
Die Laserstrahlführung
des neuen
Compton-Polarimeters
an ELSA

Diplomarbeit in Physik
von
Bastian Aurand

angefertigt am
Physikalisches Institut der Universität Bonn

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Oktober 2008

Universität Bonn

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Herr PD Dr. Wolfgang Hillert
Korreferentin: Frau PD Dr. Elisabeth Soergel

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
1.1	Historischer Überblick der Beschleunigerphysik in Bonn	7
1.2	Motivation dieser Arbeit	7
2	Theoretische Grundlagen	11
2.1	Das Lasersystem	11
2.1.1	Die Scheibenlaser-Technologie	11
2.1.2	Der Resonator	13
2.1.3	Die Frequenzverdopplung	14
2.2	Das Photonenbild in Stokes-Parametern	15
2.3	Gauss'sche Optik	16
2.3.1	Reale Optik	18
2.3.2	Laserstrahlcharakteristik durch die 4-Schnitt-Methode	19
2.4	Polarisationsmessung mittels Compton-Streuung	20
2.4.1	Der Compton-Effekt	20
2.4.2	Polarisationsabhängige Rückstreuung nach Lipps und Tolhoeck	22
2.4.3	Compton-Rückstreuung an ELSA	24
3	Aufbau	27
3.1	Das neue Compton-Polarimeter	27
3.1.1	Der Lasertisch	27
3.1.2	Strahlführung durch ELSA	30
3.1.3	Der Polarisationsnachweis	31
3.2	Optische Elemente und die Berechnung der Strahlparameter	36
3.2.1	Phasenverzögerung	36
3.2.2	Der polarisierende Strahlteilerwürfel	36
3.2.3	Die Antireflex-Beschichtung	36
3.2.4	Strahlableitung	37
3.2.5	Das Linsensystem	37
3.3	Infrastruktur und Sicherheitseinrichtungen	38
4	Messungen	41
4.1	Messgeräte	41
4.1.1	Shack-Hartmann Sensor	41
4.1.2	Der ModeMaster	42
4.1.3	Der Leistungsmesskopf	44
4.1.4	Die Photodioden	45
4.2	Leistungstest Lasersystem	46
4.3	Leistungsstabilität	47
4.4	Reflektivitätsmessung der Optik	47
4.5	Laserstrahlparameter im Fall justierter Optik	50
4.6	Beam-Pointing-Stability	51
4.7	Strahlage in Abhängigkeit von Systemänderungen	53
4.7.1	Leistungsabhängige Strahlage	53
4.7.2	Helizitätsabhängige Strahlage	55
4.8	Messung der Polarisation	56
4.8.1	Die Linearpolarisation des Lasers	56

4.8.2	Messung der Zirkularpolarisation des Gesamtsystems	58
4.9	Messung mit Photodioden	60
4.9.1	Leistungsdetektion	60
4.9.2	Positionsdetektion	63
4.10	Sonstige Messungen	64
4.10.1	Wärmeableitung durch Heatpipe	64
4.10.2	Schwingungsdämpfung	65
4.10.3	Laserstrahlage relativ zum Quadrupol D25	68
4.10.4	Belastung durch ionisierende Strahlung	69
5	Ergebnisse	70
5.1	Einbindung der Steuerung in das Kontrollsystem	70
5.2	Vergleich mit dem erstem Compton-Polarimeter	71
6	Zusammenfassung und Ausblicke	73
6.1	Liste anstehender Arbeiten	73
A	Anhang	75
A.1	Originaldaten des Messungen	75
A.1.1	Leistungstest Lasersystem	75
A.1.2	Reflektionsmessung an optischen Elementen	76
	Literaturverzeichnis	86
	Danksagungen	87

1 Einleitung

Die Forschung mit polarisierten Elektronen, wie sie an der Universität Bonn seit dem Jahr 1969 stattfindet, bietet die Möglichkeit völlig neue Untersuchungen auf dem Gebiet der Hadronen und Kernphysik durchzuführen. In Verbindung mit einem polarisierten Target können weltweit nur zwei Forschungseinrichtungen die sogenannten Doppelpolarisationsexperimente in einem vergleichbaren Energiebereich bis 3,5 GeV durchführen.

Dabei ist die Messung des Polarisationsgrades ein entscheidender Faktor für die Beurteilung der Güte der gemessenen Daten. In diesem Kontext bildet das Compton-Polarimeter neben den schon bestehenden Messeinrichtungen ein zukünftig wichtiges Messinstrument.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird über die Planung und den Neuaufbau der, für das Compton-Polarimeter, elementaren Laserstrahlführung berichtet.

1.1 Historischer Überblick der Beschleunigerphysik in Bonn

Bereits im Jahr 1952 wurden mit der Berufung von Professor Dr. Wolfgang Paul an das Physikalische Institut die ersten Fundamente der Beschleunigerphysik an der Universität Bonn gelegt.

Der Bau des ersten 500 MeV Synchrotrons nach dem damals neuen Prinzip der starken Fokussierung wurde 1958 abgeschlossen. Hauptforschungsgebiete waren die Pionenerzeugung zur Messung der Δ -Resonanzen sowie erste Experimente mit Photoreaktionen in der Mittelenergiephysik.

Um mit dem Fortschritt in der Hochenergiephysik schrittzuhalten, wurde sich 1963 für den Bau einer neuen Beschleunigerstruktur, dem 2,5-GeV- Synchrotron entschieden. Dieses nahm 1967 seinen Dienst auf, um für fast 20 Jahre, neben dem weiterhin bestehenden ersten Synchrotron insbesondere in den Gebieten der Photo- und Elektronproduktion pseudoskalarer Mesonen an Protonen und Deuteronen, der Photoproduktion von assoziierter Strangeness sowie der Messung der Rückstoßnukleonpolarisation seinen Dienst zu leisten. Hier kamen zum ersten Mal polarisierte Festkörper-Targets zur Verwendung, welche den Beginn der Forschung auf dem Sektor der Spinphysik einleiteten. 1969 wurde mit der ersten Quelle polarisierter Elektronen auch das Kapitel des Strahlpolarisation in Bonn begonnen.

Ein weiterer Meilenstein war der Bau der **Elektronen-Stretcher-Anlage** (ELSA) ab 1979 (Abb. 1.1). Diese nutzt bis Heute das schon bestehende 2,5-GeV-Synchrotron als Vorbeschleuniger und ermöglicht je nach Betriebsmodus eine Elektronenenergie von bis zu 3,5 GeV [1]. Dabei kann der Elektronenstrahl in der Maschine für mehrere Stunden gespeichert werden, so dass z.B. Synchrotronlichtexperimente durchgeführt werden können. Auf der anderen Seite kann auch in einem definierten Zyklus der beschleunigte Elektronenstrahl über eine längere Zeit an das Experiment extrahiert werden. Ein aktuelles Bild der Beschleunigeranlage zeigt Abb. 1.1. Das aktuelle Experiment **Crystal Barrel CB @ ELSA** dient zur Untersuchung von Nukleonresonanzen und umfasst als solches verschiedene Teilprojekte die im Rahmen einer überregionalen Kooperation (SFB/Transregio16¹) der Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) von den Universitäten Bochum, Gießen und Bonn getragen wird.

Mit einer Quelle polarisierten Elektronen und einer thermischen Quelle ist ein Alternativbetrieb möglich, je nachdem, ob eine Notwendigkeit für polarisierte Strahl besteht oder nicht.

1.2 Motivation dieser Arbeit

Zum jetzigen Zeitpunkt gibt es zwei Messaufbauten, welche die Polarisation des Elektronenstrahls messen. Direkt an der Quelle befindet sich ein Mott-Polarimeter, am Experiment ein

¹SFB/Transregio16: Subnuclear Structure of Matter

Møller-Polarimeter. Das Mott-Polarimeter basiert auf der Grundlage des spinabhängigen Rutherford-Wirkungsquerschnittes. Die Elektronen streuen an den Protonen einer dünnen Goldfolie, die in den Strahl gefahren werden kann, wobei im Ruhesystem der Elektronen die Protonen einen Strom darstellen. Dieser induziert ein Magnetfeld \vec{B} in Richtung des Bahndrehimpulses \vec{L} der Protonen. Mit diesem Feld wechselwirkt der Spin \vec{S} der Elektronen und führt je nach Ausrichtung von \vec{L} und \vec{S} zu einem zusätzlichen Wechselwirkungspotential. Bei bekannter Ausrichtung der Vektoren lässt sich nun über die Streurrate auf die Elektronpolarisation zurückrechnen.

Das Møller-Polarimeter beruht auf dem Effekt der Elektron-Elektron Streuung. Die Elektronen aus ELSA streuen an den polarisierten Elektronen einer Folie. Auch hier ist der Wechselwirkungsquerschnitt abhängig von der Spin-Ausrichtung der Streupartner und lässt, über eine Messung der Zählratenasymmetrie bei bekannter Polarisation der Folie, Rückschlüsse auf den Polarisationsgrad der Elektronen zu.²

Wünschenswert wäre es, wenn die Polarisation direkt im ELSA-Ring messbar wäre, also der Strahl nicht extrahiert werden müsste. Im Transferkanal zum Experiment kann ein Teil der Polarisation verloren gehen, was bisher nicht messbar ist.

Da beide bestehenden Messmethoden den Nachteil haben, dass die Elektronen an einem Target streuen müssen, eignen sie sich nicht um parasitär zum Alltagsbetrieb des Beschleunigers eine Polarisationmessung durchzuführen. Im hochenergetischen Bereich ist darüber hinaus die Mott-Polarimetrie nicht möglich, da der Wechselwirkungsquerschnitt mit steigender Elektronen Energie abnimmt.

Mit dem Compton-Polarimeter, also der Polarisationsmessung anhand von Photon-Elektron Streuung kann diese Messung realisiert werden. Es kommt weder zu Strahlverlust, noch zu sonstiger Beeinflussung des des Elektronenstrahls.

Dies soll mit dem Compton-Polarimeter, also der Polarisationsmessung anhand von Photon-Elektron Streuung realisiert werden.

²Ein tiefer Einblick in diese Messmethoden soll im Rahmen einer Arbeit zum Compton-Polarimeter nicht gegeben werden. Interessant hierzu sind die Quellen, Mott-Polarimeter: [2] ;Møller-Polarimeter: [3,4]

Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

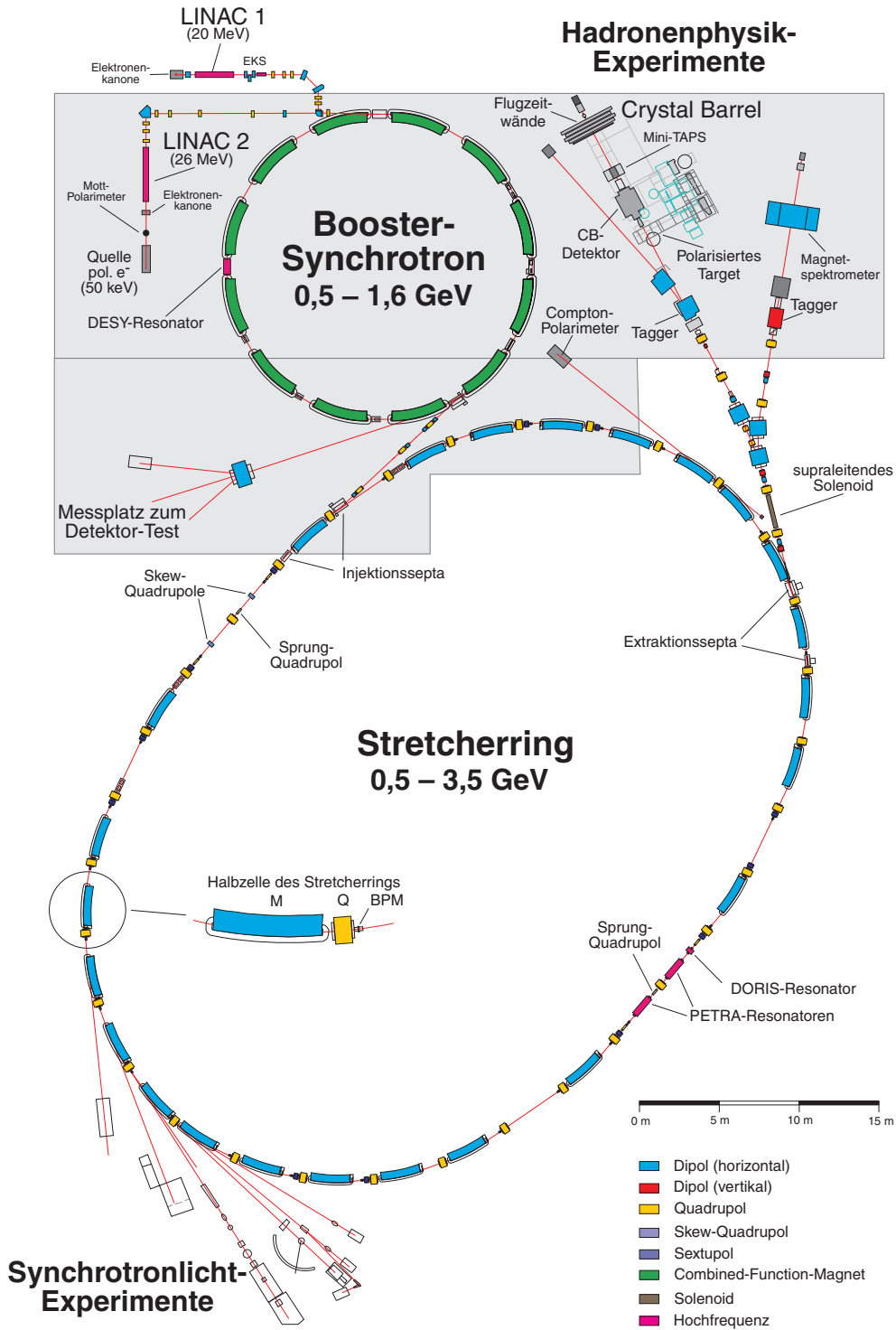


Abbildung 1.1: Plan der Beschleunigeranlage ELSA. Stand 2008

2 Theoretische Grundlagen

In den theoretischen Grundlagen zu dieser Arbeit sollen zwei Aspekte betrachtet werden. Zunächst wird auf dem Gebiet der Optik die Funktionsweise des Lasersystems, die Strahlpropagation und die Eigenschaften der optischen Elemente erläutert. Im zweiten Teil soll der Effekt der Compton-Polarimetrie theoretisch beschrieben werden. Er spielt für die in dieser Arbeit betrachteten Messungen, die thematisch eher Photonik lastig sind, keine Rolle, liefert jedoch den Hintergrund und die Motivation für diese Arbeit. Es wird der Bezug des Lasersystems für das Gesamtprojekt Compton-Polarimeter hergestellt.

2.1 Das Lasersystem

Das Lasersystem dient für die Untersuchung der Compton-Rückstreuung als Quelle monoenergetischer Streu-Photonen.

Verwendet wird ein frequenzverdoppelter Ytterbium: Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) Scheibenlaser³ mit einer Ausgangsleistung von 2×20 W bei 515 nm. Im Folgenden soll der Aufbau und die Funktion dieses Systems betrachtet werden.

2.1.1 Die Scheibenlaser-Technologie

Seit Erfindung des ersten Lasers durch T.H. Maiman 1960 [5] sind neben den Eigenschaften der hohen Photonenflussdichte auch die Probleme durch thermische Effekte infolge der hohen Leistungsdichten an den optischen Komponenten bekannt. Insbesondere in Festkörperlasern führen diese zu unerwünschten Effekten wie thermischen Linsen. Hierunter versteht man, dass sich durch die hohen Leistungsdichten der Brechungsindex n oder die Form des Materials ändert, was wiederum Einfluss auf die Strahleigenschaften hat [6]. Im schlimmsten Fall kommt es zu einer immer stärkeren Fokussierung der Leistung, was zu einer Zerstörung des Lasermaterials führen kann.

Eine Lösung dieses Problems wurde 1993 in der Arbeitsgruppe von A. Giesen an der Universität Stuttgart gefunden [7] welche sich u.a. mit der Entwicklung von Hochleistungs-Festkörperlasern beschäftigt. Da sich der Eintrag der Wärme in das Material nicht verringern lässt, dies wäre nur durch eine verringerte Pumpleistung möglich, lässt sich nur der Wärmetransport des Lasermediums optimieren.

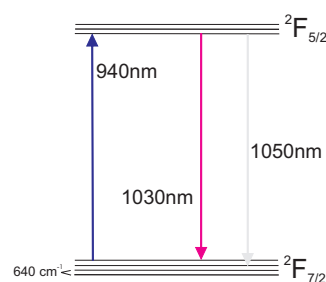


Abbildung 2.1: Bandschema Yb:YAG

Dies erreicht man zum einen durch die Wahl von (Ytterbium:Yttrium-Aluminium-Granat) Yb:YAG, statt des sonst verbreiteten (Neodym) Nd:YAG. Yb:YAG hat eine einfache Band-

³MonoDisk Gemini 20 der Firma Elektronik Laser System (ELS), heute Sahajanand Laser Freihandels GmbH (SLT)

struktur mit nur einem angeregten Zustand (${}^2F_{5/2}$), welcher unter Abgabe eines Photons mit 1030 nm in den Grundzustand (${}^2F_{7/2}$) übergeht (Siehe Abb. 2.1). Weitere Vorteile gegenüber Nd:YAG sind [7]:

- die Möglichkeit einer höheren Konzentration von Yb in YAG; dieses erlaubt die gleiche Verstärkung in einem kleineren Volumen zu erreichen [8],
- die höhere Quantenausbeute (bis zu 91 %),
- eine große Absorptionsbandbreite von 10 nm um 940 nm,
- eine verhältnismäßig lange Lebensdauer von 1,2 ms des angeregten Zustandes; was insbesondere für gepulste Anwendungen interessant ist.

Ein Nachteil ist, dass Yb:YAG ein so genanntes Quasi-3-Zustands System ist. Darunter versteht man, dass das untere Laserlevel so dicht über dem Grundzustand liegt, dass es im thermischen Gleichgewicht teilweise bevölkert wird. Die sich in diesem Zustand befindlichen Elektronen stehen dem Laserprozess nicht zur Verfügung. Man kann dieses Problem nur dadurch umgehen, dass man die Pumpleistung erhöht. Der Laserprozess läuft ab einer Pumpleistungs-Dichte von 10 kW/cm^2 stabil [7].

Zum anderen wird der Wärmetransport über die Geometrie des Lasermediums bestimmt. Gewünscht ist, den Abtransport der Wärme durch eine nah am aktiven Zentrum sitzende Kühlung zu maximieren. Dazu sind zwei Geometrien denkbar. Die eine ist, radialsymmetrisch nah an das aktive Zentrum zu gelangen, wie es z.B. bei Faserlasern der Fall ist. Hier tritt jedoch, gerade durch den hohen Temperaturgradienten, der Effekt der thermischen Linse auf. Die zweite Möglichkeit, welche zum Prinzip des Scheibenlasers führt, ist das Lasermedium in axialer Richtung dünn zu machen. Der axiale Gradient wird dann homogen, wenn die Dicke des Lasermediums kleiner ist als der Durchmesser des Pumpstrahls.

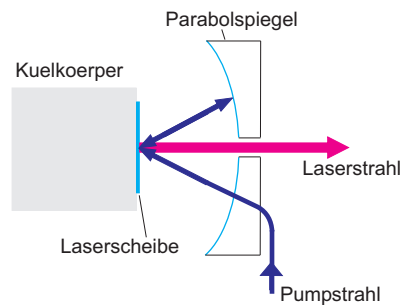


Abbildung 2.2: Aufbau einer Scheibenlasereinheit

Beim vorliegenden Laser beträgt die Dicke der Laserscheibe $240 \mu\text{m}$ [9]. Die Kühlung wird dadurch realisiert, dass die Scheibe direkt auf einen Kühlfinger aufgeklebt wird. Die Unterseite wird dabei verspiegelt und zwar einmal für die Pumpwellenlänge (940 nm) sowie für die Laserwellenlänge (1030 nm). Den Aufbau einer Scheibenlasereinheit entnimmt man Abb. 2.2. Um die Wechselwirkungslänge des Pumpstrahls in der Laserscheibe zu erhöhen, wird dieser nicht nur einmal in die Scheibe fokussiert, sondern mit Hilfe eines Parabolspiegels und geschickt angeordneter Prismen 24 mal in dieser reflektiert. Das Geheimnis der Hersteller liegt hierbei in der Realisierung der Vielfachreflektion. Für den Einbau in den Resonator ist die Scheibenlasereinheit also aktives Medium und Spiegel in einem.

2.1.2 Der Resonator

Die Resonatoren der MonoDisk Gemini Laserserie enthalten zwei Scheibenlasereinheiten in einer doppelt gefalteten X-Konfiguration (Siehe Abb. 2.3 und 2.4).

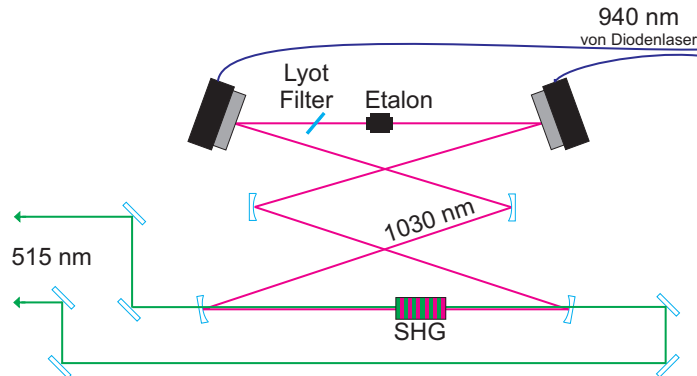


Abbildung 2.3: Skizze des MonoDisk Gemini Resonators, mit Frequenzverdopplereinheit (second-harmonic-generation, SHG)

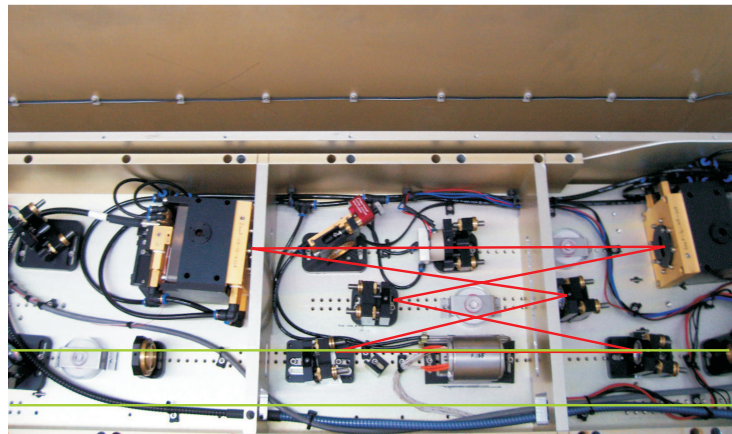


Abbildung 2.4: Bild des MonoDisk Gemini Resonators mit eingezeichnetem Strahlengang

Der Vorteil der doppelten Faltung liegt darin, dass sich durch eine geeignete Wahl sphärischer Resonatorspiegel Fokuspunkte ergeben, ohne zusätzliche optische Elemente wie Linsen einzubauen. In den Laserscheiben muss der Strahldurchmesser klein sein. Außerdem sollte ein Fokuspunkt im Frequenzverdopplerkristall (second-harmonic-generator, SHG) liegen, auf den im Abschnitt 2.1.3 gesondert eingegangen wird.

Des Weiteren befindet sich ein Lyot-Filter sowie ein Etalon im Resonator, welche beide der Abstimbarkeit der Wellenlänge dienen. Das Lyot-Filter ist ein, aus Quarzplättchen und polarisierender Folie aufgebauter Schmalbandfilter. Hierbei ist die optische Achse des Quarzes um

45° gegen die Polarisationssebene der Folie gedreht. Betrachtet man eine unpolarisierte Welle, so lässt sich diese in zwei Polarisationskomponenten zerlegen. Durchlaufen diese nun die Quarzplatte wird eine Komponente (schnelle Achse) in Folge der doppelbrechenden Eigenschaften des Quarzglases gedreht. Die Dicke der ersten Quarzplatte ist so gewählt, dass für die gewünschte Wellenlänge die Drehung um genau 90° erfolgt, also hinter dem Quarz beide Komponenten in die Polarisationssebene der Folie gedreht sind und diese durchdringen können. Die Transmission ist sinusförmig moduliert und periodisch in den Vielfachen der Wellenlänge. Indem man nun mehrere Quarzplättchen und Polarisationsfolien hintereinander bringt und die Dicke des Quarzes jedesmal verdoppelt oder vervierfacht zum vorhergehenden, wird aus der Sinusmodulation in der Transmission ein immer schmalbandigerer Peak um die gewünschte Wellenlänge und ihre höheren Ordnungen. Das verbaute Filter besteht aus zwei Schichten im Verhältnis 1:4.

Um die zu verstärkende Frequenzbandbreite noch kleiner zu machen, nutzt man zusätzlich ein Etalon. Das Etalon, oder auch Fabry-Perot-Interferometer, besteht aus zwei zueinander parallelen und verspiegelten Grenzflächen im Abstand weniger μm , zwischen denen der Laserstrahl durch Vielfachreflektion propagiert. Die Platten wirken hierbei wie ein Resonator, wobei es abhängig vom Plattenabstand und Winkel zu Interferenzen der Einzelwellen kommt. Die Transmission durch das Etalon ist somit in Abhängigkeit der Wellenlänge periodisch moduliert. Indem der Winkel auf ein Transmissionsmaximum eingestellt wird, gelingt es, die Bandbreite weiter zu reduzieren. In diesem Fall wurde ein Solid-Etalon verbaut, das aus einer unbeschichteten Substratplatte von $100\ \mu\text{m}$ Dicke besteht. Das Etalon ist mit einer eigenen Temperaturstabilisierung ausgestattet, was zum einen die Frequenzstabilität erhöht und zum anderen eine Feinregelung der Transitfrequenz erlaubt.

Die Transmissionsbandbreite wird durch diese beiden Komponenten auf 2 GHz reduziert. Da sich also nur diese Frequenz Bandbreite im Resonator ausbreiten kann, findet die Verstärkung auch nur hier statt und lässt den Laser schmalbandig anschwingen.

Da die Resonatorgeometrie symmetrisch ist und auf eine optische Diode verzichtet wurde, propagiert die Leistung innerhalb des Resonators in beide Richtungen. Für das gegebene System wurde die Intracavity-Leistung vom Hersteller mit größer 1 kW angegeben, was bei einer Pumpleistung von 280 W einer Gesamtgüte $Q > 3,5$ entspricht.

