphat (kurz: ADP) weist eine etwas größere Temperaturbeständigkeit auf als das zuvor genannte KNT.
- Bleizirkonattitanat³ (kurz: PZT) und Bariumtitanat ($BaTiO_3$) sind polykristalline keramische Sintermaterialien und in einem großen Temperaturbereich verwendbar. Vor dem Gebrauch werden die Piezokeramiken einer hohen elektrischen Feldstärke bei hoher Temperatur ausgesetzt. Das Feld bleibt bis nach dem Abkühlen bestehen, wodurch in der Keramik auch nach dem Abschalten des Feldes eine permanente Polarisierung verbleibt. Zur Herstellung von HADES wurde eine PZT Piezokeramik verwendet (siehe Kapitel 4.3).
- Quarz ist ebenfalls für einen großen Temperaturbereich geeignet und die Eigenschaften unterliegen einer sehr geringen Temperaturabhängigkeit.

Die Piezokeramiken können bleibend geschädigt werden, auch wenn sie nur kurzzeitig zu hohen Temperaturen, zu hohen elektrischen Feldstärken oder zu großen mechanischen Spannungen ausgesetzt werden. Bei Erwärmung über die Curie-Temperatur wird die hergestellte Polarisierung neutralisiert und es entstehen Weiss'sche Bezirke, die eine ungeordnete Polarisierung aufweisen [Zol 03].

Umgekehrt kann der Kristall durch Anlegen einer Spannung verformt (umgekehrter piezoelektrischer Effekt) und als akustischer Sender gebraucht werden. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Piezokeramik immer die 2. Ableitung des eigentlichen Signals sendet, mit dem sie angetrieben wird [Lan 91]. Zur Simulation eines

³besteht aus dem oxidischen Mischkristallsystem Bleizirkonat ($PbZrO_3$) und Bleititanat ($PbTiO_3$)

erwarteten bipolaren akustischen Signals, wie bei einer Neutrinowechselwirkung, ist eine Stufenfunktion als Anregungskurve für eine Piezokeramik erforderlich. Eine Analyse des Frequenzspektrums (Fourieranalyse) zeigt, dass dieses Signal sehr hohe Frequenzen beinhaltet. Um ein Signal mit einer Peakfrequenz zu erzeugen, die bei einer Druckwelle aufgrund einer Neutrinowechselwirkung im Bereich von 20 kHz liegt, erfolgt die Anregung mit einem gaußförmigen Puls. Stellvertretend für das gesendete Frequenzband wird die jeweilige Schwerpunktfrequenz des gesendeten Signals angegeben. Abbildung 3.7 zeigt einen „50 kHz“ Gauß-Puls mit eingezeichneter zweiter Ableitung (gestrichelt dargestellt). Dieses und andere hier im Folgenden verwendete Frequenzspektren sind in Abbildung 3.8 gezeigt.

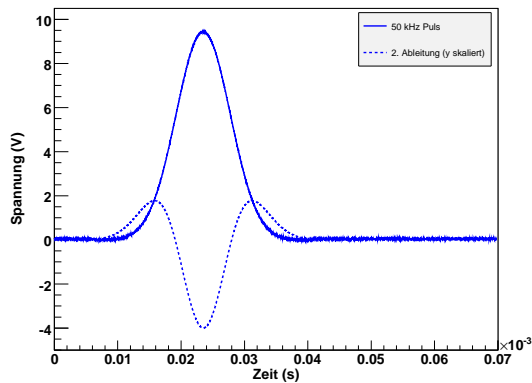


Abbildung 3.7: Ein 50 kHz Gauß-Puls mit zweiter Ableitung

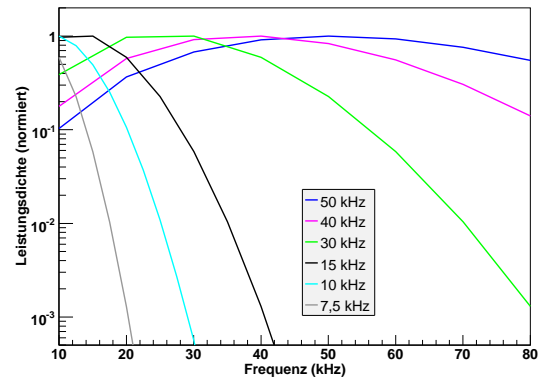


Abbildung 3.8: Die Frequenzspektren von gesendeten Gauß-Pulsen verschiedener Schwerpunktfrequenzen

3.4 South Pole Acoustic Test Setup (SPATS)

Das South Pole Acoustic Test Setup (kurz: SPATS) dient zur Klärung diverser Eigenschaften des Antarktischen Eises, die für den akustischen Neutrino-Nachweis relevant sind. SPATS hat in erster Linie die Aufgabe, die vorhergesagte Abschwächlänge zu bestätigen, die Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Tiefe zu bestimmen und Messungen der Untergrundgeräusche durchzuführen. Es besteht aus einzelnen Elementen, so genannte Ebenen (englisch: stage). Eine Ebene setzt sich jeweils aus einem Transmittermodul mit dem daran befestigten Transmitter und einem Sensormodul zusammen (siehe Abbildungen 3.9, 3.10 und 3.11). Sieben dieser Ebenen werden in verschiedenen Abständen (80 m, 100 m, 140 m, 190 m, 250 m, 320 m und 400 m) zu einem SPATS String zusammengefasst und oberhalb von einem IceCube String im selben Loch installiert. Diese ungleichmäßige Anordnung ist gewählt worden, weil in den oberen Eisschichten eine größere Dichteabhängigkeit von der Eistiefe und dadurch eine stärkere Abhängigkeit der akustischen Eigenschaften von

der Eistiefe erwartet wird. Dichte und Schallgeschwindigkeit erreichen bei einer Tiefe von etwa 400 m stabile Werte (siehe Abbildungen 3.4 und 3.5).

Jeder SPATS String wird unabhängig von den Anderen durch einen *String-PC* kontrolliert. Dieser String-PC, bestehend aus einem industriellen Computer, geeignet für tiefe Temperaturen, befindet sich mit anderen elektronischen Komponenten in einer *akustischen Box*, die 2 m tief im Schnee in der Nähe des Lochs vergraben ist. Drei komplette SPATS Strings mit den dazugehörigen akustischen Boxen wurden der Reihe nach im Januar 2007 in den IceCube Löchern Nummer 72, 48 und 47 installiert. Die Kommunikation und die Stromversorgung wird durch ungenutzte Oberflächenkabel von IceCube gewährleistet, so dass die einzelnen String-PCs durch einen *Master-PC* gesteuert werden können [Bös 06].

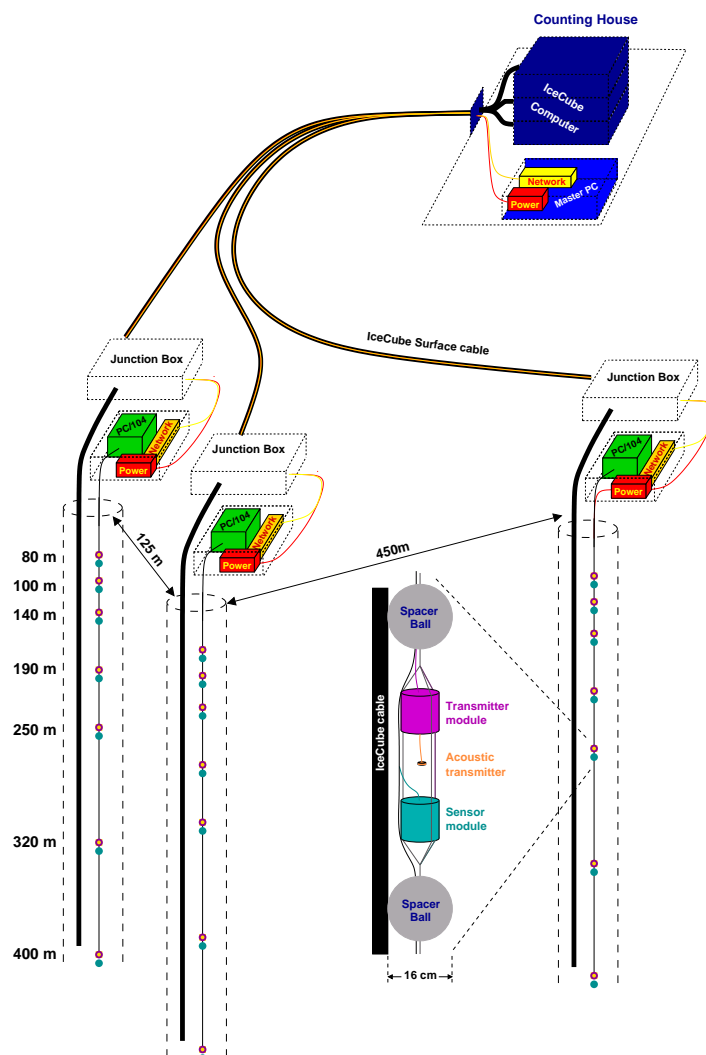


Abbildung 3.9: Der schematische Aufbau von SPATS [Bös 06]

Sensor- und Transmittermodul

Eine Ebene aus jeweils einem Transmittermodul (oben, mit dem befestigten Transmitter) und einem Sensormodul (unten) ist in Abbildungen 3.10 und 3.11 gezeigt. Sowohl das Sensormodul wie auch das Transmittermodul bestehen aus einem Stahlgehäuse mit einem Durchmesser von 10,2 cm mit angeschweißtem Boden und einem Schraubdeckel, um dem Außendruck stand zu halten. Dieser Außendruck kann ein Vielfaches des statischen Drucks erreichen, weil das gebohrte Loch von oben und von unten zufriert und somit im Inneren ein Überdruck entsteht. Aufgrund der geringen Plastizität von Eis verringert sich dieser Überdruck nur sehr langsam. Die Stahlgehäuse von Sender- und Transmittermodul wurden vor dem Einsatz druckgetestet bis zu einem Druck von 120 bar.

Das Transmittermodul ist oberhalb des Sensormoduls positioniert und beide sind an drei Seilen befestigt, die ober- und unterhalb dieser Module in einem Gewinding zusammenlaufen. Eisenstangen durchbohren eine Plastikkuugel mit einem Durchmesser von 16 cm und sind ebenfalls mit Gewindingen an den Enden versehen, so dass jede Ebene unten und oben mit einer Plastikkuugel, verbunden über Gewindinge, abgeschlossen ist. Die Plastikkuugeln besitzen große Öffnungen, damit das Wasser beim Hinablassen in die Bohrlöcher schnell eindringen kann. Die Plastikkuugeln gewährleisten einen Mindestabstand zwischen SPATS und den IceCube Kabeln, als SPATS in den IceCube Löchern installiert wurde.

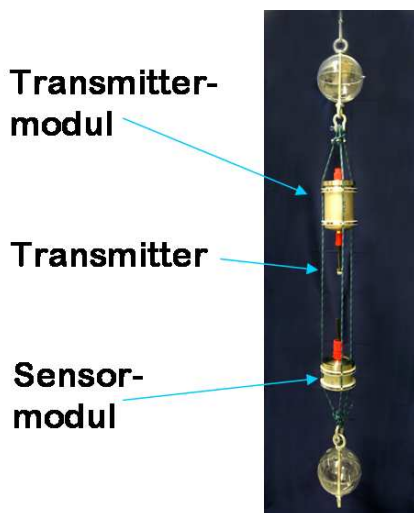


Abbildung 3.10: Eine SPATS Ebene mit Abstandhalterkugeln [Bös 06]

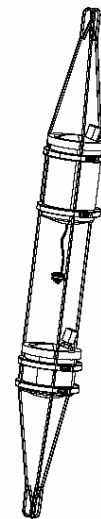


Abbildung 3.11: Eine schematische Zeichnung einer Ebene von SPATS [Bös pr]

Ein SPATS Sensormodul enthält drei Kanäle bzw. drei Piezokeramiken, die zur besseren Raumabdeckung in einem Winkel von jeweils 120° zueinander angebracht sind. Drei zylindrische PZT Piezokeramiken mit einem Durchmesser von 10 mm und einer Höhe von 5 mm verbunden mit einem Verstärker (Verstärkungsfaktor Größenordnung 10^4) werden mechanisch gegen die Innenseite des Stahlgehäuses gepresst. Ein Plastikring hält den Aufbau innerhalb des Stahlgehäuses in Position und eine vorgespannte Schraube, befestigt an einem Bolzen in der Mitte, drückt über den Verstärker auf die Piezokeramik, um die Festigkeit des Systems zu erhalten. Eine Innenansicht des SPATS Sensormoduls zeigt Abbildung 4.18.

Die Elektronik des Transmittermoduls befindet sich in einem ähnlichen Stahlgehäuse wie das Sensormodul. Außen an dem Modul ist über eine Steckverbindung der eigentliche Transmitter angebracht. Er besteht aus einem Piezokeramikring mit einem Durchmesser von 20 mm, einer Höhe von 5 mm, einer Wandstärke von 2 mm und ist in Epoxidharz eingegossen. Der Transmitter kann mit einer Spannung im kV Bereich betrieben werden. Diese sind erforderlich, um in einem Abstand von mehreren hundert Metern aufgrund der $\frac{1}{R}$ Abnahme der Signalamplitude ein verwertbares Signal-zu-Rauschverhältnis zu erhalten. Des weiteren sollen frequenzabhängige Effekte der Schallausbreitung untersucht werden und dazu ist geplant mit dem Transmitter eine kontinuierliche Sinusfunktion mit einer Amplitude von $U_0 = 1 \text{ kV}$ zu senden [Bös 06].

Kapitel 4

Der akustische Sensor - HADES

HADES (Hydrophon zur akustischen Detektion am Südpol, englisch: Hydrophone for acoustic detection at South Pole) basiert auf einem modifizierten (Stahl)Sensorgehäuse von SPATS und stellt einen alternativen Sensor zur Ergänzung von SPATS dar. Im Vergleich zu einem SPATS Sensormodul besteht HADES nur aus einer von Gießharz ummantelten Piezokeramik mit Vorverstärker, die außen an ein modifiziertes SPATS Sensormodul angeschlossen sind. HADES ist bei einem Einsatz im Eis des Südpols tiefen Temperaturen und hohen Drücken ausgesetzt. Im Folgenden werden verschiedene Gießharze als mögliche Ummantelung unter tiefen Temperaturen getestet und besonders auf ihre akustische Impedanz hin untersucht. Vorverstärker werden ebenfalls tiefen Temperaturen ausgesetzt, um eventuelle Schwachstellen oder anfällige Bauteile heraus zu finden. Nach der Fertigung von HADES erfolgt die Kalibration nach der Vergleichsmethode.

4.1 Die verschiedenen Gießharze

Als mögliche Ummantelung der Piezokeramik und des Vorverstärkers wurden verschiedene Gießharze getestet: Zwei Polyurethane in unterschiedlichen Härtegraden, Polyester¹ und Epoxidharz². Alle Gießharze bestehen aus zwei Komponenten, Harz und Härter, die nach Gewicht vermischt werden und unter unterschiedlich starken exothermen Reaktion aushärten. Durch Veränderung des Mischungsverhältnisses wird die Härte beeinflusst. Umso größer die hergestellte Menge, desto weniger Härter wird benötigt und desto geringer ist die Verarbeitungszeit. Nach Zusammenfügen der beiden Komponenten sollten Harz und Härter etwa drei Minuten vermischt werden. Nach diesem Vorgang befinden sich Luftblasen in dem Gemisch, die durch anschließendes Entgasen in einer Vakuumkammer bei einem Druck von unter 1 mbar entfernt worden sind.

¹Polyurethan und Polyester von <http://www.modulor.de/shop/>

²Wurde von der Firma UPPC AG (<http://www.uppc.de>) freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

Gießharz	Kurzform	Harz	Härter	Mischungsverhältnis
hartes Polyurethan	hartes PU	Biothan 1770s	Biodur 330m	1 : 2
weiches Polyurethan	weiches PU	Biothan 1784s	Biodur 330m	1 : 1
Polyester	UP	GTS Harz	GTS Härter	100 : 1,5
Epoxidharz	EP	POLYPOX E 064	POLYPOX H 205	100 : 45

Gießharz	Entgasungszeit	Topfzeit	Entformzeit	Dichte (ρ)
hartes Polyurethan	< 5 min	\approx 15 min	\approx 40 min	$1,16 \pm 0,05 \frac{g}{cm^3}$
weiches Polyurethan	< 2 min	< 5 min	\approx 1 h	$1,06 \pm 0,05 \frac{g}{cm^3}$
Polyester	\approx 5 min	15 - 60 min	0,75 - 10 h	$1,20 \pm 0,05 \frac{g}{cm^3}$
Epoxidharz	\approx 5 min	\approx 5 h	\approx 24 h	$1,12 \pm 0,05 \frac{g}{cm^3}$

Tabelle 4.1: Die Eigenschaften der verwendeten Gießharze im Vergleich

Die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte bezeichnen typische Mischungsverhältnisse und Mengen von maximal 100 ml, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Die Topfzeiten bezeichnen die maximale Verarbeitungszeit inklusive der Zeit für Vermischung der beiden Komponenten und die Zeit für die Entgasung. Die Entformzeiten sind Herstellerangaben und hängen neben der verwendeten Menge an Härter massiv von der gegebenen offen liegenden Fläche der Gießform ab, aus denen das Lösungsmittel ausgasen soll. Die Dichte des jeweiligen Gießharzes wurde anhand von Testzylindern mit einem Durchmesser von etwa 1,2 cm und einer Länge von 16 cm (PVC-Schlauch als Form) durch Messen von Gewicht und Volumen bestimmt.

