

Akusto-Optische Signalverarbeitung mit dem Material Rutil

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln



vorgelegt von
Michael Olbrich
aus Köln

Köln 2005

Berichterstatter: Prof. Dr. R. Schieder
Prof. Dr. S. Schlemmer

Tag der mündlichen Prüfung: 08. Februar 2006

Für meine Familie und Jola. Sie gaben mir den Rückhalt und die Unterstützung, die notwendig war für diese Arbeit.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Abstract	3
1. Einleitung	5
1.1. Echtzeitspektrometer	8
1.1.1. Digitaler und Analoger Autokorrelator	8
1.1.2. Filterbank	11
1.1.3. Laser Seitenband Spektrometer	11
1.1.4. Akusto-Optisches Spektrometer	13
1.2. Kenndaten eines Akusto-Optischen Spektrometers	17
1.3. AOS an Radioteleskopen	18
2. Schlüsseltechnologien für das BAOS	19
2.1. Laser	19
2.2. Rutil Bragg-Zelle	21
2.2.1. Akusto-optische Eigenschaften von Rutil	23
2.2.2. Experimentelle Untersuchung der Rutil Bragg-Zelle	26
2.2.3. Experimentell bestimmte Parameter der Rutil Bragg-Zelle	32
3. Beugungsrechnung und Parameterbestimmung für das BAOS	35
3.1. Strahlengang im BAOS	36
3.2. Ausleuchtung der Bragg-Zelle	38
3.2.1. Mathematische Beschreibung der Schallwelle	38
3.2.2. Laserstrahlprofil	41
3.2.3. Multiplikation der Schallwelle mit dem Laserstrahl	41
3.3. Abbildung des gebeugten Lichts	43
3.4. Anwendung der Beugungsrechnung	45
3.4.1. Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite	48
3.4.2. Abbildungsfehler	51
3.5. Untersuchung des Auflösungsvermögens der Rutil Bragg-Zelle	52
3.6. Konsequenzen der Auflösungsuntersuchung	55
3.6.1. Intensitätssteigerung durch vertikale Fokussierung	58
3.6.2. Zylinderlinse nach der Bragg-Zelle	60
3.7. Effizienz des optischen Aufbaus	61

4. Kenndaten des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers	65
4.1. Bandpaß	66
4.2. ZF-Leistungsbedarf	67
4.3. Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite	68
4.3.1. Kontrast	71
4.4. Auflösungsuntersuchung des BAOS	73
4.4.1. Horizontaler Versatz	74
4.4.2. Vertikaler Versatz	76
4.5. Frequenzlinearität	78
4.6. Leistungslinearität	78
4.7. Dynamikbereich	81
4.7.1. Direkte Messung des NDR	84
4.8. Thermische Effekte in der Bragg-Zelle	88
4.9. Stabilität	91
4.10. Langzeitintegration	94
4.11. Basislinie mit Pegelunterschied, Platforming	95
5. Stabilitätsuntersuchungen	99
5.1. Theoretische Beschreibung der Allan-Varianz	100
5.1.1. Bestimmung der Allan-Varianz aus der Basislinie	103
5.2. Bestimmung der Allan-Minimumzeit mit und ohne ZF-Signal	104
5.2.1. Rauschquelle für die Allan-Plot Messung mit ZF-Signal	104
5.2.2. Allan-Minimumzeit aus Streulichtmessungen	106
5.2.3. Allan-Plot aus Streulichtmessung mit Lithium-Niobat AOS	109
5.2.4. Allan-Plot aus Streulichtmessung mit dem BAOS	118
5.2.5. Diskussion der experimentellen Untersuchung	121
5.3. Allan-Minimumzeit bei Addition von Frequenzkanälen	122
5.3.1. Experimentelle Untersuchung	124
5.3.2. Diskussion der Meßergebnisse	130
6. Fazit und Ausblick	131
6.1. Weiterentwicklung des BAOS in näherer Zukunft	134
6.2. Weiterentwicklung in fernerer Zukunft	137
A. Zylinderlinsenbrennweite vor Bragg-Zelle	139
B. Autokorrelationsfunktion von Lithium-Niobat AOS und BAOS	141

Zusammenfassung

In der Radioastronomie und in der Atmosphärenforschung erlauben moderne Heterodyn-Empfangssysteme die Beobachtung von Atom- und Molekülübergangslinien mit ZF-Bandbreiten von bis zu 4 GHz. Zur Abdeckung dieser großen Bandbreiten wurden bisher Echtzeitspektrometer eingesetzt, die entweder nur eine geringe Auflösung aufweisen (z. B. WASP2¹ ca. 33 MHz, Abschnitt 1.1.1) oder Hybrid-Spektrometer (z. B. WBS², Kapitel 1.1, Digitale Autokorrelatoren), die die Bandbreite durch das Zusammenschalten mehrerer Subsysteme erreichen. Solche Hybrid-Spektrometer sind zum einen sehr komplex und zum anderen zeigt diese Art von Spektrometern einen *Platforming*-Effekt (Abschnitt 4.11).

Ziel dieser Arbeit war es deshalb, ein Echtzeitspektrometer zu entwickeln, das auf Akusto-Optik basierend intrinsisch eine Bandbreite von ≥ 3 GHz bei moderater Auflösung ≤ 3 MHz zur Verfügung stellt. Zur Entwicklung des Prototypen des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS) war es notwendig von der bisher in AOS verwendeten Laserwellenlänge im Infraroten zu einer kürzen Wellenlängen im Blauen zu wechseln (Abschnitt 2.1). Des weiteren wird für das BAOS eine Bragg-Zelle verwendet, die nicht auf Lithium-Niobat (chem. LiNbO_3) basiert, sondern auf Rutil (chem. TiO_2) (Abschnitt 2.2).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein mathematisches Modell entwickelt, das in Fraunhofer-Näherung das zweidimensionale Beugungsbild des Bragg-gebeugten Laserlichts auf dem CCD beschreibt und somit die Möglichkeit bietet, im Vorfeld der Spektrometer Entwicklung die optimale Ausleuchtung der Bragg-Zelle und die erwartete Effizienz des BAOS zu bestimmen (Kapitel 3). Mittels dieser Berechnungen wurde der optische Aufbau des Prototypen-BAOS konstruiert und die Kenndaten des Spektrometers experimentell bestimmt (Kapitel 4, Zusammenfassung Tab. 6.1). Wie sich zeigt, erfüllt der Prototyp des BAOS die Erwartungen hinsichtlich Bandbreite $\Delta f = 3$ GHz, Auflösung $\langle B_{\text{res}} \rangle \approx 2$ MHz, *Noise Dynamic Range NDR* ≈ 13 dB und Stabilität $T_A > 300$ s voll und ganz. Allerdings ist die Effizienz des optischen Aufbaus ca. 10 dB geringer als das theoretische Modell vorhersagt (Abschnitt 4.2). Im Rahmen der experimentellen Untersuchung wurde erstmalig der NDR eines Akusto-Optischen Spektrometers direkt aus der Messung des Spektrometer-Rauschens bestimmt. Das Ergebnis dieser Messung stimmt sehr gut mit den theoretischen Erwartungen überein (Abschnitt 4.7.1).

Des weiteren wurde das Stabilitätsverhalten Akusto-Optischer Spektrometer (Kapitel 5) untersucht. Dabei wurde besonderer Wert auf die Untersuchung des Streu-

¹ Wideband Autocorrelating SPectrometer

² Wideband Spectrometer

lichtverhaltens gelegt. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Methode entwickelt, die die Stabilität eines AOS sowohl mit als auch ohne ZF-Signal mißt und die Ergebnisse miteinander vergleichbar macht (Abschnitt 5.2.2). Experimentell verifiziert wurden die theoretischen Erwartungen mit Hilfe zweier Lithium-Niobat AOS und dem BAOS (Abschnitt 5.2.3 und 5.2.4). Das Ergebnis der experimentellen Untersuchung erfüllt nicht vollständig die Erwartungen. Sie zeigt jedoch deutlich, daß Streulichtschwankungen in zwei der drei untersuchten AO-Spektrometern keinen Einfluß auf die Stabilität haben, weil das Streulicht im jeweiligen Spektrometer minimiert wurde. Eines der beiden Spektrometer ist das BAOS. Zusätzlich wurde das Verhalten der Allan-Minimumszeit bei Addition von Frequenzkanälen der angesprochenen drei Akusto-Optischen Spektrometer untersucht (Abschnitt 5.3). Bei dieser Untersuchung wurde festgestellt, daß das AOS, dessen Stabilität durch Streulichtschwankungen bestimmt wird, keine Veränderung in der Allan-Minimumszeit zeigt (Abschnitt 5.3.1). Somit kann das Verfahren der Addition von Frequenzkanälen als Test dienen, ob die Driften im AOS durch Streulichtschwankungen hervorgerufen werden oder nicht.

Zum Abschluß dieser Arbeit wird eine mögliche Weiterentwicklung des BAOS vorgestellt, von einem Prototypen-Aufbau hin zu einem Aufbau, der an einem Heterodyn-Empfangssystem wie z.B. THIS³ [41] eingesetzt werden kann (Kapitel 6). Mit Hilfe der Beugungsrechnung wurde die erwartete Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite sowie die Effizienz des zukünftigen optischen Aufbaus bestimmt. Weiterhin wird in Abschnitt 6.1 ein mögliches Design des zukünftigen optischen Aufbaus vorgestellt. Im Rahmen einer Diplomarbeit [30] soll dieser optische Aufbau innerhalb des nächsten Jahres entwickelt werden. Während der Entwicklung werden die noch zu untersuchenden Komponenten (z. B. ein CCD mit 6000 Pixeln) getestet und nach vollendetem Aufbau die Kenndaten des zukünftigen BAOS im Labor bestimmt. Des weiteren sollen mittels THIS erste astronomische Messungen durchgeführt werden.

³ Tuneable Heterodyne Infrared Spectrometer

Abstract

The onward development of heterodyne receivers for radioastronomical observatories allows astronomers to observe atomic and molecular transitions in a frequency range of 1 to 5 THz. Present designs of SIS-mixers allow IF bandwidth up to 4 GHz with acceptable noise temperatures (≈ 120 K). Consequently, real-time spectrometers for such receivers have to cover the larger IF bandwidth.

Therefore, the purpose of this thesis is the theoretical investigation and experimental setup of an Acousto-Optical Spectrometer (AOS) that provides an intrinsically large bandwidth at moderate resolution. The large intrinsic bandwidth of the spectrometer was achieved by switching the Bragg-cell material from Lithium-Niobate (LiNbO_3) to Rutile (TiO_2). This step was made because Rutile shows a lower attenuation of the propagating supersonic wave inside the crystal compared with Lithium-Niobate. Also, the previously used laser wavelength ($\lambda \approx 780$ nm) had to be changed to a shorter wavelength due to the fact that the efficiency of the Bragg-diffraction scales with $1/\lambda^2$.

The mentioned theoretical and experimental investigations yielded a prototype of a Broadband Acousto-Optical Spectrometer (BAOS) based on a Rutile Bragg-cell and an OPS-Laser⁴ with an intrinsic bandwidth of 3 GHz and a resolution bandwidth of ≈ 2 MHz. The performance of the prototype BAOS regarding frequency non-linearity ($\approx \pm 0.1$ %), noise dynamic range (12.9 dB) and stability (Allan minimum time $T_A > 300$ s) is comparable to a Lithium-Niobate based AOS. A summary of the measured BAOS performance parameters are listed in table A.

Further studies of the Rutile Bragg-cell using the Schlierenimage method demonstrate that the Bragg-cell provides a higher resolution than 2 MHz. Therefore, a future design of the BAOS, using appropriate imaging optics and a CCD with 6000 pixel, should provide a resolution bandwidth of $B_{\text{res}} \lesssim 1.4$ MHz whereby the 4 dB bandwidth is still 3 GHz.

⁴ Optically Pumped Semiconductor Laser (Coherent Sapphire-200), operating at $\lambda = 488$ nm

parameter	measurement
bandwidth	$\Delta f = 3000 \text{ MHz} @ \Delta P \approx 3.8 \text{ dB}$
center frequency	$f_c = 4900 \text{ MHz}$
effective no. of channels	$\#_{\text{eff}} \approx 1740$
channel spacing	$\gamma \approx 1.73 \text{ MHz}$
resolution bandwidth	$\langle B_{\text{res}} \rangle \approx 2.02 \text{ MHz}$
fluctuation bandwidth	$\langle B_{\text{fluc}} \rangle \approx 2.9 \text{ MHz}$
IF saturation level	$P_{\text{sat}} \approx 25 \text{ mW}$
noise dynamic range	$NDR \approx 12.9 \text{ dB}, \alpha_{\text{min, BAOS}} \approx 5 \%$
Allan minimum time ⁵	$T_A \approx 336 \text{ s} @ \alpha_{\text{BAOS}} \approx 50 \%$ ⁶
frequency non-linearity	$\delta_{f_{\text{abs}}} \pm 4 \text{ MHz}$ ⁷
power non-linearity	$\zeta_{\text{CCD}} \approx 0,4 \%$ (p-p)
laser wavelength	$\lambda = 488 \text{ nm}$

Table A: BAOS performance

⁵ Baseline Allan-Variance

⁶ temperature stabilization $\Delta T \approx \pm 0,1 \text{ K}$

⁷ could be compensated with data re-sampling [31],[42]

1. Einleitung

Die fortschreitende Entwicklung von Heterodyn-Empfangssystemen im mm- submm- und FIR¹-Spektralbereich ermöglicht es Atom- und Molekülübergangslinien im astronomisch interessanten Frequenzbereich von einigen Terahertz (1 – 5 THz) zu beobachten. Heterodyn-Empfänger basierend auf SIS²-Mischer erreichen ZF-Bandbreiten von bis zu 4 GHz, wobei die Rauschtemperaturen der Mischer im Empfangsbereich bis zu 1 THz sehr gute Werte von 100 – 150 K zeigen [44]. Bei einer Beobachtungsfrequenz von $f_{HF} = 2$ THz und einer ZF-Bandbreite von $\Delta f_{ZF} = 4$ GHz können somit Übergangslinien mit einer Geschwindigkeit bis zu

$$v = \frac{\Delta f_{ZF}}{f_{HF}} \cdot c \approx 600 \frac{\text{km}}{\text{s}} \quad (1.1)$$

$c \hat{=}$ Lichtgeschwindigkeit

beobachtet werden, wie sie bei extragalaktischen Quellen (z. B. Arp 220 und Cen A) manchmal erreicht werden.

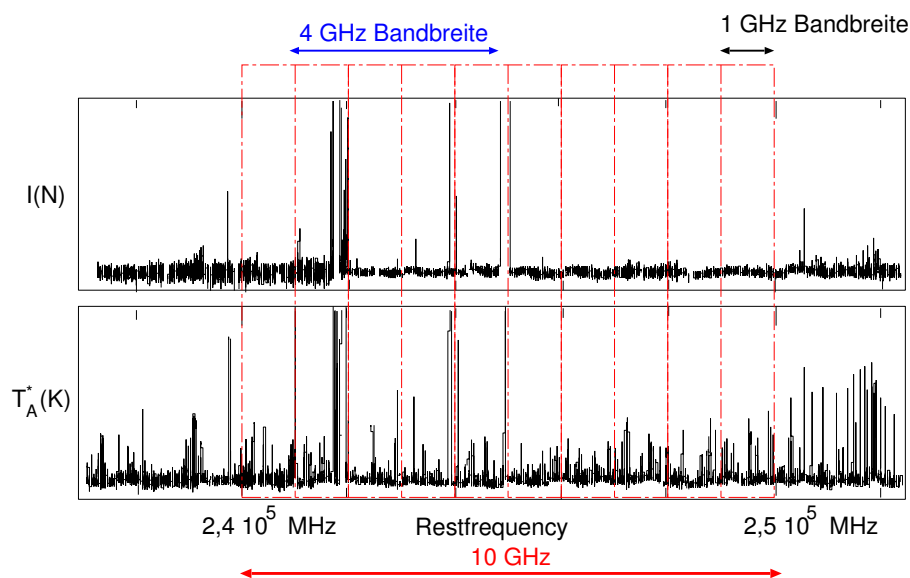


Abbildung 1.1.: Ein *frequency survey* erfolgt bei 4 GHz ZF-Bandbreite des Empfangssystems deutlich schneller als bei 1 GHz Bandbreite.

Des weiteren ermöglichen Empfangssysteme mit bis zu 4 GHz ZF-Bandbreite einen deutlich schnelleren *frequency survey* (Abb. 1.1) verglichen mit den bis-

¹ Far Infrared

² Superconductor Insulator Superconductor

herigen maximalen Bandbreiten von ca. 1 GHz. Dies ermöglicht eine effizientere Ausnutzung der Beobachtungszeit am Observatorium.

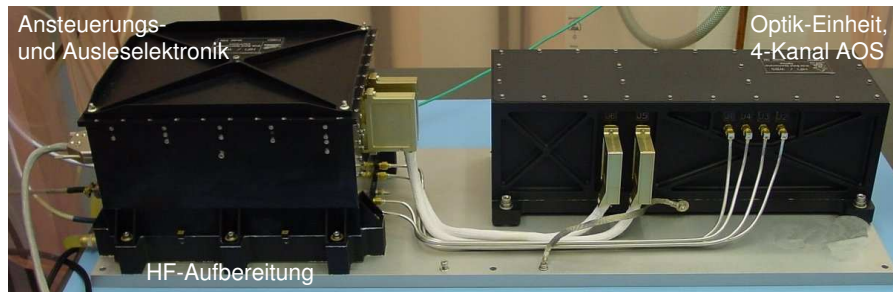


Abbildung 1.2.: Flughardware des *Wideband Acousto-Optical Spectrometer* für das HERSCHEL/HIFI Projekt. Links ist die Ansteuerungs- und Ausleseelektronik sowie die breitbandige ZF-Aufbereitung zu sehen, rechts befindet sich das 4-Kanal Array-AOS.

Als Beispiel für den Einsatz von breitbandigen Echtzeitspektrometern sei hier das *Wide Band Spectrometer* (WBS) für das *Heterodyne Instrument for Far Infrared* (HIFI) der NASA/ESA-Satelliten Mission HERSCHEL erwähnt [15]. Das WBS basiert auf einem 4-Kanal Akusto-Optischen Spektrometer (AOS) und einer breitbandigen Hochfrequenz-Aufbereitung [31] (siehe Abbildung 1.2). Die 4 GHz Bandbreite wird dadurch erreicht, daß das 4 GHz ZF-Band vom Empfänger in vier Subbänder \hat{a} 1 GHz Bandbreite aufgeteilt und analysiert wird. Am Ausgang des WBS werden die vier Subbänder mittels Software aneinandergereiht und an den Datenprozessor weitergegeben.

Diese Hybrid-Technologie birgt das Risiko, daß Nichtlinearitäten in den Verstärkern und durch Temperaturschwankungen hervorgerufene Driften innerhalb der Subbänder ein *Platforming* in die Spektren induziert (Abschnitt 4.11). Dies erschwert die Auswertung der untersuchten Übergangslinie. Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Breitbandige Akusto-Optische Spektrometer (BAOS) weißt intrinsisch eine Bandbreite von 3 GHz auf und zeigt somit nicht diesen Platformingeffekt.

Die Nachfrage nach großer ZF-Bandbreite ist nicht nur bei der Heterodyn-Spektroskopie in der Radioastronomie vorhanden, sondern auch in der Atmosphärenforschung. Die Wissenschaftler beobachten Rotationsübergänge atmosphärischer Spurengase (z. B. Ozon) und können somit Aussagen über die Höhenverteilung des untersuchten Gases machen. Aufgrund des Aufbaus der Erdatmosphäre sind die Emissionslinien der Moleküle stark druckverbreitert, wie die Abbildung 1.3 zeigt. Die Bandbreite der verwendeten Spektrometer (im Fall der Abbildung ein Akusto-Optisches Spektrometer mit $\Delta f = 1,4$ GHz), deckt in manchen Fällen gerade die Linienbreite ab, so daß nur eine kleine *Baseline* zur Verfügung steht.

Neben einer Bandbreite von $\gtrsim 3$ GHz ist bei dieser Anwendung der Heterodyn-Spektroskopie auch die Auflösung des verwendeten Spektrometers ein Entscheidungskriterium. Dies ist darin begründet, daß man zur exakten Erstellung des Höhenprofils eine möglichst hochaufgelöste Emissionslinie benötigt, um die volle Halbwertsbreite der Linie genau bestimmen zu können. Für die Auflösung des

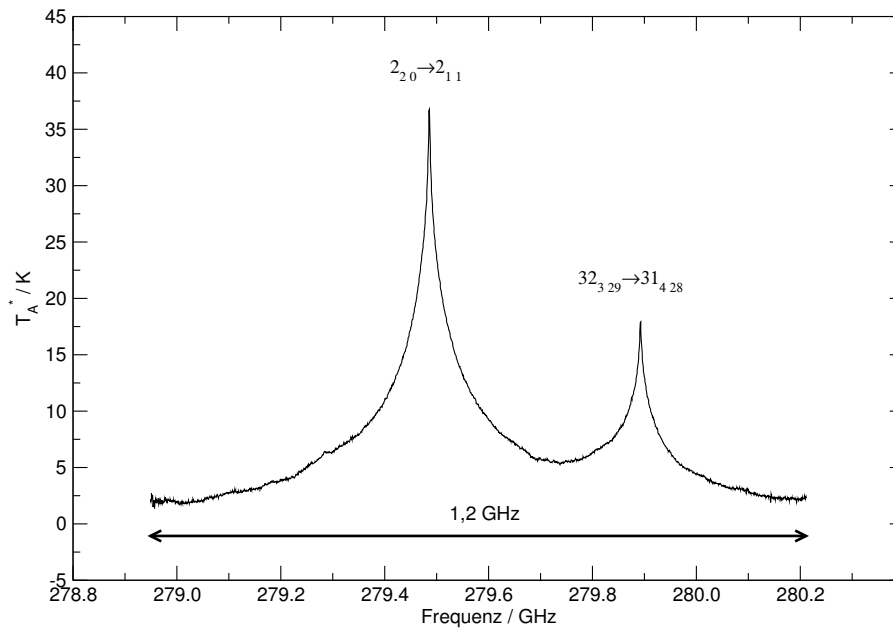


Abbildung 1.3.: Emissionslinie von atmosphärischem Ozon. Gemessen mit dem bodengebundenen Instrument MIRA (Millimeter wave Radiometry), Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Forschungszentrum Karlsruhe [1].

verwendeten Spektrometers kann eine untere Grenze von $\delta f \approx 1$ MHz angegeben werden [27].

Dank neuer Entwicklungen auf den Gebieten der Infrarot-Laser und der HgCdTe-Detektoren ist es nun möglich auch im mittleren Infrarot-Bereich breitbandige Heterodyn-Empfangssysteme zu entwickeln. Als Beispiel sei an dieser Stelle das *Tunable Heterodyne Infrared Spectrometer* (THIS) genannt [41]. Dieses in Köln entwickelte Empfangssystem erlaubt eine ZF-Bandbreite von ca. 3 GHz [43] über einen Spektralbereich von 7 bis 28 μm

Im nachfolgenden Abschnitt werden breitbandige Echtzeitspektrometer, wie sie in Tab. 1.1 aufgeführt sind, vorgestellt, die auf anderen Technologien basieren als Akusto-Optik. Diese Echtzeitspektrometer finden ebenfalls Anwendung in der Radioastronomie und der Atmosphärenforschung.

1.1. Echtzeitspektrometer

Die Signale, die in der Radioastronomie nachgewiesen werden, sind meist von sehr geringer Intensität und überlagert von einem Rauschuntergrund. Die einzige Möglichkeit zur Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses besteht in der zeitlichen Integration des Signals. Damit die Meßzeit eines Observatoriums optimal ausgenutzt wird – dies ist besonders wichtig bei Flugzeug- (SOFIA³) oder Satelliten-Observatorien (z. B. SWAS⁴ und HERSCHEL) – sollte die Integration in allen Frequenzkanälen des Spektrometers gleichzeitig erfolgen.

Spektrometertyp	Bandbreite	Auflösung	Hybrid
Digitaler Autokorrelator	≈ 2 GHz	≈ 1,1 MHz	ja
Analoger Autokorrelator (WASP2)	≈ 3,6 GHz @ ΔP = 6 dB	≈ 33 MHz	ja
Filterbank	beliebig	beliebig	ja
Laser Seitenband Spektrometer	≈ 9 GHz	≈ 100 MHz	nein
WBS (LiNbO ₃ -AOS) für HERSCHEL/HIFI	≈ 4 · 1 GHz	≈ 1 MHz	ja
BAOS (TiO ₂ -AOS)	≈ 3 GHz	≈ 2 MHz	nein

Tabelle 1.1.: Echtzeitspektrometer

1.1.1. Digitaler und Analoger Autokorrelator

Echtzeitspektrometer basierend auf dem Autokorrelationsprinzip benutzen den mathematischen Zusammenhang, daß das Leistungsspektrum $S(f_{ZF})$ eines Signals der Fouriertransformierten (Gl. (1.2)) der Autokorrelationsfunktion $R(\tau)$ entspricht:

$$S(f_{ZF}) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) \cos(2\pi f_{ZF} \tau) d\tau, \text{ mit} \quad (1.2)$$

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T V_{ZF}(t) \cdot V_{ZF}(t + \tau) dt. \quad (1.3)$$

$V_{ZF}(t)$ steht dabei für die eingespeiste ZF-Spannung.

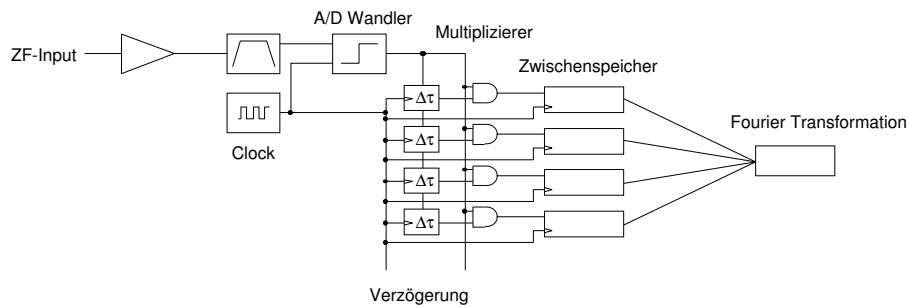


Abbildung 1.4.: Schema eines Digitalen Autokorrelators

Digitaler Autokorrelator

Ein Digitaler Autokorrelator, wie er im Prinzip in Abb. 1.4 dargestellt ist, digitalisiert mit 1 oder 2 Bit bei der doppelten maximalen Frequenz des Eingangssignals die ZF-Spannung. Anschließend wird das digitalisierte Signal einer Serie von Multiplikatoren zugeführt und mit sich selbst zeitverzögert multipliziert. Ein Zwischenspeicher summiert das Produkt auf und nach einer gegebenen Integrationszeit wird mittels eines Computers die Fouriertransformierte und somit das Leistungsspektrum gebildet. Der Vorteil eines solchen Spektrometers besteht darin, daß fast alle Prozesse digital ablaufen. Dadurch ist das *Timing* einfach zu realisieren, was eine flexible Abtastung des Bandbereiches des Eingangssignals erlaubt. Weiterhin ist ein Digitaler Autokorrelator relativ unempfindlich gegenüber Temperaturschwankungen und erreicht so eine hohe Stabilität im Betrieb. Ein weiterer wichtiger Vorteil, insbesondere bei Satelliten-Projekten, ist die kompakte Bauform mit Standard-Komponenten für Bandbreite bis 1 GHz.

Der Nachteil eines Digitalen Autokorrelations Spektrometers (DACS) liegt in der Digital-Technik begründet. Die Digitalisierer müssen mit der doppelten *Sampling*-Frequenz des Maximums der Signalfrequenz arbeiten. Digitalisierer die eine intrinsische Bandbreite von 3 GHz und mehr abdecken, findet man zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht. Um eine Bandbreite > 500 MHz zu erreichen, wird ein Hybrid-Design verwendet, was zu dem bereits angesprochenem Platforming führt. Als Beispiel soll hier das Hybrid-DACS an Bord des HERSCHEL-Satelliten dienen. Die Auflösung und Bandbreite des Spektrometers kann flexibel eingestellt werden. Bei einer spezifizierten Bandbreite von $\approx 4 \times 500$ MHz hat das Spektrometer eine Auflösung von $\approx 1,1$ MHz. Im Hochauflösenden-Modus erreicht das Spektrometer eine Bandbreite von ≈ 250 MHz bei einer Auflösung von ≈ 135 kHz [13].

Die hohe Sampling-Frequenz führt zu einem weiteren Nachteil. Aufgrund der niedrigen Anzahl an Bits wird das Signal zu Rauschverhältnis verringert. Bei 1,5 Bit Digitalisierern erhöht sich das Eigenrauschen um ca. 20 %, was im Vergleich zum nicht digitalisierten Signal eine um ca. 50 % vergrößerte Integrationszeit bedeutet [17].

³ Stratospheric Observatory for Far Infrared Astronomy

⁴ Submillimeter Wave Astronomy Satellite

Analoger Autokorrelator

Basierend auf analoger Elektronik arbeiten Analoge Autokorrelations Spektrometer (AACS). Der breitbandige Vertreter eines AACS ist WASP2⁵. Das Spektrometer hat eine 6 dB-Bandbreite von $\approx 3,6$ GHz und eine Auflösung von ≈ 33 MHz [18].

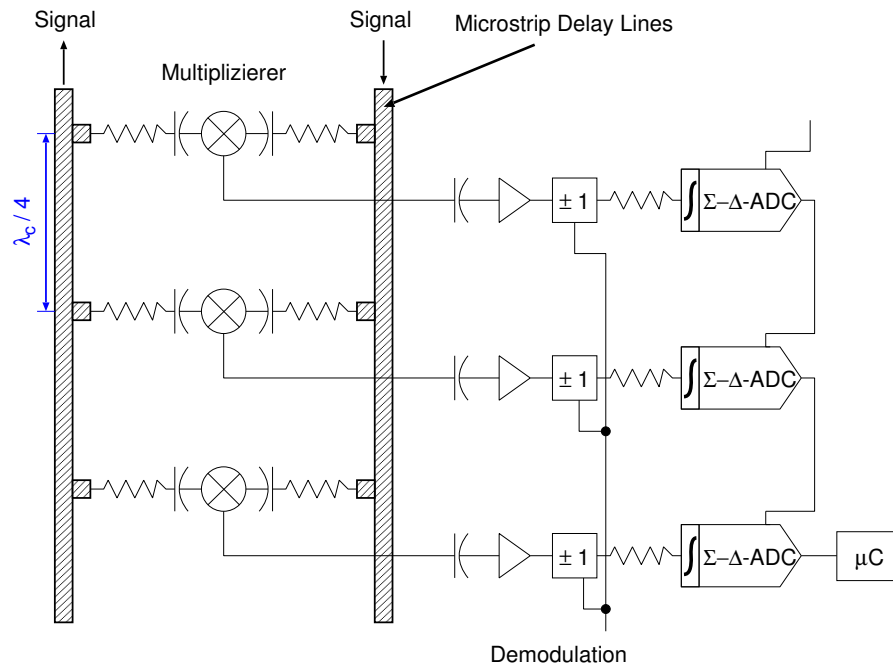


Abbildung 1.5.: Schema des Analogen Autokorrelations Spektrometer WASP2 [18]

Das Prinzip des AACS ist in Abbildung 1.5 dargestellt. Das aufgeteilte Eingangssignal wird über zwei unterschiedliche *Microstrip Delay Lines* zeitverzögert Multiplikatoren zugeführt, die die Autokorrelationsfunktion (Gl. (1.3)) erzeugen. Das Signal auf den unterschiedlichen Strip Lines wird im Abstand $d = \lambda_c/4$ abgegriffen und den Multiplikatoren zugeführt. Der Abstand wird bestimmt durch die Frequenz des Signals, das detektiert werden soll. Die Abtastrate des Eingangssignals sollte nach dem Nyquist-Theorem den doppelten Wert der maximalen Signalfrequenz haben, so daß gilt $\lambda_c = 2 \cdot \lambda_{ZF}$. Nach der Multiplikation wird das resultierende Signal integriert, mittels eines speziellen Analog-Digital Wandlers digitalisiert und im Computer fouriertransformiert.

WASP2 ist als breitbandiges Echtzeitspektrometer eine Alternative zu einem Akustooptischen Spektrometer, wenn es darum geht Spektren mit niedriger Auflösung zu erhalten. Die Bauform ist sehr kompakt und die Leistungsaufnahme deutlich geringer als beim Digitalen Autokorrelations Spektrometer.

⁵ Wideband Analog Spectrometer

1.1.2. Filterbank

Die Filterbank ist das Echtzeitspektrometer, welches am längsten in der Radioastronomie bzw. Atmosphärenforschung eingesetzt wird. Das Spektrometer ist so aufgebaut, daß für jeden einzelnen Frequenzkanal ein Filter, bei entsprechender Mittenfrequenz, ein Detektor mit quadratischer Kennlinie und ein Integrator verwendet wird. Das integrierte Signal eines jeden Frequenzkanals wird über einen Multiplexer seriell ausgelesen, digitalisiert und in einem Computer weiterverarbeitet. Die besondere technische Schwierigkeit beim Aufbau einer Filterbank ist, für jeden Kanal eine identische Bandbreite und Mittenfrequenz der Filter herzustellen. Zudem ist es schwierig, alle quadratischen Detektoren zu identischem Verhalten zu bringen. Der Vorteil einer Filterbank ist der große Dynamikbereich, bei Verwendung rauscharmer Detektoren.

Wie in Tabelle 1.1 angegeben, ist die Bandbreite und die Auflösung für eine Filterbank beliebig. Dies ist zwar theoretisch richtig – man kann viele schmalbandige Filter zu einer großen Bandbreite zusammenfügen – doch die Größe des gesamten Spektrometers, der Leistungsverbrauch, der Kühlbedarf und die Komplexität nehmen im drastischen Maße zu. Aufgrund dieser Nachteile, sollte man davon ausgehen, daß ein solches Spektrometer ungeeignet ist für eine Satelliten-Mission. Das Instrument *Mirco Wave Limb Sounder* (MLS) [2] an Bord des Aura Satelliten [3] ist ein Gegenbeispiel für diese Argumente. Der MLS verwendet Filterbänke mit nichtlinearen Frequenzabständen [45]. Damit wird die Anzahl an Filtern reduziert und somit auch die Größe und der Leistungsverbrauch des Spektrometers.

1.1.3. Laser Seitenband Spektrometer

Das Laser Seitenband Spektrometer (LSBS) [39] ist der Prototyp eines Echtzeitspektrometers mit intrinsischer Bandbreite von ≈ 9 GHz bei einer mittleren Auflösung von ≈ 100 MHz (Abb. 1.6).



Abbildung 1.6.: Der Prototyp des Laser Seitenband Spektrometers. Entwickelt am I. Physikalischen Institut der Universität zu Köln [39].

Das Prinzip des LSBS ist folgendes: Mittels eines elektro-optischen Modulators (Abb. 1.7(a)) wird die Phase eines Lasers ($\lambda = 1550$ nm, Abb. 1.7(b)) moduliert, so daß Seitenbänder proportional der angelegten ZF-Frequenz entstehen.



(a) Elektro-Optischer Modulator

(b) *Distributed Feedback Laser* (DFB-Laser)

Abbildung 1.7.: Modulator ($\Delta f = 9$ GHz) und Laser ($\lambda = 1550$ nm) des Laser Seitenband Spektrometers.

Das modulierte Laserlicht wird in zwei Fabry-Perot Resonatoren analysiert, wobei die entstehenden Ringstrukturen proportional zur Modulationsfrequenz sind. Damit die Effizienz des Systems gesteigert wird, werden die Fringes des Spektrometers durch eine Zylinderlinse auf einen Punkt reduziert und mittels einer Abbildungsoptik auf ein CCD⁶ mit 512 Pixeln fokussiert. Die Komponenten des LSBS sind kommerzielle Produkte, z. B. der DFB-Laser und der Modulator werden in der Telekommunikations-Industrie (Netzwerktechnik, z. B. *Gigabit Ethernet*) verwendet. Das heißt die Komponenten werden ständig von der Industrie weiterentwickelt und sind gut verfügbar.

⁶ Charged Coupled Device

1.1.4. Akusto-Optisches Spektrometer

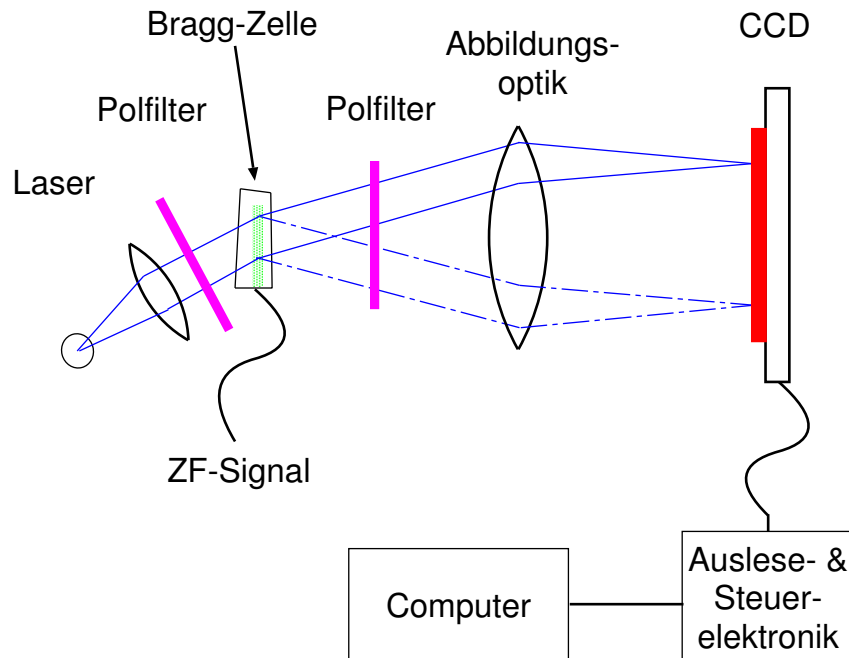


Abbildung 1.8.: Prinzip eines Akusto-Optischen Spektrometers.

Das Prinzip (Abb. 1.8) eines AOS ist recht einfach: das zu analysierende ZF-Signal wird mittels eines piezoelektrischem Transducers in eine mechanische Schwingung gewandelt und einem transparenten Medium (der Bragg-Zelle) zugeführt. Im Medium breitet sich die so erzeugte Ultraschallwelle mit Schallgeschwindigkeit aus und erzeugt periodische Dichteschwankungen im Medium. Dadurch wird eine Änderung des Brechungsindizes hervorgerufen. Leuchtet man das auf diese Art entstandene Phasengitter mit monochromatischem Licht eines cw⁷ Lasers aus, wird proportional zum angelegten ZF-Signal das Laserlicht gebeugt, wobei die Beugung instantan für alle Frequenzen des ZF-Signals geschieht. Das gebeugte Licht wird auf ein lineares CCD abgebildet, wobei jedes Pixel einem Frequenzkanal entspricht. Proportional zur Intensität des gebeugten Laserlichts werden pro CCD-Pixel Photoelektronen erzeugt, die in einem bestimmten Zeitintervall aus dem CCD ausgelesen werden. Das auf diesem Weg entstandene Leistungsspektrum des angelegten ZF-Signals wird digitalisiert und in einem PC zur weiteren Verarbeitung gespeichert.

Bei der Beugung des Laserlichts ist zwischen isotroper und anisotroper Bragg-Beugung zu unterscheiden. Dabei spricht man von isotroper Bragg-Beugung, wenn die Polarisation des einfallenden und des gebeugten Lichts gleich ist. Entsprechend spricht man von anisotroper Bragg-Beugung bei Unterschieden zwischen der Polarisation des einfallenden und des gebeugten Lichts. Da die Bragg-Zelle, die dieser Arbeit zu Grunde liegt, Polarisationsänderungen zwischen einfallendem

⁷ continuous wave

und gebeugtem Licht hervorruft, wird nur der Fall der anisotropen Bragg-Beugung behandelt.

Bei anisotroper Bragg-Beugung ist die Impulserhaltung genau (Gl. (1.4)) bei zwei Frequenzen des eingespeisten ZF-Signals erfüllt, wie man anhand der k-Vektoren, veranschaulicht in Abb. 1.9(a), erkennt:

$$\vec{K}_i = \vec{K}_d + \vec{K}_S = \vec{K}_d' + \vec{K}_S' . \quad (1.4)$$

Mit Hilfe der Abbildung 1.9(a) läßt sich für den Einfallswinkel des Laserstrahls Θ_B bzw. für den Winkel des gebeugten Laserstrahls Θ_d folgender Zusammenhang herleiten [29]:

$$\sin(\Theta_B) = \frac{1}{2} \frac{\lambda f}{n_i v} \left(1 + \frac{v^2}{(f\lambda)^2} (n_i^2 - n_d^2) \right)^2 \quad (1.5)$$

$$\sin(\Theta_d) = \frac{1}{2} \frac{\lambda f}{n_d v} \left(1 - \frac{v^2}{(f\lambda)^2} (n_i^2 - n_d^2) \right)^2 , \quad (1.6)$$

so daß die Gleichung (1.4) erfüllt ist. Die verwendeten Größen haben folgende Bedeutung:

$\lambda \hat{=}$ Laserwellenlänge

$n_i \hat{=}$ Brechungsindex bei Einfall des Laserlichts

$n_d \hat{=}$ Brechungsindex bei Austritt des Laserlichts

$v \hat{=}$ Geschwindigkeit der Ultraschallwelle im Medium

Damit nun die Bragg-Zelle über einen gewissen Frequenzbereich Δf um die „Mittenfrequenz“ f_c das Licht beugt und nicht nur für zwei Frequenzen, muß die Ultraschallwelle divergent sein. Ist dieses bei einer Bragg-Zelle gegeben spricht man von einem Deflektor. Die Mittenfrequenz, bei der der k-Vektor des gebeugten Laserlichts senkrecht zum k-Vektor der Ultraschallwelle steht, ergibt sich aus der Bedingung $\partial\Theta_B/\partial f = 0$ zu [29]:

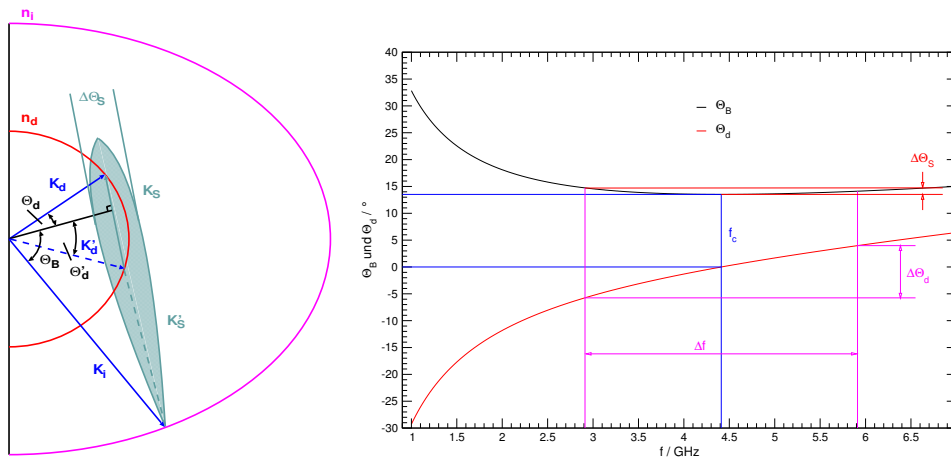
$$f_c = \sqrt{n_i^2 - n_d^2} \cdot \frac{v}{\lambda} . \quad (1.7)$$

Aus der Abbildung 1.9(b) erkennt man, daß innerhalb der angestrebten Bandbreite des Deflektors eine kleine Divergenz der Ultraschallwelle $\Delta\Theta_S$ zu einem großen Beugungswinkelbereich $\Delta\Theta_d$ führt. Die notwendige Divergenz der Ultraschallwelle bestimmt sich mit Hilfe der Gleichung (1.5) und (1.6) zu:

$$\Delta\Theta_S \approx \frac{\lambda(\Delta f)^2}{8 n_d v f} \quad (1.8)$$

Mit $\Delta\Theta_S \approx \Lambda/B = v/(f \cdot B)$ folgt im Umkehrschluß für die Bandbreite des Deflektors bei gegebener Mittenfrequenz:

$$\Delta f = 2 v \cdot \sqrt{\frac{2 n_d}{\lambda \cdot B}} , \quad (1.9)$$



(a) Wellenvektoren

(b) Abhängigkeit des Bragg-Winkels und des Beugungswinkels von der Frequenz.

Abbildung 1.9.: In (a) ist das Wellenvektor Diagramm [35] der anisotropen Bragg-Beugung mit divergenter Schallwelle dargestellt. Es gibt exakt zwei Lösungen für den Wellenvektor des gebeugten Lichts, zum einen K_d und zum anderen K'_d , was mit zwei verschiedenen Wellenvektoren für die Ultraschallwelle einhergeht. Aufgrund der divergenten Schallwelle beugt die Bragg-Zelle im Intervall Δf um die „Mittenfrequenz“ f_c das Laserlicht. In (b) ist der Bragg-Winkelbereich (Gl. (1.5)) für den einfallenden und der Beugungswinkelbereich nach Gl. (1.6) aufgetragen gegen die Frequenz des ZF-Signals.

wobei B die Breite des piezoelektrischen Transducers, Λ die Wellenlänge der Ultraschallwelle und v die Geschwindigkeit der Ultraschallwelle ist. Der Schnitt des Kristalls wird nun so gewählt, daß bei zwei Frequenzen $f_{L,max} > f_c - \Delta f/2$ bzw. $f_{U,max} < f_c + \Delta f/2$ die Intensität des gebeugten Laserlichts maximal wird, da das Intensitätszentrum der divergenten Ultraschallwelle exakt den Brechungsindexellipsoid des gebeugten Lichts trifft (siehe Abb. 1.9(a)). Zur Mittenfrequenz f_c und zu den Bandenden ($f_{L,U} = f_c \pm \Delta f/2$) fällt die Intensität des gebeugten Lichts wieder ab, da die Intensität der Ultraschallwelle aufgrund der Divergenz abnimmt. Dies erzeugt eine „Doppelhöcker“-Struktur des Intensitätsverlaufs des gebeugten Laserlichts (Abb. 1.10), der als Bandpaß bezeichnet wird.

Bei den vorangegangenen Betrachtungen ist zu beachten, daß von idealen Bedingungen bei der Bragg-Beugung ausgegangen wird. Zum Beispiel spielt die Dämpfung der Ultraschallwelle im Medium eine große Rolle beim realen Bandpaß, da die Intensität des gebeugten Laserlichts abhängig ist von der Intensität der Ultraschallwelle. Zudem wird das verwendete Medium nicht zu 100 % transparent sein für die Wellenlänge des verwendeten Laserlichts. Somit sind die vorherigen Folgerungen nicht vollständig auf die Praxis zu übertragen. Hersteller von Deflektoren bedienen sich theoretischer und experimenteller Voruntersuchungen, um möglichst effiziente und breitbandige Deflektoren zu entwickeln. Die Bandbrei-

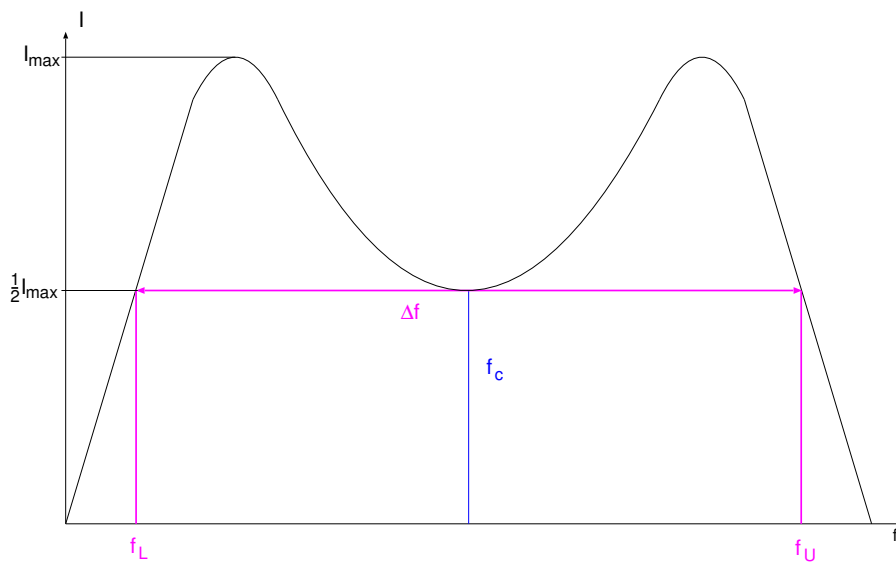


Abbildung 1.10.: Bandpaß eines Deflektors.

te, die in Gleichung (1.9) angegeben ist, kann deshalb in der Praxis nicht erzielt werden. Vielmehr wird die effektive Bandbreite von der Variation des Bandpasses bestimmt. In der HF-Technik ist es üblich eine 3 dB Bandbreite anzugeben, so auch bei den Bragg-Zellen (Abbildung 1.10). Die Bandbreite ist dadurch limitiert, daß die Intensität bei entsprechenden Frequenzen $f_{L,U}$ auf die Hälfte abgefallen ist.

Für bisher in Köln entwickelte Akusto-Optische Spektrometer ist Lithium-Niobat (chem. LiNbO_3) als Medium für die Bragg-Zelle verwendet worden. Dieses Material erlaubt intrinsische 4 dB-Bandbreiten von ≈ 2 GHz [33]. Die Bandbreite wird limitiert durch die Dämpfung der Ultraschallwelle im Kristall (siehe Abschnitt 2.2), bei höheren Bandbreiten nimmt die Beugungseffizienz im Lithium-Niobat drastisch ab. Zur Steigerung der Bandbreite ist ein Material notwendig, daß eine niedrige Dämpfung der Ultraschallwelle aufweist, was in Rutil (chem. TiO_2) gefunden wurde. In Abschnitt 2.2 wird die Rutil Bragg-Zelle, die die Grundlage dieser Arbeit bildet, detailliert vorgestellt und die akusto-optischen Eigenschaften mit dem bisherigen Material Lithium-Niobat verglichen.

1.2. Kenndaten eines Akusto-Optischen Spektrometers

Bevor in den nachfolgenden Kapiteln die Entwicklung des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS) auf Basis einer Rutil Bragg-Zelle beschrieben wird, werden an dieser Stelle die Kenndaten eines Echtzeitspektrometers aufgeführt, die in Kapitel 4 experimentell untersucht werden.

- **Bandpaß**
Ist die Antwortfunktion des Akusto-Optischen Spektrometers über die gesamte Bandbreite. Der Bandpaß definiert die Bandbreite des Spektrometers. Die maximale Variation des Bandpasses sollte < 3 dB sein (Abschnitt 4.1).
- **ZF-Leistungsbedarf**
Definiert die Effizienz des Spektrometers. Je geringer der ZF-Leistungsbedarf ist, um alle Frequenzkanäle zu sättigen, desto größer ist die Effizienz des Spektrometers. Von besonderem Interesse ist dieser Parameter hinsichtlich der Verstärkungslinearität der ZF-Aufbereitung zur Ansteuerung des Spektrometers. Ein hoher ZF-Leistungsbedarf bedeutet, daß der letzte Verstärker der ZF-Aufbereitung einen hohen 1 dB Kompressionspunkt benötigt, um möglichst linear das Signal zu verstärken [31] (Abschnitt 4.2).
- **Auflösungsbandbreite**
Die Auflösungsbandbreite B_{res} ist gegeben durch die Breite eines rechteckigen Filters, das bei gleicher Maximaltransmission die gleiche Leistung einer weißen Rauschquelle transmittiert, wie das reale Filter [36] (Abschnitt 3.4.1 und 4.3).
- **Fluktuationsbandbreite**
Die Fluktuationsbandbreite B_{fluc} repräsentiert die Breite eines rechteckigen Filters, das die gleichen Fluktuationen transmittiert wie das reale Filter [36] (Abschnitt 3.4.1 und 4.3).
- **Frequenzlinearität**
Bis auf das AOS haben alle Echtzeitspektrometer aus Tabelle 1.1 eine lineare Frequenzskala. Speziell bei Akusto-Optischen Spektrometern (AOS) ergibt sich eine nichtlineare Frequenzskala aufgrund der nichtlinearen Bragg-Beugung (siehe Gl. (1.5) und Abb. 1.9(b)). Zusätzlich ist eine Nichtlinearität durch Brechung des gebeugte Laserlichts an der Austrittsseite des Kristalls vorhanden. Die Frequenzskala ist jedoch durch eine nachträgliche Umkalibrierung linearisierbar [42] (Abschnitt 4.5).
- **Leistungslinearität**
Das Spektrometer sollte die Intensitätsverhältnisse der zu analysierenden Moleküllinie, im Rahmen der Kalibrierungsgenauigkeit des Gesamtsystems, korrekt wiedergeben und keine zusätzlichen Nichtlinearitäten erzeugen. Als Beispiel sind bei einem AOS Kompressionseffekte im CCD oder in der nachfolgenden Elektronik zu nennen. (Abschnitt 4.6)

- **Dynamikbereich**

Der Dynamikbereich eines Spektrometers wird durch das Eigenrauschen des Spektrometers bestimmt. Hierfür definiert man den *Noise Dynamic Range*, der den Aussteuerbereich festlegt. Diese Definition wird nur für Akusto-Optische Spektrometer angegeben und besagt: Die Aussteuerung des AOS ist so zu wählen ist, daß das Rauschen des Eingangssignals nicht um mehr als 1 dB ($\approx 26\%$) durch das Eigenrauschen des Spektrometers erhöht wird. (Abschnitt 4.7)

- **Stabilität**

Die Radiometerformel besagt, daß weißes Rauschen mit der Wurzel der Integrationszeit abnimmt. Durch Driften und Instabilitäten entspricht ab einer gewissen Integrationszeit das Verhalten des Spektrometers allerdings nicht mehr dem nach Radiometerformel erwartetem. Der Zeitpunkt, an dem das Rauschen nicht mehr abnimmt, bezeichnet man als Allan-Minimumzeit, was sich als vergleichendes Maß für die Stabilität von Spektrometern etabliert hat. (Abschnitt 4.9 und Kapitel 5)

1.3. AOS an Radioteleskopen

Die in Köln seit vielen Jahren erfolgreich entwickelten Akusto-Optische Spektrometer (AOS) werden an vielen Observatorien weltweit und im All eingesetzt. Einleitend wurden die zwei Satellitenobservatorien (SWAS und HERSCHEL/HIFI) genannt, auf denen AOS als Backends dienen bzw. dienen werden. Reichte bei SWAS noch eine Bandbreite von $\Delta f = 1,4$ GHz bei einer Auflösungsbandbreite von $B_{\text{res}} \approx 1,4$ MHz (siehe Abschnitt 3.4.1) aus, so ist bei HERSCHEL/HIFI, aufgrund des technischen Fortschritts in der Empfängertechnologie und der damit verknüpften wissenschaftlichen Ziele, eine Backend-Bandbreite von $\Delta f = 4$ GHz erforderlich, die durch das WBS abgedeckt wird. Weiterhin finden AOS am Flugzeugobservatorium SOFIA sowie an bodengebunden Stationen, wie z. B. KOSMA⁸ [4], CSO⁹ [5], AST/RO¹⁰ [6] usw. Anwendung.

⁸ Kölner Observatorium für Submm Astronomie, Schweiz

⁹ Caltech Submillimeter Observatory, Hawaii

¹⁰ Antarctic Submillimeter Telescope and Remote Observatory, Südpol

2. Schlüsseltechnologien für das BAOS

Für die Entwicklung des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS) ist es erforderlich einen Wechsel von der bisherigen Laserwellenlänge ($\lambda = 780 \text{ nm}$) hin zu einer niedrigeren Wellenlänge vorzunehmen. Der Grund hierfür liegt in der höheren Effizienz (η) der akusto-optischen Wechselwirkung, die mit $\eta \propto 1/\lambda^2$ skaliert. Zum anderen wird im BAOS anstelle einer Lithium-Niobat (LiNbO_3) Bragg-Zelle eine Rutil (TiO_2) Bragg-Zelle verwendet. Im Vergleich zu Lithium-Niobat hat Rutil eine niedrigere Schallwellen-Dämpfungs-konstante (Tab. 2.2) und erlaubt somit eine intrinsisch große Bandbreite von mindestens 3 GHz. In den nachfolgenden beiden Abschnitten werden zum einen die akusto-optischen Parameter der Rutil Bragg-Zelle und zum anderen der optisch gepumpte und frequenzverdoppelte Laser, der Licht einer Wellenlänge von 488 nm emittiert, vorgestellt.