2.1.3 Die Frequenzverdopplung

Die gewünschte Wellenlänge von 515 nm wird durch den nichtlinearen Prozess der Frequenzkonversion erreicht [10]. Für niedrige Intensitäten hängt die Ladungsverschiebung in einem Stoff, im folgenden Polarisation P genannt, nur linear von der der Feldstärke \mathbf{E} ab, d.h. im Bild der hertzischen Dipole schwingen diese mit der Anregungsfrequenz. Tatsächlich ist die Polarisation aber als eine Reihe der Form

$$P = \varepsilon_0 \sum_n \chi^{(n)} \mathbf{E}^n \quad (2.1)$$

gegeben, mit ε_0 als Dielektrizitätskonstante und $\chi^{(n)}$ als dielektrischen Suszeptibilität des Mediums. Für höhere Intensitäten sind die Terme höherer Ordnung nicht vernachlässigbar. Betrachten wir den Fall $n=2$, so ergibt sich

$$P^{(2)} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot \mathbf{E}^2 = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot \mathbf{E}_0^2 \cdot \sin^2(\omega t) \quad (2.2)$$

mit ω der Frequenz des \mathbf{E} Feldes. Setzt man nun die Identität

$$\sin^2(\omega t) = \frac{(1 - \cos(2\omega t))}{2}$$

ein, so ergibt sich

$$P^{(2)} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot \frac{\mathbf{E}_0^2}{2} \cdot (1 - \cos(2\omega t)). \quad (2.3)$$

Dieser Anteil schwingt mit der doppelten Anregungsfrequenz hat also gemäß

$$c = \lambda \cdot \nu. \quad (2.4)$$

die halbe Wellenlänge.

Grundlegend für alle Stoffe mit frequenzverdoppelnder Eigenschaft ist die nicht vorhandene Inversionsymmetrie und die Doppelbrechung. Man benutzt Kristalle mit niedrigen Symmetrien wie z.B. Lithium Triborat (LBO) welches im vorhandenen Lasersystem zum Einsatz kommt. Es handelt sich hierbei um einen orthorhombischen Kristall der rhombisch-pyramedialen (mm2) Kristallklasse. Weitere allgemeine Eigenschaften können [11] entnommen werden.

Für die Platzierung des Kristalles kommen zwei Möglichkeiten in Betracht. Damit sich eine höhere Harmonische der Grundfrequenz im Kristall verstärken kann, müssen die Phasen von Grundwelle und erster Harmonischer über die gesamte gemeinsame Propagationsstrecke übereinstimmen. Dies erreicht man bei der *kritischen Phasenanpassung* dadurch, dass der doppelbrechende Kristall so gedreht wird, dass sich für beide Wellenlängen die richtigen Brechungsindizes ergeben. Der Nachteil ist der relativ kleine Akzeptanzwinkel von nur 0,67 mrad für einen 1 cm langen Kristall, was neben einem präzisen Einbau eine gute Abschirmung gegen äußere Einflüsse, wie Stöße und Schwingungen voraussetzt.

Eine einfachere Möglichkeit ist die der *nichtkritischen Phasenanpassung* oder auch *Temperatur Phasenanpassung*. Hierbei wird die Anpassung über die Temperatur geregelt, wobei diese die Phasengeschwindigkeit im Kristall beeinflusst. Der LBO Kristall im Laser ist so orientiert, dass die Phasenanpassung bei $T_P = 213^\circ\text{C}$ erreicht wird.

Die Temperaturwahl hat einen anwendungsbezogenen Nachteil. Zum Erreichen hoher Güte innerhalb des Resonators wurden die Endflächen des LBO-Kristalls anti reflex beschichtet. Da der thermische Ausdehnungskoeffizient von LBO nicht in allen Ebenen gleich ist, führt eine schnelle Temperaturänderung zu Spannungen im Kristall, welche zu Rissen in der Beschichtung führen können⁴.

2.2 Das Photonenbild in Stokes-Parametern

Bis hierher wurde das vom Laser erzeugte Licht immer vor dem Hintergrund des Wellenbildes, durch eine Wellengleichung, wie z.B. Gl 2.2, beschrieben. Zum Verständnis der Streuprozesse im nächsten Abschnitt wird Licht dort im Teilchenbild, als Photonen mit definierter Energie betrachtet. Da jedoch das Verständnis von Abschnitt 2.4.2 die Beschreibung des Lichtes mittels sogenannter *Stokes-Parameter* voraussetzt, sollen diese hier kurz definiert werden.

Eingeführt 1852 von G.G. Stokes beschreiben die Stokes-Parameter die Lichtintensität in Abhängigkeit von der Polarisierung mittels vier Parameter (S_0, S_1, S_2, S_3) den sogenannten Stokes-Parametern, welche üblicherweise als 4-dim. Vektor angegeben werden [12]. Sei E_x bzw. E_y die Feldstärke in den beiden Ebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und δ die Phasendifferenz, so gilt für vollständig polarisiertes Licht:

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^2 + E_y^2 \\ E_x^2 - E_y^2 \\ 2E_x E_y \cos \delta \\ 2E_x E_y \sin \delta \end{pmatrix}$$

⁴Dies war schon einmal der Fall, weswegen schnelle Leistungssprünge im Laser unbedingt verhindert werden müssen.

Die Komponenten erfüllen die Identität

$$S_0 = \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$$

Es bietet sich an, neben dieser ursprünglichen Definition, eine Normierung vorzunehmen, wie z.B. in [13] vorgeschlagen wird, um den Polarisationsgrad P_γ direkt zu bestimmen.

$$S'_0 = 1 \quad (2.5)$$

$$S'_1 = \frac{E_x^2 - E_y^2}{E_x^2 + E_y^2} \quad (2.6)$$

$$S'_2 = \frac{2E_x E_y \cos \delta}{E_x^2 E_y^2} \quad (2.7)$$

$$S'_3 = \frac{2E_x E_y \sin \delta}{E_x^2 E_y^2} \quad (2.8)$$

$$(2.9)$$

Für P_γ erhält man durch Nachrechnen:

$$P_\gamma = \frac{I_{\text{Pol}}}{I_{\text{Gesamt}}} = \sqrt{S_1'^2 + S_2'^2 + S_3'^2} \quad (2.10)$$

I_{Pol} ist hierbei der Anteil der Intensität welcher in eine gewünschte Richtung polarisiert ist, I_{Gesamt} ist die gesamte gemessene Intensität. Da der Spezialfall des zirkular polarisierten Lichtes im folgenden von Bedeutung sein wird, betrachten wir die zugehörigen Stokes-Vektoren explizit. Für rechtszirkular polarisiertes ($E_x = E_y = E$, $\delta = 90^\circ$) bzw. linkszirkular polarisiertes Licht ($E_x = E_y = E$, $\delta = -90^\circ$) ergibt sich:

$$S'_{\text{rechtszirk.}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad S'_{\text{linkszirk.}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

2.3 Gauss'sche Optik

Für die genaue Berechnung der Propagation der Laserstrahlen reicht die geometrische Optik nicht aus.

Eine bessere Beschreibung liefert die Gauss'sche Optik, also die Beschreibung des Laserstrahls als Gauss-Strahl. Dieser ist die Lösung der dreidimensionalen Maxwell-Gleichung im freien Raum. Die Beschreibung erfolgt nach den Beispielen aus [12] und [13].

Sei z die Ausbreitungsrichtung und r der Abstand von der Mittelachse, so gilt

$$|\mathbf{E}(z, r, t)| = \text{Re} \{E_G(z, r)\} \cdot \text{Re} \{\exp i(2\pi\nu t - k_0 z)\}, \quad (2.12)$$

wobei im E-Feld die radialsymmetrische Intensitätsverteilung gegeben wird durch

$$E_G(z, r, t) = \frac{|\mathbf{E}_0|}{1 - i\frac{z\lambda}{w_0^2 n\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{r^2/w_0^2}{1 - iz\lambda/(w_0^2 n\pi)}\right) \quad (2.13)$$

Hierbei wird die Position des Fokus w_0 am Punkt $z_0 = z = 0$ angenommen. Eine ausführliche Herleitung der obigen Gleichung bietet [14]. Obwohl diese Beschreibung eine komplexere Funktion für den Strahl annimmt, gelten doch bestimmte einfache Grundannahmen, ähnlich wie in der geometrischen Optik. Es gilt:

1. Die Strahlen dürfen nur eine geringe Divergenz aufweisen.
2. Ein Medium wird als homogen angenommen.
3. Es gilt das Brechungsgesetz.

Der Strahlradius $w(z)$ an jeder Stelle des Strahls ist komplett bestimmt aus dem Radius am Fokuspunkt w_0 , dem Abstand zum Fokuspunkt z , sowie der Wellenlänge λ und dem Brechungsindex n .

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{w_0^2 n \pi}\right)^2} \quad (2.14)$$

Hierbei ist unter Radius der Abstand vom Strahlmittelpunkt gemeint, an dem die Feldamplitude auf $1/e$ und somit die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist. Einige weitere wichtige Strahlparameter sind:

- Rayleigh Länge

Die Rayleigh Länge z_R gibt die Länge an, auf der sich der Strahlradius um einen Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert, also die Intensität pro Fläche sich um einen Faktor 4 reduziert. Innerhalb der ersten Rayleigh Länge um den Fokuspunkt herum kann man die Wellenausbreitung des Strahls als ebene Welle annehmen.

$$z_R = \frac{n\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.15)$$

- Wellenfrontradius

Der Wellenfrontradius $R(z)$ an der Stelle z gibt an welchen Radius die Kugelwelle hat, die senkrecht auf den Rändern des Strahls steht.

$$R(z) = z + \frac{1}{z} \left(\frac{w_0^2 n \pi}{\lambda}\right)^2 \quad (2.16)$$

- Divergenz-Winkel

Für große Entfernungen z vom Fokuspunkt, ($z \gg z_R$) nimmt der Strahldurchmesser linear zu. Dies beschreibt der Divergenzwinkel θ .

$$\theta = \frac{\lambda}{n\pi w_0} = \frac{w_0}{z_R} \quad (2.17)$$

Es gibt auch die Definition des Divergenzwinkels im Nahfeld. Dies ist jedoch eine reine Messgröße.

Eine sehr nützliche Größe ist der Strahlparameter $q(z)$. Es ist ein komplexer Vektor, mit dem sich ähnlich wie mit dem Strahlvektor aus der linearen Optik, die Strahlpropagation in optischen Elementen beschreiben lässt.

$$q(z) = \left(\frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi n \cdot w(z)^2}\right)^{-1} \quad (2.18)$$

Aus diesem extrahiert man die gewünschten Größen gemäß

$$w_0 = \sqrt{\left(-\frac{\pi n}{\lambda} \operatorname{Im}\left(\frac{1}{q_0}\right)\right)^{-1}} \quad R_0 = \left(\operatorname{Re}\left(\frac{1}{q_0}\right)\right)^{-1} \quad (2.19)$$

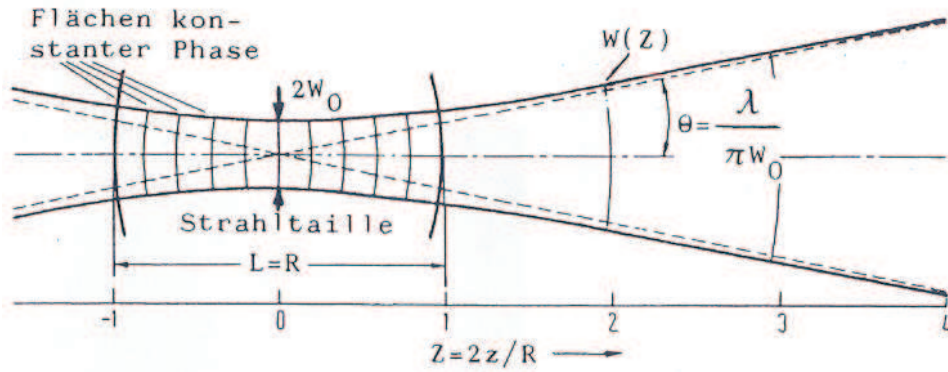


Abbildung 2.5: Bezug der physikalischen Größen des Laserstrahl, nach [15]

Dabei meint $q_0 = q(0)$ und $R_0 = R(0)$. Den Bezug der Größen zueinander entnimmt man Abb. 2.5

Die Strahlpropagation ist mit einem Matrixformalismus berechenbar. Dabei sind die Matrizen die gleichen, wie sie in der geometrischen Optik gebräuchlich sind. Für ein optisches Element, das mit Hilfe einer 2×2 -Matrix der Form

$$M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

beschrieben wird, erhält man für den Strahlvektor $q(w, R)$ hinter dem Element

$$q_e(w_e, R_e) = \frac{q_a(w_a, R_a) \cdot A + B}{q_a(w_a, R_a) \cdot C + D} \quad (2.21)$$

wobei a den Anfangs- und e den Endzustand darstellt.

Ein kompletter Strahlverlauf lässt sich berechnen, indem alle optischen Elemente und freie Propagationsstrecken entlang des Weges als Matrixelemente ausgedrückt werden. Daraus wird die Gesamtmatrix:

$$M_{\text{Ges}} = \begin{pmatrix} A_{\text{Ges}} & B_{\text{Ges}} \\ C_{\text{Ges}} & D_{\text{Ges}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_{n-1} & B_{n-1} \\ C_{n-1} & D_{n-1} \end{pmatrix} \cdot \dots \cdot \begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

berechnet und gemäß Gleichung 2.21 mit dem Strahlvektor multipliziert.

2.3.1 Reale Optik

Bei der bisherigen Betrachtung wurde immer von idealen Laserstrahlen mit einem perfekten Gaussprofil ausgegangen. In [16] wird gezeigt, dass sich jeder Laserstrahl aus Hermite-Gauss oder Laguerre-Gauss Moden zusammensetzt, welche die Eigenmoden des anschwingenden Feldes sind. Konkret bedeutete dies, dass sich nicht nur eine Form von \mathbf{E} -Feld im Resonator ausbreitet, sondern mehrere, von denen nur die Grundmode, die sogenannte TM_{00} -Mode, die radialsymmetrische Form einer Gauss-Funktion hat. Die Betrachtung der sich im Resonator ausbreitenden

Wellen ist vollkommen analog zur Betrachtung von Hochfrequenzwellen wie z.B. in [17]. Es bedarf eines Parameters, welcher die Strahlcharakteristik wiedergibt. Als ein beschreibender Faktor hat sich seit den 90er Jahren der Strahlpropagationsfaktor M^2 (beam propagation factor) etabliert. Dieser lässt sich auf verschiedene Arten definieren. Eine der Gebräuchlichsten [18] ist die Definition über die normierte Strahlemittanz, also dem Produkt aus Divergenzwinkel θ und Radius am Fokuspunkt w , gemessen am Fokuspunkt und im Fernfeld, also weit entfernt vom Fokus

$$M^2 = \frac{w_{\text{fern}} \theta_{\text{fern}}}{w_{\text{waist}} \theta_{\text{waist}}} \quad (2.23)$$

Hierbei ist die Strahlqualität dann sehr nah an der Grundmode, wenn $M^2 \approx 1$ ist. Das vorhandene Lasersystem ist vom Hersteller mit $M^2 < 1.1$ angegeben. Vereinfacht lässt sich M^2 auch verstehen als der Vergrößerungsfaktor zwischen einem idealen Gausstrahl und dem gemessenen Strahl in einer Entfernung z vom Fokuspunkt.

$$w_{\text{Real}}(z) = M^2 \cdot w_{\text{Gauss}}(z) \quad (2.24)$$

Das für unsere Messung gewünschte kleine M^2 garantiert also, dass sich der Laserstrahl wie ein Gausstrahl berechnen lässt und gleichzeitig nur ein geringer Anteil höherer Moden mitschwingt.

2.3.2 Laserstrahlcharakteristik durch die 4-Schnitt-Methode

Um die im vorhergehenden Abschnitt definierten Parameter eines Laserstrahls zu messen, bedarf es einer reproduzierbaren Messmethode. Das praktische Problem im vorliegenden Aufbau ist, dass beide Laserstrahlen 15 m vor und 4 m hinter dem Wechselwirkungspunkt nicht zugänglich sind, da sie in der Strahlkammer des Beschleunigers liegen. Ziel ist es, die Laserstrahlen so zu fokussieren, dass beide einen möglichst schmalen Fokus an der Stelle des Wechselwirkungspunktes haben.

Eine sehr schöne Erklärung des generellen Messprinzips für Laserstrahlcharakteristika und M^2 wurde von T.F. Johnston [19] veröffentlicht. Darin wird sowohl die Methodik, wie auch der Verweis auf bestehende, nach diesem Prinzip arbeitende Messinstrumente angeführt.

Die Grundidee ist es, den Laserstrahl mittels einer Linse genau bekannter Brennweite f abzubilden und den abgebildeten Strahl zu vermessen. Die Messgrößen werden dann durch die Linse zurücktransformiert und so auf den ursprünglichen Strahl angewandt. Siehe Abb. 2.6.

Die Strahldivergenz θ_{Beam} folgt aus der Bestimmung des Strahldurchmessers ($2w_f$), exakt eine Fokusslänge hinter der Linse gemäß

$$\theta_{\text{Beam}} = \frac{2w_f}{f}. \quad (2.25)$$

Zur Bestimmung des Durchmessers und der gleichzeitigen Bestimmung des Abstandes zwischen Abbildungslinse und der Position der Strahltaillie misst man den Strahldurchmesser an verschiedenen Positionen hinter der Linse, bestimmt dann durch Anfitzen einer Funktion sowohl die Stelle des Minimums als auch den minimalen Durchmesser der Abbildung. Diese lassen sich durch die Linsengleichung auf den Strahl vor der Linse zurückrechnen. Sind außerdem Vergleichswerte für einen idealen Gausstrahl bekannt, lassen sich aus dieser Messung bei bekannter Wellenlänge λ und bekanntem Brechungsindex n alle Größen ausrechnen.

Mathematisch lässt sich zeigen, dass ein eindeutiger Fit möglich ist, indem der Strahldurchmesser an vier Stellen, zwei vor und zwei hinter dem Bild des Fokuspunktes, bestimmt wird. Zur Minimierung des Messfehlers sollten allerdings deutlich mehr Stützstellen für den Fit vorliegen. Der in Kapitel 4.1.2 vorgestellte ModeMaster der Firma Coherent nimmt bei einer Messung 260 Stützstellen auf.

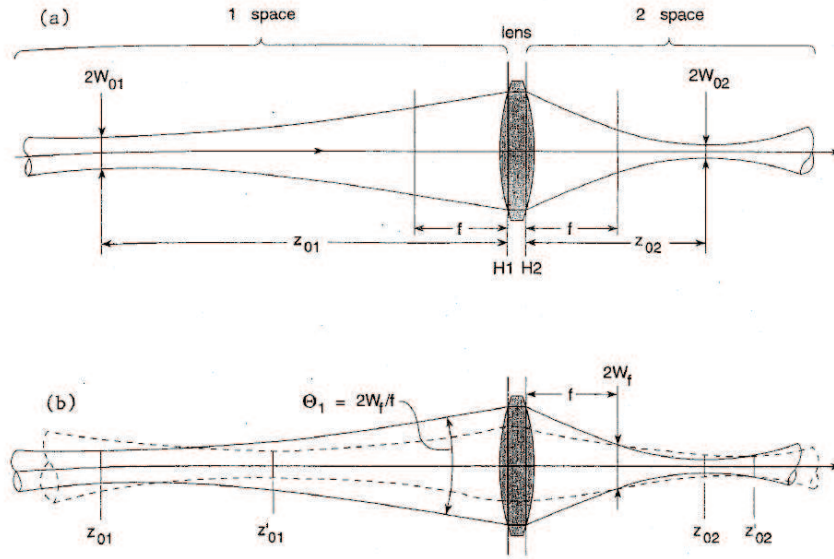


Abbildung 2.6: Prinzip der Strahlpropagation nach [19]. Zu erkennen sind die Zusammenhänge zwischen Gegenstand und Abbildung.

2.4 Polarisationsmessung mittels Compton-Streuung

Im zweiten theoretischen Teil dieser Arbeit soll der Hintergrund der Polarisationmessung mittels Compton-Streuung betrachtet werden. Für die moderaten Energien von maximal 3,5 GeV an ELSA kann das rückgestreute Photon detektiert werden, statt wie bei höherenergetischen Anlagen wie dem ILC, das gestreute Elektron [20]. Man spricht deshalb auch vom Compton-Rückstreu-Polarimeter. In Abschnitt 2.4.1 soll die Compton-Streuformel für den Fall bewegter Elektronen hergeleitet werden und anschließend in Abschnitt 2.4.2 die Möglichkeit der Messung der Elektron-Polarisation diskutiert werden.

2.4.1 Der Compton-Effekt

Die Formel zur Beschreibung der Streuung zwischen Photonen und geladenen Teilchen wie z.B. Elektronen wurde erstmals 1922 von A.H. Compton [21] aus der Thomson-Streuung hergeleitet und trägt ihm zu Ehren den Namen Compton-Streuung. Wir definieren Energie und Impuls des Photons über die Wellenzahl \vec{k} :

$$E = \hbar c |\vec{k}| \quad (2.26)$$

$$\vec{p} = \hbar \vec{k} \quad (2.27)$$

Im Ruhesystem des Elektrons ergibt sich, mit der Nomenklatur von Abb. 2.7, für die Wellenzahl des Photons nach der Streuung gemäß [22]:

$$k_f = \frac{1}{(1 - \cos \vartheta) + \frac{1}{k_i}} \quad (2.28)$$

Im Folgenden bezeichnet der Index i (initial) und f (final) die Parameter vor und nach dem Stoß sowie ein "*" die Parameter im Ruhesystem des Elektrons. Um die Streuung an den relativistischen Elektronen in ELSA zu berechnen, erfordert es drei Schritte

1. Lorentz-Transformation des Photons in das Ruhesystem des Elektrons

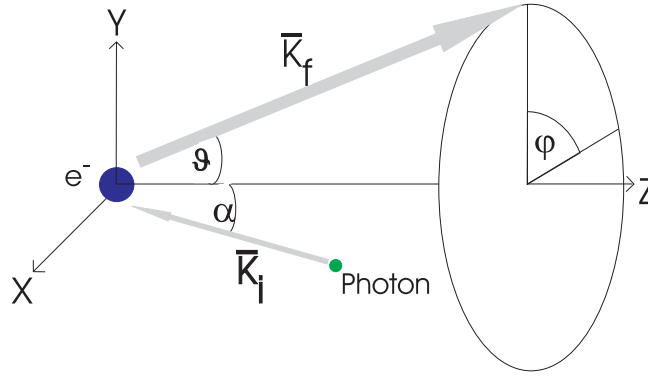


Abbildung 2.7: Nomenklatur der Comptonstreuung

2. Comptonstreuung an ruhendem Elektron

3. Lorentz-Transformation des Photons zurück in das Schwerpunktsystem

Die allgemeinen Parameter für die Lorentztransformation β und γ , sowie die auf die Ruhemasse m_e des Elektrons normierte Wellenzahl K sind definiert als:

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}} \quad K = \frac{\hbar k}{m_e c} \quad (2.29)$$

Eine ausführliche Herleitung der Lorentz-Transformationen schildert z.B. Kapitel 11 aus [22]. An ELSA ergibt sich $\gamma_{3,5 \text{ GeV}} \approx 7000$ und $\beta_{3,5 \text{ GeV}} \approx 1$. Transformieren wir das Photon in das Ruhesystem so wird die Wellenzahl K_i und der Einfallswinkel α zur Elektronenbahn transformiert gemäß

$$K_i^* = K_i \gamma (1 + \beta \cos \alpha) \quad (2.30)$$

$$\sin \alpha^* = \frac{\sin \alpha}{\gamma (1 + \beta \cos \alpha)} \quad (2.31)$$

Mit dem Einfallswinkel am neuen Polarimeter von $\alpha = 3,11 \text{ mrad}$, betrachten wir den Fall $\alpha \rightarrow 0^\circ$ und erhalten:

$$K_i^* \approx 2\gamma K_i \quad \sin \alpha^* = \frac{\sin \alpha}{2\gamma} \quad (2.32)$$

Durch das Boosten des Einfallswinkel können wir diesen als vernachlässigbar gegen die Elektronenbahn ansehen. Für K_i^* erhält man mit Gleichung 2.29 und den Parametern an ELSA Werte bis $K_i^* = 0,06$.

Das Photon wird am ruhenden Elektron unter einem Winkel ϑ^* gestreut und gemäß Gleichung 2.28 ändert sich die Wellenzahl zu

$$K_f^* = \frac{1}{(1 - \cos \vartheta^*) + \frac{1}{K_i^*}}. \quad (2.33)$$

Um eine Abschätzung für die Maximalenergie zu bekommen, betrachten wir den Fall einer Rückstreuung unter fast $\vartheta^* = 180^\circ$ wir erhalten aus Gl. 2.33 und der Eigenschaft das $K_i^* \ll 1$:

$$K_f^* = \frac{K_i^*}{1 + 2K_i^*} \approx K_i^* \quad (2.34)$$

Die Winkelverteilung im Ruhesystem des Elektrons entspricht hierbei der für die Compton-Streuung gewohnten fast homogenen Verteilung. Transformiert man Wellenzahl und Winkel nun zurück in das Laborsystem folgt in Analogie zur ersten Transformation

$$K_f = K_f^* \gamma (1 - \beta \cos \vartheta) \quad (2.35)$$

$$\sin \vartheta = \frac{\sin \vartheta^*}{\gamma (1 - \beta \cos \vartheta^*)} \quad (2.36)$$

Unter der oben gemachten Forderung der Maximalenergie, die bei einer Rückstreuung in die entgegengesetzte Richtung, also bei $\vartheta^* = 180^\circ$ stattfindet, vereinfacht sich dies zu

$$K_f \approx 2\gamma K_f^* \quad \sin \vartheta = \frac{\sin \vartheta^*}{2\gamma} \quad (2.37)$$

Natürlich ist der Winkel nicht exakt $\vartheta^* = 180^\circ$. Unter diesem würde physikalisch nichts interessantes geschehen. Es handelt sich um einer Näherung. Man sieht, dass durch den Boost die homogene Winkelverteilung verloren geht und die Photonen alle unter einem sehr kleinen Winkel ($\vartheta_{3,5 \text{ GeV}} \approx 0,2 \text{ mrad}$) rückgestreut werden. Für Ihre Maximalenergie erhält man durch Einsetzen der Gleichungen 2.32, 2.34 und 2.37

$$K_i = 4\gamma^2 K_i \quad (2.38)$$

Umgerechnet in Energie entspricht dies rückgestreuten Photonen mit maximal 450 MeV. Bisher ist aus diesen Daten noch kein Rückschluss auf die Polarisation zu ziehen. Obwohl schon längere Zeit ein Zusammenhang zwischen Streuprofil und Polarisation der Streupartner in unterschiedlichsten Prozessen wie Bremsstrahlung oder Paarproduktion beobachtet wurde, gelingt die theoretische Beschreibung erst 1954 durch F.W. Lipps und H.A. Tolhoek.