Die Testzylinder der verschiedenen Gießharze wurden einer extremen Luftkälte von -85°C in einer Tiefkühltruhe³ ausgesetzt. Die Testzylinder konnten sich homogen zusammenziehen, so dass sie diesen Test unbeschadet überstanden.

Der Test wurde mit Piezokeramiken wiederholt, die von den vier verschiedenen Gießharzen ummantelt waren. Der Polyester und das Epoxidharz bestanden den Test nicht. Die entstandenen inneren Spannungen aufgrund des unterschiedlichen Verhaltens von Piezokeramik und Gießharz bei diesen tiefen Temperaturen waren so groß, dass die beiden Gießharze aufplatzten.

³MDF 492; <http://www.sanyo-biomedical.de>

4.1.1 Die akustische Impedanz

Die akustische Impedanz $Z_{\text{akustisch}}$ in der Akustik (Longitudinalwellen) verhält sich wie der Brechungsindex in der Optik (Transversalwellen). Schallwellen bewegen im Vergleich zu Licht das Medium in dem sie sich ausbreiten können und deswegen muss bei der Berechnung des Brechungsindex die Dichte des Mediums berücksichtigt werden. Das Verhältnis von akustischen Impedanzen hat Einfluss auf den Brechungswinkel und die Transmission an Grenzflächen (siehe Kapitel 4.1.2). Sie ist definiert über:

$$Z_{\text{akustisch}} = \rho \cdot v_{\text{Schall}} \quad (4.1)$$

Der Zusammenhang zwischen dem Einfallswinkel bzw. Ausfallswinkel und den akustischen Impedanzverhältnissen wird durch das Brechungsgesetz von Snellius beschrieben:

$$Z_1 \cdot \sin(\alpha_1) = Z_2 \cdot \sin(\alpha_2) \quad (4.2)$$

Bei dem Übergang von einem optisch dünneren in ein optisch dichteres Medium ($Z_1 < Z_2$) wird das Signal zur Senkrechten *hin* gebrochen. Bei der umgekehrten Anordnung ($Z_1 > Z_2$) wird das Signal von der Senkrechten *weg* gebrochen. Zur graphischen Veranschaulichung siehe Abbildung 4.1.

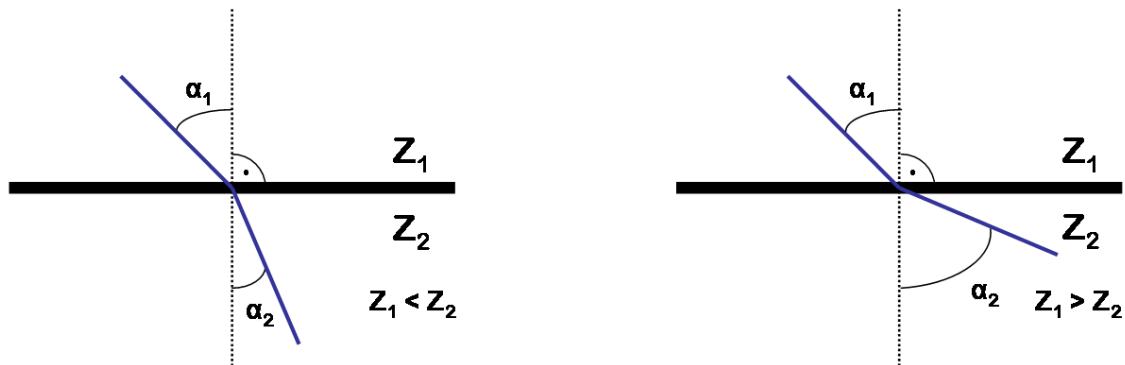


Abbildung 4.1: Die Brechung von Signalen in Abhängigkeit der akustischen Impedanz

Die Dichte der Gießharze kann man Tabelle 4.1 entnehmen, und die temperaturabhängige Schallgeschwindigkeit des harten PUs wird im Folgenden durch die Bestimmung der Schalllaufzeit über eine bekannte Strecke bestimmt.

Um die Schalllaufzeit bestimmen zu können, wurden zwei Piezoplättchen als Sender bzw. Empfänger in hartes PU eingegossen (gezeigt in Abbildung 4.2). Ein Testzylinder mit einer Länge von 16 cm aus hartem PU wird mit den eingegossenen Piezoplättchen an den Enden eingespannt (siehe Abbildung 4.3). Die Schalllaufzeit ist aufgrund der eingegossenen Piezoplättchen unabhängig vom Anpressdruck auf die Piezoplättchen bzw. den Testzylinder.

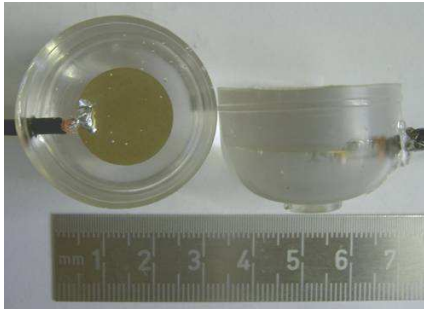


Abbildung 4.2: Die Piezosensoren zur Laufzeitmessung, eingegossen in hartes PU

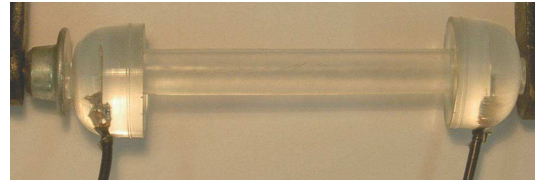


Abbildung 4.3: Ein Testzylinder mit eingegossenen Piezoplättchen zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit

Dieser Aufbau befand sich in einer Klimakammer⁴, gezeigt in Abbildung 4.4. Mit Hilfe eines Oszilloskops wurde die Schalllaufzeit bestimmt. Die Abbildung 4.5 zeigt ein Bild des Oszilloskops, von dem die Schalllaufzeit abgelesen wurde. Zu sehen ist der normierte Gauß-Puls (grün), mit dem der Sender betrieben wurde (gesendet wurde die zweite Ableitung dieses Pulses; siehe Kapitel 3.3). Das empfangene Piezosignal ist in rot eingezeichnet. Der erwartete tripolare Puls ist gelb hinterlegt und das übrige Signal ist auf Nachschwingen des Piezoplättchens zurück zu führen. Wie eingezeichnet, wurde die Laufzeit abgelesen.



Abbildung 4.4: Die Klimakammer

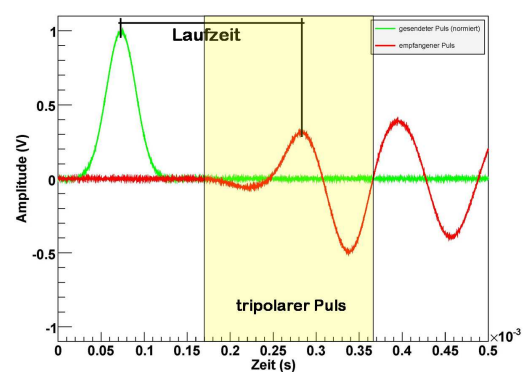


Abbildung 4.5: Beispiel für die Laufzeitmessung zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit

⁴Kälte- und Wärmekammer MK 53, <http://www.binder-world.com>

Aufgrund eines unbekanntem Offsets, verursacht durch die Piezoplättchen, ist zuerst die Laufzeit des kompletten Testzylinders I bestimmt worden. Dieser wurde nach der Messung in die zwei Teile I.1 sowie I.2 zerteilt und die Laufzeit von I.1 ebenfalls bestimmt. Die eigentliche Laufzeit von I.2, zur Bestimmung der akustischen Impedanz des harten PUs, ergab sich rechnerisch durch die Differenzbildung der Laufzeiten von I und I.1, um den unbekanntem Offset zu beseitigen. Aus dieser berechneten Laufzeit konnte nun mit Hilfe der bekannten Länge von I.2 die Schallgeschwindigkeit bestimmt werden. Für verschiedene Temperaturen und für die Frequenzbänder 15 kHz sowie 50 kHz ist dies in Abbildung 4.6 gezeigt. Die Fehlerangaben tragen zum Einen über Gaußsche Fehlerfortpflanzung den Ableseungenauigkeiten der Schalllaufzeit ($\leq 1,3 \mu\text{s}$) und zum Anderen der geringen Längenverkürzung ($< 1 \text{ mm}$) von I.2 aufgrund der tiefen Temperaturen Rechnung. In der Arbeitstiefe von SPATS (bis 400 m) herrschen Temperaturen von etwa -50°C (siehe Abbildung 3.3). Die Klimakammer erreicht eine Tiefsttemperatur von -40°C , so dass die Schallgeschwindigkeit für die erwartete Temperatur extrapoliert wurde. Zum Einen mit einem exponentiellen Fit (rot, blau) und zum Anderen mit einem linearen Fit (schwarz, grün), die beide im Rahmen des Fehlers der Messwerte übereinstimmen. Zur besseren Sichtbarkeit, zeigt Abbildung 4.7 erneut die 50 kHz Messung mit dem linearen Fit und den Unsicherheiten.

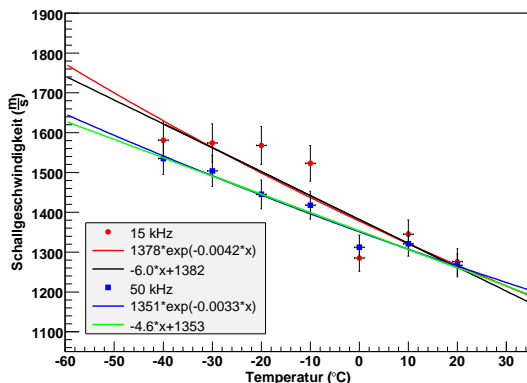


Abbildung 4.6: Die temperaturabhängige Schallgeschwindigkeit bei zwei verschiedenen Frequenzbändern

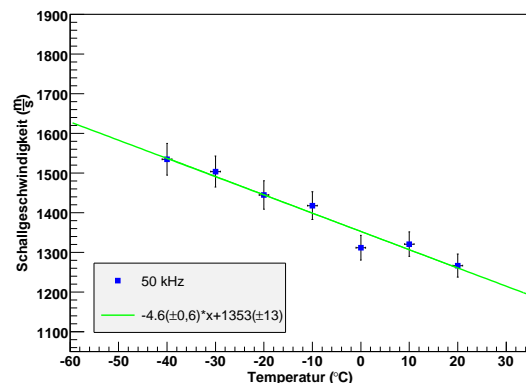


Abbildung 4.7: Die temperaturabhängige Schallgeschwindigkeit bei einem Frequenzband

Wie aus Abbildung 4.6 zu entnehmen ist, liegen drei bzw. vier der Messpunkte von der 15 kHz Messung auf einer Konstanten und nicht auf der erwarteten Geraden. Dies könnte auf Eigenschaften der Piezoplättchen zurück geführt werden, die für den Betrieb bei niedrigen Frequenzen nur bedingt geeignet sind.

Ebenfalls unverstanden ist das Verhalten der Schallgeschwindigkeit bei der Temperatur um den Gefrierpunkt von Wasser (0°C).

Die Länge der hier verwendeten Testzylinder betrug 16 cm bzw. um den Offset zu

bestimmen die Hälfte (etwa 8 cm). Diese Längen liegen in der Größenordnung der Wellenlänge λ der gesendeten Signale⁵. Die eventuellen negativen Einflüsse dieser Tatsache konnte nicht durch längere Testzylinder unterbunden werden, weil die Maximallänge durch die Innenmaße der Klimakammer vorgegeben war.

Aus dieser oben gezeigten Abbildung abgelesen, folgt die gemessene Schallgeschwindigkeit bei -50°C von:

$$v_{\text{Schall}}^{\text{hartesPU}}(-50^\circ\text{C}) = 1583 \frac{\text{m}}{\text{s}} \pm 33 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (4.3)$$

Mit der entsprechenden Dichte aus Tabelle 4.1 ergibt sich nach Gleichung 4.1 für das harte PU bei -50°C eine akustische Impedanz von:

$$Z_{\text{akustisch}}^{\text{hartesPU}}(-50^\circ\text{C}) = 1160 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 1583 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 1836 \frac{\text{kNs}}{\text{m}^3} \pm 88 \frac{\text{kNs}}{\text{m}^3} \quad (4.4)$$

Mit der Dichte und Schallgeschwindigkeit entnommen aus Tabelle 3.1 folgt nach Gleichung 4.1 für Eis bei -50°C eine akustische Impedanz von:

$$Z_{\text{akustisch}}^{\text{Eis}}(-50^\circ\text{C}) = 920 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 3920 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 3606 \frac{\text{kNs}}{\text{m}^3} \quad (4.5)$$

Die Impedanz des harten PUs und die Impedanz von Wasser wird auch bei einer Temperatur von $\approx 28,5^\circ\text{C}$ berechnet, da die Kalibration von HADES in Wasser mit dieser Temperatur durchgeführt wurde. Für Details zur Kalibration siehe Kapitel 4.4. Mit der entsprechenden Schallgeschwindigkeit, berechnet nach dem Fit (siehe Abbildung 4.7), folgt für das harte PU eine akustische Impedanz von:

$$Z_{\text{akustisch}}^{\text{hartesPU}}(28,5^\circ\text{C}) = 1160 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 1222 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 1418 \frac{\text{kNs}}{\text{m}^3} \pm 66 \frac{\text{kNs}}{\text{m}^3} \quad (4.6)$$

Für die Schallgeschwindigkeit in Frischwasser in Abhängigkeit von der Temperatur T (in $^\circ\text{C}$) gilt die empirische Formel [Del 72]:

$$\begin{aligned} \frac{v_{\text{Frischwasser}}(T)}{\frac{\text{m}}{\text{s}}} &= 1402,388 + 5,0371 \frac{1}{^\circ\text{C}} \cdot T - 0,0580852 \frac{1}{(^\circ\text{C})^2} \cdot T^2 \\ &+ 0,3342 \frac{1}{(^\circ\text{C})^3} \cdot 10^{-3} \cdot T^3 - 0,1478 \frac{1}{(^\circ\text{C})^4} \cdot 10^{-5} \cdot T^4 \\ &+ 0,315 \frac{1}{(^\circ\text{C})^5} \cdot 10^{-8} \cdot T^5 \end{aligned} \quad (4.7)$$

Diese gilt zwischen 0°C und 95°C mit der Standardabweichung von $\pm 0,0015 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Eine Druckabhängigkeit von der Tiefe D (in m) ist hier nicht berücksichtigt. Sie beträgt

⁵Bei einer Schwerpunktfrequenz von 15 kHz zwischen $\lambda = 8,4\text{ cm}$ und $\lambda = 11,2\text{ cm}$; bei einer Schwerpunktfrequenz von 50 kHz zwischen $\lambda = 2,5\text{ cm}$ und $\lambda = 3,1\text{ cm}$ (von 20°C bis -50°C mit dem linearen Fit)

etwa $+0,0163 \cdot D$. Die Schallgeschwindigkeit bei $28,5^\circ\text{C}$ wurde mit der obigen Formel ermittelt und mit der entsprechenden Dichte folgt in etwa die akustische Impedanz von Wasser:

$$Z_{\text{akustisch}}^{\text{Wasser}}(28,5^\circ\text{C}) = 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 1506 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 1506 \frac{\text{kNs}}{\text{m}^3} \quad (4.8)$$

Die verwendeten Gehäuse zum Bau der Transmitter- und Sensormodule von SPATS bestehen aus Edelstahl. Mit der entsprechenden Dichte und Schallgeschwindigkeit dieses verwendeten Stahls [Hel 07] ergibt sich eine akustische Impedanz von:

$$Z_{\text{akustisch}}^{\text{Stahl}} = 7860 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 5100 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 40086 \frac{\text{kNs}}{\text{m}^3} \quad (4.9)$$

4.1.2 Die Transmission

Die Transmission T gibt den Anteil der Intensität eines Signals an, die unter dem Winkel α eine Grenzschicht durchquert.

$$T = \frac{4 \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot \cos(\alpha_1) \cdot \cos(\alpha_2)}{[Z_1 \cdot \cos(\alpha_2) + Z_2 \cdot \cos(\alpha_1)]^2} \quad (4.10)$$

Durch Einsetzen von Gleichung 4.2 für α_2 , kann die Transmission in Abhängigkeit des Einfallswinkels $T(\alpha_1)$ bestimmt werden. Ein Größenvergleich zwischen HADES und der erwarteten Absorptionslänge in Eis rechtfertigt die Vereinfachung, HADES als punktförmig anzunehmen. Für die im Folgenden berechneten Transmissionen wurde senkrechter Signaleinfall ($\alpha_1 = \alpha_2 = 0^\circ$) angenommen.