2.1. Laser

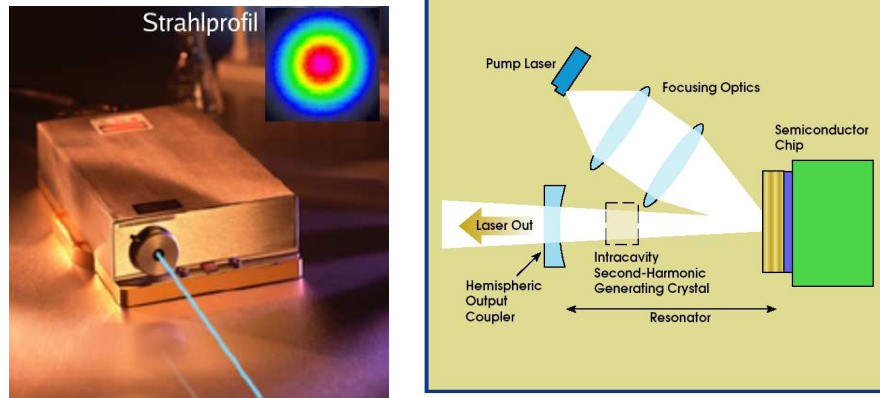
Die Verfügbarkeit von diodengepumpten und frequenzverdoppelten Halbleiterlasern (im Folgenden OPS-Laser¹ genannt), die Laserlicht bei einer Wellenlänge von $\lambda = 488 \text{ nm}$ mit nahezu perfektem TEM_{00} -Modenverhalten, großer Wellenlängestabilität und Ausgangsleistungen $> 30 \text{ mW}$ emittiert, war eine wesentliche Grundvoraussetzung für die Entwicklung des BAOS. Der im BAOS eingesetzte

Parameter	Wert
Wellenlänge	$488 \pm 2 \text{ nm}$
Optische Leistung	200 mW
Räumliches Modenverhalten	TEM_{00} , $M^2 < 1,1$
Longitudinales Modenverhalten	Single Mode
Strahlasymmetrie	$< 1 : 1,1$
Strahldurchmesser @ $\frac{1}{e^2}$	$0,70 \pm 0,05 \text{ mm}$
Strahldivergenz	$< 1,2 \text{ mrad}$
Polarisation	$> 100 : 1$, vertikal
Elektrischer Leistungsverbrauch	$< 75 \text{ W}$

Tabelle 2.1.: Parameter des Coherent Inc. Sapphire 488-200 Lasers.

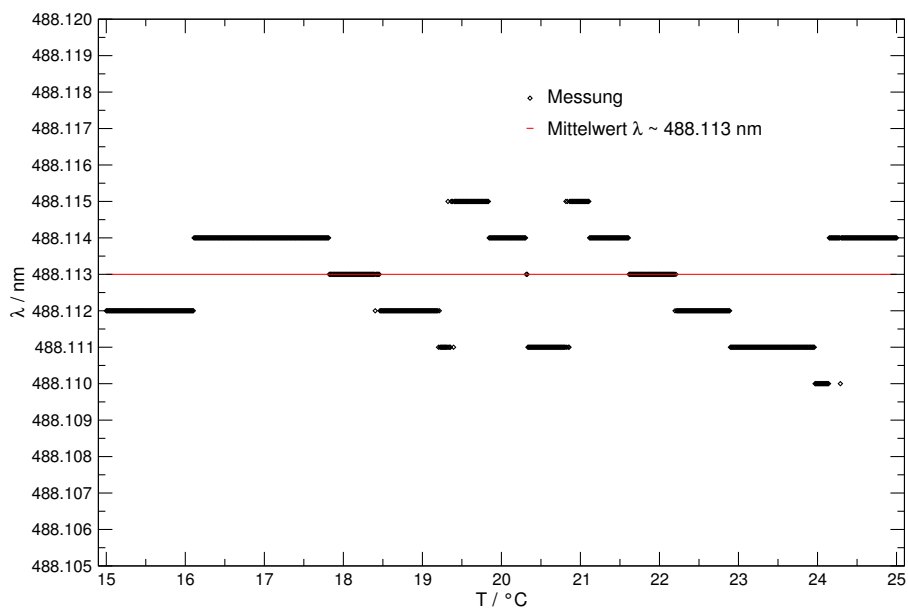
Laser vom Typ Sapphire 488-200 (Abb. 2.1(a)) der Firma Coherent weißt die oben geforderten Eigenschaften auf. In der Tabelle 2.1 sind die Parameter des OPS-Laser zusammengefaßt.

¹ Optically Pumped Semiconductor Laser



(a) Im BAOS eingesetzter OPS-Laser Sapphire 488-200 der Firma Coherent. Oben rechts: Strahlprofil des Lasers, sehr gut erkennbar ist die TEM_{00} -Mode des Lasers.

(b) Prinzipschaubild des OPS-Lasers.



(c) Modenverhalten des Sapphire-200, gemessen mit einem Gitterspektrographen, bei einer externen Temperaturänderung von $\Delta T = 10$ K.

Abbildung 2.1.: In (a): Fotografie des Sapphire-200 mit gemessenem Strahlprofil. In (b): Prinzipschaubild. In (c): Modenverhalten.

Das Prinzip des OPS-Laser läßt sich wie folgt zusammenfassen: Das Laserlicht einer cw-Pumpdiode (Wellenlänge 808 nm) wird auf einen OPS Chip fokussiert (Abbildung 2.1(b)) dessen Quantenwell-Struktur das Pumplicht absorbiert. Der OPS Chip verstärkt als Lasermedium bei einer Wellenlänge von 976 nm. Zusätzlich dient der OPS Chip als einer der Spiegel des linearen Resonators. Ein zweiter hochreflektiver Spiegel ist extern angeordnet und bildet den Resonator für das IR-Licht. Ein nichtlinearer Kristall im Resonator konvertiert mittels Frequenzverdoppelung das IR-Licht in die blaue Emissionswellenlänge bei 488 nm.

Das in Abb. 2.1(c) dargestellte Modenverhalten zeigt, daß die Wellenlängenänderung des Lasers, bei externer Temperaturvariation um $\Delta T = 10$ K, innerhalb von $\Delta \lambda \approx \pm 0,002$ nm liegt. Somit ergibt sich eine Variation der Frequenzkalibration im AOS von

$$\Delta f = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \cdot f \approx 20 \text{ kHz}$$

hervorgerufen durch Modensprünge. Begründet sind diese, im Vergleich zu Laserdioden [24], minimalen Modensprünge durch die interne Temperaturstabilisierung des OPS-Lasers. Die Modensprünge werden im BAOS nicht zu bemerken sein, da jeder Frequenzkanal (siehe Abschnitt 4.3 Gl. (4.2)) des BAOS eine Bandbreite von $\approx 1,7$ MHz hat.

2.2. Rutil Bragg-Zelle

Wie bereits einleitend erwähnt, ist es notwendig für die Entwicklung einer breitbandigen Bragg-Zelle ein Kristall zu verwenden, dessen Ultraschallwellen-Dämpfung deutlich geringer ist als bei Lithium-Niobat. Die Dämpfung der Schallwelle im jeweiligen Material berechnet sich nach:

$$\delta_{\text{LiNbO}_3} = 1,31 \cdot f^{1,77} \frac{\text{dB GHz}}{\mu\text{s}} \quad (2.1)$$

$$\delta_{\text{TiO}_2} = 0,17 \cdot f^2 \frac{\text{dB GHz}}{\mu\text{s}} \quad (2.2)$$

In Tabelle 2.2 ist die Dämpfung bei Lithium-Niobat und bei Rutil bei $f = 2,1$ GHz aufgeführt.

Rutil	Lithium-Niobat
$\delta_{\text{TiO}_2} = 0,8 \text{ dB}/\mu\text{s}$	$\delta_{\text{LiNbO}_3} = 4,9 \text{ dB}/\mu\text{s}$

Tabelle 2.2.: Vergleich der Dämpfungskonstanten von Rutil [22] und Lithium-Niobat bei $f = 2,1$ GHz [9]

Die Firma BAE-Systems, die auch die Lithium-Niobat Bragg-Zellen fertigt, hat in den 1980er Jahren eine Untersuchung des Rutil Kristalls (chem. TiO_2) durchgeführt und festgestellt, daß dieses Material aufgrund seiner deutlich niedrigeren Dämpfung (Tab. 2.2) dazu geeignet ist größere Bandbreiten als maximal² $\Delta f = 2$ GHz (bei $\Delta P \approx 4$ dB und $\lambda_{\text{Laser}} \approx 630$ nm) zur Verfügung zu stellen.

² bisherige maximale Bandbreite Lithium-Niobat basierter Bragg-Zellen [33]



Abbildung 2.2.: Rutil Kristall mit AR-Beschichtung [22].

Vor der eigentlichen Entwicklung der Bragg-Zelle stand eine Materialuntersuchung [32] des Rutil-Kristalls. Abbildung 2.2 zeigt eine Fotografie des Kristalls. Im Rahmen dieser Untersuchung wurden die Grundlagen zu der Entwicklung einer Rutil Bragg-Zelle gelegt.

Die konkreten Ziele der Untersuchung waren:

1. Bestimmung der akusto-optischen Eigenschaften, insbesondere der *Figure of Merit*³ (M_2), für ein entsprechend geschnittenen Rutil-Kristall bei einer Deflektorbandbreite von 3 GHz und einer Laserwellenlänge von 488 nm.
2. Rutil in die gewünschte Form und gewünschte Kristall-Orientierung schneiden zu können.
3. Die Oberfläche der Kristalle besser als $\lambda/4$ bearbeiten zu können.
4. Eine effektive Anti-Reflex-Beschichtung für Rutil zu finden.
5. Bestimmung der optischen Streuung im Material und an der Oberfläche.

³ Die Figure of Merit ist eine Kristallparameter, der die Intensität des gebeugten Laserlichts bestimmt.

2.2.1. Akusto-optische Eigenschaften von Rutil

Kristalleigenschaften und akusto-optische Wechselwirkung

Rutil ist ein positiv uniaxialer Kristall, wobei der außerordentliche Brechungsindex n_{ao} größer ist als der ordentliche Brechungsindex n_o .

$$n_{ao} = 2,815$$

$$n_o = 2,737.$$

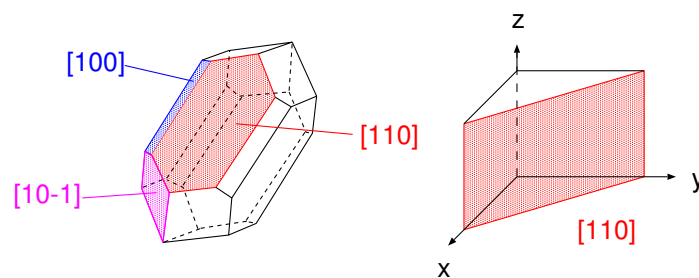


Abbildung 2.3.: Die Kristallstruktur von Rutil ist Tetragonal - Ditetragonal Dipyramidal (Links) [7]. Die [110]-Ebene des Rutil Kristalls liegt, im kartesischen Koordinatensystem, senkrecht zur x,y-Ebene (Rechts).

Die Kristallstruktur, dargestellt in Abbildung 2.3, ist Tetragonal - Ditetragonal Dipyramidal [7]. Die Transmissivität des Rutil Kristalls, ohne Antireflex Beschichtung, bei einer Laserwellenlänge von $\lambda = 488 \text{ nm}$ liegt bei ca. 50 %. Begründet ist dies in dem großen Brechungsindex und der damit verbundenen hohen Reflektivität. Bei der Bragg-Zelle ist eine Antireflex-Beschichtung vorgesehen, so daß ca. 94 % des ungebeugten Lichts transmittiert werden. Die akusto-optische Wechselwirkungszone liegt in der kristallographischen [110] Achse (Abb. 2.3).

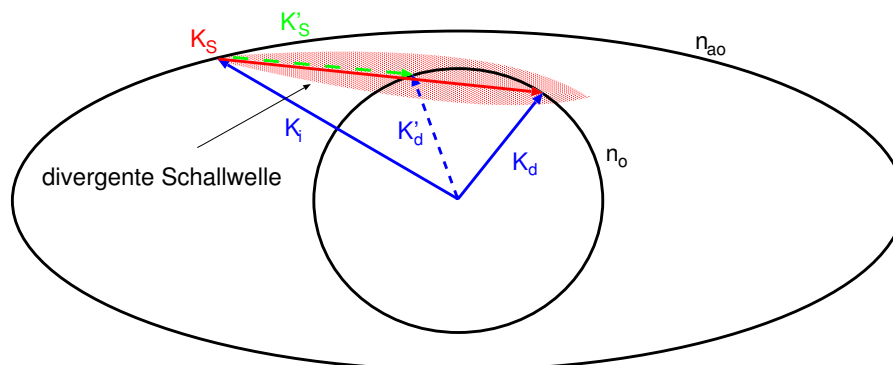


Abbildung 2.4.: Wellenvektor-Diagramm der Rutil Bragg-Zelle. K_S , K_i und K_d sind die Wellenvektoren der Schallwelle, des einfallenden und des gebeugten Laserlichts. n_o ist der außerordentliche und n_{ao} der außerordentliche Brechungsindex.

Wie die Abbildung 2.4 zeigt, endet der k -Vektor des einfallenden Laserlichts (K_i) auf der Ellipse der außerordentlichen Polarisation (n_{ao}). Der k -Vektor des gebeugten Laserlichts (K_d) auf dem Kreis der die ordentliche Polarisation beschreibt, so daß die Impulserhaltung aus Gleichung (1.4) erfüllt ist. Deshalb muß der einfallende Laserstrahl außerordentlich polarisiert sein.

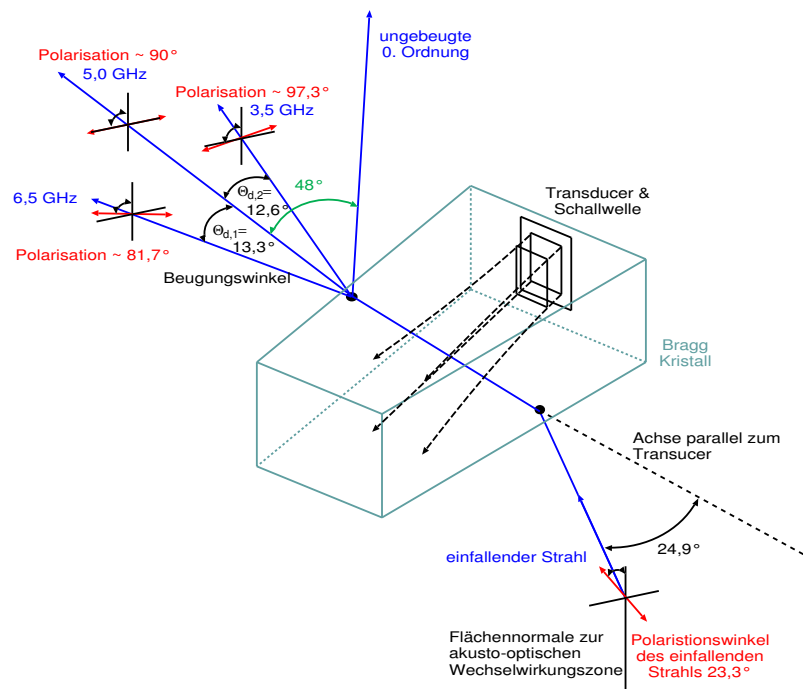


Abbildung 2.5.: Beugungs- und Polarisationswinkel der gebeugten Strahlen und Einfallswinkel und Polarisationswinkel des eintretenden Laserstrahls.

In Abbildung 2.5 sind der Einfallswinkel Θ_B und die Beugungswinkel $\Theta_{d,1}$ bzw. $\Theta_{d,2}$ des Laserstrahls bzw. die Polarisationen des einfallenden und des gebeugten Laserlichts dargestellt. Im Gegensatz zu Lithium-Niobat Bragg-Zellen wird die Polarisation des gebeugten Lichts bei der Rutil Bragg-Zelle nicht um 90° relativ zum einfallenden Licht gedreht. Dieses ist aufgrund des Kristallschnittes auch nicht möglich. Eine 90° -Polarisationsdrehung würde voraussetzen, daß die Polarisation des einfallenden Strahls senkrecht zur akusto-optischen Wechselwirkungszone liegt, was einen Bragg-Winkel von $\Theta_B = 0$ ergeben würde und somit eine Intensität des gebeugten Lichts von Null zur Folge hätte [22].

Weiterhin wurde die akusto-optische „Figure of Merit“ M_2 bestimmt. Der Hersteller BAE Systems konnte M_2 zu einem Wert von $\approx 8,9$ bis $\approx 10,8$ (relativ zu Quarzglas⁴) ermitteln. Aus den Berechnungen der M_2 und den Brechungsindizes ergibt sich die in Abbildung 2.5 zu findende Strahlgeometrie für eine Rutil Bragg Zelle.

⁴ Quarzglas $M_2 = 1,51 \cdot 10^{-15} \frac{s^3}{kg}$

Beugungseffizienz

Die Beugungseffizienz eines akusto-optische Deflektors ist definiert durch [12]

$$\eta = \frac{\pi^2 M_2 P_a B}{2\lambda^2 \cos^2 \Theta_0 H}$$

$$\stackrel{\cos^2 \Theta_0 \approx 1}{\Rightarrow} \eta \approx \frac{\pi^2 M_2 P_a B}{2\lambda^2 H} \quad (2.3)$$

mit

- M_2 Figure of Merit
- P_a Leistung der Schallwelle, mit [22]

$$P_a = \frac{1}{2} \cdot \frac{P_{ZF}}{10^{(\delta \cdot \tau_{\text{Apertur}})/10}} \quad (2.4)$$

(δ siehe Gl. (2.2), $\tau_{\text{Apertur}} = 0,5 \mu\text{s}$ Aperturzeit)

- Θ_0 Bragg-Winkel im Kristall
- λ Laserwellenlänge
- $B = 40 \mu\text{m}$ Breite des Transducer
- $H = 70 \mu\text{m}$ Höhe des Transducer

Mit den oben bestimmten Werten läßt sich die Beugungseffizienz bei angenommener ZF-Leistung ($P_{ZF} = 1 \text{ W}$), der gegebenen Transducerbreite und -höhe, der Wellenlänge von $\lambda = 488 \text{ nm}$ und einer Figure of Merit von 8,9 für die Bandmitte ($f_M = 5 \text{ GHz}$) und die Bandenden ($f_L = 3,5 \text{ GHz}$ und $f_U = 6,5 \text{ GHz}$) wie folgt berechnen:

$$\eta_{\text{TiO}_2, L} \approx 6,3 \frac{\%}{\text{W}}$$

$$\eta_{\text{TiO}_2, M} \approx 4,9 \frac{\%}{\text{W}}$$

$$\eta_{\text{TiO}_2, U} \approx 3,5 \frac{\%}{\text{W}}$$

Unabhängig von der theoretisch erwarteten Beugungseffizienz garantiert BAE-Systems jedoch nur eine Beugungseffizienz von

$$\eta_{\text{TiO}_2, \text{gar.}} \approx 7 \frac{\%}{\text{W}},$$

da über Rutil als Material für Bragg-Zellen zum Zeitpunkt der Spezifikation der Beugungseffizienz keinerlei Erfahrungswerte vorlagen. Zum Vergleich: Die Beugungseffizienz von Lithium-Niobat Bragg-Zellen liegt bei

$$\eta_{\text{LiNbO}_3} \geq 10 \frac{\%}{\text{W}}.$$

Die Konsequenzen der geringeren Beugungseffizienz der Rutil Bragg-Zelle sind:

1. Ein Optik-Design des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers das darauf ausgerichtet ist, die geringe Effizienz zu kompensieren (Abschnitt 3.6.1).
2. Die Verwendung eines Lasers mit entsprechend hoher Leistung (Abschnitt 2.1).

Bandpaß Eigenschaften

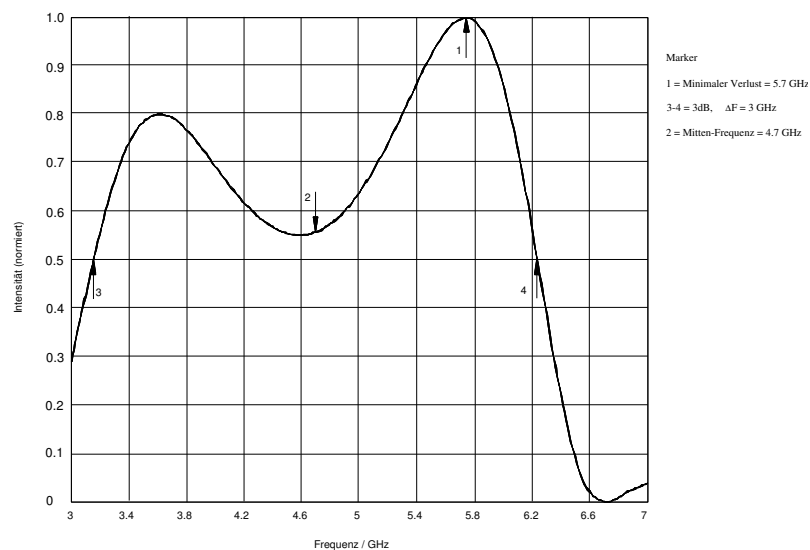


Abbildung 2.6.: Theoretischer Bandpaß einer 3 GHz Bragg Zelle [22].

Aus den theoretisch berechneten Größen wie z. B. M_2 , Brechungsindizes etc., läßt sich ein theoretischer Bandpaß (Abschnitt 1.1.4), wie er in Abbildung 2.6 dargestellt ist, für eine 3 GHz Bragg Zelle berechnen. Der Bandpaß wurde in einem frühen Entwicklungsstadium von BAE-Systems berechnet, deshalb liegt die 3 dB Bandbreite von $\Delta f = 3$ GHz um eine Mittenfrequenz von $\approx 4,7$ GHz. Das Maximum des Bandpasses liegt bei 5,7 GHz und die Bandpaß-Variation ist etwas geringer als 3 dB. Zum Zeitpunkt der Berechnung des Bandpasses waren noch nicht alle Parameter der Rutil Bragg-Zelle bekannt und somit basiert der Bandpaß nur auf theoretischen Überlegungen, die durch experimentelle Untersuchungen verifiziert wurden (Abschnitt 2.2.2). Die Untersuchung ergab, daß die 3 dB Bandbreite der Rutil Bragg-Zelle im Bereich von $f_L = 3,5$ GHz bis $f_U = 6,5$ GHz liegt (Abbildung 2.12(b)).

2.2.2. Experimentelle Untersuchung der Rutil Bragg-Zelle

Die im Abschnitt 2.2.1 gewonnenen theoretischen Ergebnisse wurden bei BAE-Systems mittels eines *Engineering-Model* der Rutil Bragg-Zelle (Abb. 2.7) experimentell untersucht. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Testaufbau entwickelt und als Leihgabe an BAE-Systems geliefert.

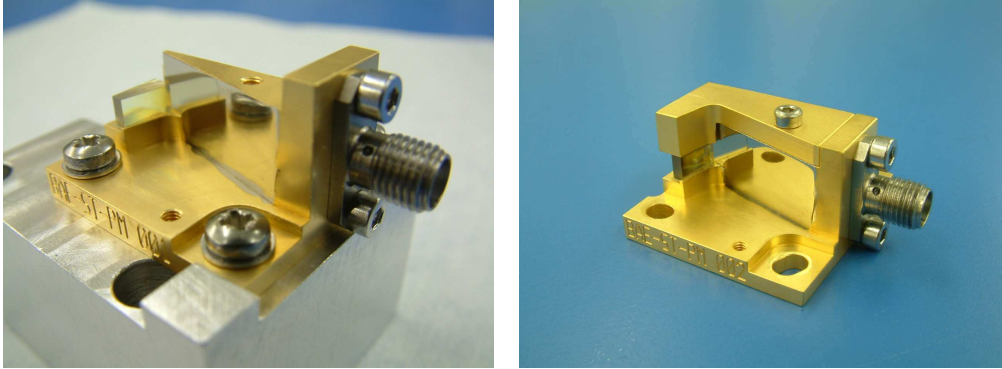


Abbildung 2.7.: Rutil Bragg-Zelle.

Aufgrund der Voruntersuchungen wurde festgestellt, daß der Laserstrahldurchmesser (bei $1/e^2$ der Intensität) zur Ausleuchtung der Bragg-Zelle folgende Werte haben sollte:

$$\begin{aligned}\Delta y &\approx 1,6 \text{ mm} && \text{in horizontaler Richtung} \\ \Delta x &\leq 60 \text{ } \mu\text{m} && \text{in vertikaler Richtung.}\end{aligned}$$

Der horizontale Strahldurchmesser ergibt sich aus

$$\begin{aligned}\Delta y &= v_{\text{TiO}_2} \cdot \tau_A && (2.5) \\ &= 3271 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot 0,5 \text{ } \mu\text{s} \\ &\approx 1,6 \text{ mm}\end{aligned}$$

Mittels der Aperturzeit $\tau_A = 0,5 \text{ } \mu\text{s}$ wird zudem die Anzahl der auflösbaren Punkte N bei gegebener Bandbreite von $\Delta f = 3 \text{ GHz}$ bestimmt [12]:

$$N = \Delta f \cdot \tau_A = 1500 , \quad (2.6)$$

so daß sich eine theoretische Auflösung der Rutil Bragg-Zelle von

$$\delta f = 2 \text{ MHz}$$

ergibt. Diese Werte waren die Grundlage für die Entwicklung einer einsetzbaren Bragg-Zelle.

Der vertikale Strahldurchmesser ist eine Abschätzung aus der gegebenen Höhe des piezoelektrischen Transducer von $70 \text{ } \mu\text{m}$ und der sich daraus ergebende Durchmesser der Schallwelle von $\approx 60 \text{ } \mu\text{m}$ [22]. Die genauen Dimensionen der Schallwelle werden in Abschnitt 3.2.1 untersucht.

Testaufbau und entsprechende optische Komponenten

Der oben erwähnte Testaufbau (Abb. 2.11) stellt die aufgeführten vertikalen und horizontalen Strahldurchmesser auf der optischen Eingangsseite der Bragg-Zelle

bereit und bildet das gebeugte Licht auf einen Fotodetektor ab. Der Testaufbau dient zur Messung der Parameter (z. B. Bandpaß, Effizienz usw.) der Rutil Bragg-Zelle. Da der Strahldurchmesser am Ausgang des Lasers einen Wert von $d_0 = 0,7 \text{ mm}$ (bei $1/e^2$, siehe Tab. 2.1) hat, muß der Strahl in der Horizontalen aufgeweitet und in der Vertikalen fokussiert werden. Durch die horizontale Aufweitung wird die Schallwelle optimal ausgeleuchtet und ein Maximum an Beugungseffizienz und Auflösung erreicht. Die vertikale Fokussierung bewirkt, daß das gesamte Laserlicht zur Beugung zur Verfügung steht und kein ungebeugtes Licht auf den Detektor fällt. Zur Drehung der Polarisation des einfallenden Lichts wird ein Polarisator verwendet. Das gebeugte Licht wird mittels einer Abbildungsoptik, bestehend aus zwei Linsen, auf einen Fotodetektor abgebildet. Zur Streulichtunterdrückung ist ein zweiter Polfilter vor der ersten Linse montiert.

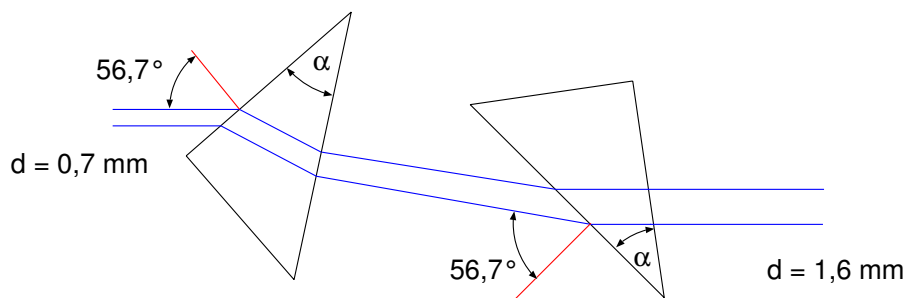


Abbildung 2.8.: Strahlengang in den Prismen.

Die horizontale Strahlaufweitung wird durch Verwendung einer Prismenoptik erzielt [42]. Die Prismenoptik hat den Vorteil, daß keine zusätzlichen Abbildungsfehler durch Linsen entstehen [42]. Verwendet werden zwei $\alpha = 30^\circ$ Prismen, die unter Brewsterwinkel gegen die optische Achse gedreht sind (Abb. 2.8). Die Prismen sind aus BK7-Glas gefertigt, daher folgt für den Brewsterwinkel

$$\Theta_{\text{Brewster}} = \arctan(n_{\text{BK7}}) \approx 56,7^\circ$$

und für den Aufweitungsfaktor Γ eines Prismas [42]:

$$\Gamma = \frac{\Delta y_{\text{aus}}}{\Delta y_{\text{ein}}} = n. \quad (2.7)$$

Diese Gleichung ist allerdings nur exakt für ein Prisma mit Winkel

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{1}{\sqrt{1 + n_{\text{BK7}}}}\right) \approx 33,3^\circ.$$

Die verwendeten 30° -Prismen sind ein adäquater Kompromiß. Somit ergibt sich für zwei Prismen ein Wert von $\Gamma \approx 2,3$, was für die geforderte Aufweitung auf

$$d_{\text{Laser,horz}} = \Delta y \approx 1,6 \text{ mm}$$

ausreicht. In der Vertikalen wird der Laserstrahl mit Hilfe einer Zylinderlinse auf den geforderten Durchmesser von $\Delta x_S \leq 60 \mu\text{m}$ fokussiert. Die Berechnung

findet sich in Anhang A. Das Ergebnis ist die Verwendung einer Zylinderlinse mit Brennweite $F_{ZL} = 60 \text{ mm}$, was einen vertikalen Strahldurchmesser von

$$d_{\text{Laser,vert}} \approx 54 \text{ } \mu\text{m}$$

ergibt.

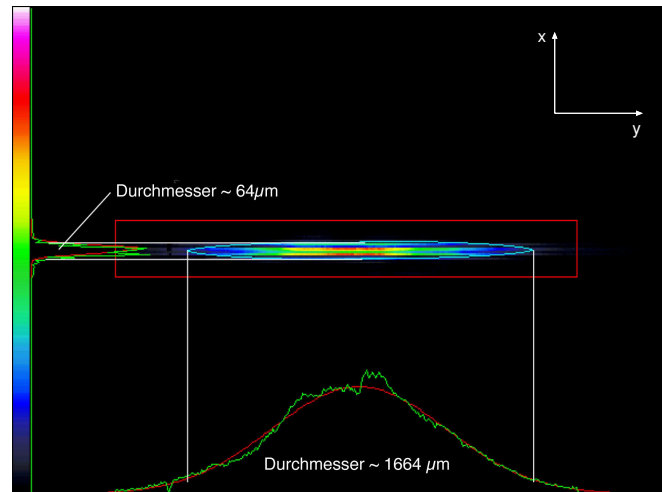


Abbildung 2.9.: CCD-Kamera Aufnahme des Laserstrahls nach der Eingangsoptik.

Mittels einer CCD-Kamera und einer Analysesoftware wurden die Strahldurchmesser in horizontaler und vertikaler Richtung nach der Eingangsoptik untersucht. Das Ergebnis ist in Abb. 2.9 dargestellt. In horizontaler Richtung ist mit $\Delta y \approx 1664 \text{ } \mu\text{m}$ der gemessene Wert innerhalb der geforderten Toleranzen von $\pm 10 \%$ erreicht worden. In vertikaler Richtung liegt der gemessene Wert von $\Delta x_M \approx 64 \text{ } \mu\text{m}$ ca. 18 % über dem errechneten Wert $d_{\text{Laser,vert}}$ und ca. 7 % über dem spezifizierten Wert von $\Delta x_S = 60 \text{ } \mu\text{m}$. Diese Differenz kann aber über den Abstand zwischen Zylinderlinse und Bragg-Zelle (in diesem Fall zwischen Zylinderlinse und CCD-Kamera) im Meßaufbau angepaßt werden.

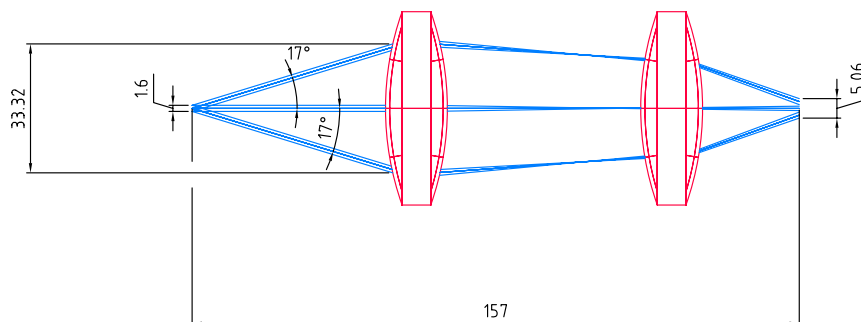


Abbildung 2.10.: Strahlengang der Abbildungsoptik.

Die Abbildungsoptik des Testaufbaus ist in Abb. 2.10 gesondert dargestellt. Sie besteht aus zwei doppelt-konvexen Linsen. Jede Linse hat eine Brennweite von

$F = 50$ mm und einem Durchmesser von $D = 50$ mm, so daß die F-Zahl bei

$$F^\# = F/D = 1$$

liegt. Die kleine F-Zahl der Linse ist darin begründet, daß der Beugungswinkelbereichs der Bragg-Zelle von $\approx \pm 13^\circ$ (im Frequenzbereich von 3,5 bis 6,5 GHz) sehr groß ist. Die Spezifikation von BAE-Systems verlangte sogar einen Winkelbereich von $\pm 17^\circ$, um einen Frequenzbereich von 3 bis 7 GHz vermessen zu können.

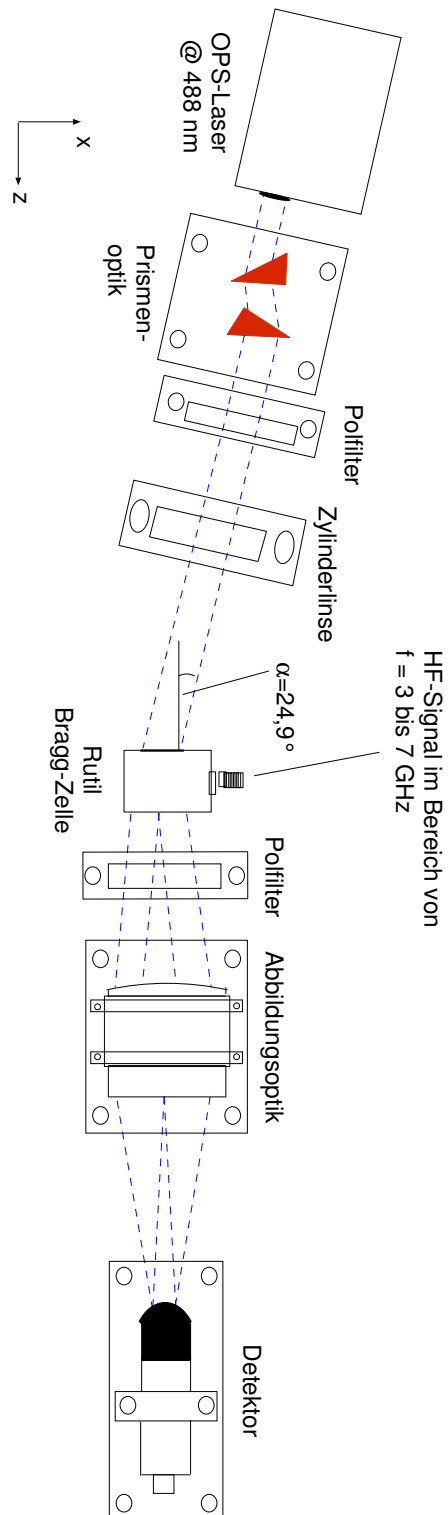


Abbildung 2.11.: Schema des Testaufbaus.

2.2.3. Experimentell bestimmte Parameter der Rutil Bragg-Zelle

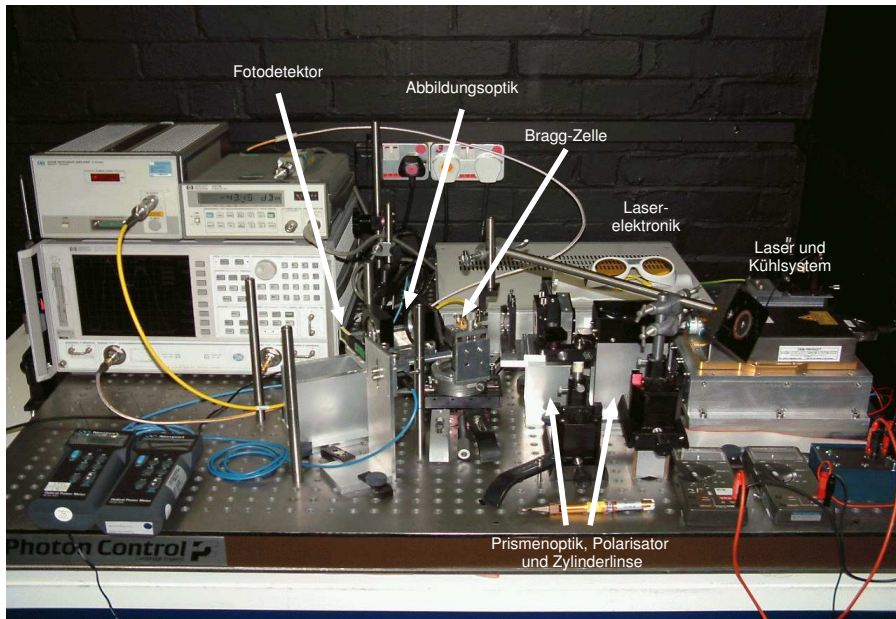
Die Ergebnisse, die mit dem beschriebenen Testaufbau erzielt wurden, sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt.

Parameter	spezifiziert	gemessen
Wellenfrontfehler (rms) bei außerordentlicher Polarisation (@ $\lambda = 488 \text{ nm}$)	k. A.	$\lambda/21$
Wellenfrontfehler (rms) bei ordentlicher Polarisation (@ $\lambda = 488 \text{ nm}$)	k. A.	$\lambda/11$
Bragg-Winkel	$(24,9 \pm 1,5)^\circ$	$(24,9 \pm 0,2)^\circ$
Transmissivität der Nullten-Ordnung	k. A.	93,7 %
Variation des Leistungsprofils	$\leq 3 \text{ dB}$	$\leq 2,88 \text{ dB}$
Max. Effizienz über 2,88 dB-Bandbreite	$\geq 7 \text{ ‰/W}$	2,3 ‰/W @ 6,044 GHz
Mittenfrequenz bei 3 GHz-Bandbreite	$5 \pm 0,25 \text{ GHz}$	5,016 GHz
Nominelle Schallgeschwindigkeit	k. A.	$3271 \pm 26 \text{ m/s}$
Max. VSWR über 3 GHz-Bandbreite	$\leq 3,5 : 1$	1,69 : 1

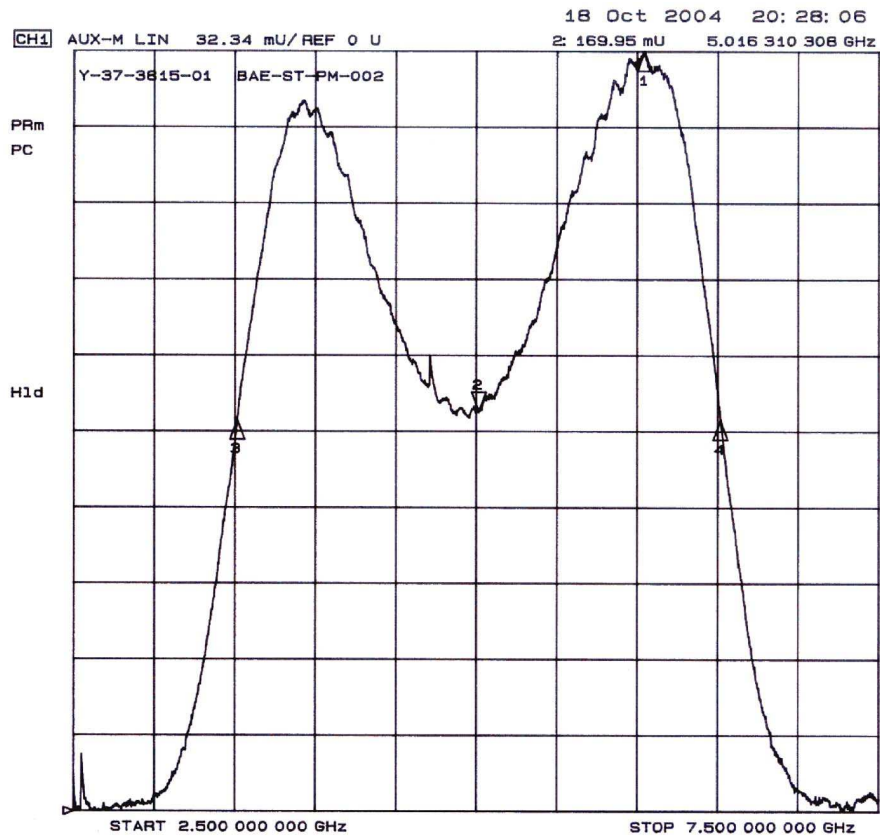
Tabelle 2.3.: Ergebnisse der experimentellen Untersuchung der Rutil Bragg-Zelle.

Bis auf den relativ niedrigen Wert der akusto-optischen Effizienz entsprechen die ermittelten Werte den Erwartungen. Der mittels des Testaufbaus (Abb. 2.12(a)) bei der Firma BAE-Systems gemessene Bandpaß ist in Abbildung 2.12(b) dargestellt. Die Leistungsvariation beträgt $\Delta P = 2,88 \text{ dB}$. Eine vergleichbare Variation ist auch bei den LiNbO_3 -Bragg-Zelle (bei deutlich kleinerer Bandbreite) zu finden und ist durch einen *HF-Equalizer* ausgleichbar. Zur Messung des Bandpasses führt man der Bragg-Zelle ein schmalbandiges ZF-Signal zu und verändert die Frequenz des ZF-Signals kontinuierlich über das ganze Band. Dabei wird das gebeugte Licht auf eine Fotodiode mit einer Fläche von $10 \text{ mm} \cdot 10 \text{ mm}$ abgebildet.

Wie bereits oben erwähnt, weicht der von BAE-Systems theoretisch berechnete Bandpaß von dem in der Praxis ermittelten Bandpaß ab. Das reale Frequenzband liegt im Bereich von $f_L = 3,5 \text{ GHz}$ bis $f_U = 6,5 \text{ GHz}$.



(a) Testaufbau bei BAE-Systems/England.

(b) Von BAE-Systems mit dem Testaufbau gemessener Bandpaß. Marker 1 = 6,044 GHz, Marker 2 = Mittenfrequenz = 5,016 GHz, Marker 3-4 = 2,88 dB $\Delta f = 3$ GHz.**Abbildung 2.12.:** Testaufbau in (a) und der mittels des Testaufbaus gemessener Bandpaß in (b).

3. Beugungsrechnung und Parameterbestimmung für das BAOS

In diesem Kapitel werden mittels der Ergebnisse aus Tabelle 2.3 die Abbildungsverhältnisse im BAOS anhand eines mathematischen Modells untersucht. Dem Modell liegt eine zweidimensionale Beschreibung des Beugungsbildes in Fraunhofer-Näherung zu Grunde. Mit Hilfe des Modells wird bestimmt, welche Laserstrahlradianen in horizontaler und vertikaler Richtung vorliegen sollten, um eine minimale Fluktuationsbandbreite (Abschnitt 3.4.1) und maximale Beugungseffizienz zu erhalten. Weiterhin liefert die Berechnung eine Aussage über die optimale Position des Maximums der Laserlichtintensität relativ zum Transducer.

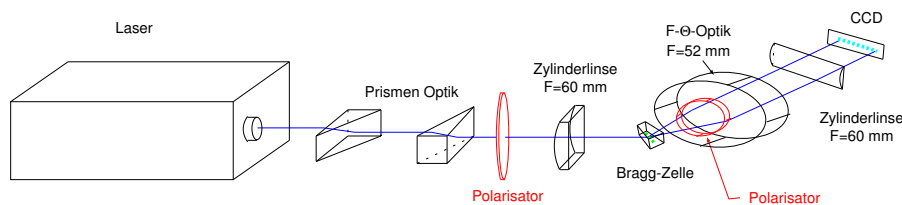


Abbildung 3.1.: Schematischer Aufbau des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS).

Aus der Parameterbestimmung ergibt sich der optische Aufbau des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS), wie er in Abbildung 3.1 dargestellt ist. Die Optik ist so ausgelegt, daß in horizontaler und vertikaler Richtung optimale Abbildungsverhältnisse vor und hinter der Bragg-Zelle herrschen.

Vor der Rutil Bragg-Zelle wird die Kombination aus Prismenoptik und Zylinderlinse verwendet, wie sie bereits in Abschnitt 2.2.2 beschrieben wurde. Eine ausführliche Darstellung der Ausleuchtung der Bragg-Zelle ist in Abschnitt 3.2 zu finden.

Hinter der Bragg-Zelle wird das gebeugte Licht horizontal mittels einer telezentrischen F- Θ -Optik auf ein Linien-CCD (Typ Reticon RL2048D) mit 2048 Pixeln abgebildet. Hierbei liegt die besondere Schwierigkeit in dem – verglichen zu Lithium-Niobat Bragg-Zellen – deutlich größeren Beugungswinkelbereich der Rutil Bragg-Zelle (siehe Abb. 2.5) von $\Theta_d \approx \pm 13^\circ$. Die Berechnung des zweidimensionalen Beugungsbildes und die Diskussion der sich daraus ergebenden Konsequenzen findet sich in Abschnitt 3.3. In der Vertikalen wird zur Steigerung der

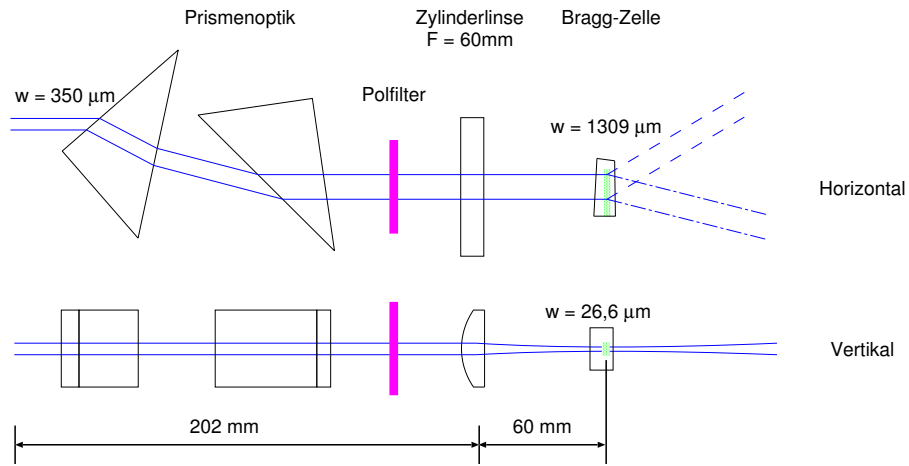
Effizienz das gebeugte Laserlicht durch eine Zylinderlinse nach der Bragg-Zelle auf das CCD fokussiert. Dies wird durch die Beugungsrechnung berücksichtigt und ist in Abschnitt 3.6.1 und Abschnitt 3.6.2 beschrieben.

3.1. Strahlengang im BAOS

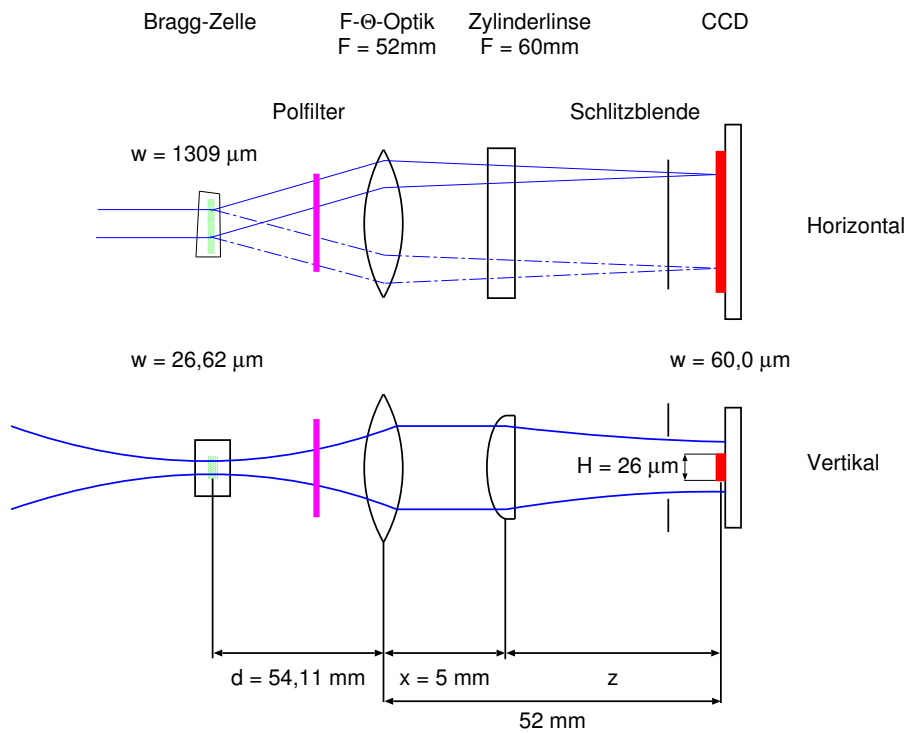
Bevor in den folgenden Abschnitten mittels der zweidimensionalen Beugungsrechnung die optimalen Parameter für das Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers bestimmt werden, zeigt die Abbildung 3.2 den Strahlengang im BAOS. Mit eingezeichnet und in der Tabelle 3.1 zusammengefaßt, sind die entsprechenden Werten für die Laserstrahlradien, wie sie sich aus den Ergebnissen der nachfolgenden Abschnitten ergeben.

Position	$w_{\text{horz}} / \mu\text{m}$	$w_{\text{vert}} / \mu\text{m}$
Ausgang Laser	350	350
Prismen	1309	350
Zyl. Linse	1309	26,62
Bragg-Zelle	1309	26,62
CCD	NA	60

Tabelle 3.1.: Laserstrahlradien in horizontaler und vertikaler Richtung.



(a) Vor der Bragg-Zelle.



(b) Nach der Bragg-Zelle.

Abbildung 3.2.: Strahlengang im Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometer.

3.2. Ausleuchtung der Bragg-Zelle

Die optimale Ausleuchtung der Bragg-Zelle wird bestimmt von theoretischen Überlegungen, die die zweidimensionale Beugung des Laserstrahls an der Schallwelle im Rutil Kristall beschreiben. Dazu wird in den nachfolgenden Abschnitten ein Modell entwickelt, das die Beschreibung einer effektiven Ausleuchtungsfunktion zum Ziel hat.

3.2.1. Mathematische Beschreibung der Schallwelle

Die Amplitude der Schallwelle kann näherungsweise durch eine Gaussverteilung mit frequenzabhängigem Dämpfungsanteil beschrieben werden durch:

$$A_S(\xi, \eta, f_{ZF}) = \frac{\left(\frac{2}{\pi}\right)^{(1/4)}}{\sqrt{w_S(\xi)}} \cdot \exp\left(-\frac{\alpha(f)}{2} \cdot \xi\right) \cdot \exp\left(-\frac{\eta^2}{w_S(\xi)^2}\right) \quad (3.1)$$

mit den Größen

$$\alpha(f_{ZF}) = \frac{1}{v_{\text{TiO}_2}} \cdot \frac{\delta_{\text{TiO}_2}}{10} \cdot \ln(10) \cdot \left(\frac{f_{ZF}}{2,1 \text{ GHz}}\right)^2 \quad (3.2)$$

$\hat{=}$ Dämpfung der Schallwelle

$\delta_{\text{TiO}_2} \hat{=}$ Dämpfung bei $f_{ZF} = 2,1 \text{ GHz}$

$\xi \hat{=}$ horizontale Koordinate in der Bragg-Zelle

$\eta \hat{=}$ vertikale Koordinate in der Bragg-Zelle

$$w_S(\xi) = w_{S_0} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon v_{\text{TiO}_2} \xi}{\pi f_{ZF} w_{S_0}^2}\right)^2} \quad (3.3)$$

$\hat{=}$ Radiusfunktion der Schallwelle in Abhängigkeit der Länge ξ

$w_{S_0} \hat{=}$ *Waist* der Schallwelle bei $\xi = 0$

$\epsilon = 7.16$

$\hat{=}$ Rutil Anisotropiefaktor.

Der Anisotropiefaktor definiert die Divergenz der Schallwelle im Kristall [21]. Die Funktion ist so normiert, daß das Integral des Quadrates von $A_S(\xi, \eta, f)$ über die effektive Apertur der Bragg-Zelle

$$d_{\text{eff}} = v_{\text{TiO}_2} \cdot \tau_A \quad (3.4)$$

die verfügbare Schalleistung darstellt:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{d_{\text{eff}}} |A_S(\xi, \eta, f)|^2 d\xi d\eta = \frac{1 - e^{-\alpha \cdot d_{\text{eff}}}}{\alpha} \quad (3.5)$$

Im Fall $\alpha = 0$ (keine Dämpfung) ergibt sich für das Integral ein Wert von Eins, für $\alpha > 0$ nimmt die Leistung entsprechend ab. Die in Gleichung (3.4) verwendeten Größen sind: $v_{\text{TiO}_2} \hat{=}$ Geschwindigkeit der Ultraschallwelle im Kristall und $\tau_A \hat{=}$ Aperturzeit der Ultraschallwelle.

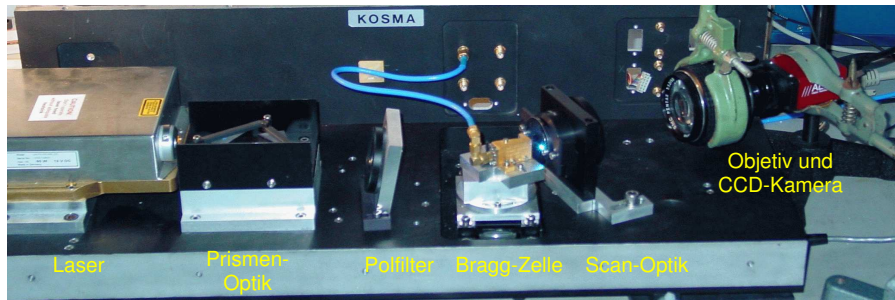


Abbildung 3.3.: Aufbau zur Schlierenbild Messung.