2.4.2 Polarisationsabhängige Rückstreuung nach Lipps und Tolhoek

In zwei kurz hintereinander erschienenen Arbeiten beschreiben die Autoren zunächst die Theorie der Elektron-Photon Wechselwirkung einschließlich Rechnungen zur Polarisation [23] und danach konkrete Resultate für einige Anwendungsbeispiele [24]

Für eine bekannte Polarisation \vec{P} des Elektrons und eine bekannte, durch den Stokes-Vektor \vec{S} (Gl. 2.5) ausgedrückte, Polarisation der Photonen ist der Wechselwirkungsquerschnitt der Streuung berechenbar. Sei ϑ^* der Polarwinkel und ϕ^* der Azimutalwinkel, so setzt sich der Wirkungsquerschnitt in der vereinfachten Nomenklatur von [25] aus drei Termen zusammen :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{P}, \vec{S}) = \sum_0 + \sum_1 (S_1) + \sum_2 (S_3, \vec{P}) \quad (2.39)$$

Die theoretische Umschreibung der gesamten Streuprozesse beinhaltet noch zwei weitere Terme ($\sum_3 (\vec{P}_i, \vec{S}_i, \vec{S}_f)$, $\sum_4 (\vec{P}_i, \vec{P}_f, \vec{S}_i, \vec{S}_f)$), die jedoch schon in [23] als vernachlässigbar betrachtet werden und hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt werden sollen. Mit r_0 als dem klassischen Elektronenradius ergibt sich:

$$\sum_0 = C (1 + \cos^2 \vartheta^* + (K_i^* - K_f^*) (1 - \cos \vartheta^*)) \quad (2.40)$$

$$\sum_1 (S_1) = C S_1 \sin^2 \vartheta^* \quad (2.41)$$

$$\sum_2 (S_3, \vec{P}) = -C S_3 (1 - \cos \vartheta^*) (\vec{K}_i^* \cos \vartheta^* + \vec{K}_f^*) \quad (2.42)$$

$$C = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{K_f^*}{K_i^*} \right)^2 \quad (2.43)$$

Der erste Term \sum_0 ist nicht von den Polarisationszuständen der Streupartner abhängig. \sum_1 ist nur von der Photonpolarisation abhängig und macht sich in einer $\cos 2\phi^*$ Winkel-Modulation um die Trajektorie des einlaufenden Photons bemerkbar. Für uns von Interesse ist der dritte Term \sum_2 der eine Abhängigkeit vom S_3 und \vec{P} beinhaltet. Weiter umgeformt nach [26] ergibt sich:

$$\sum_2 (S_2, \vec{P}) = S_3 P_Z \cdot \sum_{2Z} \sin \phi^* + S_3 P_S \cdot \sum_{2S} \quad (2.44)$$

mit

$$\sum_{2Z} = -CK_f^* \sin \vartheta^* (1 - \cos \vartheta^*) \quad (2.45)$$

$$\sum_{2S} = -C (1 - \cos \vartheta^*) (K_f^* + K_i^*) \cos \vartheta^* \quad (2.46)$$

Der zweite Term von Gl. 2.44 führt, bei einer nicht verschwindenden longitudinalen Polarisation des Elektronenstrahls, zu einer energieabhängigen Veränderung der Rückstreurrate um den Polarwinkel ϑ^* , welche mit dem \sum_0 -Anteil überlagert ist. Um die longitudinale Polarisation P_S zu messen, muss man energieabhängige Änderungen der Rückstreurrate messen. Dies wird an ELSA nicht gemacht.

Das angestrebte Messprinzip der transversalen Elektronpolarisation \tilde{P}_Z beruht auf der $\sin \phi^*$ -Modulation des Streuquerschnittes bei gleichbleibender Gesamtrate. Anschaulich bedeutet dies, dass es eine Verschiebung der Anzahl der rückgestreuten Photonen in die obere bzw. untere Halbebene gibt, in Abhängigkeit der transversalen Elektronenpolarisation und der dritten Komponente des Stokes-Vektors.

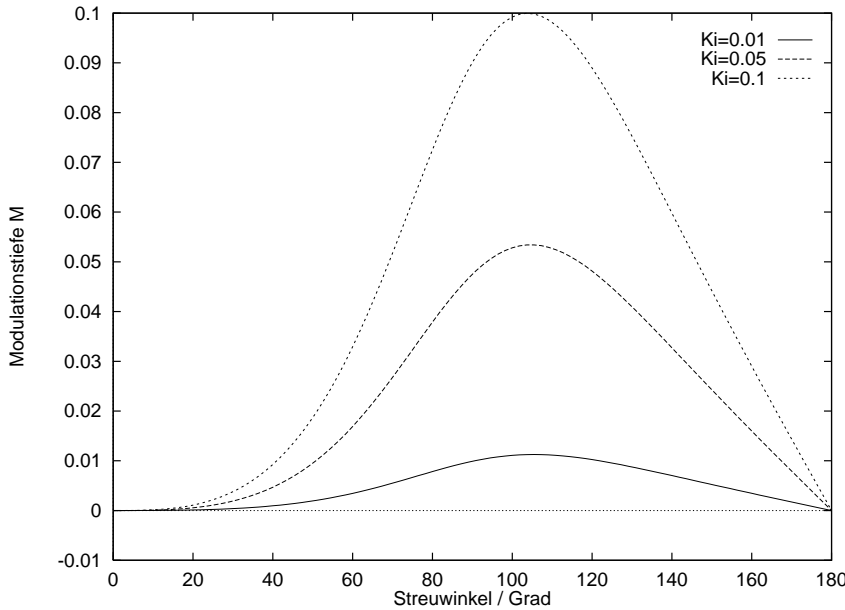


Abbildung 2.8: Modulationstiefe M in Abhängigkeit von Streuwinkel und Wellenzahl k_i

Bevor im nächsten Abschnitt die genauen Resultate und Messmethoden an ELSA erläutert werden, fehlt noch eine Betrachtung der Modulationstiefe M, also der Größe des polarisationsabhängigen Effektes im Vergleich zum polarisationsunabhängigen Effekt, gegeben durch $M = \frac{\sum_{2S}}{\sum_0} S_3 P_Z$. In der graphischen Darstellung 2.8 sieht man, dass der Effekt mit größerem K_i^* zunimmt. Aus der Definition von K_i^* und damit K_i folgt, dass M umso größer ist je kleiner die

Wellenlänge λ der eingestreuerten Photonen. Folglich, je kleiner die Wellenlänge des Lasers, desto besser ist der Effekt der Verschiebung beobachtbar.

2.4.3 Compton-Rückstreuung an ELSA

In diesem Abschnitt sollen die konkreten Messerwartungen an ELSA beschrieben werden. Gesucht wird ein Parameter, im folgenden D genannt, welche messbar ist und nur eine lineare Abhängigkeit von P_S und S_3 zeigt. Für den Fall, dass die Photonpolarisation genau bekannt ist, lässt sich dann auf die gewünschte Größe der transversalen Elektronpolarisation zurückrechnen. Nach der Kalibrierung durch das Messen der Größe $D_{100\%} = D(S_3 P_S = 1)$ ergibt sich für die spätere Messung

$$P_S = \frac{D_{\text{Mess}}}{D_{100\%} \cdot S_3} \quad (2.47)$$

Für die Bestimmung der Größe D_{Mess} gibt es wiederum zwei Möglichkeiten, deren genaue Beschreibung inklusive Rechnung in [26] erfolgt. Zum einen die Bestimmung der *Zählratenasymmetrie* in den unteren bzw. oberen Halbraum, welche bis auf einen Faktor proportional zu D ist. Die andere Möglichkeit besteht in der Messung der *Schwerpunktverschiebung* beider Rückstreuprofile. Für ein gegebenes S_3 liegt der Rückstreuschwerpunkt der polarisationsabhängig gestreuten Compton-Photonen ober- bzw. unterhalb der Mitte, welche durch die Elektronenbahn beschrieben wird. Da es schwierig ist, den Absolutabstand des Schwerpunktes von Elektronenbahn gegen Schwerpunkt der Rückstreuphotonen zu messen, die Lage der Elektronenbahn ist nicht so exakt bekannt, nutzt man auch hier eine Asymetriemessung. Durch eine Vorzeichenänderung des S_3 Parameters, ergeben sich zwei Schwerpunkte, deren Abstand gerade $2 \cdot D_{\text{Mess}}$ entspricht. Die Vorzeichenänderung in S_3 entspricht dabei einer Drehrichtungsänderung der zirkularpolarisierten Photonen gemäß Gl. ???. Zu beachten ist hierbei, dass die Verschiebung des Schwerpunktes eine Winkelverschiebung ist, also die Separation des Schwerpunktes um so größer ist, je weiter der Detektor vom Wechselwirkungspunkt (Interaction Point: IP) entfernt ist.

Zur Berechnung der erwarteten Effekte wurde im Rahmen des ersten Compton-Polarimeters das Programm *Comptonsim* unter Fortran geschrieben, welches die Rückstreuung mittels einer Integration im 5-dim Phasenraum berechnet. Da das neue Lasersystem zwar eine höhere Laserleistung aufweist als das alte, aber sich an der Wellenlänge kaum und der Geometrie der Anlage nichts geändert hat, wird im Rahmen dieser Arbeit noch Bezug auf die alten Simulationsdaten genommen. Abb. 2.9 zeigt das Differenzsignal der beiden Schwerpunkte für eine Berechnung mit dem neuen Lasersystem. Nach einer Wegstrecke von 15 m bis zum Detektor erwartet man eine maximale Schwerpunktverschiebung zwischen $68 \mu\text{m}$ und $76 \mu\text{m}$ bei einer totalen Photonenerate von ca. $100 \cdot 1/(\text{mA} \cdot \text{W} \cdot \text{s})$. Eine genauere Untersuchung der Streueigenschaften mittels *Comptonsim* wird in der Dissertation von J. Wittschen zu finden sein.

Ein Vorteil des stärkeren Lasersystems ist die höhere Rate an Comptonphotonen, so dass das Signal zu Untergrund Verhältnis besser wird. Der Untergrund besteht aus Gasbremsstrahlung welche über das gesamte Energiespektrum (0-3,5 GeV) verteilt ist⁵.

Die Messung besteht nun darin, die Schwerpunktverschiebung der Rückstreuphotonen zu messen. Hierzu wird im Synchrotronlicht-Modus die Rückstreuung von rechts- bzw. linkszirkular polarisiert eingestrahlt Laserlicht sowie eine Untergrundmessung ohne Laser gemacht. Das Rückstreuprofil wird von einem ortsempfindlichen Detektor aufgezeichnet. Aus diesen drei Messungen ist das Profil wie in Abb. 2.9 bestimmbar und somit die Größe D . Die Fehler der Messung ist pro Einzelmessung relativ groß, kann aber durch eine große Statistik verringert werden.⁶

⁵Das Synchrotronlicht ist niederenergetisch und stört die Messung nicht.

⁶Die Konzeption des Detektors und die Datenauswertung werden ebenfalls in der Dissertation von J. Wittschen

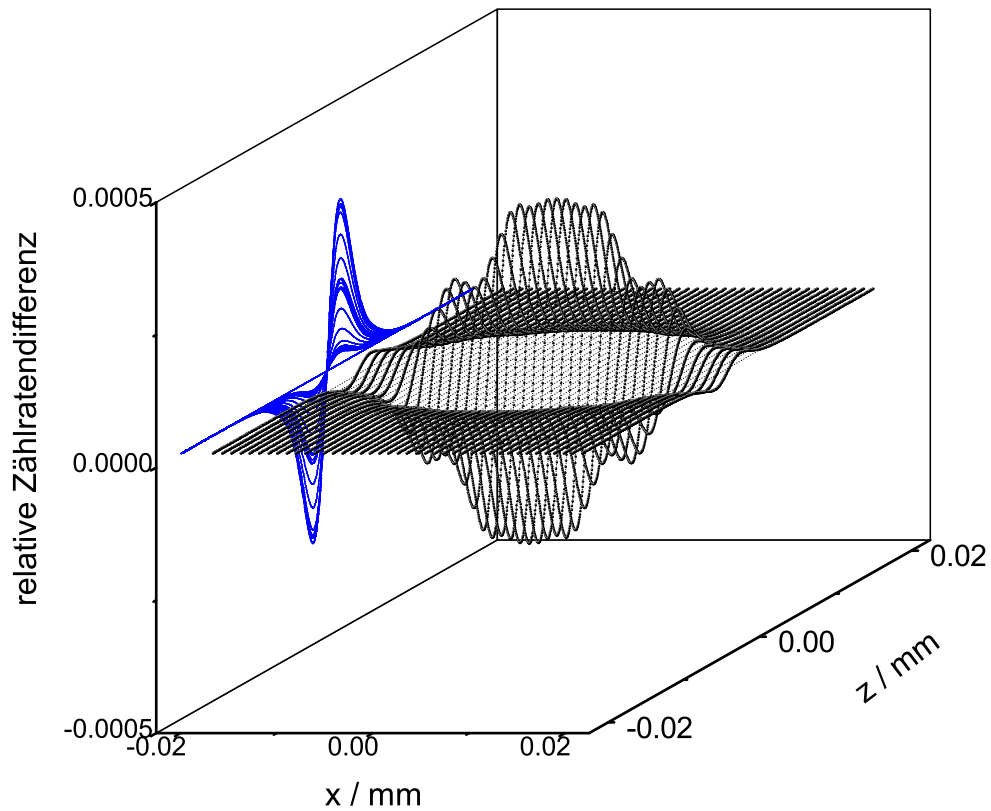


Abbildung 2.9: Verteilung der relativen Zählratendifferenz, simuliert mit dem Programm *Comptonsim* für 2,6 GeV, 40 W, Laserleistung, 100 mA Strahlstrom. In der Projektion erkennt man die Verschiebung in Folge der Asymmetrie.

3 Aufbau

In diesem Kapitel soll der Aufbau des neuen Compton-Polarimeters in seiner Ausbaustufe von 2008 beschrieben werden. Dazu wird das Polarimeter in drei Abschnitte gegliedert.

1. Lasertisch, Detektor und strahlformendes System,
2. Strahlführung in ELSA,
3. Polarisationsnachweis.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden an der Strahlführung Veränderungen für das neue System vorgenommen, Komponenten ergänzt und angeschaffte Komponenten eingebaut und justiert. Ferner wurde der Polarisationsnachweis beginnend am Vakuum- Auskoppelfenster aus der Beschleunigeranlage neu aufgebaut.

3.1 Das neue Compton-Polarimeter

In der ersten Version wurde das Compton Polarimeter 1993-1998 von D. Doll im Rahmen einer Dissertation aufgebaut [26]. Der verwendete Ar^+ -Laser⁷ befindet sich im Laserraum eine Etage über dem Beschleunigerring. Von dort aus wurde der Laserstrahl über eine Spiegelstrecke $\sim 30\text{ m}$ -Länge in die Halle geführt und dort in das Strahlrohr eingekoppelt. Dies hatte mehrere Nachteile. Zum einen musste eine aktive Stabilisierung innerhalb der Spiegelstrecke vorgenommen werden, um die Beam-Pointing-Stabilität, also Bewegungen des Laserstrahls, welche z.B. durch Vibrationen der Spiegel entstehen, zu kompensieren. Zum anderen wurde mit dem Laser nur eine maximale Ausgangsleistung von 13 W bei $514,5\text{ nm}$ erreicht. Da in dem System vor der Einkopplung in das Strahlrohr insgesamt sechs Spiegel verbaut wurden und jeder Spiegel einen weiteren Verlust bedeutete, kamen am Wechselwirkungspunkt noch 8 W an, was kaum ausreichte, um das Compton-Rückstreu-Signal über dem Untergrund auszumachen.

Mit der neuen Ausbaustufe des Compton-Polarimeters, dessen Kernstück der neue Laser ist, wurde versucht diese Probleme zu vermeiden. Das leistungsstärkere Lasersystem wurde vor Ort in der Halle installiert, in der Hoffnung, eine höhere Beam-Pointing-Stabilität zu erreichen. Für die umlenkenden optischen Elemente sind dort, wo es vermeidbar war, keine Spiegel mehr verwendet worden, sondern Prismen, in denen der Strahl durch Totalreflektion verlustfrei abgelenkt wird.

3.1.1 Der Lasertisch

Der Lasertisch (Abb. 3.1) befindet sich in der Compton-Schleuse, welche eine Verbindung zwischen dem ELSA-Ring und dem Experiment-Bereich bildet. Die obere Platte, die schon im alten Aufbau verwendet wurde, ruht auf fünf Metallfüßen. Zusätzlich sind zwei neue optische Tischplatten von je $60 \times 40\text{ cm}^2$ an den Füßen befestigt, so dass es drei Ebenen gibt. Vor dem Lasertisch wurde in Sichtachse zum ELSA-Ring ein Betonstein plaziert, um die Strahlenbelastung auf den Laserkopf und die Optik zu minimieren. Auf dem unteren Tisch steht der Kopf des MonoDisk Gemini 20 Lasersystems. Die Versorgungseinheit, bestehend aus zwei Wasser-Wasser-Kühlern sowie dem Diodenlaser zum optischen Pumpen, befinden sich außerhalb der Schleuse im Experiment-Bereich, eingebaut in ein Rack. Auf diese Infrastruktur wird in Abschnitt 3.3 genauer eingegangen. Die Versorgungs- und Steuerungsleitungen zwischen Laserkopf und Steuereinheit laufen durch einen vorhandenen ca. 2 m langen Kabelkanal zwischen Schleuse und Experiment-Bereich. Um die Glasfasern, zwischen Laserkopf und Pumpenlaser zu schützen, liegen diese in separaten Rohren

⁷Coherent InnovaSabre 25 TSM

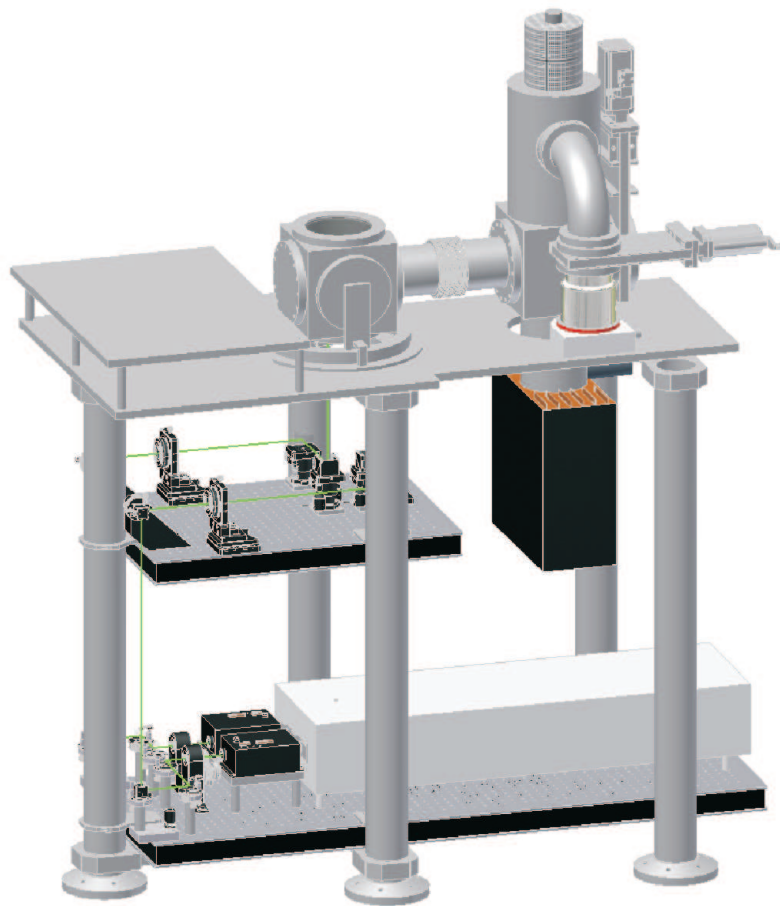


Abbildung 3.1: CAD-Modell des Lasertisches inklusive Einkopplung, Pumpen und Ventil mit Laserstrahlen

innerhalb des Kanales. Auf der Schleusenseite verhindert eine Metallabdeckung die Beschädigung der aus dem Boden kommenden Glasfasern und garantiert die Einhaltung des minimalen Biegeradius. Die beiden Laserstrahlen treten auf der Vorderseite des Lasers im Abstand von 100 mm, entsprechend vier Lochreihen⁸, aus dem Laserkopf aus. Da der Laser intern nicht über einen Strahlverschluss verfügt, befinden sich zwei wassergekühlte Shutter lichtdicht verbunden vor den Strahlenausgängen.

Die neuen Lasershutter⁹ verschließen den Strahlengang mittels eines pneumatisch eingeschobenen Spiegels, der den Strahl in eine Wärmesenke ablenkt. Das System ist inhärent sicher mit einer Verschlusszeit von unter 300 ms. Es erlaubt sowohl die Freigabe jeweils eines oder beider Laserstrahlen zu Messzwecken und stellt ferner eine Säule der Sicherheitseinrichtung des Compton-Polarimeters dar. Für die Pneumatikversorgung der Shutter wird nicht die ölhaltige

⁸Die Lochreihen auf einem optischen Tisch haben einen Abstand von 25 mm

⁹SBS02 der Firma AuRa Tech GmbH spezifiziert bis 250W

Druckluft verwendet, die per Druckluftleitung verfügbar ist, sondern es wird mittels eines Kompressors ein Reservoir von trockenem Stickstoff aus der Stickstoff-Ringleitung erzeugt und den Shuttern zugeführt. Auf diese Weise soll eine Ölablagerung auf den Optiken verhindert werden. Hintern den Shuttern befinden sich die $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten in pneumatisch-drehbaren Haltern. Durch das Umschalten zwischen zwei geschlossenen Druckluftkreisen lassen sich diese reproduzierbar zwischen den Positionen $+45^\circ$ und -45° drehen und ermöglichen so den Wechsel der Polarisationsrichtung in unter einer Sekunde.

Für die 90° -umlenkenden Elemente wurden Anti-Reflex beschichtete (AR)¹⁰ Prismen aus UV-tauglichem Quarzglas (UV graded fused silica) mit einer Ein- und Auskoppelfläche von $25 \times 25 \text{ mm}^2$ bzw. $35 \times 35 \text{ mm}^2$ benutzt. Der Vorteil dieses Substrates ist die etwas bessere Transmissivität für eine Wellenlänge von 515 nm . Wie in Abschnitt 3.2.1 gezeigt wird, kommt es bei der Totalreflektion zu einer Phasenverzögerung. Hierbei verschiebt sich die relativ zur Reflektionsoberfläche parallele stehende Feldkomponente gegen die senkrechte Feldkomponente. Dieser unerwünschte Effekt wird kompensiert, indem für jede senkrechte Ablenkung durch ein Prisma eine horizontale Ablenkung in einem anderen Prisma gemacht wird. Auf diese Weise wird die Nettoverschiebung der Phase gleich Null. In unserem Fall befinden sich im gesamten Aufbau pro Strahlengang sechs Prismen, von denen je drei horizontal und drei vertikal ablenken. Die ersten vier Prismen stehen auf kardanischen Tischen und sind somit in allen Achsen voneinander entkoppelt einstellbar.

Um die Photonendichte im Wechselwirkungspunkt zu maximieren, wird eine fokussierende Optik benötigt, welche aus einer bikonvexen und einer bikonkaven Linse in jedem Strahlengang besteht. Die bikonkave Linse steht ortsfest auf der unteren Tischplatte. Die bikonvexen Linsen stehen auf dem oberen optischen Tisch und sind mittels 3-achsigen Linsenhaltern so weit einstellbar, dass der Fokus in den Wechselwirkungspunkt geschoben werden kann. Die endgültigen Linsen werden eine Brennweite von $f = -400 \text{ mm}$ und $f = +1300 \text{ mm}$ bei einem Durchmesser von zwei Zoll, ebenfalls AR-beschichtet, haben. Auf die Bestimmung dieser Brennweiten wird im Kapitel 3.2.5 genauer eingegangen. Da es sich bei diesen Linsen um Spezialanfertigungen, mit entsprechender Lieferzeit, handelt und nicht abzusehen ist, dass diese noch im Rahmen dieser Diplomarbeit geliefert werden, wurde ein System aus drei unbeschichteten (Standard)-Linsen berechnet, mit denen probeweise gearbeitet wird. Hinter den Linsen werden die Prismen mit dem größeren Querschnitt verwendet, um möglichst wenig Verluste durch die verwendeten Optiken zu haben. Der letzte Prismentisch, der die vertikale Umlenkung in das Strahlrohr macht, ist elektronisch einstellbar und erlaubt so die Justierung des Laserstrahles auf den Elektronenstrahl im Beschleuniger. Das verwendete System¹¹ ist vor Ort über einen Controller ansteuerbar und besitzt außerdem eine Ethernet-Schnittstelle, so dass es über einen PC per Remote-control gesteuert werden kann. Dies bietet durch die verwendeten mehrstufigen Schrittmotoren den Vorteil einer hochpräzisen und reproduzierbaren Lagesteuerung.