Mit der errechneten akustischen Impedanz aus 4.4 und 4.5 folgt für den Übergang von Eis zum harten PU bei einer Temperatur von -50°C eine Transmission von $T(-50^\circ\text{C}) \approx 89\%$. Im Vergleich dazu liegt die Transmission bei der Kalibration in Wasser mit den entsprechenden akustischen Impedanzen nach 4.6 und 4.8 bei $T(28,5^\circ\text{C}) \approx 100\%$.

4.2 Der Vorverstärker

Wie der verwendete Gießharz muss auch der Vorverstärker tiefen Temperaturen standhalten können. Hier werden die Eigenschaften und das Verhalten des Vorverstärkers von HADES untersucht. Dazu wurden gemäß dem Schaltplan in Abbildung 4.8 fünf (I - V) baugleiche Vorverstärker, bestehend aus zwei Stufen, produziert und getestet, wobei die Vorverstärker I und II mit Lötsilber und die Vorverstärker III - V mit Lötzinn hergestellt wurden. Als Beispiel ist in Abbildung 4.9 der Vorverstärker I zu sehen, der, wie die Vorverstärker IV und V, im Testverlauf in hartes PU eingegossen wurde (Abbildung 4.10). Die Testergebnisse sind im Anhang B zu finden und das Testverfahren wird im Folgenden erläutert.

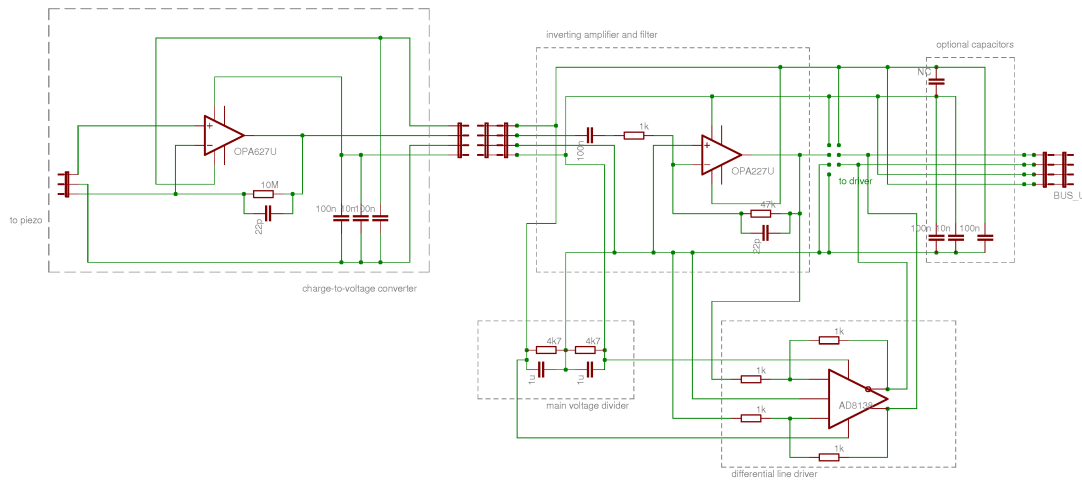


Abbildung 4.8: Der Schaltplan des Vorverstärkers von HADES (von [Nau 06])

Die Tests bei -16°C sind in der Gefriertruhe (siehe Kapitel 5.1) und die Tests bei -45°C und -85°C sind in der Tiefkühltruhe (vorgestellt in Kapitel 4.1.1) durchgeführt worden. Der Eingangstest (1. Messung) und die weiteren Messungen fanden bei Zimmertemperatur ($\approx 20^{\circ}\text{C}$) statt. Dazwischen wurde der jeweilige Vorverstärker für die angegebene Dauer der entsprechenden Temperatur ausgesetzt. Nach Prüfung auf Funktionsfähigkeit wurde der Verstärkungsfaktor und die Phasenverschiebung zwischen dem Eingangs- und dem Ausgangssignal, sowie dem Eingangssignal und dem Signal nach der ersten Vorverstärkerstufe mit Hilfe eines Oszilloskops gemessen. Die angegebenen Unsicherheiten resultieren aus Ablesungenauigkeiten und wurden nach den Regeln der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ermittelt. Die Betriebsspannung des Vorverstärkers betrug $9\text{ V} (\pm 4,5\text{ V})$ und das sinusförmige Eingangssignal besaß die Frequenz von 1 kHz , 5 kHz oder 10 kHz und jeweils eine Amplitudenhöhe von 20 mV . Die Messergebnisse sind im Anhang B dargestellt.

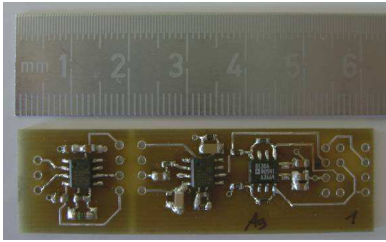


Abbildung 4.9: Ein Vorverstärker von HADES

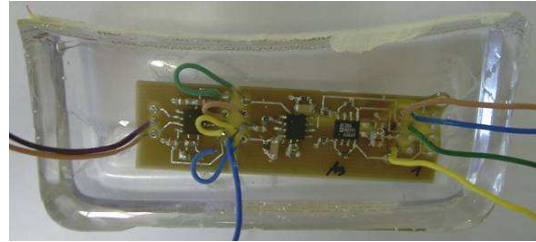


Abbildung 4.10: Der Vorverstärker I in hartes PU eingegossen

Das Ergebnis dieser Messungen ist, dass alle fünf Vorverstärker funktionsfähig sind und keine störanfälligen Bauteile identifiziert werden konnten. Alle Vorverstärker arbeiteten stabil unter unterschiedlichen Temperatureinflüssen.

Im oberen Teil wurde erwähnt, dass die Kalibration im Wasser bei $28,5^{\circ}\text{C}$ stattfand, HADES wird aber bei einer Temperatur von etwa -50°C eingesetzt. Um das Verhalten der Verstärkungsfaktoren bei verschiedenen Temperaturen zu untersuchen, wurde von dem Vorverstärker IV eine Kennlinie in der im Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Klimakammer aufgenommen. Wie die Kennlinie in Abbildung 4.11 zeigt, sind die verschiedenen Verstärkungsfaktoren bei den entsprechenden Frequenzen unter Einfluss einer großen Temperaturspanne von $+30^{\circ}\text{C}$ bis -40°C sehr ähnlich, so dass der Vorverstärker bei der Kalibration ($28,5^{\circ}\text{C}$) und später bei dem Einsatz im Eis (-50°C) des Südpols vergleichbare Eigenschaften besitzt.

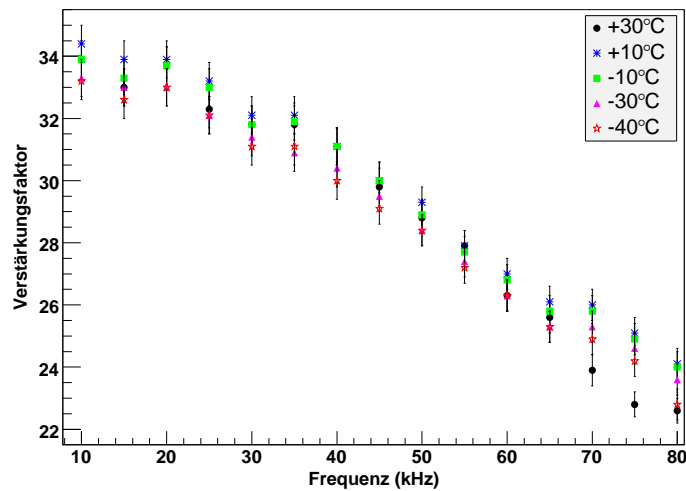


Abbildung 4.11: Die Kennlinie des Vorverstärkers IV bei verschiedenen Temperaturen

4.3 Die Herstellung von HADES

Der von hartem PU (schwarz eingefärbt) ummantelte akustische Sensor von HADES wurde aus einer PZT Piezokeramik (Ferroperm⁶ Pz-28, Resonanzfrequenz 62,5 kHz, $\rho = 7,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$, Schallgeschwindigkeit $v_{\text{Schall}} = 40200 \frac{\text{m}}{\text{s}}$; siehe Abbildung 4.13) und einem zwei stufigen Vorverstärker verbunden mit einem 8 poligen SubConn⁷ Stecker (MCIL8M) hergestellt⁸. Abbildung 4.12 zeigt die Piezokeramik mit dem zwei stufigen Vorverstärker ohne die elektromagnetische Kupfergitterabschirmung. Bei der Herstellung des Vorverstärkers wurden gegenüber dem Schaltplan in Abbildung 4.8 in der ersten Stufe der Kondensator mit einer Kapazität von 22 pF parallel zu einem Widerstand mit 100 M Ω durch einen Kondensator mit einer Kapazität von 47 pF parallel zu einem Widerstand mit 2,2 M Ω ersetzt. Der fertige Sensor ist in Abbildung 4.14 zu sehen.



Abbildung 4.12: Die Piezokeramik mit Vorverstärker ohne elektromagnetische Abschirmung (Kupfergitter)

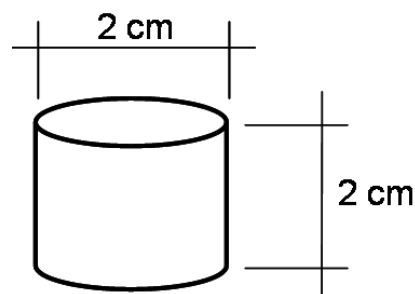


Abbildung 4.13: Die Piezokeramik Ferroperm Pz-28



Abbildung 4.14: Der akustische Sensor von HADES

⁶<http://www.ferroperm-piezo.com>

⁷<http://subconn.com>

⁸Die Herstellung erfolgte durch Christopher Naumann an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg.

Das verwendete Modul von HADES (gezeigt in Abbildung 4.15) basiert auf einem Sensormodul von SPATS. Es ist mit dem Sensor über die Steckerbuchse (MCBH8F) an der Unterseite des Moduls verbunden (siehe Abbildung 4.16).



Abbildung 4.15: Die Seitenansicht des HADES Moduls



Abbildung 4.16: Die Ansicht von unten des HADES Moduls

Wie bereits in Kapitel 3.4 beschrieben, beinhaltet das Sensormodul von SPATS drei Piezokeramiken und die Vorverstärker (Innenansicht zu sehen in Abbildung 4.18). Bei HADES befinden sich eine Piezokeramik und der Vorverstärker außerhalb des HADES Sensormoduls, so dass dieses nur einen Spannungswandler beherbergt (Innenansicht gezeigt in Abbildung 4.17). Die verwendete 24 V Betriebsspannung für die SPATS Sensoren wird in eine 10 V (± 5 V) Versorgungsspannung für den HADES Sensor umgewandelt.



Abbildung 4.17: Die Innenansicht des HADES Moduls

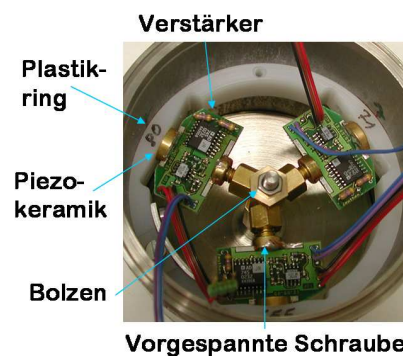


Abbildung 4.18: Die Innenansicht eines Sensormoduls von SPATS [Bös 06]

Nach der Fertigstellung wurde HADES (siehe Abbildung 4.19) einigen Tests unterzogen:

- HADES überstand unbeschadet einen passiven Drucktest⁹ von 12 Stunden bei bis zu 200 bar (siehe Abbildung 4.20).
- Der akustische Sensor von HADES (nur der von hartem PU ummantelte Teil, gezeigt in Abbildung 4.14) wurde 5 Stunden lang passiv -55°C kalter Luft ausgesetzt und war danach funktionsfähig.
- HADES (komplett mit akustischem Sensor und Modul, zu sehen in Abbildung 4.19) bestand einen passiven Kältetest über 68 Stunden bei -55°C .
- Der Sensor von HADES, verbunden mit dem HADES Modul, war nach einfrieren in Wasser funktionsfähig.

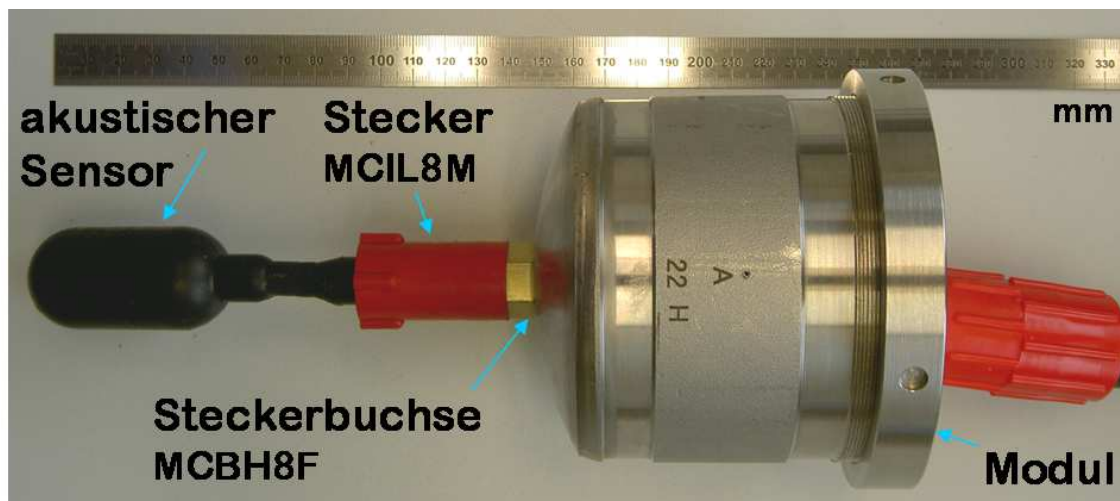


Abbildung 4.19: HADES - mit Sensor und Modul

⁹Durchgeführt am 10. November 2006 von der Firma Seacon europe limited in Großbritannien.