Die Waist w_{S_0} der Schallwelle läßt sich aus einem Schlierenbild der Schallwelle bestimmen. Der dazu notwendige Aufbau ist in Abb. 3.3 dargestellt. Das Bild der Schallwelle und des Kristalls wird vergrößert auf eine CCD-Kamera abgebildet. Da die Länge der Austrittsfläche bekannt ist, kann aus dem Schlierenbild (Abb. 3.4) die Waist der Schallwelle bei $f = 4,9$ GHz abgeschätzt werden zu

$$w_{S_0} \approx 30 \mu\text{m}$$

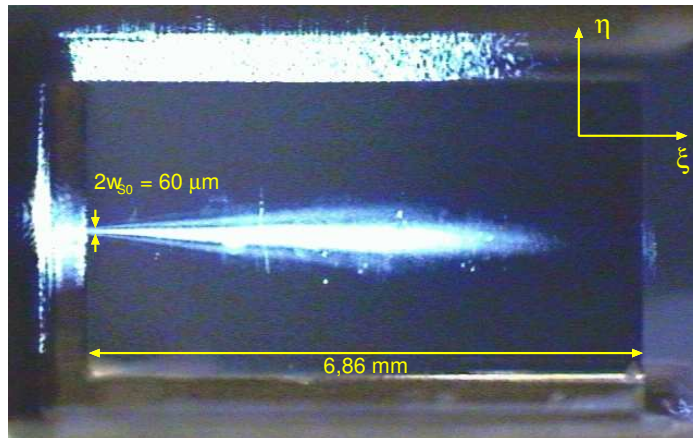
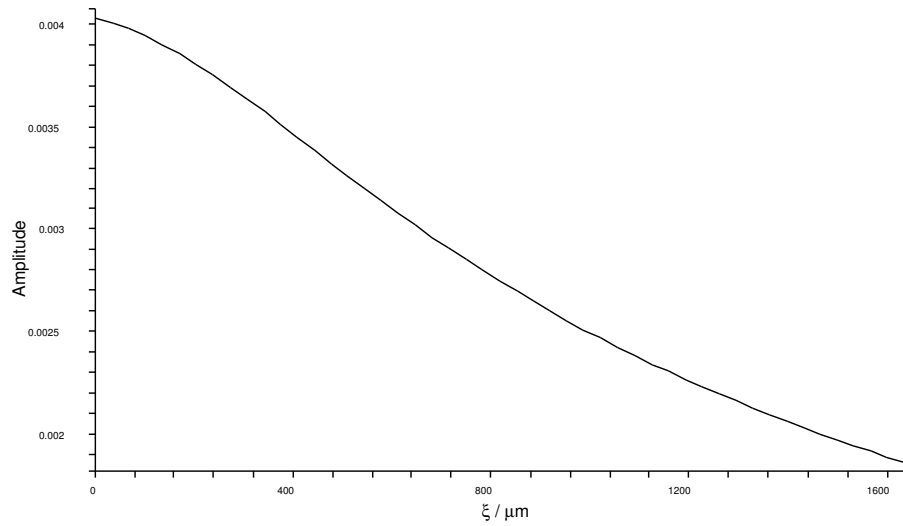
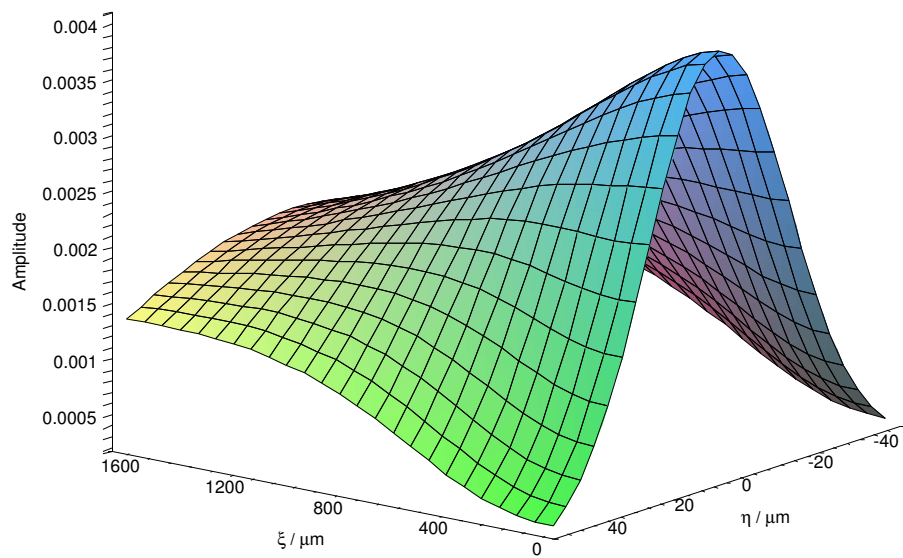


Abbildung 3.4.: Mittels der Schlierenmethode aufgenommenes Bild der Schallwelle bei $f = 4,9$ GHz.

Mittels der aus dem Schlierenbild bestimmten Waist der Schallwelle und Gleichung (3.1) läßt sich die Amplitude der Schallwelle sowohl in ξ -Richtung als auch zweidimensional berechnen und visualisieren (Abb. 3.5).

(a) Amplitudenverlauf für $\eta = 0$.

(b) Zweidimensionale Amplitudenverteilung der Schallwelle im Rutil.

Abbildung 3.5.: Amplitudenverteilung der Schallwelle im Rutil Kristall.

3.2.2. Laserstrahlprofil

Die Amplitude des Laserstrahls ist gaussverteilt nach

$$A_L(\xi, \eta) = \sqrt{\frac{(2/\pi)}{w_\xi \cdot w_\eta}} \cdot \exp\left(-\frac{(\xi - s)^2}{w_\xi^2}\right) \cdot \exp\left(-(\eta - t)^2 \cdot \left(\frac{1}{w_\eta^2} - j \frac{k}{2 R_\eta}\right)\right) \quad (3.6)$$

mit den Größen

$w_\xi \hat{=}$ horizontaler Radius des Laserstrahls

$w_\eta \hat{=}$ vertikaler Radius des Laserstrahls

$s \hat{=}$ horizontale Distanz zwischen Maximum der Laseramplitude und dem Transducer

$t \hat{=}$ vertikaler Versatz des Laserstrahlzentrums relativ zur Mitte der Schallwelle

$k \hat{=}$ Wellenvektor

$R_\eta \hat{=}$ Krümmungsradius der Phasenfront in η -Richtung

In ξ -Richtung werden hier ebene Wellenfronten angenommen und die Normierung so gewählt, daß das Integral über die Intensität einen Wert von Eins hat:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{d_{\text{eff}}} |A_L(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta = 1$$

3.2.3. Multiplikation der Schallwelle mit dem Laserstrahl

Die Multiplikation der Amplitudenverteilung des Laserstrahls (Gl. (3.6)) mit der Amplitudenverteilung der Schallwelle (Gl. (3.1)) resultiert in einer effektiven Ausleuchtungsfunktion der Form

$$A_R(\xi, \eta, f_{ZF}) = A_S(\xi, \eta, f_{ZF}) \cdot A_L(\xi, \eta, f_{ZF}) \\ = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{(3/4)} \frac{\exp\left(-\frac{1}{2}\alpha(f_{ZF})\xi - \frac{(\xi-s)^2}{w_\xi^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\eta^2}{w_S(\xi)^2} - \frac{(\eta-t)^2}{w_\eta^2}\right)}{\sqrt{w_S(\xi) w_\xi w_\eta}} \quad (3.7)$$

Mit Hilfe der Gleichung (3.7) läßt sich eine bei gegebener Laserwaist in ξ -Richtung die optimale Distanz des Maximums der Laserintensität vom Transducer bestimmen. Damit erzielt man in der Horizontalen eine mittige Ausleuchtung, $\xi = d_{\text{eff}}/2$, der Bragg-Zelle. Ansonsten würde wegen des Amplitudenverlaufs der Schallwelle (Abb. 3.5) die Ausleuchtungsfunktion für große ξ sehr schnell abfallen.

Mit

$$\left. \frac{\partial A_R(\xi, \eta = 0, f_{ZF})}{\partial \xi} \right|_{\xi = d_{\text{eff}}/2} = 0$$

folgt für die optimale Distanz bei gegebenem Laserstrahlradius w_ξ (bei A_{R_0}/e)

$$s_{\text{opt}} = \frac{2 \epsilon^2 v_{\text{TiO}_2}^2 d_{\text{eff}} (w_\xi^2 + d_{\text{eff}}^2) + \alpha w_\xi^2 (4 \pi^2 f^2 w_{S_0}^4 + \epsilon^2 v_{\text{TiO}_2}^2 d_{\text{eff}}^2) + 8 d_{\text{eff}} \pi^2 f^2 w_{S_0}^4}{4 \cdot (4 \pi^2 f^2 w_{S_0}^4 + \epsilon^2 v_{\text{TiO}_2}^2 d_{\text{eff}}^2)}. \quad (3.8)$$

Bei einer effektiven Apertur der Rutil Bragg-Zelle von

$$d_{\text{eff}} = v_{\text{TiO}_2} \cdot \tau_A \approx 1635 \mu\text{m},$$

einer Frequenz $f = 4,9$ GHz (Bandmitte) und einem horizontalen Laserstrahlradius¹ von

$$w_\xi \approx 817 \mu\text{m}$$

ergibt sich eine optimale Distanz des Maximums der Laserintensität vom Transducer von

$$s_{\text{opt}} \approx 1000 \mu\text{m}.$$

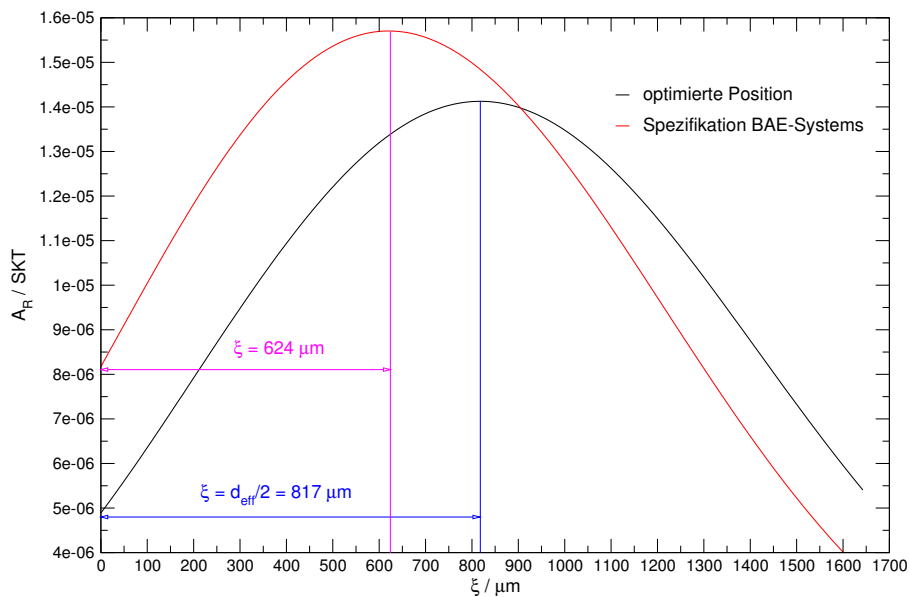


Abbildung 3.6.: Ausleuchtungsfunktion A_R nach Gl. (3.7) bei der Mittenfrequenz von $f_M = 4,9$ GHz. Die rote Kurve zeigt den Verlauf wenn der Abstand zwischen Maximum der Laserintensität und Transducer nicht optimiert wurde. Die schwarze Kurve zeigt den Verlauf bei optimiertem Abstand.

Aufgrund der optimierten Distanz erzielt man eine nahezu symmetrische und mittige Ausleuchtung der Bragg-Zelle, wie es in Abbildung 3.6 dargestellt ist. Zum Vergleich ist die Ausleuchtungsfunktion bei der Position dargestellt, wie sie von BAE-Systems spezifiziert wird. BAE-Systems spezifiziert eine Distanz von $s \approx 810 \mu\text{m}$ [23], also etwa die Mitte der effektiven Apertur, was zu einem

¹ Entspricht dem Laserstrahlradius der sich nach Aufweitung mittels der Prismenoptik (Abschnitt 2.2.2) ergibt und von BAE-Systems spezifiziert wurde.

größeren Maximum der Amplitude führt. Dies hat jedoch, wie oben bereits angedeutet, einen deutlich schnelleren Abfall der Amplitude nach dem Maximum zu Folge. Somit ergibt sich ein erheblicher Unterschied der Ausleuchtungsfunktion an den Rändern der Apertur, was zu einer erheblichen Verstärkung der Nebenmaxima (Abschnitt 3.3) führen würde. Durch eine mittige Ausleuchtung kann dies vermieden werden.

Bei Optimierung der Distanz Maximum Laserintensität – Abstand zum Transducer ist zu beachten, daß die optimale Distanz für die Mittenfrequenz von $f_M = 4,9$ GHz berechnet wurde. Für die Bandenden² bei $f_L = 3,4$ GHz und $f_U = 6,4$ GHz ergeben sich marginal (≤ 1 %) andere Distanzen (Tab. 3.2), was deshalb nur geringen Einfluß auf die Intensität des Beugungsbildes über den gesamten Frequenzbereich des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS) hat.

Frequenz / GHz	$s_{\text{opt}} / \mu\text{m}$
$f = 3,4$	$s_{3,4 \text{ GHz}} \approx 1004$
$f = 4,9$	$s_{4,9 \text{ GHz}} \approx 1000$
$f = 6,4$	$s_{6,4 \text{ GHz}} \approx 1008$

Tabelle 3.2.: Optimale Abstände zwischen Laserstrahlmaximum und Transducer bei der Bandmitte und den Bandenden.

3.3. Abbildung des gebeugten Lichts

Aus der Überlegung zur optimalen Ausleuchtung der Bragg-Zelle (Gl. (3.7)) läßt sich die Intensität des gebeugten Lichts auf dem CCD (Abb. 3.7) in Fraunhofer-Näherung [16] nach folgender Gleichung beschreiben:

$$I(\tilde{x}, \tilde{y}, f_{ZF}) = \frac{1}{\lambda^2 \cdot F^2} \cdot \left| \int_0^{d_{\text{eff}}} \int_{-\infty}^{\infty} A_R(\xi, \eta, f_{ZF}) \cdot \exp \left[-jk \left(\frac{\tilde{x}}{F} \xi + \frac{\tilde{y}}{F} \eta \right) \right] d\xi d\eta \right|^2. \quad (3.9)$$

Die Größe F in Gleichung (3.9) repräsentiert die Brennweite der Abbildungsoptik.

² Diese Bandenden weichen um 100 MHz von den Werten ab, die BAE-Systems bestimmt hat. Begründet ist dies in dem experimentellen Aufbau und den sich daraus ergebenden Messungen (siehe Einführung zu Kapitel 4).

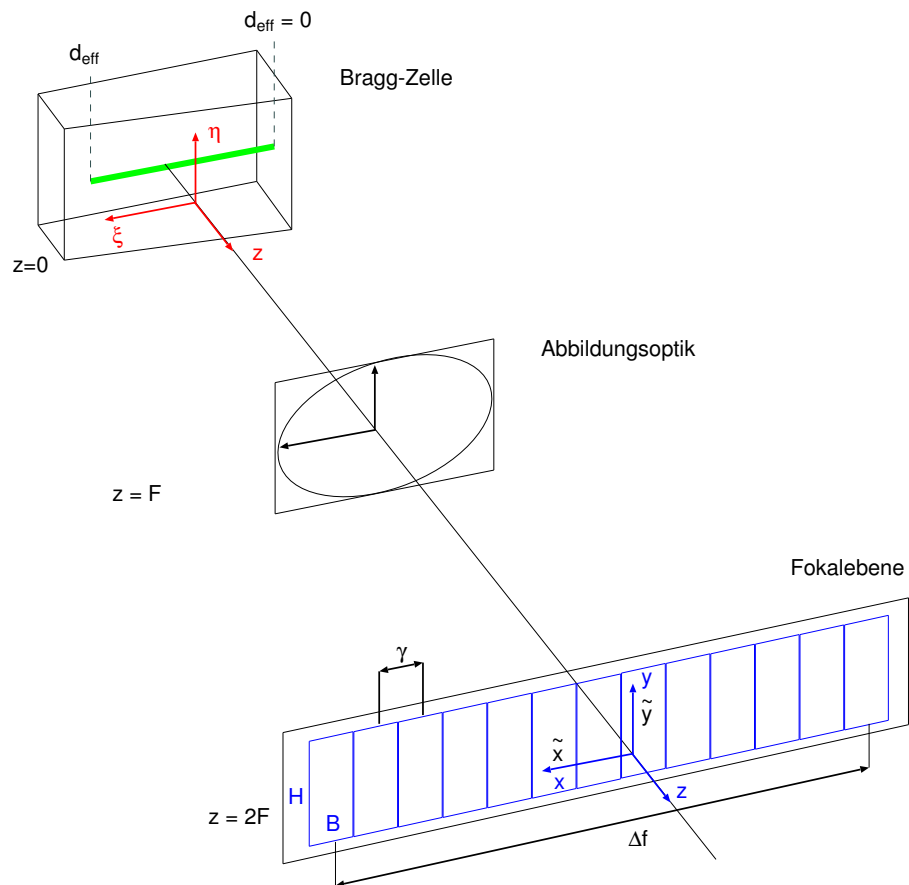


Abbildung 3.7.: Darstellung der Koordinaten bei der Beugungsrechnung nach Gl. (3.9) und Gl. (3.11)

Für die Brennweite gilt:

$$F = \frac{\Delta f \cdot B}{\gamma} \cdot \frac{1}{(\tan(\Theta_{d,1}) + \tan(\Theta_{d,2}))}, \text{ mit} \quad (3.10)$$

$$\Delta f = 3 \text{ GHz} \hat{=} \text{Bandbreite}$$

$$B = 13 \text{ } \mu\text{m} \hat{=} \text{Breite eines CCD-Pixels}$$

$$\Theta_{d,1} = 13,3^\circ \text{ und}$$

$$\Theta_{d,2} = 12,6^\circ$$

$\hat{=}$ Maximalwerte der Beugungswinkel bei den Eckfrequenzen (Abb. 2.5)

$\gamma \hat{=}$ Kanalabstand

Da Gleichung (3.9) nur für den Fall eines unendlich kleinen Detektors gilt, muß der endlichen Breite und Höhe eines CCD-Pixels Rechnung getragen werden. Für die gesamte optische Leistung, die auf ein CCD-Pixel trifft, gilt:

$$P(x, y, f_{ZF}) = \int_{x-B/2}^{x+B/2} \int_{y-H/2}^{y+H/2} I(\tilde{x}, \tilde{y}, f_{ZF}) d\tilde{x} d\tilde{y} \quad (3.11)$$

In den nachfolgenden Abschnitten wird nun die Beugungsrechnung auf den konkreten Fall des BAOS angewendet und die weiteren optimalen Ausleuchtungs Parameter bestimmt.

3.4. Anwendung der Beugungsrechnung

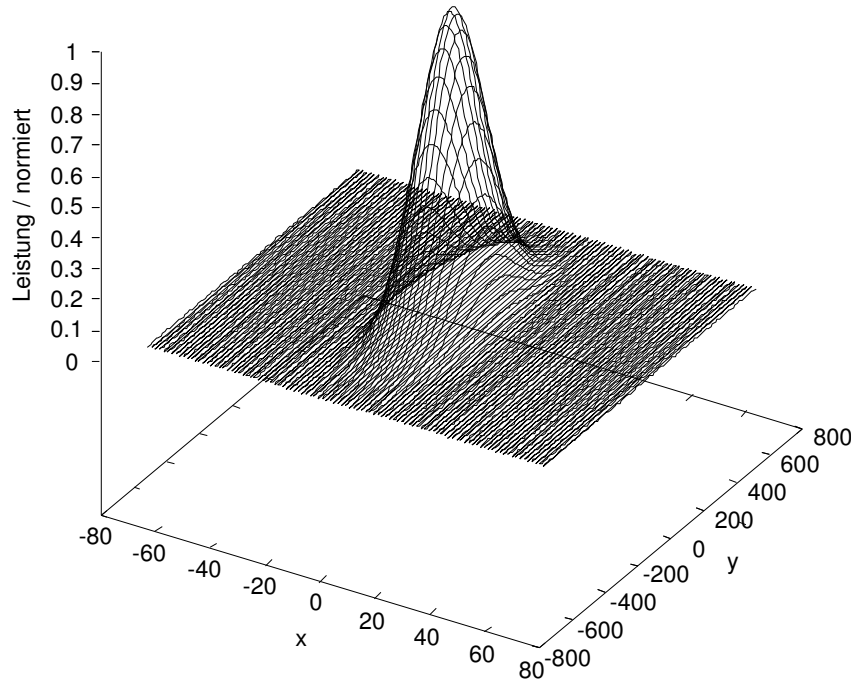
Eine analytische Berechnung des Beugungsintegrals (Gl. (3.9)) ist nicht möglich, weshalb das Integral numerisch berechnet werden muß. Bei zusätzlicher Mittelung über Pixelbreite und -höhe (Gl. (3.11)) und unter Verwendung der Parameter in Tabelle 3.3 ergibt sich die in Abbildung 3.8(a) dargestellte zweidimensionale Leistungsverteilung.

Parameter	Wert
d_{eff}	1635 μm
w_{S_0}	30 μm
w_η	26,62 μm
w_ξ	817 μm
s_{opt}	1000 μm
R_η	∞ (ebene Phasenfronten)
F	52000 μm
f_{ZF}	4,9 GHz

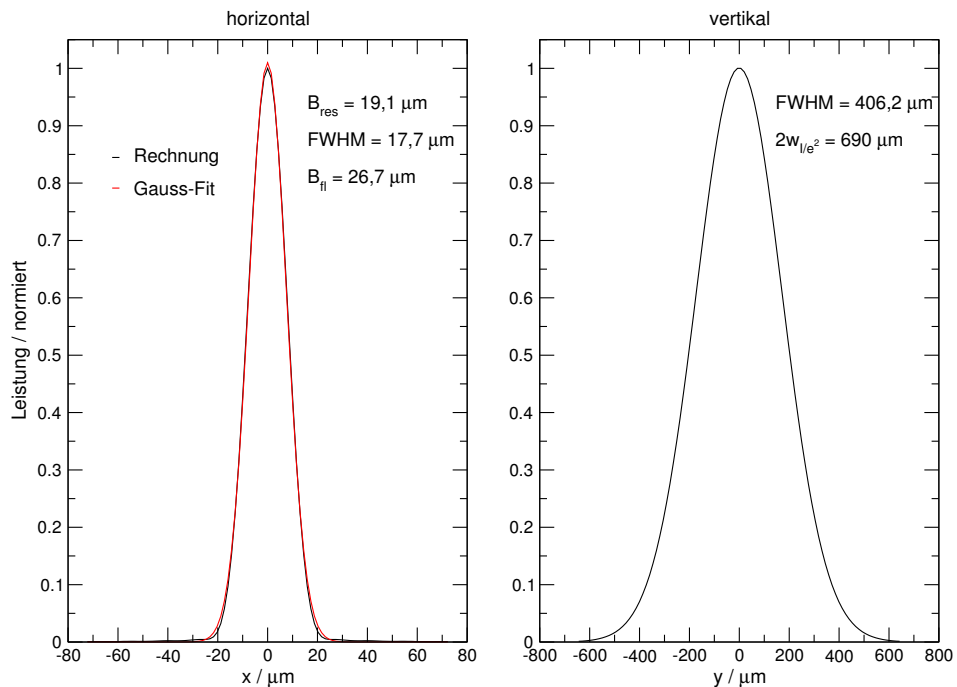
Tabelle 3.3.: Parameter zur Berechnung der Leistungsverteilung des gebeugten Lichts.

Die der Berechnung zugrunde liegenden Laserstrahlradien in horizontaler und vertikaler Richtung (w_ξ und w_η) entsprechen den Werten, die BAE-Systems für den Test-Aufbau spezifiziert hat (Abschnitt 2.2.2). Die Waist der Schallwelle bestimmt sich aus dem Schlierenbild (Abb. 3.4) und die optimale Position des Laserstrahlmaximums s_{opt} ergibt sich aus Gleichung (3.8). Die Brennweite $F = 52$ mm entspricht der Brennweite der im BAOS verwendeten Abbildungsoptik. Aus Gl. (3.10) ergibt sich somit ein Kanalabstand von $\gamma \approx 1,63$ MHz.

In der Regel würde man eine Abbildungsoptik mit einer Brennweite wählen, die in einem Kanalabstand resultiert, der *Nyquist-Sampling* ermöglicht. Also bei einem theoretisch erwarteten Auflösungsvermögen der Rutil Bragg-Zelle von ≈ 2 MHz (vgl. Abschnitt 2.2.2, Gl. (2.6)) einen Kanalabstand von $\gamma_{\text{Nyquist}} = 1$ MHz. Dies entspricht einer Brennweite von $F_{\text{Nyquist}} \approx 80$ mm. Die kommerzielle Verfügbarkeit einer Linse mit solcher Brennweite war zum Entwicklungszeitpunkt des BAOS nicht gegeben. Aufgrund der Anforderungen an die Linse – ein telezentrisches F- Θ -Verhalten, eine Antireflexbeschichtung bei $\lambda = 488$ nm und einem Scanwinkelbereich, der die maximalen Beugungswinkel von $\Theta_d \approx \pm 13^\circ$ der Bragg-Zelle abdeckt – hätte eine Spezialanfertigung erfordert. Die Spezialanfertigung hätte den Kosten-Nutzen-Faktor nicht gerechtfertigt. Daher wird für den Prototypen-Aufbau des BAOS eine bereits kommerziell verfügbare telezentrische F- Θ -Optik



(a) Zweidimensionale Darstellung von $P(x, y, f_{ZF})$ (Gl. (3.11)). x entspricht der horz. Richtung, y der vert. Richtung.



(b) Schnitt in horizontaler ($y = 0$) und vertikaler ($x = 0$) Richtung.

Abbildung 3.8.: Berechnete Leistungsverteilung des gebeugten Lichts bei der Mittenfrequenz von $f = 4,9$ GHz und den Parametern aus Tab. 3.3.

mit einer Brennweite von $F = 52$ mm verwendet. Dadurch wird zwar eine Verringerung der Auflösung in Kauf genommen, was aber für die Prototypenentwicklung nicht relevant war.

3.4.1. Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite

Abbildung 3.4 zeigt die berechnete Leistungsverteilung aus Gleichung (3.11) mit den Parametern aus Tabelle 3.3. Ein Schnitt parallel zur x -Achse ergibt die Filterkurve $P(f_{ZF})$ (Abb. 3.8(b) links) des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS) im Zentrum ($y = 0$) der CCD-Pixel.

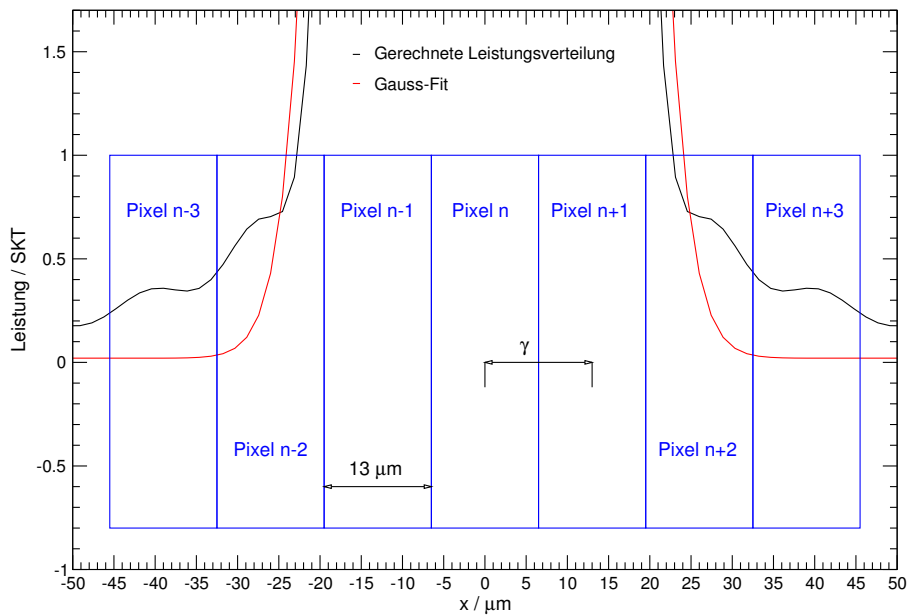


Abbildung 3.9.: Achsen-Zoom des linken Graphen der Abbildung 3.8(b). Deutlich erkennbar sind die Nebenmaxima hervorgerufen durch die Beugung des Laserlichts an der Apertur der Ultraschallwelle. Diese Nebenmaxima führen zur Korrelation der CCD-Pixel und somit zur Vergrößerung der Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite.

Die Filterkurve bestimmt die Auflösungs- (B_{res}) und Fluktuationsbandbreite (B_{fluc}) des AOS. Die Auflösung wird bei einem AOS nicht durch die volle Halbwertsbreite (FWHM) der Filterkurve definiert, da die Nebenmaxima in der Leistungsverteilung eine Korrelation der CCD-Pixel bewirken und somit Information enthalten. Abbildung 3.9 zeigt deutlich den Unterschied zwischen der berechneten Filterkurve und einem Gauss-Profil. Vielmehr gibt man bei Akusto-Optischen Spektrometer eine Auflösungsbandbreite B_{res} an, die durch

$$B_{res} = \frac{1}{P_{max}} \cdot \int_0^{\infty} P(f_{ZF}) df_{ZF} \quad (3.12)$$

definiert ist. Dabei ist P_{max} das Maximum der Filterkurve bei gegebener Frequenz.

Die Fluktuationsbandbreite wird mittels folgender Gleichung berechnet [28]:

$$B_{\text{fluc}} = \frac{\left(\int_0^{\infty} P(f_{ZF}) df_{ZF} \right)^2}{\int_0^{\infty} P^2(f_{ZF}) df_{ZF}} \quad (3.13)$$

Je größer die Fluktuationsbandbreite ist, desto geringer werden die Schwankungen. Allerdings bedeutet dies im Umkehrschluß eine Vergrößerung der Auflösungsbandbreite also ein Zunahme der Korrelation zwischen verschiedenen Frequenzkanälen. Deshalb versucht man bei der Justage eines Akusto-Optischen Spektrometers die Fluktuationsbandbreite zu minimieren.

Aus der Filterkurve in Abbildung 3.8(b) läßt sich die folgende Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite sowie die FWHM bei gegebener Pixelbreite von $B = 13 \mu\text{m}$ bestimmen zu:

$$\begin{aligned} B_{\text{res}} &= 19,1 \mu\text{m} (\hat{=} 2,39 \text{ MHz}) \\ \text{FWHM} &= 17,7 \mu\text{m} (\hat{=} 2,21 \text{ MHz}) \\ B_{\text{fluc}} &= 26,7 \mu\text{m} (\hat{=} 3,35 \text{ MHz}) . \end{aligned}$$

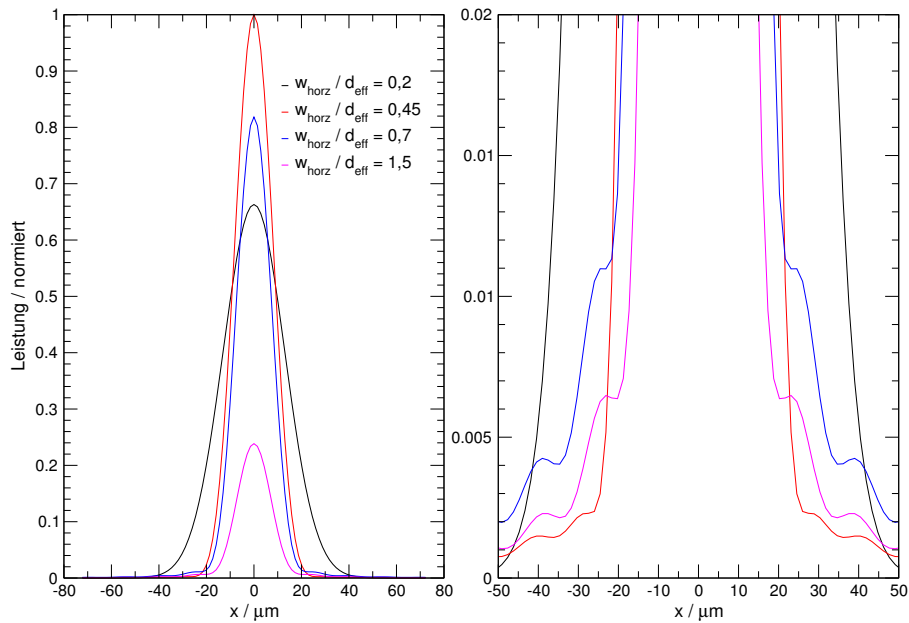
Die Werte in Klammern entsprechen einem Kanalabstand (nach Gl. 3.10) von $\gamma = 1,63 \text{ MHz}$.

Die Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite wird durch folgende Einflüsse bestimmt: Bei einer Unterausleuchtung der effektiven Apertur und bei Erhöhung der Nebenmaxima des Beugungsbildes werden die beiden Bandbreiten vergrößert. Der Effekt erhöhter Nebenmaxima entsteht entweder durch Abbildungsfehler der verwendeten optischen Komponenten oder durch eine Überausleuchtung der effektiven Apertur (siehe Abbildung 3.10(a)). Wobei letzteres von der Intensität des Laserlichts am Rande der effektiven Apertur der Bragg-Zelle abhängig ist. Aufgrund dessen ist es möglich, ähnlich wie bei der optimalen Position des Maximums der Laserintensität Gl. (3.8), einen optimalen horizontalen Radius $w_{\text{horz,opt}}$ (bei I/e^2) des Laserstrahls zu finden. Dabei sind jedoch nicht nur die Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite zu beachten, sondern auch die Gesamtleistung des gebeugten Lichts.

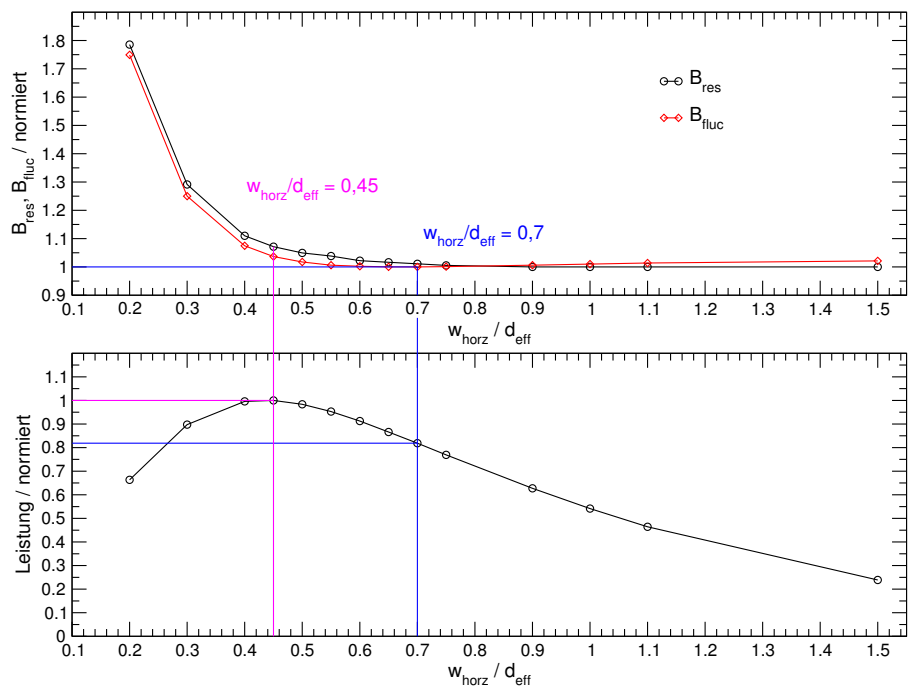
Trägt man den Verlauf der normierten Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite sowie der Leistung gegen den Quotienten $\kappa = w_{\text{horz}}/d_{\text{eff}}$ aus horizontalem Laserstrahlradius und effektiver Apertur auf (Abb. 3.10(b)), findet man ein Minimum der Fluktuationsbandbreite bei

$$\kappa = 0,7.$$

In der Abbildung 3.10(b) sind Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite auf das Minimum und die Leistung auf das Maximum normiert worden. Bei diesem Verhältnis ist die Leistung bereits ca. 20 % geringer als bei $\kappa = 0,45$, was aus der Abbildung 3.10(b) ebenfalls entnommen werden kann. Zudem ist ersichtlich, daß sich die Fluktuationsbandbreite in dem Bereich von $\kappa = 0,45$ bis 0,7 um 4 % und die Auflösungsbandbreite um ca. 8 % verändert. Dies bedeutet, daß man bei der



(a) Links: Filterkurven bei unterschiedlichem horizontalem Laserstrahlradius. Rechts: Nebenmaxima bei entsprechendem Verhältnis $\kappa = w_{\text{horz}}/d_{\text{eff}}$.



(b) Verlauf der normierten Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite sowie des Maximums der Leistungsverteilung bei unterschiedlichem Quotienten (κ) aus Laserstrahlradius und effektiver Apertur ($\tau_{\text{Apertur}} = 0,5 \mu\text{s}$).

Abbildung 3.10.: Bestimmung des optimalen Laserstrahlradius $w_{\text{horz,opt}}$ bei gegebener effektiver Apertur d_{eff} .

Justage des BAOS einen Kompromiß aus geringer Pixel-Korrelation, also kleiner Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite, und geringem Intensitätsverlust eingehen muß. Somit ist der optimale Laserstrahlradius kein einzelner Wert, sondern ein Wertebereich von

$$w_{\text{horz,opt}} = [0,45; 0,7] \cdot d_{\text{eff}}$$

der den Kompromiß beinhaltet.

3.4.2. Abbildungsfehler

Gleichung (3.9) berücksichtigt keinerlei Abbildungsfehler der optischen Komponenten. Solche Abbildungsfehler sind jedoch unvermeidlich und bewirken Phasenfrontfehler des Laserstrahls. Diese Phasenfrontfehler führen zu einer Erhöhung der Nebenmaxima der Beugungsfigur und somit zu einer Vergrößerung der Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite.

In der Modellrechnung kann der Phasenfrontfehler durch Legendre Polynom simuliert werden [11]:

$$L_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n, \quad n \in \mathbb{N}_0^+ \quad (3.14)$$

Das Legendre-Polynome als mathematische Beschreibung der Abbildungsfehler verwendet werden, ergibt sich aus folgenden Ansprüchen:

1. Die $L_n(x)$ bilden ein vollständig orthonormales Funktionensystem, so daß bei Ordnungen von $n > 2$ keine zusätzlichen Kugelwellenanteile erzeugt werden, die den Effekt einer Fokusverschiebung hätten.
2. Die $L_n(x)$ erzeugen keine zusätzlichen Gewichtungsfaktoren.
3. Die $L_n(x)$ weisen im Definitionsbereich von $x \in [-1; 1]$ keine Polstellen auf. Dabei ist

$$x = \frac{\xi - d/2}{d/2}.$$

Bei Berücksichtigung der Legendre-Polynome erweitert sich Gleichung (3.9) zu:

$$I(\tilde{x}, \tilde{y}, f_{ZF}) = \frac{1}{\lambda^2 \cdot F^2} \cdot \left| \int_0^{d_{\text{eff}}} \int_{-\infty}^{\infty} A_R(\xi, \eta, f_{ZF}) \cdot \exp[-ik\beta(AL_4(\xi) + BL_6(\xi))] \cdot \exp\left[-jk\left(\frac{\tilde{x}}{F}\xi + \frac{\tilde{y}}{F}\eta\right)\right] d\xi d\eta \right|^2. \quad (3.15)$$

Die Größen haben folgende Bedeutung:

$\beta \hat{=}$ Phasenfrontfehler in Einheiten der Wellenlänge

$L_4(\xi)$ und $L_6(\xi) \hat{=}$ vierte und sechste Ordnungen der Legendre-Polynome

A und $B \hat{=}$ Gewichtungsfaktoren bei der Linearkombination

Der Beugungsrechnung liegen nur gerade Ordnungen (L_4 und L_6) der Legendre-Polynome zu Grunde, da ungerade Ordnungen zu horizontalen Verschiebungen des Beugungsbildes führen, die in der Praxis durch die Justage ausgeglichen werden.

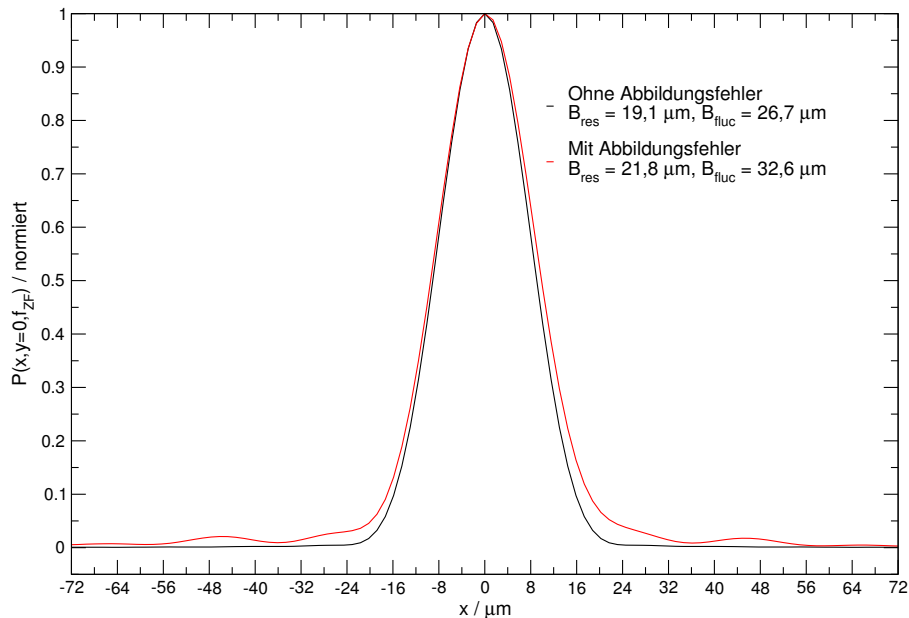


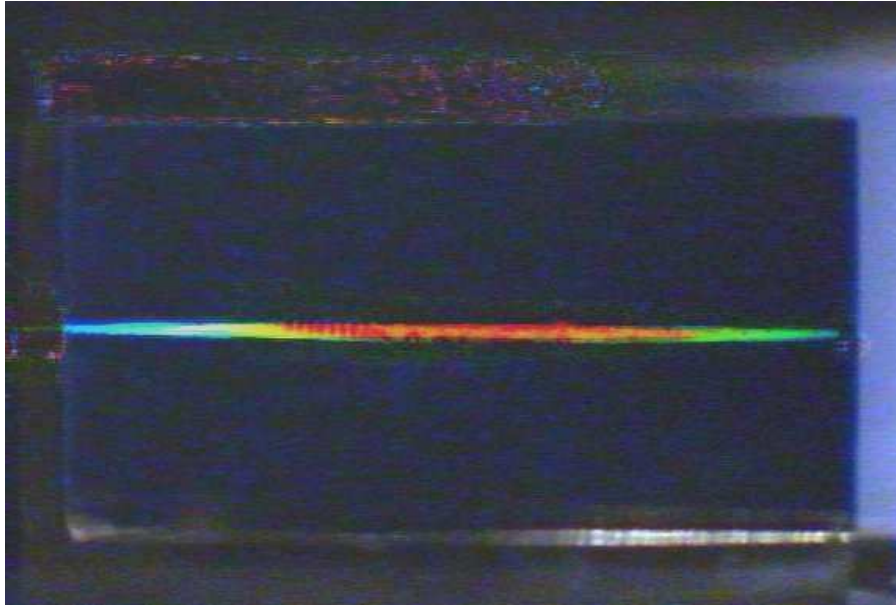
Abbildung 3.11.: Berechnete Filterkurve ohne Abbildungsfehler (schwarz) und mit Abbildungsfehler (rot) nach Gl. (3.15) und Gl. (3.11).

Die unter Berücksichtigung von Abbildungsfehler nach Gleichung (3.15) und Gleichung (3.11) sowie der Parameter in Tabelle 3.3 berechnete Filterkurve, wird in Abbildung 3.11 mit der Filterkurve aus Abbildung 3.8(b) verglichen. Bei Abbildungsfehlern ist eine deutliche Verbreiterung im oberen Teil der Filterkurve und eine Erhöhung der Nebenmaxima erkennbar. Ein Vergleich zwischen einer gemessenen Filterkurven und einer berechneten Filterkurve findet sich in Abschnitt 4.4.

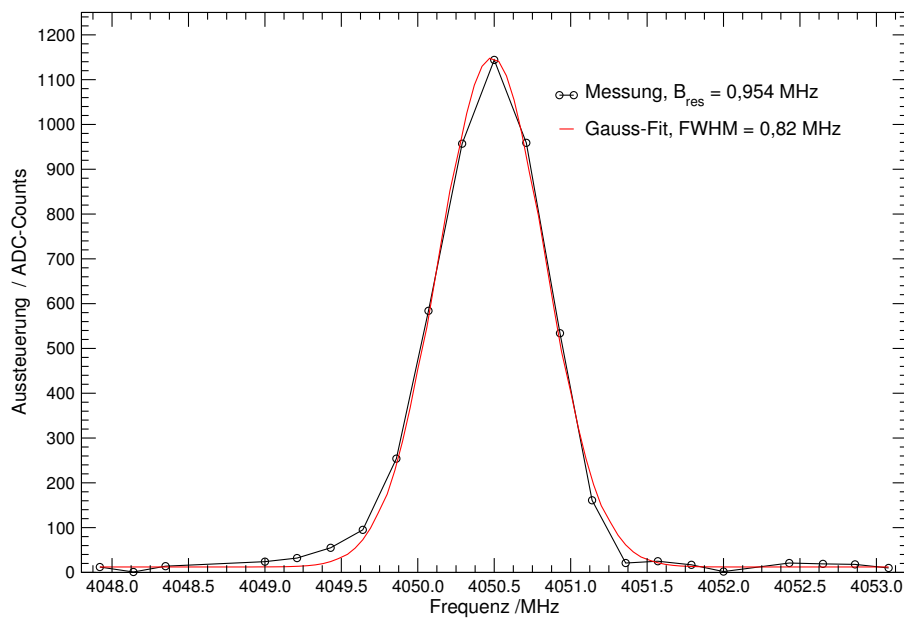
3.5. Untersuchung des Auflösungsvermögens der Rutil Bragg-Zelle

Die in Abschnitt 2.2.2 angegebene Anzahl an auflösbaren Punkten $N = 1500$ beruht auf einer Aperturzeit von $\tau_{\text{Apertur}} = 0,5 \mu\text{s}$. Diese Werte sind von BAE-Systems spezifiziert und verifiziert worden und haben das Ziel eine maximale Beugungseffizienz über die Bandbreite von $\Delta f = 3 \text{ GHz}$ herzustellen. Die Frage ist, ob die Auflösung von $\delta f = 2 \text{ MHz}$ das Maximum darstellt oder ob die Rutil Bragg-Zelle eine höhere Auflösung, bei akzeptabler Beugungseffizienz, bereitstellen kann.

Die Aufnahme eines Schlierenbildes, wie es in Abbildung 3.12(a) dargestellt ist, deutet an, daß die Aperturzeit größer ist als die spezifizierte Zeit von $\tau_{\text{Apertur}} = 0,5 \mu\text{s}$, da die Ultraschallwelle den gesamten Kristall durchläuft. Für die Aufnahme



(a) Schlierenbild bei Verwendung einer Zylinderlinse vor der Bragg-Zelle und horizontaler Strahlaufweitung auf die gesamte Länge des Kristalls (Aufbau siehe Abb. 3.3). Die Farbverläufe haben keine Bedeutung hinsichtlich einer Intensitätsverteilung. Die Farbverläufe entstehen weil zwei Bilder, einmal mit Schallwelle und einmal ohne Schallwelle voneinander subtrahiert wurden. Dies unterdrückt Streulicht und macht die Schallwelle besser sichtbar.



(b) Antwortfunktion der Rutil Bragg-Zelle bei Verwendung einer Abbildungsoptik mit $F = 400$ mm Brennweite. Die Auflösungsbandbreite liegt bei $B_{\text{res}} \approx 0,954$ MHz, $\text{FWHM} \approx 0,82$ MHz.

Abbildung 3.12.: In (a): Schlierenbild zur Auflösungsuntersuchung. In (b): Antwortfunktion der Rutil Bragg-Zelle.

ist eine Zylinderlinse mit $F = 60$ mm Brennweite verwendet worden und der Laserstrahl in der Horizontalen mittels der Prismen auf die gesamte Länge des Kristalls (≈ 7 mm) aufgeweitet worden. Das Schlierenbild gibt natürlich keine Aussage über die Intensität des gebeugten Laserlichts und wie die Abbildung 3.10(b) zeigt bewirkt ein zu großer horizontaler Laserstrahlradius eine deutliche Verringerung der Intensität des gebeugten Lichts.

Eine exakte Bestimmung des Auflösungsvermögens erfolgt mittels einer $F = 400$ mm Abbildungsoptik. Dabei wurde das CCD entsprechend in den Fokus der Abbildungsoptik gestellt und die Rutil Bragg-Zelle, wie oben bereits erwähnt, in der Horizontalen vollständig ausgeleuchtet. Nach Gl. (3.10) ergibt sich ein Kanalabstand von $\gamma \approx 200$ kHz bei dieser Brennweite. Die Antwortfunktion $P(f_{ZF})$ ist in Abbildung 3.12(b) zu finden.

Der gemessene Kanalabstand beträgt $\gamma_{\text{Messung}} \approx 234$ kHz, die volle Halbwertsbreite hat einen Wert von $\text{FWHM} \approx 0,82$ MHz und die Auflösungsbandbreite bestimmt sich nach Gl. (3.12) zu $B_{\text{res}} \approx 0,954$ MHz. Das heißt, die Anzahl auflösbarer Punkte ist in etwa doppelt so groß wie spezifiziert und die sich daraus ergebende Aperturzeit beträgt

$$\tau_{\text{Apertur,gemessen}} \approx 1 \mu\text{s}.$$

In der Praxis ist eine Abbildungsoptik mit einer Brennweite von $F = 400$ mm für den Einsatz im BAOS nicht geeignet, da die damit verbundenen Anforderungen an das CCD (bei $\gamma \approx 200$ kHz würde ein CCD mit 15000 Pixeln und $13 \mu\text{m}$ Pixelbreite benötigt) nicht zu erfüllen sind. Allerdings ist die Verifizierung des höheren Auflösungsvermögens eine wichtige Voraussetzung hinsichtlich einer Weiterentwicklung des BAOS (Abschnitt 6.1).

3.6. Konsequenzen der Auflösungsuntersuchung

Das Ergebnis der Auflösungsuntersuchung des vorangegangenen Abschnitts findet Anwendung im Prototypen-Aufbau des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers. Das heißt, die vergrößerte effektive Apertur und die sich daraus ergebende höhere Auflösung der Rutil Bragg-Zelle wird in den Modellrechnungen berücksichtigt und in diesem Abschnitt vorgestellt. Idealerweise sollten sich mittels der Beugungsrechnung die Verhältnisse im BAOS theoretisch beschreiben lassen.

Da die Parameter in Tabelle 3.3, die dem Modell im Abschnitt 3.4 zu Grunde lagen, sich nun ändern, wird zunächst die optimale Position s_{opt} (vgl. Abschnitt 3.2.3, Gl. (3.8)) des Maximums der Laserintensität und der optimale horizontalen Laserstrahlradius $w_{\text{horz,opt}}$ (vgl. Abschnitt 3.4.1, Abb. 3.10(b)) bestimmt. Dazu wird, wie bereits in Abschnitt 3.4.1 durchgeführt, für verschiedene Verhältnisse $\kappa = w_{\text{horz}}/d_{\text{eff}}$ die Intensitätsverteilung nach Gleichung (3.9) bestimmt und die Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite sowie das Maximum der Intensität gegen das Verhältnis κ aufgetragen.

Parameter	Wert
d_{eff}	3271 μm ($\tau_{\text{Apertur}} = 1 \mu\text{s}$)
w_{S_0}	30 μm
w_{η}	26,62 μm
R_{η}	∞ (ebene Phasenfronten)
F	52000 μm
f_{ZF}	4,9 GHz

Tabelle 3.4.: Parameter zur Bestimmung des optimalen horizontalen Laserstrahlradius.

Für die in Tabelle 3.4 angegebenen Parameter findet man, im Gegensatz zur Berechnung in Abschnitt 3.4.1, einen kleineren Wertebereich für den optimalen horizontalen Laserstrahlradius (Abb. 3.13) von:

$$w_{\text{horz,opt}} = [0,4; 0,5] \cdot d_{\text{eff}}.$$

In diesem Fall ist es durchaus angebracht von einem optimalen horizontalem Laserstrahlradius zu sprechen. Bei einem Verhältnis von $\kappa = 0,4$ ist die Intensität des gebeugten Laserlichts maximal und die Fluktuationsbandbreite nur ca. 1 % größer als bei $\kappa = 0,5$. Das heißt der optimale Laserstrahlradius (bei $1/e^2$) hat einen Wert von

$$w_{\text{horz,opt}} = 0,4 \cdot d_{\text{eff}} \approx 1309 \mu\text{m}.$$

Der zu diesem Laserstrahlradius optimale Abstand s_{opt} (Gl. (3.8)) variiert mit der Frequenz des ZF-Signals, so daß sich für die Mittenfrequenz $f_M = 4,9$ GHz und für die beiden Bandenden $f_L = 3,4$ GHz bzw. $f_U = 6,4$ GHz unterschiedliche Distanzen zwischen Maximum der Laserintensität und Transducer ergeben.

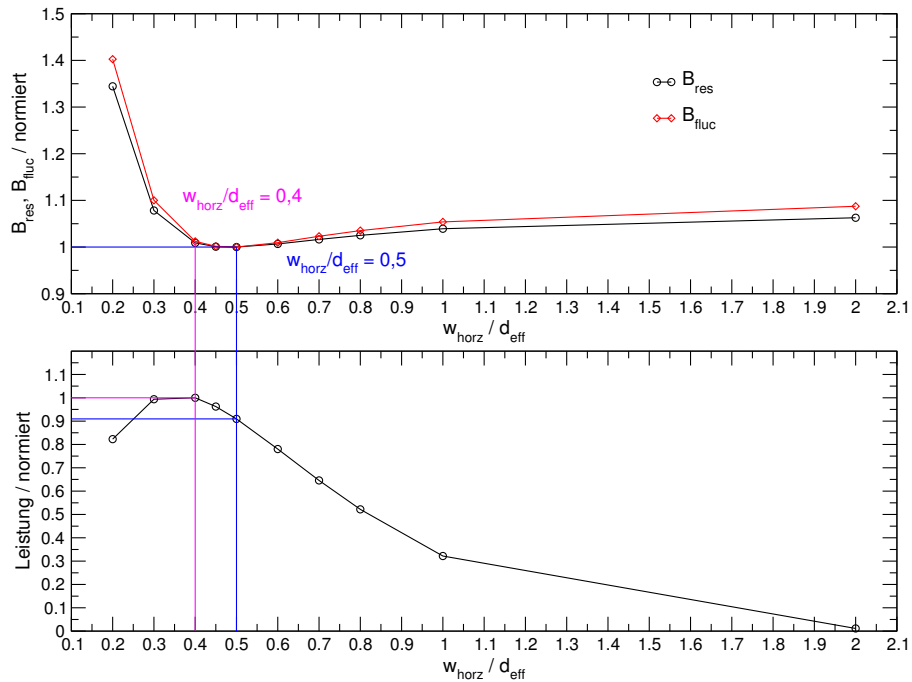


Abbildung 3.13.: Verlauf der normierten Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite sowie des Maximums der Leistungsverteilung bei unterschiedlichem Quotienten κ . Die Aperturzeit beträgt hier $\tau_{\text{Apertur}} = 1 \mu\text{s}$.

Frequenz / GHz	$s_{\text{opt}} / \mu\text{m}$
3,4 GHz	≈ 1941
4,9 GHz	≈ 1990
6,4 GHz	≈ 2059

Tabelle 3.5.: Optimale Abstände des Lasermaximums vom Transducer bei unterschiedlichen Frequenzen.

In Tabelle 3.5 sind die verschiedenen Distanzen zusammengefaßt. Die Unterschiede zwischen den Distanzen bei den verschiedenen Frequenzen sind deutlich größer als bei der Berechnung in Abschnitt 3.2.3. Dies ist mit der verdoppelten Apertur und dem damit vergrößerten Radius der Schallwelle w_S (Gl. (3.3)) erklärbar, der in die Berechnung der Ausleuchtungsfunktion A_R (Gl. (3.7)) eingeht. In der Praxis wird der Abstand für die Mittenfrequenz von $f_M = 4,9 \text{ GHz}$ des BAOS justiert.