Die Einkopplung der Laserstrahlen in das Vakuum erfolgt durch einen neu gebauten Einlenkwürfel, der auf zwei Laserstrahlen ausgelegt ist und mehrere Optionen erfüllen soll. Zum einen soll er einstellbar in zwei Achsen sein, um den Laserstrahl durch das Strahlrohr fädeln zu können. Zum anderen sollen die Rückstreuphotonen ihn ungehindert durchdringen können, so dass es keine Abschattungseffekte im Nachweisdetektor gibt. Der Würfel hat an der Unterseite zwei entspiegelte Einkoppelfenster aus Quarzglas, durch die die Laserstrahlen in das Vakuum eintreten. Da der Strahl an dieser Stelle aufgeweitet ist, müssen sich um die thermische Belastbarkeit durch die hohe Laserleistung keine Gedanken gemacht werden. Im Inneren befindet sich eine fest montierte Halterung unter 45° welche die beiden 2-Zoll-Spiegel hält. In der Mitte des Halters befindet sich eine Aussparung, so dass die Rücksteuphotonen ungehindert passieren können. Die Mittelpunkte beider Spiegel sind je $47,5 \text{ mm}$ ober- bzw. unterhalb der Sollbahnhöhe der Elektro-

¹⁰Messkurve siehe Anhang: Abb. A.1

¹¹Newport: NewStepTM Motion Control System

nen positioniert. Durch eine zusätzliche Verkippung der Laserspiegel um 3,1 mrad befindet sich der Kreuzungspunkt beider Laserstrahlen im ca 15 m entfernten Wechselwirkungspunkt (Abb 3.2). Die Rückseite des Würfels ist mit einem dünnen Aluminiumdeckel gedichtet, so dass kaum

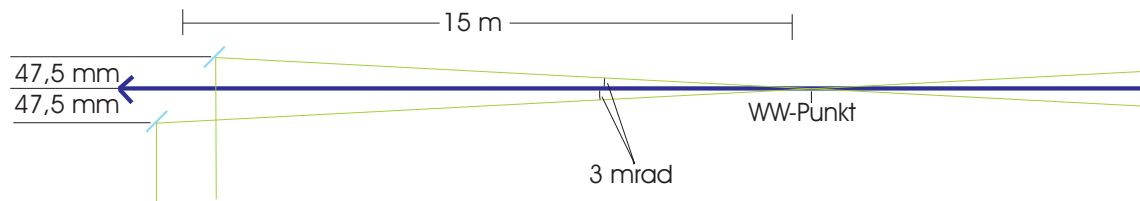


Abbildung 3.2: Skizze des Laserstrahls in ELSA

Materie für die rückgestreuten Compton-Photonen im Weg ist. Von oben lässt sich durch ein großes Fenster auf die Spiegel schauen, was zur Sichtkontrolle der Strahllage auf den Spiegeln sehr nützlich ist. Der gesamte Würfel ist auf Kugellagern befestigt und mittels eines Membranbalgs mit dem festen Teil des Strahlrohres verbunden. Auf diese Weise lässt er sich horizontal und vertikal drehen.

Hinter dem Membranbalg befindet sich ein T-Stück, an welchem die Pumpen angeflanscht sind. Die Verbindung zur Turbomolekularpumpe als Vorpumpe und Hilfspumpe wurde durch eine DN100 CF-Verbindung inklusive Ventil realisiert. Der große Durchmesser d erlaubt höhere molekulare Flussraten L ($L \propto d^3$) [27]. Als zweite Pumpstufe dient eine Ionen-Getter-Pumpe (IGP), welche Drücke bis hinunter zu 10^{-7} mbar ermöglicht. Um einen noch niedrigeren Enddruck zu erreichen, wurde zusätzlich eine NEG-Pumpe (non-evaporable-getter) mit einer Pumpleistung von 1000 l/s eingebaut. Diese wird durch Ausheizen der Kartusche auf 550°C aktiviert, nachdem mit den anderen Pumpen ein entsprechendes Vorvakuum ($< 10^{-6}$ mbar) erzeugt wurde. Die spezielle Zusammensetzung des NEG-Materials, einer Mischung aus Aluminium und Zirkonium, bindet Atome und Moleküle auf der porösen Oberfläche. Die Pumpe ist rein passiv und arbeitet nach dem Ausheizen autark. Auf diese Weise sind Drücke von $< 10^{-9}$ mbar erreichbar. Das besonders gute Vakuum in der Umgebung des Einlenkwürfels ist deshalb wichtig, da Restgasmoleküle, insbesondere Kohlenstoffverbindungen durch die Synchrotronstrahlung auf den beiden Spiegeln angelagert werden und diese mit der Zeit zu Schwärzungen der Beschichtung führen würden. Hinter dem T-Stück mit den Pumpen befindet sich ein DN150 Ventil, welches es erlaubt, den Lasertisch vakuumtechnisch abzutrennen.

3.1.2 Strahlführung durch ELSA

Das Comptonstrahlrohr ist quer durch die Schleuse und eine Kernbohrung durch die Abschirmung des ELSA-Ringes in den Tunnel geführt (Abb. 3.3). Auf der Tunnelinnenseite befindet sich ein Pumpstand bestehend aus einer Turbomolekular- und einer Ionen-Getter-Pumpe. Ein einfahrbarer Strahlmonitor erlaubt es, die Position des Laserstrahles mittels einer CCD-Kamera zu überprüfen. Das Strahlrohr verläuft tangential zur Strahlbahn durch den defokussierenden Quadrupol 25 (QD 25) und hat dort den Wechselwirkungspunkt. Zu diesem Zweck befinden sich in den beiden Dipolen vor und hinter dem Quadrupol spezielle Strahlkammern mit je einem Schnorchel, durch welche der Laserstrahl in den ELSA-Ring geführt wird und diesen verlässt. Die Durchtrittsöffnung vom Schnorchel zur Strahlkammer bildet mit einer Größe von je 22 mm Durchmesser die engste Stelle der Strahlführung. Aus Sicht des Laserstrahls befindet sich vor dem Eintritt in den Dipol noch ein weiteres Ventil und dahinter eine in den Strahlweg fahrbare wassergekühlte Kupferplatte. Diese dient im Zustand geschlossener Ventile in der Compton-Strahlführung zu deren Schutz gegen Synchrotronstrahlung, welche die Ventildichtun-

gen zerstört. Die Synchrotronstrahlung zerstört die Polymerstruktur des Gummis. In der SPS-Programmierung (Speicherprogrammierbare Steuerung) ist festgelegt, dass sich die Klappe nur bei geöffneten Ventilen aus dem Strahlweg fahren lässt.

Nachdem der Laserstrahl den ELSA-Ring durch den Dipol verlassen hat, folgt ein kurzes Rohrstück an dessen Ende ein weiterer einfahrbarer Strahlmonitor platziert ist. Hinter diesem verlässt der Laserstrahl durch ein unbeschichtetes Saphirfenster mit 36 mm Durchmesser in einem CF-Flansch den Beschleuniger und den Vakuumteil der Strahlführung.

Beim Umbau auf das neue Lasersystem wurden die beiden Strahlmonitore mit neuen Blenden versehen. Diese haben je zwei Löcher als Anhaltspunkt für die Position der Laserstrahlen. Sie sind so platziert, dass bei richtiger Verkippung der Strahlen gegen die Elektronenbahn und Justierung auf das entsprechende Loch in der Blende der Kreuzungspunkt genau im Wechselwirkungspunkt liegt.

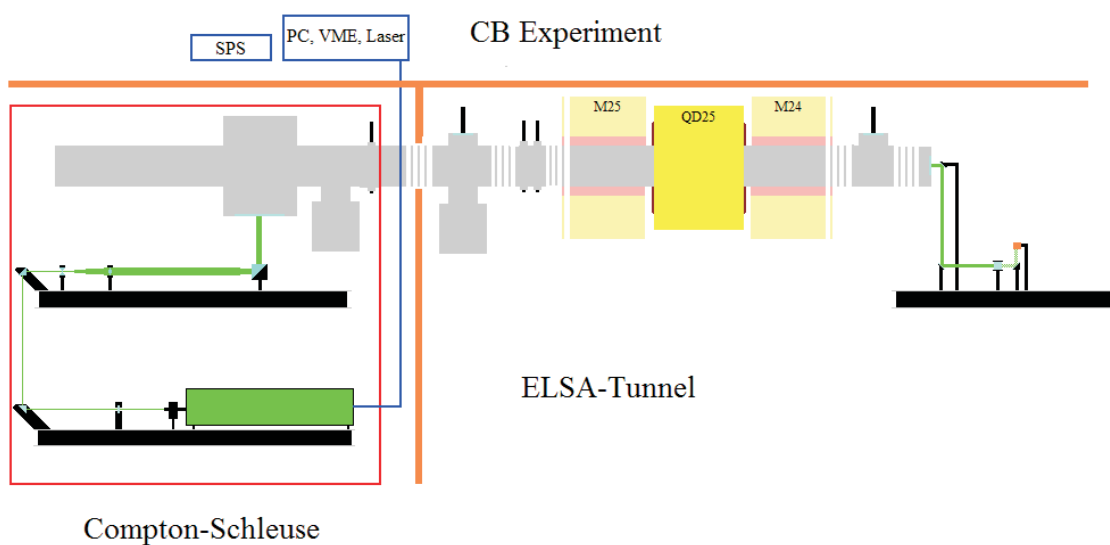


Abbildung 3.3: Schema des Compton-Polarimeters

3.1.3 Der Polarisationsnachweis

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuer Aufbau für die Polarisationsmessung der Laserstrahlung geplant und aufgebaut (Abb. 3.4). Ein besonderes Augenmerk wurde dabei auf die speziellen Umstände, wie Standort, Wartungsfreundlichkeit und Leistungsverträglichkeit der Komponenten für die hohe Strahlleistung auf kleiner Fläche gelegt.

Die Grundplatte des Polarisationsnachweises bildet eine $600 \times 400 \times 20 \text{ mm}^3$ große AlMg4,5Mn-Platte. Diese ist planparallel ($< 0,13 \text{ mm/m}$) gefräst und von den Materialeigenschaften sehr spannungsarm, was einer Temperatur- oder Belastungsdeformation vorbeugt. Die Platte wird flächig mit sechs Schrauben auf einer Adapterplatte verschraubt, welche mit der Standsäule verklebt ist. Die Säule, ein Al-Rohr (DN 200), ist nach dem Ausrichten zu 1/3 mit Beton vergossen und danach zur Körperschalldämmung mit 310 kg Bleikugeln ($d \approx 1\text{-}2 \text{ mm}$) verfüllt worden. Insgesamt wurde die ganze Platte auf $0,1 \text{ mm/m}$ parallel ausgerichtet. Sämtliche Anschlüsse werden der Platte von unten zugeführt, wobei die Gas- und Wasserzuführungen als selbstschließende Bajonettverschlüsse und die elektrischen Anschlüsse als ein großer Stecker realisiert wurden. Der Aufbau erlaubt es so, den ganzen Polarisationsnachweis mit wenigen Handgriffen zu montieren bzw. demontieren.

Auf der Grundplatte sind zwei identische Messtische (Abb. 3.5) aufgebaut, je einer für jeden

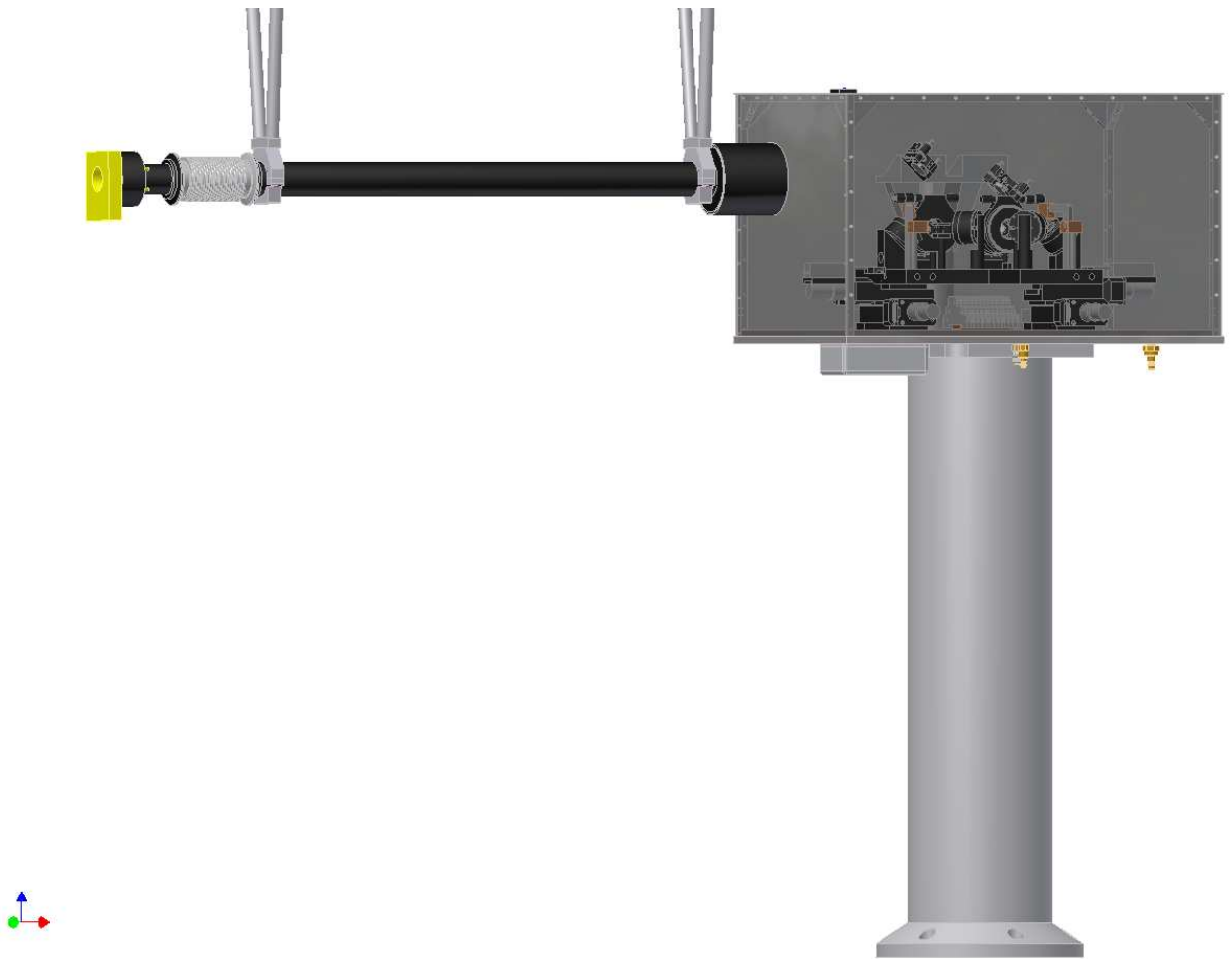


Abbildung 3.4: CAD-Modell des Polarisationsnachweises mit transparentem Deckel incl. Strahlführung ab dem ELSA-Ring Austrittsfenster

Laserstrahl. Grundlage jedes Messtisches sind zwei kreuzförmig aufeinandergeschraubte Lineartische¹² mit einem Verstellweg von je 25 mm. Die Tische wurden auf 24 V DC-Motoren mit einem zusätzlichen Getriebe umgerüstet, welches in Verbindung mit einem Schneckengewinde ein langsames aber präzises Verfahren ermöglicht. Zusätzlich ist jeder Tisch mit einem Präzisionsweggeber auf Basis eines Linearwiderstandes ausgerüstet. Steuerung und Auslese der Motoren werden von der SPS des Compton-Polarimeters ausgeführt. Die SPS wird über das Kontrollsystem ein Sollwert in Millimeter vorgegeben, wobei die erreichbare Präzision beim Anfahren einer Position P bei $\Delta P = \pm 0,01$ mm liegt. Mit der Motorstromversorgung in Reihe geschaltete Endschalter verhindern eine Beschädigung der Tische im Falle eines Fehlers in der Motorsteuerung.

Auf den beiden Motorblöcken sind die Nachweistische montiert. Vom Prinzip her erfolgt der Nachweis nach dem Schema aus Abb. 3.6. Der rechts- bzw. linkszirkular polarisierte Laserstrahl durchläuft eine zweite, fest auf den Wert $+45^\circ$ eingestellte, $\lambda/4$ -Platte.

Im ersten Fall stehen beide $\lambda/4$ -Platten unter $+45^\circ$, was netto einer $\lambda/2$ -Platte entspricht. Diese dreht den \mathbf{E} -Feld Vektor um $+90^\circ$ also in die s -Ebene. Der Strahl ist dann komplett s -polarisiert. Im zweiten Fall steht die erste $\lambda/4$ -Platte unter -45° und die zweite $\lambda/4$ -Platte unter $+45^\circ$. Die Drehung wird als netto aufgehoben und das Licht ist wieder komplett p -polarisiert. Siehe Schema

¹²Owis: LTM 60-25 HSM

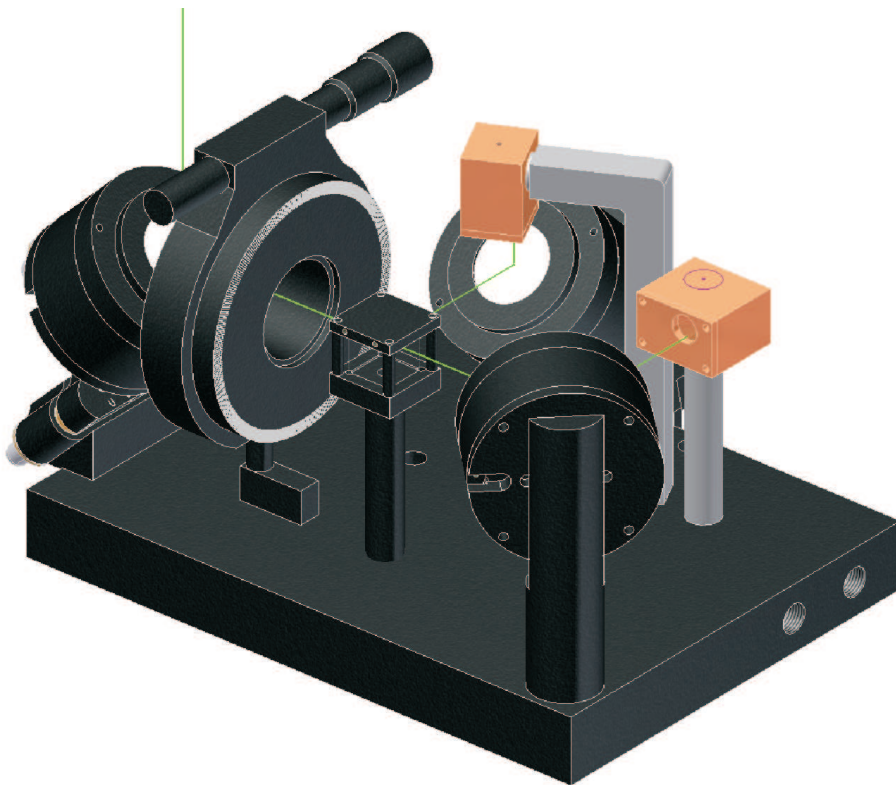


Abbildung 3.5: CAD-Modell der Nachweisplatte mit Laserstrahl

Abb 3.7.

Um diese Komponenten zu separieren, nutzt man einen polarisierenden Strahlteilerwürfel (POBS). Dieser transmittiert die p -Komponente und reflektiert die s -Komponente seitlich heraus. Das genaue Funktionsprinzip wird in Abschnitt 3.2 erklärt. Die Auswertung erfolgt über eine Intensitätsmessung beider Strahlen. Hierbei benutzen wir zur Steigerung der Genauigkeit einen Trick. In beiden Zweigen befindet sich ein Spiegel, hinter dem eine Photodiode sitzt, die den Anteil des transmittierten Lichtes detektiert. Es ist einfacher eine niedrige Intensität, im Bereich weniger mW sehr genau zu messen, als bei einer sehr hohen Intensität genaue Messungen vorzunehmen. Da die Reflektion und damit auch die Transmission durch einen Spiegel in geringem aber vorhandenem Maße auch von der Polarisationsrichtung abhängt, sind diese so montiert, dass einmal in die s - und einmal in die p -Richtung abgelenkt wird, um den Effekt auszugleichen. Die Laserstrahlen werden danach in einem Kupferblock absorbiert.

Neben der Messung der Polarisation soll über den Aufbau auch eine Lagemessung des Laserstrahls möglich sein. Dies hat mehrere Vorteile. Zum einen garantiert es, dass die optischen Komponenten richtig getroffen werden. Zum anderen kann so eine Verschiebung der Laserstrahlage am Wechselwirkungspunkt während des Betriebes detektiert werden. Um die Elektronik auf den Messtischen vor unnötiger Strahlenbelastung zu schützen, steht der Messaufbau nicht in der Strahlende des Beschleunigers, sondern 230 mm tiefer. Die beiden Laserstrahlen haben am Ort des Polarisationsnachweises einen Abstand von ca. 25 mm zueinander. Zwei Spiegel, an einem massiven schwingungsarmen Halter, der mit auf der Grundplatte montiert ist, lenken die Strahlen senkrecht nach unten ab. Hinter den Umlenkspiegeln auf den Messtischen sitzen Vier-

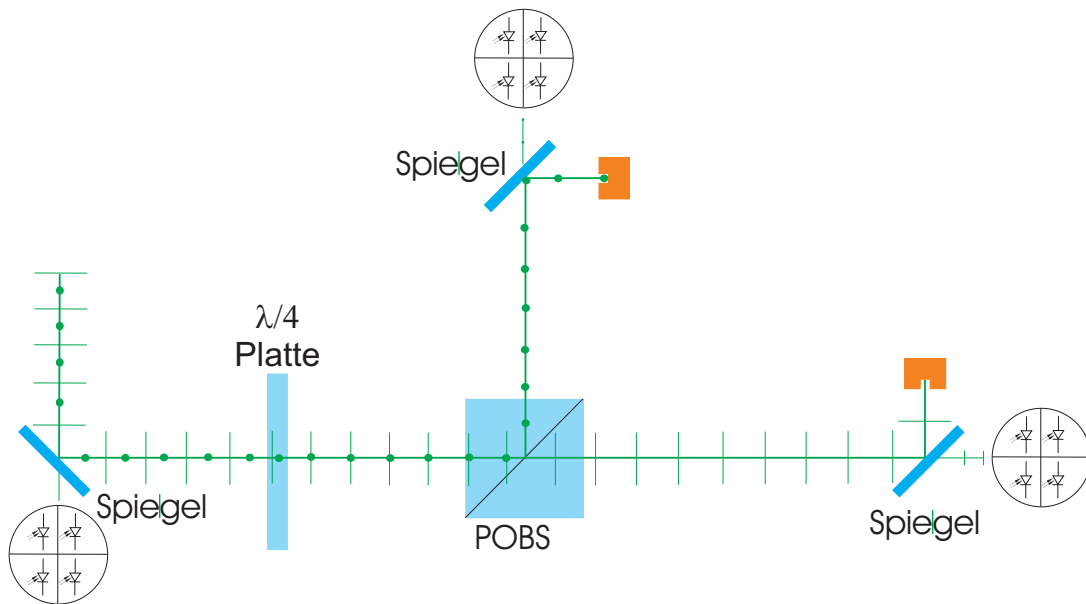


Abbildung 3.6: Skizze des Nachweisprinzips der Laserstrahlpolarisation. Polariserender Strahlteilerwürfel (POBS)

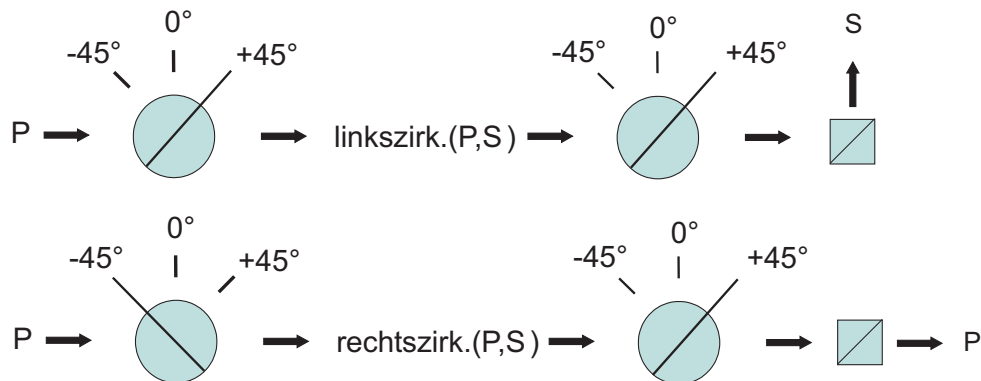


Abbildung 3.7: Schema der Polarisationsmessung

Quadranten-Photodioden¹³(Abb 3.8). Die Quadranten sind durch $10\ \mu\text{m}$ große Spalte getrennt, die bei der Messung vernachlässigt werden können. Die Dioden sind auf Platinen gelötet, auf denen jeder der vier Kanäle mit einer Operationsverstärkerschaltung verstärkt wird. Die Schaltung wirkt bei kurzen Signalen, unterhalb von 5ms , wie ein Integrator und bei längeren Signalen wie ein invertierender Verstärker [28]. Somit können kurze Änderungen detektiert und Intensitätsänderungen bei langen Signalen nachgewiesen werden. Bei einer Versorgungsspannung von 12V werden Signale im Bereich einiger Volt erwartet. Die Signale aller Dioden werden aus dem Tunnel hinaus und über eine Zwischenklemme im Steuerschrank zu einer AD-Wandlerkarte¹⁴ im Steuer-PC geleitet. Um Fehlmessungen durch Erdschleifen zwischen Tunnel-Erdung und der Erdung im Experimentebereich, in dem der PC steht, zu vermeiden, sind die Eingänge der Karte mit Optokopplern ausgestattet. Zudem verfügen acht Eingänge der Karte über eine "Sample&Hold"-Funktion. Diese erlaubt es, den zeitlichen Versatz, der dadurch entsteht, dass die Kanäle nach-

¹³UDT Sensors Inc.: Spot9-DMI

¹⁴Meilhaus: ME-4670i

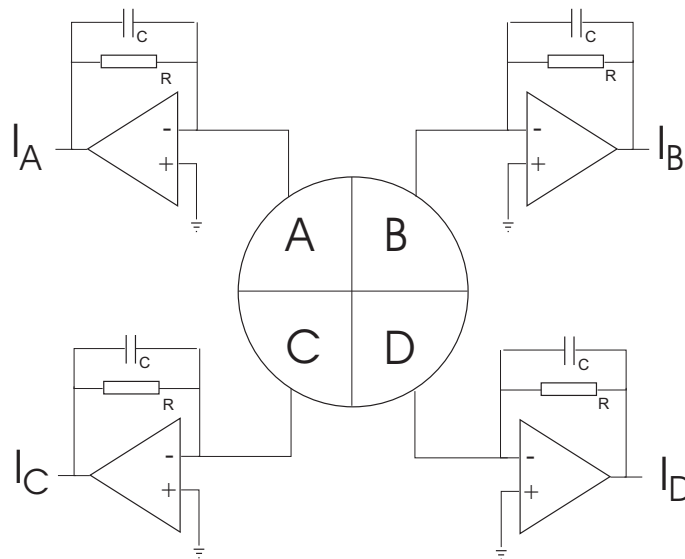


Abbildung 3.8: 4-Quadranten-Photodiode inklusive Operationsverstärker-Schaltung mit $C = 22 \text{ nC}$ und $R = 220 \text{ k}\Omega$. Zeitkonstante $\tau = 5 \text{ ms}$

einander ausgelesen werden, zu umgehen, indem die Kanäle zeitgleich in einen Zwischenspeicher geschoben und dann nacheinander ausgelesen werden. Auf diesen liegen die Signale der acht Kanäle der beiden Photodioden hinter den Umlenkspiegeln, mit denen die Position bestimmt werden soll. Der PC bildet für die eingehenden Signale eine mittlere Rate und sendet diese an das Kontrollsystem. Die Messgröße ist eine Spannung U , die proportional zur Intensität I auf den Dioden ist.