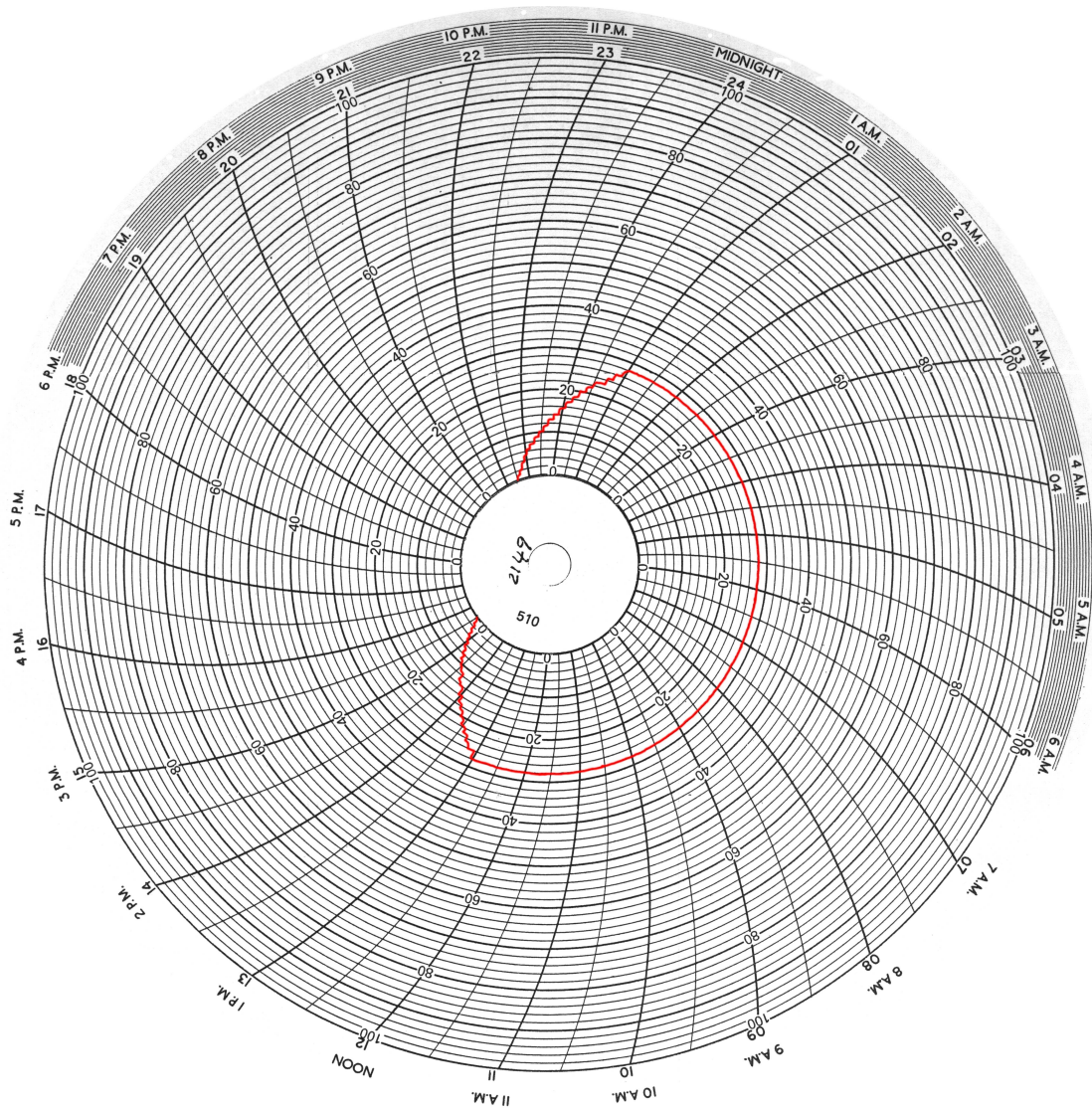


Abbildung 4.20: Der Verlauf des Drucktests von HADES; Druckveränderungen in Abhängigkeit der Zeit

4.4 Die Kalibration

Eine Kalibration gibt Aufschluss über die absolute Sensitivität des Hydrophons. Für eine Kalibration stehen verschiedene Möglichkeiten mit individuellen Vor- und Nachteilen zur Verfügung. Im Folgenden werden zwei gängige Methoden, die Reziprozitätsmethode und die Vergleichsmethode, beschrieben. HADES wurde nach der Vergleichsmethode kalibriert.

4.4.1 Die Reziprozitätsmethode

Diese Methode basiert auf der Annahme der Reziprozität, die für alle idealisierten Piezokeramiken gilt. Hier strahlen alle Sender sphärische Wellen (gleiche Wellen in alle Raumrichtungen) ab und so kann die Reziprozität durch den Reziprozitätsparameter für sphärische Wellen J_S beschrieben werden. Dieser Parameter ist über $J_S \equiv \frac{M}{S}$ definiert, was das Verhältnis der Leistungsfähigkeit des Hydrophons eingesetzt als Empfänger (Mikrofon $M = \frac{U}{P_i}$; empfangene Spannung pro Druck) und als Sender ($S = \frac{P_o}{I}$; gesendeter Druck pro Strom) angibt. Dieses Verhältnis ist eine Funktion der Wasserdichte ρ_{Wasser} , der Schallgeschwindigkeit c_{Schall} , der Wellenlänge λ der Schallwelle und des Abstandes r zwischen Sender und Empfänger. J_S kann wie folgt berechnet werden:

$$J_S = \frac{2 \cdot \lambda \cdot r}{\rho_{\text{Wasser}} \cdot c_{\text{Schall}}} \quad (4.11)$$

Bei der Reziprozitätsmethode erfolgt die Kalibration in zwei Schritten. Das zu kalibrierende Hydrophon H und zwei Sender T_1 und T_2 werden in Form eines gleichseitigen Dreiecks mit der Seitenlänge r angeordnet. Im ersten Schritt wird der Sender T_1 mit dem Strom I betrieben und die empfangenen Spannungen v_{T_2} , v_H am Sender T_2 (jetzt als Empfänger) und am Hydrophon H gemessen. Als zweiter Schritt wird der Sender T_2 mit dem selben Strom I betrieben. Gemessen wird die empfangene Spannung v'_H am Hydrophon H (Zur Verdeutlichung siehe Kalibrationsschema in Abbildung 4.21). Die gesuchte Empfangsempfindlichkeit M_H lässt sich nach:

$$M_H = \sqrt{J_S \cdot \frac{v_H \cdot v'_H}{v_{T_2}} \cdot \frac{r}{I}} \quad (4.12)$$

berechnen. Für eine detailliertere Herleitung sei verwiesen auf [Uri 83].

Nachteilig bei dieser Art der Kalibration sind die vielen Messungen (Abstand, Strom, drei mal empfangene Spannungen und evtl. den Reziprozitätsparameter), was die Berechnung der Unsicherheiten erschwert bzw. die erwarteten Unsicherheiten vergrößert. Hinzukommt die dreieckige Anordnung und dies würde im Hinblick auf eine Kalibrationsmessung in Eis im Vergleich zu der im Folgenden beschriebenen Vergleichsmethode ein großes Eisvolumen voraussetzen. Vereinfacht wird die Kalibration durch die im Folgenden beschriebene Vergleichsmethode.

4.4.2 Die Vergleichsmethode

Die Vergleichsmethode ist die einfachste Methode zur Kalibration, aber sie setzt den Einsatz eines bereits absolut kalibrierten Hydrophons voraus. Das zu kalibrierende Hydrophon H und das absolut kalibrierte Hydrophon (Referenzhydrophon RH) befinden sich im gleichen Abstand zu einem Sender S. Dabei ist der Abstand zwischen H und RH nicht relevant (siehe Abbildung 4.22) [Uri 83].

Der einzige Nachteil bei dieser Methode ist die Tatsache, dass ein absolut kalibriertes Hydrophon benötigt wird. Im Vergleich zur Reziprozitätsmethode ist nur eine Messung erforderlich, wodurch sich die Schwierigkeiten bei Bestimmung der Unsicherheiten im Vergleich zur Reziprozitätsmethode verringern. Die Positionierung von Sender S, Hydrophon H und absolut kalibriertem Hydrophon RH könnte linear erfolgen, wodurch ein kleineres Eisvolumen bei einer Kalibrationsmessung im Eis im Vergleich zur Reziprozitätsmethode benötigt würde, wenn die Sensoren bei beiden Methoden im gleichen Abstand angeordnet wären.

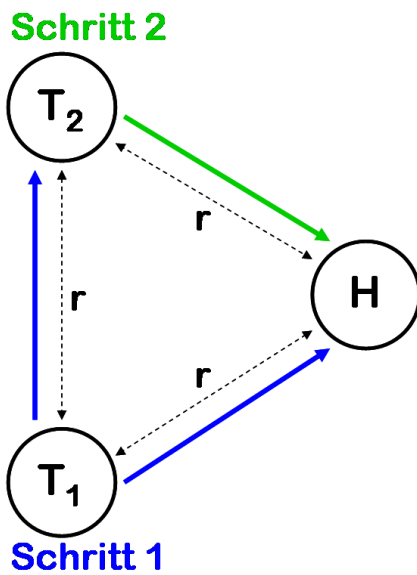


Abbildung 4.21: Der Messaufbau bei der Kalibration nach der Reziprozitätsmethode

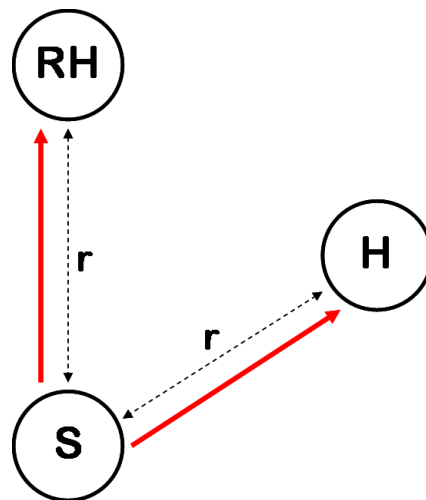


Abbildung 4.22: Der Messaufbau bei der Kalibration nach der Vergleichsmethode

Das absolut kalibrierte Hydrophon

Das zur absoluten Kalibration verwendete kommerzielle Hydrophon (SENSORTECH-SQ03; gezeigt in Abbildung 4.23) hat einen Arbeitsbereich von 1 Hz bis 65 kHz. Der sensitive Teil des Hydrophons mit der Piezokeramik ist schwarz eingefärbt und besitzt einen Vorverstärker mit einem Verstärkungsfaktor von 100 (entsprechen 40 dB). Außerdem ist es mit einem 50 m langen Kabel ausgerüstet [Fis 06].

Abbildung 4.24 zeigt die Sensitivität von SENSORTECH-SQ03 für drei verschiedene Azimutwinkel (0° , 120° und 240°) in einem Bereich von 10 kHz bis 80 kHz in Schritten von 1 kHz. Der Mittelwert ist in rot eingezeichnet. Als globale Unsicherheit wurde ± 1 dB re. $V/\mu\text{Pa}$ gewählt (entnommen aus [Fis 06]), damit die bestimmten Unsicherheiten von HADES mit der der SPATS Sensoren verglichen werden können. Abbildung 4.25 zeigt den Mittelwert mit Unsicherheiten erneut, nur dass die Sensitivitätsskala in V/Pa angegeben ist. Durch diese Umrechnung von einer logarithmischen Skala in eine lineare Skala ergeben sich asymmetrische Unsicherheiten. Mit Hilfe dieses Sensitivitätsspektrums kann das Druckspektrum des gesendeten Signals bestimmt werden.



Abbildung 4.23: Das absolut kalibriertes Hydrophon SENSORTECH-SQ03

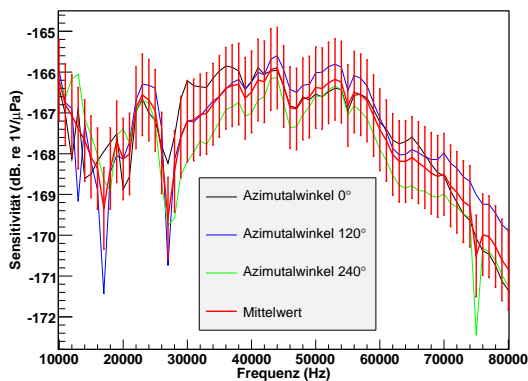


Abbildung 4.24: Das Sensitivitätsspektrum des absolut kalibrierten Hydrophons für verschiedene Winkel (aus [Bös 06])

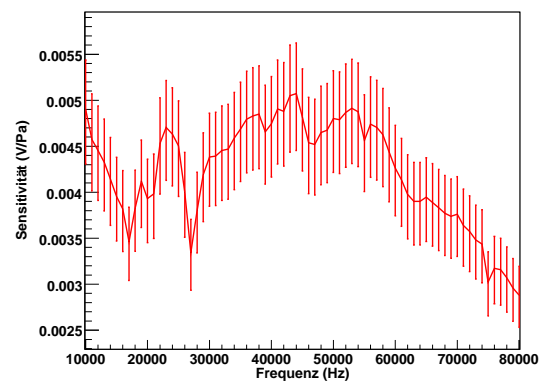


Abbildung 4.25: Das mittlere Sensitivitätsspektrum des absolut kalibrierten Hydrophons

Der Sender

Der verwendete Breitbandsender besteht aus einer Piezokeramik (schematisch gezeigt in Abbildung 4.26), die von hartem PU ummantelt ist (siehe Abbildung 4.27).

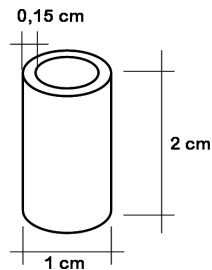


Abbildung 4.26: Die schematische Darstellung der verwendeten Piezokeramik des Senders



Abbildung 4.27: Der verwendete Sender

Der Kalibrationsaufbau

Für die Kalibration wird nur das gesendete Signal (im folgenden Primärsignal genannt) benötigt und deshalb ist bei der Kalibration ein ausreichend großes Volumen notwendig, um zwischen Primärsignal und Reflexionen unterscheiden zu können. Ein ausreichend großes Klareisvolumen stand für die Kalibration nicht zur Verfügung und deswegen fand die Kalibration im Wasser des „Stadtbads alter Kirchplatz“ in der Gartenstadt Haan¹⁰ statt. Vor der Kalibration wurden alle drei Sensoren in Wasser gelegt (mindestens 24 h), weil sich zu Beginn kleine (evtl. nicht sichtbare) Luftblasen an der Oberfläche der Hydrophone ablagern, die das Signal negativ beeinflussen [Gra 06]. Zum Zeitpunkt der Kalibration besaß das Wasser eine Temperatur von 28,5°C. Wie in der Abbildung 4.28 gezeigt, hatten HADES und das absolut kalibrierte Hydrophon vom Sender einen Abstand von 60 cm und diese drei Sensoren befanden sich in einer Tiefe von 1,4 m. Der gesamte Aufbau war an einem Seil befestigt, das über das Becken gespannt wurde. In dem eingezeichneten 7,25 m (3,25 m + 4 m) langen Bereich (abgegrenzt durch die gepunktete Linie) weist das Becken eine Tiefe von 3,5 m auf.

¹⁰<http://www.haan.de/stadtinformationen/sport.htm>

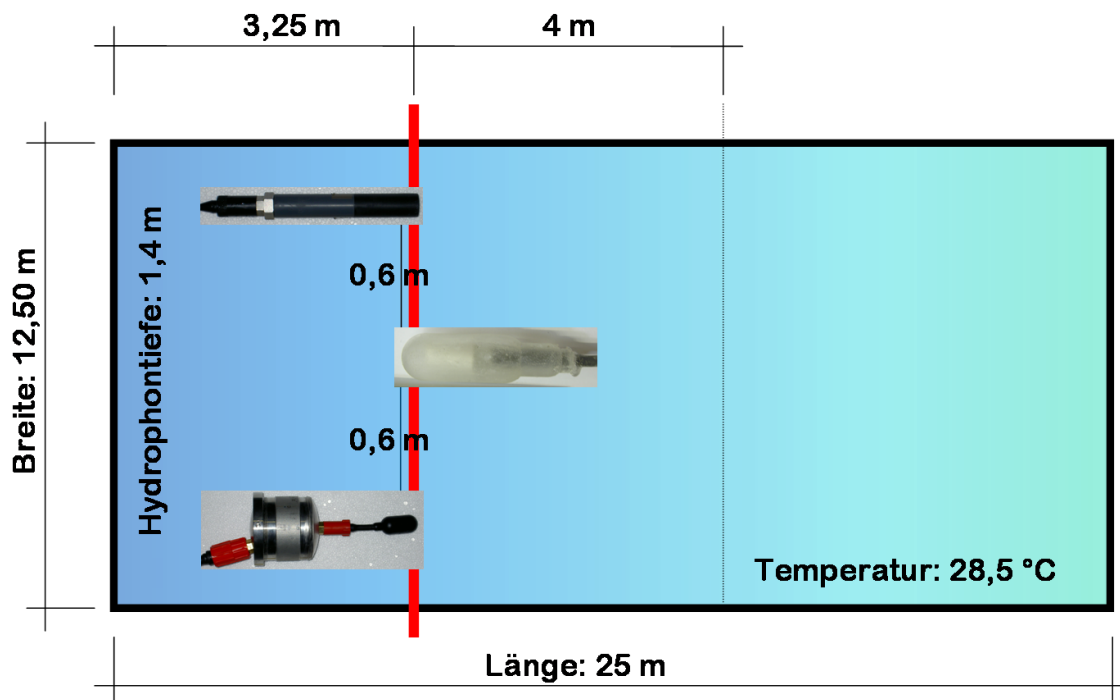


Abbildung 4.28: Die Aufsicht der Kalibrationsanordnung im Schwimmbad

Die eigentliche Kalibration von HADES

Mit dem oben beschriebenen Kalibrationsaufbau konnte die absolute Sensitivität von HADES bestimmt werden. Das genaue Schema dieser Kalibration ist in Abbildung 4.29 verdeutlicht und wird im Folgenden kurz erläutert. Die Bestimmung der Unsicherheiten an die Kalibration wird gesondert im nächsten Unterkapitel behandelt.