Mittels der Ergebnisse der vorangegangenen Untersuchung, die in Tabelle 3.6 zusammengefaßt sind, läßt sich die letztendlich erwartete Beugungsfigur in horizontaler Richtung und vertikaler Richtung berechnen. Der horizontale Schnitt (Links in Abb. 3.14) ergibt die Filterkurve, die die Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite bestimmt und über den vertikalen Schnitt (Rechts in Abb. 3.14) wird die Effizienz definiert. Aus der Rechnung ergibt sich eine theoretisch erwartete Auflösungs- und

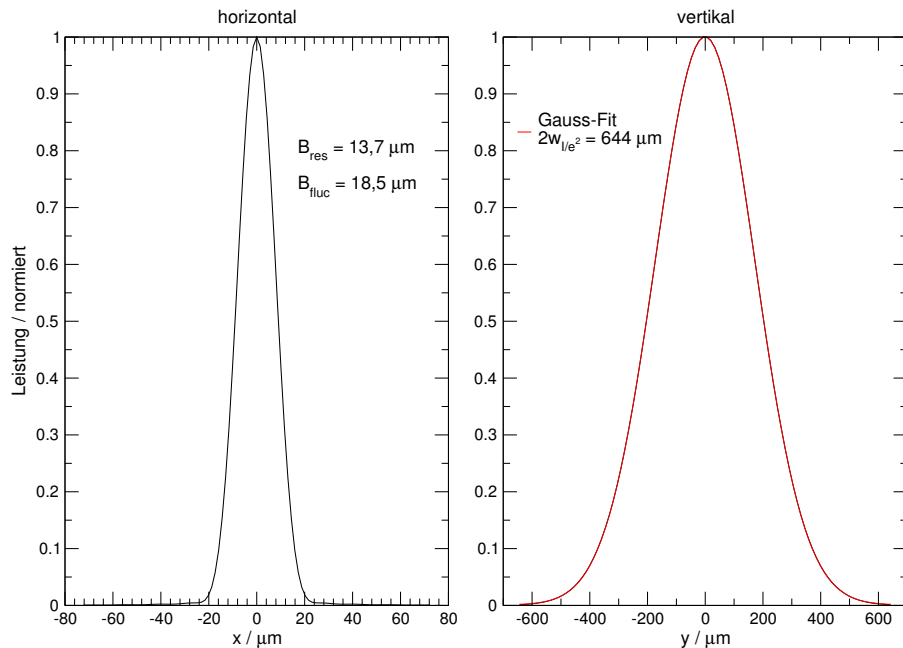


Abbildung 3.14.: Erwartete Leistungsverteilung (bei Integration von Gl. (3.16) in x- und y-Richtung) des BAOS in horizontaler und vertikaler Richtung bei Berechnung mit den Parametern in Tab. 3.6.

Fluktuationsbandbreite, bei einem Kanalabstand von $\gamma = 1,63$ MHz, von:

$$B_{\text{res}} \approx 1,72 \text{ MHz}$$

$$B_{\text{fluc}} \approx 2,32 \text{ MHz}.$$

Dabei ist zu beachten, daß in diesem Modell von idealen optischen Komponenten ausgegangen wird, die keinerlei Abbildungsfehler (siehe Abschnitt 3.4.2) und somit weder eine Erhöhung der Nebenmaxima noch eine Verbreiterung der Filterkurve verursachen. Ersichtlich wird dies im linken Teil der Abbildung 3.14. Es sind kaum Nebenmaxima durch die Beugung des Laserstrahls an der Schallwellen-Apertur sichtbar. Dies wird nicht der Realität entsprechen, somit sind die obigen Werte eine untere Grenze dessen, was man vom BAOS erwarten kann. Hinzu kommt eine mögliche Fehljustage, wie z. B. keine optimale Distanz Lasermaximum – Transducer, zu groß oder zu kleiner horizontaler Laserstrahlradius, die eine Verbreiterung der Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite zur Folge hat.

Die hier gewonnenen Erkenntnisse unterscheiden sich von denen, die in früheren Arbeiten ermittelt wurden [24]. Damals wurde die Beugungsrechnung ausschließlich in der horizontalen Richtung betrachtet und die Schallwelle nur durch den Dämpfungsverlauf charakterisiert. Bei dieser Art der Berechnung wurde das Verhältnis $\kappa_{1\text{-dim.}}$ des Laserstrahlradius zur effektiven Apertur zu

$$\kappa_{1\text{-dim.}} \approx 0,673$$

bestimmt. Dieser Wert unterscheidet sich deutlich von dem Wert $\kappa = 0,4$, wie er in dieser Arbeit ermittelt wurde. Die Konsequenz der Weiterentwicklung der Beu-

Parameter	Wert
d_{eff}	3271 μm ($\tau_{\text{Apertur}} = 1 \mu\text{s}$)
w_{S_0}	30 μm
w_{ξ}	1309 μm
w_{η}	26,62 μm
s_{opt}	1990 μm
R_{η}	∞ (ebene Phasenfronten)
F	52000 μm
γ	$\approx 1,63$ MHz
f_{ZF}	4,9 GHz

Tabelle 3.6.: Verwendete Parameter zur Bestimmung des erwarteten Beugungsbildes des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers.

gungsrechnung in einer zweidimensionalen Betrachtung ist eine Verbesserung der Leistungsfähigkeit dieses Spektrometertyps hinsichtlich Auflösung und Effizienz, wie sich im folgenden Abschnitt zeigt.

3.6.1. Intensitätssteigerung durch vertikale Fokussierung

Aus dem rechten Diagramm der Abbildung 3.14 läßt sich der vertikale Laserstrahldurchmesser (bei $1/e^2$) an der Position des CCD zu

$$D_{1/e^2} = 2w_{1/e^2} = 644 \mu\text{m}$$

ermitteln. Somit ist D_{1/e^2} ca. 25mal größer als die Höhe des CCD-Pixels ($H = 26 \mu\text{m}$). Das heißt, ein Großteil der Intensität des gebeugten Laserlichts wird nicht auf das CCD abgebildet und steht somit der Erzeugung von Photoelektronen nicht zur Verfügung. Da die Rutil Bragg-Zelle nur eine geringe Beugungseffizienz von $\eta_d \approx 2,3 \text{ \%}/W$ (Tab. 2.3) aufweist, muß der Verlust durch die Überausleuchtung der CCD-Pixel reduziert werden. Praktisch wird das gebeugte Licht mittels einer zusätzlichen Zylinderlinse hinter der Bragg-Zelle in der Vertikalen auf das CCD fokussiert (siehe Abschnitt 3.6.2). Um eine optimale Fokussierung in der numerischen Berechnung von Gl. (3.9) und Gl. (3.11) zu berücksichtigen, wird in der Vertikalen eine Eins-zu-Eins Abbildung angenommen.

Für Gl. (3.9) folgt dann bei ebenen Phasenfronten ohne Berücksichtigung von Abbildungsfehlern:

$$I(\tilde{x}, \tilde{y}, f_{ZF}) = \frac{1}{\lambda \cdot F} \cdot \left| \int_0^{d_{\text{eff}}} \int_{-\infty}^{\infty} A_R(\xi, \eta, f_{ZF}) \cdot \delta(\tilde{y} + \eta) \cdot \exp \left[-jk \left(\frac{\tilde{x}}{F} \xi \right) \right] d\xi d\eta \right|^2. \quad (3.16)$$

In der Beugungsrechnung wird die Eins-zu-Eins Abbildung der Schallwelle auf die Fokalebene mittels der Delta-Funktion $\delta(\tilde{y} + \eta)$ berücksichtigt. Somit braucht

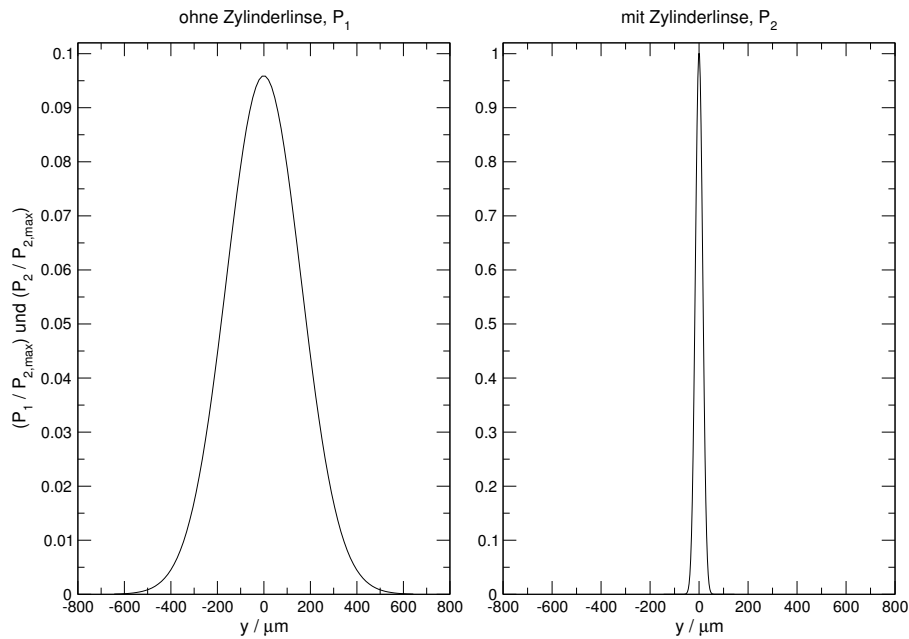


Abbildung 3.15.: Berechnete vertikale Leistungsverteilung mit und ohne Zylinderlinse. Das Diagramm auf der rechten Seite zeigt den optimalen Fall bei einer Eins-zu-Eins Abbildung des gebeugten Laserlichts in der Vertikalen.

die Fouriertransformation in \tilde{y} -Richtung nicht mehr ausgeführt zu werden und der Normierungsfaktor von $1/(\lambda^2 \cdot F^2)$ in Gleichung (3.9) ändert sich in dieser Gleichung (3.16) zu $1/(\lambda \cdot F)$.

Zum Vergleich sind die vertikalen Leistungsverteilungen bei Rechnung mit und ohne Zylinderlinse in Abbildung 3.15 dargestellt. Der Leistungsunterschied bei Verwendung einer Zylinderlinse (P_2) im Vergleich zur Beugungsrechnung ohne Zylinderlinse (P_1) berechnet sich zu

$$\Delta P = 10 \log \left(\frac{P_{2,\max}}{P_{1,\max}} \right) \quad (3.17)$$

$$\approx 10 \text{ dB} .$$

Der vertikale Durchmesser (bei $1/e^2$) bei Verwendung der Zylinderlinse reduziert sich von $\approx 644 \mu\text{m}$ auf

$$D_{1/e^2,1\text{-zu-1}} = 59 \mu\text{m} .$$

Dieser Wert wird im Prototyp des BAOS nicht erreicht, da hier die Zylinderlinse nach der Bragg-Zelle eine Brennweite von $F = 60 \text{ mm}$ hat. Dies liegt in dem Umstand begründet, daß eine hohe mechanische Festigkeit des optischen Aufbaus mit dem kleinen vertikalen Laserstrahlradius $D_{1/e^2,1\text{-zu-1}}$ einhergehen müßte. Insbesondere müßte der Aufbau unempfindlich gegen thermische Schwankungen sein, um Instabilitäten im BAOS zu vermeiden (Kapitel 5). Dies ist im Prototypen-Aufbau nicht gegeben.

Somit ist eine gewisse Überausleuchtung der CCD-Pixel (Pixel-Höhe $26 \mu\text{m}$) zu verzeichnen, dessen Auswirkung im Abschnitt 3.7 untersucht wird (der vertikale

Durchmesser des Laserstrahls bei einer Zylinderlinsen-Brennweite von $F = 60 \text{ mm}$ berechnet sich zu $D_{1/e^2}(F = 60 \text{ mm}) \approx 120 \text{ } \mu\text{m}$. Zunächst wird im folgenden Abschnitt die Berechnung des realen vertikalen Strahldurchmessers bei Verwendung einer Zylinderlinse mit $F = 60 \text{ mm}$ Brennweite mit Hilfe Gauss'scher Optik und ABCD-Matrizen aufgezeigt [34]. Daran anschließend folgt eine Effizienzbeurteilung des optischen Aufbaus (Abschnitt 3.7).

3.6.2. Zylinderlinse nach der Bragg-Zelle

Wie in dem vorherigen Abschnitt bereits angemerkt, wird der sich aus der Modellrechnung ergebende vertikale Durchmesser von $D_{1/e^2} = 59 \text{ } \mu\text{m}$ in der Praxis nicht erreicht, da keine Eins-zu-Eins Abbildung vorliegt. Ein solch kleiner Laserstrahldurchmesser stellt eine hohe Anforderung an die mechanische Stabilität des optischen Aufbaus, die in dem Prototypen-Aufbau nicht realisiert werden konnten, grundsätzlich aber bei einer Weiterentwicklung des BAOS erreichbar ist. Deshalb ist, auf Kosten der Effizienz (siehe Abschnitt 3.7), eine vertikale Überausleuchtung der CCD-Pixel im Design des BAOS vorgesehen.

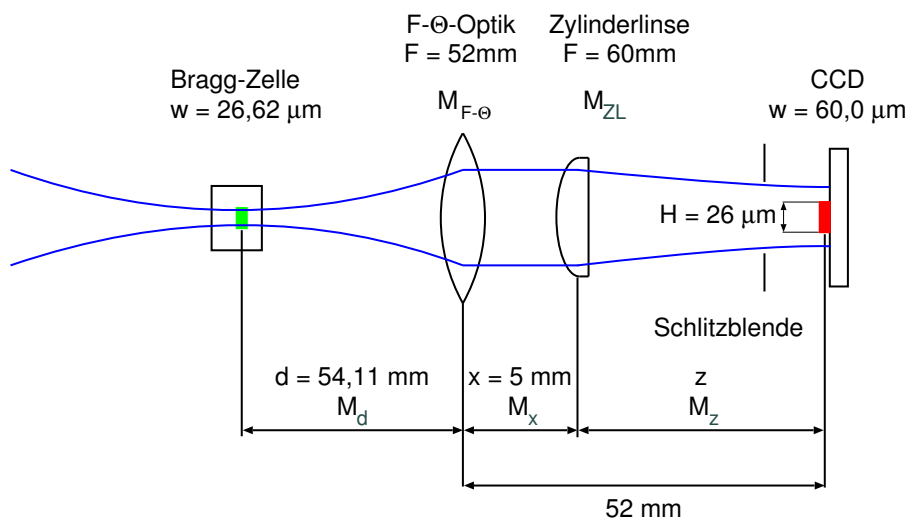


Abbildung 3.16.: Vertikaler Strahlengang nach der Rutil Bragg-Zelle. Die jeweilige Abbildungsmatrix ist mit eingetragen.

Für die Berechnung des vertikalen Laserstrahlradius werden folgende ABCD-Matrizen

verwendet:

$$M_d = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

$$M_{F-\Theta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F_{F-\Theta}} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

$$M_x = \begin{pmatrix} 1 & x \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.20)$$

$$M_{ZL} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F_{ZL}} & 1 \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

$$M_z = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

$$M_{\text{tot}} = M_z \cdot M_{ZL} \cdot M_d \cdot M_{F-\Theta} \cdot M_d \quad (3.23)$$

Somit ergibt sich für den vertikalen Laserstrahlradius an der Position des CCDs, mittels des ABCD-Gesetzes und den entsprechenden Größen aus Abbildung 3.16 ein Wert von

$$w(\text{CCD}) \approx 60 \mu\text{m} \Rightarrow D_{1/e^2} \approx 120 \mu\text{m}.$$

Dies entspricht einer ca. fünffachen Überausleuchtung des CCD-Pixels und einer Bewegungstoleranz in vertikaler Richtung von $\pm 47 \mu\text{m}$.

Der Verlust an Laserleistung bei realem Laserstrahlradius $w_r = 60 \mu\text{m}$ und dem Laserstrahlradius, der sich aus dem Beugungsmodell ergibt, $w_{\text{BM}} = 29,5 \mu\text{m}$, berechnet sich mit

$$\begin{aligned} \Delta P_{\text{Überausleuchtung}} &= 10 \cdot \log \left(\frac{P_{\text{BM}}}{P_r} \right) \quad (3.24) \\ &= \left(\frac{\left(\frac{2}{\sqrt{2\pi} w_{\text{BM}}} \right) \cdot \int_{-H/2}^{H/2} \exp \left[-2 \frac{y^2}{w_{\text{BM}}^2} \right] dy}{\left(\frac{2}{\sqrt{2\pi} w_r} \right) \cdot \int_{-H/2}^{H/2} \exp \left[-2 \frac{y^2}{w_r^2} \right] dy} \right) \end{aligned}$$

zu

$$\Delta P_{\text{Überausleuchtung}} \approx -2,7 \text{ dB}.$$

Dabei ist $H = 26 \mu\text{m}$ die Höhe des CCD-Pixels.

3.7. Effizienz des optischen Aufbaus

Die Effizienz eines Akusto-Optischen Spektrometers definiert sich durch die Leistung des ZF-Signals P_{Sat} bei festgesetzter Leistung des Laserlichts, die benötigt wird, um alle CCD-Pixel im definierten CCD-Auslesezyklus ($\delta_{\text{CCD}} = 0,01 \text{ s}$) zu sättigen.

Zur Berechnung der Effizienz des optischen Aufbaus wird zunächst die Beugungseffizienz der akusto-optischen Wechselwirkung (Abschnitt 2.2.1) skaliert auf die Modellrechnung (Gleichung (3.16)) mit Zylinderlinse. Dazu wird mit den von BAE-Systems bei der experimentellen Untersuchung der Rutil Bragg-Zelle verwendeten Strahlparameter (Tab. 3.3) und der im Testaufbau (Abschnitt 2.2.2) verwendeten Abbildungsoptik mit einer Brennweite von $F = 50$ mm die Fläche des Beugungsintegrals nach Gl. (3.9) berechnet. Des Weiteren wird die Fläche des Beugungsintegrals bei Berücksichtigung der Zylinderlinse und den Parametern aus Tabelle 3.6 berechnet und der Quotient aus den beiden Flächen mit der von BAE-Systems gemessenen Beugungseffizienz $\eta_d = 2,3$ %/W (Tab. 2.3) multipliziert. Für die skalierte Beugungseffizienz $\eta_{d,skal}$ ergibt sich ein Wert von

$$\eta_{d,skal} \approx 1 \text{ \%}/W. \quad (3.25)$$

Weiterhin ist es notwendig die reale Leistung des Laserlichts vor der Eintrittsfläche der Bragg-Zelle zu kennen. Dazu werden die Verluste der Laserleistung in den verwendeten optischen Komponenten vor der Bragg-Zelle bestimmt (Tab. 3.7).

Komponente	Verlust / dB
Prismen	$\approx 1,4$ dB
Polfilter	$\approx 1,6$ dB

Tabelle 3.7.: Verlust an Laserleistung in den optischen Komponenten vor der Bragg-Zelle.

Die Leistung am Ausgang des OPS-Lasers beträgt ≈ 52 mW und aufgrund des Gesamtverlusts von ≈ 3 dB verbleiben somit $P_{\text{Laser,eff}} \approx 26$ mW Laserleistung am Eingang der Bragg-Zelle.

Der Quotient β_{Pixel} aus Maximum der Beugungsfigur ($P_{\text{max,Modell}} = 3,164 \cdot 10^{-3}$, Abb. 3.17) und Fläche des Beugungsbildes ($P_{\text{tot,Modell}} = 4,77 \cdot 10^{-3}$) bestimmt das Verhältnis der Leistung die ein Pixel einsammelt im Verhältnis zur Gesamtleistung der Beugungsfigur:

$$\beta_{\text{Pixel}} = 0,6634.$$

Somit erhält man eine quantitative Aussage darüber, zu welchem Anteil die Leistung des einfallenden Laserlichts in Abhängigkeit der Leistung des angelegten ZF-Signals gebeugt wird:

$$\begin{aligned} p_d &= \beta_{\text{Pixel}} \cdot \eta_{d,skal} \cdot P_{\text{Laser}} \\ &\approx 1,722 \cdot 10^{-4} \end{aligned} \quad (3.26)$$

Da aufgrund der Überausleuchtung der CCD-Pixel noch ein Teil des gebeugten Laserlichts nicht zur Erzeugung von Photoelektronen zur Verfügung steht, muß diesem Verlust noch Rechnung getragen werden durch Gleichung (3.24), so daß Gleichung (3.26) ergänzt wird zu:

$$\begin{aligned} p_{d,real} &= p_d \cdot \Delta P_{\text{Überausleuchtung}} \\ &\approx 9,283 \cdot 10^{-5} \end{aligned} \quad (3.27)$$

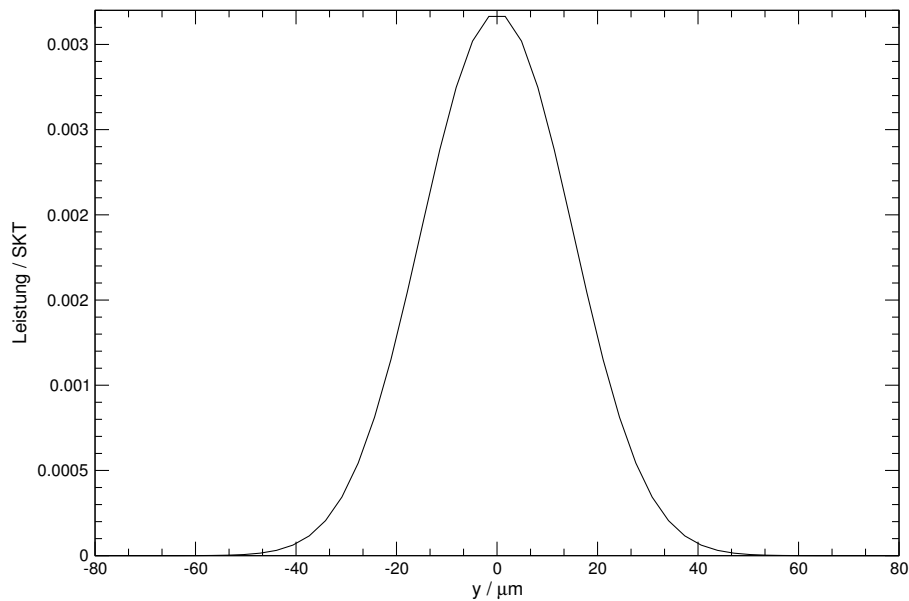


Abbildung 3.17.: Vertikales Beugungsbild bei Berechnung des Beugungsbildes mit den Parametern in Tab. 3.6.

Mittels der Photonenleistung

$$P_{\text{Photon}} = \frac{h \cdot c}{\delta_{\text{CCD}} \cdot \lambda} = 4,1 \cdot 10^{-17} \text{ W}$$

$h \hat{=}$ Plancksches Wirkungsquantum

$c \hat{=}$ Lichtgeschwindigkeit,

die benötigt wird, um bei einem CCD-Auslesezyklus (δ_{CCD}) und bei gegebener Quanteneffizienz des CCDs von

$$QE \approx 0,7$$

die maximale Anzahl an Photoelektronen von $N_{e^-} = 2,1 \cdot 10^6$ (Abschnitt 4.7.1) zu erzeugen, ergibt sich letztendlich für die Leistung des ZF-Signals zur Sättigung eines CCD-Pixel folgende Gleichung:

$$P_{\text{Sat,Pixel}} = \frac{N_{e^-} \cdot P_{\text{Photon}}}{p_{d,\text{real}} \cdot QE} \quad (3.28)$$

$$\approx -28,8 \text{ dBm}$$

Diese Sättigungsleistung pro CCD-Pixel ist vergleichbar mit den Werten des Wideband Spectrometers der HERSCHEL/HIFI (siehe Kapitel 1). Bei diesem Ergebnis ist allerdings zu beachten, daß keinerlei Verluste in den optischen Komponenten nach der Bragg-Zelle und durch die Bragg-Zelle selber berücksichtigt worden sind. Zudem wird von gleicher Beugungseffizienz über die gesamte Bandbreite ausgegangen. In der Praxis wird dies nicht korrekt sein. Der von BAE-Systems bestimmte Maximalwert der Beugungseffizienz von $\eta = 2,3 \text{ \%}/\text{W}$ wird über die gesamte Bandbreite variieren.

Im nachfolgenden Kapitel werden die gemessenen Kenndaten des Prototypen des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers vorgestellt, dessen Aufbau sich aus den Ergebnissen dieses Kapitels ergibt.

4. Kenndaten des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers

In Abbildung 4.1 ist der Prototyp des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS) mit angedeutetem Strahlengang dargestellt.

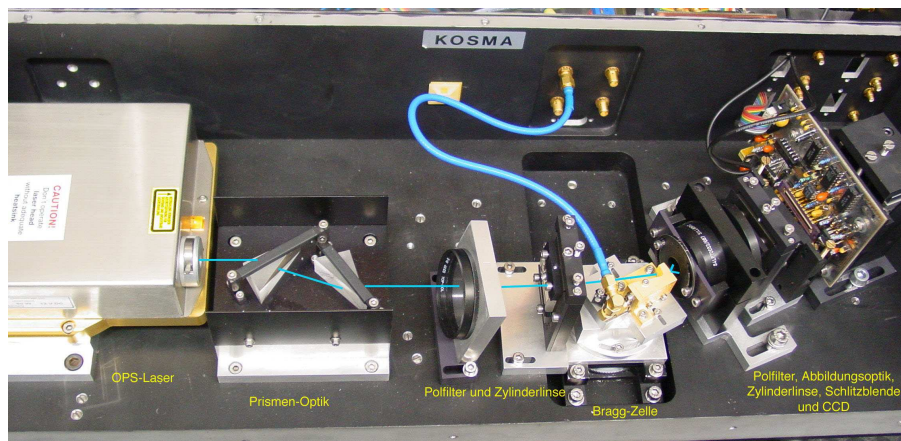


Abbildung 4.1.: Prototypen-Aufbau des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS).

Am linken Bildrand befindet sich der OPS-Laser, dann folgt die Prismenoptik, der Polfilter und die Zylinderlinse. Diese optischen Komponenten erzeugen die Laserstrahlradien (siehe Abb. 3.2) und den Polarisationswinkel (siehe Abb. 2.5) zur optimalen Bragg-Beugung. Nach der Bragg-Zelle fokussiert die telezentrische F- Θ -Optik in der Horizontalen und eine Zylinderlinse in der Vertikalen das gebeugte Licht auf das CCD. Zur Streulichtunterdrückung ist ein zweiter Polfilter vor der F- Θ -Optik und eine Schlitzblende vor dem CCD angebracht. In diesem Foto nicht sichtbar ist eine weitere Blende vor der Bragg-Zelle zur Streulichtunterdrückung. Sie wird verdeckt durch das blaue Koaxialkabel.

Während der Justage des BAOS hat sich gezeigt, daß die von BAE-Systems bestimmte Bandbreite von $f_L = 3,5$ GHz bis $f_U = 6,5$ GHz im BAOS nicht die optimalen Werte für Bandpaßvariation, Auflösung, Effizienz, etc. liefert. Der optimale Frequenzbereich liegt bei $f_L = 3,4$ GHz bis $f_U = 6,4$ GHz. Die gemessenen Kenndaten des Prototypen-BAOS werden in nachfolgenden Abschnitten vorgestellt. Eine Zusammenfassung der Kenndaten findet sich in Tabelle 6.1.

4.1. Bandpaß

Der Bandpaß, dargestellt in Abbildung 4.2, des BAOS wird mit Hilfe eines Synthesizers gemessen.

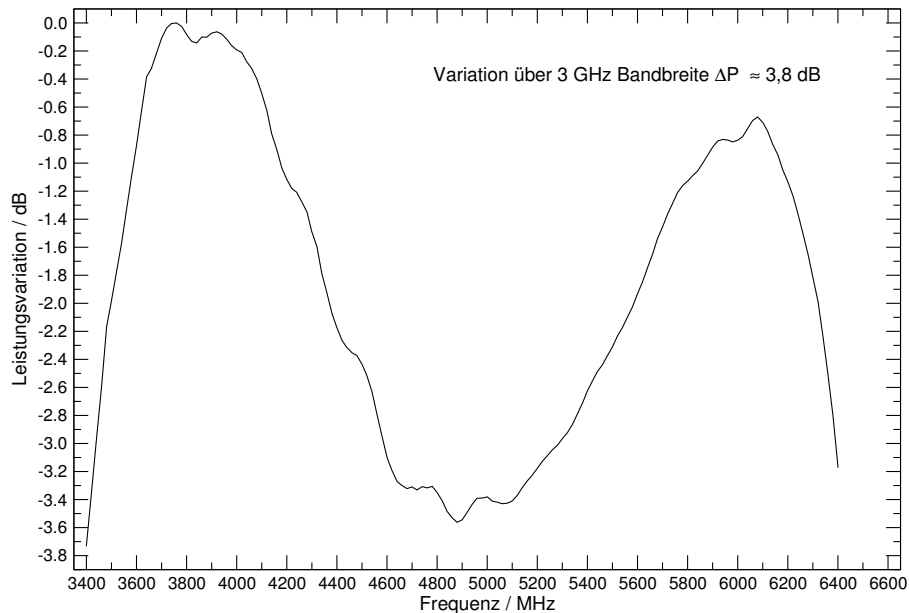


Abbildung 4.2.: Bandpaß des BAOS. Die Leistungsvariation beträgt ca. 3,8 dB und kann sehr einfach mittels eines ZF-Equalizers geglättet werden. Die notwendige ZF-Leistung zur Sättigung aller CCD-Pixel beträgt ≈ 25 mW (siehe auch Abschnitt 4.2).

Dabei wird ein ZF-Signal einer Frequenz (ein Träger) kontinuierlich in einer vorgegebenen Schrittweite verändert und die Antwortfunktion des BAOS gemessen. Es ist auffällig, dass die Variation etwas (≈ 1 dB) über der gemessenen Variation von BAE-Systemen liegt (siehe Abb. 2.12(b)). Die Gründe hierfür sind:

1. Eine im Vergleich zur Messung bei BAE-Systemen (Abschnitt 2.2.2) veränderte Ausleuchtung der Bragg-Zelle (Abschnitt 3.6)
2. Eine Abbildung des gebeugten Lichts auf ein CCD anstatt auf einen großflächigen Detektor.

Ein solcher Unterschied findet sich nicht nur im BAOS mit Rutil Bragg-Zelle, sondern auch bei Lithium-Niobat basierten AO-Spektrometern. Die Variation im Bandpaß von $\Delta P \approx 3,8$ dB kann mittels eines *ZF-Equalizers* geglättet werden. Von dieser Möglichkeit wird auch bei den LiNbO_3 -AOS Gebrauch gemacht (siehe z. B. [42]). Der in Abbildung 4.2 dargestellte Bandpaß kann sich mit der Justierung ändern. Hier ist der Bandpaß dargestellt, der mit einer optimalen Auflösung (Abschnitt 4.3) und der niedrigsten Leistungsvariation einhergeht. Bei der Justage des Bandpasses ist folgendes zu beachten:

1. die Bandbreite $\Delta f = 3$ GHz
2. die Variation ΔP möglichst klein zu halten
3. hohe Effizienz der akusto-optischen Wechselwirkung (siehe Abschnitt 4.2)
4. ein möglichst geringer Streulichtpegel

4.2. ZF-Leistungsbedarf

Aus der Bandpaß-Messung läßt sich ebenfalls der ZF-Leistungsbedarf zur Sättigung aller CCD-Pixel berechnen (Gl. (4.1)). Wenn df der Frequenzabstand ist, mit dem das Synthesiser-Signal verändert wird und das Signal eine Leistung von $P_{\text{Synthesiser}}$ hat, dann ergibt sich für die Leistung zur Sättigung aller CCD-Pixel [42]:

$$P_{\text{Sat}} = \sum_{f_i} \frac{S_{\text{Sat}}}{S(f_i)} \cdot \frac{df}{B_{\text{res}}} P_{\text{Synthesiser}} \quad (4.1)$$

S_{Sat} = Sättigungswert des CCD

$S(f)$ = gemessene maximale Intensität bei der Frequenz f_i

B_{res} = Auflösungsbandbreite, siehe Abschnitt 3.4.1

Im BAOS ergibt sich ein Sättigungswert

$$P_{\text{Sat}} \approx 25 \text{ mW.}$$

Dieser Wert liegt ca. 10 dB über dem theoretisch erwarteten Wert von $P_{\text{Sat,theo}} \approx 2,3$ mW, wie er in Abschnitt 3.7 ermittelt wurde. Die Gründe hierfür sind:

- In der theoretischen Betrachtung wurden keine Verluste der optischen Komponenten nach der Bragg-Zelle und der Bragg-Zelle selber mit in Betracht gezogen. Insbesondere der Polfilter zur Streulichtunterdrückung ist als größte Verlustkomponente zu nennen. Die Summe der Verluste kann auf ca. 4 dB geschätzt werden.
- Eine Schlitzblende zur Streulichtunterdrückung vor dem CCD reduziert die Leistung des gebeugten Lichts um ca. 1 dB
- Die Beugungseffizienz, die der Effizienzbetrachtung in Abschnitt 3.7 zu Grunde liegt, hat nicht über die gesamte Bandbreite einen Wert von

$$\eta = 2,3 \% / W.$$

BAE-Systems gibt diesen Wert als Maximum bei einer Frequenz von $f = 6,044$ GHz an. Im Mittel reduziert sich dieser Wert um mindestens 2 dB, wenn man die volle Bandbreite von 3 GHz berücksichtigt.

- Eine Justage, die nicht die optimale Effizienz erzielt. Die Verluste durch die Überausleuchtung sind eventuell größer als der berechnete Wert von $\Delta P_{\text{Überausleuchtung}} \approx 3$ dB.

4.3. Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite

Die Auflösung eines Akusto-Optischen Spektrometers wird durch die Auflösungsbandbreite B_{res} (siehe Abschnitt 3.4.1) bestimmt. Die Auflösung und der Kanalabstand sind bei praktisch jedem Spektrometer verschieden, wie für das BAOS bereits im Abschnitt 3.4.1 gezeigt wurde.

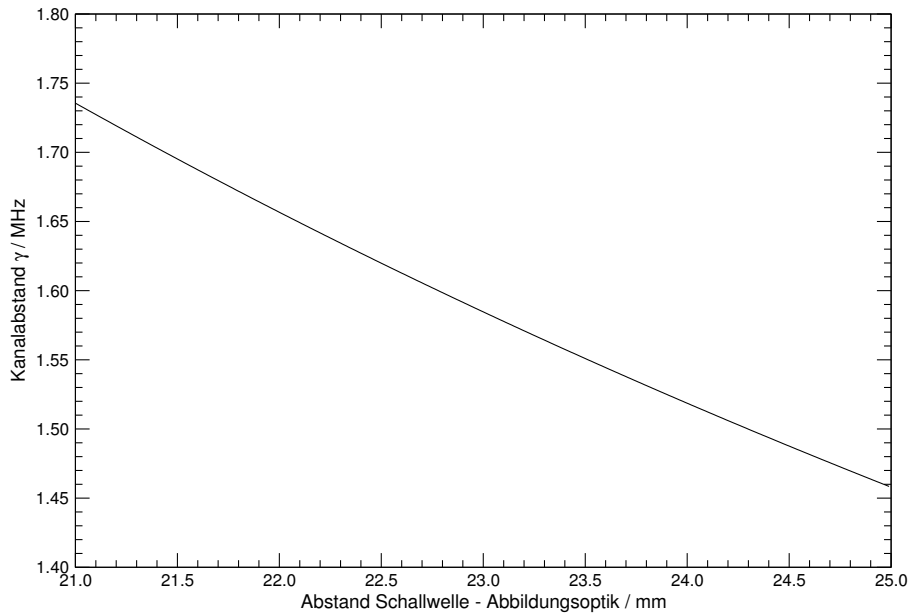


Abbildung 4.3.: Kanalabstand aufgetragen gegen Abstand ℓ Schallwelle und der Eintrittsfläche der telezentrischen F- Θ -Optik. Bei ca. 2 mm Abweichung von der Herstellerangabe des Abstandes ℓ weicht der theoretische Kanalabstand um $\Delta\gamma \approx 200$ kHz ab.

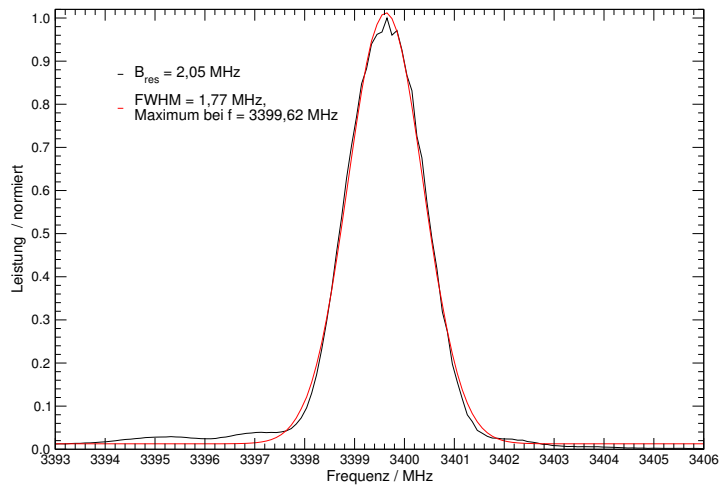
Der Kanalabstand γ wird bestimmt durch:

$$\gamma_{\text{theo}} = \frac{\Delta f \cdot d_{\text{pixel}}}{(\tan(\Theta_{d,1}) + \tan(\Theta_{d,2})) \cdot F} \approx 1,63 \text{ MHz} \quad (4.2)$$

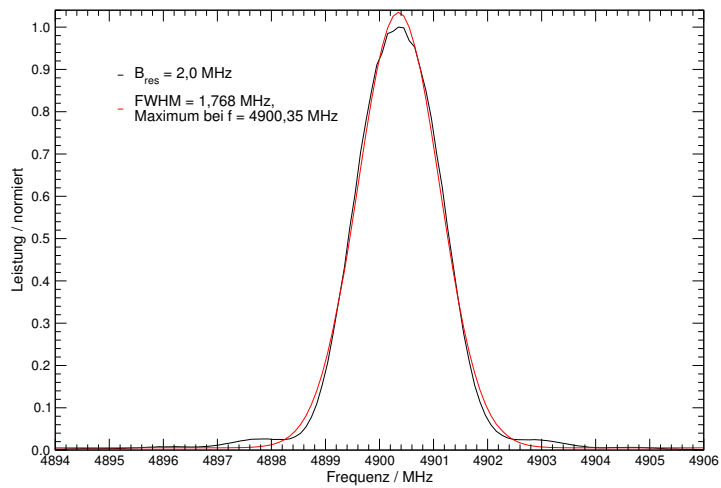
mit

$$\begin{aligned} \Delta f &= 3 \text{ GHz} \hat{=} \text{Bandbreite des Deflektors} \\ d_{\text{pixel}} &= 13 \text{ } \mu\text{m} \hat{=} \text{Breite der CCD-Pixel} \\ \Theta_{d,(1,2)} &\hat{=} \text{Beugungswinkelbereich des Deflektors} \\ \Theta_{d,1} &= 13,3^\circ, \Theta_{d,2} = 12,6^\circ \text{ (Abbildung 2.5)} \\ F &= 52 \text{ mm} \hat{=} \text{Brennweite der telezentrischen F-}\Theta\text{-Optik} \end{aligned}$$

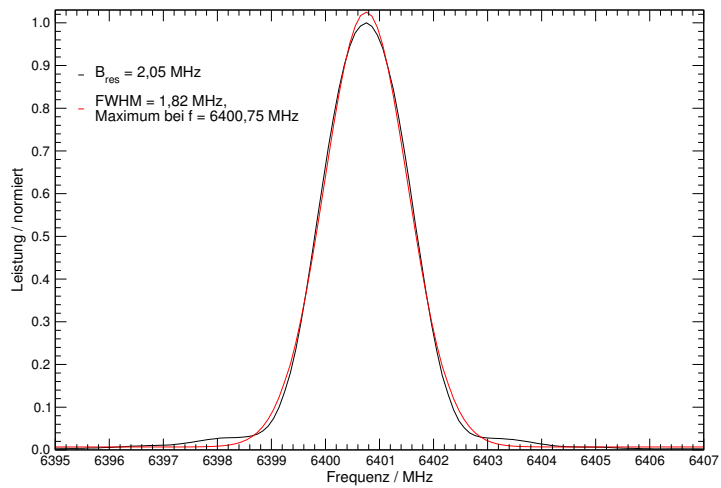
wohingegen die Auflösungsbandbreite durch die Filterkurve im AOS bestimmt wird.



(a) Bei 3400 MHz



(b) Bei 4900 MHz



(c) Bei 6400 MHz

Abbildung 4.4.: Filterkurven bei Mittenfrequenz und an den Bandenden

Der berechnete Kanalabstand $\gamma_{\text{theo}} = 1,63$ MHz weicht um ca. 6% vom gemessenen Kanalabstand $\gamma_{\text{gemessen}} = 1,73$ MHz ab. Ein möglicher Grund für diese Diskrepanz kann in der nicht ganz exakten Justierung des Abstandes ℓ zwischen Schallwelle und Eintrittsfläche der F- Θ -Optik liegen. Dies wird in Abbildung 4.3 verdeutlicht. Bei einer Abweichung von $\Delta\ell = 2$ mm vom spezifizierten Abstand zwischen Schallwelle und Eintrittsfläche der Abbildungsoptik weicht der Kanalabstand bereits um $\Delta\gamma = 200$ kHz vom theoretisch berechnetem Wert ab.

Die Messung der Auflösungsbandbreite wird mit einem Synthesizer durchgeführt, wobei um die gewünschte Frequenz, z. B. 4900 MHz, in einem Intervall von $\approx \pm 4 \cdot \gamma$ in einigen hundert kHz-Schritten abgetastet wird. Die so entstandene Filterkurve wird nach Gleichung (3.12) analysiert und es ergeben sich für das BAOS die in den Abbildungen 4.4 dargestellte typischen Filterkurven.

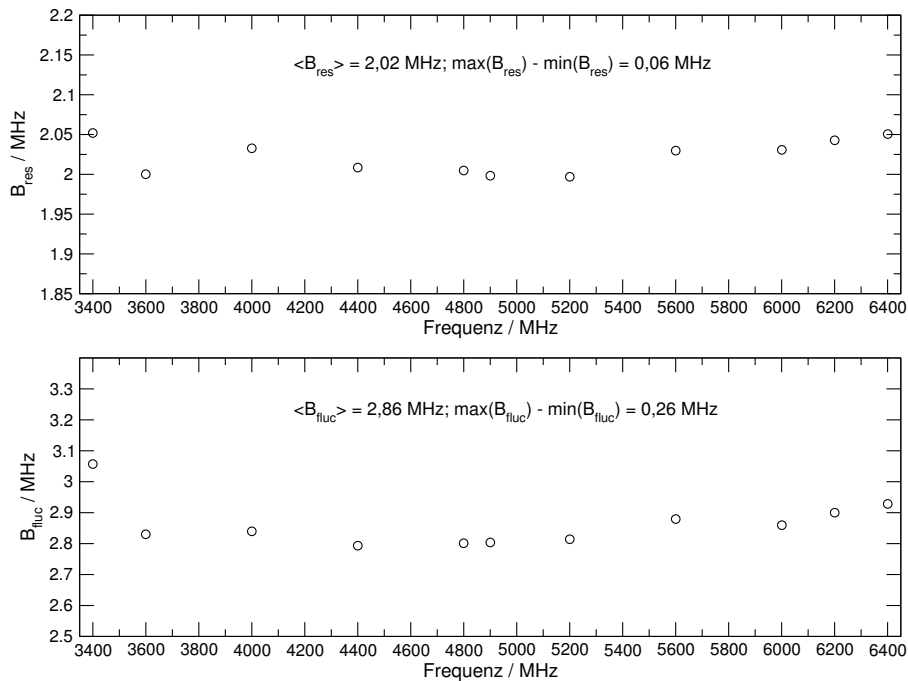


Abbildung 4.5.: Auflösungsbandbreite B_{res} und Fluktuationsbandbreite B_{fluc} Gl. (3.13) über die 3 GHz Bandbreite.

Über die 3 GHz Bandbreite des BAOS ist eine Variation der Auflösungsbandbreite von $\Delta B_{\text{res,p-p}} \approx 0,06$ MHz zu verzeichnen (oberes Diagramm der Abbildung 4.5). Die Variation läßt sich durch Veränderungen der Abbildungsfehler der verwendeten optischen Komponenten erklären und eventueller Beugungserscheinungen an den Rändern der optischen Komponenten. Dies führt zu einer Verbreiterung und einer Erhöhung der Beiträge in den Flügeln der Filterkurve. Für die Auflösungsbandbreite ergibt sich ein Mittelwert von:

$$\langle B_{\text{res}} \rangle = 2,02 \text{ MHz.}$$

Weiterhin ergibt sich im BAOS ein Mittelwert der Fluktuationsbandbreite (Gl.

(3.13)) von

$$\langle B_{\text{fluc}} \rangle \approx 2,9 \text{ MHz.}$$

Ebenso wie der Bandpaß sind die Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite des BAOS stark justierabhängig. Hierbei ist insbesondere die horizontale Position des Maximums des Laserstrahls relativ zur Schallwelle entscheidend, denn Abweichungen $> 300 \mu\text{m}$ von der optimalen Position resultieren in einer Verschlechterung der Auflösung um ca. 5 % (siehe Abschnitt 4.4.1).

4.3.1. Kontrast

Ein gutes Maß für die Auflösung eines Akusto-Optischen Spektrometers ist das sogenannte Kontrast-Verhältnis K :

$$K = \frac{2 \cdot I(i)}{I(i-1) + I(i+1)}, \quad (4.3)$$

das während der Bandpaß-Messung bestimmt wird [42].

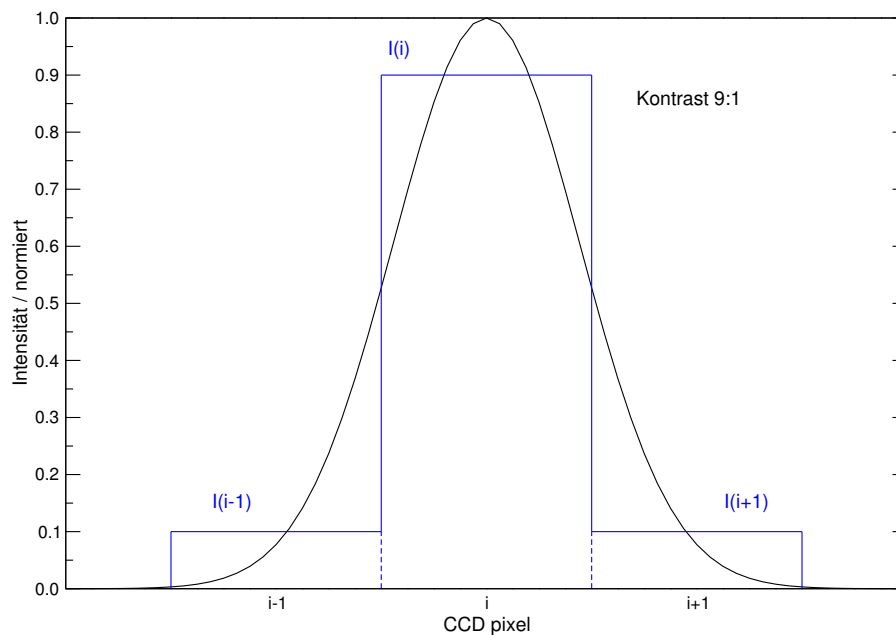


Abbildung 4.6.: Verdeutlichung der Bestimmung des Kontrastverhältnisses bei AO-Spektrometern anhand einer theoretischen Filterkurve.

Dabei wird das ZF-Signal des Synthesizers so balanciert, daß die Nachbarkanäle, angeregt durch den Überlapp der Filterkurve, möglichst gleiche Intensität zeigen (Abb. 4.6). Das Kontrastverhältnis im AOS hängt von der verwendeten Abbildungsoptik und dem damit einhergehenden Kanalabstand ab.

In Abbildung 4.7 ist dargestellt, wie die Variation des BAOS Kontrasts von

$$13,8 < K < 21,1,$$

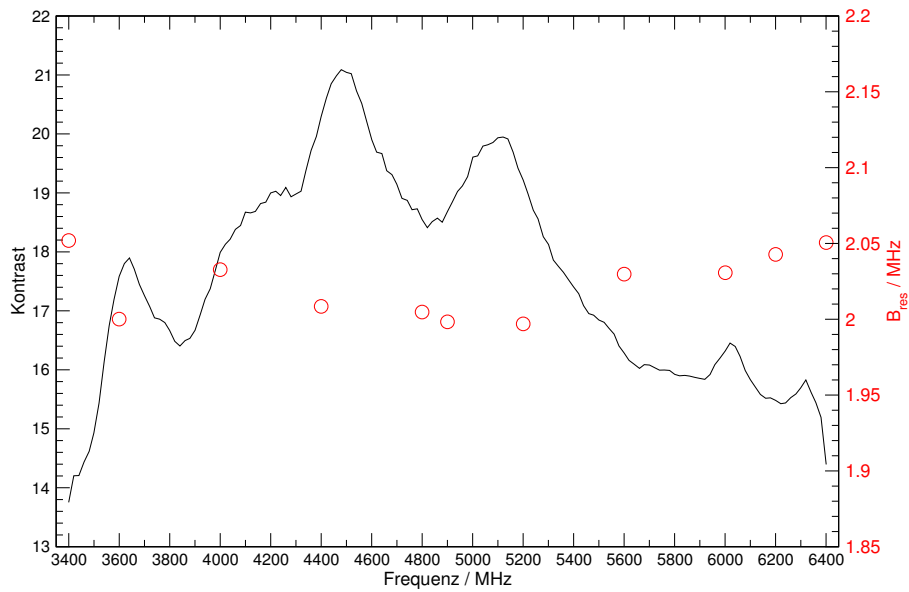


Abbildung 4.7.: Kontrastverhältnisse und Auflösungsbandbreiten im BAOS.

mit einer Variation der Auflösungsbandbreite von

$$2,0 \text{ MHz} < B_{\text{res}} < 2,05 \text{ MHz}$$

zusammenhängt. Das Kontrastverhältnis ist abhängig von der Brennweite der verwendeten Abbildungsoptik und des sich aus der Bandbreite der Bragg-Zelle ergebenden Kanalabstands.

4.4. Auflösungsuntersuchung des BAOS

Die in Abschnitt 3.6 theoretisch erarbeiteten Erwartungen an die Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite, bei einem Kanalabstand von $\gamma_{\text{theo}} \approx 1,63$ MHz, von

$$B_{\text{res,theo}} \approx 1,72 \text{ MHz}$$

$$B_{\text{fluc,theo}} \approx 2,32 \text{ MHz}$$

entsprechen nicht den gemessenen Werten aus Abschnitt 4.3 von

$$\langle B_{\text{res,mess}} \rangle \approx 2,02 \text{ MHz}$$

$$\langle B_{\text{fluc,mess}} \rangle \approx 2,9 \text{ MHz}.$$

Die Gründe für diese Abweichung liegen zum einen darin, daß für die theoretische Berechnung der Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite der theoretisch erwartet Kanalabstand von $\gamma_{\text{theo}} = 1,63$ MHz mit dem experimentell bestimmten Kanalabstand (Abschnitt 4.3) von $\gamma_{\text{mess}} \approx 1,73$ MHz nicht übereinstimmt.

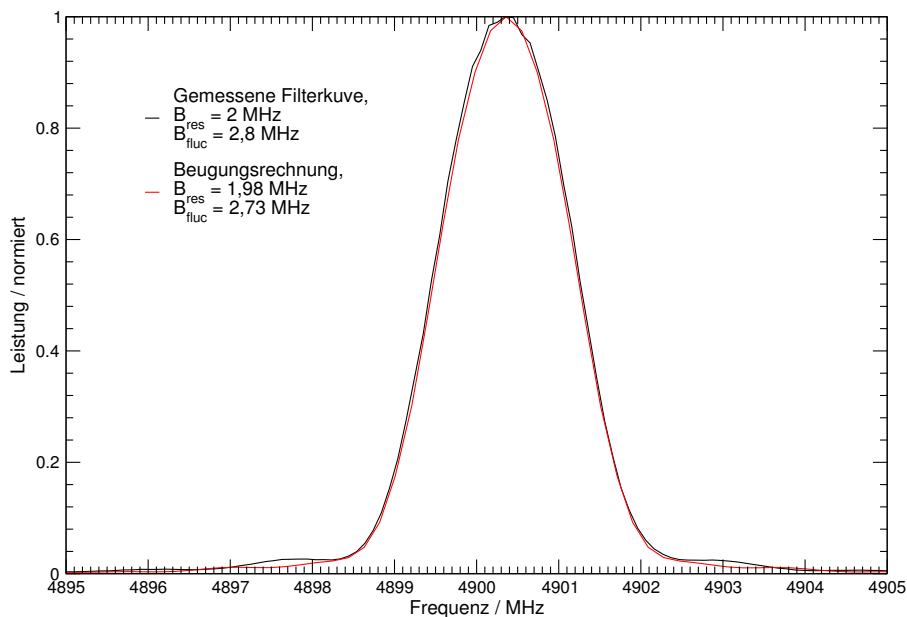


Abbildung 4.8.: Vergleich gemessene Filterkurve bei 4,9 GHz und Beugungsrechnung nach Gl. (3.15). Beide Kurven zeigen nahezu identische Auflösungs- und Fluktuationsbandbreiten. Die Nebenmaxima bei der berechneten Filterkurven sind etwas geringer als bei der Messung. Dies deutet darauf hin, das evtl. der horizontale Laserstrahlradius und/oder die Position des Maximums der Laserlichtintensität relativ zum Transducer nicht optimal justiert sind (Abschnitt 4.4.1).

Weiterhin wurden in der Modellrechnung keine Abbildungsfehler berücksichtigt, die zu einer Vergrößerung der Nebenmaxima und zu einer Verbreiterung des oberen Teils der Filterkurve führt. Berücksichtigt man Abbildungsfehler der Größe $\lambda/4$ und wendet Gleichung (3.15) sowie die Parameter aus Tabelle 3.6 an, so ergibt

sich die in Abbildung 4.8 dargestellte Filterkurve. Dem experimentell ermitteltem Kanalabstand von $\gamma_{\text{mess}} \approx 1,73$ MHz wird in der Beugungsrechnung durch eine verkürzte Brennweite der Abbildungsoptik ($F_{\text{theo}} = 49$ mm, Gl. (4.2)) Rechnung getragen. Berechnet man die theoretische Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite mit dem experimentell ermittelten Kanalabstand, so ergeben sich Werte, bei Abbildungsfehlern der Größenordnung $\lambda/4$, von

$$B_{\text{res,theo}} \approx 1,98 \text{ MHz}$$

$$B_{\text{fluc,theo}} \approx 2,73 \text{ MHz}.$$

Diese Werte liegen nahe (Abweichung im Fall der Auflösungsbandbreite ca. 1 %, im Fall der Fluktuationsbandbreite ca. 6 %) an den gemessenen Werten. Wobei dies nicht unbedingt den Schluß zuläßt, daß die Abbildungsfehler alleine die Verbreiterung der Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite bewirken. Die Unterschiede zwischen den erwarteten Werten und den gemessenen Werten können auch in Fehljustagen liegen. Die Abbildungsfehler sind dann geringer als $\lambda/4$, wobei in der Realität eine Kombination aus Fehljustage und Abbildungsfehlern die Filterkurve prägt.

Mit Fehljustagen ist in diesem Fall eine zu große Distanz zwischen Maximum des Laserlichts und dem Transducer und/oder eine vertikale Fehljustage des Laserstrahls gemeint. Im nachfolgenden Abschnitt wird dies anhand der Auflösungsbandbreite theoretisch und experimentell untersucht und soll Aufschluß darüber geben ob die Ausrichtung der Komponenten optimal ist.

4.4.1. Horizontaler Versatz

Die Beugungsrechnung (Gl. (3.16)) aus Kapitel 3 erlaubt es ebenfalls, das Beugungsbild bei horizontaler Fehljustage zu berechnen. Dabei werden die Werte aus Tabelle 3.6 verwendet, wobei die optimale horizontale Position s_{opt} (Gl. (3.8)) um Δx variiert wird.

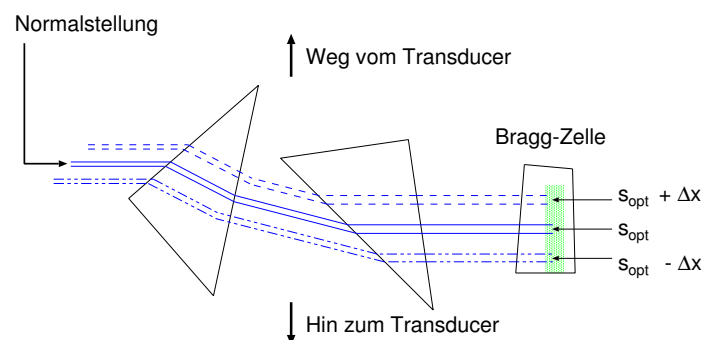


Abbildung 4.9.: Versatz der Prismen zur Messung der optimalen horizontalen Position.

Das Resultat der Beugungsrechnung wird verglichen mit empirisch ermittelten Daten. Zur Messung der Auflösungsveränderung wird die Halterung der Prismen

(Abb. 4.1) in der Horizontalen verschoben, ohne den Laserstrahlradius zu ändern, so daß sich ein Versatz des Laserstrahlmaximums auf der Bragg-Zelle einstellt, wie es in Abbildung 4.9 dargestellt ist. Bei jeder Position wird dann eine Filterkurve (Abschnitt 4.3) in der Bandmitte sowie an den Bandenden gemessen.