Die Halterungen der Spiegel und Dioden sind so gefertigt, dass ein mittig auf dem Spiegel liegender Strahl auch mittig auf der Photodiode liegt. Um gleiche Messbedingungen zu haben, sind in den Polarisationsnachweiszweigen auch Vier-Quadranten-Dioden verbaut. Hier wird jedoch nur das Summensignal $U = U_A + U_B + U_C + U_D$ betrachtet. Um eine Ortsbestimmung durchzuführen berechnet das Kontrollsystem die normierte Summe- und Differenz gemäß.

$$\text{Position}_x = \frac{(U_A + U_C) - (U_B + U_D)}{U_A + U_B + U_C + U_D} \quad \text{Position}_y = \frac{(U_A + U_B) - (U_C + U_D)}{U_A + U_B + U_C + U_D} \quad (3.1)$$

Der Deckel des Polarisationsachweises besteht aus einem festen Metallrahmen auf den mattierte und mattschwarz eloxierte Al-Platten geschraubt sind. Er ist lichtdicht und in den Interlockkreis des Lasers integriert. Beim Öffnen des Gehäuses verschließen die Shutter den Strahlengang.

Das Verbindungsrohr zwischen dem ELSA-Strahlrohr und dem Polarisationsnachweis erfüllt zwei Bedingungen. Zum einen soll es lichtdicht sein und aus Laserschutzgründen eine stabile Verbindung bilden. Zum anderen soll es eine Schwingungsentkopplung zwischen ELSA-Ring und dem Polarisationsnachweis schaffen. Das Rohr ist mattiert und mit mattem und hitzeunempfindlich Speziallack¹⁵ lackiert. Es ist mit zwei Stützen an der Tunneldecke befestigt. Um das Rohr justieren zu können ist ein Vakuum-Faltenbalg als Gelenk verbaut, der eine Verkippung für die Justage erlaubt. Der Übergang zwischen Strahlrohr und dem Messaufbau dient der Schwingungsentkopplung. Das Übergangsstück besteht aus einem doppelten lichtdichten Überwurf, mit einem wenige Millimeter breiten Luftspalt. Um das System vor eindringendem Staub zu schützen ist über den Übergang ein Ring aus $25 \mu\text{m}$ Kapton-Folie geklebt. Diese ist so dünn und flexibel, dass Schwingungen nicht übertragen werden.

¹⁵Motip Dupli: Supertherm Lack schwarz Hitzefest bis 800°C

Um die gesamte Optik hinter dem Auskoppelfenster vor Verunreinigungen zu schützen, ist in die Grundplatte eine Bohrung integriert, durch die mittels eines Strömungsgleichrichters permanent Stickstoff aus der ELSA-Ringleitung eingeblasen wird. Der Stickstoff kommt aus dem Gasüberschuss des Flüssigstickstoff-Tanks der Gasverflüssigungsanlage und ist durch das Ausfrieren trocken und partikelfrei, was für die optischen Komponenten besser ist als die ölhaltige Druckluft. Bei einem Durchflusswert von 0,7 l/min ist die Strömung an allen Stellen des Aufbaus laminar mit Reynoldszahlen $Re < 90$. Turbulente Strömungen treten erst bei $Re > 2300$ auf. Der Gasverbrauch ist mit ca. 1000 l gasförmigem (entspricht 1,5 l flüssigem) Stickstoff am Tag vernachlässigbar für den Gasverflüssiger.

3.2 Optische Elemente und die Berechnung der Strahlparameter

In diesem kurzen Abschnitt soll auf einige optische Elemente bzw. ihren Einfluss auf den Laserstrahl eingegangen werden.

3.2.1 Phasenverzögerung

Die $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten sind anti reflex-beschichtete Quarz-Platten¹⁶ nullter Ordnung (zero Order). Bei diesen werden zwei Multiorder-Plättchen, so aufeinander geklebt, dass die Phase im ersten um m -faches ($m \in \mathbb{N}$) von 360° gedreht wird und im zweiten um $m \cdot 360^\circ - 90^\circ$ zurückgedreht wird. Der Vorteil liegt hierbei in der Vermeidung von Dispersions-Effekten, wie sie in gewöhnlichen Multiorder-Platten auftreten. Eine einfache Phasendrehung um 90° ist nicht möglich, da dies bei Quarzglas einer Plattendicke von nur 1/100 mm entspricht, was fertigungstechnisch nicht in wirtschaftlichem Umfang möglich ist.

3.2.2 Der polarisierende Strahlteilerwürfel

Die verwendeten polarisierenden Strahlteilerwürfel (**polarizing-beam-splitter**: POBS) bestehen aus zwei Glasprismen. Die Aufspaltung der beiden Feldkomponenten erfolgt durch eine Optimierung der an der Trennfläche aufgedampften Beschichtung. Hierbei handelt es sich um eine dielektrische Spiegelschicht, die den Effekt der höheren Reflektivität der s-Komponenten an einer Grenzfläche unter 45° ausnutzt. Durch das Hintereinanderbringen vieler dünner Schichten entsteht die Trennung der Komponenten ohne einen sichtbaren Strahlversatz.

Die zweite Besonderheit an den verwendeten POBS ist die Unempfindlichkeit gegen hohe Leistungsdichten. In normalen POBS werden die beschichteten Glasprismen mit Hilfe eines optischen Zementes zusammengeklebt. Dieser Kleber begrenzt die Leistungsdichte, da er einen Teil der Leistung absorbiert und bei zu hohen Leistungen verbrennt. Eine sehr aufwändige, aber kleberfreie Möglichkeit ist die der optischen Kontaktierung [29]. Die Grenzflächen der Prismen werden unter Reinstraumbedingungen auf bis zu $\lambda/100$ plan geschliffen, so dass sie nach dem Beschichten allein durch die Van-der-Waals Bindungen der Grenzflächen aneinander haften. Unter normalen Bedingungen können sich die Prismen nicht trennen.

3.2.3 Die Antireflex-Beschichtung

Die Antireflex-Beschichtung (AR-Beschichtung) ist die optische Anwendung des speziell in der Hochfrequenztechnik angewandten Prinzips der Impedanzanpassung eines Mediums. Beim Übergang einer elektromagnetischen Welle von einem Medium mit Brechungsindex n_1 in ein Medium mit Brechungsindex n_2 tritt an der Grenzfläche Reflektion auf. Um dies zu verhindern, wird am

¹⁶Messkurve siehe Anhang Abb. A.3

Übergang eine zusätzliche Schicht definierter Dicke mit angepasstem Brechungsindex aufgetragen. Für die AR-Schicht gilt nach [30]

$$n_{\text{AR}}(\lambda) = \sqrt{n_1(\lambda) \cdot n_2(\lambda)} \quad d = \frac{2m+1}{4} \frac{\lambda}{n_{\text{AR}}(\lambda)}. \quad (3.2)$$

Mit den meisten AR-Beschichtungen im Laserbereich erreicht man Reflektionen von $R < 0,5\%$, wobei diese aus mehreren dünnen Schichten zusammengesetzt sind.

3.2.4 Strahlableitung

Die Strahlableitung wird am Compton-Polarimeter mit AR-beschichteten Prismen realisiert. Diese hatten zur Zeit der Anschaffung eine höhere Transmissivität als ein vergleichbarer Spiegel. Hierbei wird der Effekt der Totalreflektion am Übergang von einem optisch dichteren, in ein optisch dünneres Medium ausgenutzt. Für einen Winkel $\phi < \phi_{\text{Tot}}$ mit

$$\phi_{\text{Tot}} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad n_1 > n_2 \quad (3.3)$$

wird an der Grenzfläche der Strahl vollständig reflektiert¹⁷. Allerdings kommt es zu einer Phasenverschiebung zwischen der senkrecht und der parallel auf der Reflektionsfläche stehenden Feld-Komponente. Die ist nach [13] gegeben durch

$$\delta = 2 \cdot \arctan\left(\frac{1}{\sin^2 \phi} \cdot \sqrt{(1 - \sin^2 \phi)(\sin^2 \phi - n_{\text{rel}}^2)}\right) \quad (3.4)$$

Hierbei ist $n_{\text{rel}} = n_2/n_1$, mit $n_2 = 1$ dem Brechungsindex der Luft¹⁸ und $n_1 = 1,46$ dem Brechungsindex von UV graded fused silica. Durch Einsetzen erhält man eine Phasenverschiebung $\delta = 28,2^\circ$. Dieser wird kompensiert in dem, wie oben beschrieben, gleich viele Prismen in s- und p-Richtung existieren und der Phasenverschiebung somit netto ausgeglichen wird.

3.2.5 Das Linsensystem

Um den Fokus der Laserstrahlen in den Wechselwirkungspunkt zu legen bedarf es einer abbildenden Optik. Zunächst wurden die Divergenz und die Position der Strahltaillie bestimmt, so wie sie ohne weitere Optik aus dem Laser kommt.

In einem ersten Versuch wurde probiert, ob dies mit einer alten, noch vorhandenen CCD-Kamera möglich ist. Diese wurde von Hand entlang des Strahls verschoben und versucht das Bild mit der Framegrabber-Karte des Kontrollsystems auszuwerten. Die Divergenz erwies sich aber als gering, um auf diesem Wege an ein verlässliches Ergebnis zu gelangen. Ein zuverlässigeres Ergebnis konnte mit dem ModeMaster erzielt werden, auf den im Kapitel 4.1.2 eingegangen wird. Über diese Daten konnte der Strahlparameter $q(z)$ bestimmt werden.

Eine erste Bestimmung der benötigten Linsen wurde von J. Wittschen mithilfe der Software Maple durchgeführt. Hierzu wurde das optische System in Matrixschreibweise eingegeben, wobei die Brennweite der Linsen und die Abstände der Linsen durch Variablen ersetzt wurden. Nach gewünschter Vorgabe des Fokusdurchmessers im Wechselwirkungspunkt sollte Maple die Gleichungen im Rahmen einer Optimierung lösen. Die Ergebnisse lieferten einen ersten Anhaltspunkt. Da Maple nicht darauf ausgelegt ist, speziell diese Linsengleichungen zu lösen, ist der

¹⁷Evaneszenz und Goos-Hänchen-Verschiebung [31] spielen für unsere makroskopische Betrachtung keine Rolle

¹⁸Der Brechungsindex der Luft kann mit der Cauchy'schen Dispersionsformel in Abhängigkeit der Wellenlänge berechnet werden [32]. $n_{\text{Luft}}(515 \text{ nm}) = 1,000293182 \approx 1$

Prozess sehr zeitaufwändig und nur in Abhängigkeit von ein bis zwei optimierbaren Parametern, gleichzeitig durchführbar.

Es wurde deshalb die Software Paraxia-Plus¹⁹ erworben, nachdem die im Internet verfügbare Demo mit fest programmierten Beispielen sehr vielversprechend aussah.

Leider ist die Kompatibilität der amerikanischen Software unter einem deutschen Betriebssystem sehr eingeschränkt. Das Programm gibt Werte scheinbar willkürlich in metrischen oder zölligen Einheiten an. Vom Prinzip her funktioniert die Berechnung, nur stimmten bisher die simulierten Daten nie mit den Messwerten überein, was aber auch an einem grundsätzlichen Eingabe bzw. Verständnisproblem liegen kann. Es wäre möglich, dass die Software mit mehr Erfahrung effektiv einzusetzen ist, wozu aber aus Zeitgründen bisher keine Möglichkeit bestand. Als theoretische Grundlage verwendet diese Software die Notation aus [33]. Die ersten Rechnungen mit

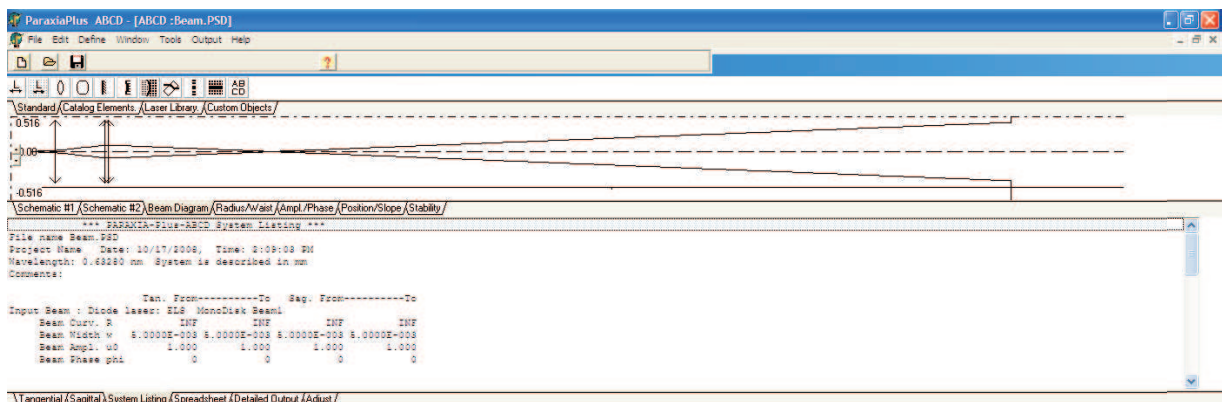


Abbildung 3.9

Maple ergaben, dass eine Linsenkombination aus einer Bikoncavlinse ($f=-400$ mm) auf der unteren Tischplatte und einer Bikonvexlinse ($f=1300$ mm) auf der oberen Tischplatte die gewünschte Fokussierung ermöglicht. Die Linsen sollen, um Strahlverlust durch Abschneiden und Linsenfehler zu vermeiden, in 2 Zoll Durchmesser ausgeführt sein und wie die restliche Optik AR-beschichtet werden. Diese Spezialanfertigungen mit einer Lieferzeit von ca. elf Wochen werden im Rahmen der Diplomarbeit nicht mehr zur Verfügung stehen. Es wurde versucht, aus den alten Linsen und Katalog-Standard Linsen für die Übergangszeit einen Lösung zu finden. Die Bikonvexlinse mit $f=1300$ mm wird durch zwei unbeschichtete Plankonvexlinsen mit $f=5000$ mm und $f=1500$ mm ersetzt. Die Bikoncavlinse aus dem alten Polarimeter-Aufbau ist noch vorhanden und hat zufällig die gewünschte Brennweite inkl. AR-Beschichtung. Von der eigentlich identischen neuen Linse versprechen wir uns eine noch bessere AR-Beschichtung, so dass wir diese ebenfalls neu geordert haben.²⁰

3.3 Infrastruktur und Sicherheitseinrichtungen

Neben dem Lasertisch und der Strahlführung, die das eigentliche Compton-Polarimeter bilden, gibt es noch einige Komponenten, welche die Steuerung, Auslese und Betriebssicherheit des Polarimeters übernimmt. Hierzu befinden sich im Experiment-Bereich, an der Wand außerhalb der

¹⁹Sciopt Enterprises: Paraxia-Plus Ver. 2.02.01

²⁰Vom Kosten-Nutzen-Aufwand her ist dies vertretbar, da das teure an der Herstellung der Linsen die Beschichtung ist und für Kundenwünsche immer ein kompletter Beschichtungslauf gezahlt werden muss. Da wir sowieso den Beschichtungslauf für die bikonvexen Linsen tragen müssen, können die neuen Bikoncavlinen mit beschichtet werden.

Element	Position Strahl 1 [mm]	Position Δ Strahl 1 [mm]	Position Strahl 2 [mm]	Position Δ Strahl 2 [mm]
Laser	0	0	0	0
$\lambda/4$ -Platte	280,0	1,0	280,0	1,0
Prisma 1	330,0	1,0	330,0	1,0
Prisma 2	405,0	1,1	555,0	1,1
Linse (f=-400)	455,0	1,1	605,0	1,1
Prisma 3	530,0	1,2	680,0	1,2
Prisma 4	1225,0	1,6	1375,0	1,6
Linse (f=1500)	1302,5	1,9	1453,5	1,9
Linse (f=5000)	1498,5	2,8	1682,5	2,8
Prisma 5	1745,0	1,7	1995,0	1,7
Prisma 6	1995,0	2,6	2142,0	2,6
Einkoppelfenster	2335,0	5,6	2482,0	5,6
Spiegel 1	2414,0	6,8	2656,0	6,8
(WW-Punkt)	16799	8,3	16946	8,3
Auskoppelfenster	20300	8,8	20447	8,8
Spiegel 2	21498	13,3	21767	13,3
Spiegel 3	21599	13,4	21838	13,4
$\lambda/4$ -Platte	21633	13,7	21872	13,7
POBS	21656	13,8	21895	13,8
Spiegel 4	21706	13,8	21945	13,8
Spiegel 4'	21712	13,8	21928	13,8

Tabelle 3.1: Tabelle aller optischen Elemente und Positionen im Strahlweg. Entsprechend Abb 4.4 in Kapitel 4.4

Compton Schleuse ein Rack, in welchem der Dioden-Pumplaser²¹ sowie die beiden zum Lasersystem gehörenden Wasser-Wasser-Kühler eingebaut sind. Ein Kühler versorgt den Diodenlaser, der andere Kühler den Laserkopf. Primärseitig werden beide vom Experimente-Niederdruck (ExpND) Wasser gespeist.

Oberhalb der Laserversorgung befindet sich ein Industrie-PC (elsapc58) mit Monitor. Dieser übernimmt verschiedene Steueraufgaben:

1. Steuerung des Lasers über eine serielle Schnittstelle,
2. Remote-Steuerung des Newport: NewStepTM Motion Control System über eine serielle Schnittstelle,
3. Auslese aller Photodioden mit Meilehaus: ME-4670i AD-Wandlerkarte (PCI-Steckkarte),
4. Auslese des Silizium-Streifen-Detektors über USB2.0 (z.Z. noch nicht realisiert).

Außerdem erlaubt er vor Ort auf das Kontrollsystem zuzugreifen. Vier getrennte, mit je 16 A abgesicherte Zuleitungen, versorgen je einen Kühler, den Diodenlaser und den PC bzw die SPS. Die neue SPS befindet sich in einem Schaltkasten direkt neben dem Rack an der Wand und der Schaltkasten dient außerdem als Knotenpunkt der Kabelwege. Die neue SPS übernimmt die Aufgaben der alten SPS, also das Steuern der Ventile und Blenden im Strahlweg, und dient zusätzlich als Teil der Ansteuerung des Polarisationsnachweises.

²¹DiodeStar 940-300

Da das Lasersystem an einem auch für Nicht-Laserschutz unterwiesene Personen, zugänglichen Ort steht, muss auf den Laserschutz ein besonderes Augenmerk gerichtet werden. Das zentrale Element ist hier eine ebenfalls im Kasten der SPS eingebaute, autarke Sicherheitssteuerung²². Diese hat zwei Sicherheitskreise. Der erste Kreis wirkt auf die Shutter vor dem Laser und unterbricht bei laufendem Laser den Strahl. Der zweite Kreis wirkt direkt auf den Laser und schaltet diesen durch die Unterbrechung des internen Interlockkreises ab. Da letzteres jedoch mit einem schnellen Leistungsabfall im Resonator verbunden ist, was zu den im Kapitel 2.1.3 beschriebenen Beschädigungen am Resonator führen kann, sollte dieser Kreis nach Möglichkeit nicht ausgelöst werden. Die Sicherheitssteuerung prüft verschiedene Eingangskontakte (Öffner-Kontakte) und löst aus, falls einer der Kontakte anspricht. Zusätzlich sind verschiedene Notauskontakte am Compton-Polarimeter angebracht (Tab. 3.2) Jeder Notausschalter enthält zwei redundante Kon-

Steuerkreis: Shutter	Steuerkreis: Laser
Notaus: Pol.Nachweis	Notaus: Lasertisch
Notaus: Lasertisch	Notaus: Rack
Wasserfluss: Pol Nachweis	
Gehäusekontakt: Lasertisch	
Gehäusekontakt: Pol Nachweis	
Notaus: Kontrollsystem	

Tabelle 3.2: Sicherheitskreise Lasersystem

takte die von der Steuerung mittels Testpulsen auf Querschlüsse und Verdrahtungsfehler geprüft werden. Wird einer der Kreise ausgelöst, muss zum Wiedereinschalten das entsprechende Relais vor Ort oder über das Kontrollsystem zurückgesetzt werden. Zusätzlich gibt es einen Schlüsselschalter im Kreis der Shutter, der das Öffnen verhindert, für den Fall, dass man trotz Freigabe an den Lasershuttern arbeiten möchte. Da durch wird verhindert, dass jemand ohne Einsicht der Lage diese über das Kontrollsystem öffnet. Die Gehäusekontakte sind mit Schlüsselschaltern am Polarisationsnachweis und am Lasertisch überbrückbar, da es für die Justage unabdingbar ist, bei wenig Laserleistung am laufenden System zu arbeiten. Alle Schlüssel, einschließlich des Haupt-Laserschlüssels, befinden sich in einem kleinen zahlenkodierte Schlüsselkasten vor Ort unter Verschluss.

Der Betrieb des Lasers wird an den Zugängen der Compton-Schleuse sowie am Polarisationsnachweis durch vier Leuchttabelleaus angezeigt. Zusätzlich befindet sich auf dem Polarisationsnachweis eine blaue Hochleistungs-LED.

Vor dem Lasertisch ist ein blickdichter Vorhang aus Silikon-Bahnen, der verhindern soll, dass im offenen Zustand Streustrahlung nach außen gelangen kann.

Für den Lasertisch wird aus einem Profilstangensystem ein Rahmen gefertigt, auf dem eine Abdeckung aus Metallplatten befestigt werden kann. Die entsprechenden Rahmenkomponenten²³ sind bestellt und geliefert, müssen jedoch noch vor Ort zurechtgeschnitten und montiert werden, was aus Gründen der Bewegungsfreiheit erst dann gemacht werden sollte, wenn der endgültige Detektor eingebaut wurde.

²²Sick: UE410 Flexi, Modulare Sicherheits-Steuerung

²³Maschinenbau Kitz: 40er Profilsystem

4 Messungen

In diesem Kapitel sind die verschiedenen Messungen rund um das Lasersystem und den neuen Aufbau beschrieben. Zunächst wird das, für die optischen Messungen zentrale Messgerät vorgestellt. Im Anschluss folgen die Messungen rund um die Laseroptik einschließlich der Bestimmung der Laserstrahlpolarisation. Zuletzt wird über die Messung sekundärer Größen, wie der Schwingungsstabilität des Aufbaus berichtet.

4.1 Messgeräte

Zur Bestimmung der optischen Strahleigenschaften wurden verschiedene Messgeräte ausprobiert und verwendet. Diese sollen in einem kurzen Überblick dargestellt werden.

4.1.1 Shack-Hartmann Sensor

Das Prinzip des Shack-Hartmann Sensors [34], oder historisch korrekt, des Scheiner-Hartmann-Shack-Messprinzips beruht auf einer optisch schon seit langer Zeit bekannten Methode zur Bestimmung von Linsenfehlern im Auge.

Im 17. Jahrhundert entdeckte C. Scheiner das Fokussiervermögen des menschlichen Auges. Er ließ Testpersonen durch eine Blende mit zwei Löchern Sterne beobachten. Das parallel einfallende Licht wird durch die Linse im Auge fokussiert, wobei eine ideale Linse beide Strahlen auf einen Punkt, eine imperfekte Linse hingegen auf zwei Punkte abbildet. Auf diese Weise begründete er die erste Möglichkeit Sehfehler zu diagnostizieren.

Hartmann kehrte das Verfahren zu Beginn des 20. Jhdts. um [35], indem er eine Lichtquelle in den Brennpunkt einer Linse stellte, erzeugte er paralleles Licht hinter der Linse, welches er durch eine Lochblende mit vielen kleinen äquidistanten Löchern auf eine Wand abbildete. War die Linse fehlerfrei, so bildete man auf der Wand viele äquidistante Punkte ab. Hatte sie hingegen Fehler, also war das Licht nicht parallel, veränderten sich die Abstände zwischen den abgebildeten Punkten.

1971 verfeinerte Shack [36] das Prinzip durch die Benutzung einer Mikrolinsen-Anordnung (Abb. 4.1). Fällt paralleles Licht, also Licht mit paralleler Wellenfront auf eine Platte mit vielen äquidistant angeordneten Linsen, so fokussieren diese das Licht zu äquidistanten Punkten. Ist die Wellenfront gekrümmt, so werden die Punkte entsprechend verschoben. Indem die Abbildung direkt auf einen CCD-Chip projiziert wird, kann eine entsprechende Logik sofort den Wellenfrontradius R berechnen, bzw. Fehler in der Wellenfront aufzeigen.

Das Shack-Hartmann Prinzip findet heute Verwendung in Messgeräten zur Bestimmung von Sehfehlern wie sie jeder Augenarzt verwendet. Man schaut mit beiden Augen auf ein Bild und fixiert damit einen Punkt im Unendlichen. Durch eine zusätzliche Lichtquelle wird ein Punkt auf die Netzhaut abgebildet. Die Rückreflektion aus dem Auge heraus wird dann mit einem Mikrolinsenarray abgebildet und das Gerät berechnet Fehler in der Wellenfront, also Linsenfehler im Auge.

Zu Testzwecken wurde ein Shack-Hartmann-Sensor²⁴ geliehen und am Ar^+ -Laser ausprobiert. Dieser lieferte jedoch keine brauchbaren Resultate, da das mit der Software visualisierte Echtzeit-Bild überhaupt nicht zu den Messwerten passte die von der Software berechnet wurden. Außerdem stand der Informationsgehalt der Messung nicht im Verhältnis zum Gerätepreis.

²⁴Thorlabs: WFS150 Shack-Hartmann-Sensor

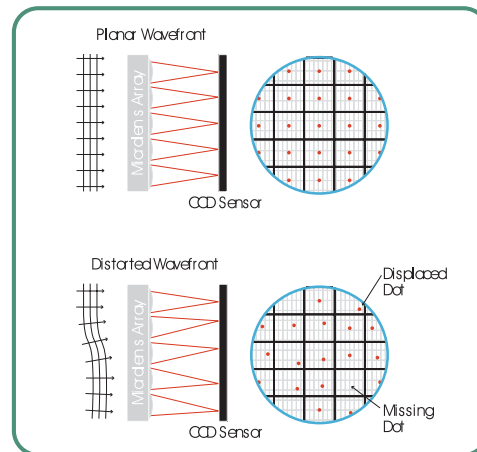


Abbildung 4.1: Prinzip der Wellenfrontabbildung mit einem Shack-Hartmann-Sensor [37]

4.1.2 Der ModeMaster

Ein weiteres Messgerät für die Strahlcharakterisierung ist der ModeMaster der Firma Coherent [38]. Dieser erlaubt es, eine komplette Strahlcharakterisierung mit nur einem Messgerät und einer Messung durchzuführen. Im ersten Teil dieses Abschnittes soll das Gerät kurz erklärt werden und ein Überblick über die Messeigenschaften und Messgrößen gegeben werden. Im zweiten Teil soll auf die Qualität der Messungen mit einigen Kalibrationsexperimenten eingegangen werden.