Mit dem Sender wurden gaußförmige Signale bzw. die zweite Ableitung davon (siehe Abbildung 3.7) in verschiedenen Frequenzen bzw. Frequenzbändern (gezeigt in Abbildung 3.8) gesendet. Der Mittelwert aus jeweils 64 empfangenen Signalen von HADES und dem absolut kalibrierten Hydrophon sind zur Bestimmung der Sensitivität von HADES verwendet worden. Mittels einer Fouriertransformation wurde das jeweilige Frequenzspektrum der gemittelten Signale bestimmt. Durch das bekannte Sensitivitätsspektrum des absolut kalibrierten Hydrophons (siehe Abbildung 4.25) und des berechneten Frequenzspektrums des empfangenen Signals des absolut kalibrierten Hydrophons konnte das Druckspektrum des Senders ermittelt werden. Mit diesem Druckspektrum und dem Frequenzspektrum des empfangenen Signals von HADES lässt sich die absolute Sensitivität von HADES bestimmen. Im Anhang C sind zur Verdeutlichung des Kalibrationsschemas die einzelnen Schritte von einem

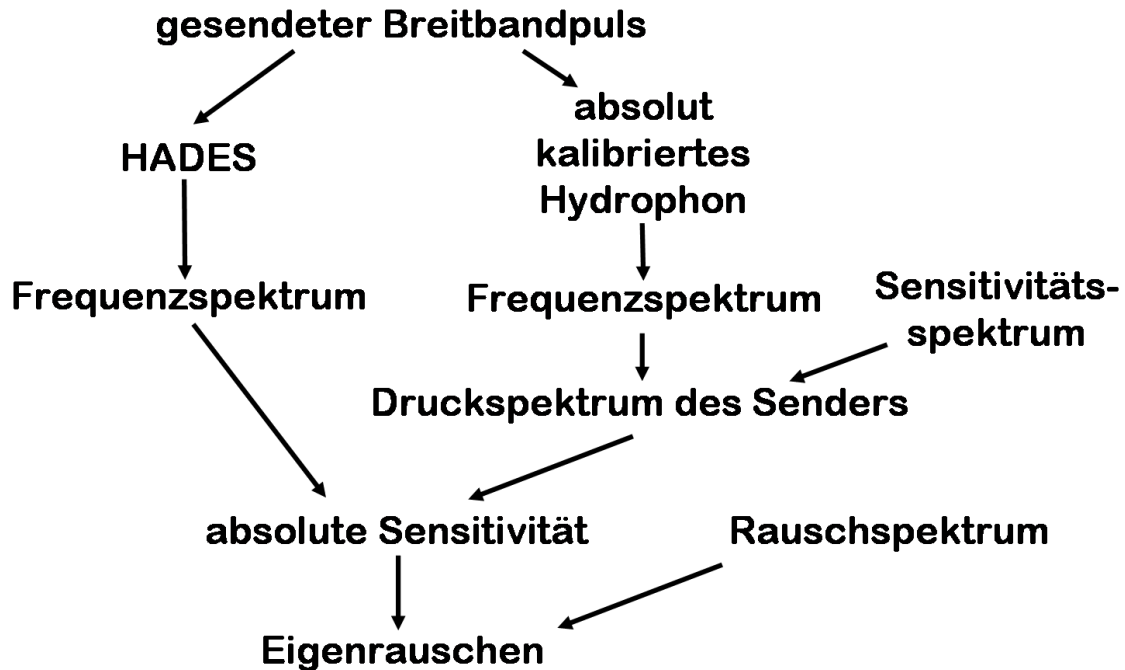


Abbildung 4.29: Das Kalibrationsschema im Falle der Vergleichsmethode

gesendeten 50 kHz Gauß-Puls bis zur Sensitivität dargestellt.

Die auf diese Weise bestimmte Sensitivität von HADES ist in Abbildung 4.30 für vier verschiedene gesendete Gauß-Pulse bzw. Frequenzbänder (siehe Abbildung 3.8) gezeigt (Für Bestimmung der Unsicherheiten siehe nächstes Unterkapitel). Zum Vergleich ist in Abbildung 4.31 die Sensitivität aller SPATS Sensoren zu sehen.

Bei der gezeigten Sensitivität von HADES ist deutlich dessen Resonanzfrequenz bei etwa 57 kHz zu erkennen. Die Resonanzfrequenz der verwendeten Piezokeramik liegt bei 62,5 kHz (siehe Kapitel 4.3), diese ist aber durch den Kontakt mit den Abstandsringen und dem Vorverstärker (gezeigt in Abbildung 4.12) gedämpft. Das Verhalten der Sensitivitäten bei den gesendeten Frequenzbändern mit der Schwerpunktfrequenz 15 kHz bzw. 30 kHz lässt sich durch die geringe gesendete Leistungsdichte oberhalb von 28 kHz bzw. 56 kHz erklären (vergleiche Abbildung 3.8). Die Sensitivitäten, bestimmt durch die gesendeten Frequenzbänder mit der Schwerpunktfrequenz 50 kHz bzw. 40 kHz, stimmen im Rahmen der Unsicherheiten überein und somit wird zur Bestimmung des Eigenrauschens von HADES die Sensitivität gewählt, die mit dem gesendeten 50 kHz Frequenzband ermittelt wurde (Abbildung 4.32). Ohne Berücksichtigung der Unsicherheiten, aufgrund der Korrelation der systematischen Unsicherheiten, liegt die (arithmetische) mittlere Sensitivität bei $0,2 \frac{\text{V}}{\text{Pa}}$ (Abbildung C.9).

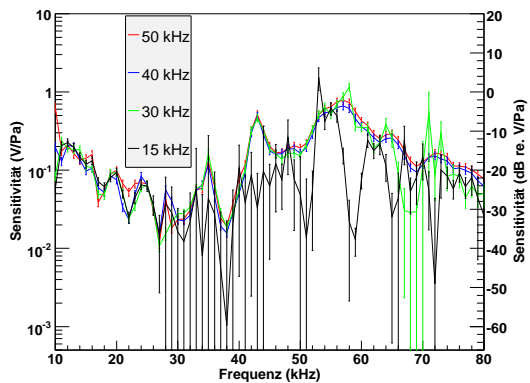


Abbildung 4.30: Die Sensitivität von HADES für verschiedene Frequenzen

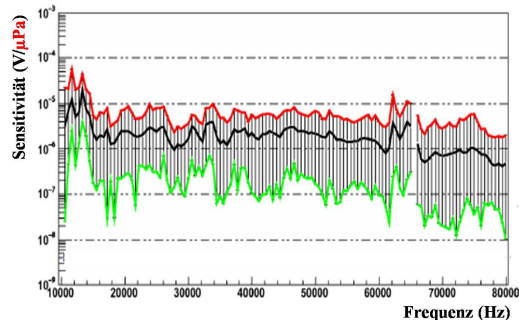


Abbildung 4.31: Die Sensitivität aller Sensoren von SPATS; Mittelwert (schwarz) und Extremwerte (rot, grün) [Bös 06]

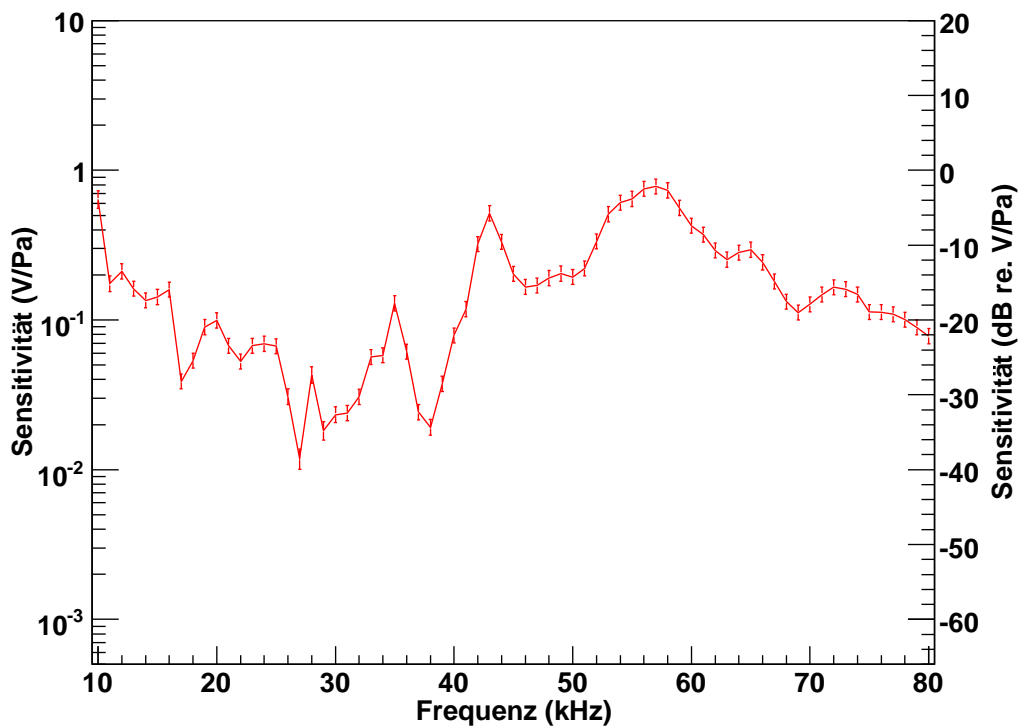


Abbildung 4.32: Die Sensitivität von HADES

Die Bestimmung der Unsicherheiten der Sensitivität

Wie im oberen Teil bei der Vorstellung des absolut kalibrierten Hydrophons erklärt, wurde für die Sensitivität dieses Hydrophons eine globale Unsicherheit von ± 1 dB re. $V/\mu\text{Pa}$ (Abbildung 4.24) gewählt. Nach den Regeln der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ist dieser bei der rechnerischen Bestimmung der Sensitivität von HADES berücksichtigt worden. Aufgrund der Dominanz der Unsicherheiten des absolut kalibrierten Hydrophons wurde im Rahmen dieser Arbeit auf eine Fehlerbestimmung für das empfangene Frequenzspektrum des absolut kalibrierten Hydrophons verzichtet.

Der Beitrag von HADES zur endgültigen Unsicherheit an die ermittelte Sensitivität fließt ausgehend von einer Unsicherheit an das errechnete Frequenzspektrum von HADES, über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung, mit in die Berechnung ein. Die Unsicherheiten der einzelnen Messwerte des empfangenen Frequenzspektrums von HADES wurden durch die Breite σ_i einer gemessenen Verteilung der einzelnen Fourierkoeffizienten F_i (bzw. an die Amplitude A_i) für jeweils eine bestimmte Frequenz ermittelt.

$$F(f) = \sum_i F_i(A_i, \varphi_i) \quad \text{mit} \quad F_i(A_i, \varphi_i) = A_i \cdot e^{i \cdot \varphi_i} \quad (4.13)$$

Um eine Verteilung von Fourierkoeffizienten für eine bestimmte Frequenz zu erhalten, sind mit HADES 1000 Einzel(rausch)signale mit einer Länge von jeweils 1 ms gemessen und der entsprechende Fourierkoeffizient mittels einer Fouriertransformation bestimmt worden. Um bei diesen Messungen elektromagnetische und akustische Interferenzen mit Störsignalen zu vermeiden, wurde das HADES Modul und alle Steckerverbindungen in Aluminiumfolie eingewickelt und von Schaumstoff umgeben. Um den Einfluss von seismischen Erschütterungen zu verringern, lagerte dieser Aufbau auf einer etwa 30 cm hohen Schaumstoffpolsterung.

Die auf diese Weise erhaltenen Fourierkoeffizienten F_i für bestimmte Frequenzen (hier gezeigt für 20 kHz) sind bei der Darstellung in der komplexen Ebene nach der zweidimensionalen Gaußverteilung mit der Breite σ_i angeordnet (siehe Abbildung 4.33). Die Verteilung der Phasen (für die Frequenz 20 kHz) ist in Abbildung 4.34 zu sehen.

Die Verteilung der Amplituden der einzelnen Fourierkoeffizienten bei einer bestimmten Frequenz sind dagegen nach der Rayleigh Wahrscheinlichkeitsdichte $f(A, \sigma)$ verteilt:

$$f(A, \sigma) = \frac{A}{\sigma^2} \cdot e^{-\frac{A^2}{2 \cdot \sigma^2}} \quad (4.14)$$

A ist die positive Amplitude und σ stellt die Breite der zweidimensionalen Gaußverteilung dar. Diese Rayleigh Wahrscheinlichkeitsdichte geht aus der Winkelintegration der zweidimensionalen Gaußverteilung mit Mittelwert Null in Polarkoordinaten hervor und erreicht das Maximum bei $A = \sigma$.

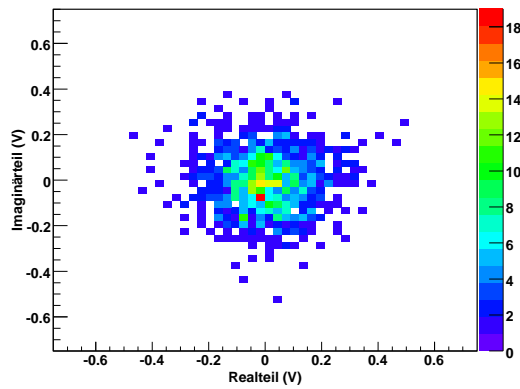


Abbildung 4.33: Die Verteilung des Fourierkoeffizienten von 20 kHz in der komplexen Ebene

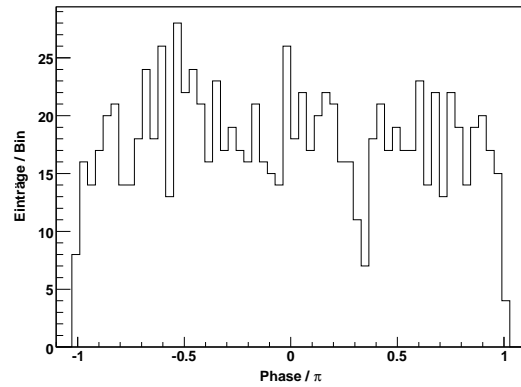


Abbildung 4.34: Die Verteilung der Phase des Fourierkoeffizienten bei 20 kHz

Zusammenfassend sind die gesuchten Unsicherheiten an das Frequenzspektrum von HADES wie folgt erhalten worden: Es wurde eine Verteilung der Amplituden von jeweils 1000 Fourierkoeffizienten (berechnet mit Hilfe einer Fouriertransformation aus 1000 gemessenen Rauschsignalen) für die Frequenzen von 10 kHz bis 80 kHz in 1 kHz Schritten bestimmt, jede Verteilung einzeln mit Hilfe der Rayleigh Wahrscheinlichkeitsdichte gefittet und die Breite σ als Unsicherheit abgelesen. Als Beispiel zeigt Abbildung 4.35 die Verteilung der Amplituden und den Fit für die Frequenz 20 kHz.

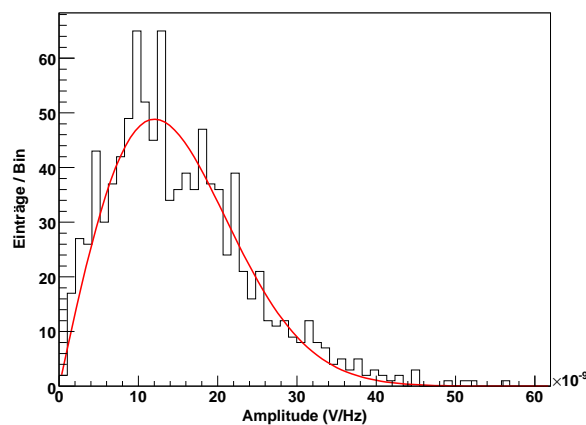


Abbildung 4.35: Die Amplitudenverteilung mit dem Fit (rot) durch die Rayleigh Wahrscheinlichkeitsdichte für den Fourierkoeffizient von 20 kHz

Der Rauschpegel von HADES

Zur Bestimmung des Eigenrauschens von HADES ist aus den 1000 Rauschsignalen das mit dem geringsten mittleren Rauschen ausgewählt worden. Dies ist zulässig, weil die mit dieser Methode gemessenen Rauschpulse, trotz der angewandten Maßnahmen, immer noch unter Einfluss von Störsignalen gemessen wurden und somit nur eine obere Grenze des eigentlichen Rauschens abgeschätzt werden konnte. Dieses Signal und das entsprechende Frequenzspektrum ist in den Abbildungen 4.36 und 4.37 gezeigt. Unter Verwendung der Sensitivität von HADES (Abbildung C.9) kann das Eigenrauschen (zu sehen in Abbildung 4.38) bestimmt werden. Ohne Berücksichtigung der Unsicherheiten, aufgrund der Korrelation der systematischen Unsicherheiten, liegt das (arithmetische) mittlere Rauschen bei $102 \frac{\mu\text{Pa}}{\text{Hz}}$. Folglich ergibt sich ein Eigenrauschen über dem Frequenzbereich von 10 kHz bis 80 kHz von etwa 7,1 mPa.