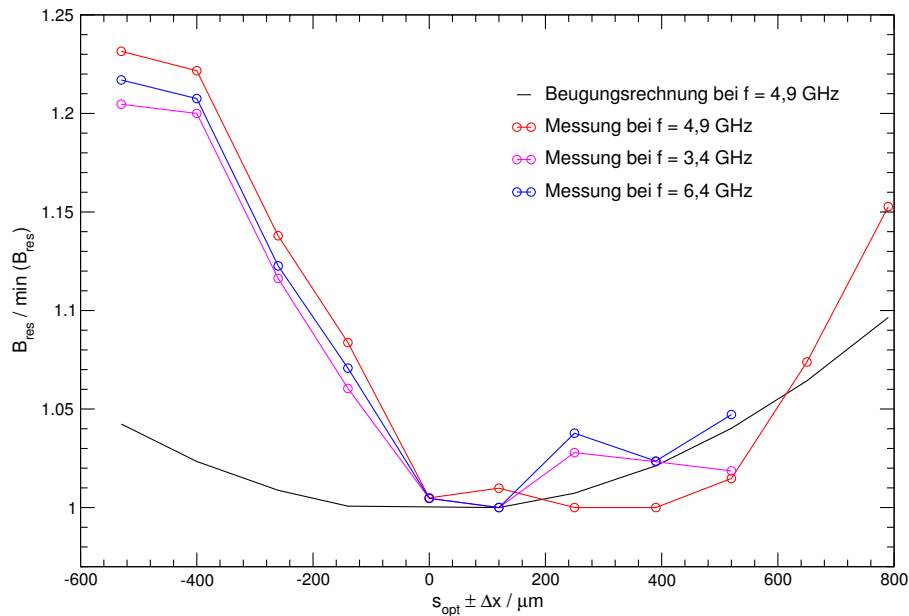
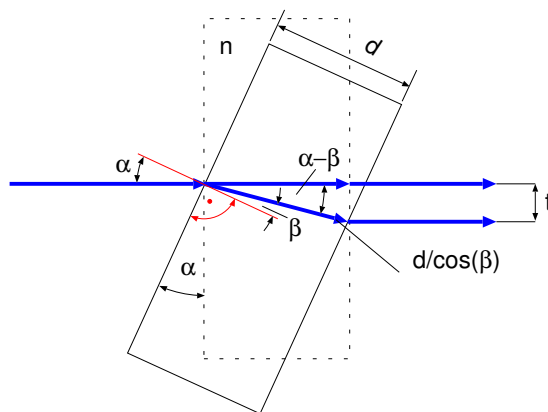


Abbildung 4.10.: Veränderung der Auflösungsbandbreite bei horizontalem Versatz von der optimalen Position s_{opt} des Laserstrahlmaximums.

Das Ergebnis der Untersuchung ist in der Abbildung 4.10 dargestellt. An dieser Stelle sei bemerkt, daß bei der Bestimmung des theoretischen Verlaufs keine Abbildungsfehler der verwendeten optischen Komponenten berücksichtigt wurden. Dies erklärt den Unterschied zwischen dem theoretischen und empirischen Verlauf. Die Verläufe aller Kurven sind eindeutig, allerdings zeigen die empirisch ermittelte Kurve einen höheren Toleranzbereich hinsichtlich einer Position weg vom Transducer. Insbesondere zeigt die Messung in Abbildung 4.10, daß die theoretisch bestimmte Position in der Praxis innerhalb von $\approx 120 \mu\text{m}$ erreicht wurde. Im Gegensatz zur Vorhersage in Tabelle 3.5 zeigt die Messung, daß die optimalen Abstände für die Bandenden nicht wesentlich unterschiedlich sind. Bei Verschiebung hin zum Transducer ($\Delta x < 0$) erkennt man für alle Frequenzen ein schnelles Ansteigen der Auflösungsbandbreite. Dies liegt an der Blende, die sich vor der Bragg-Zelle befindet, und somit zusätzliche Beugung hervorruft. Die Blende schirmt den Transducer ab, damit der Streulichtpegel minimal gehalten wird. Während der Messung war es nicht möglich die Blende zu entfernen, da der Streulichtpegel es nicht ermöglichte eine Filterkurve zu messen. Deshalb besitzen die Messungen bei Versatz in Richtung des Transducers geringe Aussagekraft.

4.4.2. Vertikaler Versatz

Ebenso wie bei der Betrachtung des horizontalen Versatzes kann bei der Beugungsrechnung (Gl. 3.16) ein vertikaler Versatz t berücksichtigt werden. Um die theoretischen Vorhersagen zu verifizieren, wird eine Glasplatte mit ebenen und parallelen Fläche in den Strahlengang vor die Bragg-Zelle gebracht und mittels eines Mikrometer-Rotationstisch (Abb. 4.11(b)) um die Längsachse in definierten Schritten gedreht [14].



(a) Strahlengang durch die Glasplatte [14].



(b) Zur Messung verwendete Glasplatte auf dem Mikrometer-Rotationstisch.

Abbildung 4.11.: Glasplatte zur Einstellung des vertikalen Versatzes des Laserstrahlmaximums.

Der vertikale Versatz t als Funktion des Drehwinkels α läßt sich wie folgt berechnen: nach Snellius gilt [19]

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (4.4)$$

und mit dem Strahlengang, wie er in Abbildung 4.11(a) dargestellt ist, folgt

$$t = \frac{d}{\cos \beta} \cdot \sin(\alpha - \beta). \quad (4.5)$$

Der Winkel β wird eliminiert durch Anwendung des Additionstheorems

$$\sin(\alpha - \beta) = \sin \alpha \cos \beta - \cos \alpha \sin \beta$$

und

$$\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1,$$

so daß für $t(\alpha)$ folgt:

$$t(\alpha) = d \sin \alpha \cdot \left(1 - \frac{\cos \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}} \right). \quad (4.6)$$

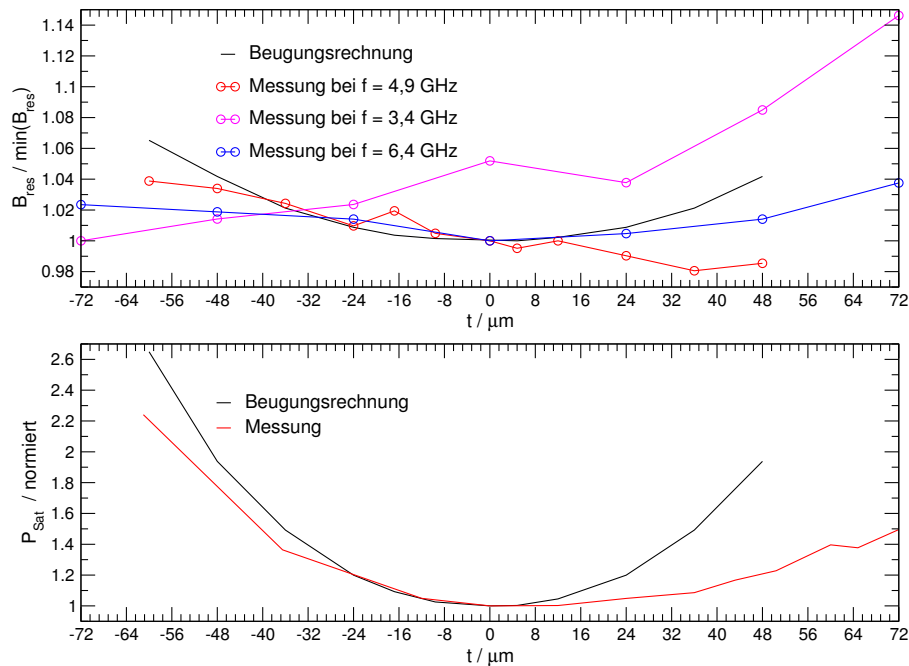


Abbildung 4.12.: Veränderung der Auflösungsbandbreite (oben) und der benötigten Sättigungsleistung (unten, Gl. (4.1)) bei vertikalem Versatz t von der optimalen Position des Laserstrahlmaximums.

Die Messung der Auflösungsbandbreite (in Abb. 4.12 oben) zeigt ein Ergebnis, das ganz und gar nicht mit der theoretischen Vorhersage übereinstimmt. Die gemessenen unterschiedlichen Variationen der Auflösungsbandbreite bei den verschiedenen Frequenzen zeigt, daß bei der Abbildung des gebeugten Lichts nur eine optimale vertikale Position, die Mitte der Schallwelle ($t=0$), vorliegt. Der Grund hierfür sind die Abbildungsfehler der telezentrischen $F-\Theta$ -Optik, die sich vergrößern, wenn man nicht die vertikale Mitte der Linsen trifft, was bei diesem Experiment der Fall ist.

Im Unteren Teil der Abbildung 4.12 ist die Sättigungsleistung aufgetragen, die sich aus einer Bandpaß-Messung pro Versatz ergibt. Umskaliert auf die Beugungsrechnung zeigt dieser Verlauf das erwartete Verhalten: Bei vertikalem Versatz wird zur Sättigung aller CCD-Pixel eine höhere ZF-Leistung benötigt, was gleichbedeutend ist mit einer niedrigeren Effizienz der akusto-optischen Wechselwirkung.

Das Ergebnis dieser Untersuchung zeigt sehr anschaulich, wie wichtig eine optimale vertikale Position hinsichtlich Auflösung und Effizienz ist. Vertikale Verschiebungen um $\approx \pm 30 \mu\text{m}$ bedeuten ein Verlust von ca. 15 % an Effizienz, was beim BAOS nicht akzeptabel ist.

4.5. Frequenzlinearität

Ein AO-Spektrometer zeigt aufgrund der nichtlinearen Bragg-Beugung (Abbildung 1.9(b)) und der Brechung des Laserlichtes [19]:

$$\Theta_{\text{aus}} = \arcsin\left(\frac{1}{n_o} \sin \Theta_{\text{aus}}\right) \quad (4.7)$$

an der Austrittsseite des Deflektors eine intrinsische Nichtlinearität. Verglichen mit LiNbO_3 -AOS zeigt das BAOS absolut gesehen eine deutlich größere Nichtlinearität $\delta_{f_{\text{abs}}} \approx \pm 4$ MHz, relativ gesehen auf die Bandbreite von $\Delta f = 3000$ MHz ergibt sich eine relative Nichtlinearität von $\delta_{f_{\text{rel}}} \approx \pm 0,2$ %, was in der Größenordnung der relativen Nichtlinearität von Lithium-Niobat basierten Spektrometern liegt.

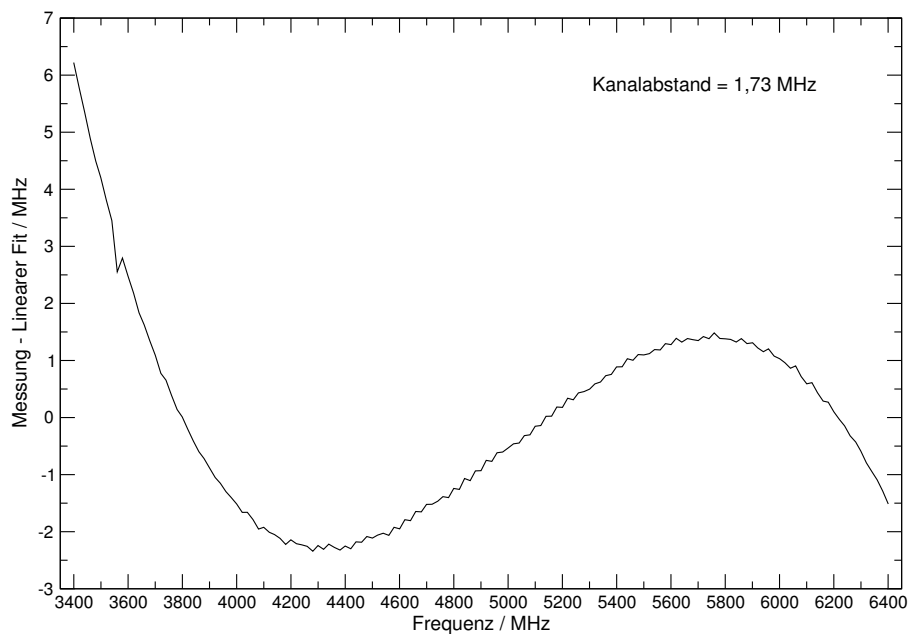


Abbildung 4.13.: Frequenznichtlinearität über die gesamte Bandbreite des BAOS.

Bestimmt wird die Frequenznichtlinearität durch eine lineare Regression, wobei als x-Achse die CCD-Pixelnummer $\#_i$ und als y-Achse die Mittenfrequenz f_i der Antwortfunktion des BAOS bei der Bandpaß-Messung verwendet wird (Abb. 4.13). Die Frequenznichtlinearität ist korrigierbar durch ein *Resampling* der Daten [42] und stellt somit kein Problem bei der Datenanalyse dar.

4.6. Leistungslinearität

Ein Spektrometer, das in der Heterodyn-Spektroskopie verwendet wird, soll möglichst genau die Intensitäts- bzw. Leistungsverhältnisse am Beobachtungsort bestimmen. Vor allem in der Atmosphärenforschung ist es sehr wichtig, die Intensitätsverteilung der Spektren genau zu kennen. Daher ist es essentiell, daß sich

das Ausgangssignal des AOS-CCD linear zur eingespeisten ZF-Leistung verhält und nicht durch Kompressionseffekte von diesem linearen Verhalten abweicht. Die Abweichung vom linearen Verhalten, die Nichtlinearität ζ , sollte bei einer Aussteuerung im AOS von $\alpha \approx 5 - 80 \%$ nicht größer als 1% sein.

Nichtlinearitäten bei hoher AOS Aussteuerung können entweder durch Kompression in der ZF-Verstärkerkette, insbesondere beim letzten Verstärker vor dem AOS, auftreten oder im CCD. Um den ersten Punkt auszuschließen, werden Verstärker verwendet, die einen ca. 10 dB höheren 1 dB Kompressionspunkt besitzen als die zur Sättigung des AOS notwendigen ZF-Leistung [31]. Verbleibt also noch die Nichtlinearität hervorgerufen durch Kompressionseffekte im CCD oder in der nachfolgenden Elektronik. Hinzu kommt möglicherweise ein nichtlineares Verhalten bei niedrigen Aussteuerungen hervorgerufen durch einen Verlust an Ladungen der erzeugten Photoelektronen im Schieberegister des CCD. Die Nichtlinearität des CCD wird in einem Teststand [40] bestimmt und nicht im BAOS. Mittels dieser Messung wird zum einen die Nichtlinearität im unteren CCD-Aussteuerbereich α_{CCD} minimiert und zum anderen das Verhältnis β zwischen Maximum der ADC¹-Aussteuerung ($U_{\text{ADC,max}}$) und Sättigung des CCD bestimmt ($U_{\text{CCD,max}}$). Dabei gilt

$$\beta = \frac{U_{\text{ADC,max}}}{U_{\text{CCD,max}}} \leq 1, \quad (4.8)$$

so daß das ADC vor dem CCD seinen Maximalwert erreicht. Damit wird verhindert, daß das CCD im Nichtlinearen Bereich betrieben wird.

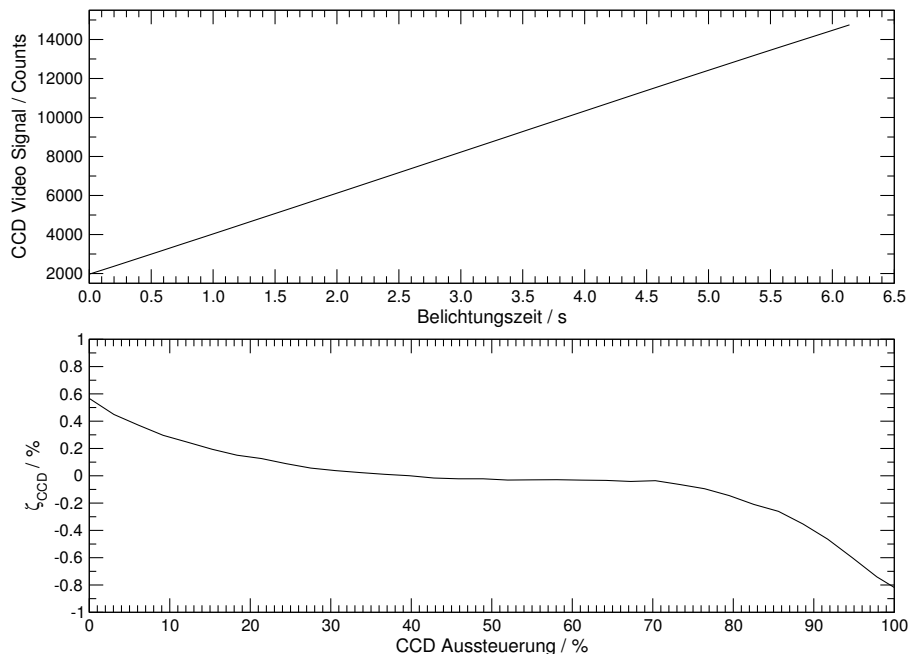


Abbildung 4.14.: Linearitätsuntersuchung des Reticon CCD RL2048D mittels einer LED. Oben Aussteuerung des CCD in ADC-Counts, unten Nichtlinearität ζ_{CCD} gegen relative CCD Aussteuerung [26].

¹ Analog Digital Converter

Um die Nichtlinearität zu bestimmen, wird mittels einer LED das CCD unterschiedlich lang belichtet, so daß in Abhängigkeit der Belichtungszeit die Aussteuerung im CCD steigt (Abb. 4.14 oben). Die Ausleseelektronik, insbesondere die Verstärkerschaltung nach dem CCD, ist im Teststand so ausgelegt, daß man den gesamten Aussteuerbereich des CCD mittels eines ADC erfassen kann, um dann den Bereich zu bestimmen, in dem sich das CCD linear verhält. Die Nichtlinearität ζ_{CCD} berechnet sich durch die Differenz eines linearen Fit an die Messung und den Meßdaten relativ zur Aussteuerung. Das Ergebnis findet sich im unteren Teil der Abbildung 4.14. Die Nichtlinearität des CCD über den gesamten Aussteuerbereich beträgt

$$\zeta_{\text{CCD}} \approx 1,6 \% \text{ (peak-to-peak)}.$$

Im Aussteuerbereich von 0 – 20 % erreicht die Nichtlinearität im Maximum einen Wert von ca. 0,6 %. Dies ist mit einem Verlust an Ladungen beim Transport der erzeugten Photoelektronen auf dem Weg zum CCD-Ausgangsverstärker zu erklären. Die Nichtlinearität ist zu hoch und würde bei astronomischen Messungen mit hohem Pegelunterschied und entsprechender Bandpaßvariation die Linienform der Spektren beeinflussen.

Deshalb wurde die Ansteuerungselektronik für das CCD so überarbeitet, daß im unteren Bereich eine geringere Nichtlinearität zu verzeichnen ist (Abb. 4.15). Ab einer Aussteuerung von $\alpha_{\text{CCD}} \approx 66 \%$ erreicht die Nichtlinearität auch im oberen Aussteuerbereich $\approx 0,2 \%$, so daß das Verhältnis zwischen ADC Sättigung und CCD Sättigung $\beta \approx 0,7$ betragen sollte. Eingestellt wird hierbei die Verstärkung in der Ausleseelektronik nach dem CCD.

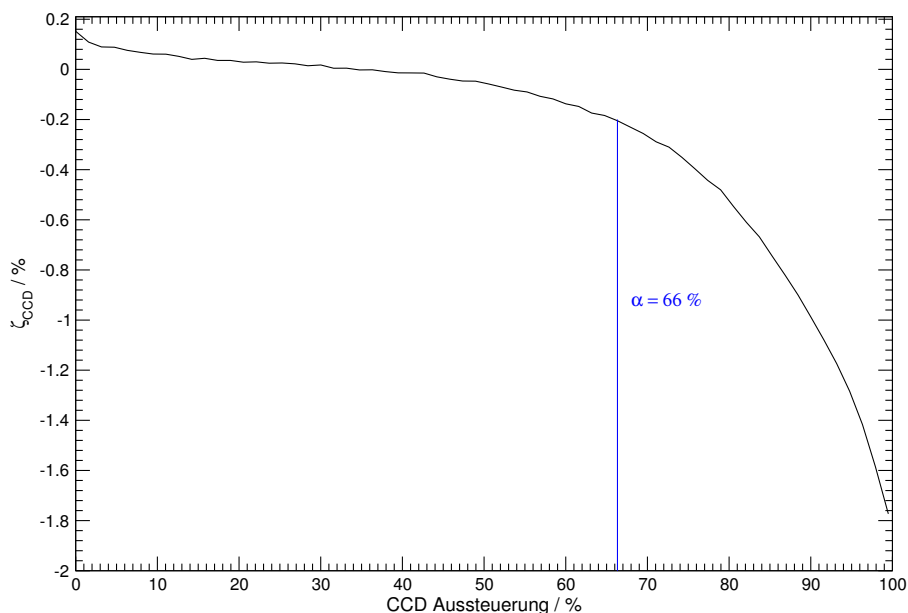


Abbildung 4.15.: Im unteren Aussteuerbereich verbesserte Linearität des CCDs im BAOS. Bis zu einer Aussteuerung $\alpha \approx 66 \%$ ist die Nichtlinearität im Bereich von $\zeta_{\text{CCD}} \approx \pm 0,2 \%$.

4.7. Dynamikbereich

In einem AOS wird der Dynamikbereich im wesentlichen durch das CCD bestimmt, wobei die Definition Dynamikbereich im klassischen Sinne für ein AOS nicht angewendet wird², da das Rauschen abhängig ist von der Aussteuerung des AOS. Stattdessen wird der *Noise Dynamic Range* (NDR) definiert. Dies ist der Bereich in dem der Rauschbeitrag des AOS zum Rauschen des Eingangssignal kleiner als 1 dB ist.

Das Rauschen im AOS wird dabei wie folgt definiert:

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_R^2 + \sigma_{\text{CCD}}^2 \quad (4.9)$$

$$\sigma_{\text{CCD}}^2 = \sigma_{\text{Schrot}}^2 + \sigma_{\text{Dark+Readout}}^2 \quad (4.10)$$

Das Schrotrauschen σ_{Schrot}^2 beschreibt die statistischen Schwankungen der Signalelektronen und ist proportional zur Aussteuerung des CCD. Der Rauschbeitrag, der unabhängig von der Aussteuerung ist, wird durch den Term $\sigma_{\text{Dark+Readout}}^2$ beschrieben. Er setzt sich zusammen aus den thermisch erzeugten Dunkelstromelektronen und den Ausleseelektronen. Bezieht man die Rauschbeiträge auf den Mittelwert einer Leistungsmessung S im AOS

$$\langle S \rangle = \alpha \cdot S_{\text{max}} , \quad (4.11)$$

wobei S_{max} das maximale vom CCD verarbeitbare Signal abzüglich des Nullsignals (*Zero*) ist, so ergibt sich [40]:

$$\frac{\sigma_{\text{CCD}}^2}{S_{\text{max}}^2} = \underbrace{\frac{\alpha}{\beta n_{\text{fw}} \left(1 - \frac{n_{\text{fw}}}{R^2}\right)}}_{\text{Schrotrauschen}} + \underbrace{\frac{1}{\beta^2 R^2 \left(1 - \frac{n_{\text{fw}}}{R^2}\right)^2}}_{\text{Dunkelstromrauschen}} . \quad (4.12)$$

Die Größe $\beta < 1$ bestimmt dabei das Verhältnis zwischen CCD-Sättigung und Sättigung der Nachfolgeelektronik die z. B. durch den Aussteuerbereich des *Analog-Digital Converter* (ADC) begrenzt ist. Das heißt das ADC erreicht seinen maximalen Wert ($2^{N_{\text{Bits}}} - 1$), bevor das CCD Sättigung erreicht, um möglichst im linearen Bereich des CCDs zu operieren (vgl. Abschnitt 4.6). Die Größe R ist der Dynamikbereich des CCDs und der Ausleseelektronik und n_{fw} gibt die *Full Well Capacity* an. Die Full Well Capacity ist die pro Auslesezyklus maximal erzeugbare Anzahl an Photoelektronen.

Das gesamte Rauschen nach Gleichung (4.9) bestimmt sich dann, mit dem radiometrischen Rauschen

$$\begin{aligned} \sigma_R^2 &= \frac{\langle S \rangle^2}{B_{\text{fluc}} \cdot \delta} \\ &= \frac{\alpha^2 \cdot S_{\text{max}}^2}{B_{\text{fluc}} \delta} \end{aligned} \quad (4.13)$$

² Der Dynamikbereich bezeichnet in einem System zur spektralen Intensitätszerlegung die Differenz zwischen der kleinsten und größten meßbaren Intensität. Nach unten wird der Dynamikbereich durch das Grundrauschen des Systems begrenzt, nach oben durch Erreichen der maximalen Aussteuerung des Systems. Bei Überschreiten dieser Obergrenze treten Verzerrungen des zu messenden Signals auf.

($\delta = 10$ ms ist die Zeit, die benötigt wird alle Pixel auszulesen) zu

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_R^2 \cdot f(\alpha)^2. \quad (4.14)$$

Wobei $f(\alpha)$ definiert ist durch:

$$f^2(\alpha) = 1 + \frac{B_{\text{fluc}}\delta}{\alpha\beta n_{\text{fw}} \left(1 - \frac{n_{\text{fw}}}{R^2}\right)} + \frac{B_{\text{fluc}}\delta}{\alpha^2\beta^2 R^2 \left(1 - \frac{n_{\text{fw}}}{R^2}\right)^2} \quad (4.15)$$

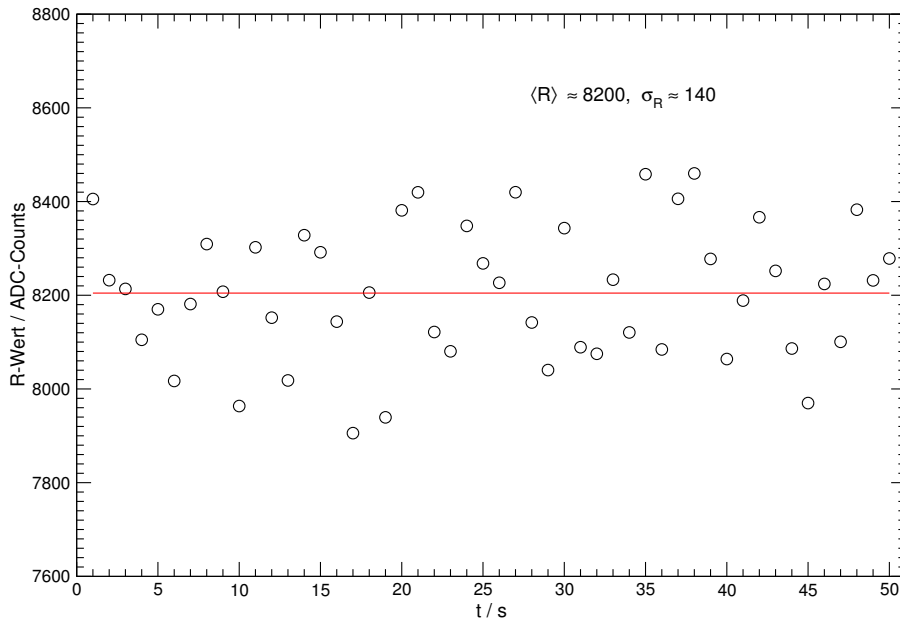


Abbildung 4.16.: R-Wert des Reticon CCD RL2048D bestimmt bei verschiedenen Meßzeiten bis 50 s.

Im Prototyp des BAOS wird ein CCD der Firma Reticon vom Typ RL2048D mit 2048 Pixeln verwendet. Die Bestimmung des R-Wertes (der Dynamikbereich des CCDs) ergab einen Mittelwert von $\langle R \rangle \approx 8200 \pm 140$ (Abb. 4.16) über eine Gesamtmeßzeit von $t = 50$ s (1 s Meßdauer pro Einzelmessung). Die Full Well Capacity hat einen Wert von $n_{\text{fw}} \approx 2,8 \cdot 10^6$ [26], gemessen mittels des CCD-Teststandes im Rahmen der Linearitätsuntersuchung (Abschnitt 4.6).

Die gemessene Fluktuationsbandbreite B_{fluc} wird zusammen mit der Auflösungsbandbreite aus der gemessenen Filterkurve ermittelt (Definition Abschnitt 3.4.1, Gl. (3.13)).

Das Umstellen der Gleichung (4.15) nach α siehe liefert [40]:

$$\alpha = \frac{B_{\text{fluc}}\delta}{2\beta n_{\text{fw}} \left(1 - \frac{n_{\text{fw}}}{R^2}\right) (f(\alpha)^2 - 1)} + \sqrt{\left(\frac{B_{\text{fluc}}\delta}{2\beta n_{\text{fw}} \left(1 - \frac{n_{\text{fw}}}{R^2}\right) (f(\alpha)^2 - 1)}\right)^2 + \frac{B_{\text{fluc}}\delta}{\beta^2 n_{\text{fw}}^2 \left(1 - \frac{n_{\text{fw}}}{R^2}\right)^2 (f(\alpha)^2 - 1)}}. \quad (4.16)$$

Der NDR wird dann durch die folgenden Gleichung bestimmt:

$$NDR = 10 \cdot \log \frac{1}{\alpha_{\min}} . \quad (4.17)$$

Dabei ist α_{\min} die Aussteuerung, bei der das Rauschen (Gl. (4.14)) um 1 dB $\hat{=}$ 25,9 % zugenommen hat ($f(\alpha_{\min}) = 1,259$). Für das BAOS ergibt sich mit obigen Werten eine minimale Aussteuerung von

$$\alpha_{\min} \approx 0,05.$$

Mit diesem Wert für α_{\min} und Gleichung (4.17) folgt für den NDR des BAOS:

$$NDR(\alpha_{\min} \approx 0,05) \approx 12,9 \text{ dB}.$$

Dieser Wert ist vergleichbar mit dem NDR von Lithium-Niobat basierten AOS, was die Tabelle 4.1 verdeutlicht.

Typ	NDR / dB
BAOS	$\approx 12,9$
WBS ³	> 10
VRS ⁴	$\approx 13,5$ @ 700 kHz Kanalabstand $\approx 15,5$ @ 320 kHz Kanalabstand
Array-AOS ⁵	≈ 13

Tabelle 4.1.: Vergleich des NDR verschiedener AO-Spektrometer.

³ siehe Kapitel 1 und [15]

⁴ Das *Variable Resolution Spectrometer* (VRS) ist ein AOS, das durch seine variable Auflösung, bei 3 dB Bandbreiten zwischen 655 MHz (hochauflösender Modus) und 1100 MHz (niedrigauflösender Modus), flexibel auf die Bedürfnisse des Beobachters eingehen kann [42].

⁵ Abschnitt 5.2.3 und [20]

4.7.1. Direkte Messung des NDR

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode erarbeitet, den NDR eines Spektrometers direkt zu messen. Der im vorherigen Abschnitt 4.7 berechnete Wert des NDR beruht darauf, die Fluktuationsbandbreite B_{fluc} aus der Filterkurve zu bestimmen, den R-Wert über ein ausreichendes Zeitintervall zu messen und dann die minimale Aussteuerung α_{min} zu berechnen, bei der die Rauschzunahme des Eingangssignals < 1 dB ist. Dies setzt aber voraus, daß die Anzahl an maximal erzeugbaren Photoelektronen n_{fw} bekannt ist. Die im Rahmen dieser Arbeit erarbeitete Methode beruht darauf den NDR direkt bestimmen zu können, indem man dem BAOS das ZF-Signal einer Rauschquelle (Abschnitt 5.2.1) zuführt, das sich über die gesamte Bandbreite des BAOS erstreckt. Dabei wird die Leistung des breitbandigen ZF-Signals variiert und somit bei verschiedenen Aussteuerungen α des CCD das Eigenrauschen des BAOS bestimmt. Dann setzt man das Eigenrauschen ins Verhältnis zum erwarteten Rauschen nach Radiometerformel und erhält mit Gleichung (4.14):

$$f(\alpha) = \sqrt{\frac{\sigma_{\alpha}^2}{\sigma_{\text{R,norm}}^2}} \quad (4.18)$$

dabei ist σ_{α}^2 die Varianz der Basislinie Y_{α} nach:

$$\sigma_{\alpha}^2 = \frac{1}{N_{\text{CCD}} - 1} \cdot \sum_{n=1}^{N_{\text{CCD}}} (Y_{\alpha_n} - \langle Y_{\alpha} \rangle)^2 \quad (4.19)$$

mit

$$Y_{\alpha} = \frac{x_{\text{S}} - x_{\text{R}}}{x_{\text{R}} - x_{\text{Z}}} \quad \text{und}$$

$N_{\text{CCD}} \hat{=} \text{Anzahl CCD Pixel.}$

Die Basislinie wird bei Labormessungen bestimmt aus der Differenz zweier Messung (Signal x_{S} und Referenz x_{R}), normiert auf die Aussteuerung bei der Referenzmessung. x_{Z} beschreibt die Nullmessung ohne ZF-Signal. Wenn kein Leistungsunterschied zwischen Signal- und Referenzmessung vorhanden ist, zeigt die Basislinie das Rauschen des Spektrometers um einen Mittelwert Null. Dies ist vergleichbar mit einem kalibrierten Spektrum einer radioastronomischen Messung. Da die Basislinie Y_{α} betrachtet wird, muß die theoretisch erwartete Varianz aus Gleichung (4.13) normiert werden auf den Mittelwert der Aussteuerung und, da die Differenz zweier Messungen betrachtet wird, mit einem Faktor zwei⁶ multipliziert werden [10]:

$$\sigma_{\text{R,norm}}^2 = \frac{\sigma_{\text{R}}^2}{\langle S \rangle^2} = \frac{2}{B_{\text{fluc}} \cdot t_{\text{int}}}. \quad (4.20)$$

Damit gilt für $f(\alpha)$ aus den Gleichung (4.18) und (4.20):

$$f_{\text{direkt}}(\alpha) = \sqrt{\frac{\sigma_{\alpha}^2}{2} \cdot B_{\text{fluc}} \cdot t_{\text{int}}}. \quad (4.21)$$

⁶ Der Fehler der Differenz zweier statistisch unabhängiger Größen wird nach Gauss'scher Fehlerrechnung addiert.

Bei dieser Art der Meßmethode ist es erforderlich eine relativ große Anzahl an Meßpunkten, sprich Varianzen der Basislinie pro Aussteuerung zu haben, um die statistischen Fehler klein zu halten. Es bietet sich die Meßmethode an, die auch bei der Bestimmung der Stabilität (siehe Kapitel 5) Anwendung findet. Man mißt eine Vielzahl an Basislinien und bestimmt für jede der Basislinien die Varianz. Der Mittelwert der Varianzen entspricht dann der gesuchten Varianz σ_α^2 :

$$\sigma_\alpha^2 = \langle \sigma_{\alpha_i}^2 \rangle \quad (4.22)$$

Die Aussteuerung α berechnet sich nach

$$\alpha = \frac{\langle x_S - x_Z \rangle}{S_{\max}} \quad (4.23)$$

mit dem Fehler

$$\Delta\alpha = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{CCD}}} \cdot \sum_{n=1}^{N_{\text{CCD}}} ((x_{S,n} - x_{Z,n}) - \langle x_S - x_Z \rangle)^2}. \quad (4.24)$$

Der Fehler $\Delta f_{\text{direkt}}(\alpha)$ ergibt sich nach Gauss'schem Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\Delta f_{\text{direkt}}(\alpha) = \frac{1}{2} \cdot \frac{s_\sigma}{\sqrt{\sigma_R^2 \cdot \sigma_\alpha^2}}. \quad (4.25)$$

Dabei ist s_σ die Standardabweichung der gemittelten Varianz σ_α^2 (vgl. Gl. (5.19)).

Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Aufgrund der Gleichung (4.15) bietet sich ein Fit an die gemessenen Werte von $f_{\text{direkt}}(\alpha)$ mit einer Funktion der Form

$$y = a_1 + a_2 \cdot x^{\xi_1} + a_3 \cdot x^{\xi_2} \quad (4.26)$$

mit fixen Werten

$$a_1 = 1, \xi_1 = -1, \xi_2 = -2$$

an. Die Blaue Kurve in Abbildung 4.17 ist der Verlauf der mittels der Fitparameter a_2 und a_3 berechneten Funktion $f_{\text{direkt,Fit}}(\alpha)$. Mittels dieser Funktion läßt sich der NDR bestimmen zu:

$$NDR_{\text{direkt,Fit}} \approx (12,9 \pm 0,5) \text{ dB}.$$

Dieses Ergebnis stimmt mit dem theoretisch bestimmten Wert von $NDR \approx 12,9$ dB vollständig überein. Aus den Fit-Parametern a_2 und a_3 läßt sich die

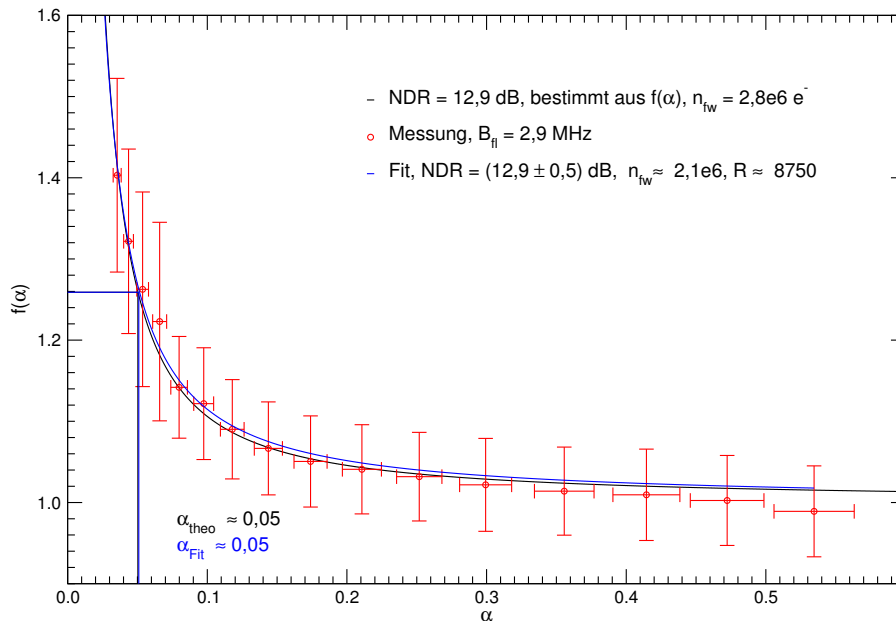


Abbildung 4.17.: $f(\alpha)$ berechnet mit den gemessenen Größen n_{fw} , B_{fluc} und R-Wert nach Gl. (4.15) (schwarze Kurve) verglichen mit der direkten Messung $f_{direkt}(\alpha)$ (rote Meßpunkte) bzw. dem Fit $f_{direkt,Fit}(\alpha)$ (blaue Kurve) des Verhältnisses $\sqrt{(\sigma_\alpha^2/\sigma_R^2)}$.

Full Well Capacity und der R-Wert mit Hilfe der folgenden Gleichungen bestimmen [40]:

$$n_{fw}^{Fit} = \frac{B_{fluc} \cdot \delta}{\beta} \cdot \frac{a_3 \cdot \beta + a_2}{a_1^2} \approx (2,1 \pm 0,26) \cdot 10^6 \quad (4.27)$$

$$R^{Fit} = \frac{\sqrt{B_{fluc} \cdot \delta}}{\beta} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{a_3}} + \frac{\beta \sqrt{a_3}}{a_2} \right) \approx 8750 \pm 660 \quad (4.28)$$

Der Wert für die Full Well Capacity aus dem Fit ist im Rahmen der Meß- und Fitgenauigkeit vergleichbar mit den Werten bestimmt aus der Teststandmessung. Der R-Wert bestimmt aus dem Fit ist ebenfalls vergleichbar mit dem R-Wert ermittelt aus der Statistik des Dunkelstromrauschens des CCD (Abb. 4.16). Diese Ergebnisse zeigen, daß die direkte Messung des NDR mittels eines breitbandigen ZF-Signals aussagekräftiger ist und die Parameter n_{fw} sowie R-Wert aus dieser Messung vergleichbar sind mit anderen Meßmethoden.

In Abbildung 4.17 ist erkennbar, daß sich für höhere Aussteuerungen ($\alpha > 50\%$) die gemessene Varianz verringert. Dies würde man aufgrund des ersten Terms in Gleichung (4.12) nicht erwarten (rote Kurve in Abb. 4.18). Dieses nichtlineare Verhalten des CCD-Rauschens ist damit zu erklären, daß ab einer gewissen Aussteuerung das Schieberegister gesättigt wird, was zu einem Überlauf der Elektronen führt. Die Konsequenz ist, daß das Rauschen sich nicht mehr linear zur Aussteuerung verhält und abnimmt, so wie in der schwarzen „Kurve“ in Abbildung 4.18 dargestellt.

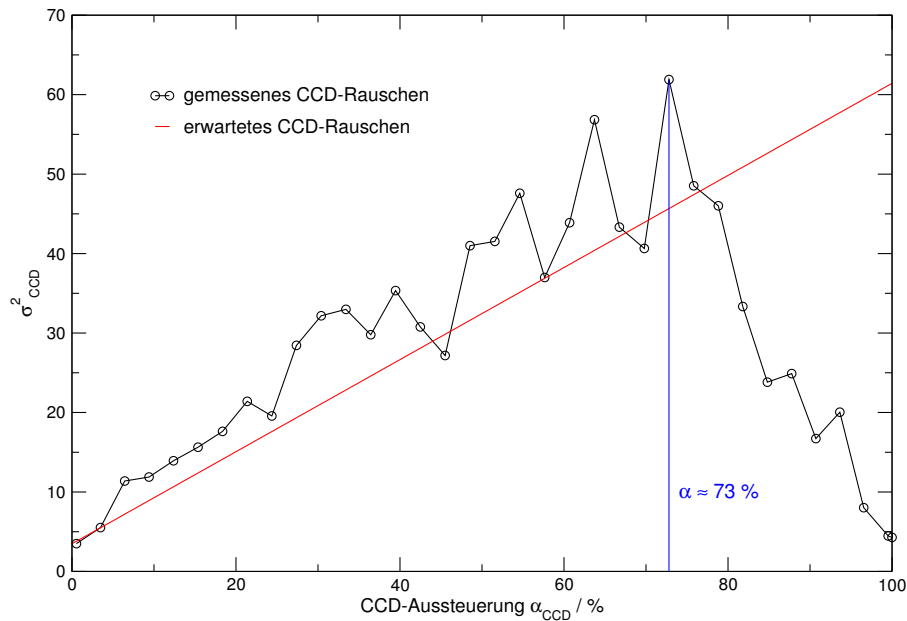


Abbildung 4.18.: Mittels des CCD-Teststandes gemessenes Rauschen des Reticon CCD RL2048D (schwarze Kurve). Die rote Gerade ist der theoretisch erwartete Verlauf des CCD-Rauschens (erster Term in Gl. (4.12)) bei $n_{\text{fw}} = 2,8 \cdot 10^6$, $R = 8750$ und $\beta = 1$.

Bei der Messung wird das Verhältnis zwischen CCD-Aussteuerung und ADC-Aussteuerung $\beta = 1$ gesetzt. Ab einer Aussteuerung $\alpha_{\beta=1} > 73 \%$ nimmt das Rauschen wieder ab. Somit sollte das Verhältnis β zwischen CCD-Sättigung und Maximalwert des ADC $\approx 0,7$ betragen, was bei der Einstellung der Verstärkungsverhältnisse in der Ausleseelektronik zu berücksichtigen ist und sich bereits aus der Messung der Leistungslinearität (Abschnitt 4.6) ergab. Da dieses Verhältnis noch nicht optimal eingestellt worden ist, sollte es bei einer Weiterentwicklung des BAOS entsprechend angepaßt werden. Die anderen Ergebnisse, die mit dem Prototyp-BAOS gemessen wurden, werden hiervon nicht beeinflusst.

4.8. Thermische Effekte in der Bragg-Zelle

Aufgrund der eingespeisten Hochfrequenz entstehen in der Bragg-Zelle thermische Effekte, die die Gitterstruktur des Kristalls beeinflussen. Dadurch kann die Stabilität des Spektrometers beeinflusst werden. Frühere Untersuchungen an LiNbO_3 Bragg-Zellen ergaben, daß bei einer Eingangsleistung von $P_{ZF} \approx 50$ mW eine Temperaturänderung im Kristall von $\Delta T \approx 0,5$ K auftritt [20].

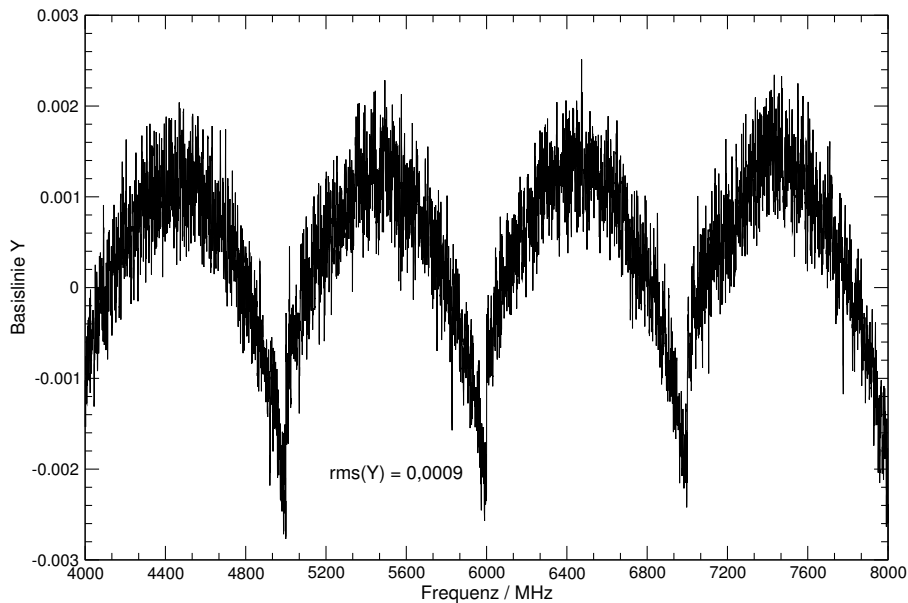


Abbildung 4.19.: Aufgrund des eingespeisten ZF-Signals entsteht Ripple in der Basislinie des WBS. Die Integrationszeit pro Signal- und Referenzmessung beträgt 8 s. Nach Einschalten des ZF-Signals wurde 2 s gewartet bevor die Signalmessung durchgeführt wurde. Der gemessene rms-Wert der Basislinie liegt bei $\text{rms}(Y) \approx 0,0009$, der theoretisch erwartete Wert der Standardabweichung liegt bei $\sigma_{\text{theo}} \approx 0,00034$ ($B_{\text{fluc}} = 2,2$ MHz).

Die Konsequenz der Erwärmung einer LiNbO_3 Bragg-Zelle wird am Beispiel des Wideband Spectrometer (WBS) für HERSCHEL/HIFI (siehe Abbildung 1.2, Kapitel 1) verdeutlicht. Beim WBS zeigt sich *Ripple*, wie in der Abbildung 4.19 dargestellt ist, in der Basislinie aufgrund der thermischen Effekte. Damit liegt die Vermutung nahe, daß auch beim Rutil basierten BAOS solche Effekte auftreten.

Um dies zu überprüfen, wird folgende mit dem Meßaufbau, wie in Abbildung 4.20 dargestellt, folgende Untersuchung durchgeführt: Die Rauschquelle (siehe Abschnitt 5.2.1) wird eingeschaltet und unmittelbar danach das Antwortsignal S_i des BAOS gemessen. Die Einzelintegrationszeit pro Signalmessung beträgt $t_{\text{int}} = 5$ s. Nachdem 25 Messungen durchgeführt wurden (entspricht einer Zeitspanne nach dem Einschalten der ZF-Leistung zwischen der ersten und der letzten Messung von $T = 125$ s), wird die ZF-Leistung ausgeschaltet und eine Nullmessung-Messung ohne ZF-Signal durchgeführt.

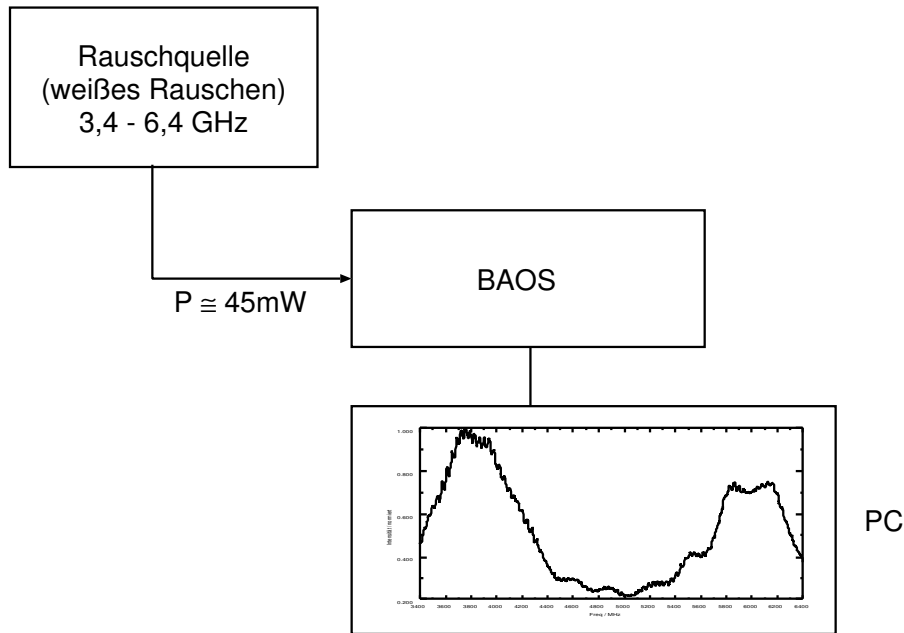


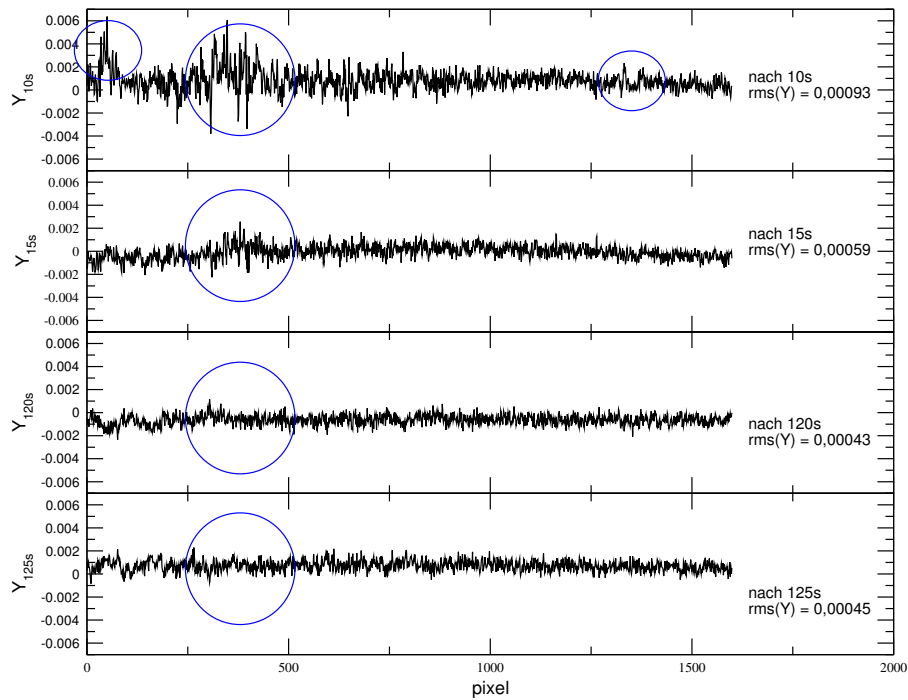
Abbildung 4.20.: Meßaufbau zur Bestimmung des thermischen Effektes. Die Rauschquelle speist ein Signal im Bereich von 3,4 – 6,4 GHz in das BAOS ein. Mittels eines PC wird das Leistungsspektrum gemessen und die Basislinie Y_i bestimmt.

Im BAOS scheint sich die eingespeiste ZF-Leistung auf das Streulichtverhalten des Deflektors auszuwirken. Die Speckles, in Abb. 4.21(a) blau eingekreist, verändern mit der Zeit ihre Position, was sich in dem rms-Wert der Basislinie bemerkbar macht. Hervorgerufen wird die zeitliche Änderung der Speckles aufgrund von Veränderung im Rutil Kristall, bedingt durch die Erwärmung der Bragg-Zelle. Die Streulichtzentren, die sich ändern und den rms-Wert der Basislinie beeinflussen, liegen im Kristall. Der im BAOS bestimmte Effekt, der zeitlichen Veränderung der Speckles, ist offensichtlich nicht mit dem Effekt von Ripple in LiNbO₃-basierten AOS identisch.

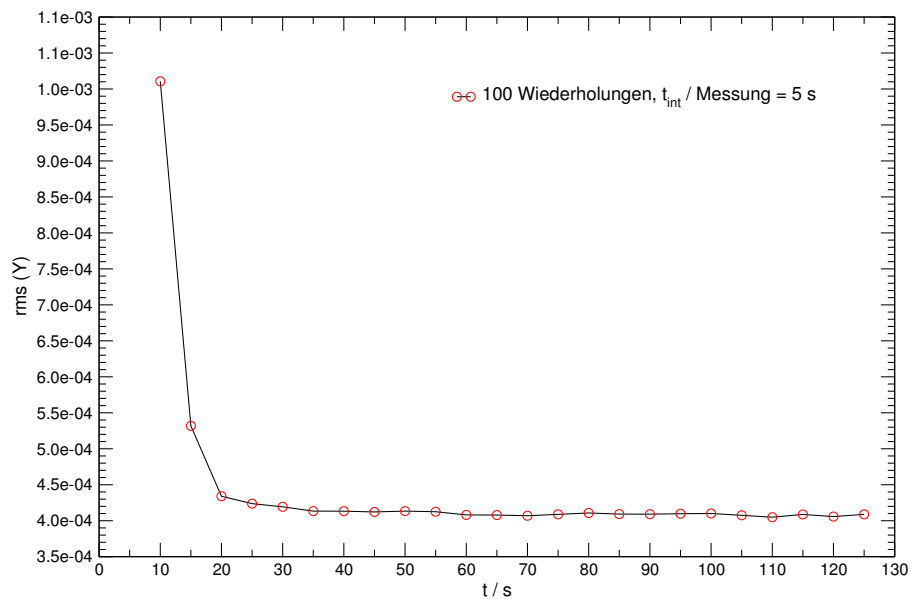
Insgesamt wird die oben beschriebene Messung 100 mal wiederholt, wobei zwischen der Zero-Messung und der nächsten Signalmessung ca. 2 min gewartet wird. Anschließend werden die Basislinien nach

$$Y_i = \frac{x_{S,i-1} - x_{S_i}}{x_{S_i} - x_Z}, i = 1 \dots 25$$

sowie der rms-Wert (σ_{Y_i}) jeder Basislinien berechnet. Die Mittelung über die hundert gemessenen rms-Werte pro Zeitintervall $\Delta t = 5$ s gegen die Zeit $t_i = \Delta t + t_{i-1}$ sind in Abbildung 4.21(b) dargestellt. Nach einer Zeitspanne von ca. 20 s hat sich im Kristall ein thermisches Gleichgewicht eingestellt und die rms-Werte bleiben über die restliche Meßdauer konstant auf dem theoretisch erwarteten Wert. Dieses Ergebnis wird bei Messungen berücksichtigt, die die Stabilität des Spektrometers bestimmen. Das heißt es wird mindestens 20 s gewartet, nachdem das ZF-Signal eingeschaltet wurde, bevor die eigentliche Signalmessung beginnt.



(a) Basislinien eines Durchlaufes nach unterschiedlichen Zeitabständen nach dem Einschalten der ZF-Leistung. Ripple ist nicht erkennbar sondern vielmehr *Speckles* (blau eingekreist). Die Speckles entstehen aufgrund der kohärenten Ausleuchtung der Bragg-Zelle. Wenn sich die Speckles zeitlich verändern, beeinflussen sie den rms-Wert der Basislinie. Der theoretisch erwartete Wert der Standardabweichung liegt bei $\sigma_{\text{theo}} \approx 0,0004$ ($B_{\text{fluc}} = 2,9$ MHz, $t_{\text{int}} = 5$ s).