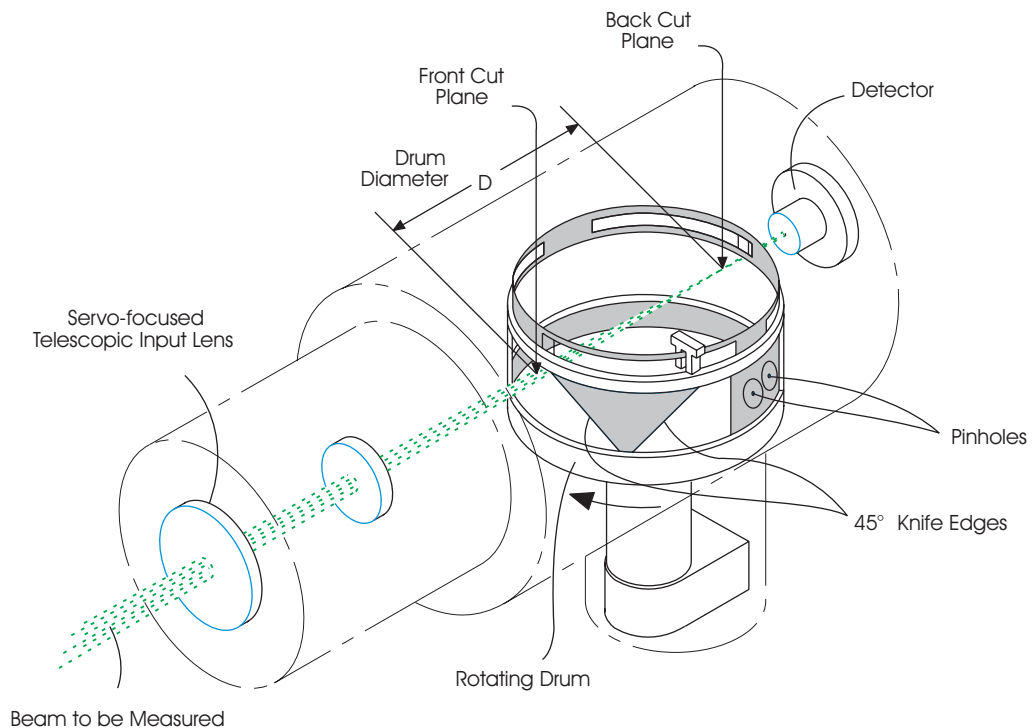


Abbildung 4.2: Aufbauskeizze des ModeMaster Strahlpropagations-Messsystem nach [38]

Messprinzip

Der ModeMaster arbeitet nach dem Prinzip der Vier-Schnitt-Methode wie in Kapitel 2.3.2 dargestellt. Zentraler Teil sind das Linsensystem, die Trommeleinheit und der Detektor. Das Linsensystem besteht aus einem Präzisions-Linsen-Doublett, wobei die vordere Linse auf einem elektronisch geregelten Linearschieber befestigt ist. Die Trommel, die an verschiedenen Stellen Schlitze und Bohrungen hat, wird in Rotation versetzt und stückelt den durch sie hindurchgeleiteten Laserstrahl in kleine Abschnitte. Dahinter befindet sich ein Siliziumdetektor. Die Messung an verschiedenen Positionen hinter der Linse wird dadurch erreicht, dass die Messposition fest ist und die Linse während der Messung kontinuierlich um insgesamt 8 cm verfahren wird. Insgesamt berechnet das Gerät aus 260 Messpunkten das Strahlprofil. Durch die Anordnung der Schlitze horizontal und vertikal zur Detektorebene werden die Daten für die x- und die y-Richtung bestimmt. Durch die schnelle Detektortechnik kann aus den Anstiegszeiten des Signales bei bekannter Rotationsgeschwindigkeit der Trommel zusätzlich das Strahlprofil ermittelt werden. Bei zusätzlicher Eingabe der Wellenlänge können damit alle charakterisierenden Größen bestimmt werden. Zusätzlich kann die Strahlstabilität (Beam-Pointing-Stability) durch die Abbildung des Strahls mittels eines Pinholes auf den Detektor untersucht werden. Alle Messungen lassen sich automatisiert durchführen, so dass auch Langzeitphänomene beobachtbar sind. Das Gerät bestimmt bei einer Messung zur Strahlcharakterisierung die folgenden Größen:

Messgröße	Symbol	Einheit
Strahlpropagationsfaktor:	M^2	-
Strahldurchmesser im Fokuspunkt:	$2w_0$	mm
Strahldurchmesser am Eingang des Modemasters:	$2w_e$	mm
Entfernung zwischen Strahlallie und Eingang des Modemasters:	Z_0	m
Rayleigh Länge des Strahls:	Z_R	mm
Divergenzwinkel:	θ	mrad
Astigmatismus (Fokusabstand in x- und y-Ebene, normiert auf die Z_R)	-	%
Fokus-Asymmetrie (Differenz des Fokusbereichs in x- und y-Ebene)	-	%
Divergenz Asymmetrie (Differenz der Divergenzwinkel in x- und y-Ebene)	-	%
Strahlstabilität (Beam Pointing Stability)	-	-
Second Moment Parameter ($M^2_r, w_{4\sigma}, \dots$)	-	-

Tabelle 4.1: Messgrößen des ModeMaster Strahlpropagations-Messsystem

Kalibrationsexperimente

Nachdem Tests am Ar^+ -Laser vielversprechende und reproduzierbare Werte lieferten, wurde ein ModeMaster²⁵ für Messungen angeschafft.

Als erstes wurde die Messgenauigkeit²⁶, insbesondere die Genauigkeit der Abstandsmessung (Z_0) zwischen ModeMaster und Strahlallie, geprüft. Mit einer Linse wurde ein Fokuspunkt an einer willkürlichen Stelle der Strahlführung erzeugt und vermessen. Nun wurde, ohne die Strahlführung zu verändern, die Position des Modemasters verändert. Wenn das Gerät um eine Strecke x

²⁵Coherent ModeMaster PC Visible Range, Low Divergency; Seriennummer: 13I60, Linsendoublett-Nr, Silizium-Detektor. Das Gerät war ein Demo-Gerät von Coherent Deutschland, ist jedoch vor der Auslieferung im Werk neu kalibriert worden.

²⁶Jeder Messwert, der im Rahmen dieser Arbeit mit dem ModeMaster gemessen wurde, ist das Mittel aus 15 Einzelmessungen.

verschoben wird, sollte die Messung von Z_0 dies anzeigen. Andere Größen, wie M^2 die Divergenz θ usw., sollten sich hingegen nicht ändern. Tabelle 4.2 zeigt eine Zusammenfassung der Messung an fünf Positionen entlang des Strahls. Die komplette Tabelle befindet sich im Anhang A.14.

x [cm]	0	5	10	20	30	50	100
M_R^2	1,03	1,07	1,04	1,07	1,04	1,01	1,01
$2w_{0R}$	1,664	1,662	1,657	1,657	1,636	1,511	1,649
$2w_{eR}$	1,989	1,964	1,976	1,951	1,928	1,884	1,812
Z_{0R}	2,67	2,486	2,611	2,442	2,438	2,402	1,857
Z_R	4,093	3,990	4,025	3,930	3,908	3,521	4,088
θ_R	0,42	0,42	0,41	0,42	0,42	0,45	0,40
$ Z_0(0) - Z_0(x) $	0	0,19	0,068	0,237	0,247	0,277	0,822

Tabelle 4.2: Kalibrationmessung ModeMaster, Positionsempfindlichkeit, und anderer Werte gemäß Tabelle 4.1

Die Messung zeigt, dass die meisten Messgrößen konsistent wiedergegeben werden. Die größte Abweichung gibt es in der Entfernungsbestimmung des Fokuspunktes. Die Abweichung zwischen Soll- und Ist-Position beträgt maximal 82 cm. Dies ist zwar auf den ersten Blick sehr viel, allerdings hat die Wechselwirkungszone der Compton-Streuung eine Länge von 1 m. D.h. die Verschiebung hat nicht so gravierende Folgen auf die Messung. Außerdem ist dieser Messfehler deutlich kleiner als der durch eine Messung von Hand.

4.1.3 Der Leistungsmesskopf

Für die verschiedenen Laserleistungen und Strahleigenschaften, gibt es jeweils unterschiedlich geeignete Messköpfe. Während kleine Laserleistungen mit empfindlichen, aber präzisen Halbleitersensoren detektiert werden, eignen sich für kurze aber starke Pulse pyroelektrische Sensorerflächen, die einen der Einfallenergie proportionalen Spannungspuls erzeugen. Für unsere Anwendung eines kontinuierlichen Laserstrahles mit einer Leistung von bis zu 23 W eignen sich thermische Leistungsmessköpfe. Diese messen die Erwärmung der Messfläche durch die eingestrahlte Leistung und rechnen diese wieder in eine Leistung um.

Der von uns vorwiegend verwendete Messkopf²⁷ besitzt eine spezielle Oberflächenbeschichtung mit einer Zerstörschwelle von 3000 W/cm² bei einem angenommen gaussförmigen Strahl. Die Messung erfolgt durch vier Thermosensoren, welche neben der Leistungsmessung die Lage des Laserstrahls auf dem Messkopf grob anzeigen. Die Kühlung erfolgt rein passiv durch Kühlrippen auf der Messkopfrückseite. Herstellerseitig wird die Genauigkeit der Messkopfes mit $\pm 2\%$ angegeben. Ein Kreuzversuch mit mehreren Messköpfen bei kleiner Leistung zeigt jedoch, dass die Messgenauigkeit höher zu sein scheint. Für Messungen in dieser Arbeit wird die Ablesegenauigkeit gewählt.

Für kleine und kleinste Leistungen wird ein verspiegelter Halbleitermesskopf²⁸ verwendet, in welchem das durch die Spiegelfläche transmittierte Licht Ladungstrennungen in einem Halbleitermaterial induziert, also ein zum Lichteinfall proportionaler Strom messbar ist. Die maximal messbare Leistung ist begrenzt auf 50 mW bei einer herstellerseitig angegebenen Genauigkeit von $\pm 5,6\%$. Vergleicht man die Werte mit den Messwerten eines modell-gleichen aber älteren Messkopfes bzw. mit dem 1 W-Messkopf, scheint der Fehler auch hier sehr großzügig angesetzt. Auch hier wird der Ablesefehler bzw. die Schwankung als Fehler angenommen.

²⁷Coherent: LM-45 HDT

²⁸Coherent: LM-2 VIS

4.1.4 Die Photodioden

Die Photodioden werden, wie in Kapitel 3.1.3 beschrieben über die AD-Wandlerkarte ausgelesen. Die Dioden zeigen einen sehr geringen Offset (siehe Tabelle 4.3), der von den Messungen abgezogen werden muss.

Wegen ihrer hohen Empfindlichkeit muss die Abdeckung des Polarisationsnachweises für alle Messungen geschlossen sein und auch das lichtdichte Verbindungsrohr angebracht werden. Dies ist ein Nachteil, der durch die dielektrischen Hochleistungsspiegel entsteht, welche zwar für die gewünschte Wellenlänge eine hohe Reflektivität haben, jedoch für andere Wellenlängen transmittieren.

Messung	T1D1 [mV]	T1D2 [mV]	T1D3 [mV]	T2D1 [mV]	T2D2 [mV]	T2D3 [mV]
1	11	-	-6	5	-	12
2	9	-	21	5	-	-10
3	1	-	4	12	-	2
4	4	-	0	-1	-	11
5	1	-	6	0	-	0
6	-5	-	-2	13	-	6
7	8	-	8	16	-	-2
8	16	-	20	1	-	13
9	0	-	-6	-12	-	6
10	2	-	-11	-1	-	20
11	5	-	12	-16	-	8
12	5	-	4	0	-	12
Mittelwert:	2,3	-	5,2	1,8	-	5,6
Stabw:	6,5	-	9,5	9,5	-	8,0

Tabelle 4.3: Offsetmessung Gesamtsignal der Photodioden

Die AD-Karte ist so eingestellt, dass sie dem Spannungsbereich von -10 bis +10 V mit 16bit Auflösung digitalisiert. Für die ersten Messungen werden im Kontrollsystem die Messwerte als Spannungen in Volt angegeben, da dies eine von der Karte direkt unterstützte Funktion ist. Dieser Wert kann nachträglich in eine entsprechenden Leistung umgerechnet werden. In einer ersten Iteration wurde aus den Dioden ein Messwert pro Sekunde ausgelesen und an das Kontrollsystem geschickt. Wegen der hohen Empfindlichkeit schwankten diese Werte jedoch sehr stark und waren als Messwerte nicht zu gebrauchen.

In der jetzigen Einstellung liest die AD-Wandlerkarte jeden Kanal 60 mal pro Sekunde aus, bildet aus diesen Werten einen Mittelwert und schickt diesen mit 1 Hz an das Kontrollsystem. Die Schwankungen sind hierbei deutlich geringer.

Diese Einstellung ergibt sich aus einem Kompromiss. Der interne Speicher der AD-Karte kann für jeden Kanal 60 Werte aufnehmen und verarbeiten. Danach muss er ausgelesen und gelöscht werden. Für die zu beobachtenden Prozesse des Polarimeters reicht es, einen Messwert pro Sekunde zu erhalten, da dies in der Größenordnung der späteren geplanten Messungsdauer liegt. Es ist geplant pro Polarisationsrichtung jeweils eine Sekunde die Compton-Rückstreuung zu messen. Im Prinzip kann die Auslese deutlich schneller erfolgen. Getestet wurde kurzzeitig 10 Hz, wobei auch hier jeder Wert das Mittel aus 70 Einzelmessungen ist. Die ist jedoch eine sichtbare Belastung der Kontrollsystem Rechner.

Um noch schnellere Prozesse zu messen, könnten die Messwerte blockweise aus der Karte ausgelesen und abgespeichert bzw. an das Konrollsystem gesendet werden. Dies war jedoch bisher

nicht nötig. Die Auslesezeit für einen einzelnen AD-Kanal liegt im Bereich weniger μs , d.h. die Leistungsfähigkeit der Karte liegt deutlich über der Reaktionszeit der Operationsverstärkerschaltung ($\tau_{\text{RC}} = 5 \text{ ms}$). Die Anforderung an die Karte ist also eher gering.

Die jeweils zweite Diode auf jedem Tisch zeigt einen Defekt, der wegen der Kürze der Zeit nicht mehr behoben werden konnte. Es scheint ein Problem mit dem Verbindungskabel zu bestehen. Drei Kanäle, zwei in der Diode auf Tisch 1 und einer in der Diode auf Tisch 2, zeigen einen konstanten negativen Wert an, der jedoch nicht dem maximal negativen Wert entspricht. Durch Testen konnte ausgeschlossen werden, dass es ein Fehler der AD Karte, bzw. ein Fehler der Photodiode ist.

4.2 Leistungstest Lasersystem

Um eine Aussage über die Leistungsfähigkeit des Lasersystems machen zu können, wurde, nachdem der Laser wegen des Risses im SHG-Beschichtung beim Hersteller war, eine Leistungskurve aufgenommen. Dazu wurde der Diodenstrom I_{S} in 0,5 A Schritten erhöht und jedesmal die Leistung in beiden Strahlen gemessen²⁹ sowie die am Netzgerät angegebene Diodenspannung U_{I} , der reale Diodenstrom I_{I} und die Skalenteile der internen Leistungsmessung notiert. Hiermit lässt sich die Eingangsleistung P_{I} und damit die Effizienz des Lasers berechnen. Die Daten befinden sich im Anhang (Tabelle A.1). In Abb. 4.3 ist der Verlauf von Diodenstrom gegen erreichte Laserleistung aufgetragen.

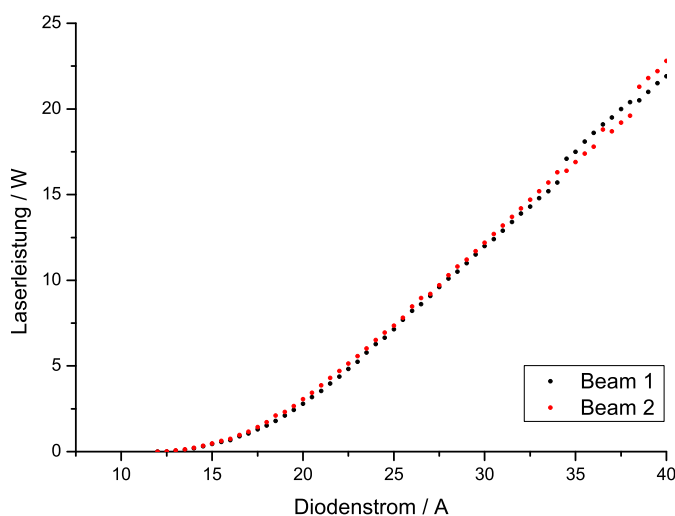


Abbildung 4.3: Laserleistung aufgetragen gegen Diodenstrom nach Reperatur

Der Laser hat nie exakt die gleiche Leistung in beiden Strahlen. Sehr extrem wurde der Leistungsunterschied, als es zu dem Riss auf einer Seite des SHG-Coatings kam. Danach wurde der Kristall neu eingestellt, wobei die Leistungsverteilung auf beide Richtungen empfindlich von der Ausrichtung des Kristalls abhängt. Da für das Experiment am Ende aber nur die Gesamtleistung beider Strahlen zählt, ist die Asymmetrie vernachlässigbar.

²⁹Der Laser besitzt zwar die Möglichkeit eine Leistung auszuwählen, von dieser Funktion rät der Hersteller aber ab. Stattdessen soll langsam der Diodenstrom geändert werden.

Leider scheint es Effekte zu geben, die eine Reproduzierbarkeit der Laserleistung stören. Zwar erreicht das System immer die vom Hersteller angegebenen $2 \times 20\text{W}$ bzw. etwas mehr, jedoch sehen die Anfahrkurven immer anders aus. Mal produziert der Laser mit sehr wenig Diodenstrom sehr viel Leistung, mal kommt der starke Leistungsanstieg erst im Bereich höherer Ströme. Durch das Ansteuern über den PC konnten zwar die Steuerbedingungen reproduzierbar gemacht werden, dennoch schwanken die Leistungen weiterhin.

Die Effizienzberechnung des Systems kann nur als grobe Abschätzung gesehen werden. Laut Herstellerangabe sind die Werte für den tatsächlichen Strom I_I und die tatsächliche Spannung U_I Relativwerte, die nicht unbedingt mit denen einer Absolutmessung übereinstimmen müssen. Aus [39] folgt, dass die Effizienz einer gut justierten Scheibenlasereinheit bis zu $\eta_{\text{Disk}} = 60\%$ betragen kann. Eine vergleichbare 140W Laserdiode³⁰ hat eine Effizienz von $\eta_{\text{Diode}} = 28\%$. Die SHG Effizienz kann bis zu $\eta_{\text{SHG}} = 50\%$ betragen. Dies zusammengerechnet führt zu einer erwarteten Gesamteffizienz von $\eta_{\text{Gesamt}} = 8,1\%$. Dieser Wert deckt sich von der Größenordnung her ungefähr mit dem Gemessenen.

4.3 Leistungsstabilität

Die Messung der Leistungsstabilität des Systems bei 20W Laserleistung erfolgt auf zwei unterschiedliche Arten. Zum einen durch eine Direktmessung mit dem LM-45 Messkopf, der für diese Leistungen ausgelegt ist. Der Nachteil hier ist die Auflösungsgenauigkeit von $\Delta P = 0,1\text{W}$. Da das Messgerät innerhalb seiner Auflösungsgenauigkeit nicht schwankt, ist die Leistungsstabilität zumindest bis $0,1\text{W}$ gegeben.

Um eine genauere Aussage treffen zu können, wurde bei einer weiteren Messung mit dem empfindlicheren LM-2 VIS Messkopf hinter einem Spiegel gemessen, der auf dem unteren Lasertisch in den Strahlengang gehalten wurde. Die transmittierte Leistung beträgt

$$P_{\text{Mess}} = (8,26 \pm 0,04) \text{ mW}$$

Geht man nun davon aus, dass die Schwankung kein Messfehler ist, sondern wirklich die Leistungsschwankung des Lasers, so können wir eine obere Grenze berechnen, indem man die Schwankung in der transmittierten Leistung auf die Schwankung der einfallenden Leistung zurückrechnet. Aus der gemessenen Spiegelreflektivität von $99,90\%$, also einer Transmissivität von $0,1\%$, folgt ein Reflektions- zu Transmissions- Verhältnis von $1000:1$, also eine Leistungsschwankung von rückgerechnet

$$\Delta P_{\text{Laser}@20\text{W}} = 80 \text{ mW}$$

Auf der Grundlage von 20W ist dies eine relative Schwankung von $0,2\%$, was der Herstellerspezifikation von $\Delta P < 1\%$ entspricht.

4.4 Reflektivitätsmessung der Optik

Um eine hohe Ereignisrate der Compton-Streuung zu haben, soll möglichst viel der Laserleistung auch am Wechselwirkungspunkt ankommen. Dies gibt Anlass, die optische Transmittivität der verbauten Komponenten genauer zu untersuchen. Die gemessenen Werte sollen mit den Vorgaben der Hersteller, oder mit den theoretisch zu erwartenden Werten verglichen werden, um einen Anhaltspunkt für die Güte der verwendeten Optik zu haben.

Es war im Nachhinein nicht möglich, alle Optiken zu vermessen, da einige schon eingebaut waren und der Aufwand des Ausbaus nicht im Verhältnis zum Wissenszuwachs steht.

In jedem der Strahlengänge stehen zum jetzigen Zeitpunkt die optischen Komponenten, wie sie

³⁰Jenoptik: JOLD-140-CPXF-2P

in Abb 4.4 verzeichnet sind. Die Berechnung der theoretischen Brechungsindizes und daraus die Berechnung der theoretischen Reflektivität erfolgt mittels der Sellmeier-Gleichung oder der Laurent-Gleichung [40] für die entsprechende Wellenlänge.

$$n^2(\lambda)_{\text{Sellmeier}} = 1 + \frac{A_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - B_1} + \frac{A_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - B_2} + \frac{A_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - B_3} + \dots \quad (4.1)$$

bzw.

$$n^2(\lambda)_{\text{Laurent}} = A_1 + A_2 \lambda^2 + \frac{A_3}{\lambda^2} + \frac{A_4}{\lambda^4} + \frac{A_5}{\lambda^6} + \frac{A_6}{\lambda^8} + \dots \quad (4.2)$$

Die einzelnen Koeffizienten für einige Substrate finden sich im Anhang, Tabelle A.9 Die entsprechende Reflektivität des Mediums für die bestimmte Wellenlänge λ ergibt sich aus

$$R(\lambda) = \frac{(n(\lambda) - 1)^2}{(n(\lambda) + 1)^2} \quad (4.3)$$

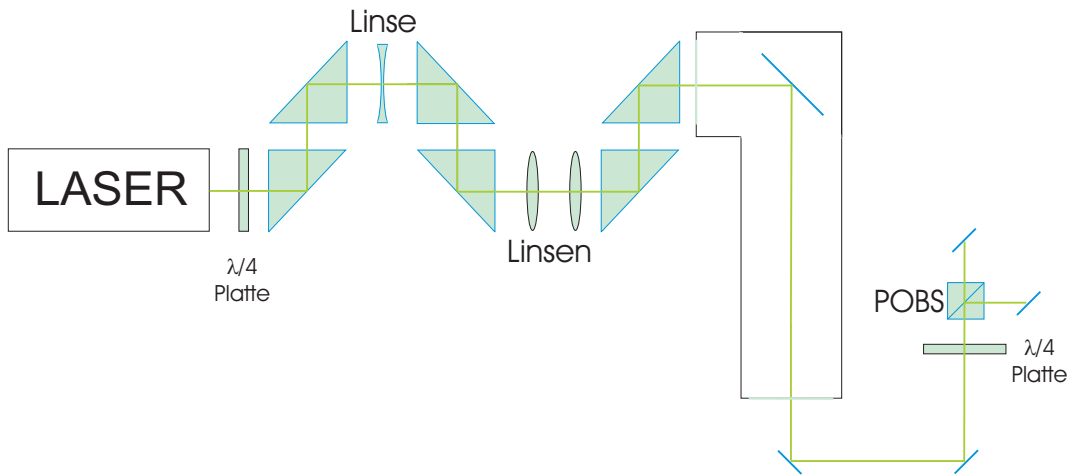


Abbildung 4.4: Skizze der Elemente im optischen Strahlengang (nicht Maßstabsgetreu)

Die Messungen wurden alle entweder vor Ort gemacht oder die Komponenten ausgebaut und im Laserraum mit dem Ar^+ Laser gemessen. Der Wellenlängenunterschied von 0,5 nm wird dabei vernachlässigt, da auch kundenspezifische Reflex- bzw. Antireflex-Beschichtungen eine Bandbreite von 2-3 nm haben. Die kompletten Messwerttabellen befinden sich im Anhang.

Für die verschiedenen Elemente erhält man nachfolgende Werte. T bezeichnet die Transmission R die Reflektion.

- Prismen:

$$T_{\text{Messung}} = (99,70 \pm 1,01) \% \quad (4.4)$$

$$T_{\text{Hersteller}} = 99,7 \% \quad (4.5)$$

Bei den Prismen bezieht sich die Messung auf ein Prisma, welches auf dem unteren Lasertisch steht, also die Grenzfläche senkrecht zum Tisch plaziert ist. Auf den beiden nach oben ablenkenden Prismen sammelt sich, solange diese nicht abgedeckt sind, Staub. Dies führt dazu, dass diese eine deutlich schlechtere Transmissivität haben, die im Rahmen dieser Arbeit mit 95 % angenommen werden soll.

- Spiegel Typ a):

$$R_{\text{Messung}} = (99,90 \pm 2,00) \% \quad (4.6)$$

Hierbei handelt es sich um die 1" Spiegel die am Polarisationsnachweis verbaut wurden (Hersteller: VM-TIM).

$$R_{\text{Hersteller}} > 99,5 \% \quad (4.7)$$

- Spiegel Typ b):

$$R_{\text{Hersteller}} = 99 \% \quad (4.8)$$

Hierbei handelt es sich um die 2-Zoll-Spiegel die im Umlenkspiegel verbaut wurden (Hersteller: Newport).