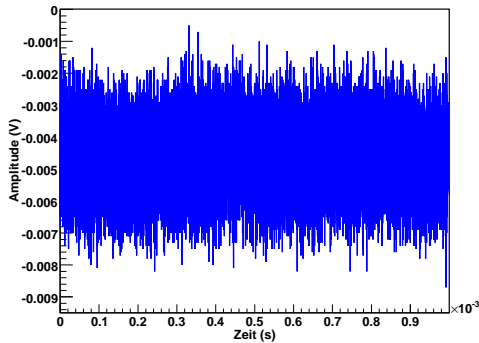


Abbildung 4.36: Das empfangene Rauschsignal von HADES

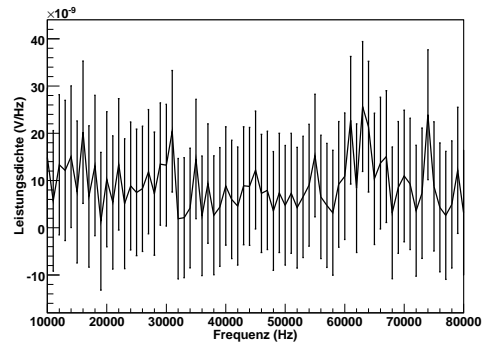


Abbildung 4.37: Das Rauschspektrum des empfangenen Signals von HADES

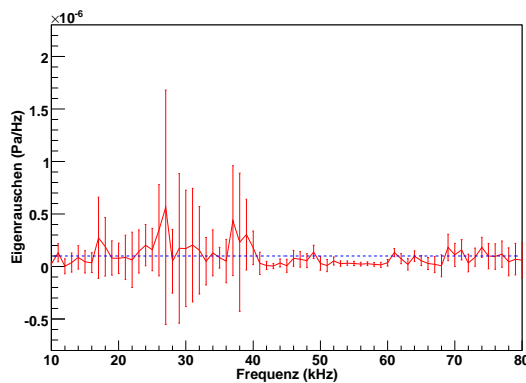


Abbildung 4.38: Der Rauschpegel von HADES

Kapitel 5

Die Experimente mit Klareis im Labor

Für eine mögliche Laborkalibration im Eis ist die selbe Eisqualität wie am Einsatzort erforderlich. Für die Antarktis bedeutet dies durchsichtiges klares Eis (Klareis) ohne Einschlüsse von (sichtbaren) Luftblasen.

Bei der Produktion von Klareis im Labor muss das Ablagern und das darauf folgende Einschließen von Luftblasen und das Eintrüben des Eises verhindert werden. Ein geeignetes Herstellungsverfahren für Klareis wird im Folgenden beschrieben und erste Messungen mit Klareisblöcken gezeigt. Weiter wurden mögliche Untergrundgeräusche durch das knackende Eis „simuliert“. Zum Schluss dieses Kapitels wird ein mögliches alternatives Herstellungsverfahren für Klareis vorgestellt.

5.1 Die Herstellung von Klareis

Zur Herstellung von Klareis wurde eine Gefriertruhe¹ mit den Innenmaßen 116 cm · 65 cm · 41,5 cm (Breite · Höhe · Tiefe) verwendet. Eine 6 mm dicke Aluminiumplatte auf dem Boden der Truhe diente als Kältespeicher. Darauf befanden sich L-förmige 3 mm dicke Kupferplatten (Kupfer besitzt eine bessere Wärmeleitfähigkeit als Aluminium), die die produzierte Kälte der Kühlschleife, die sich in der Rückwand der Gefriertruhe befindet, auf den Boden leitet, um den Gefriervorgang von unten nach oben zu begünstigen, damit die Luft(blasen) nach oben entweichen können. Zwischen den L-förmigen Kupferplatten befanden sich zwei Spanngurte, die ein Herausheben des fertigen Eisblocks ermöglichten. Ein auf die Kupferplatten gestellter Aluminiumrahmen (Wandstärke 6 mm) mit den Abmessungen 71 cm · 60 cm · 36 cm (Breite · Höhe · Tiefe; siehe Abbildung 5.1), ist vor dem Befüllen mit Wasser durch Folie bedeckt worden. Das verwendete Wasser ist mittels Eis nahe an den Gefrierpunkt heruntergekühlt worden. Das gefrierende Wasser wurde mit Hilfe von Wasserpumpen (zwei Universalpumpe Eheim 1048 und eine Kompaktpumpe Eheim 300) bewegt, um ein Ablagern von Luftblasen und das Eintrüben des Eises zu verhindern.

¹Bauknecht GTA 3001 Optima

Unter Berücksichtigung der Ausdehnung des gefrierenden Eises und dem Platz für die Pumpen beträgt die Gesamtmenge an verwendetem Wasser ≤ 150 Liter. Trotz der verwendeten Kälteleitung durch die Kupferplatten auf den Boden wurde der Gefrierprozess von den Seiten durch den schmalen und hohen Aluminiumrahmen begünstigt. Außerdem wurde mit fortschreitendem Gefriervorgang die Konzentration an gelösten Materialien in dem noch verbleibenden Wasser sehr hoch, was zu einer natürlichen Trübung des Wassers führte. Schlussendlich wurde zu Beginn nur etwa die Hälfte der angegebenen Wassermenge verwendet. Nachdem der Gefrierprozess soweit fortgeschritten war, dass das bis dahin entstandene Klareis keinen Platz mehr für die Pumpen ließ und sich das restliche Wasser trübte, wurde es entfernt. Durch Einfüllen von neuem Wasser (vorher fast bis auf den Gefrierpunkt gekühlt), begann die Prozedur erneut. Am Ende des Herstellungsprozesses wurde das übrige Wasser abgeschöpft. Die Abbildung 5.2 zeigt einen Klareisblock in dem einige Sensoren zu erkennen sind.

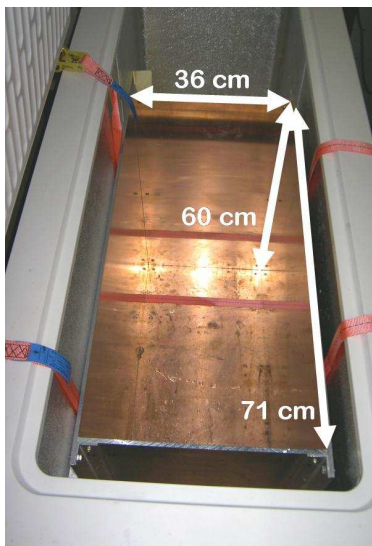


Abbildung 5.1: Die Gefriertruhe Bauknecht GTA 3001 Optima

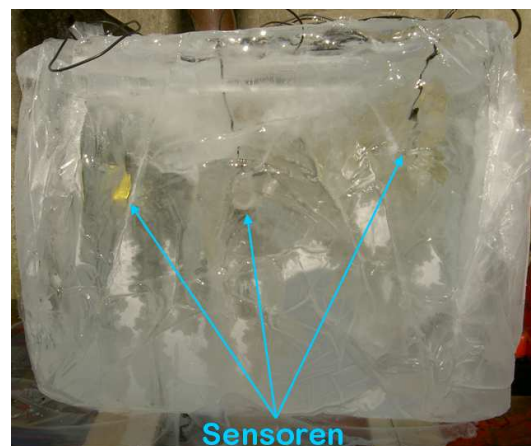


Abbildung 5.2: Ein Klareisblock

Das mit einem Sensor registrierte Signal, gezeigt in Abbildung 5.3, resultiert aufgrund eines gesendeten Gaußförmigen 50 kHz Signals bzw. der zweiten Ableitung von diesem. Diese Ableitung, entsprechend skaliert, ist ebenfalls eingezeichnet (blau gestrichelt), um zu zeigen, dass die abfallende bzw. ansteigende Flanke in dem empfangenen Signal identifiziert werden kann. Die nachfolgenden Schwingungen ergeben sich aufgrund des Nachschwingens der Piezokeramik und den Reflexionen von der Wandung, die den Sensor später erreichen.

Um die Reproduzierbarkeit des empfangenen Signals zu bestätigen, zeigt die Abbildung 5.4 zwei verschiedene Messungen mit dem selben Sender und Empfänger in zwei Klareisblöcken. Eine Messung wurde durch Verschieben und Umskalieren auf die andere Messung angepasst, um zu zeigen, dass auch hier die ansteigende bzw. abfallende Flanke des erwarteten Signals identifiziert werden kann. Der Abstand zwischen Sender und Empfänger sowie die Position dieser beiden innerhalb des Eisblocks sind bei beiden Messungen nicht exakt identisch gewesen und damit lassen sich die unterschiedlichen Reflexionen und Nachschwingverhalten der Sensoren erklären (in Abbildung 5.4 gelb hinterlegt).

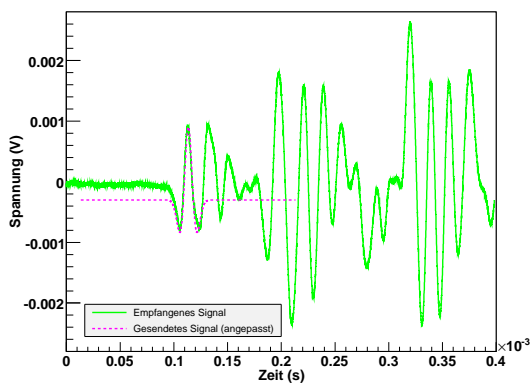


Abbildung 5.3: Ein Vergleich zwischen gesendetem und empfangenem Signal im Klareisblock

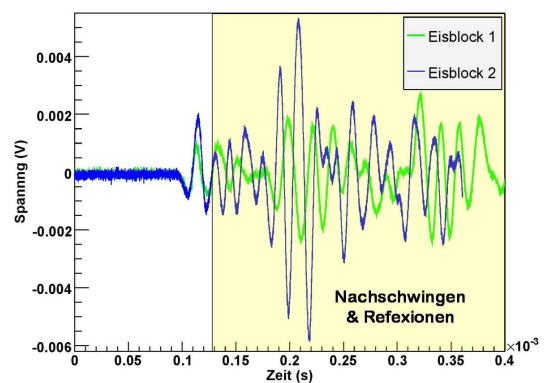


Abbildung 5.4: Ein Vergleich zwischen empfangenen Signalen in zwei Klareisblöcken

5.2 Die Eis-Knack-Pulse

In dem Klareisblock in Abbildung 5.2 befanden sich unter anderem die in Abbildung 5.5 gezeigten Sensoren. Diese bestehen aus verschiedenen Piezokeramiken (die genauen Maße sind in Abbildung 5.6 gegeben), die entweder in hartes Polyurethan oder in Epoxidharz eingegossen sind.



Abbildung 5.5: Die verwendeten Sensoren

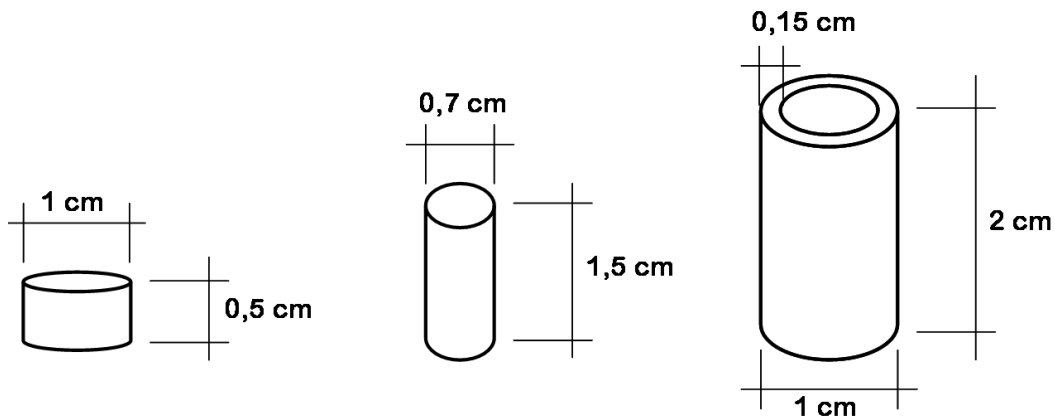


Abbildung 5.6: Die schematische Darstellung der drei verwendeten Piezokeramiken

Durch das Träufeln von etwa 6°C warmen Wasser auf die Oberfläche des -22°C kalten Eisblocks kommt es lokal zu einer Erwärmung, also zu einer Ausdehnung des Eises, was zu großen inneren Spannungen und schließlich zum Einreißen des Blocks führt (Eis-Knack-Pulse, englisch: micro-cracks). Das (hörbare) Brechen des Eises stellt eine mögliche Quelle für Untergrund- bzw. Störgeräusche im Südpoleis dar. Solche Eis-Knack-Pulse wurden im Hinblick auf eine spätere Untergrundidentifikation mit Hilfe der oben beschriebenen Sensoren und eines Oszilloskops gemessen.

Der in Abbildung 5.5 gezeigte Sensor T5 wurde als Trigger mit einer Schwelle von 30 mV verwendet. Ein mit allen vier Sensoren gemessener Eis-Knack-Puls ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Zur besseren Übersicht sind die Messungen der Sensoren T1 und T5 um $-0,7\text{ V}$ in y -Richtung verschoben worden.

Um eine mögliche typische Form der im Labor „simulierten“ Eis-Knack-Pulse zu finden, zeigt Abbildung 5.8 drei, mit Hilfe des Sensors T5 gemessene, Pulse. Der Puls 1 (rot) in dieser Abbildung ist identisch mit dem in Abbildung 5.7. Allerdings wurden die Messergebnisse bei Bedarf in x -Richtung verschoben, um die stellenweise gemeinsame Form heraus zu stellen.

Die vorgestellte Technik könnte genutzt werden, um eventuell auftretende Untergrundgeräusche im Antarktischen Eis als Störsignale aufgrund von brechendem Eis zu identifizieren. Natürlich müsste die Form der Eis-Knack-Pulse noch genauer durch eine statistisch relevante Messung, als durch den gezeigten drei Einzelmessungen, verifiziert werden. Außerdem sollten die Pulse in einem größeren Eisvolumen als in dem verwendeten gemessen werden, um hier ebenfalls zwischen Primärsignal und Reflexionen unterscheiden zu können.

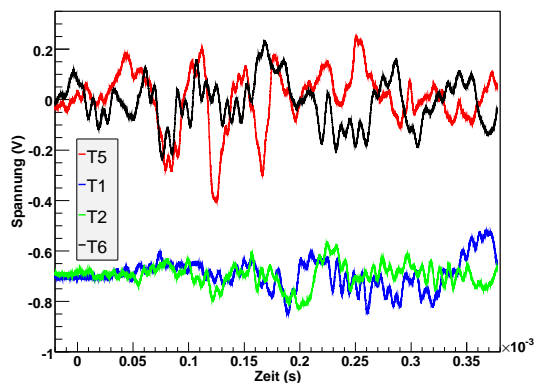


Abbildung 5.7: Ein Eis-Knack-Puls mit fünf Sensoren detektiert

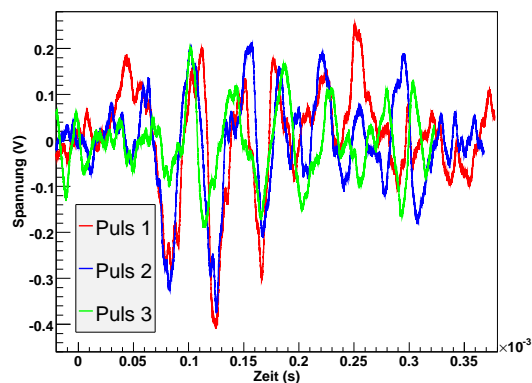


Abbildung 5.8: Drei Eis-Knack-Pulse mit dem Sensor T5 detektiert

5.3 Eine alternative Methode zur Klareisherstellung

Wie im oberen Teil beschrieben, lässt sich das Ablagern von Luftblasen, welche für die Trübung des Eises sorgen, durch Bewegung des gefrierenden Wassers verhindern. Eine gängige Methode ist die Verwendung von Pumpen, um das Wasser in Bewegung zu halten.

Ein alternativer Versuch stellt die Verwendung eines Bass-Schall-Wandlers (auch Körperschallwandler oder Bass-Shaker genannt) dar, gezeigt in Abbildung 5.9, der außen an der Eisblockform befestigt wird und so die Schallwellen als Schwingungen auf die Form und somit auf das Wasser überträgt. Dies hätte den Vorteil, dass die üblicherweise verwendeten Wasserpumpen nicht weiter benötigt würden und nicht mehr darauf geachtet werden müsste, dass diese durch das wachsende Eis einfrieren oder zerstört werden. Zum Testen dieser Methode wurde eine kleinere Aluminium Eisblockform mit Kupferboden und den Innenmaßen 25 cm · 24,5 cm · 25 cm (Breite · Höhe · Tiefe) verwendet, die in Abbildung 5.10 zu sehen ist. Bei diesem Versuch wurde voll entsalztes Wasser verwendet, um einer natürlichen Trübung durch gelöste Mineralien vor zu beugen.