(b) rms-Werte der Basislinie Y gegen Meßdauer. Nach ca. 20 s verändern sich die rms-Wert nicht mehr und erreichen den theoretisch erwarteten Wert von $\sigma_{\text{theo}} \approx 0,0004$ ($B_{\text{fluc}} = 2,9$ MHz, $t_{\text{int}} = 5$ s).

Abbildung 4.21.: Untersuchung des Einfluß des eingespeisten ZF-Signals auf das Rauschverhalten des Spektrometers.

4.9. Stabilität

Die Stabilität eines Echtzeitspektrometers ist entscheidend für die Integrationsdauer einer Einzelmessung. Sie bestimmt, wie lange das Signal zeitlich aufintegriert werden kann, um das Signal-zu-Rauschverhältnis zu verbessern. Eine detaillierte Beschreibung der Stabilitätsbestimmung findet sich in Kapitel 5. In diesem Abschnitt wird die beim BAOS gemessene Stabilität im Rahmen der Bestimmung der Kenndaten präsentiert.

Für die Echtzeitspektrometer in der Radioastronomie hat es sich bewährt, als Maß für diese Stabilität die Allan-Minimumzeit anzugeben. Dazu werden die Schwankungen im Mittelwert kontinuierlich gemessener Daten gegen verschieden lange Integrationszeiten t_{int} doppeltlogarithmisch aufgetragen. Man nennt diesen Graph einen Allan-Plot [8]. Verhalten sich die Schwankung, statistisch betrachtet, wie weißes (radiometrisches) Rauschen, so ist die Steigung im Allan-Plot -1 (rote Kurve in Abb. 4.23(b)).

Durch Rauschbeiträge des Systems, hervorgerufen durch Driften und Instabilitäten, weicht die Steigung mit größer werdender Integrationszeit vom linearen Abfall ab. An einem bestimmten Zeitpunkt sind die Driftbeiträge gleich groß wie das radiometrische Rauschen und die Steigung ist dann Null. Dieses Minimum definiert die Allan-Minimumzeit, die als Parameter für die Stabilität des Spektrometers angegeben wird [37]. Die Daten, deren Varianz man beim Allan-Plot untersucht, sind die Basislinien verschieden langer Integrationszeiten.

Zur Messung der Varianz der Basislinie wird im Labor eine Rauschquelle verwendet (siehe Abb. 4.22), die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Die verwendete Rauschquelle ist eine ZF-Verstärkerkette, die das Eigenrauschen eines mit 50Ω terminierten ZF-Verstärkers auf ca. +14 dBm im Maximum (Sättigung des BAOS) verstärkt. Eine detailliertere Beschreibung der Rauschquelle findet sich in Abschnitt 5.2.1.

Das BAOS ist ebenfalls mit einer Durchflußkühlung ($\Delta T \approx 0,1 \text{ K}$) ausgestattet, damit Justageveränderungen durch Erwärmung oder Abkühlung möglichst gering gehalten werden. Auch das BAOS wird, um externe thermische Schwankungen bei der Messung zu minimieren, mit einer Styropor-Box verpackt. Da sich das BAOS in einem Prototypen-Stadium befindet, wird davon ausgegangen, daß die Stabilität des Systems voraussichtlich nicht die von ausgereiften LiNbO_3 -AOS erreicht. Als Beispiel sei hier das WBS aufgeführt. Beim WBS (siehe Kapitel 1) wird eine Allan-Minimumzeit von $T_A \approx 300 \text{ s}$ bei ca. 50 % Aussteruerung gemessen [15]. Bei BAOS erwartet man aufgrund der größeren Fluktuationsbandbreite von $\langle B_{\text{fluc,BAOS}} \rangle \approx 2,9 \text{ MHz}$, verglichen mit dem WBS ($B_{\text{fluc,WBS}} \approx 1,7 \text{ MHz}$ [15]), eine geringere Allan-Minimumzeit, da die Allan-Minimumzeit mit größer werdender Fluktuationsbandbreite abnimmt [37]. Mittels der Daten des WBS ergeben sich, abhängig von der Art des Rauschens (siehe Tabelle 5.1), folgende Erwartungswerte für das BAOS:

$$T_{A,\text{BAOS}}^{\text{erwartet}} = \begin{cases} 230 \text{ s} & \text{bei } 1/f^2\text{-Rauschen} \\ 251 \text{ s} & \text{bei } 1/f^3\text{-Rauschen} \end{cases} \quad (4.29)$$

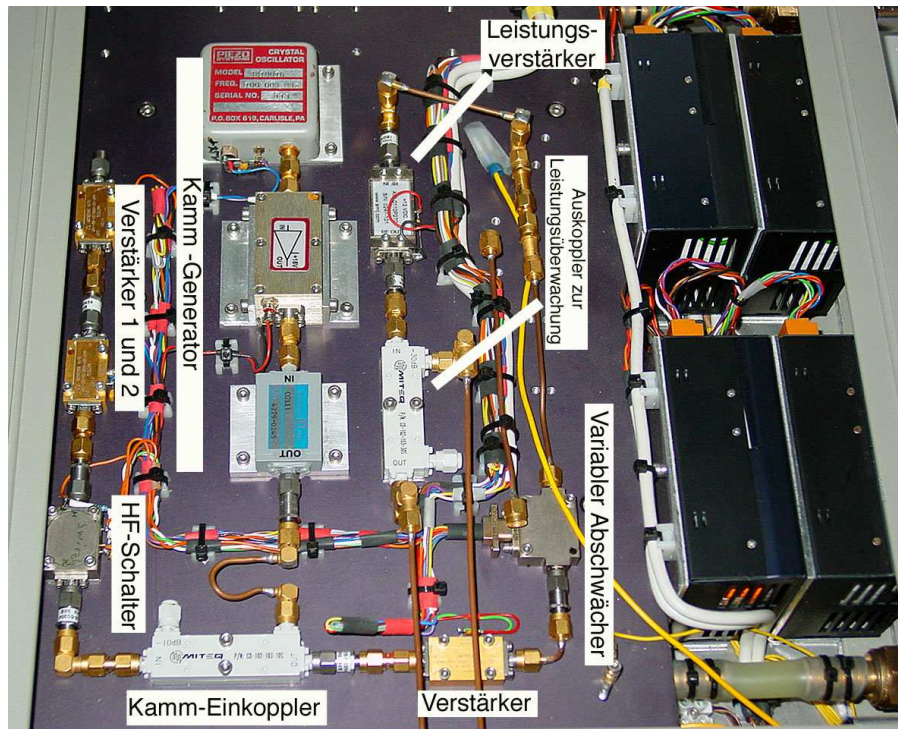
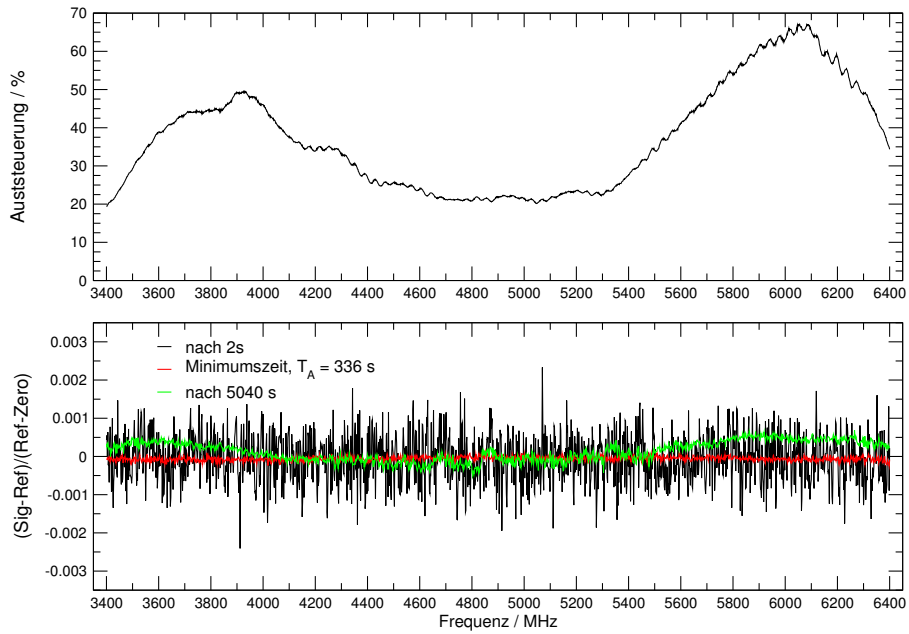


Abbildung 4.22.: Die zur Allan-Plot Messung verwendete Rauschquelle. Zusätzlich ist noch ein variabler Abschwächer, zur Anpassung der Aussteuerung des BAOS und ein Kamm-Generator zur Frequenzkalibration integriert.

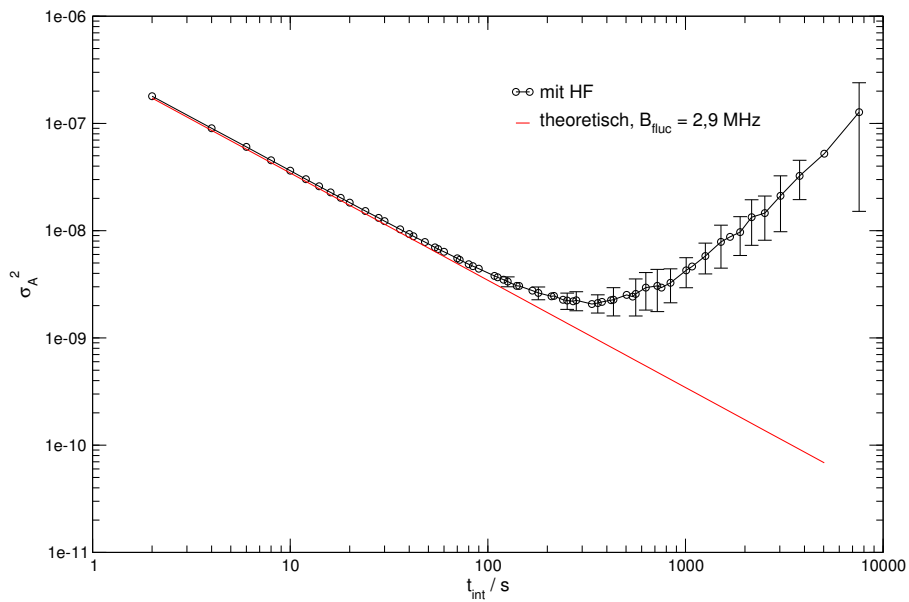
Der Allan-Plot, dargestellt in Abbildung 4.23(b), des Prototypen-BAOS übertrifft die Erwartungen deutlich. Es konnte eine Allan-Minimumzeit, in einer thermisch stabilisierten Umgebung ($\Delta T \approx 0,1$ s), von

$$T_A \approx 336 \text{ s bei } \langle \alpha_{\text{BAOS}} \rangle \approx 41 \%$$

bestimmt werden. Dies ist ein hervorragender Wert und vergleichbar mit den Allan-Minimumzeiten LiNbO_3 -basierter AOS.



(a) Oben: abgebildet ist die Antwortfunktion des BAOS auf das eingespeiste ZF-Signal der Rauschquelle. Die Integrationszeit pro Signal- bzw. Referenzmessung beträgt 1 s. Unten: repräsentative Basislinien nach verschiedenen langen Integrationszeiten, die zur Berechnung der Varianz dienen.



(b) Allan-Plot des BAOS. Die Allan-Minimumzeit beträgt $T_A \approx 336$ s.

Abbildung 4.23.: Allan-Plot des BAOS, in (a) sind das Leistungsspektrum und repräsentative Basislinien dargestellt und in (b) der eigentliche Allan-Plot.

4.10. Langzeitintegration

Neben der Stabilität des Spektrometers ist es interessant zu sehen, wie sich die Basislinie bei einer Langzeitmessung verhält. Dabei wird die Basislinie Y aufintegriert, wobei die Integrationszeit pro Leistungsspektrum (*Sig* und *Ref*) kleiner als die Allan-Minimumzeit $\approx 1/10 \cdot T_A$ ist. Beim SWAS⁷-AOS [24] zum Beispiel zeigte es sich, daß es nach einer Integrationszeit von drei Stunden (Integration der Signal- und Referenzmessung jeweils 20 s) notwendig war einen quadratischen Fit von der Basislinie abzuziehen, damit die gemessene Varianz der Basislinie dem erwarteten Wert nach Radiometerformel entsprach.

Beim BAOS wurde über 16 Stunden (8 h Signal und 8 h Referenzmessung) das ZF-Signal der Rauschquelle aufgenommen, wobei die Einzelintegrationszeit von Signal- und Referenzmessung bei 30 s liegt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.24 dargestellt. Die Aussteuerung im BAOS betrug $\alpha_{\text{BAOS}} \approx 41 \%$

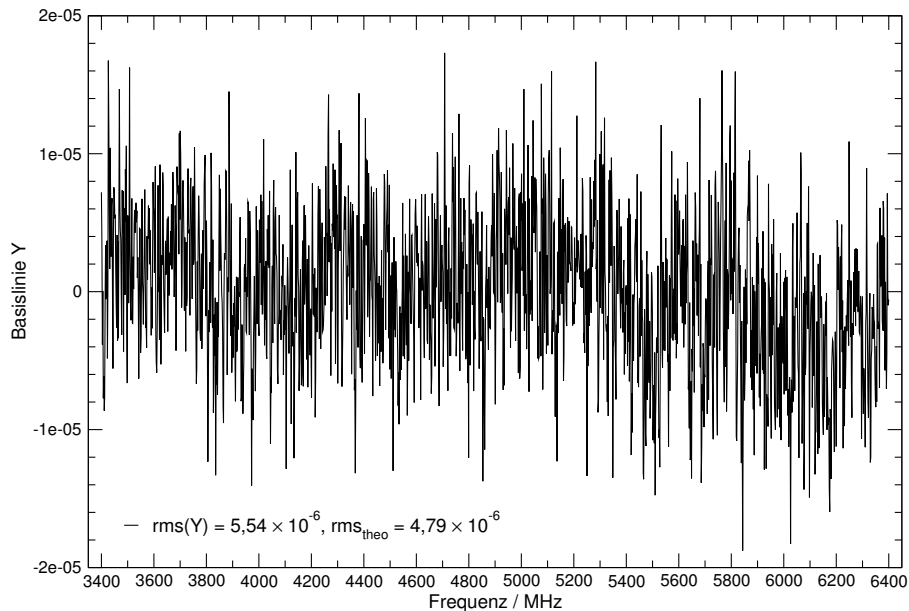


Abbildung 4.24.: Basislinie Y nach 16 h Integrationszeit.

$$B_{\text{fluc}} = 2,9 \text{ MHz}, T = N \cdot 30 \text{ s}, N = 1000$$

Es ergibt sich ein rms-Wert von $\text{rms}(Y) \approx 5,54 \cdot 10^{-6}$, mit

$$Y = \sum_n \left(\frac{x_S - x_R}{x_R - x_Z} \right)_n, n = 1, 2, 3, \dots, N$$

Der beim SWAS-AOS aufgetretene Effekt des „durchbiegens“ der Basislinie, der durch die Subtraktion eines quadratischen Fits korrigiert werden konnte, tritt beim BAOS nicht auf und der gemessene rms-Wert weicht nur um ca. 15 % von dem Wert ab, der nach Radiometerformel theoretisch erwartet wird.

⁷ Submillimeter Wave Astronomy Satellite

4.11. Basislinie mit Pegelunterschied, Platforming

Bei radioastronomischen Messungen ist im Allgemeinen der Pegelunterschied bei einem kalibrierten Spektrum

$$Y = \frac{x_S - x_R}{x_{\text{hot}} - x_{\text{cold}}}$$

zwischen x_S und x_R sehr klein ($x_S/x_R \ll 1$). Wobei

$x_S \hat{=}$ Messung auf der Quelle (Signalmessung)

$x_R \hat{=}$ Messung neben der Quelle (Referenzmessung)

$x_{\text{hot}} \hat{=}$ Kalibrationsmessung auf *hot load*, $T_{\text{hot}} \approx 293 \text{ K}$

$x_{\text{cold}} \hat{=}$ Kalibrationsmessung auf *cold load*, $T_{\text{cold}} \approx 78 \text{ K}$

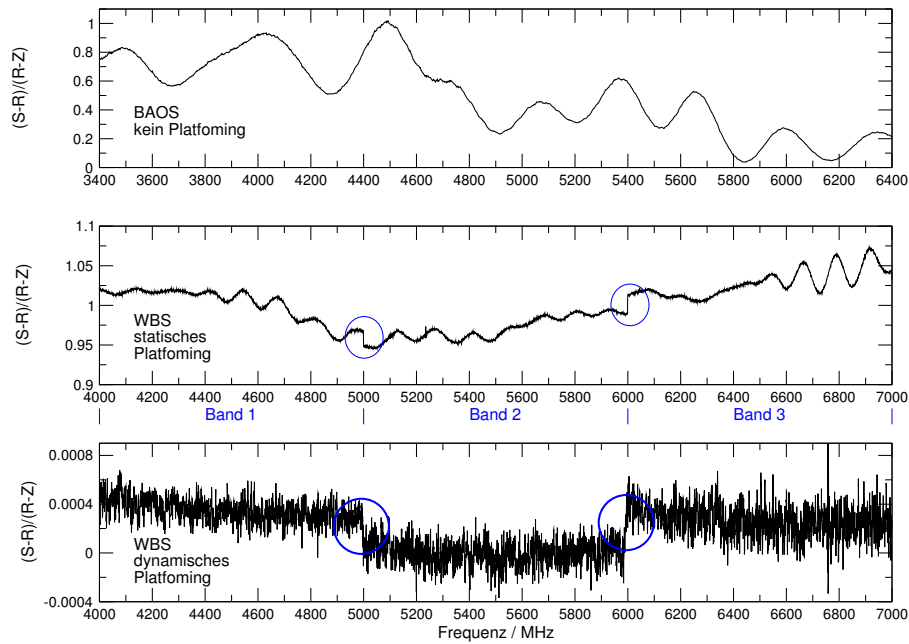
Bei Kontinuumsmessungen kann der Pegelunterschied unter Umständen einen Wert von bis zu 3 dB annehmen. Wird ein Spektrometer verwendet, das seine Bandbreite durch das Zusammenschalten mehrerer einzelner Subsysteme erreicht (Hybrid-Spektrometer), führt der Pegelunterschied bedingt durch Verstärkungsunterschiede in der ZF-Aufbereitung vor dem Spektrometer bzw. im Detektor des Spektrometers zu *Platforming* (siehe Abb. 4.25(a)). Das Platforming verändert die Linienstruktur des gemessenen Signals, wenn sich die Linienbreite über mehrere Subbänder erstreckt. Dies führt zu Problemen bei der Auswertung oder macht die Auswertung der Daten unmöglich. Deshalb ist die Entwicklung eines Echtzeitspektrometers das intrinsisch eine Bandbreite bereitstellt, die der ZF-Bandbreite moderner Empfangssysteme entspricht, ein notwendiger Schritt um Platforming auszuschließen. Als Beispiel für ein Echtzeitspektrometer, das auf einer Hybrid-Lösung basiert, soll das WBS dienen. Beim WBS hat es sich gezeigt, daß durch Nichtlinearitäten und Instabilitäten sogenanntes *Platforming* auftritt.

Wenn das Platforming aufgrund von Unterschieden der ZF-Verstärker oder der CCD-Zeilen in den jeweiligen Subbändern des WBS auftritt (siehe Abb. 4.25(a) Mitte) spricht man vom *statischen Platforming*. Das Platforming macht sich dadurch bemerkbar, daß an den Übergangsstellen zwischen den einzelnen Subbändern reproduzierbare Sprünge in der Basislinie vorhanden sind. Bei der zweiten Art des Platformings, daß bei Langzeitintegrationen sichtbar werden kann, spricht man von *dynamischen Platforming*. Dynamisches Platforming entsteht aufgrund thermischer Driften, die zu Verstärkungsschwankungen in der ZF-Aufbereitung führen bzw. Effizienz-Änderungen im Array-AOS hervorrufen (Abbildung 4.25(a) unten). Die in der Abb. 4.25(a) dargestellten Beispiele des Platformings sind mit dem *Engineering Model* des WBS gemessen worden.

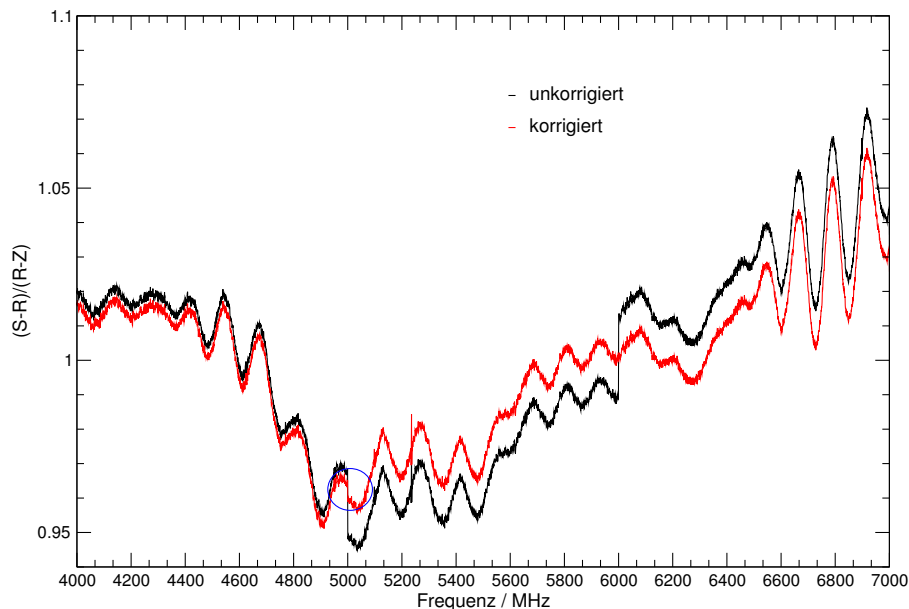
Die Pegeldifferenz von 3 dB, wie sie für die Messungen mit dem BAOS und dem WBS in Abb. 4.25(a) simuliert wurden, erreicht man durch Schalten des variablen Abschwächers in der Rauschquelle. Bei realen radioastronomischen Messungen tritt ein solch großer Pegelunterschied zwischen x_S und x_R nur bei starken Kontinuumsignalen wie z. B. bei der Untersuchung von Planetenatmosphären auf.

Im Falle des *statischen Platformings* kann man versuchen mittels einer Software eine Korrektur der Basislinie vorzunehmen, hierzu ist es jedoch notwendig die Nichtlinearität der ZF-Verstärkern, hervorgerufen durch Kompression, sehr genau zu bestimmen (besser als 1 %) [31]. Ansonsten verbleibt ein „Restplatforming“ in der korrigierten Basislinie, wie in der Abbildung 4.25(b) zu erkennen ist. Die Nichtlinearität der Verstärker besser als 1 % zu bestimmen ist nahezu unmöglich.

Beim BAOS können solche Platforming-Effekte in der Basislinie nicht auftreten. Das BAOS besitzt intrinsisch eine Bandbreite von 3 GHz. Deshalb und da es hervorragende Kennwerte besitzt (Tab. 6.1), ist es ein ideales Breitband-Spektrometer für derzeitige breitbandige Heterodyn-Empfangssysteme.



(a) Vergleich des BAOS mit dem *Engineering Model* des WBS hinsichtlich Platforming. Oben ist die Basislinie des BAOS dargestellt. In der Mitte ist ein Beispiel für statisches Platforming des WBS und unten ist ein Beispiel für dynamisches Platforming im WBS dargestellt. Im Falle des oberen bzw. mittigen Diagramms ist der Pegelunterschied zwischen Signal und Referenzmessung 3 dB. Die Stehwellen bei den Messung mit Pegelunterschied entstehen durch Schalten der variablen Abschwächer in den jeweiligen Rauschquellen.



(b) Software-korrigierte Basislinie des WBS. Wenn die Kompression nicht exakt genug bestimmt wurde bleibt ein „Restplatforming“ in der Basislinie zu erkennen (blau eingekreist).

Abbildung 4.25.: In (a): Platforming beim Engineering Model des WBS. In (b): Softwarekorrektur des Platformings.

5. Stabilitätsuntersuchungen

Nach Radiometerformel [28]

$$\Delta T = \frac{T_{\text{Sys}}}{\sqrt{B_{\text{fluc}} \cdot t_{\text{int}}}} \quad (5.1)$$

läßt sich das Signal-zu-Rauschverhältnis S/N

$$\frac{S}{N} = \frac{T_{\text{Sig}}}{T_{\text{Sys}}} \cdot \sqrt{B_{\text{fluc}} \cdot t_{\text{int}}} \quad (5.2)$$

einer radioastronomischen Messung durch eine längere Integrationszeit verbessern. Die verwendeten Größen sind:

$$\begin{aligned} \Delta T &\hat{=} \text{minimal nachweisbare Signal} \\ T_{\text{Sys}} &\hat{=} \text{Rauschtemperatur des Systems} \\ T_{\text{Sig}} &\hat{=} \text{Strahlungstemperatur} \\ B_{\text{fluc}} &\hat{=} \text{Fluktuationsbandbreite} \\ t_{\text{int}} &\hat{=} \text{Integrationszeit} \end{aligned}$$

Bei den meisten radioastronomischen Messungen ist es notwendig über einen längeren Zeitraum das Signal zu integrieren, da das nachzuweisende Signal so schwach ist, daß es von einem Rauschuntergrund überlagert wird. Die Annahme, das Signal-zu-Rauschverhältnis durch längere Integrationszeiten verbessern zu können, ist nur dann richtig, wenn die Rauschbeiträge statistisch verteilt sind. Hervorgerufen durch *Driften* der ZF-Verstärker, des Lokal Oszillators etc. weisen Radioastronomische Empfangssysteme Eigenrauschbeiträge auf, die zu Instabilitäten im System führen.

Da in der Heterodyn-Spektroskopie immer eine Signalmessung (x_S) gefolgt von einer Referenzmessung (x_R) durchgeführt wird, um Einflüsse der Atmosphäre und des Empfangssystems zu eliminieren, machen sich die Driften bei wachsender Integrationszeit der Einzelmessung bemerkbar. Durch Kalibration der Differenz aus Signal- und Referenzmessung durch die Differenz aus der Messung zweier *Loads*, x_{hot} und x_{cold} , erhält man das Spektrum:

$$Y = \frac{x_S - x_R}{x_{\text{hot}} - x_{\text{cold}}}$$

Die Driften verhalten sich nicht statistisch und somit reduziert sich das Rauschen ab einer gewissen Integrationszeit der Einzelmessung nicht mehr. Dieses nicht-radiometrische Verhalten gilt auch für ein Akusto-Optisches Spektrometer. Wobei

die Driften und Instabilitäten im AOS hauptsächlich durch Temperaturschwankungen hervorgerufen werden. Man kann die Stabilität eines AOS ermitteln, in dem man die maximale Integrationszeit bestimmt, bis zu der sich das Rauschen des Signals reduzieren läßt und nicht durch Driftbeiträge wieder zunimmt. Als Maß für die Stabilität des Spektrometers sowie für das gesamte Heterodyn-System hat sich die Allan-Minimumzeit etabliert (Gl. (5.15)) [38]. Sie bestimmt, wie lange es möglich ist die Signalmessung aufzuintegrieren und somit das Signal zu Rauschverhältnis zu verbessern bevor die Referenzmessung zur Kalibration durchgeführt werden muß. Außerdem ermöglicht die Bestimmung der Allan-Minimumzeit die Erstellung eines effizienten Beobachtungsplans mit besonderem Augenmerk auf die Optimierung der gesamten Beobachtungszeit [37]. Insbesondere bei Flugzeug- (z. B. SOFIA) oder Satellitenobservatorien (z. B. HERSCHEL/HIFI) ist dies unter Umständen eine Frage der wissenschaftlichen Zielsetzung.

Die Allan-Minimumzeit wird bestimmt durch eine doppeltlogarithmische Darstellung der Allan-Varianz gegen die Integrationszeit [8]. In den nachfolgenden Abschnitten des Kapitels werden die theoretischen Grundlagen bei Anwendung des Allan-Plots vorgestellt. Dabei wird aufgezeigt, wie man aus Messungen der Varianz der Basislinie Y den Allan-Plot gewinnt (Abschnitt 5.1.1). Die Basislinie ist die Labormessung, die vergleichbar ist zur kalibrierten radioastronomischen Messung, wie sie in Abschnitt 4.7.1 vorgestellt wurde.

Des weiteren werden theoretische und experimentelle Untersuchungen (Abschnitt 5.2.2), vorgestellt, anhand von Allan-Plot Messungen ohne ZF-Signal die Allan-Minimumzeit eines AOS zu bestimmen. Diese Untersuchung findet im Rahmen dieser Arbeit erstmalig statt. Zum Abschluß des Kapitels wird der Einfluß der Addition von Frequenzkanälen eines Akusto-Optischen Spektrometers auf die Allan-Minimumzeit untersucht. Besonderer Augenmerk wurde dabei auf das Verhalten der Driften hervorgerufen durch Streulichtschwankungen gelegt.

5.1. Theoretische Beschreibung der Allan-Varianz

D.W. Allan veröffentlichte 1966 in seinem Artikel *Statistics of Atomic Frequency Standards* eine mathematische Beschreibung der Messung von Frequenzinstabilitäten atomarer Übergänge. Sie bilden einen direkten Zusammenhang zwischen der Varianz der Schwankungen in der Frequenzmessung und der Art von Rauschbeiträgen im Meßsystem, der Anzahl an Messung und der „Totzeit“ zwischen den einzelnen Messungen [8]. Diese Betrachtung kann auf Spektrometer zur Analyse von Heterodyn ZF-Signalen übertragen werden. Dabei ist es von besonderem Interesse, wie sich die Statistik der einzelnen Frequenzkanäle relativ zueinander verhält [37].

Man betrachtet in der Radioastronomie immer die Differenz $\Delta(t_{\text{int}})$ zweier Einzelmessungen

$$\Delta(t_{\text{int}}) = x_S(t_{\text{int}}) - x_R(t_{\text{int}}). \quad (5.3)$$

Zum einen die Signalmessung, dabei ist das Teleskop auf die zu untersuchende Quelle gerichtet und zum anderen die Referenzmessung. Bei letzterer ist das Teleskop auf eine Position weg von der Quelle gerichtet, um die Einflüsse des Meßsystems und der Atmosphäre zu eliminieren. In Gleichung (5.3) stehen $x_{S,R}(t_{\text{int}})$ für die über die Integrationszeit gemittelte Signal- bzw. Referenzmessung¹ des Spektrometers:

$$x_S(t_{\text{int}}) = \frac{1}{t_{\text{int}}} \int_0^{t_{\text{int}}} s(t) dt \quad (5.4)$$

$$x_R(t_{\text{int}}) = \frac{1}{t_{\text{int}}} \int_{t_{\text{int}}}^{2 \cdot t_{\text{int}}} s(t) dt. \quad (5.5)$$

Man geht dabei davon aus, daß die beiden Messung direkt nacheinander erfolgen ohne das Totzeiten zwischen den Einzelmessungen entstehen. Bildet man nun die Differenz und berechnet die Varianz σ_{Δ}^2 der Differenz $\Delta(t_{\text{int}})$, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta}^2 &= \langle (\Delta(t_{\text{int}}) - \langle \Delta(t_{\text{int}}) \rangle)^2 \rangle \\ &= \langle \Delta^2(t_{\text{int}}) \rangle - \langle \Delta(t_{\text{int}}) \rangle^2 \quad (\text{bei weißem Rauschen}) \\ &= 2 \cdot \sigma_A^2 \end{aligned} \quad (5.6)$$

$\langle \rangle \hat{=}$ Erwartungswert zur Integrationszeit t_{int}

Sind die beiden Messung x_S und x_R jedoch korreliert, dann ergibt einsetzen der Gleichung (5.4) und (5.5):

$$\begin{aligned} \sigma_A^2(t_{\text{int}}) &= \frac{\sigma_S^2(t_{\text{int}}) + \sigma_R^2(t_{\text{int}})}{2} \\ &\quad - \sqrt{(\sigma_S^2(t_{\text{int}}) \cdot \sigma_R^2(t_{\text{int}}))} \cdot g_{S,R}(t_{\text{int}}) \end{aligned} \quad (5.7)$$

wobei

$$g_{SR}(t_{\text{int}}) = \frac{\langle (x_S - \langle x_S \rangle) \cdot (x_R - \langle x_R \rangle) \rangle}{\sqrt{\sigma_S^2 \cdot \sigma_R^2}} \quad (5.8)$$

die normierte Korrelationsfunktion der Daten x_S und x_R darstellt und

$$\sigma_{S/R}^2 = \langle (x_{S/R} - \langle x_{S/R} \rangle)^2 \rangle. \quad (5.9)$$

die Varianz von x_S und x_R ist. Für eine gleiche Statistik der Signal- und Referenzmessung

$$\sigma_S^2 = \sigma_R^2 = \sigma^2$$

vereinfacht sich Gl. (5.7) zu:

$$\sigma_A^2(t_{\text{int}}) = \sigma^2(t_{\text{int}}) \cdot [1 - g_{SR}(t_{\text{int}})]. \quad (5.10)$$

¹ Mit einer Signal- oder Referenzmessung ist hier und im Folgenden immer ein gesamtes Spektrum aller Frequenzkanäle gemeint

Aufgrund verschiedener Arten von Rauschen kann der Allan-Plot als Beschreibung dieser Rauscharten im Spektrometer interpretiert werden. Nimmt man eine Verteilung der spektralen Leistungsdichte der Form [8]:

$$S(f) \propto f^{-\alpha} \quad (5.11)$$

an, dann läßt sich σ_A^2 mathematisch berechnen. Verhalten sich die Rauschbeiträge wie weißes Rauschen ($\alpha = 0$), so gilt für die Allan-Varianz, daß sie die Radiometerformel

$$\sigma_A^2(t_{\text{int}}) = \frac{\langle s(t_{\text{int}}) \rangle^2}{B_{\text{fluc}} \cdot t_{\text{int}}} \quad (5.12)$$

erfüllen muß, was einer Steigung -1 im Allan-Plot entspricht. B_{fluc} in Gl. (5.12) ist die Fluktuationsbandbreite wie sie in Abschnitt 3.4.1, Gl. (3.13) definiert wurde.

Trägt man, unter der Annahme eines wohldefinierten α , den Rauschbeiträgen Rechnung läßt sich die Allan-Varianz schreiben als:

$$\sigma_A^2(t_{\text{int}}) = \frac{a}{t_{\text{int}}} + b \cdot t_{\text{int}}^\beta, \quad (5.13)$$

mit $\beta = \alpha - 1$ und

$$a = \frac{\langle s(t_{\text{int}}) \rangle^2}{B_{\text{fluc}}}. \quad (5.14)$$

Vergleicht man Gl. (5.13) mit Gl. (5.12), dann ist es eindeutig, daß a/t_{int} die Varianz des weißen Rauschens darstellt und $b \cdot t_{\text{int}}^\beta$ die Driften beschreibt. Eine Übersicht der verschiedenen Rauscharten in Abhängigkeit des Exponenten α ist in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

α	Art
0	weißes Rauschen
1	1/f-Rauschen
> 1	Drift-Rauschen

Tabelle 5.1.: Rauscharten bei $S(f) \sim f^{-\alpha}$.

Die durch Driften verursachten Rauschbeiträge des Spektrometers verhalten sich nicht wie weißes Rauschen. Deshalb wird die Steigung im Allan-Plot mit wachsender Integrationszeit von -1 zu größer werdenden Werten wachsen, so daß sich ein Minimum ausprägt. Nach dem Minimum kehrt sich letztendlich die Steigung zu positiven Werten um, so daß die Rauschbeiträge im System wieder zunehmen. Das Minimum der Allan-Varianz definiert die Allan-Minimumzeit T_A , das angesprochene Maß für die Stabilität des Spektrometers. Unter Verwendung der Allan-Minimumzeit läßt sich Gl. (5.13) schreiben als:

$$\sigma_A^2(t_{\text{int}}) = \frac{\langle s(T_A) \rangle^2}{B_{\text{fluc}} \cdot T_A} \cdot \left[\frac{T_A}{t_{\text{int}}} + \frac{1}{\beta} \left(\frac{t_{\text{int}}}{T_A} \right)^\beta \right]. \quad (5.15)$$

5.1.1. Bestimmung der Allan-Varianz aus der Basislinie

Eine Beschreibung der Driften, wie sie unter radioastronomischen Meßbedingungen herrschen, wird die Allan-Varianz bestimmt aus der Basislinie

$$Y = \frac{x_S - x_R}{x_R - x_Z} \quad (5.16)$$

gerecht. Bei dieser Art der Bestimmung werden alle Frequenzkanäle des Spektrometers betrachtet und man geht davon aus, daß sich alle Frequenzkanäle statistisch äquivalent verhalten. Diese Annahme gilt jedoch nicht für globale Instabilitäten, die sich über viele ($> 20\%$) Frequenzkanäle erstrecken und die Stabilität beeinflussen. Solche globalen Instabilitäten können z. B. Stehwellen im Heterodyn-Empfangssystem sein.

Die Allan-Varianz bestimmt aus der Varianz der Basislinie wird wie folgt ermittelt: Es werden kontinuierlich $2 \cdot N$ Signal- und Referenzmessungen für eine gewisse Einzelintegrationszeit $t_{S/R}$ aufgenommen und gespeichert. N gibt dabei die maximale Anzahl möglicher Basislinien an. Erst am Ende der Messung wird die eigentliche Berechnung der Allan-Varianz durchgeführt. Dabei wird eine immer größer werdende Anzahl $K = 1 \dots N/2$ an Additionen der Einzelmessungen vorgenommen und die Basislinie Y_i berechnet. Dabei ist zu beachten das $(N/K) \geq 2$ und $(N/K) \in \mathbb{N}^+$. Die Anzahl der Additionen K wird so berechnet, daß der Quotient (N/K) maximal wird. Von jeder der sich ergebenden Basislinie Y_i wird die Varianz berechnet

$$\sigma_{Y,i}^2(t_K) = \frac{1}{J-1} \sum_j (Y_j - \langle Y_j \rangle)^2 \quad (5.17)$$

berechnet. Hierbei ist J die Anzahl an Frequenzkanälen im Spektrum. Die Allan-Varianz zur Integrationszeit $t_K = K \cdot t_{S/R}$ entspricht dann dem Mittelwert der (N/K) Basislinien:

$$\sigma_A^2(t_K) \hat{=} \frac{1}{2} \langle \sigma_{Y,i}^2(t_K) \rangle = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{N/K} \sum_{i=1}^{N/K} \sigma_{Y,i}^2(t_K) \quad (5.18)$$

Der Fehler der Basislinien Allan-Varianz kann wie der Fehler einer statistisch verteilten Meßgröße behandelt werden

$$s_\sigma = \sqrt{\frac{\langle \sigma_{Y_i}^2 - \langle \sigma_{Y_i}^2 \rangle \rangle}{N/K - 1}}. \quad (5.19)$$

Die Allan-Varianz wird dann mit dem theoretischen Verlauf nach Gl. (5.12) verglichen, um beurteilen zu können, ob sich das Spektrometer zu Beginn der Messung radiometrisch verhält. Außerdem ist es so möglich die Fluktuationsbandbreite B_{fluc} des AOS zu bestimmen und mit der Messung aus der Filterkurve zu vergleichen (siehe Abschnitt 4.3 und Abschnitt 4.7). Der Faktor $1/2$ in Gleichung (5.18) ist aus Konsistenzgründen vorhanden, damit der Allan-Plot aus den Basislinien vergleichbar ist mit dem ursprünglich entwickelten Allan-Plot [8], [38].

5.2. Bestimmung der Allan-Minimumzeit mit und ohne ZF-Signal

In den folgenden Abschnitten wird ein Verfahren vorgestellt, das es ermöglichen soll, den Allan-Plot eines Akusto-Optischen Spektrometers ohne ZF-Signal zu messen. Doch bevor dieses Verfahren beschrieben wird, wird zunächst die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Rauschquelle vorgestellt, welche zur Allan-Plot Messung des BAOS mit ZF-Signal im Labor verwendet wird. Dabei ist entscheidend, daß das ZF-Signal der Rauschquelle weißem Rauschen entspricht und keinerlei Driften oder ähnliches aufweist.

5.2.1. Rauschquelle für die Allan-Plot Messung mit ZF-Signal

Das ZF-Signal zur Messung des Allan-Plots wird durch eine sogenannte Rauschquelle generiert. Dazu wird eine ZF-Verstärkerkette auf eine Metallplatte montiert, die durch einen Durchflußkühler besser als $\Delta T \approx 0,1$ K temperaturstabilisiert wird. Die Durchflußkühlung hat zwei Gründe: Einerseits sind die meisten Verstärker darauf angewiesen, daß die von ihnen generierte Wärme abgeführt wird, um einen Beschädigung zu verhindern. Andererseits ist die Temperaturstabilisierung notwendig, um Schwankungen in den aktiven ZF-Komponenten wie dem Verstärker und dem einstellbaren Abschwächer zu minimieren. Denn ohne eine Temperaturstabilisierung der Rauschquelle könnten die Allan-Minimumzeiten der Spektrometer, die ebenfalls stabilisiert sind, nicht erreicht werden.

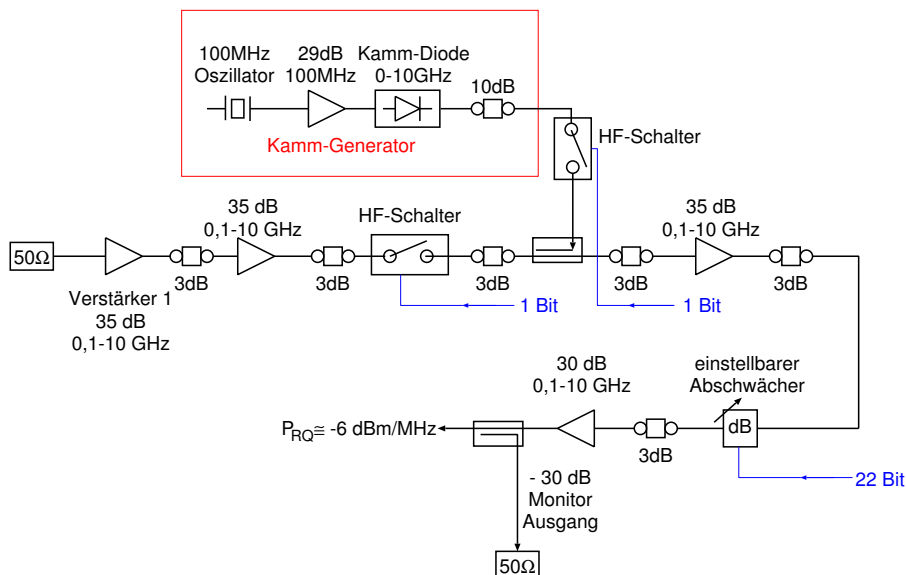


Abbildung 5.1.: Schema der entwickelten Rauschquelle.

Die in Abbildung 5.1 dargestellte Rauschquelle wurde im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut, um zum einen das Breitbandige Akusto-Optische Spektrometer und

zum anderen das Laser Seitenband Spektrometer (LSBS, Abschnitt 1.1.3), mit einem breitbandigen Rauschsignal anzusteuern. Die in der Rauschquelle verwendeten Komponenten haben eine Bandbreite von $\lesssim 10$ GHz beginnend bei ca. 100 MHz und enden bei ca. 10 GHz. Die Rauschquelle verstärkt das Eigenrauschen eines mit 50Ω terminierten Verstärkers mittels nachfolgender Verstärker auf die zur Sättigung des BAOS notwendige Leistung.

Die Leistung (P_0) des Rauschens vor dem ersten Verstärker läßt sich dabei wie folgt bestimmen: Die Leistung des thermischen Rauschens (P_{tR}) des 50Ω Abschlußwiderstands beträgt

$$\begin{aligned} \Delta E &= k_B \cdot \Delta T, \text{ mit } k_B \hat{=} \text{ Boltzmann-Konstante} \\ P &= \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{k_B \cdot \Delta T}{\Delta t} \\ \Rightarrow_{\Delta t=1/\Delta f} P_{tR} &= 10 \cdot \log \left(\frac{k_B \Delta T \cdot \Delta f}{1 \text{ mW}} \right), \text{ wobei } [P_{tR}] = \frac{\text{dBm}}{\text{MHz}}. \end{aligned} \quad (5.20)$$

Somit ergibt sich für $\Delta T \approx 293$ K (die Durchflußkühlung arbeitet bei 20°C) und einer Bandbreite $\Delta f = 1$ MHz für die Leistung des thermischen Rauschens am Eingang des ersten Verstärkers:

$$P_{tR} \approx -114 \frac{\text{dBm}}{\text{MHz}}.$$

Zu dieser thermischen Rauschleistung addiert sich das Eigenrauschen des ersten Verstärkers bei $T_{\text{Ambient}} = \Delta T = 293$ K, daß über die *Noise-Figure* definiert wird. Die Noise-Figure des ersten Verstärkers hat einen Wert von $NF = 3$ dB, was einer Rauschtemperatur T_N von

$$\begin{aligned} T_N &= T_{\text{Ambient}} \cdot (10^{NF/10} - 1) \\ &\approx 292 \text{ K} \end{aligned} \quad (5.21)$$

entspricht. Somit ergibt sich eine gesamte Rauschleistung vor dem ersten Verstärker von

$$P_0 = 10 \cdot \log \left(\frac{k_B \cdot (\Delta T + T_N) \cdot \Delta f}{1 \text{ mW}} \right) \approx -111 \frac{\text{dBm}}{\text{MHz}}.$$

Die Rauschquelle hat eine effektive Gesamtverstärkung von $G \approx 105$ dB, so daß eine maximale Ausgangsleistung

$$P_{RQ} = P_0 + G \approx -6 \frac{\text{dBm}}{\text{MHz}}$$

zur Verfügung steht. Umgerechnet auf die Bandbreite von 3 GHz würde sich eine Ausgangsleistung von ca. 29 dBm ergeben, was ca. 15 dBm über der benötigten Leistung liegt, um alle CCD-Pixel des BAOS zu sättigen (siehe Abschnitt 4.2). Deshalb ist in der Rauschquelle ein mittels analoger Spannung einstellbarer Abschwächer integriert, der mit Hilfe zweier 11-Bit DACs² und PC so eingestellt werden kann, daß das BAOS optimal angesteuert ist. Zwischen den einzelnen Komponenten befinden sich 3 dB Festabschwächer, um Stehwellen zu unterdrücken.

² Digital Analog Converter

Zusätzlich verfügt die Rauschquelle noch über einen Kammgenerator, der dazu dient, die Frequenzskala des Spektrometers zu kalibrieren. Das Kammsignal wird über einen 10 dB Hybrid in die Verstärkerkette eingekoppelt. Außerdem ist ein zweiter 30 dB Hybrid als Auskoppler in die Kette integriert, um die Ausgangsleistung per Leistungsmeßgerät zu überwachen.

5.2.2. Allan-Minimumzeit aus Streulichtmessungen

Erstmals im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Untersuchung durchgeführt, ob eine Bestimmung der Allan-Minimumzeit ohne ZF-Signal, also alleine aus der Untersuchung der Streulichtschwankungen und des CCD Rauschens (Abschnitt 4.7) möglich ist. Streulicht wird hervorgerufen durch Streuung des Laserlichtes an Rauigkeiten oder Staubpartikeln an den Oberflächen der optischen Komponenten. Durch minimale Temperaturänderungen im AOS kommt es zu mechanischen Verformungen der Halterungen der optischen Komponenten und des CCDs. Durch diese Verformungen wandert die entsprechende Oberfläche, die das Streulicht hervorruft und führt zu Bewegungen des Streulichts auf dem CCD. Dies bewirkt eine Veränderungen des Streulichtpegels auf den einzelnen CCD-Pixeln und somit relativ langsame Veränderungen des Signals. Dies wirkt sich in Driftbeiträgen zum Untergrund des Spektrometerrauschens aus. Durch polarisationsdrehende Bragg-Zellen, Blenden und Polfilter wird das Streulicht und somit die Ursachen der Fluktuationen reduziert.

Ein Vorteil der Messung ohne ZF-Signal liegt auf der Hand. Es wird keine Rauschquelle mehr benötigt, was den Geräteaufwand zur experimentellen Untersuchung deutlich reduziert. Allerdings setzt diese Methode voraus, daß das Eigenrauschen des Spektrometers unabhängig ist von Effekten, die aufgrund des eingespeisten ZF-Signals hervorgerufen werden. Ebenso sollten Veränderungen der optischen Effizienz im optischen Aufbau des AOS vernachlässigbar sein. Ein weiterer Vorteil dieser Meßmethode ist die alleinige Charakterisierung des AO-Spektrometers hinsichtlich der Stabilität. Die bisherige Allan-Plot Messung mit ZF-Signal setzt voraus, daß die Instabilitäten der Rauschquelle vernachlässigbar sind und keinen Einfluß auf den gemessenen Allan-Plot haben. Außerdem besteht so die Möglichkeit einer genaueren Vorhersage der Allan-Minimumzeit bei niedrigen AOS Aussteuerung α (Gl. (5.28)).

Es werden nun folgende Überlegungen angestellt: Für die Differenz Δ_{S-R} , die sich mit

$$\Delta_{S-R} = \sum_{k=1}^K x_{S_k} - \sum_{k=1}^K x_{R_k} \quad (5.22)$$

$K \hat{=}$ Anzahl der zu addierenden Einzelmessung

berechnet, läßt sich die Varianz $\sigma_{\Delta_{S-R}}^2(t_K)$ bestimmen und analog zur Gleichung (5.18) mit der Allan-Varianz für eine Integrationszeit t_K gleichsetzen. Mit einer Signal- oder Referenzmessung ist hier und im Folgenden immer ein gesamtes Spektrum aller Frequenzkanäle gemeint.

Man beobachtet den Verlauf der Allan-Varianz mit der Integrationszeit und findet bei einer bestimmten Integrationszeit ein Minimum. Diese *Streulicht-Minimumzeit* ($T_{A,SL}$) läßt sich mit einer Minimumzeit, die sich aus einem Allan-Plot mit ZF-Signal ergibt, vergleichen. Die Streulicht Allan-Minimumszeit wird jedoch deutlich kleiner sein als die Allan-Minimumszeit der Messung mit ZF-Signal, da das Rauschen des CCDs und die Streulichtschwankungen nicht mehr vom weißen Rauschen des ZF-Signals überlagert werden. Dementsprechend wird das Minimum im Allan-Plot ohne ZF-Signal zu einem früheren Zeitpunkt sichtbar.

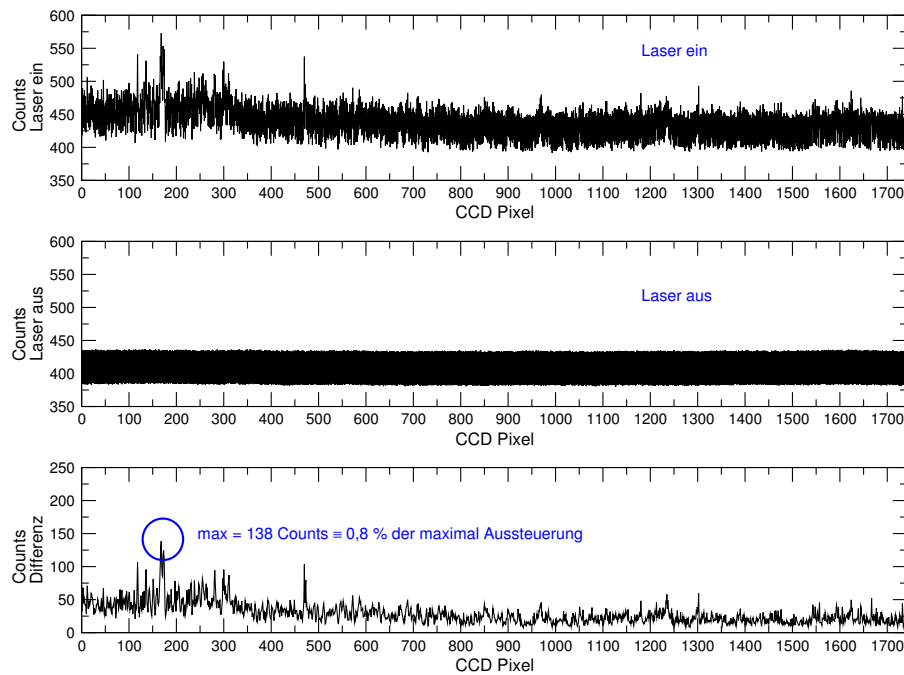


Abbildung 5.2.: Messung des Streulichts im BAOS. Das Maximum des Streulichtpegels liegt bei ca. 8 ‰ und ist vergleichbar mit dem von LiNbO_3 basierten AO-Spektrometern.

Als Beispiel ist in Abbildung 5.2 eine Streulichtmessung des BAOS dargestellt. Das Maximum des Streulichtpegels liegt bei ca. 8 ‰, was mit dem Pegel von Lithium-Niobat basierten AO-Spektrometern vergleichbar ist. Dieser Wert des Streulichtpegels wurde erreicht durch die Verwendung einer Schlitzblende vor dem CCD und einer Blende vor der Bragg-Zelle, die Reflektionen an der Wand der Bragg-Zelle und Streuung am Transducer minimiert. Die Differenz zwischen Maximum und Minimum im mittleren Graphen der Abb. 5.2 liegt an der unterschiedlichen Spannungsverstärkung des CCD-Videosignals für gerade (*even*) und ungerade (*odd*) Pixelnummern. Der Unterschied beträgt ca. 40 ADC-Counts, was einen Spannungsunterschied von ≈ 10 mV zwischen den even- und odd-Pixeln entspricht.

Um entscheiden zu können, ob die Allan-Plot Messung ohne ZF-Signal eine sinnvolle Alternative zur bisherigen Methode darstellt, wird die sich ergebene Minimumzeit aus der Messung ohne ZF-Signal in eine zur Messung mit ZF-Signal vergleichbare Minimumzeit transformiert. Nach Gleichung (5.13) gilt im Mini-

mum:

$$\begin{aligned} \frac{d(\sigma_A^2(t_{\text{int}}))}{dt_{\text{int}}} \Big|_{t_{\text{int}}=T_A} = 0 &= -\frac{a}{T_A^2} + \beta b T_A^{\beta-1} \\ \Leftrightarrow b &= \frac{a}{\beta T_A^{\beta+1}} \end{aligned} \quad (5.23)$$

Da dies für den Allan-Plot mit und ohne ZF-Signal gilt, folgt:

$$b = \frac{a_{\text{SL}}}{T_{\text{A,SL}}^{\beta+1}} \quad (5.24)$$

$$b = \frac{a_{\text{ZF}}}{T_{\text{A,erw. HF}}^{\beta+1}} \quad (5.25)$$

$$\Leftrightarrow T_{\text{A,erw. HF}} = \sqrt[\beta+1]{\frac{a_{\text{ZF}}}{a_{\text{SL}}}} \cdot T_{\text{A,SL}} \quad (5.26)$$

Für kleine Integrationszeiten ($t'_{\text{int}} \ll T_A$) verhält sich das Rauschen radiometrisch, somit gilt für a_{SL} :

$$a_{\text{SL}} = \sigma_{\Delta_{\text{S-R}}}^2(t'_{\text{int}}) \cdot t'_{\text{int}} \quad (5.27)$$

Um den Allan-Plot aus der Messung ohne ZF-Signal direkt vergleichbar zu machen, mit dem einer Messung mit ZF-Signal, muß die theoretisch erwartete Varianz σ_{th}^2 für eine mittlere AOS Aussteuerung (α) nach

$$\sigma_{\text{th}}^2(t_{\text{int}}) = \frac{1}{B_{\text{fluc}} t_{\text{int}}} \quad (5.28)$$

berechnet werden. Zu dieser theoretischen Varianz wird die Varianz σ_{SL}^2 , bestimmt aus der Varianz der Differenz $\Delta_{\text{S-R}}$ (Gl. (5.22))

$$\sigma_{\text{SL}}^2(t_{\text{int}}) = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{J-1} \sum_j (\Delta_{\text{S-R}} - \langle \Delta_{\text{S-R}} \rangle)^2, \quad (5.29)$$

addiert. J ist die Anzahl an Frequenzkanälen im Spektrum. Somit läßt sich eine Allan-Varianz $\sigma_{\text{ASL+th}}^2$ aus Gleichung (5.28) und (5.29) bestimmen zu:

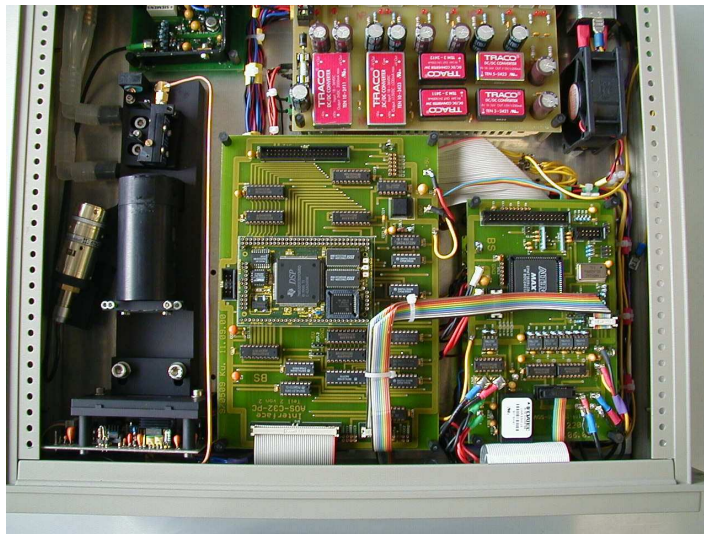
$$\sigma_{\text{ASL+th}}^2(t_{\text{int}}) = \frac{1}{B_{\text{fluc}} t_{\text{int}}} + \sigma_{\text{SL}}^2(t_{\text{int}}) \quad (5.30)$$

Diese Allan-Varianz aufgetragen gegen die Integrationszeit, in einer doppellogarithmischen Darstellung, kann nun direkt mit dem Allan-Plot verglichen werden, der aus einer Messung mit ZF-Signal gewonnen wurde.