- $\lambda/4$ -Platte:

$$T_{\text{Messung}} = (99,46 \pm 1,22) \% \quad (4.9)$$

$$T_{\text{Hersteller}} = 99,80 \% \quad (4.10)$$

- Polarisierender Strahlteilerwürfel:

$$T_{\text{Messung}} = (98,10 \pm 0,30) \% \quad (4.11)$$

$$T_{\text{Hersteller}} > 99 \% \quad (4.12)$$

- Auskoppelfenster:

$$T_{\text{Messung}} = (83,76 \pm 14,07) \% \quad (4.13)$$

$$T_{\text{Rechnen}} = 85,25 \% \quad (4.14)$$

- Linse (BK7) mit AR-Beschichtung:

$$T_{\text{Messung}} = (98,75 \pm 2,05) \% \quad (4.15)$$

- Linse (BK7) ohne AR-Beschichtung:

$$T_{\text{Messung}} = (92,13 \pm 2,31) \% \quad (4.16)$$

$$T_{\text{Rechnen}} = 91,66 \% \quad (4.17)$$

Für die Spiegel entspricht in der Tabelle der Wert der Transmissivität dem Wert der Reflektivität. Die theoretische Transfereffizienz wird durch das Multiplizieren der Transmissionswerte gemäß Abb. 4.4 berechnet. Dies ergibt den Effizienzverlauf wie in Abb. 4.5.

Im momentanen Aufbau kommen am Wechselwirkungspunkt theoretisch noch $\eta = (77,5 \pm 5) \%$ der Laserleistung an. Die großen Verlustquellen sind die beiden unbeschichteten Linsen auf dem oberen Lasertisch und das Prisma, auf dem sich Staub absetzen kann. Um die zukünftige Effizienz abzuschätzen, wurde die gleiche Rechnung mit der neuen AR-beschichteten Linse gemacht, und angenommen, dass das Prisma nicht mehr verstaubt, wenn erst einmal eine Laserschutzabdeckung um den Tisch kommt. In diesem Fall erhält man eine theoretische Effizienz von $\eta = (93,8 \pm 4,0) \%$ am WW-Punkt. Die hohen Verluste am unbeschichteten Saphir-Auskoppelfenster sind irrelevant, da dies hinter dem Wechselwirkungspunkt liegt. Bei voller Leistung würden 3 W je Strahl zurückreflektiert und streuen diffus an der Kammer. Dies ist vernachlässigbar, da z.B. die Belastung durch Synchrotronlicht auf die Strahlkammern deutlich größer ist.

Nr	Element	Transmissivität [%]	Δ Transmissivität [%]	Effizienz [%]	Δ Effizienz [%]
1	Laser	100,00	-	100	-
2	$\lambda/4$ -Platte	99,46	1,22	9,46	1,22
3	Prisma 1	99,70	1,01	99,16	1,58
4	Prisma 2	99,70	1,01	98,86	1,86
5	Linse 1	98,75	2,05	97,63	2,74
6	Prisma 3	95,00	1,01	92,75	3,92
7	Prisma 4	92,13	2,31	92,47	4,02
8	Linse 2	92,13	2,31	85,19	4,27
9	Linse 3	92,13	2,31	78,49	4,40
10	Prisma 5	99,70	1,01	78,25	4,46
11	Prisma 6	99,70	1,01	78,02	4,51
12	Einkoppelfenster	99,50	2,00	77,63	4,67
13	Spiegel 1	99,80	2,00	77,47	4,76
14	Auskoppelfenster	83,76	14,07	64,89	11,68
15	Spiegel 2	99,90	2,00	64,83	11,74
16	Spiegel 3	99,90	2,00	64,76	11,80
17	$\lambda/4$ -Platte	99,46	1,22	64,41	11,76
18	POBS	98,10	0,30	6,19	11,54
19	Spiegel 4	99,90	2,00	63,12	11,59
20	Spiegel 4'	99,90	2,00	63,12	11,59

Tabelle 4.4: Effizienzverlauf Strahlführung

Bei einer AR-Beschichtung des Auskoppelfensters wäre wegen der hohen Leistungsdichte die Gefahr zu groß, dass das Substrat abplatzt oder sonstige Effekte auftreten die zur Zerstörung des Fensters führen. Der Hersteller des Saphirfensters konnte keine Aussage über die Leistungsverträglichkeit machen. Daher wurde zum Test in der Wartungsphase auch hier der Grenzfall der höchsten Belastung erprobt. Beide Laserstrahlen wurden im Fenster überlagert und fokussiert. Bei Laserstrahldurchmessern von ca. 1,2 mm und einer Leistung von ungefähr 32 W, ergibt sich eine Leistungsdichte von $2,8 \text{ kW/cm}^2 = 28 \text{ MW/m}^2$. Sowohl ein Dauerbetrieb als auch schnelle Leistungswechsel schienen dem Fenster nichts auszumachen. Mit einem zweiten Fenster, wurde der gleiche Test in einer evakuierbaren Testkammer gemacht, um den gleichzeitigen Druckunterschied zu simulieren. Das Fenster überstand den Test ebenfalls schadlos.

4.5 Laserstrahlparameter im Fall justierter Optik

Die vorläufig vorhandenen Linsen wurden in den Strahlengang eingebaut und durch kontinuierliche ModeMaster-Messungen so eingestellt, dass sich die Fokuspunkte der Laserstrahlen im Wechselwirkungspunkt befinden. Auf diese Weise kann eine vorläufige Aussage über die erwarteten Strahlparameter des neuen Lasersystems gemacht werden.

Die Ergebnisse werden in Tabelle 4.5 wiedergegeben.

Die Ergebnisse erfüllen weitestgehend die Erwartungen. Der Strahldurchmesser im Fokuspunkt ist geringfügig größer als der in der Arbeit von Doll [26] angegebene. Die Frage ist allerdings, wie genau und mit welchen Hilfsmitteln der Strahl damals vermessen wurde. Ein wenig auffällig ist der Astigmatismus, also die Verschiebung der Brennpunkte in x- und y-Ebene. Dies ist ein Problem des Lasers, da im Resonator z.B. das Lyot-Filter unter einem Winkel zum Strahl steht, was diesen Effekt induziert. Für die finalen Linsen auf dem oberen Tisch wurden 3-Achsen Linsenhalter

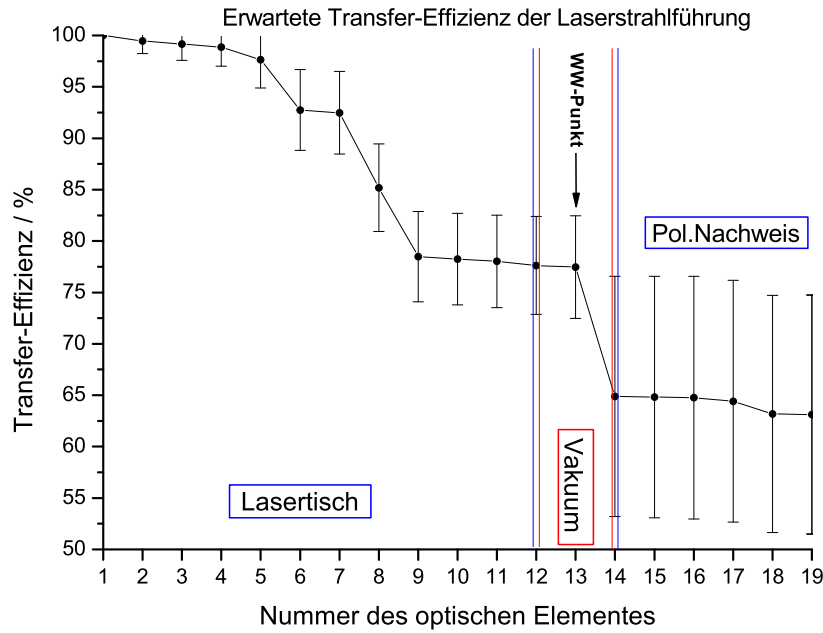


Abbildung 4.5: Entwicklung der Transfer-Effizienz in der Strahlführung

gekauft³¹. Mit diesen kann versucht werden, den Laserstrahl gezielt dezentral durch die Linse zu führen, um so den Astigmatismus unter Einkalkulieren eines Strahlversatzes auszugleichen. Durch einen Ausbau des Strahlrohres konnte die Laserleistung direkt im Strahlrohr, ca. 6 Meter vor dem Wechselwirkungspunkt gemessen werden. Bei einer Ausgangsleistung am Laserkopf von $L_{\text{Strahl1,Laser}} = (20,1 \pm 0,1) \text{ W}$ bzw. $L_{\text{Strahl2,Laser}} = (20,7 \pm 0,1) \text{ W}$ ergaben sich:

$$L_{\text{Strahl1,WW-Punkt}} = (15,4 \pm 0,1) \text{ W}$$

$$L_{\text{Strahl2,WW-Punkt}} = (15,4 \pm 0,1) \text{ W}$$

Dies entspricht einer Übertragungseffizienz von:

$$\eta_{\text{Strahl1}} = (74,3 \pm 0,6) \%$$

$$\eta_{\text{Strahl2}} = (76,6 \pm 0,6) \%$$

Diese Werte decken sich hervorragend mit denen in Kapitel ?? theoretisch Angenommenen.

4.6 Beam-Pointing-Stability

Die Messung der Beam-Pointing-Stability, also der Lagestabilität des Laserstrahles ist ein wichtiges Kriterium zur Beurteilung der Compton-Rückstreuung. Sollte der Laserstrahl so stark schwanken, dass er den Elektronenstrahl im Wechselwirkungspunkt nicht kontinuierlich trifft, hätte dies natürlich Folgen auf die Rückstreurate.

Die Messung wurde vor dem Run eines Experimentes mit einer Strahlenergie von 1,27 GeV gemacht. Zwar rampen die Dipole bei diesem Strahlbetrieb kaum, dies ist jedoch vom Konzept her

³¹Newport: LP-2A-XYZ Multi-Axis Lens Positioners

Wert	Beam 1	Beam 2	Einheit
M_r^2	1,08	1,07	-
ΔM_r^2	0,015	0,007	-
$2w_{0,x}$	1,100	1,097	mm
$\Delta 2w_{0,x}$	0,0171	0,0084	mm
$2w_{0,y}$	1,164	1,156	mm
$\Delta 2w_{0,y}$	0,0257	0,0116	mm
$2w_{ex}$	2,978	2,943	mm
$\Delta 2w_{ex}$	0,0080	0,0058	mm
$2w_{ey}$	2979	2,896	mm
$\Delta 2w_{ey}$	0,0249	0,0080	mm
Z_{0x}	-4,445	-4,455	m
ΔZ_{0x}	0,022	0,062	m
Z_{0y}	-4,337	-4,186	m
ΔZ_{0y}	0,048	0,0266	mm
θ_x	0,63	0,61	mrاد
$\Delta \theta_x$	0,004	0,004	mrاد
θ_y	0,64	0,63	mrاد
$\Delta \theta_y$	0,008	0,005	mrاد

Tabelle 4.5: Strahleigenschaften der Compton-Strahlführung. Gemessener Abstand ModeMaster-WW-Punkt: $(4,382 \pm 0,003) m$

vernachlässigbar, da die späteren Messungen erst nach dem Hochbeschleunigen des Elektronenstrahls stattfinden und die Dipole dann einen statischen Strom haben. Als weitere Quelle von Vibrationen wurden die Kühltruhen im ELSA-Ring eingeschaltet und das Extraktions-Septum des Synchrotrons auf Dauerbetrieb umgeschaltet. Dies stellt den maximal schlechtesten Fall dar. Die Werte finden sich in Abb 4.6 und 4.7

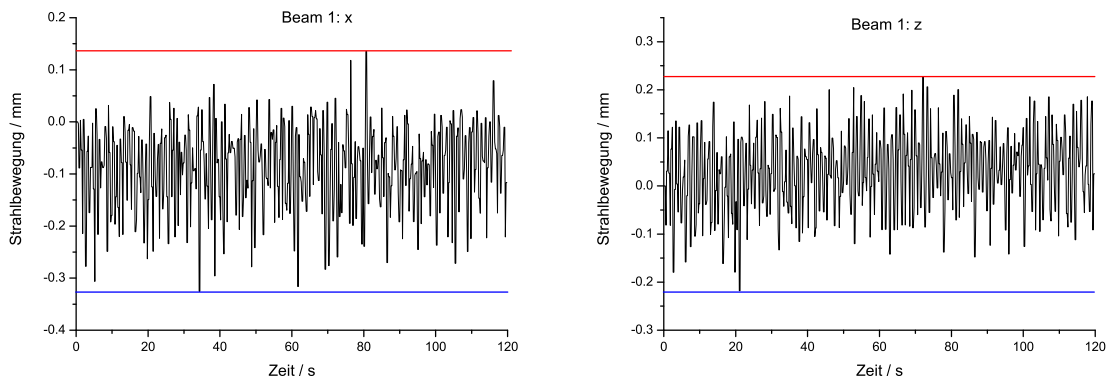


Abbildung 4.6: Beam-Pointing-Stability Strahl 1

Die gemessenen totalen Schwankungen über eine Messperiode von 2 Minuten liegen bei:

$$\Delta x_{\text{Strahl 1}} = 0,46 \text{ mm} \quad \Delta z_{\text{Strahl 2}} = 0,44 \text{ mm}$$

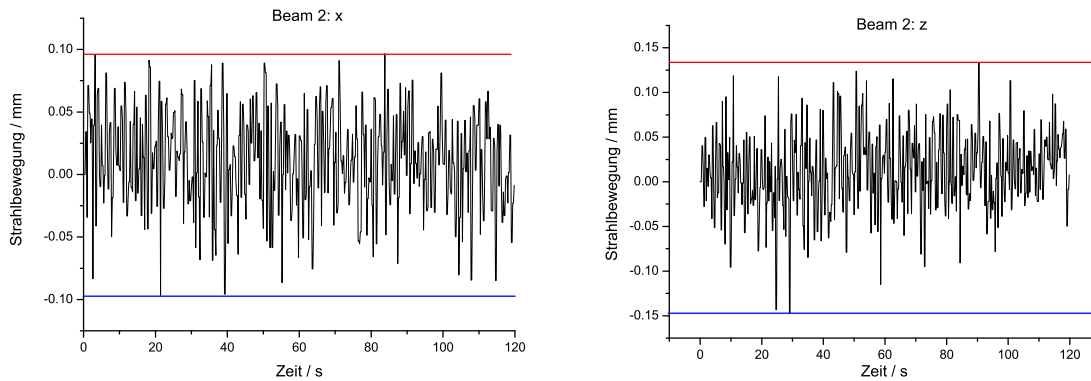


Abbildung 4.7: Beam-Pointing-Stability Strahl 2

$$\Delta x_{\text{Strahl 1}} = 0,19 \text{ mm} \quad \Delta z_{\text{Strahl 2}} = 0,82 \text{ mm}$$

Dies ist schon ein gutes Ergebnis und für die Polarimetrie, allerdings ist es noch nicht perfekt um weiterreichende Projekte durchzuführen. Wie in Kapitel 4.10.2 gezeigt wird, können die Schwingungen eigentlich kaum über den Boden übertragen werden, denn eine Messung mit dem Beschleunigungsmesser am Lasertisch zeigt, dass dieser kaum schwingt. Da die Messung mit dem Beschleunigungsmesser und die Bestimmung der Pointing Stability zeitlich auseinander lagen und in der Zwischenzeit am System und an ELSA gebaut wurde, könnte es sein, dass sich irgendetwas verändert hat was bisher nicht aufgefallen ist.

4.7 Strahlage in Abhängigkeit von Systemänderungen

Untersucht werden soll auch die Strahlage in Abhängigkeit der Veränderungen im Strahlengang. Im Gegensatz zur Beam Pointing Stability soll nun aber nicht die Veränderung in Folge von Vibrationen, sondern anderer Veränderlicher, wie der Laserleistung oder der drehbaren $\lambda/4$ -Platte betrachtet werden.

Um exaktere Messergebnisse zu haben, wurde der Fokuspunkt nach hinten an die Stelle des Polarisationsnachweises geschoben. Die maximale Ortsauflösung mit den Photodioden erreicht man dann, wenn der Laserstrahl die Diode voll abdeckt, aber nicht überlappt. Eine ModeMaster-Messung ergibt an den oberen Ablenkspiegeln des Polarisationsnachweises einen Strahldurchmesser von

$$2w_{\text{Strahl 1}} = (1,572 \pm 0,005) \text{ mm}$$

$$2w_{\text{Strahl 2}} = (1,402 \pm 0,004) \text{ mm}$$

4.7.1 Leistungsabhängige Strahlage

Eine Veränderung der Laserleistung führt zu einer Änderung des thermischen Eintrags in den verschiedenen Komponenten, durch deren Ausdehnung sich die Strahlage im Resonator minimal verschieben kann. Dieser Effekt ist am Austrittsfenster des Lasers kaum messbar, kann jedoch durch den langen Strahlweg am Polarisationsnachweis eine Rolle spielen.

Da das positionsabhängige Verhalten der Photodioden bei den bisherigen Messungen wegen großer Schwankungen des Messwertes sehr unsicher ist, kommt bei dieser Messung ebenfalls

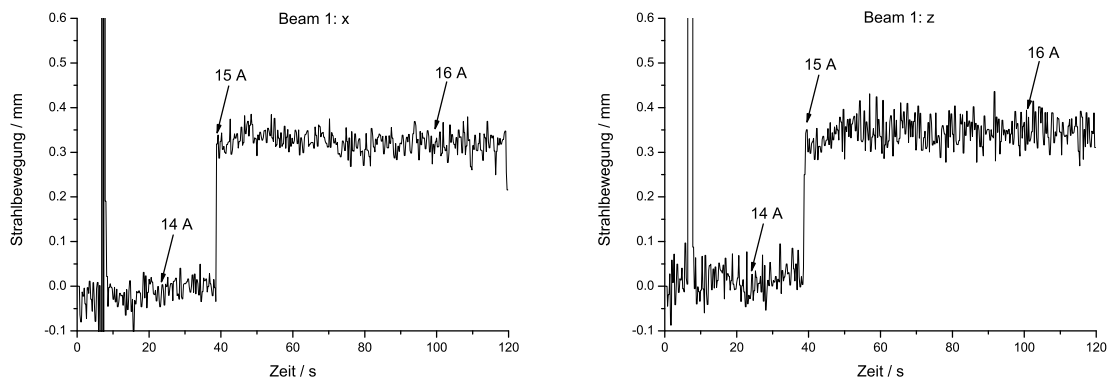


Abbildung 4.8: Messung der Strahlblage bei Leistungsänderungen des Lasersystems. Strahl 1

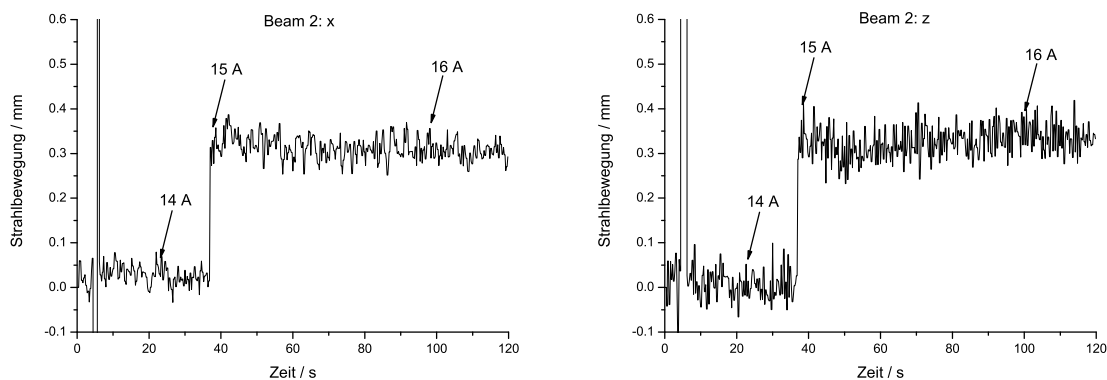


Abbildung 4.9: Messung der Strahlblage bei Leistungsänderungen des Lasersystems. Strahl 2

der ModeMaster zum Einsatz. Dieser hat den Nachteil, dass er nur bis zu einer Leistung vom 2-3 W messen kann, da Photodetektoren für höhere Leistungen nicht geeignet sind. Daher kann im Rahmen dieser Arbeit eine verlässliche Messung nur für geringe Leistungssprünge gemacht werden.

Für die Messung wurde der ModeMaster am Polarisationsnachweis bei einem Diodenstrom von 13 A am Lasernetzgerät eingestellt und dann der Strom in drei Schritten um je 1 A erhöht. Um den SHG-Kristall im Laser zu schonen, erfolgt die Leistungsänderung gemäß eines festen Zyklus. Der Hersteller empfiehlt 1 A alle 15 Sekunden. Um dem Laser noch etwas mehr Zeit zu geben fahren wir den Strom nach dem Schema

$$+1 \text{ A} \xrightarrow{15 \text{ sek.}} +1 \text{ A} \xrightarrow{60 \text{ sek.}} +1 \text{ A} \xrightarrow{15 \text{ sek.}} +1 \text{ A} \xrightarrow{60 \text{ sek.}} \dots$$

bzw. entgegengesetzt beim Abschalten. Andere ausprobierte Zyklen mit kleineren Schritten und längeren Pausen scheinen nicht von Vorteil zu sein, sondern bewirken ein sehr ungleichmäßiges Verhalten der Laserleistung. Z.T. kam der Laser bei kleinschrittigen Anfahrversuchen über sechs bis sieben Stunden überhaupt nicht auf Leistung.

Man sieht, dass es zu einem kleinen Positionssprung kommt, die Position danach aber sofort stabil steht (Abb. 4.8 und 4.9). Der Sprung zu Beginn der Messung beruht auf einem ungewollten Abschalten des Lasers wenn ein neuer Wert geladen wird.

Die Erfahrung beim Hochfahren auf die Maximalleistung ($\cong 40$ A) ist eine unterschiedlich. Z.T. wandert der Strahl kaum, z.T. wandert er deutlich sichtbar, auch bis an den Rand der Spiegel auf dem Polarisationsnachweis. Dieser Effekt muss weiter untersucht und gegebenenfalls aktiv ausgeregelt werden, z.B. durch die Prismen auf dem Lasertisch anhand einer Rücklese der Position des Laserstrahls auf den Photodioden.

4.7.2 Helizitätsabhängige Strahlage

Um den Laserstrahl des ersten Compton-Polarimeters auf dem Weg über die Spiegelstrecke in der Halle zu stabilisieren, befanden sich hinter den Spiegeln Photodioden, welche über eine Piezoregelung den Spiegel aktiv positionierten. Da die Transmission durch einen Spiegel unter 45° aber abhängig von der Polarisation des Lichtes ist, änderten sich diese Einstellungen, wenn die Polarisation im Laserraum umgeschaltet wurde. Außerdem hatte die verwendete Pockelszelle den Nachteil, dass es durch Schwankungen der Steuerhochspannungen, oder einen leicht zur Senkrechten verkippten Einfallswinkel, bereits hier zu Strahlablagen kam.

Im neuen System fallen zum einen die aktiven Spiegel weg, zum andern geschieht das Umschalten durch sehr dünne $\lambda/4$ -Platten, die auch bei einer geringen Winkeländerung kaum zu Strahlversatz führen. Die Transmissionsunterschiede für p- und s-polarisiertes Licht in einem Spiegel führen zwar immer noch zu Lageänderungen, d.h. die Photodioden auf dem Polarisationsnachweis könnten einen Strahlversatz detektieren; dies ist jedoch ein reiner Messeffekt. Der eigentliche Laserstrahl führt diese Bewegung real nicht aus, liegt also insbesondere im Wechselwirkungspunkt unverändert. Für die Messung der helizitätsabhängige Strahlage werden die $\lambda/4$ -Platten in die Strahlführung eingebaut und so ausgerichtet, dass in Abhängigkeit ihrer Stellung rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht erzeugt wird. Gemessen wird mit der Pointing Stability Funktion des ModeMasters. Hier durchläuft der Laserstrahl die zwei Linsen und wird dann durch das rotierende Pinhole auf den Siliziumdetektor abgebildet. Dieser ist nicht sensitiv auf die Polarisation des einfallenden Lichtes. Somit misst der ModeMaster wirklich nur die Lage des Laserstrahls und ist im Gegensatz zu den Dioden unempfindlich gegen den Messeffekt. Die entsprechenden Messkurven finden sich in Abb. 4.10 und 4.11. Ein direkter Zusammenhang zwischen dem Um-

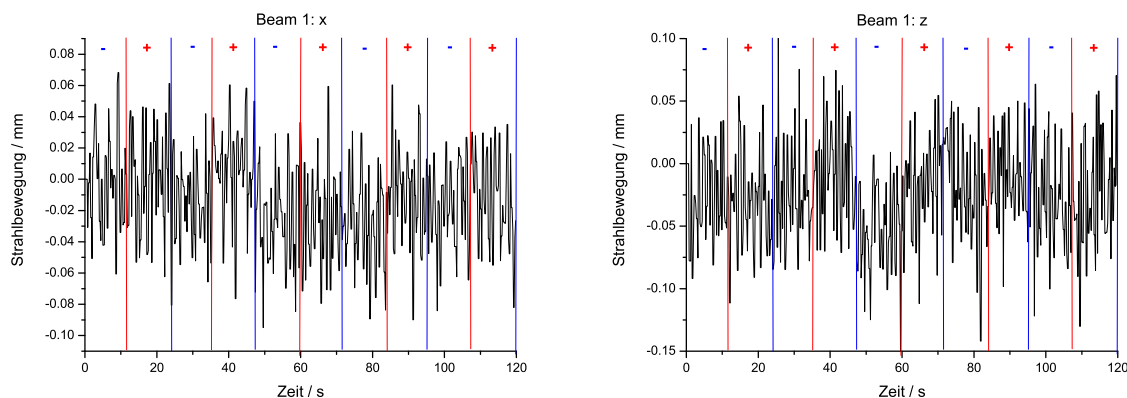


Abbildung 4.10: Helizitätsabhängige Strahlage Strahl 1. Richtungswechsel alle 12 Sekunden

schalten der Helizität und dem Schwanken des Messsignals lässt sich nicht erkennen, bzw. ist wenn kleiner als der Untergrund. Was zu Beginn messbar war, war die Erschütterung durch die pneumatischen Halter. Diese werden durch ein geschlossenes System mit Druckluft zwischen zwei verstellbaren Endpositionen hin und her geschaltet. Ohne eine entsprechende Steuerung

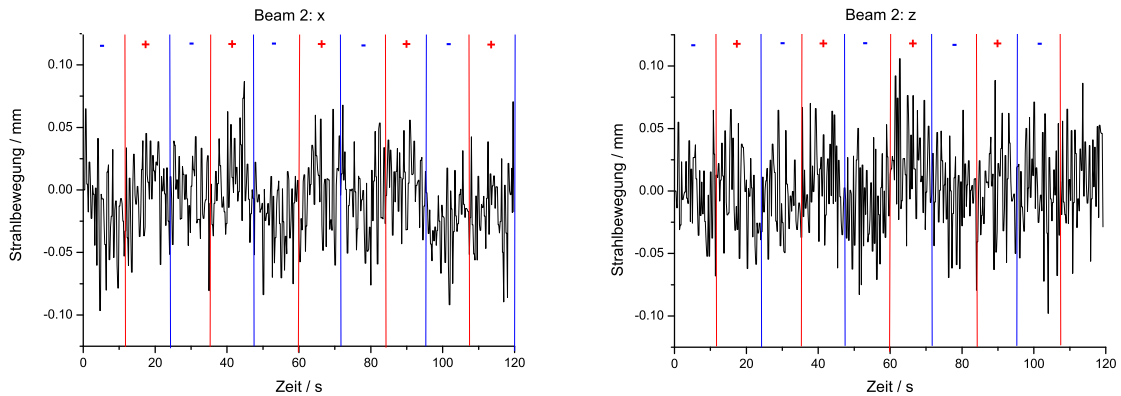


Abbildung 4.11: Helizitätsabhängige Strahlage Beam 2. Richtungswechsel alle 12 sec.

der Druckluftmenge ist der mechanische Schlag gegen die Endposition ausreichend, um die Erschütterung messen zu können. Da der Umschaltvorgang aber im späteren Messaufbau bis zu einer Sekunde dauern kann, wurde die Pneumatik nun so sanft eingestellt, dass ein Erschütterungseffekt nicht auftritt. Gleichzeitig ist ein langsamerer Umschalten auch schonender für die verbauten $\lambda/4$ -Platten.