Abbildung 5.9: Der Bass-Schall-Wandler 12 cm · 4 cm (Durchmesser · Höhe) an der kleinen Eisblockform



Abbildung 5.10: Die kleine Eisblockform mit dem Bass-Schall-Wandler

Der Bass-Schall-Wandler wurde mittels einer Stereoanlage mit einem (hörbaren) Frequenzband betrieben². Einen mit dieser Technik hergestellten Eisblock zeigt Abbildung 5.11. In der Mitte sind die eingefrorenen Sensoren gut zu erkennen. Zum Vergleich ist in Abbildung 5.12 ein Eisblock zu sehen, bei dessen Herstellung kein

²CD: THUNDERDOME *Hardcore rules the world*, Sony Music Media 1990

Bass-Schall-Wandler verwendet wurde. Der sichtbare blaue Sensor ist ein Temperatursensor.



Abbildung 5.11: Ein kleiner Eisblock hergestellt mit dem Bass-Schall-Wandler



Abbildung 5.12: Ein kleiner Eisblock hergestellt ohne den Bass-Schall-Wandler

Der Vergleich zwischen den beiden Verfahren zeigt, dass unter Verwendung des Bass-Schall-Wandlers der Eisblock in waagerechter Richtung klar ist. Um einen vollständigen Klareisblock zu erhalten, ist noch ein weiterer Bass-Schall-Wandler nötig, der unter der Form befestigt werden müsste. Hier wurde der Bass-Schall-Wandler nur bei einer kleinen Eisblockform verwendet und für einen Einsatz bei der oben beschriebenen großen Form würden mehr Bass-Schall-Wandler benötigt werden. Zusätzlich würde sich die jetzt schon im Vergleich zur Höhe und Breite sehr geringe Tiefe der großen Form durch die Anbringung der Bass-Schall-Wandler (Höhe von 4 cm zuzüglich Abstandhalter) noch weiter verringern, so dass ein Einsatz bei der hier verwendeten großen Klareisblockform aufgrund der vorgegebenen schmalen Geometrie der Truhe zu keinem entscheidenden Fortschritt führen würde.

Kapitel 6

Die Zusammenfassung und der Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschreibt nach einer Einführung in die optische und akustische Neutrinoastronomie sowie den entsprechenden Experimenten IceCube und SPATS die Entwicklung von HADES (Hydrophon zur akustischen Detektion am Südpol, englisch: Hydrophone for acoustic detection at South Pole). HADES ist ein alternativer Sensor zu den SPATS Sensormodulen, der auf einem modifizierten Sensormodul von SPATS basiert. Das HADES Modul enthält einen Spannungswandler. Über einen Stecker ist außen der eigentliche Sensor von HADES, bestehend aus einer Piezokeramik mit Vorverstärker ummantelt von Gießharz, angebracht. Bei einem Einsatz im Antarktischen Eis des Südpols ist HADES dauerhaft Temperaturen um -50°C und hohen Drücken aufgrund der Eismassen ausgesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Vorverstärker, der verwendete Gießharz und nach der Fertigstellung der fertige Sensor HADES auf die Tauglichkeit und die Eigenschaften bei einem Einsatz im Antarktischen Eis getestet. Es wurde die Temperaturempfindlichkeit des Vorverstärkers untersucht und die akustische Impedanz des Gießharzes bestimmt. Durch Bestimmung weiterer Impedanzen von Eis und Wasser konnten die Materialien verglichen und die Transmissionen beim Signalübergang von einem in das andere Medium berechnet werden.

Nach der Herstellung von HADES und einem erfolgreichen passiven Drucktest bei bis zu 200 bar sowie Tests auf Kältebeständigkeit ist in Wasser eine absolute Kalibrierung nach der Vergleichsmethode durchgeführt worden. Die mittlere Sensitivität von HADES liegt bei $0,2 \frac{\text{V}}{\text{Pa}}$.

Des Weiteren werden in dieser Arbeit zwei verschiedenen Verfahren der Klareiserstellung im Labor vorgestellt. Daneben ist eine Möglichkeit zur „Simulation“ von Eis-Knack-Pulsen im Labor als potentielle Quelle für Untergrundsignale dargestellt.

Als mögliche nachfolgende Maßnahmen würde sich anbieten:

- Durch Bestimmung der akustischen Impedanz von den bisher nicht vermessenen Gießharzen könnte eine (noch) bessere Impedanzanpassung zwischen Eis und Gießharz erreicht werden, was eine höhere Transmission und somit ein stärkeres Signal zur Folge hätte.
- Bisher wurde die Schalllaufzeit bzw. die akustische Impedanz des verwendeten Gießharzes nur in Abhängigkeit der Temperatur bei Atmosphärendruck bestimmt. Beim Einsatz von HADES im Antarktischen Eis ist der Druck aufgrund der Tiefe im Eis höher. Eine Wiederholung der Messung in Abhängigkeit der Temperatur und des Drucks würde über das Verhalten der akustischen Impedanz in verschiedenen Tiefen Aufschluss geben.
- Von der verwendeten Piezokeramik ist nur die Dichte bekannt. Durch Bestimmung der Schallgeschwindigkeit des Materials ließe sich die akustische Impedanz der Piezokeramik berechnen und somit die Transmission des Schalls von Eis bis zur Piezokeramik bestimmen.
- Die Kalibration von HADES wurde nur in Wasser durchgeführt. Für eine Kalibration in Klareis im Labor ist ein großes Eisvolumen erforderlich. Außerdem sollten die auftretenden Reflexionen an den Rändern des Volumens durch eine eventuelle Beschichtung der Umrandung verringert werden.
- Eventuell könnte man mit Hilfe von Simulationen die Reflexionen identifizieren und im nachhinein aus den Messergebnissen im Labor entfernen.

Anhang A

Die Reichweite hochenergetischer Protonen

Der Energieschwellenwert eines Protons für die Pion Produktion aufgrund einer Wechselwirkung mit einem $7 \cdot 10^{-4}$ eV Photon (mittlere Energie der kosmischen 3 K Hintergrundstrahlung) beträgt 10^{20} eV. Der Wechselwirkungsquerschnitt zur Anregung der Δ^+ Resonanz steigt nach Erreichen des Energieschwellenwertes rapide bis auf $400 \mu\text{b}$ an (Protonenenergie: $2,3 \cdot 10^{20}$ eV , Photonenergie: $7 \cdot 10^{-4}$ eV) und sinkt danach wieder auf etwa $200 \mu\text{b}$ ab. Bei einem mittleren Wirkungsquerschnitt der Protonen von $\sigma_p \approx 200 \mu\text{b}$ und einer mittleren Photonendichte der kosmischen Hintergrundstrahlung von $n_{\gamma\text{CMBR}} \approx 550 \frac{1}{\text{cm}^3}$ ergibt sich für die mittlere freie Weglänge λ gemäß der Formel:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma \cdot n} \quad (\text{A.1})$$

eine Länge von $\lambda \approx 9 \cdot 10^{24}$ cm. Bei Erreichen des Energieschwellenwertes für einfache Pion Produktion liegt der Energieverlust des Protons pro Wechselwirkung bei $\frac{\Delta E}{E_0} = 0,13$ (ΔE = Energieverlust pro Wechselwirkung und E_0 = Ausgangsenergie). Dieser Wert steigt im Mittel bis auf $\frac{\Delta E}{E_0} = 0,22$ bei Anregung der Δ^+ Resonanz. $\frac{\Delta E}{E_0}$ steigt weiter, wenn mehr Energie auf ein einzelnes Pion übertragen wird oder mehrere Pionen erzeugt werden.

Die Reichweite L des Protons in Abhängigkeit von der Anzahl der Wechselwirkungen w ist:

$$L(w) = w \cdot \lambda \quad (\text{A.2})$$

Der Energieverlust in Abhängigkeit der Anzahl von Wechselwirkungen lautet:

$$E(w) = E_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E}{E} \cdot w} \quad (\text{A.3})$$

Die Anzahl von Wechselwirkungen $w_{\frac{1}{e}}$, bis die Ausgangsenergie auf $\frac{E_0}{e}$ abgefallen ist, berechnet sich nach:

$$E(w_{\frac{1}{e}}) = \frac{E_0}{e} = E_0 \cdot e^{-\frac{\Delta E}{E} \cdot w_{\frac{1}{e}}} \quad (\text{A.4})$$

Anschließende Division durch E_0 und Umstellung der Formel nach $w_{\frac{1}{e}}$ unter Berücksichtigung der Logarithmengesetze ergibt:

$$w_{\frac{1}{e}} = \frac{E}{\Delta E} \quad (\text{A.5})$$

Einsetzen in Gleichung A.2 liefert die in Gleichung 2.12 gezeigte Formel:

$$L = \frac{E_0}{\Delta E} \cdot \frac{1}{\sigma \cdot n} = \frac{E_0}{\Delta E} \cdot \lambda \quad (\text{A.6})$$

Anhang B

Die Vorverstärker Tests

In diesem Teil des Anhangs sind die Tabellen mit den Messergebnissen der Vorverstärkertestes gezeigt (siehe Kapitel 4.2). Der Eingangstest (1. Messung) und die weiteren Messungen fanden bei Zimmertemperatur ($\approx 20^\circ\text{C}$) statt. Mit Hilfe eines Oszilloskops wurde der Verstärkungsfaktor und die Phasenverschiebung zwischen dem Eingangs- und dem Ausgangssignal, sowie dem Eingangssignal und dem Signal nach der ersten Vorverstärkerstufe gemessen. Das sinusförmige Eingangssignal besaß die Frequenz von 1 kHz, 5 kHz oder 10 kHz und eine Amplitudenhöhe von 20 mV. Die angegebenen Unsicherheiten resultieren aus Ableseungenauigkeiten und wurden nach den Regeln der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ermittelt. Die Unsicherheiten sind jeweils in der entsprechenden Kopfzeile angegeben.

Frequenz	Verstärkungsf. Ausgangssig.	Phasenversch. Ausgangssig.	Verstärkungsf. 1. Stufe	Phasenversch. 1. Stufe
	$\pm 0,8$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 3,6^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 3,6^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
1. Messung				
1 kHz	16,6	112,3°	1,3	-14,4°
5 kHz	35,0	162,6°	1,5	-14,4°
10 kHz	36,5	172,8°	1,5	-7,2°
2. Messung nach 22h bei -16°C				
1 kHz	15,5	112,3°	1,3	-11,5°
5 kHz	35,4	162,6°	1,6	-7,2°
10 kHz	35,4	172,8°	1,6	-5,8°
3. Messung nach 40h bei -45°C				
1 kHz	15,8	109,4°	1,3	-14,4°
5 kHz	41,6	151,2°	2,0	-14,4°
10 kHz	50,0	167,0°	2,2	-8,6°
4. Messung nach 16h bei -85°C				
1 kHz	15,0	106,6°	1,3	-17,3°
5 kHz	39,6	154,8°	1,8	-14,3°
10 kHz	43,8	172,8°	2,0	-2,9°
5. Messung nach 187h bei -85°C				
1 kHz	14,6	115,3°	1,2	-11,5°
5 kHz	30,0	162,6°	1,3	-14,4°
10 kHz	31,7	175,7°	1,3	-8,6°
eingegossen in hartes PU				
6. Messung nach 45h bei -85°C				
1 kHz	14,2	118,1°	1,2	-11,5°
5 kHz	31,7	158,4°	1,4	-10,8°
10 kHz	33,3	172,8°	1,5	-5,8°
7. Messung nach 331h bei -85°C				
1 kHz	14,2	112,3°	1,2	-11,5°
5 kHz	27,5	165,6°	1,4	-10,8°
10 kHz	33,3	172,8°	1,5	-8,6°

Tabelle B.1: Die Messungen mit Vorverstärker I

Frequenz	Verstärkungsf. Ausgangssig.	Phasenversch. Ausgangssig.	Verstärkungsf. 1. Stufe	Phasenversch. 1. Stufe
	$\pm 0,8$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 3,6^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 3,6^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
1. Messung				
1 kHz	15,0	129,6°	1,2	-11,5°
5 kHz	31,3	162,0°	1,5	-14,4°
10 kHz	33,3	178,2°	1,5	-8,6°
2. Messung nach 93h bei -16°C				
1 kHz	18,3	115,2°	1,2	-8,6°
5 kHz	30,0	158,4°	1,3	-14,4°
10 kHz	31,6	175,7°	1,3	-5,8°
3. Messung nach 187h bei -85°C				
1 kHz	13,3	115,2°	1,2	-11,5°
5 kHz	30,0	158,4°	1,3	-7,2°
10 kHz	31,7	172,8°	1,3	-5,8°
4. Messung nach 331h bei -85°C				
1 kHz	14,2	115,2°	1,2	-11,5°
5 kHz	30,0	158,4°	1,3	-11,8°
10 kHz	31,7	180,0°	1,3	-8,6°

Tabelle B.2: Die Messungen mit Vorverstärker II

Frequenz	Verstärkungsf.	Phasenversch.	Verstärkungsf.	Phasenversch.
	Ausgangssig.	Ausgangssig.	1. Stufe	1. Stufe
	$\pm 0,8$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 3,6^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 3,6^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
1. Messung				
1 kHz	14,2	118,1°	1,2	-14,4°
5 kHz	31,3	162,0°	1,4	-7,2°
10 kHz	33,3	175,7°	1,4	-8,6°
2. Messung nach 40h bei -45°C				
1 kHz	14,2	121,0°	1,2	-17,3°
5 kHz	30,8	169,2°	1,5	-10,8°
10 kHz	32,5	178,6°	1,4	-8,6°
3. Messung nach 16h bei -85°C				
1 kHz	9,2	115,2°	1,2	-8,6°
5 kHz	30,0	162,0°	1,3	-10,8°
10 kHz	31,6	175,7°	1,3	-8,6°
4. Messung nach 187h bei -85°C				
1 kHz	14,2	115,2°	1,2	-14,4°
5 kHz	30,0	162,0°	1,3	-10,8°
10 kHz	32,9	178,6°	1,3	-8,6°
5. Messung nach 331h bei -85°C				
1 kHz	14,2	115,2°	1,2	-11,5°
5 kHz	30,0	162,0°	1,3	-10,8°
10 kHz	31,7	172,8°	1,3	-8,6°

Tabelle B.3: Die Messungen mit Vorverstärker III

Frequenz	Verstärkungsf.	Phasenversch.	Verstärkungsf.	Phasenversch.
	Ausgangssig.	Ausgangssig.	1. Stufe	1. Stufe
	$\pm 0,8$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 3,6^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 3,6^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
1. Messung				
1 kHz	15,0	112,3°	1,2	-14,4°
5 kHz	31,3	165,6°	1,4	-7,2°
10 kHz	33,3	172,8°	1,4	-8,6°
2. Messung nach 40h bei -45°C				
1 kHz	10,4	118,1°	1,2	-14,4°
5 kHz	30,5	162,0°	1,4	-10,8°
10 kHz	32,5	175,7°	1,4	-10,8°
3. Messung nach 16h bei -85°C				
1 kHz	14,2	115,2°	1,2	-14,4°
5 kHz	30,0	162,0°	1,3	-7,2°
10 kHz	31,7	172,8°	1,4	$\pm 0,0^\circ$
4. Messung nach 187h bei -85°C				
1 kHz	15,0	115,2°	1,2	-14,4°
5 kHz	30,0	165,6°	1,3	-10,8°
10 kHz	32,9	172,8°	1,3	-5,8°
eingegossen in hartes PU				
5. Messung nach 45h bei -85°C				
1 kHz	14,2	115,2°	1,2	-11,5°
5 kHz	30,8	162,0°	1,4	-10,8°
10 kHz	33,3	175,7°	1,4	-8,6°
6. Messung nach 331h bei -85°C				
1 kHz	14,2	115,2°	1,2	-11,5°
5 kHz	31,7	162,0°	1,4	-10,8°
10 kHz	33,3	175,7°	1,5	-8,6°

Tabelle B.4: Die Messungen mit Vorverstärker IV

Frequenz	Verstärkungsf.	Phasenversch.	Verstärkungsf.	Phasenversch.
	Ausgangssig.	Ausgangssig.	1. Stufe	1. Stufe
	$\pm 0,8$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 3,6^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 3,6^\circ$
	$\pm 1,6$	$\pm 2,9^\circ$	$\pm 0,2$	$\pm 2,9^\circ$
1. Messung				
1 kHz	15,8	118,1°	1,2	-11,5°
5 kHz	31,3	144,0°	1,3	-7,2°
10 kHz	31,3	175,7°	1,3	-8,6°
2. Messung nach 93h bei -45°C				
1 kHz	13,8	112,3°	1,2	-11,5°
5 kHz	30,0	162,0°	1,3	-7,2°
10 kHz	30,8	175,7°	1,3	-5,8°
3. Messung nach 187h bei -85°C				
1 kHz	14,2	115,2°	1,2	-11,5°
5 kHz	30,0	162,0°	1,3	-10,8°
10 kHz	31,7	175,7°	1,4	-8,6°
eingegossen in hartes PU				
4. Messung nach 45h bei -85°C				
1 kHz	13,3	115,2°	1,2	-11,5°
5 kHz	30,0	158,4°	1,3	-10,8°
10 kHz	32,5	175,7°	1,3	-8,6°
5. Messung nach 331h bei -85°C				
1 kHz	13,8	115,2°	1,2	-11,5°
5 kHz	30,0	158,4°	1,3	-10,8°
10 kHz	31,7	175,7°	1,4	-5,8°

Tabelle B.5: Die Messungen mit Vorverstärker V

Anhang C

Ein Kalibrationsbeispiel

Dieses Kapitel erläutert für einen gesendeten 50 kHz Gauß-Puls (gezeigt in Abbildung C.1) die einzelnen Schritte des verwendeten Kalibrationsschemas (siehe Abbildung 4.29), nach der die Sensitivität von HADES bestimmt wurde.