In den beiden nachfolgenden Abschnitten wird anhand von Messungen mit dem BAOS und zweier Lithium-Niobat AOS die aufgeführten theoretischen Überlegungen durch experimentelle Untersuchungen verifiziert.

5.2.3. Allan-Plot aus Streulichtmessung mit Lithium-Niobat AOS

Zunächst werden die theoretischen Überlegungen zur Messung des Allan-Plots ohne ZF-Signal mit zwei LiNbO_3 -AOS untersucht. Eines dieser AOS wird als *Mini-AOS* (Abb. 5.3(a)) bezeichnet, da es eine sehr kompakte Bauform hat. Das Mini-AOS ist so kompakt, daß die Optik-Einheit und die Auslese-Elektronik in einem 19"-Gehäuse mit zwei Höheneinheiten Platz finden.



(a) Das Mini-AOS. Links ist die optische Einheit zu sehen und rechts die Ansteuerungs- und Ausseelektronik. Die Breite der Box beträgt 19".



(b) Das Array-AOS.

Abbildung 5.3.: Fotografien der beiden untersuchten LiNbO_3 -AOS.

Das zweite Lithium-Niobat AOS ist ein 4-Kanal *Array-AOS* (Abb. 5.3(b)) [20],

das für KOSMA³ vorgesehen ist. Die Unterschiede zwischen den beiden LiNbO₃-AOS liegen primär im Kanalabstand und den sich daraus ergebenden Auflösungs- und Fluktuationsbandbreiten. Im Detail finden sich die Kennwerte des Mini-AOS in Tabelle 5.2 und für das AAOS in Tabelle 5.3.

Messung mit dem Mini-AOS

Parameter	Wert
Bandbreite	$\Delta f = 1000 \text{ MHz @ } \Delta P \approx 2,3 \text{ dB}$
Mittenfrequenz	$f_c = 2,1 \text{ GHz}$
effektive Anzahl CCD-Pixel	$\#_{\text{eff}} \approx 1750$
Kanalabstand	$\gamma_{\text{gemessen}} = 0,58 \text{ MHz}$
Auflösungsbandbreite	$\langle B_{\text{res}} \rangle \approx 1,1 \text{ MHz}$
Fluktuationsbandbreite	$\langle B_{\text{fluc}} \rangle = 1,8 \text{ MHz}$
ZF-Leistungsbedarf	$P_{\text{Sat}} \approx 6 \text{ mW}$
Noise Dynamic Range	$NDR \approx 12 \text{ dB}, \alpha_{\text{min, MAOS}} \approx 6 \%$
Frequenznichtlinearität	$df \approx \pm 2 \text{ MHz}$
Laserwellenlänge	$\lambda = 780 \text{ nm}$

Tabelle 5.2.: Kennwerte des Mini-AOS.

Der mit ZF-Signal gemessene Allan-Plot ist in Abbildung 5.4(a) dargestellt. An dieser Stelle sei bemerkt, daß die Rauschquelle, die zur Messung des Mini-AOS und des AAOS Allan-Plot verwendet wird, eine andere ist, als die in Abschnitt 5.2.1 vorgestellte Rauschquelle.

Aus dem Fit (Gl. (5.31)) an den Allan-Plot bei Messung mit ZF-Signal, läßt sich eine Allan-Minimumzeit bestimmen zu $T_A \approx 230 \text{ s}$ (mittlere Aussteuerung des AOS ist $\langle \alpha \rangle \approx 34 \%$). Bei dieser Messung wurden das Mini-AOS und die Rauschquelle durch einen Durchflußkühler temperaturstabilisiert ($\Delta T \approx 0,1 \text{ K}$). Als nächstes wird überprüft, ob eine Vorhersage der obigen Allan-Minimumzeit aus einer Messung ohne ZF-Signal möglich ist. Dazu ist es notwendig den Exponenten β und die Minimumzeit $T_{A,SL}$ zu bestimmen, um Gleichung (5.26) anwenden zu können. Aus Abbildung 5.5(a) ergibt sich eine Minimumzeit von

$$T_{A,SL} \approx 40 \text{ s.}$$

Der Exponent β wird durch einen Fit bestimmt, wobei sich eine Funktion (aufgrund Gl. (5.13)) der Form:

$$y = a_1 + a_2 \cdot x^{\xi_1} + a_3 \cdot x^{\xi_2} \quad (5.31)$$

³ Kölner Observatorium für mm- und Submm Astronomie

anbietet. Dabei wird der Parameter ξ_1 fix auf -1 gehalten. Begründet in der Annahme, daß sich das Rauschen links vom Minimum wie weißes Rauschen verhalten muß. Der Fit-Parameter a_1 wird konstant auf den Wert Null gesetzt. Der Exponent ξ_2 entspricht dem Exponenten β aus Gleichung (5.13) und stellt den Drift-Anteil im Rauschen dar.

Im radiometrischen Teil (links vom Minimum) entspricht der Fit nur bis zu einer Integrationszeit von $t_K = 7$ s der Messung. Danach fällt der Fit weiter mit einer Steigung von -1 , die Messung hat offensichtlich einen Wert > -1 . Eine Möglichkeit für diesen Unterschied ist ein $1/f$ -Rauschanteil in der Streulichtmessung, der durch die Fitfunktion in Gl. (5.31) nicht beschrieben wird. Die Minimumzeit aus dem Fit beträgt $T_{A,SL,Fit} = 40,62$ s, was identisch ist mit der Messung. Weiterhin ist die zu bestimmende Größe β aussagekräftig, da Fit und Messung innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Der Fit liefert ein Wert von $\beta \approx 1,55$ und somit kann mit Gleichung (5.26) eine Allan-Minimumzeiten bei Messung mit ZF-Signal und einer angenommen Aussteuerung von $\langle \alpha \rangle = 34$ % von

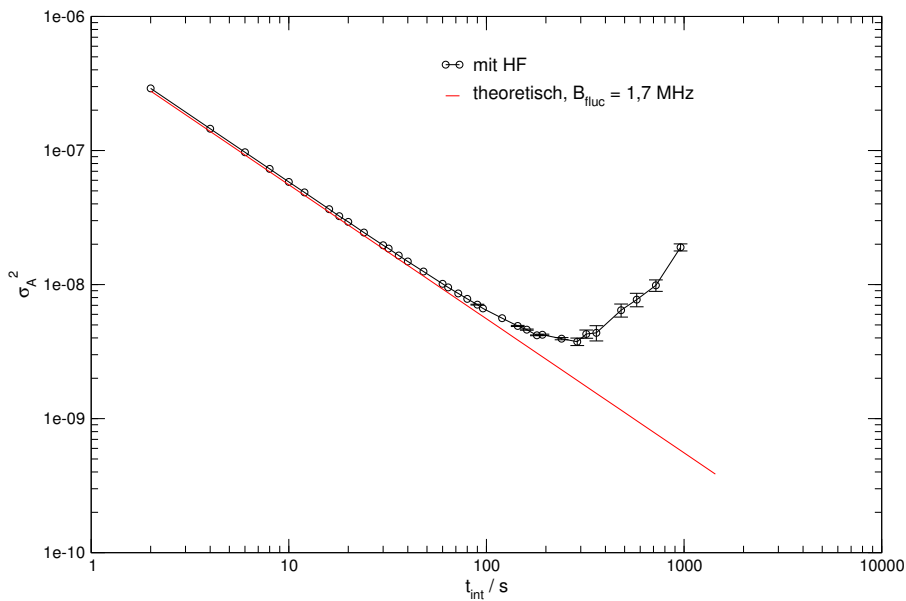
$$T_{A,erw. HF} \approx 279 \text{ s mit } T_{A,SL} \approx 40 \text{ s}$$

bestimmt werden. Dieser Wert liegt ca. 18 % über der Allan-Minimumzeit von $T_A \approx 230$ s. Dies liegt im Rahmen der Meßunsicherheit und der Fit-Fehler.

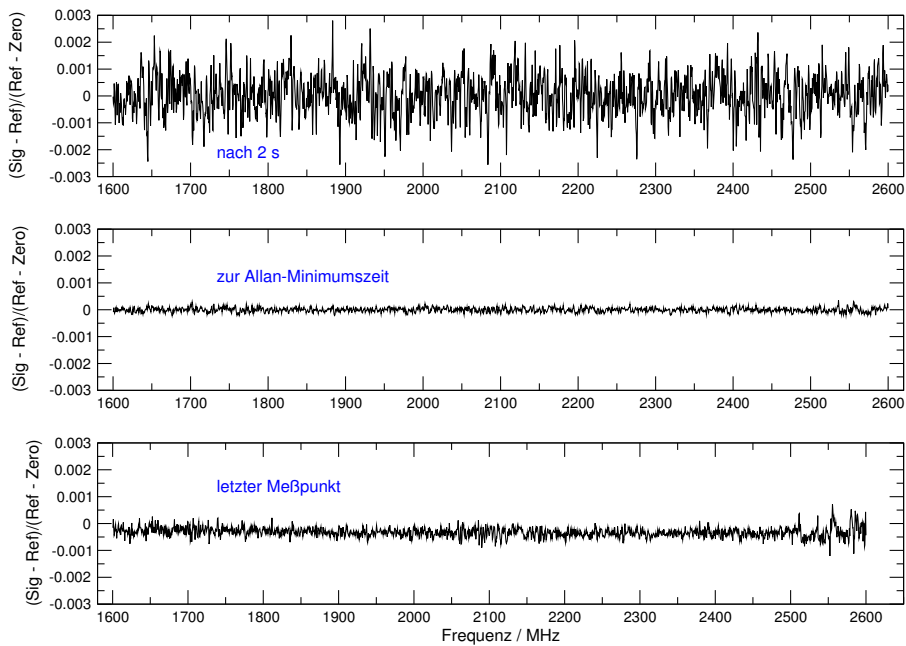
Zusätzlich wird die Allan-Varianz $\sigma_{A,SL+th}^2$ nach Gleichung (5.30) berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.5(b) dargestellt. Es ist deutlich erkennbar, daß die Verläufe der Allan-Plots gemessen mit und ohne ZF-Signal nahezu identisch sind und die Steigungen nach dem Minimum, die proportional zum Parameter β sind unterscheiden sich um ca. 5 %, was im Rahmen der Fehlergrenzen liegt. Die Minimumzeit bestimmt aus einem Fit an den Verlauf $\sigma_{A,SL+th}^2$ läßt sich ermitteln zu

$$T_{A,SL+th} \approx 280 \text{ s ,}$$

was ebenfalls bis auf ca. 18 % mit der mit ZF-Signal gemessenen Allan-Minimumzeit übereinstimmt. Dies zeigt, daß bei den Allan-Plot Messungen mit und ohne ZF-Signal hauptsächlich die Streulichtschwankungen als Ursache für die Driftbeiträge des Mini-AOS in Frage kommen. Driften aufgrund von ZF-Schwankungen in der Bragg-Zelle oder der Rauschquelle können als Ursache für Instabilitäten ausgeschlossen werden.

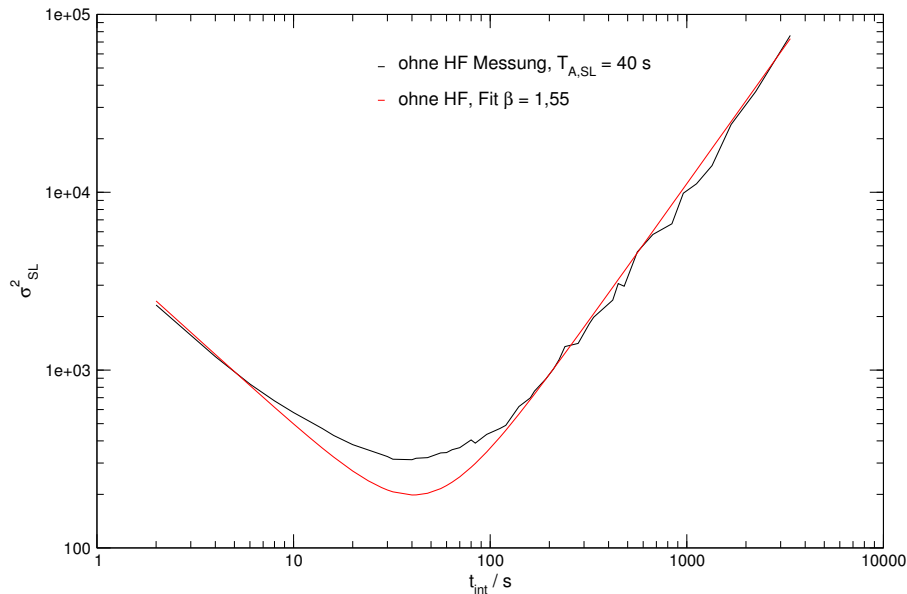


(a) Allan-Plot des Mini-AOS gemessen mit ZF-Signal. Die Minimumzeit ermittelt aus dem Fit (Gl. (5.31)) liegt bei $T_A \approx 230$ s.

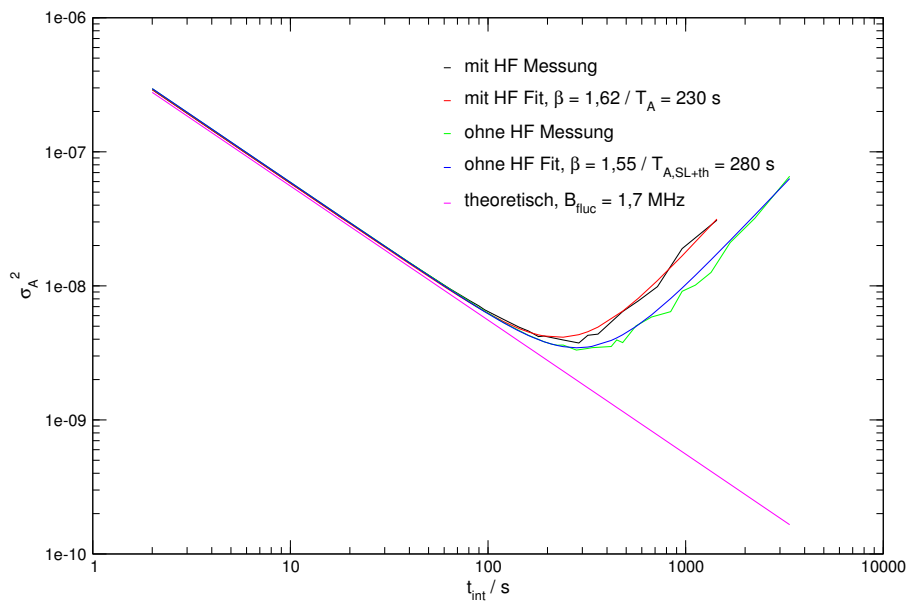


(b) Ausgewählte Basislinien nach unterschiedlich langen Integrationszeiten, die dem Allan-Plot in (a) zu Grunde liegen.

Abbildung 5.4.: Allan-Plot und Basislinien bei unterschiedlich langen Integrationszeiten des Mini-AOS.



(a) Streulicht Allan-Varianz (Gl. (5.29)) gegen Integrationszeit bei Messung mit dem Mini-AOS.



(b) Allan-Plot des Mini-AOS mit ZF-Signal und berechneter Allan-Varianz $\sigma_{A,SL+th}^2$ nach Gl. (5.30). Bemerkenswert ist, daß die Steigung β nach dem Minimum innerhalb der Fehlergrenzen sehr gut übereinstimmt und die Abweichung zwischen den Minimumzeiten gemessen mit ZF-Signal ($T_{A,mit HF}$) und ohne ZF-Signal ($T_{A,SL+th}$) nur 18 % betragen.

Abbildung 5.5.: Allan-Plots des Mini-AOS mit und ohne ZF-Signal. In (a) ist die Streulicht Varianz σ_{SL}^2 aufgetragen, in (b) findet sich ein Vergleich der Messung mit und ohne ZF-Signal.

Messung mit dem AAOS

Parameter	Wert
Bandbreite	$\Delta f = 1000 \text{ MHz} @ \Delta P \approx 3 \text{ dB}$
Mittenfrequenz	$f_c = 2,1 \text{ GHz}$
effektive Anzahl CCD-Pixel	$\#_{\text{eff}} \approx 1000$
Kanalabstand	$\gamma_{\text{gemessen}} \approx 1 \text{ MHz}$
Auflösungsbandbreite	$\langle B_{\text{res}} \rangle \approx 1,5 \text{ MHz}$
Fluktuationsbandbreite	$\langle B_{\text{fluc}} \rangle = 2,2 \text{ MHz}$
ZF-Leistungsbedarf	$P_{\text{Sat}} \approx 3,5 \text{ mW}$ (pro Kanal)
Noise Dynamic Range	$NDR \approx 13 \text{ dB}$, $\alpha_{\text{min, AAOS}} \approx 5 \%$
Frequenznichtlinearität	$df \approx \pm 1 \text{ MHz}$
Laserwellenlänge	$\lambda = 780 \text{ nm}$

Tabelle 5.3.: Kennwerte des AAOS.

Die Kennwerte des AAOS sind in der Tabelle 5.3 zusammengefaßt und der Allan-Plot mit ZF-Signal ist in Abbildung 5.6(a) dargestellt. Die Allan-Minimumzeit mit ZF-Signal liegt bei $T_A \approx 300 \text{ s}$ ($\alpha_{\text{AAOS}} \approx 31 \%$), bestimmt aus dem Fit an den gemessenen Allan-Plot (Abb. 5.7(b)).

Der Erwartungswert der Allan-Minimumzeit läßt sich nach Gleichung (5.26) (bei einer mittleren Aussteuerung $\langle \alpha \rangle \approx 31 \%$ und $\beta = 1,7$) bestimmen zu

$$T_{A,\text{erw. HF}} \approx 697 \text{ s mit } T_{A,\text{SL}} \approx 70 \text{ s.}$$

Wie beim Mini-AOS entspricht der Fit bis zu einer Integrationszeit von $t_K = 7 \text{ s}$ der Messung. Auch hier gilt, daß die entscheidende Größe β aussagekräftig ist.

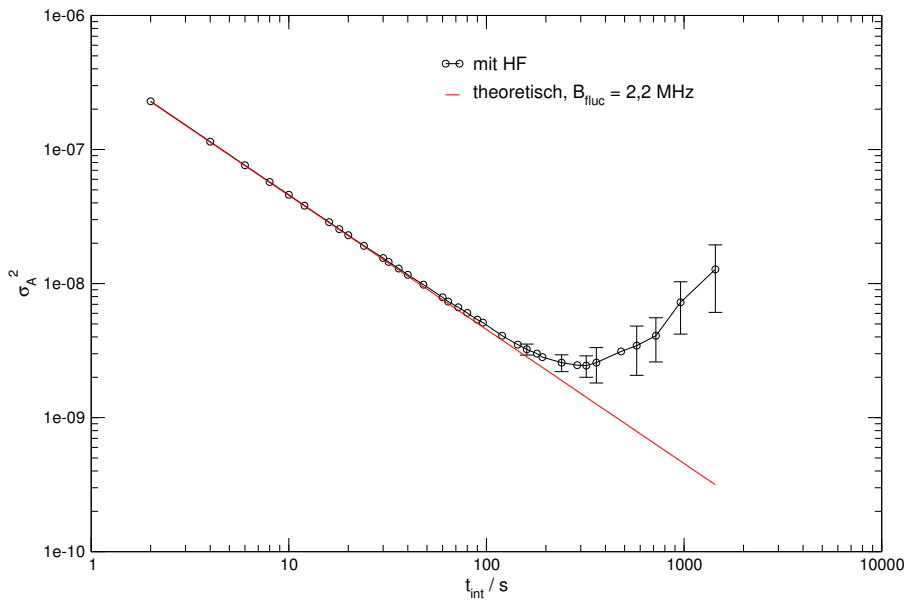
Das Ergebnis der Berechnung der Allan-Varianz $\sigma_{\text{ASL+th}}^2$ nach Gl. (5.30) ist in Abb. 5.7(b) dargestellt. Die auf diese Weise ermittelte Allan-Minimumzeit von

$$T_{A,\text{SL+th}} \approx 610 \text{ s}$$

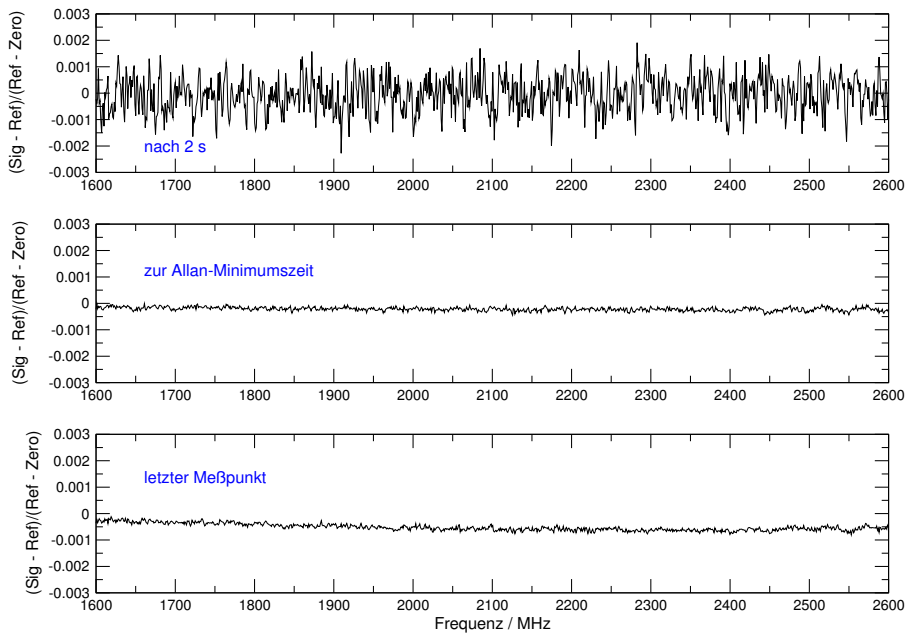
ist etwas kleiner als die nach Gl. (5.26) bestimmte Allan-Minimumzeit $T_{A,\text{erw. HF}} = 697 \text{ s}$, was durch den Fehler im Fit an den Verlauf von $T_{A,\text{SL+th}}$ und durch die Unsicherheit bei der Messung von a_{SL} zu erklären ist.

Signifikanter jedoch ist der Unterschied zwischen der Allan-Minimumzeit bei Messung mit ZF-Signal von $T_A \approx 300 \text{ s}$ im Vergleich zur Streulicht Allan-Minimumzeit von $T_{A,\text{SL+th}} \approx 610 \text{ s}$. Der Grund für den signifikanten Unterschied der Minimumzeiten ist in Abbildung 5.6(b) zu finden. Man erkennt in der Basislinie einen linearen Abfall (eine *Slope*) über die Bandbreite des Spektrometers. Dieser Effekt kann hervorgerufen werden durch frequenzabhängige Verstärkungsunterschiede in den verwendeten ZF-Komponenten der Rauschquelle.

Diese Annahme wird gestärkt durch die Allan-Plots in Abb. 5.7(b) gemessen mit und ohne ZF-Signal. Beide Allan-Plots zeigen einen nahezu identischen Verlauf bis zum Zeitpunkt des Minimums bei der Messung mit ZF-Signal. Mit großer Wahrscheinlichkeit ist die verwendete Rauschquelle der limitierende Faktor bei der Bestimmung der Allan-Minimumzeit mit ZF-Signal. Im Umkehrschluß läßt sich somit feststellen, daß das AAOS eine deutlich geringere Streulichtschwankung aufweist als das Mini-AOS und somit im Mini-AOS die Streulichtunterdrückung verbessert werden muß.

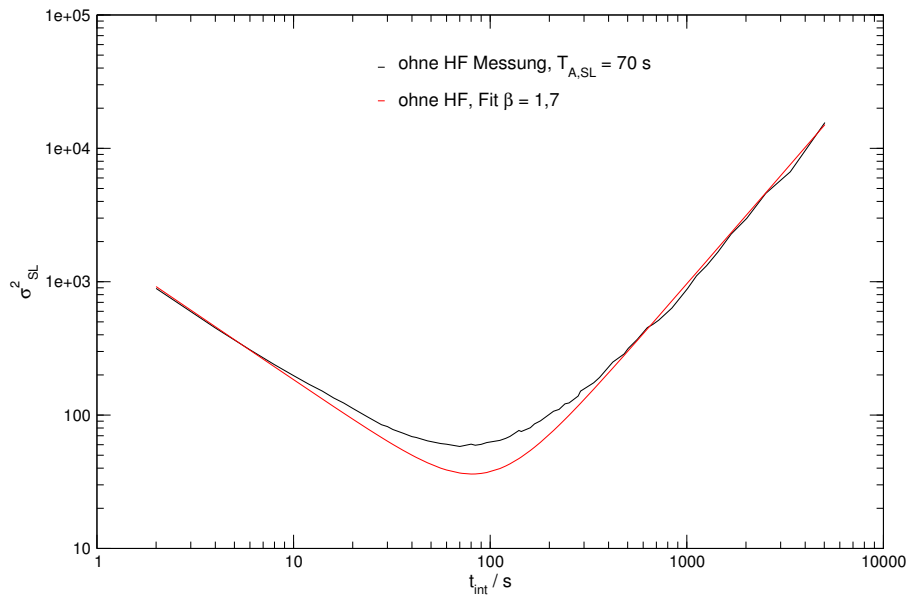


(a) Allan-Plot eines AAOS Kanals mit ZF-Signal. Aus dem Fit an den Allan-Plot ergibt sich eine Allan-Minimumzeit von $T_A \approx 300$ s.

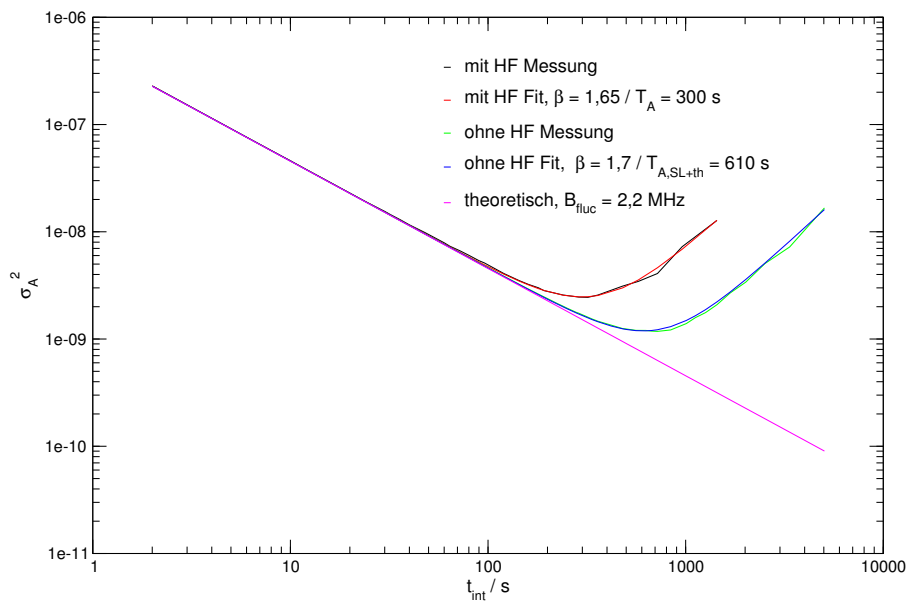


(b) Ausgewählte Basislinien nach unterschiedlich langen Integrationszeiten, die dem Allan-Plot in (a) zu Grunde liegen.

Abbildung 5.6.: Allan-Plot und Basislinien bei unterschiedlich langen Integrationszeiten eines Kanals des AAOS.



(a) Streulicht Allan-Varianz (Gl. (5.29)) gegen Integrationszeit bei Messung mit dem AAOS.



(b) Allan-Plot des AAOS mit ZF-Signal und berechneter Allan-Varianz $\sigma_{A,SL+th}^2$ nach Gl. (5.30). Es ist bemerkenswert, dass der Exponent β sehr gut bei den beiden Meßmethoden übereinstimmt, nicht jedoch die Allan-Minimumzeiten gemessen mit ZF-Signal ($T_{A,mit HF}$) und ohne ZF-Signal ($T_{A,SL+th}$).

Abbildung 5.7.: Allan-Plots des AAOS mit ohne ZF-Signal. In (a) ist die Varianz der „Streulicht-Basislinie“ aufgetragen, in (b) findet sich ein Vergleich der Messung mit und ohne ZF-Signal.

5.2.4. Allan-Plot aus Streulichtmessung mit dem BAOS

Nach der Streulicht Allan-Plot Messung mittels der beiden LiNbO₃-AOS, wurde auch beim BAOS die Allan-Minimumzeit aus einer Allan-Plot Messung ohne ZF-Signal bestimmt. Der Allan-Plot mit ZF-Signal (Abb. 5.8(a)) liefert eine Allan-Minimumzeit (bestimmt aus dem Fit) von $T_A \approx 342$ s, wobei die mittlere Aussteuerung des BAOS bei dieser Messung bei $\langle \alpha \rangle \approx 40,5$ % lag.

Der Exponent $\beta = 1,34$ und die Streulicht Allan-Minimumzeit $T_{A,SL} = 96$ s ergeben sich aus dem Streulicht Allan-Plot in Abbildung 5.9(a).

Das heißt nach Gl. (5.26) würde sich eine Allan-Minimumzeit bei einer Messung mit ZF-Signal und mittlerer BAOS-Aussteuerung $\langle \alpha \rangle = 40,5$ % von

$$T_{A,erw. HF} \approx 1454 \text{ s mit } T_{A,SL} \approx 96 \text{ s}$$

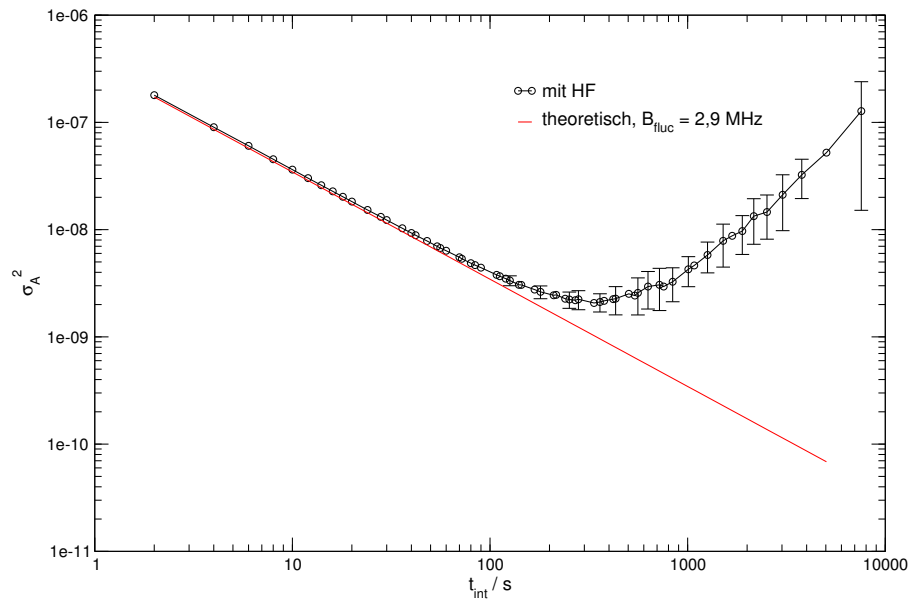
ergeben. Dieser Wert ist jedoch fraglich aufgrund des Verlaufs des Streulicht Allan-Plots in Abb. 5.8(a). Die Steigung verläuft zunächst ($t_K < 6$ s) mit einer Steigung > -1 , um dann bis zu einer Integrationszeit von $t_K \approx 11$ s mit einer Steigung < -1 zu fallen. Daran anschließend hat die Steigung einen Wert von -1 . Dieses Verhalten läßt sich durch Fluktuationen der Luft im BAOS erklären und ist durchaus reproduzierbar.

Der Allan-Plot in Abb. 5.9(b), bei dem die Varianz σ_{ASL+th}^2 nach Gl. (5.30) berechnet und gegen die Integrationszeit aufgetragen wird ($\langle \alpha \rangle = 40,5$ %), liefert eine Allan-Minimumzeit von

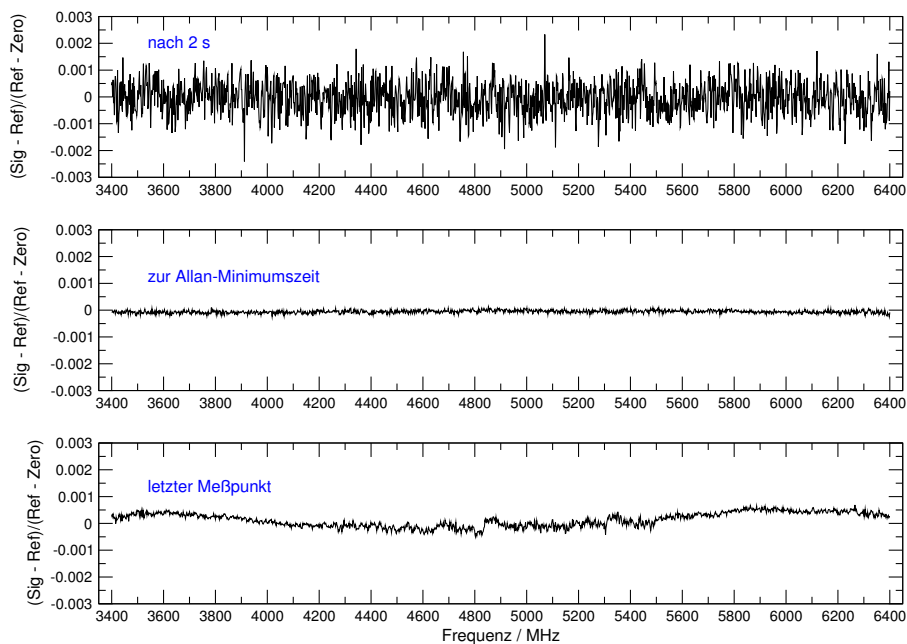
$$T_{A,SL+th} \approx 853 \text{ s}$$

Der so ermittelt Wert aus der Messung ohne ZF-Signal liegt deutlich über dem mit ZF-Signal gemessenem Wert von $T_A \approx 342$ s. Die Ursache für diesen Unterschied findet man auch hier wie beim AAOS, in den Basislinien die der Allan-Plot Messung zu Grunde liegen. Im Gegensatz zum linearen Abfall beim Messung mit dem AAOS (siehe Abb. 5.6(b)) sind hier Strukturen erkennbar, die die Varianz beeinflussen. Ursache solcher Effekte können zum Beispiel instabile Stehwellen zwischen oder in den Komponenten der Rauschquelle sein. Eine zweite Möglichkeit ist, daß bei angelegtem ZF-Signal Variationen der optischen Effizienz beispielsweise durch temperaturabhängige Verschiebungen einzelner Komponenten der Optik sichtbar werden. Letztendlich kann man zu dieser Problematik keine präzisen und in sich geschlossenen Aussagen treffen.

Was jedoch eindeutig festzustellen ist, ist daß die Instabilitäten im BAOS nicht durch Streulichtschwankungen hervorgerufen werden. Unabhängig davon welche Ursachen für die Strukturen in der Basislinie bei Messung mit ZF-Signal verantwortlich sind, das Ergebnis einer Allan-Minimumzeit $T_A > 300$ s ($\langle \alpha \rangle \approx 40$ %) bei Messung mit ZF-Signal ist eine mehr als ausreichende Stabilität für das BAOS. Vergleicht man diesen Wert mit gemessenen Allan-Minimumzeiten des gesamten Heterodyn-Empfangssystems an einem Observatorium, z. B. KOSMA, ist die BAOS Allan-Minimumzeit deutlich größer als die im besten Fall bestimmte Allan-Minimumzeit des Empfangssystems von $T_A \approx 60$ s [46].

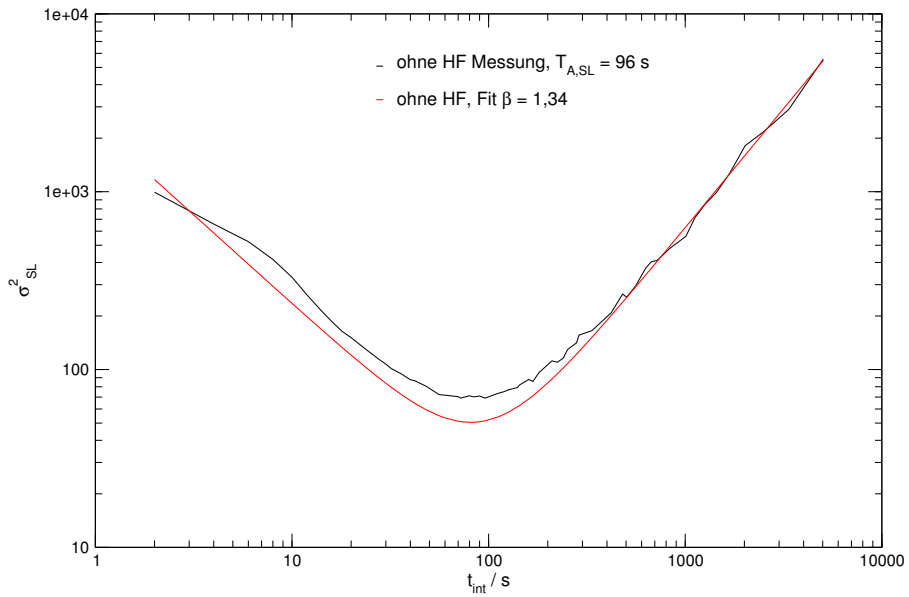


(a) Allan-Plot des BAOS mit ZF-Signal. Die Allan-Minimumzeit ergibt sich aus dem Fit an die Kurve zu $T_A \approx 342$ s.

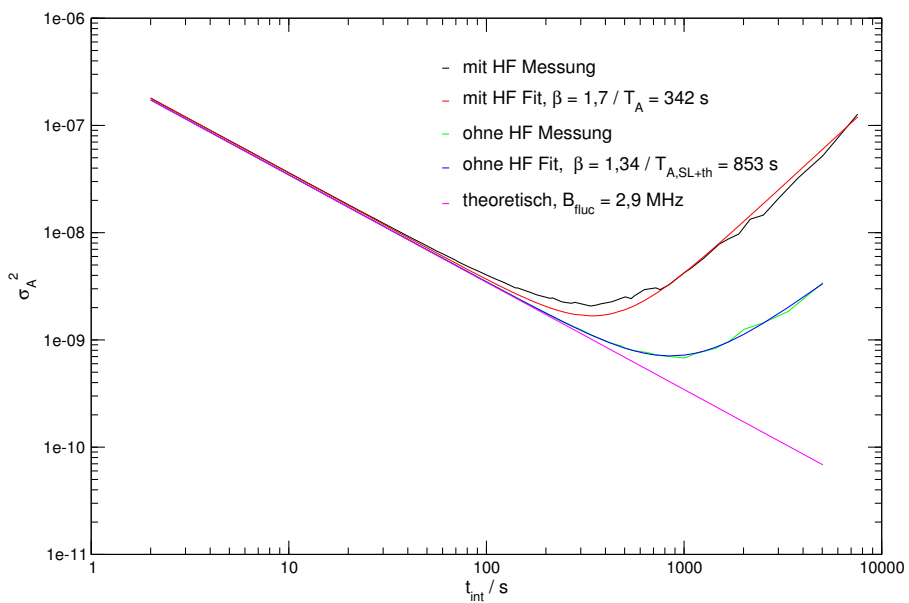


(b) Ausgewählte Basislinien nach unterschiedlich langen Integrationszeiten, die dem Allan-Plot in (a) zu Grunde liegen.

Abbildung 5.8.: Allan-Plot und ausgewählte Basislinien des BAOS.



(a) Streulicht Allan-Varianz (Gl. (5.29)) gegen Integrationszeit bei Messung mit dem BAOS.



(b) Allan-Plot des BAOS mit ZF-Signal und berechneter Allan-Varianz $\sigma_{A_{SL+th}}^2$ nach Gl. (5.30).

Abbildung 5.9.: Allan-Plots des BAOS mit ohne ZF-Signal. In (a) ist die Varianz der „Streulicht-Basislinie“ aufgetragen, in (b) findet sich ein Vergleich der Messung mit und ohne ZF-Signal.

5.2.5. Diskussion der experimentellen Untersuchung

Die experimentellen Ergebnisse der Allan-Plot Messung ohne ZF-Signal zeigen, wenn das Rauschen eines Akusto-Optisches Spektrometers durch Streulichtschwankungen dominiert ist, ist es möglich die Allan-Minimumzeit ohne ZF-Signal zu messen (wie im Fall des Mini-AOS) und mit einem Allan-Plot gemessen mit ZF-Signal zu vergleichen. Die Messungen mit dem AAOS und den BAOS zeigen, daß bei entsprechender Minimierung der Streulichtschwankungen, die Allan-Minimumzeit eines AOS Werte

$$T_{A,SL+th} > 600 \text{ s}$$

erreichen kann. Allerdings sind diese Werte nicht vergleichbar mit den Allan-Plot Messungen mit ZF-Signal. Bei beiden Spektrometern sind Allan-Minimumszeiten von

$$T_A \gtrsim 300 \text{ s}$$

bei der Verwendung unterschiedlicher Rauschquellen gemessen worden. Also konnte die Erwartung, eine Allan-Plot Messung ohne ZF-Signal führe zum gleichen Ergebnis wie eine Messung mit ZF-Signal, nicht erfüllt werden. Da für eine Allan-Plot Messung eines jeden Spektrometers verschiedene Rauschquellen benutzt wurden, kann man dies als Indiz dafür ansehen, daß die Stabilität durch die Rauschquellen limitiert wird. Allerdings fehlt die eindeutige Evidenz für eine solche Aussage.

Dennoch kann man die Untersuchung als Erfolg werten. Es konnte gezeigt werden, daß die Streulichtschwankungen in einem AOS soweit minimiert werden können, daß ausschließlich Schwankungen aufgrund des eingespeistes ZF-Signal eine Limitierung der Allan-Minimumzeit bewirken und nicht die Streulichtschwankungen.

Weiterhin wurde gezeigt, daß der Prototyp des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers bei einer Messung mit ZF-Signal eine mehr als befriedigende Allan-Minimumzeit erreicht. Die Schwankungen des Streulichts im Prototypen Aufbau sind so gering, daß eine Allan-Minimumzeit von

$$T_{A,SL+th} > 800 \text{ s}$$

erreicht werden kann. Begründet ist dies in der aktiven Temperaturstabilisierung des OPS-Lasers (siehe Abschnitt 2.1), was auch der Grund sein kann für die höhere Streulichtstabilität im Vergleich zum AAOS und der dort eingesetzten Laser-Diode.

Dieses ist ein wichtiges Ergebnis hinsichtlich einer Weiterentwicklung des BAOS. Ein optischer Aufbau, der eine Auflösung von $B_{res} \approx 1 \text{ MHz}$ (Abschnitt 6.1) bereitstellen soll, benötigt mit großer Wahrscheinlichkeit eine höhere Laserleistung bei gleichbleibender ZF-Leistung. Diese Untersuchung hat gezeigt, daß eine höhere Laserleistung und die damit verbundene Erhöhung des Streulichtanteils kein Problem für die Stabilität des BAOS darstellen sollte.

5.3. Allan-Minimumzeit bei Addition von Frequenzkanälen

In der Radioastronomie wird häufig durch Mittelung von Frequenzkanälen (*Binning*) das Rauschen eines Spektrums Y

$$Y = \frac{X_S - X_R}{X_{\text{hot}} - X_{\text{cold}}}$$

reduziert und somit das Signal-zu-Rauschverhältnis (Gl. (5.2)) verbessert. Die Frage die sich dann stellt ist, wie verändert sich das Rauschen des Spektrums und welche Rauschbeiträge werden durch die Mittelung verändert. Diese Frage wird im Folgenden untersucht. Zunächst werden die mathematischen Grundlagen vorgestellt und dann wird mittels Messungen mit dem Mini-AOS, dem AAOS sowie dem BAOS das Rauschverhalten Akusto-Optischer Spektrometer bei Addition von Frequenzkanälen experimentell untersucht.

Hat das ursprünglich mit dem Spektrometer gemessene Spektrum (Y_{alt}) N Frequenzkanäle vor der Addition, so hat das gemittelte Spektrum (Y_{neu}) \tilde{N} Frequenzkanäle. Für die Anzahl der neuen Frequenzkanäle gilt:

$$\tilde{N} = \left\lceil \frac{N}{K} \right\rceil \in \mathbb{N}^+, \quad (5.32)$$

wobei jeder Kanal des neuen Spektrums nach:

$$Y_{\text{neu}_n} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K Y_{\text{alt}_{n+k}} \quad (5.33)$$

berechnet wird und K die Anzahl der gemittelten Kanäle ist.

Um nun die Frage des Rauschverhaltens nach der Addition beantworten zu können, muß man sich zunächst fragen, ob die Frequenzkanäle eines AOS miteinander korreliert sind oder nicht. Geht man davon aus, daß keine Korrelation zwischen den Frequenzkanälen besteht, so ergibt sich die Varianz σ_{neu}^2 mit der Anzahl der gemittelten Kanäle K nach:

$$\sigma_{\text{neu}}^2 = \frac{\sigma_{\text{alt}}^2}{K}. \quad (5.34)$$

Sind die Frequenzkanäle miteinander korreliert, berechnet sich die Varianz σ_{neu}^2 der neuen Basislinie nach [37]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{neu}}^2 &= \text{rms}(Y_{\text{alt}})^2 \\ &= \frac{\sigma_{\text{alt}}^2}{K} \cdot \left(g_0 + 2 \cdot \sum_{m=1}^{K=1} \left[1 - \frac{m}{K} \right] \cdot g_m \right) \\ &= \frac{\sigma_{\text{alt}}^2}{K_{\text{box}}} \end{aligned} \quad (5.35)$$

$$K_{\text{box}} = \frac{K}{\left(g_0 + 2 \cdot \sum_{m=1}^{K=1} \left[1 - \frac{m}{K} \right] \cdot g_m \right)}. \quad (5.36)$$

Die Varianz der neuen Daten ist somit größer, als man es naiv aus der Zahl von addierten Frequenzkanälen erwarten würde. Der Korrelation der Frequenzkanäle wird durch die Autokorrelations-Funktion g_m [37] (kurz ACF) Rechnung getragen:

$$g_m = \frac{\langle B_{\text{alt},n} \cdot B_{\text{alt},n+m} \rangle}{\sqrt{\sigma_{\text{alt},n}^2 \cdot \sigma_{\text{alt},n+m}^2}} \quad (5.37)$$

und für eine endlichen Datensatz gilt:

$$g_m = \frac{\frac{1}{N-m-1} \sum_{n=1}^{N-m} Y_{\text{alt}_n} \cdot Y_{\text{alt}_{n+m}}}{\sqrt{\frac{1}{N-m-1} \sum_{n=1}^{N-m} Y_{\text{alt}_n}^2 + \frac{1}{N-m-1} \sum_{n=1}^{N-m} Y_{\text{alt}_{n+m}}^2}} \quad (5.38)$$

Der Index m gibt die Anzahl der Kanäle an, um die die Basislinie geschoben wird, so daß die ACF berechnet werden kann (dargestellt in Abb. 5.10). Es ist ersichtlich, daß $g_0 = 1$ ist. In der Praxis ist zu beachten, daß die Länge der Basislinie, die um m Kanäle geschoben wird, gleich ist mit der der ungeschobenen Basislinie. Deshalb ist es notwendig die Längen beider Basislinien entsprechend anzupassen.

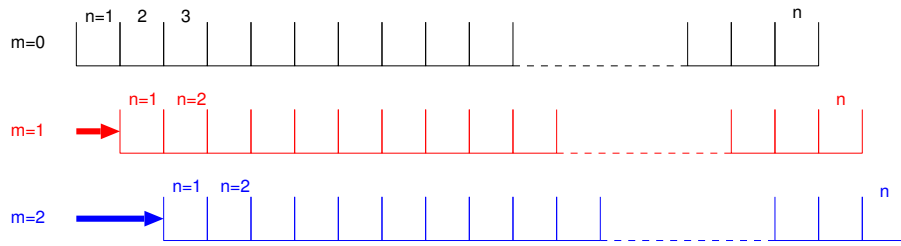


Abbildung 5.10.: Verschiebung der Frequenzkanäle um m Kanäle zur Berechnung der ACF.

Die Allan-Minimumzeit $T_{A_{\text{neu}}}$ berechnet aus den gemittelten Basislinien ergibt sich nach [37]:

$$T_{A_{\text{neu}}} = T_{A_{\text{alt}}} \cdot \left(\frac{B_{\text{fluc}_{\text{alt}}}}{B_{\text{fluc}_{\text{neu}}}} \right)^{\frac{1}{\beta+1}} \quad (5.39)$$

Dabei nimmt man an, daß zur Berechnung der Allan-Minimumzeit der gemittelten Daten nur das weiße Rauschen gemittelt wird und nicht die Driftanteile. β beschreibt in Gl. (5.39) die Art des Rauschens nach Tabelle 5.1.

Die Fluktuationsbandbreite $B_{\text{fluc}_{\text{neu}}}$ berechnet sich mit Hilfe der Gl. (5.34) bzw. Gl. (5.35) wie folgt:

$$B_{\text{fluc}_{\text{neu}}} = \begin{cases} K \cdot B_{\text{fluc}_{\text{alt}}} & \text{ohne Korrelation} \\ K_{\text{box}} \cdot B_{\text{fluc}_{\text{alt}}} & \text{mit Korrelation} \end{cases} \quad (5.40)$$

Wie in [37] ausgeführt ist, sind bei LiNbO_3 -AOS an KOSMA⁴ in etwa drei benachbarte Frequenzkanäle eines LiNbO_3 -AOS miteinander korreliert. Wobei dies

⁴ Kölner Observatorium für Submm-Astronomie auf dem Gornegrat/Schweiz

von der Filterkurve des jeweiligen AOS abhängig ist. Wie sich die ACF bei den in dieser Arbeit untersuchten AOS Typen verhält, wird in Anhang B diskutiert. In den nachfolgenden Abschnitten wird anhand von Allan-Plots (gemessen mit ZF-Signal) zweier LiNbO_3 -AOS und dem BAOS, das Verhalten des Rauschens bei Addition von unterschiedlichen Anzahlen an Frequenzkanälen untersucht und die Ergebnisse mit den obigen theoretischen Überlegungen verglichen.

5.3.1. Experimentelle Untersuchung

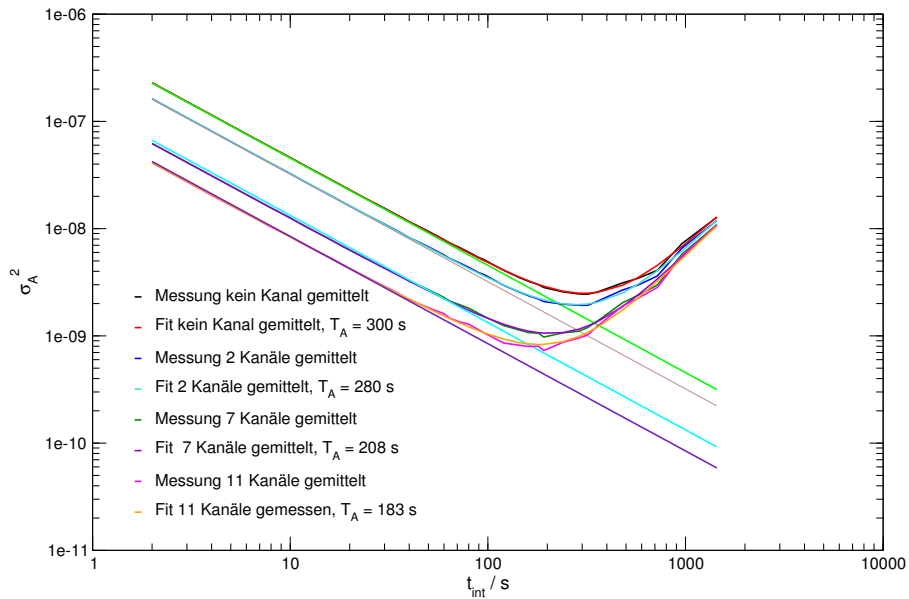
Für die experimentelle Untersuchung wurde, wie bei der Bestimmung der Allan-Plot Messung ohne ZF-Signal, das Mini-AOS und das AAOS als Repräsentanten der Lithium-Niobat basierten AO-Spektrometer sowie das BAOS gewählt.

Messung mit dem AAOS

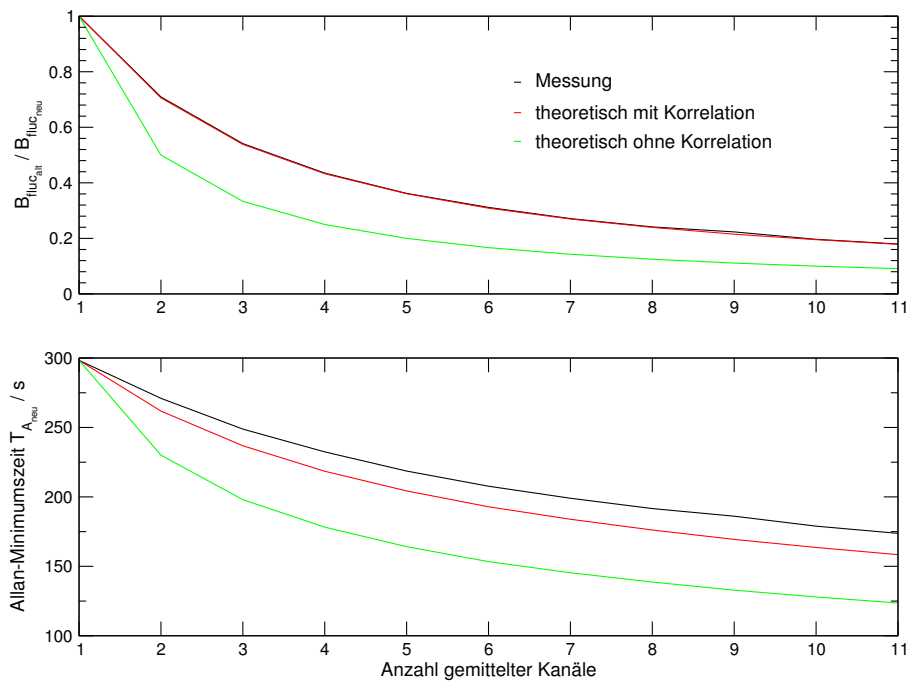
Zunächst werden die Ergebnisse vorgestellt, die mit dem AAOS ermittelt wurden. Ein Fit nach Gleichung (5.31) an den Allan-Plot (Abb. 5.6(a)) gemessen mit ZF-Signal liefert eine Allan-Minimumzeit von $T_{A_{\text{alt}}} \approx 300$ s bei den ungemittelten Daten.