Das empfangene Signal des absolut kalibrierten Hydrophons aufgrund eines gesendeten 50 kHz Gauß-Pulses bzw. die zweite Ableitung von diesem ist in Abbildung C.2 zu sehen. Zur Kalibration wurde aber nur das empfangene Primärsignal (Abbildung C.3) benötigt. Mit Hilfe einer Fouriertransformation erhielt man das Frequenzspektrum (Abbildung C.4) des empfangenen Primärsignals vom absolut kalibrierten Hydrophon und mit Hilfe des bekannten Sensitivitätsspektrums von diesem (Abbildung 4.25) konnte das gesendete Druckspektrum (siehe Abbildung C.5) errechnet werden. Die eingezeichneten Unsicherheiten ergaben sich durch Berücksichtigung der Unsicherheiten des Sensitivitätsspektrums nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung.

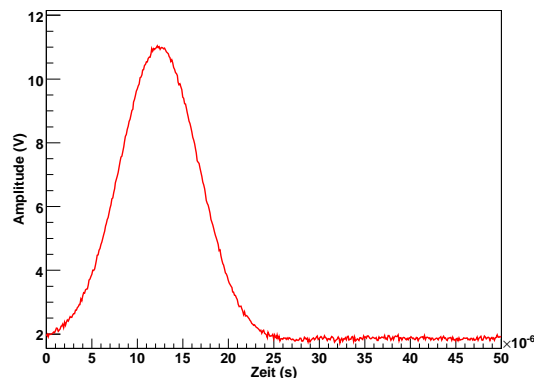


Abbildung C.1: Ein gesendeter „50 kHz“ Gauß-Puls

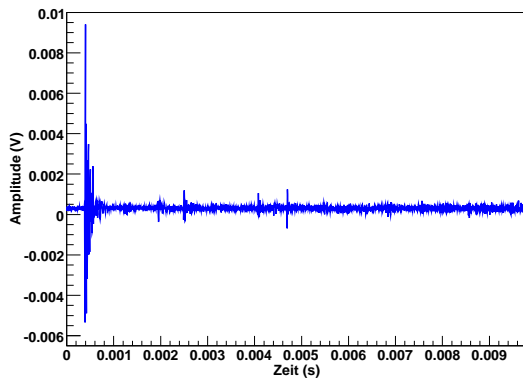


Abbildung C.2: Das empfangene Signal vom absolut kalibrierten Hydrophon

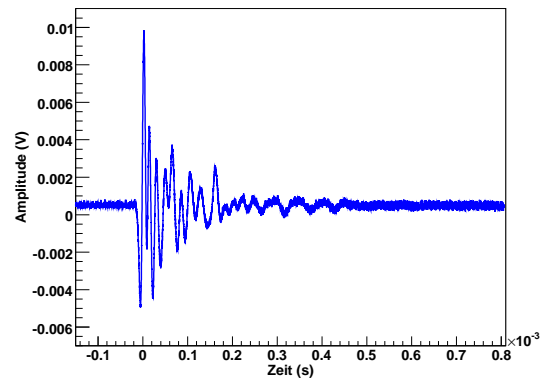


Abbildung C.3: Das empfangene Primärsignal vom absolut kalibrierten Hydrophon

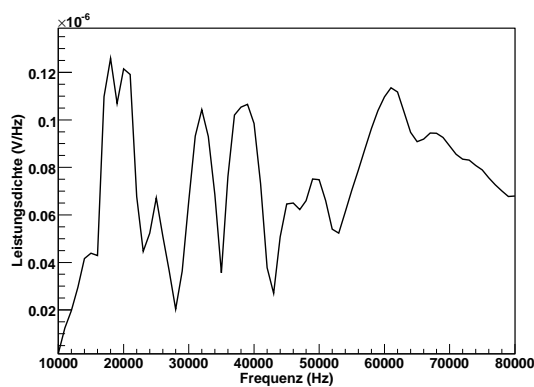


Abbildung C.4: Das Frequenzspektrum des empfangenen Signals vom absolut kalibrierten Hydrophon

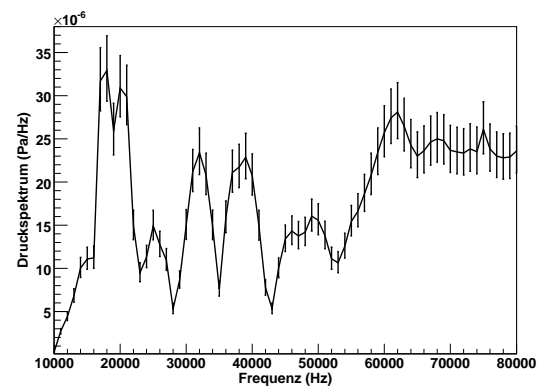


Abbildung C.5: Das Druckspektrum des gesendeten Signals

Die Abbildungen C.6 und C.7 zeigen das empfangene Signal bzw. das Primärsignal von HADES. Ebenfalls durch Anwendung der Fouriertransformation wurde das Frequenzspektrum des empfangenen Primärsignals bestimmt (Abbildung C.8). Die angegebenen Unsicherheiten wurden über die in Kapitel 4.4.2 beschriebene Verteilung der einzelnen Fourierkoeffizienten, bestimmt aus 1000 Einzelmessung, hergeleitet. Unter Verwendung des Druckspektrums konnte nun die Sensitivität von HADES errechnet werden (gezeigt in Abbildung C.9). Der eingezeichnete Mittelwert berücksichtigt aufgrund der Korrelation der systematischen Unsicherheit nicht die Unsicherheiten der einzelnen Messwerte.

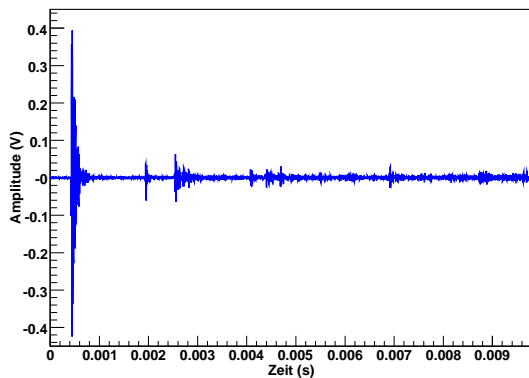


Abbildung C.6: Das empfangene Signal von HADES

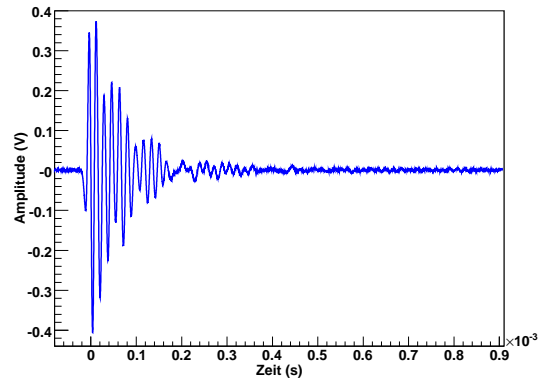


Abbildung C.7: Das empfangene Primärsignal von HADES

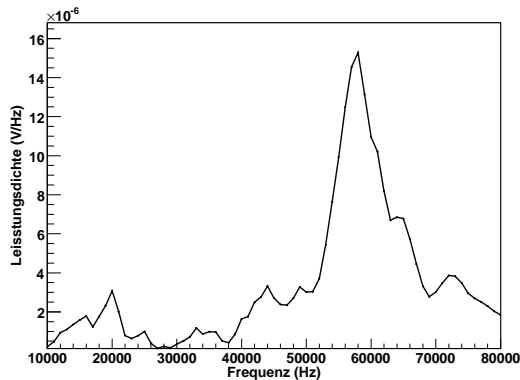


Abbildung C.8: Das Frequenzspektrum des empfangenen Signals von HADES

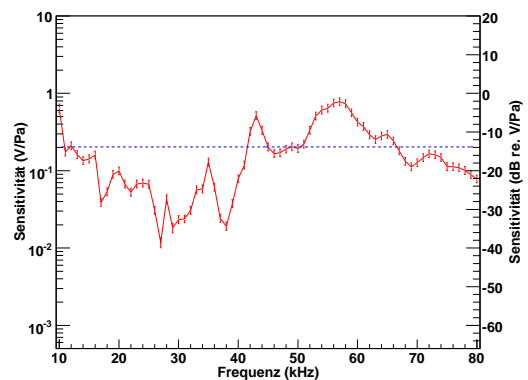


Abbildung C.9: Die Sensitivität von HADES

Literaturverzeichnis

- [Ack 06] M. Ackermann et al., *Optical properties of deep glacial ice at the South Pole*, J. Geophys. Res., 111, D13203, doi:10.1029/2005JD006687, 2006
- [Abr 04] J. Abraham et al., *Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory*, NIM **A523** (2004), 50
- [Alb 98] D. G. Albert, *Theoretical modelling of seismic noise propagation in firn at the South Pole, Antarctica*, Geophys. Res. Let. 25(23), 4257-4260, 1998
- [Ask 79] G. A. Askarian et al., *Acoustic Detection of high energy particle-showers in water*, Nucl. Instrum. Meth. **164** (1979) 267-278
- [Bös 03] S. Böser, *Status of acoustic detection studies for IceCube*, AMANDA Collaboration Meeting, Mons 10(2003)
- [Bös 06] S. Böser, *Acoustic detection of ultra-high energy cascades in ice*, PhD thesis, Humboldt-Universität, Berlin, 2006
- [Bös pr] S. Böser, *private Mitteilungen*, Humboldt-Universität, Berlin, 2006 & 2007
- [Bro 05] *Brockhaus - Enzyklopädie in 30 Bänden*, Verlag F. A. Brockhaus, 21. Auflage, 2005
- [Del 72] V. A. Del Grosso et al., *Speed of sound in pure water*, J. Acoust. Soc. Am. 52, 1442-1446, 1972
- [Fer 34] E. Fermi, *Versuch einer Theorie der β -Strahlen I*, Z. Phys. **88**: 161-177, 1934
- [Fis 06] J. H. Fischer, *Acoustic transducers for the South Pole Acoustic Test Setup*, Diplomarbeit, Humboldt-Universität, Berlin, 2006
- [Gai 90] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, 1990
- [Gra 06] K. Graf, *persönliche Mitteilungen*, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 2006

- [Gre 66] K. Greisen, *End to the Cosmic Ray spektrum*, Phys. Rev. Lett., **16**:748-750 Cambridge University Press, 1966
- [Hal 98] F. Halzen, *The AMANDA Neutrino Telescope*, 1998; astro-ph/9809025
- [Hal 03] F. Halzen, *High-Energy Neutrino Astronomy: From AMANDA to IceCube*, 2003; astro-ph/0311004
- [Hel 07] R. Heller, *private Mitteilungen*, Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY Zeuthen, 2007
- [Hes 12] V. F. Hess, *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*, Physik. Zeitschriften **XIII** (1912) 1084-1091
- [Kar 06] T. Karg, *Detection of ultra high energy neutrinos with an underwater very large volume array of acoustic sensors: A simulation study*, PhD thesis, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 2006
- [Kla 97] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., *Teilchenastrophysik*, Teubner Verlag, 1997
- [Lan 91] L. D. Landau et al., *Lehrbuch der theoretischen Physik - Hydrodynamik*, 5. Auflage, Akademie Verlag, 1991
- [LaP 60] S. LaPlace et al., *Thermal expansion of ice*, Acta Cryst. **13** (1960) 503-505
- [Lon 04] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Second Edition, Volume 1, Cambridge University Press, 2004
- [May 84] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*, 4. Auflage, Teubner Verlag, 1984
- [Mül 91] D. Müller, ApJ **374** (1991) 356
- [Nau 06] C. Naumann, *private Mitteilungen*, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 2006
- [Neu 04] T. Neuenhöfer, *Die Entwicklung eines Verfahrens zur Suche nach kosmischen Neutrino-Punktquellen mit dem AMANDA-Neutrino-Teleskop*, Shaker Verlag Aachen, 2004
- [Pri 02] P. B. Price et al., *Temperature profile for glacial ice at the South Pole: Implications for life in a nearby subglacial lake*, Proc. Nat. Acad. Sciences 99(12) 7844-7847, 2002
- [Pri 05] P. B. Price, *Attenuation of acoustic waves in glacial ice and salt domes*, 2005; astro-ph/0506648
- [Rei 56] F. Reines et al., *The Neutrino*, Nature **178** (1956) 446-449

- [Sch 06] S. Schwemmer, *Testmessungen zur akustischen Neutrinodetektion mit einem Nd:YAG-Laser*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität, Erlangen-Nürnberg, 2005
- [Sta 05] T. Stanev, *IceTop Status in 2004*, 2005; astro-ph/0501046
- [Swo 97] S. Swordy, private Mitteilungen für: Auger Collaboration *The Pierre Auger Observatory design report*, 1997; Die Datenpunkte stammen aus veröffentlichten Ergebnissen von LEAP, Proton, Akeno, AGASA, Fly's Eye, Haverah Park und Yakutsk
- [Uri 83] R. J. Urik, *Principles of underwater sound*, 3rd edition, Peninsula Publishing, 1983
- [Van 05] J. A. Vandenbroucke et al., *Experimental study of acoustic ultra-high-energy neutrino detection*, *Astrophys. J.* 621:301-312, 2005
- [Van 06] J. A. Vandenbroucke et al., *Summary: Acoustic Detection of EHE Neutrinos*, 2006; astro-ph/0611503
- [Yao 06] W-M Yao et al., *Journal of Physics G: Nucl. Part. Phys.* **33** 1, 2006
- [Zol 03] M. Zollner et al., *Elektroakustik*, 3.Auflage, Springer-Verlag, 2003

Danksagung

Hiermit danke ich allen, die mir bei der Entstehung dieser Arbeit geholfen haben.

Mein besonderer Dank geht an Prof. Dr. Klaus Helbing, der mir diese Arbeit ermöglicht hat und mich immer unterstützte.

Ich danke Dr. Timo Karg für die tatkräftige Hilfe und die kompetente Antworten auf meine Fragen, auch in Softwareangelegenheiten.

Ich bedanke mich bei Dr. Rolf Nahnauer und Dr. Sebastian Böser vom DESY in Zeuthen sowie Diplomphysiker Christopher Naumann von der Friedrich-Alexander-Universität in Erlangen-Nürnberg für die freundliche Zusammenarbeit bei der Entstehung dieser Arbeit.

Durch die Hilfsbereitschaft von Jahangir Pouryamout und der Werkstatt wurden meine Arbeitsaufträge schnell und zufriedenstellend erledigt.

Ohne die Fingerfertigkeit und die Ruhe von Peter Kind beim Löten hätte ich niemals die fünf baugleichen Vorverstärker testen können.

Weiter danke ich Domenico Eisert und allen Verantwortlichen des Stadtbads in Haan für die Möglichkeit, HADES zu kalibrieren und Ulf Weischer mit Verena Wilhelm für die tollen Unterwasserbilder von diesen Messungen.

Herr Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert ebnete mir den Weg für einen Besuch der Astroteilchenschule in Bärenfels im Jahr 2005.

Danken möchte ich hiermit Andreas, Maria, Jan-Patrick, Julian, Heiko, Jan, Karl-Heinz und allen anderen aus der Arbeitsgruppe Astroteilchenphysik, die mir bei Problemen und Sorgen immer mit Rat und Tat zur Seite standen.

Ebenfalls konnte ich auf die Unterstützung von Prof. Dr. Christopher Wiebusch von der RWTH Aachen zurückgreifen.

Ein besonders großer Dank an meine Eltern und an meine Schwester, die mich meistens nur wochenendweise „wie früher“ bei sich zu Hause aufgenommen und gepflegt haben und sich um die kleinen, aber sehr wichtigen Dinge des Lebens kümmerten.

Zum Schluss gebührt mein letzter Dank meiner Freundin Julia, die mich, nicht nur während dieser Arbeit, durch Tiefen und Höhen begleitet hat. Sie hat nicht nur alle meine Launen ertragen, sondern auch konstruktive Kritik an meiner Arbeit geübt.

Selbständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, diese Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen erstellt zu haben.

Benjamin Semburg

Wuppertal, im Mai 2007