In Abbildung 5.11(a) sind die Allan-Plots für die Mittelung von 2, 7 und 11 Frequenzkanälen aufgetragen. Die Berechnung der theoretischen Kurven wurde dabei nach Gleichung (5.35) durchgeführt, jeder Frequenzkanal der gemessenen Verläufe ist nach Gleichung (5.33) berechnet. Die Übereinstimmung zeigt, daß eine Korrelation zwischen benachbarten Kanälen vorhanden ist. Dies wird deutlicher bei Betrachtung des unteren Graphen in Abbildung 5.11(b), der den Verlauf der „neuen“ Allan-Minimumzeit ($T_{A_{\text{neu}}}$) nach Gleichung (5.39) darstellt. Dieser entspricht bei Berücksichtigung der Korrelation, innerhalb der Fehlergrenzen, dem gemessenen Verlauf. Wohingegen ohne Berücksichtigung der Korrelation die neue Allan-Minimumzeit viel zu niedrig berechnet und somit wertvolle Beobachtungszeit verschwendet worden wäre [37].

Weiterhin läßt sich feststellen, daß hier die Annahme richtig ist, bei Mittelung von Frequenzkanälen ausschließlich weißes Rauschen zu reduzieren. Dies wird durch die Abbildung 5.11(a) sehr gut sichtbar. Der radiometrische Teil des Allan-Plots wird bei wachsender Mittelungszahl parallel nach unten verschoben. Das Rauschen und damit die Varianz wird kleiner, wohingegen die Driftbeiträge konstant bleiben.



(a) Allan-Plot des AAOS mit ZF-Signal bei Mittelung von 2, 7 und 11 Frequenzkanälen.



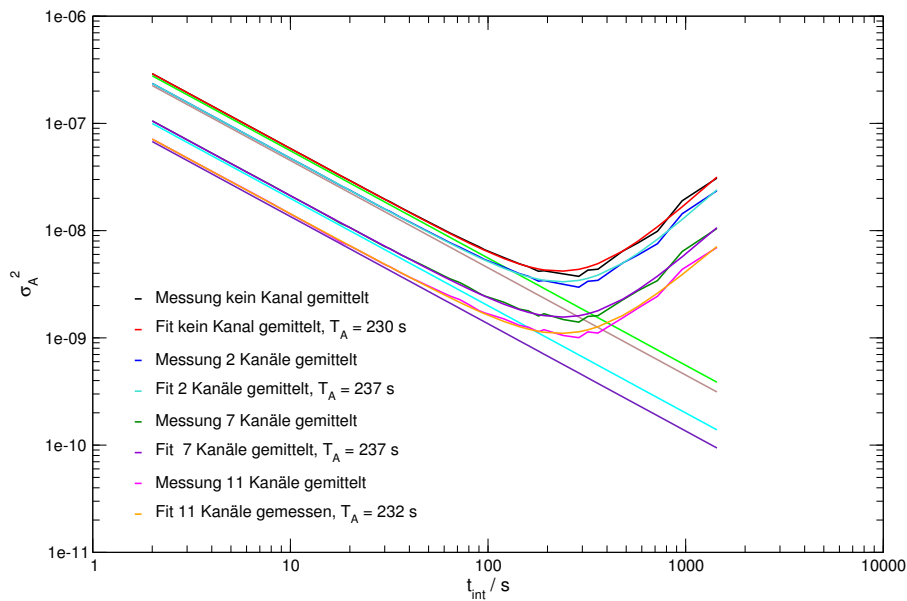
(b) Verhältnis $B_{\text{fluc}_{\text{alt}}}/B_{\text{fluc}_{\text{neu}}}$ und „neue“ Allan-Minimumzeiten $T_{A_{\text{neu}}}$ (Gl. (5.39)) gegen Anzahl gemittelter Frequenzkanäle bei Untersuchung mit dem AAOS.

Abbildung 5.11.: Untersuchung der Mittelung von Frequenzkanälen mit dem AAOS

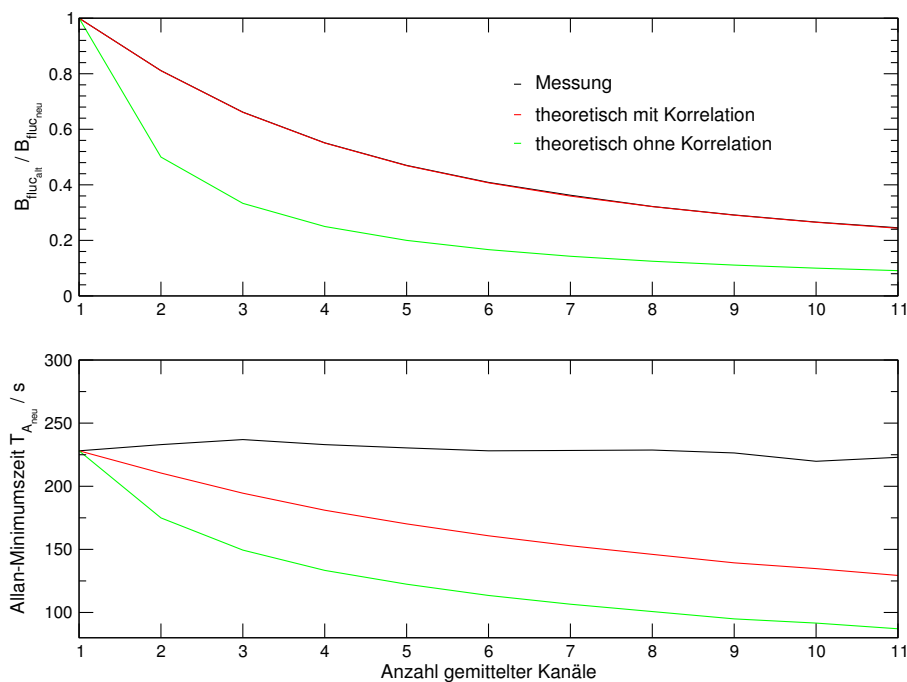
Messung mit dem Mini-AOS

Der Allan-Plot des Mini-AOS mit ZF-Signal ist bekannt und befindet sich in Abb. 5.4(a). Für die Untersuchung des Verhaltens bei Mittelung von Frequenzkanälen werden ebenso wie beim AAOS bis zu elf Kanäle gemittelt. Das Ergebnis für 2, 7 und 11 gemittelte Kanäle ist in der Abbildung 5.12(a) dargestellt. Bei Vergleich mit dem AAOS-Ergebnis in Abb. 5.11(a) fällt auf, daß die Allan-Plots bei unterschiedlicher Anzahl gemittelter Kanäle, insgesamt nach unten verschoben sind. Es werden also sowohl die radiometrischen als auch die Driftanteile bei der Mittelung reduziert.

Dieses unerwartete Verhalten äußert sich deutlicher im unteren Graphen der Abbildung 5.12(b). Im Gegensatz zur Untersuchung mit dem AAOS zeigt sich hier beim Mini-AOS, daß die gemessene Allan-Minimumzeit im wesentlichen unabhängig von der Anzahl gemittelter Frequenzkanäle ist. Die Berechnung des theoretischen Verlaufs, sowohl mit als auch ohne Berücksichtigung der Korrelation hätte dieses Ergebnis nicht erwarten lassen. Auch deutet der Verlauf des Quotients $B_{\text{fluc}_{\text{alt}}} / B_{\text{fluc}_{\text{neu}}}$ nicht auf diesen Verlauf hin. Im Gegenteil, gemessene und theoretisch erwartete Kurve passen sehr gut zusammen. Offensichtlich ist die Annahme von konstanten Driftbeiträgen in Gleichung (5.39) hier nicht mehr richtig. Zu erklären ist dies damit, daß Streulichtschwankungen in der Basislinie als *Spikes* in einem Frequenzkanal auftreten und bei Mittelung über mehrere Frequenzkanäle ebenfalls gemittelt werden. Anders ausgedrückt heißt das: Lokale Effekte wie Streulichtschwankungen, haben bei Mittelung über mehrere Frequenzkanäle keine Auswirkung auf die Allan-Minimumzeit. Nur solche Effekte die globaler Natur sind, sich also über mehrere Frequenzkanäle erstrecken, verändern die Allan-Minimumzeit nach Gleichung (5.39). Als Beispiel für solche globalen Effekte ist Ripple in der Basislinie zu nennen, der hervorgerufen wird durch ZF-Schwankungen (z. B. Stehwellen durch Fehlanpassungen, Verstärkungsänderungen in der ZF-Aufbereitung etc.) und thermische Effekte in der Bragg-Zelle.



(a) Allan-Plot des Mini-AOS mit ZF-Signal bei Mittelung von 2, 7 und 11 Frequenzkanälen.



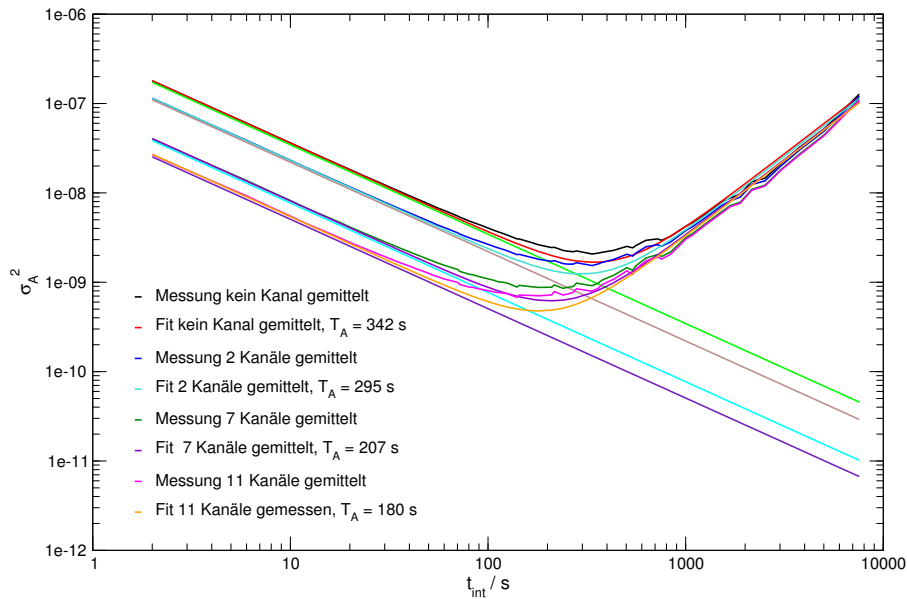
(b) Verhältnis $B_{\text{fluc}_{\text{calt}}}/B_{\text{fluc}_{\text{cneu}}}$ und „neue“ Allan-Minimumzeiten $T_{A_{\text{neu}}}$ (Gl. (5.39)) gegen Anzahl gemittelter Frequenzkanäle.

Abbildung 5.12.: Untersuchung der Mittelung von Frequenzkanälen mit dem Mini-AOS.

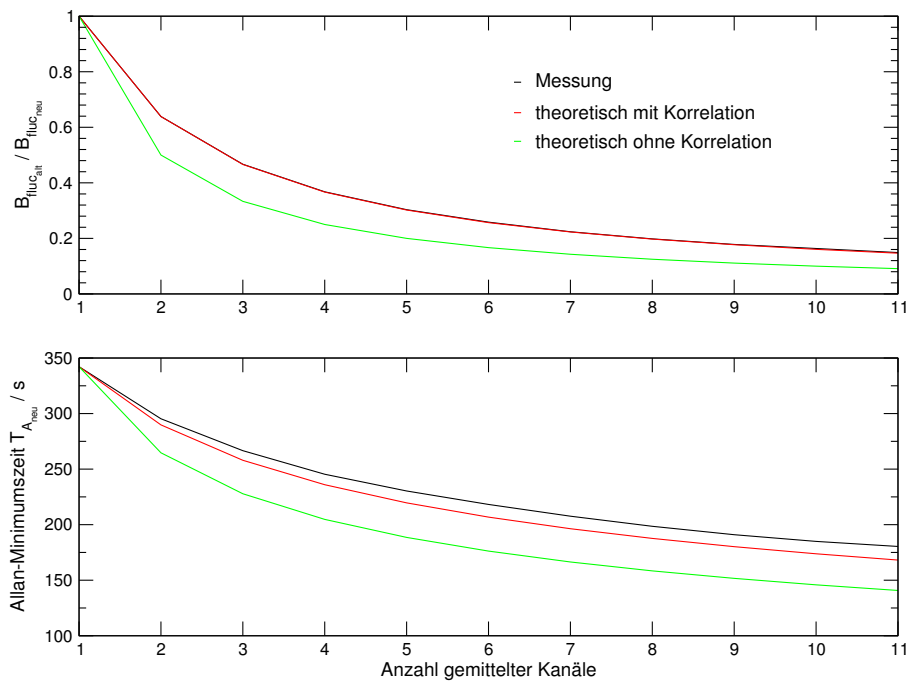
Messung mit dem BAOS

Die Abbildung 5.13(a) zeigt auch hier wieder das Verhalten der Allan-Varianz bei 2, 7 und 11 gemittelten Frequenzkanälen. Der Verlauf ist ähnlich wie beim AAOS, d. h. die Eigenrauschanteile hervorgerufen durch Driften werden nicht durch die Mittelung beeinflusst. Dies läßt darauf schließen, daß das Eigenrauschen des BAOS nicht durch Streulichtschwankungen dominiert wird, sondern mit großer Wahrscheinlichkeit durch Rauschbeiträge des eingespeisten ZF-Signals. Dieses Ergebnis ist identisch mit der Untersuchung in Abschnitt 5.2.4. Deutlicher wird dies bei Betrachtung der Abbildung 5.13(b), die in dem unteren Graph den Verlauf der Allan-Minimumzeit gegen die Anzahl gemittelter Kanäle darstellt.

Die Allan-Minimumzeit nimmt mit zunehmender Anzahl gemittelter Kanäle ab. Auch beim BAOS ist eine Korrelation zwischen den einzelnen Kanälen vorhanden, was beide Graphen in Abb. 5.13(b) zeigen. Allerdings ist der Unterschied zwischen dem Verlauf der theoretischen Kurve mit und ohne Korrelation kleiner als im Fall des AAOS (Abb. 5.11(b)) was implementiert, daß beim BAOS weniger Kanäle miteinander korreliert sind als im AAOS. Die Frage wieviele Frequenzkanäle miteinander korreliert sind und von welchem Parameter die Anzahl korrelierter Kanäle abhängt, wird im Anhang B erläutert.



(a) Allan-Plot des BAOS mit ZF-Signal bei Mittelung von 2, 7 und 11 Frequenzkanälen.



(b) Verhältnis $B_{\text{fluc}_{\text{alt}}}/B_{\text{fluc}_{\text{neu}}}$ und „neue“ Allan-Minimumzeiten $T_{A_{\text{neu}}}$ (Gl. (5.39)) gegen Anzahl gemittelter Frequenzkanäle.

Abbildung 5.13.: Untersuchung der Mittelung von Frequenzkanälen mit dem BAOS.

5.3.2. Diskussion der Meßergebnisse

Die Messung mit dem Mini-AOS hat gezeigt, daß die Annahme von konstanten Driftbeiträgen nicht immer gegeben ist und somit Gleichung (5.39) nicht für alle Driften erfüllt ist. Instabilitäten hervorgerufen durch Streulichtschwankungen werden bei der Addition von Frequenzkanälen gemittelt. Im Umkehrschluß läßt sich dies als Test für ein AOS anwenden. Stellt man fest, daß die Mittelung mehrerer Frequenzkanäle keine Änderung in der Allan-Minimumzeit bewirkt, werden die Driften in diesem AOS durch Streulichtschwankungen dominiert. Das heißt es müssen Maßnahmen wie zusätzliche Blenden, Verbesserung der thermischen Stabilität, genauere Justage der Polarisatoren etc. getroffen werden, um das Streulicht zu reduzieren.

Weiterhin stützt das Ergebnis dieser Untersuchung die Folgerungen aus Abschnitt 5.2.5, daß die Driften im BAOS nicht durch Streulichtschwankungen hervorgerufen werden.

6. Fazit und Ausblick

Die Prototypen-Entwicklung des Breitbandigen Akusto-Optischen Spektrometers (BAOS) auf Basis einer Rutil Bragg-Zelle hat gezeigt, daß es möglich ist mittels Akusto-Optik ein breitbandiges Echtzeitspektrometer für die Radioastronomie und Atmosphärenforschung bei moderater Auflösung zur Verfügung zu stellen. Die gemessenen Kenndaten sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

Parameter	Messung
Bandbreite	$\Delta f = 3000 \text{ MHz @ } \Delta P \approx 3,8 \text{ dB}$
Mittenfrequenz	$f_M = 4900 \text{ MHz}$
effektive Anzahl CCD-Pixel	$\#_{\text{eff}} \approx 1740$
Kanalabstand	$\gamma_{\text{gemessen}} \approx 1,73 \text{ MHz}$
Auflösungsbandbreite	$\langle B_{\text{res}} \rangle \approx 2,02 \text{ MHz}$
Fluktuationsbandbreite	$\langle B_{\text{fluc}} \rangle \approx 2,9 \text{ MHz}$
ZF-Leistungsbedarf	$P_{\text{Sat}} \approx 25 \text{ mW}$
Noise Dynamic Range	$NDR \approx 12,9 \text{ dB, } \alpha_{\text{min, BAOS}} \approx 5 \%$
Allan-Minimumzeit ¹	$T_A \approx 336 \text{ s @ } \alpha_{\text{BAOS}} \approx 41 \%$ ²
absolute Frequenznichtlinearität	$\delta_f \pm 4 \text{ MHz}^3$
Leistungsnichtlinearität	$\zeta_{\text{CCD}} \approx 0,4 \%$ (p-p)
Laserwellenlänge	$\lambda = 488 \text{ nm}$

Tabelle 6.1.: Kenndaten des Prototypen-BAOS.

Die Beugungsrechnung in Fraunhofer-Näherung, wie in Kapitel 3 vorgestellt, liefert eine wichtige theoretische Grundlage hinsichtlich des optimalen horizontalen Laserstrahlradius und der Position des Laserstrahlmaximums relativ zum Transducer. Die Modellrechnung liefert exakte Aussagen über das optimale Verhältnis κ von Laserstrahlradius zur effektiven Apertur mit deren Hilfe maximale Effizienz sowie minimale Auflösungs- bzw. Fluktuationsbandbreite erreicht werden können und ist übertragbar auf andere AOS-Typen.

Ein den theoretischen Ergebnissen entsprechender Aufbau wurde dem BAOS zu Grunde gelegt. Im Unterschied zu anderen Echtzeitspektrometern, wie z. B. Di-

¹ Allan-Varianz aus Basislinien bestimmt und mit ZF-Signal gemessen

² temperaturstabilisiert $\Delta T \approx \pm 0,1 \text{ K}$

³ Kompensierbar durch „resampling“ der Daten, siehe auch [42]

gitale oder Analoge Autokorrelatoren, konnte so eine große intrinsische Bandbreite von $\Delta f = 3$ GHz bei einer gemessenen Auflösungsbandbreite von $\langle B_{\text{res}} \rangle = 2,02$ MHz erreicht werden. Die Frequenzlinearität erreicht einen Wert von $\pm 0,2$ %, was in der Größenordnung von bisherigen Lithium-Niobat AO-Spektrometern liegt. Die Leistungslinearität (Abschnitt 4.6) des Prototypen-BAOS ist mit einem Wert von $\approx 0,4$ % ausreichend. Die BAOS Allan-Minimumzeit bei Messung mit HF-Signal von

$$T_A > 300 \text{ s},$$

ist mit der Allan-Minimumzeit von Lithium-Niobat AOS mit kleinerer Bandbreite vergleichbar. Die Streulichtstabilität (Abschnitt 5.2.4) des Prototypen-BAOS zeigt einen hervorragenden Wert von

$$T_{A,SL+th} > 800 \text{ s}.$$

Dieses Ergebnis zeigt, daß die Laserleistung erhöht werden kann, ohne massive Stabilitätsverluste aufgrund von Streulichtschwankungen in Kauf nehmen zu müssen. Dies würde den Bedarf an HF-Leistung senken, um alle CCD-Pixel zu sättigen. Somit wäre die Anforderung an den 1 dB Kompressionspunkt des letzten Verstärkers in der ZF-Aufbereitung geringer.

Die Effizienz des Prototypen-BAOS erfüllt nicht die Erwartungen. Der gemessene HF-Leistungsbedarf des Prototypen-BAOS liegt mit $P_{\text{Sat}} = 25$ mW ca. 10 dB deutlich über dem, was theoretisch erwartet wird (Abschnitt 3.7). Die Gründe hierfür sind:

- Justage, die nicht die optimale Effizienz erzielt
- Verluste in den optischen Komponenten nach der Bragg-Zelle und der Bragg-Zelle selber
- Schlitzblende zur Streulichtunterdrückung vor dem CCD
- Beugungseffizienz hat nicht über die gesamte Bandbreite einen Wert von $\eta = 2,3$ %/W

Generell ist eine Steigerung der Effizienz durch Verwendung einer Zylinderlinse mit kleinerer Brennweite möglich. Dadurch wird die Überausleuchtung der CCD-Pixel geringer, was allerdings die Anforderung an die mechanische Stabilität des Aufbaus erhöht. Weiterhin kann durch die Wahl von optischen Komponenten (insbesondere des Polfilters nach der Bragg-Zelle) die Effizienz gesteigert und somit der HF-Leistungsbedarf gesenkt werden.

Kombiniert werden kann diese Überlegung mit der Neugestaltung des mechanischen Aufbaus und der Senkung der Auflösungsbandbreite auf Werte unterhalb von 2 MHz. Die Auflösungsuntersuchung der Rutil Bragg-Zelle in Abschnitt 3.5 zeigt, daß die Bragg-Zelle eine Auflösung von $\delta f \approx 1$ MHz ermöglicht. Im folgende Abschnitt 6.1 wird demonstriert, wie eine solche Weiterentwicklung aussehen kann und welche Kenndaten voraussichtlich zu erwarten sind. Damit wäre das BAOS

ein Echtzeitspektrometer, das den gegenwärtigen Ansprüchen und den in naher Zukunft angestrebten Bandbreiten in der Heterodyn-Empfangstechnik genügt.

Für einen ersten operationellen Einsatz des BAOS bietet sich das THIS Instrument an, da dieses eine ZF-Bandbreite von ≈ 3 GHz aufweist.

6.1. Weiterentwicklung des BAOS in näherer Zukunft

Die Untersuchungen hinsichtlich des Auflösungsvermögens der Rutil Bragg-Zelle in Abschnitt 3.5 hat gezeigt, daß diese Bragg-Zelle eine höhere Auflösung als 2 MHz ermöglicht. Dementsprechend sollte, bei Wahl eines entsprechenden CCDs und einer entsprechenden Abbildungsoptik, eine Auflösungsbandbreite im Bereich von $1 \text{ MHz} \lesssim \langle B_{\text{res}} \rangle \lesssim 1,4 \text{ MHz}$ erreichbar sein. Die obere Grenze wird dabei von den Abbildungsfehlern der verwendeten optischen Komponenten und der optimale horizontalen Ausleuchtung der Bragg-Zelle bestimmt (Abschnitt 3.6, Abschnitt 4.4).

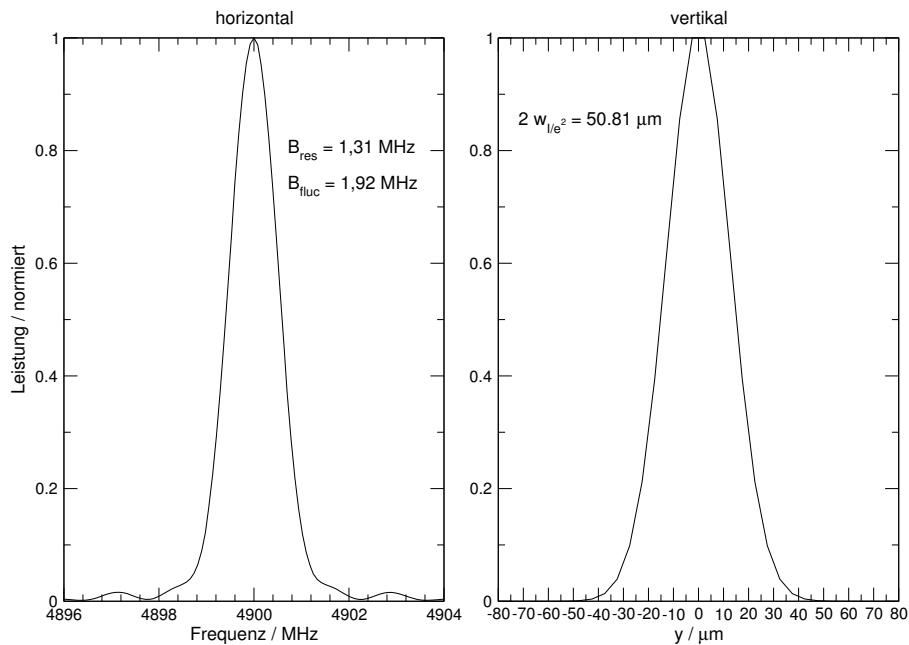


Abbildung 6.1.: Links: Erwartete Filterkurve, bei $f = 4,9 \text{ GHz}$ des BAOS bei Verwendung einer telezentrischen Abbildungsoptik mit $F = 120 \text{ mm}$ und einem 6000 Pixel CCD (Pixel-Breite $B = 10 \text{ }\mu\text{m}$). Rechts: Beugungsbild in der Vertikalen, der Laserstrahldurchmesser bei $1/e^2$ beträgt $w_{1/e^2} \approx 50,8 \text{ }\mu\text{m}$. Bei der Berechnung wurde ein Phasenfehler von $\lambda/4$ (peak-to-peak) angenommen.

Bei einer Auflösungsbandbreite von $B_{\text{res}} = 1 \text{ MHz}$ und der Bandbreite von $\Delta f = 3 \text{ GHz}$ ergibt sich, daß ein CCD mit 6000 Pixel notwendig ist, wenn Nyquist-Sampling angestrebt wird. Kommerziell verfügbar ist das CCD-191 der Firma Fairchild. Die Konsequenz eines 6000 Pixel CCD ist eine Abbildungsoptik mit längerer Brennweite als $F = 52 \text{ mm}$, um die Schallwelle auf das größere CCD abzubilden. Nach Gleichung (4.2) ergibt sich eine Brennweite von

$$F_{6000,\text{theor}} \approx 130,46 \text{ mm}, \quad (6.1)$$

wobei eine Pixelbreite⁴ von $B = 10 \text{ }\mu\text{m}$ und ein Kanalabstand von $\gamma_{\text{theor}} = 500 \text{ kHz}$ angenommen wurde. Anfragen bei verschiedenen Herstellern ergaben, daß

⁴ Das Fairchild CCD-191 hat $10 \text{ }\mu\text{m} \cdot 10 \text{ }\mu\text{m}$ große Pixel

eine Abbildungsoptik mit dieser Brennweite und telezentrischem $F-\Theta$ -Verhalten nur unter besonderen Anstrengungen zu entwickeln ist. Deshalb wurde eine Abbildungsoptik mit einer Brennweite von $F_{6000} = 120$ mm angeschafft, die einen akzeptablen Entwicklungspreis aufwies. Eine Brennweite von $F = 120$ mm resultiert in einem ausreichenden Kanalabstand von

$$\gamma_{6000, F=120\text{mm}} \approx 544 \text{ kHz}. \quad (6.2)$$

Mittels der Beugungsrechnung (Kapitel 3) läßt sich somit eine Filterkurve bei $f = 4,9$ GHz bestimmen, wie sie in Abbildung 6.1 dargestellt ist. Bei dieser Rechnung wurde ein Abbildungsfehler von $\lambda/4$ (peak-to-peak) angenommen. Die Pixelbreite und -höhle wurde auf $B = 10 \mu\text{m}$ gesetzt. Für die Ausleuchtung der Bragg-Zelle gelten die Parameter, die in Tabelle 3.6 aufgeführt sind. Somit ergibt sich eine erwartete Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite von

$$\begin{aligned} B_{\text{res}} &= 1,31 \text{ MHz} \\ B_{\text{fluc}} &= 1,92 \text{ MHz}. \end{aligned}$$

Wenn der optische Aufbau in der Praxis diese Auflösungs- und Fluktuationsbandbreite zur Verfügung stellt, wäre dieses BAOS das weltweit einzige Echtzeitspektrometer mit einer intrinsischer Bandbreite von 3 GHz und einer hohen Auflösung.

Aufgrund der dreifachen Zahl an Pixel in diesem Design ist es besonders wichtig, das gebeugte Laserlicht in der Vertikalen vollständig auf das CCD zu fokussieren. Dadurch wird der Verlust an Laserlicht durch Überausleuchtung minimiert, setzt aber hohe mechanische Ansprüche an den Aufbau. Die Zylinderlinse sollte so ausgelegt werden, dat möglichst alle Signalphotonen auf die $10 \mu\text{m}$ hohen CCD-Pixel fokussiert werden, um Verluste durch die Überausleuchtung zu kompensieren. Die Berechnung der Brennweite erfolgt mittels ABCD-Matrizen analog zu Abschnitt 3.6.2, wobei der Laserstrahldurchmesser auf dem CCD einen Wert von $2 w_{\text{CCD}} = 10 \mu\text{m}$ haben soll. Mit dieser Randbedingung ergibt sich für die Brennweite der Zylinderlinse und Gleichung (A.7) folgende Beziehung:

$$F_{\text{ZL},6000} = \sqrt{\frac{\pi z_{\text{R}}}{\lambda (F_{F-\Theta}^2 + d^2 + z_{\text{R}}^2 - 2 d F_{F-\Theta})}} \cdot F_{F-\Theta} w_{\text{CCD}}. \quad (6.3)$$

Mit

$z_{\text{R}} \hat{=}$ Rayleigh Länge

$$= \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} = 4,53 \text{ mm}$$

$w_0 \hat{=}$ Vertikale Laserwaist an der Position der Schallwelle

$$\approx 26,62 \mu\text{m}$$

$d \hat{=}$ Abstand Schallwelle – Hauptebene Abbildungsoptik

$$= 172,89 \text{ mm}$$

$F_{F-\Theta} \hat{=}$ Brennweite der Abbildungsoptik

$$= 120 \text{ mm}$$

ergibt sich somit für die Brennweite der Zylinderlinse ein Wert von

$$F_{ZL,6000} \approx 22,5 \text{ mm} .$$

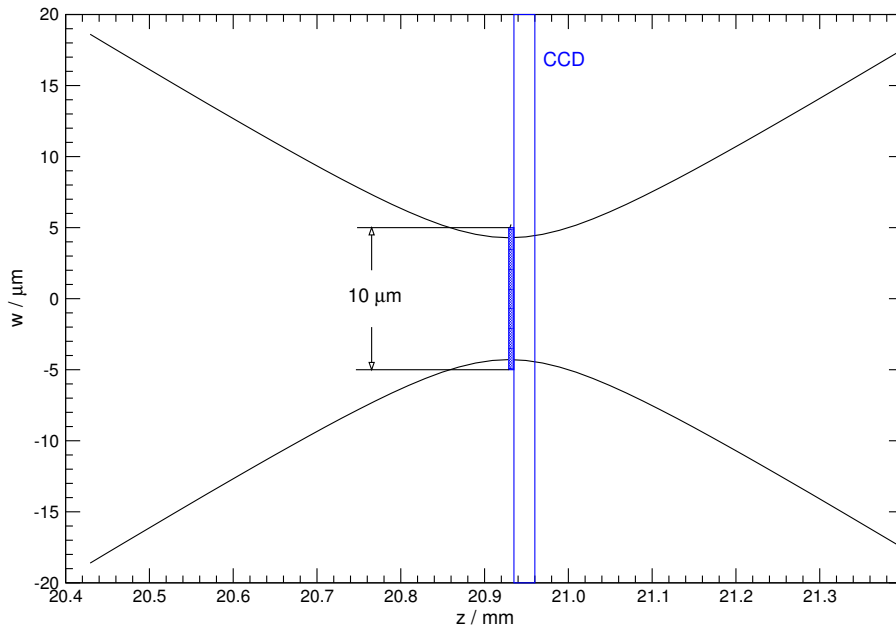


Abbildung 6.2.: Verlauf des vertikalen Laserstrahldurchmessers bei Verwendung einer Zylinderlinse mit einer Brennweite von $F = 22,5 \text{ mm}$. Die Größe z ist der Abstand zwischen der Hauptebene der Zylinderlinse und des CCDs.

Der Verlauf des vertikalen Laserstrahldurchmessers ist in Abbildung 6.2 im Abstand z zwischen Hauptebene der Zylinderlinse und dem CCD-Pixel dargestellt. Deutlich erkennbar ist die geringe Toleranz hinsichtlich der horizontalen CCD-Position. Bei einer Verschiebung um $\Delta z = \pm 0,5 \text{ mm}$ vergrößert sich der Laserstrahldurchmesser um einen Faktor vier, was mit entsprechenden Effizienzverlusten einhergeht.

Mittels des Beugungsbildes in vertikaler Richtung läßt sich die erwartete HF-Leistung berechnen, die notwendig sein wird, um alle CCD-Pixel zu sättigen. Die effektive Anzahl an Pixel reduziert sich von 6000 auf ca. 5519 aufgrund der Brennweite der verwendeten Abbildungsoptik von $F = 120 \text{ mm}$. Die *Full-Well Capacity* des Fairchild CCD-191 hat einen Wert von $n_{fw} \approx 1 \cdot 10^6$ [25], so daß sich analog zu den Betrachtungen aus Abschnitt 3.7 eine HF-Sättigungsleistung pro Pixel (eine Laserleistung von $P_{\text{Laser}} \approx 25 \text{ mW}$ vorausgesetzt) von

$$P_{\text{HF-Sat,Pixel}} \approx -30 \text{ dBm} ,$$

ergibt. Geht man davon aus, daß die Verluste ($\approx 10 \text{ dB}$) nach der Bragg-Zelle identisch sind mit dem jetzigen Aufbau, so würde sich ein Wert von $P_{\text{HF-Sat,Pixel}} \approx -20 \text{ dBm}$ ergeben. Dieser Wert wäre dann mit dem gemessenen Wert für den jetzigen Aufbau vergleichbar.

Diese Betrachtungen müssen durch eine experimentelle Untersuchungen verifiziert und durch Untersuchungen des Fairchild CCD-191 hinsichtlich Dynamikbereich (Abschnitt 4.7.1) und Linearitätsverhalten (Abschnitt 4.6) ergänzt werden. Dies wird im Rahmen einer Diplomarbeit innerhalb des nächsten Jahres erfolgen [30].

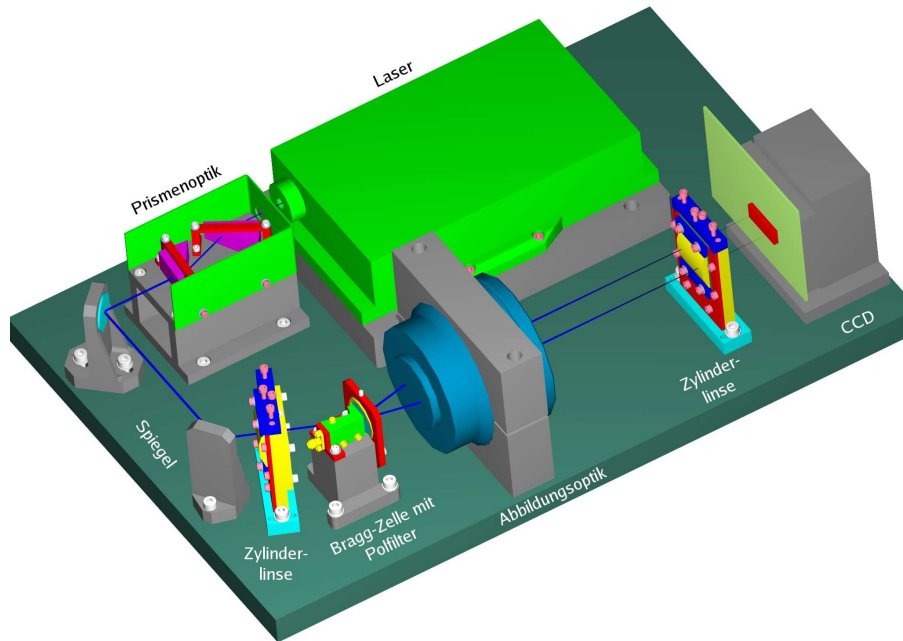


Abbildung 6.3.: Zukünftiger mechanischer Aufbau des BAOS. Zu sehen ist die Abbildungsoptik mit einer Brennweite von $F = 120$ mm. Aufgrund der größeren Brennweite und der sich daraus ergebenden physikalischen Abmessung, wurde ein Design gewählt, daß den Laserstrahl um 180° faltet. Die Länge der Montageplatte beträgt $L = 466$ mm die Breite $B = 320$ mm.

Der zukünftige mechanische Aufbau ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Aufgrund der längeren Brennweite der Abbildungsoptik ist der Strahlengang des Laser vor der Bragg-Zelle um 180° mittels zweier Spiegel gefaltet. Dies reduziert zum einen die physikalischen Dimensionen des Aufbaus. Zum anderen wird der Bragg-Winkel bereits durch die Umlenkspiegel hergestellt, so daß nach der Bragg-Zelle ein Strahlengang parallel zur Gehäusewand erzielt wird.

6.2. Weiterentwicklung in fernerer Zukunft

Ein Entwicklungsschritt der fernerer Zukunft ist eine Rutil Bragg-Zelle mit vier Kanälen und 3 GHz Bandbreite pro Kanal. Dies würde der Entwicklung von Array-Empfangssystemen mit großer ZF-Bandbreite Rechnung tragen. Bei Verwendung als Hybrid-Spektrometer würde ein solches breitbandiges Array Akusto-Optisches Spektrometer eine Bandbreite von 12 GHz bei einer Auflösungsbandbreite von

ca. 2 MHz bereitstellen. Eine solche Hybrid-Lösung würde den erwähnten Nachteil des Platformings mit sich bringen (Abschnitt 4.11).

Die Entwicklung einer solchen Rutil Array Bragg-Zelle ist bereits mit BAE-Systems diskutiert worden. Die grundsätzlichen Entwicklungsschritte wären zunächst eine Evaluierung der HF-Anpaßstruktur, Bestimmung der vertikalen Distanz zwischen den einzelnen Kanälen, Erstellung einer entsprechenden Halterung sowie die Beschaffung eines Rutil Kristalls hoher optischer Qualität und entsprechender Größe. Da die Finanzierung des Projektes noch aussteht, muß ein derartiges Projekt der Zukunft überlassen werden.

A. Zylinderlinsenbrennweite vor Bragg-Zelle

Nachfolgend wird die Herleitung der notwendigen Brennweite F_{FL} der Zylinderlinse mit Hilfe Gauss'scher Optik und ABCD-Matrizen vorgestellt. Der Gauss'sche Strahlparameter ist definiert als [34]:

$$q = z + iz_R. \quad (\text{A.1})$$

Unter der Annahme, daß die Prismen zur horizontalen Strahlaufweitung in vertikaler Richtung keinen Einfluß auf den Strahl haben, folgt für den Gauss'schen Strahlparameter q_{ein} nach einer Strecke $z \approx 300$ mm (ungefährer Abstand zwischen Laserausgang und Zylinderlinse):

$$q_{ein} = (300 + i788,62) \text{ mm}$$

wobei sich die Rayleigh-Länge wie folgt berechnet:

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = 788,62 \text{ mm}. \quad (\text{A.2})$$

Die Wellenlänge des OPS-Lasers hat einen Wert von $\lambda = 488$ nm und eine „Waist“ von $w_0 = 0,35$ mm (Abschnitt 2.1). Unter der Annahme einer dünnen Zylinderlinse

$$M_{ZL} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{F_{ZL}} & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

gilt die ABCD-Matrix (A.3). Um die Gesamtmatrix M zur Berechnung der Waist des transformierten Strahls im Fokus der Zylinderlinse zu berechnen, muß noch eine Freiraum-Matrix der Form

$$M_{FR} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

berücksichtigt werden. Diese trägt dem Abstand zwischen Zylinderlinse und Bragg-Zelle Rechnung.

Mit Gl. (A.3) und $z = f_{ZL}$ ergibt sich die Gesamtmatrix $M = M_{FR} \cdot M_{ZL}$

$$M = \begin{pmatrix} 0 & F_{ZL} \\ -\frac{1}{F_{ZL}} & 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.5})$$

Der transformierten Strahlparameter q_{aus} wird nach dem ABCD-Gesetz nach folgender Gleichung berechnet [34]:

$$q_{\text{aus}} = \frac{Aq_{\text{ein}} + B}{Cq_{\text{ein}} + D}, \quad (\text{A.6})$$

so daß schließlich mit [34]

$$w(z) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi \cdot \Im\left(-\frac{1}{q}\right)}} \quad (\text{A.7})$$

für die Waist an der Stelle $z = f_{ZL}$ folgt:

$$w(z = f_{ZL}) = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi \cdot z_R}} \cdot f_{ZL}. \quad (\text{A.8})$$

Daher ergibt sich für die geforderte Waistgröße von

$$w_x = \Delta x / 2 \leq 30 \text{ } \mu\text{m}$$

und Gl. (A.8), daß eine Zylinderlinse mit einer Brennweite von

$$F_{ZL} \leq 67 \text{ mm}$$

notwendig ist.

Verwendet wird eine Zylinderlinse mit $F_{ZL} = 60 \text{ mm}$ was einen Strahlradius von

$$w(z = F_{ZL} = 60 \text{ mm}) \approx 26,62 \text{ } \mu\text{m} \quad (\text{A.9})$$

zur Folge hat.

B. Autokorrelationsfunktion von Lithium-Niobat AOS und BAOS

In Abschnitt 5.3.1 wurde angedeutet, daß der Unterschied des Verlaufs der Allan-Minimumszeit mit und ohne Berücksichtigung der Korrelation bei Mittelung von Frequenzkanälen im BAOS geringer ist als im AAOS. Dies läßt den Schluß zu, daß im BAOS weniger Kanäle miteinander korreliert sind als im AAOS. Überprüfbar ist diese Aussage mittels Betrachtung der Autokorrelationsfunktion (ACF, Gl. (5.38)).

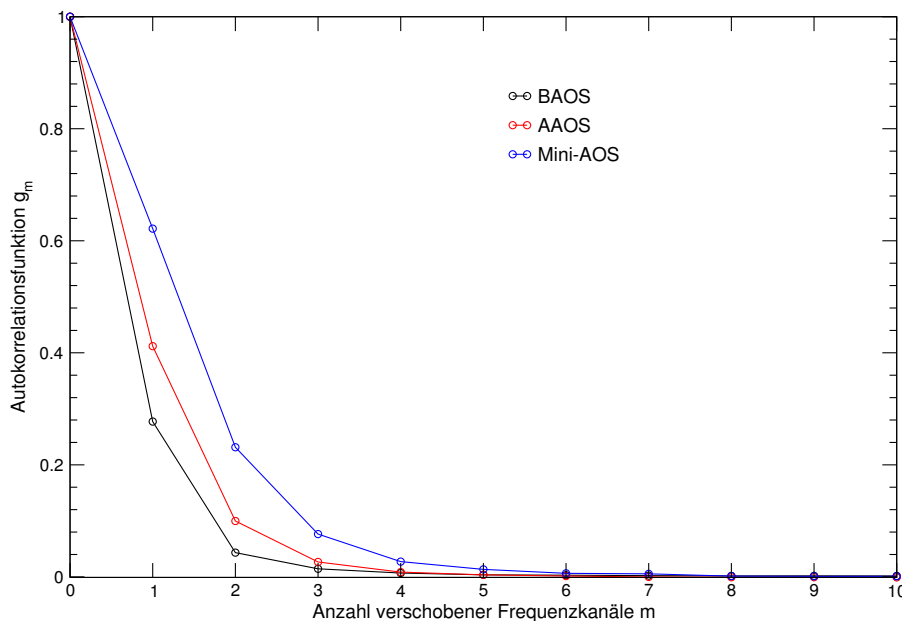


Abbildung B.1.: Autokorrelationsfunktion des BAOS, AAOS und Mini-AOS aufgetragen gegen die Anzahl verschobener Frequenzkanäle.

Abbildung B.1 zeigt die ACF des BAOS, AAOS und des Mini-AOS. Der erste Wert der ACF ergibt sich für einen gemittelten Kanal, das Spektrum wird um keinen Kanal ($m = 0$) geschoben, so daß für den ersten Wert der Autokorrelationsfunktion gilt:

$$g_{m=0} = 1.$$

Alle nachfolgenden Werte variieren je nach Spektrometer. Wie der Abbildung entnommen werden kann, ist die Anzahl korrelierter Frequenzkanäle im Mini-AOS am größten, dann folgt das AAOS. Die geringste Anzahl an korrelierten Frequenzkanäle weist das BAOS auf. Die Gründe für die Unterschiede liegen in der

unterschiedlichen Anzahl ausgeleuchteter Kanäle auf dem CCD, der Breite der Filterkurve und der Anzahl an durch Beugung an der Schallwellenapertur erzeugten Nebenmaxima (siehe Abschnitt 3.4.1) des jeweiligen AOS. Die Anzahl an Kanälen, die genutzt werden kann, hängt von der Brennweite der verwendeten Abbildungsoptik ab (Gl. (4.2)). Die Brennweiten der Abbildungsoptiken im AAOS und BAOS sind vergleichbar. Beide AOS besitzen eine telezentrische F- Θ -Optik. Die Optik des AAOS hat eine Brennweite von $F = 55$ mm und das BAOS eine Brennweite von $F = 52$ mm. Die Bandbreiten beider Spektrometer sind jedoch deutlich unterschiedlich. Ein Kanal des AAOS hat eine Bandbreite $\Delta f = 1$ GHz, das BAOS eine Bandbreite von $\Delta f = 3$ GHz, so daß sich die Anzahl ausgeleuchteter CCD Kanäle wie folgt errechnet (Gl. (4.2)):

$$N_{AAOS} \approx 1000$$

$$N_{BAOS} \approx 1740.$$

Das Mini-AOS hat eine Abbildungsoptik mit einer Brennweite von $F = 100$ mm, die Anzahl der ausgeleuchteten CCD Kanäle errechnet sich deshalb zu:

$$N_{MAOS} \approx 1750.$$

Das bedeutet, daß das Mini-AOS im Vergleich mit dem AAOS einen kleineren Kanalabstand ($\gamma_{MAOS} \approx 0,58$ MHz, $\gamma_{AAOS} \approx 1,1$ MHz) und somit eine höhere Abtastung des HF-Signals aufweist. Dadurch ist klar, daß im Mini-AOS mehr Kanäle miteinander korreliert sind als im AAOS. Im Vergleich zum BAOS, das einen Kanalabstand von $\gamma_{BAOS} \approx 1,73$ MHz aufweist besitzen die beide LiNbO₃-AOS eine höhere Anzahl korrelierter Frequenzkanäle als das BAOS.

Literaturverzeichnis

- [1] <http://www-imk.fkz.de:8080/imk2/mira/home.html>. MIRA, Microwave RAdiometry. 7
- [2] <http://mls.jpl.nasa.gov>. MLS, The Microwave Limb Sounder. 11
- [3] <http://aura.gsfc.nasa.gov>. Aura, atmospheric chemistry. 11
- [4] <http://www.ph1.uni-koeln.de/gg>. KOSMA, Kölner Observatorium für Submm Astronomie. 18
- [5] <http://www.submm.caltech.edu/cso>. Caltech Submillimeter Observatory. 18
- [6] http://cfa-www.harvard.edu/~adair/AST_RO. AST/RO, Antarctic Submillimeter Telescope and Remote Observatory. 18
- [7] <http://www.webmineral.com/data/Rutile.shtml>. Mineralogy Database. 23
- [8] Allan, D. W.: *Statistics of Atomic Frequency Standards*. Proc.IEEE, 54(2):221–230, February 1966. 91, 100, 102, 103
- [9] Bagshaw, J., S. Lowe und T. Willats: *Performance of Anisotropic Lithium Niobate Bragg Cells*, 1987. IEEE Colloquium. 21
- [10] Bevington, P. R. und D. K. Robinson: *Data reduction and error analysis for physical science, Second Edition*. McGraw-Hill, 1994. 84
- [11] Bronstein, I. N.: *Taschenbuch der Mathematik*. B.G. Teubner, 1989. 51
- [12] Chang, I.: *Acoustooptic Devices and Applications*. IEEE Transactions on sonics and ultrasonics, Su-23, No. 1, January 1976. 25, 27
- [13] Cros, A. und R. Laurent: *HRS Subsystem Specifications*. CESR-HRS-SP-316-043, Ed. 2, Rev.1, March 2003. 9
- [14] Gál, C.: *WBS Source Unit Alignment Procedures, AOS internal Paper*, 2003. 76
- [15] Gál, C.: *Development of a Wide Bandwidth Array Acousto-Optical Spectrometer for the Herschel Satellite Mission*. Doktorarbeit, I.Physik, Universität zu Köln, 2005. 6, 83, 91
- [16] Goodman, J. W.: *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, 1996. 43

- [17] Harris, A.: *Spectrometers for Heterodyne Detection*. www.astro.umd.edu/~harris/docs/harris4-04.pdf. 9
- [18] Harris, A. und Z. J.: *A wideband lag correlator for heterodyne spectroscopy of broad astronomical and atmospheric spectral lines*. *Review of Scientific Instruments*, 72, 2, February 2001. 10
- [19] Hecht, E.: *Optics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1987. 76, 78
- [20] Horn, J.: *The Development of an Array Acusto-Optical Spectrometer*. Doktorarbeit, I.Physik, Universität zu Köln, 1997. 83, 88, 109
- [21] Kent, L. W.: *priv. communication*. 38
- [22] Kent, L. W.: *Rutile Optical Evaluation Programme, Final Report*, February 2004. Contract 32355 WG. 21, 22, 24, 25, 26, 27
- [23] Kent, L. W.: *Test Results of Rutile Bragg-cell with Serial No.: BAE-ST-PM002*, November 2004. Contract 6453 WG. 42
- [24] Klumb, M.: *Aufbau und Qualifikation eines weltraumtauglichen akusto-optischen Spektrometers*. Doktorarbeit, I.Physik, Universität zu Köln, 1995. 21, 57, 94
- [25] Kopf, B.: *Untersuchung des Fairchild CCD-191, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln*. 136
- [26] Kopf, B.: *Untersuchung des Reticon CCD RL2048D, I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln*. 79, 82
- [27] Kopp, G.: *Inversion arktischer stratosphärischer Spurengasprofile für die Ozonforschung aus Messungen eines bodengebundenen Millimeterwellenradiometers*. Doktorarbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 2000. 7
- [28] Kraus, J. D.: *Radio Astronomy*, Bd. 2. Cygnus Quasar Books, 1980. 49, 99
- [29] Magdich, L. und V. Molchanov: *Acousto-Optics Devices and their Applications*. Gordon and Breach Science Publishers, 1989. 14
- [30] Mittenzwei, V. Diplomarbeit, I.Physikalisches Institut, Köln. in Vorbereitung. 2, 137
- [31] Olbrich, M.: *Entwicklung einer breitbandigen Frequenzaufbereitung für den ESA-Satelliten HERSCHEL*. Diplomarbeit, I.Physikalisches Institut, Köln, 2001. 4, 6, 17, 79, 96
- [32] Olbrich, M. und R. Schieder: *Materialuntersuchung und Beschaffung von Rutil zur Entwicklung einer breitbandigen Bragg Zelle*. Abschlussbericht, DFG-Förderzeichen 50 RT 0115, May 2003. 22

- [33] Rosolen, Michet, Lecacheux und Clerc: *AOS breadboard and test*. Workpackage 4225, March 1998. 16, 21
- [34] Saleh, B. und M. Teich: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc, 1991. 60, 139, 140
- [35] Sapiel, J.: *Acousto-Optics*. Wiley-Interscience, 1979. 15
- [36] Schieder, R.: *priv. communication*. 17
- [37] Schieder, R. und K. Kramer: *Optimization of heterodyne observations using Allan variance measurements*. *Astronomy and Astrophysics*, 373:746–756, July 2001. 91, 100, 122, 123, 124
- [38] Schieder, R., G. Rau und B. Vowinkel: *Characterization and measurement of system stability*. *Instrumentation for submillimeter spectroscopy; Proceedings of the Meeting, Cannes, France.*, S. 189–192, December 1986. 100, 103
- [39] Schlöder, F.: *Entwicklung eines Laser Seitenband Spektrometers mit 10 GHz Bandbreite*. Doktorarbeit, I.Physikalisches Institut, Köln. in Vorbereitung. 11
- [40] Schlöder, F.: *Untersuchung der Eigenschaften von CCD-Zeilensensoren*. Diplomarbeit, I.Physikalisches Institut, Köln, 1997. 79, 81, 82, 86
- [41] Schmülling, F.: *Entwicklung eines hochauflösenden Infrarot-Heterodynspektrometers mit einem Bleisalz-Diodenlaser*. Doktorarbeit, I.Physikalisches Institut, Köln, 1997. 2, 7
- [42] Siebertz, O.: *Akusto-optisches Spektrometer mit variabler Auflösung*. Doktorarbeit, I.Physik, Universität zu Köln, 1998. 4, 17, 28, 66, 67, 71, 78, 83, 131
- [43] Sornig, M. Doktorarbeit, I.Physikalisches Institut, Köln. in Vorbereitung. 7
- [44] Teipen, R.: *Design and Analysis of a Broadband SIS Mixer for HIFI on the space observatory HERSCHEL*. Doktorarbeit, I.Physikalisches Institut, Köln. in Vorbereitung. 5
- [45] Waters, J. W.: *The Earth Observing System Microwave Limb Sounder (EOS MLS) on the Aura Satellite*. http://mls.jpl.nasa.gov/joe/EOS-MLS_Overview_IEEE_GRS_submitted.pdf. 11
- [46] Wiedner, M. und H. Jakobs: *Technical exploration of 800 GHz HEB*. in Vorbereitung. 118

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. J. Stutzki, der die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte.

Herrn Prof. Dr. R. Schieder für die Betreuung dieser Arbeit. Er hatte für alle theoretischen und praktischen Fragen ein offenes Ohr. Seine Ausführungen zum jeweiligen Problem haben sehr zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Den Herrn Dr. O. Siebertz und Dr. F. Schmülling für ihre Hilfestellungen, die vielen anregende Diskussionen, die zu den Ergebnissen dieser Arbeit geführt haben und ihr umfangreiches Wissen, welches beide immer gerne zur Verfügung stellten.

Herrn Dipl.-Phys. F. Schlöder für seine Unterstützung während der gesamten Promotionszeit, für das Korrekturlesen der Arbeit und seiner fachmännische Hilfe in allen Fragen rund um die computergestützte Datenverarbeitung.

Herrn Dr. C. Gál für seine Hilfe bei den mechanischen Konstruktionen und der Hilfe bei Fragen rund um die Optik.

Für die Unterstützung bei allen Fragen der Elektronik bei den Herren Dipl. Ing. U. Lindhorst, Dipl. Ing. B. Kopf und G. Bremm.

Der Mechanikwerkstatt unter der Leitung von Herrn Mondt.

Frau Dipl. Ing. Jolanta Nowowiejski für das Korrekturlesen der Arbeit und ihre Unterstützung während der Promotionszeit.

Meiner Familie gilt mein Dank für ihre Geduld und ihre finanzielle Unterstützung während des gesamten Studiums. Ohne sie wäre diese Promotion nicht möglich gewesen.

Diese Arbeit wurde finanziert von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Sonderforschungsbereich 494, dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) sowie dem Land Nordrhein-Westfalen (NRW).

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig und ohne unzulässige Hilfe angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie - abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen - noch nicht veröffentlicht worden ist, sowie daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen der geltenden Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. R. Schieder betreut worden.



Michael Olbrich

Teilpublikationen

keine

LEBENS LAUF

Michael Olbrich

Geburtsdatum: 30. Mai 1974
Geburtsort: Köln
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schule

08/1990 - 06/1993 Adolf-Kolping Kollegschule Horrem,
Allgemeine Hochschulreife
06/1993 - 06/1994 Adolf-Kolping Kollegschule Horrem,
Techn. Assistent für Elektrotechnik

Diplom-Studium

10/1994 - 07/2001 Immatrikulation an der Universität Köln im Fach Physik
04/1998 Vordiplomprüfungen in Exp. Physik, Theor. Physik, Chemie
und Mathematik
05/2000 Diplomprüfungen in Exp. Physik, Theor. Physik, Meteorologie
und Astrophysik
06/2000 - 07/2001 Diplomarbeit mit dem Thema: "Entwicklung einer breit-
bandigen Frequenzaufbereitung für den ESA-Satelliten
HERSCHEL."
05/2000 - 07/2001 Tätigkeit als wissenschaftliche Hilfskraft am I. Physikalischen
Institut der Universität zu Köln

Promotion

08/2001 - 02/2006 Promotion in Experimentalphysik an der Universität zu Köln
08/2001 - 02/2006 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am I. Physikalischen Institut