4.8 Messung der Polarisation

Ziel ist es, einen möglichst großen Anteil der aus dem Laser kommenden Leistung zirkular zu polarisieren und zum Wechselwirkungspunkt zu transferieren. Dazu betrachten wir zunächst den Grad der Linearpolarisation des aus dem Laser kommenden Lichtes. Vom Hersteller wird die Linearpolarisation mit $>100:1$ vertikal [9] angegeben. Dies soll im ersten Schritt geprüft werden und dannach über die Messung der Güte der verschiedenen Polarisationsoptiken auf die gesamte Zirkularpolarisation eingegangen werden.

4.8.1 Die Linearpolarisation des Lasers

Ideal für diese Messung wäre ein Polarisationsfilter mit hohem Lösungsverhältnis, also starker Unterdrückung eines zur Gitterstruktur des Filters senkrecht schwingenden E-Feldes. Diese Filter erreichen Lösungsverhältnisse von bis zu $10.000:1$, haben jedoch den Nachteil, dass sie einen gewissen Anteil absorbieren und für diese einmalige Messung relativ teuer sind. Wir beschränken uns auf Messungen mit vorhandenen bzw. sowieso angeschafften Komponenten, wie den POBS. Die Polarisation wurde mit zwei POBS vermessen. Der erste ist in einem drehbaren Halter gelagert und kann im Strahlengang um 360° gedreht werden, so dass wahlweise die s- bzw. die p-Komponente transmittiert wird. Normiert man die in p-Richtung, also geradeaus transmittierte Leistung auf die Eingangsleistung ergibt sich die winkelmodulierte Abhängigkeit aus Abb. 4.12.

Aus dieser Messung ist erkennbar, dass eine Polarisation der Laserstrahlen vorliegt, jedoch die gewünschte Anforderung nicht erfüllt wird. Dies scheint am POBS selber zu liegen. Zum einen ist er nicht AR-beschichtet, zum anderen scheint die polarisierende Grenzschicht Fehler aufzuweisen, die aussehen als wäre er schon einmal zu viel Leistung ausgesetzt gewesen.

Für die zweite Messung wurde ein neuer Strahlteilerwürfel verwendet, der im Polarisationsnachweis verbaut wird. Da für Diesen keine rotierbare Halterung existiert, konnte der Würfel für die

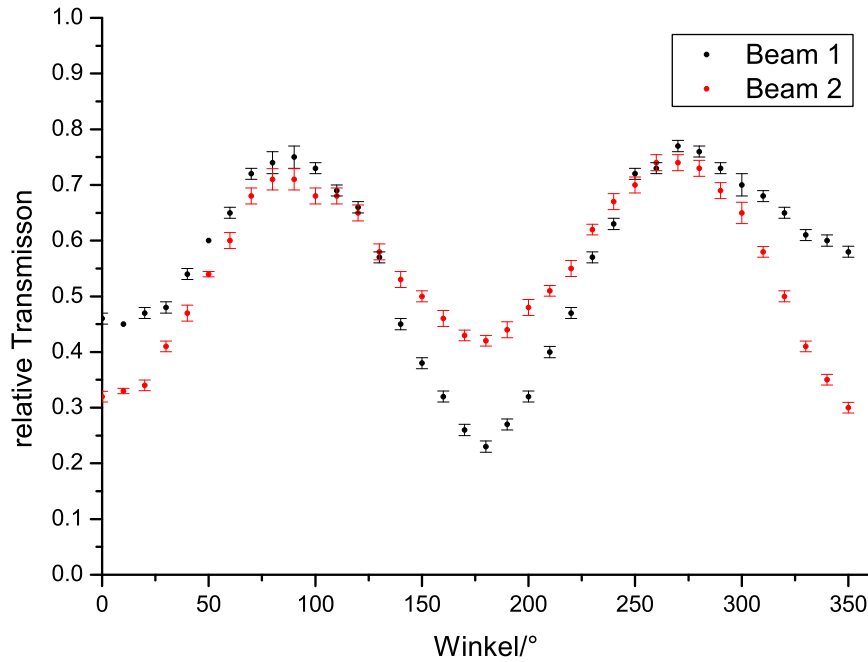


Abbildung 4.12: Messung der Linearpolarisation mit rotierendem POBS

Messung nur vorsichtig mit den Seitenflächen auf einem Tuch liegend jeweils um 90° gedreht vor dem Laser positioniert werden. Die Ergebnisse entnimmt man den Tabellen 4.6 und 4.7. Das Lösungsverhältnis der POBS ist vom Hersteller mit $> 500 : 1$ angegeben. Auf der beiliegenden Kalibrationskurve für die bestellte Charge sieht man, dass dieser noch deutlich besser ist. Dennoch soll der Fehler durch die Messung betrachtet werden, indem die Werte für T_P in der Ebene in der die Laserstrahlen transmittiert werden, also der E-Feldvektor parallel zur Gitterstruktur steht, korrigiert werden gemäß

$$T_{P, \text{Korrigiert}} = T_P \cdot \left(1 - \frac{1}{\text{Lösungsverhältnis}} \right) \quad (4.18)$$

Die Polarisation des Lasers lässt sich nun wie das Lösungsverhältnis berechnen, indem verglichen wird, wie hoch die Transmission in der p- bzw. s- Komponente ist. Hierzu wird für beide Strahlen der Wert:

$$L_\gamma = \frac{P_{0^\circ}}{P_{90^\circ}} \quad \text{bzw.} \quad L_\gamma = \frac{P_{180^\circ}}{P_{270^\circ}} \quad (4.19)$$

berechnet. Aus den Mittelwerten erhält man das Lösungsverhältnis und damit die Polarisation für jeden der beiden Laserstrahlen.

$$L_{\gamma, \text{Strahl1}} = (468 \pm 8) : 1 \quad \text{bzw.} \quad L_{\gamma, \text{Strahl2}} = (530 \pm 8) : 1$$

Den prozentualen Wert der Polarisation erhält man mittels:

$$P_\gamma = 1 - \frac{1}{L_\gamma} \quad (4.20)$$

Winkel [°]	P_P [mW]	ΔP_P [mW]	$P_{P,Korr}$ [mW]	$\Delta P_{P,Korr}$ [mW]
0	29,40	0,40	29,14	0,40
90	0,06	0,00	0,00	0,00
180	29,2	0,50	29,4	0,50
270	0,06	0,00	0,06	0,00

Tabelle 4.6: Strahl 1: $P_0 = (29,2 \pm 0,5) \text{ mW}$

Winkel [°]	P_P [mW]	ΔP_P [mW]	$P_{P,Korr}$ [mW]	$\Delta P_{P,Korr}$ [mW]
0	39,60	0,40	39,52	0,40
90	0,09	0,00	0,09	0,00
180	39,50	0,40	39,42	0,07
270	0,07	0,00	0,07	0,00

Tabelle 4.7: Strahl 2: $P_0 = (40 \pm 0,4) \text{ mW}$

zu

$$P_{\gamma, \text{Strahl1}} = (99,79 \pm 0,003) \% \text{ bzw. } P_{\gamma, \text{Strahl2}} = (99,81 \pm 0,003) \%$$

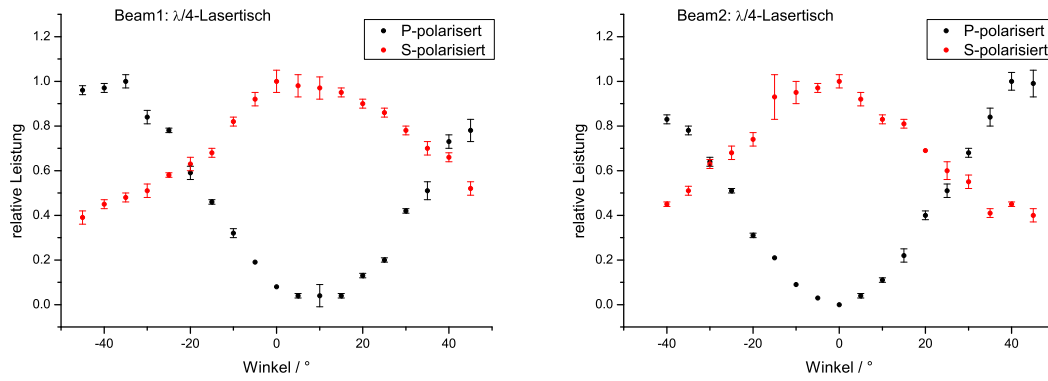
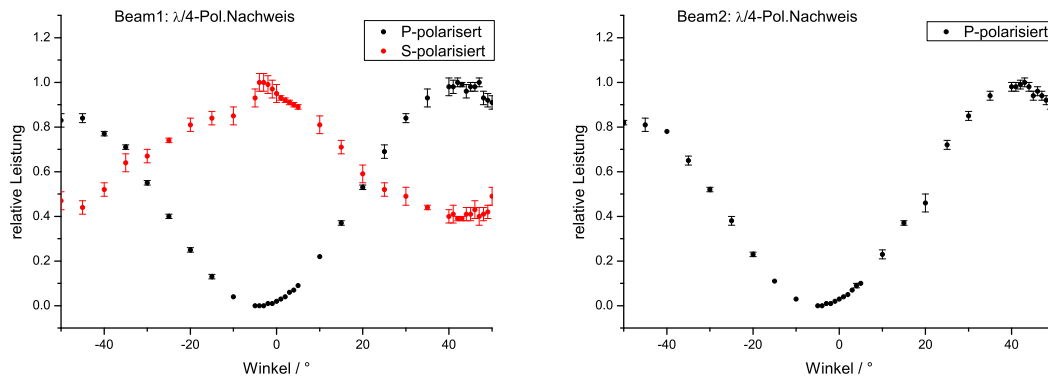
Die Spezifikation des Lasersystems wird also eingehalten und ungefähr um einen Faktor fünf übertroffen. Es ist nicht nötig, die Polarisation des Laserstrahls am Anfang noch einmal zu erhöhen, indem ein zusätzlicher POBS vor die vorderen $\lambda/4$ -Platten eingebaut wird.

4.8.2 Messung der Zirkularpolarisation des Gesamtsystems

Um nach dem in Kapitel 3.1.3 beschriebenen Prinzip messen zu können, wurden die $\lambda/4$ -Platten in die Halter eingeschraubt. Auf den Plättchen ist mit einer Kerbe in der Fassung die optische Achse markiert. Da die in einem 1-Zoll-Ring gefassten Plättchen in den Halter von Hand hineingelegt und dann mit einem Fixiering festgeschraubt werden, kann es passieren, dass sich das Plättchen ein Stück verdreht, also die Skalierung auf den Haltern nicht mit der Nulllage der optischen Achse übereinstimmt. Deshalb wurde nach dem Einbau zunächst an jedem Element durch Drehen per Hand ein 90° -Bogensegment gemessen. Hierbei wurde hinter dem POBS die Leistung in p- und s-Richtung gemessen und gegen den eingestellten Winkel aufgetragen. Aus dem Maximum/Minimum beim erwarteten sinusförmigen Verlauf ist dann genau der Winkel der optischen Achse relativ zur Skalierung des Halters zu erkennen. Die s-Richtung ist hierbei extrem ungenau, da diese mit dem Leistungsmesskopf schwer zugänglich ist. Sie wird deshalb nur angegeben, aber für die Ausrichtung nicht berücksichtigt. Die pneumatischen Halter haben keine sehr genaue Skalierung, da sie nicht für Präzisionseinstellungen gedacht sind, sondern für viele pneumatische Schaltvorgänge. Hier wurde in einem 5° Raster gemessen. Die Halter auf dem Polarisationsnachweis können mit ihren Feinstellschrauben so präzise gedreht werden, dass auch kleinere Messwinkel eingestellt werden können. An den Maxima wurde mit einer Winkelaufösung von 1° gemessen. Die Werte finden sich in Abb. 4.13 und 4.14 normiert auf den Maximalwert.

Man erkennt deutlich, dass sich im pneumatischen Halter für Strahl 1 die $\lambda/4$ -Platte verschoben hat. In den Graphen durch das Anfitzen einer Sinusfunktion die genaue Position der Nullachse zu bestimmen lohnt sich nicht, da diese nicht so exakt eingestellt werden kann. Stattdessen wurden am pneumatischen Halter die Anschlagpunkte für die Drehung per Augenmaß entsprechend verschoben. (-35° bis 55°).

Im nächsten Schritt wurden in jedem Strahlengang beide $\lambda/4$ -Platten eingebaut und die Pneumatikhalter auf eine der Endpositionen gefahren. Danach wurde im P-Zweig des Nachweistisches

Abbildung 4.13: Kalibration $\lambda/4$ -Platten auf dem LasertischAbbildung 4.14: Kalibration $\lambda/4$ -Platten auf dem Polarisationsnachweis

die Leistung gemessen und die hintere $\lambda/4$ -Platte so eingestellt das die Leistung in diesem Zweig minimal wird.

Der Umstand, dass diese Position um weniger als $\theta = 0,3^\circ$ von der mit linear polarisiertem Licht bestimmten Maximalposition abweicht, ist gleichzeitig eine Überprüfung der Tatsache, dass in der Strahlführung kein Element die Polarisation verändert. Wäre dies der Fall, also hätte sich einer der Polarisationsvektoren phasenverschoben, so hätte sich auch das Intensitätsminimum verschoben.

Der Grad der Zirkularpolarisation \mathcal{P} kann nun bestimmt werden indem die Intensitäten in den einzelnen Zweigen gemessen werden. Sie ergibt sich gemäß

$$\mathcal{P} = \frac{P_S - P_P}{P_S + P_P} \quad (4.21)$$

aus der Konvention nach Abb. 3.7, wobei der Wert $\mathcal{P}_+ = +1$ für 100% linkszirkular und der Wert $\mathcal{P}_- = -1$ für 100% rechtszirkular polarisiertes Licht steht. Es wurden für jeden Strahl 20 Messpunkte aufgenommen, zwischen denen die Helizität jeweils umgeschaltet wurde. Die Daten finden sich im Anhang Tabelle A.10 und A.11. Für die Zirkularpolarisation erhält man:

$$\text{Strahl1 :} \quad \mathcal{P}_+ = (97,08 \pm 3,96) \% \quad \mathcal{P}_- = (93,58 \pm 6,15) \% \quad (4.22)$$

$$\text{Strahl2 :} \quad \mathcal{P}_+ = (99,90 \pm 2,50) \% \quad \mathcal{P}_- = (96,50 \pm 3,62) \% \quad (4.23)$$

Die Werte für Strahl 1 sind etwas schlechter als die Werte für Strahl 2. Dies ist dadurch zu erklären, das bei der Korrektur der Anschlagpunkte in der vorderen $\lambda/4$ -Platte immer noch nicht die exakte Einstellung gefunden wurde. Das Festziehen der Anschlagpunkte geschah im eingebauten Zustand, wobei der Halter recht schwer zugänglich war. Für eine erneute Korrektur war wegen einer anstehenden Strahlzeit keine Möglichkeit gegeben. Da aber in beiden Laserstrahlwegen die gleichen optischen Elemente stehen, die sogar immer aus der gleichen Herstellercharge sind, muss durch eine bessere Justage der erste Strahl die gleichen Werte für die Polarisation erreichen können wie Strahl 2.

Die Werte des jeweils rechtszirkular polarisierten Strahls sind durch die oben beschriebene Schwierigkeit der Messung im s-Zweig des POBS so schlecht. Für diese Einstellung ist die Intensität im s-Zweig minimal, was noch schlechter zu messen war. Daher resultiert auch der große Fehler. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die Werte überein.

4.9 Messung mit Photodioden

4.9.1 Leistungsdetektion

In einem ersten Test wurde versucht mit den Photodioden die Leistung des Laserstrahles zu messen und zu überprüfen, ob mit den Vier-Quadranten-Dioden wirklich eine Positionsbestimmung möglich ist. Da die Fokuspunkte absichtlich an die Stelle des Polarisationsnachweises geschoben wurden, kann mit dieser Messung gleichzeitig eine Aussage über die Leistungsverträglichkeit gemacht werden. Wenn die Photodioden nun nicht übersteuern und ein lineares Verhalten zeigen, kann auch in der späteren Einstellung nichts passieren, da bei dieser dann die Leistungsdichte kleiner ist. Die Messung findet mit den Dioden T1D1, T1D3, T2D1 und T2D3 (T= Tisch, D= Diode) statt. Der POBS und die $\lambda/4$ -Platte wurden entfernt, so dass beide Dioden auf einem Tisch, bis auf den vernachlässigbaren Reflektionsverlust am ersten Spiegel, die gleiche Leistung sehen sollten. Der Laserstrom wurde in 1 A Schritten erhöht, wobei die Umrechnung des Stromes in die Leistung nach Messung Tabelle A.1 erfolgt. Die Schwankungen der Messwerte sind relativ groß und über die Messung hinweg von der Größenordnung gleichbleibend. Daher werden sie in die nachfolgenden Graphen nicht eingezeichnet. Abbildung 4.15 zeigt die Messwerte für alle Dioden ohne Abschwächer.

Der Verlauf entspricht nicht dem gewünschten linearen Zusammenhang. In einer ersten Interpretation gingen wir davon aus, dass die Dioden im nichtlinearen Bereich arbeiten und das Plateau ein Sättigungseffekt ist. Um dies zu prüfen wurden zwischen Spiegel und Diode metallische Neutralsdichte-Filter eingesetzt³². Die Abschwächung τ dieser Filter ist definiert als

$$P_T = P_0 \cdot 10^{-\tau} \quad (4.24)$$

Die von uns verwendete Abschwächer waren $\tau = 1, 2$ und 3 also 1:10, 1:100 und 1:1000. Im geringen Maße ist die Abschwächung der Metallfilter von der Wellenlänge abhängig. Da es hier aber nur um den Effekt geht, werden die exakten Werte nicht ermittelt. Erwartet würde, dass es eine Verschiebung entlang der x-Achse, also der Leistung gibt. Also das z.B. bei einem Abschwächer von 1:10 der Wert der früher 12 W entsprach nun dem Wert von 1,2 W entspricht. Gemessen wurden die Werte aus Abb. 4.16

Auch diese zeigen den nichtlinearen Verlauf, sind aber in Abhängigkeit des entsprechenden Abschwächers deutlich kleiner. Die erwartete Verschiebung konnte so nicht verifiziert werden.

Um eine Systematik zu erkennen, wurde einmal die Differenz der Messung (Abb. 4.17) mit und

³²Die Diodenhalter sind so gearbeitet, dass zwischen Spiegel und Diode ein Spalt für einen 3mm dicken Absorber ist. Da dieser in den Strahlversatz mit eingerechnet werden muss, damit die Mitte des Spiegels der Mitte der Photodiode entspricht, wird hier, wenn kein Absorber Verwendung findet, ein 3mm dickes BK7 Plättchen eingelegt.

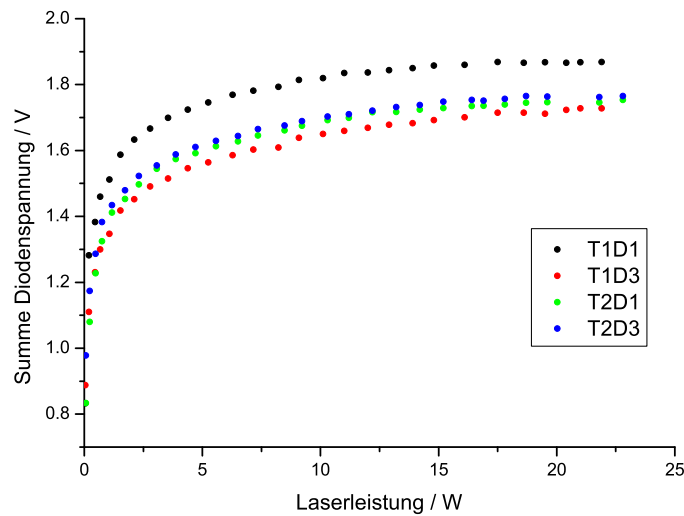


Abbildung 4.15: Messungen mit Photodioden ohne Abschwächer

ohne Filter, sowie der Quotient der Messungen (Abb. 4.18) berechnet. Physikalisch macht die Differenzmessung keinen Sinn und der gemessene, fast konstante Zusammenhang auch nicht. Unter der gleichen Abschwächung durch Spiegel und Absorber verdoppelt sich die transmittierte Leistung bei doppelter Laserleistung. Folglich muss der Messwert der Diode sich leistungsabhängig ändern. Der gemessene Wert spricht aber eher dafür, dass unabhängig von der Eingangsleistung immer die gleiche Leistung auf die Diode fällt.

Das Quotientensignal bestätigt, dass das vermeindliche Sättigungsplateau wohl doch nicht auf Sättigung zurückzuführen ist, da zwischen den gemessenen Kurvenformen mit und ohne Abschwächer ein linearer Zusammenhang besteht.

Anhand diese Werte kann es nun zwei Herangehensweisen geben. Die eine lebt vom Messergebnis als solches. Die Messkurve ist nicht wie erwartet linear, aber sie ist reproduzierbar und durch eine geeignete Funktion genügend genau approximierbar. D.h. einer Umrechnung von Spannungen in Leistung steht nichts im Wege. Dies ist aber für das Verständnis unbefriedigend. Mit der zweiten Herangehensweise, der Fehlersuche, wurde begonnen. Es konnte aber bisher keine befriedigende Erklärung gefunden werden. Ein evtl. Zusammenhang mit den hohen Diodenströmen, die im Lasernetzgerät unterhalb des PC generiert werden konnte ausgeschlossen werden, da die Untergrundmessung bei laufendem und nicht laufendem Laser die gleiche ist. Es könnte eine Veränderung des Strahldurchmessers oder eine Verschiebung des Fokuspunktes bei hohen Leistungen sein. Diesen Effekt haben wir bisher nicht gemessen, da der ModeMaster nicht bei hohen Leistungen eingesetzt werden kann. Mit einem geeigneten Abschwächer wäre dies aber möglich.

Eine minimale Abhängigkeit vom Strahlstrom in ELSA, bzw. dem Rampen der Dipole gibt es, jedoch wurden die Messungen in der Wartungsphase gemacht, als der Beschleuniger ausgeschaltet war.

Vielleicht können mit der Zeit durch das Einholen von mehr Messwerten Phänomene erkannt werden die den Effekt erklären. Zum momentanen Zeitpunkt gibt es leider keinen hinreichend guten Ansatz.

Das Erstellen einer Umrechnungsfunktion aus den gegebenen Werten hat an dieser Stelle noch

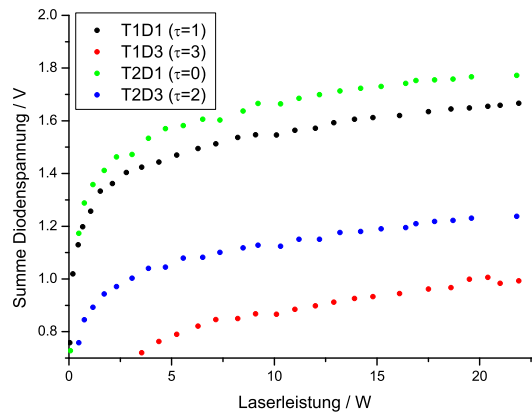


Abbildung 4.16: Messungen mit Photodioden mit unterschiedlichen Abschwächern

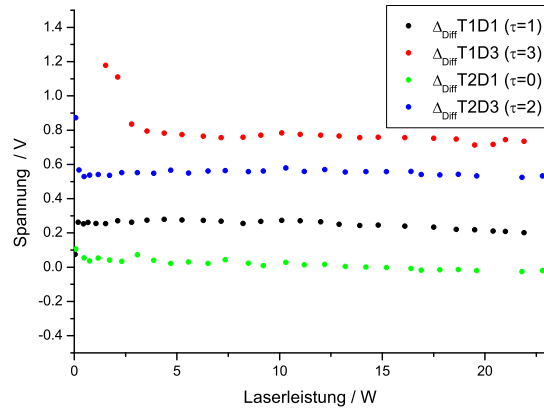


Abbildung 4.17: Differenz der Photodiodensignale mit-ohne Abschwächer

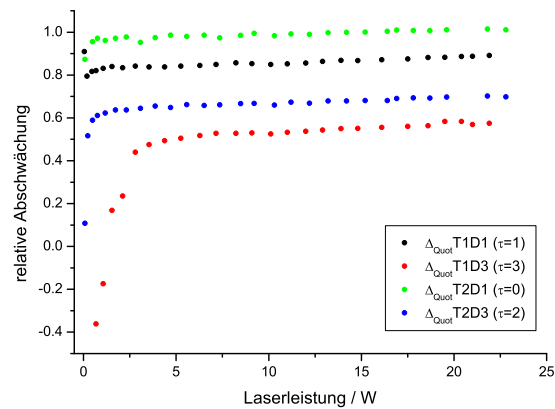


Abbildung 4.18: Differenz der Photodiodensignale ohne/mit Abschwächer

keinen Zweck, da die Leistungsdichten nicht denen entsprechen die im Messbetrieb genutzt werden. Da dies ein einfaches mathematisches Beschreibungsproblem ist, im Idealfall ein linearer Zusammenhang, sollten sich keine Schwierigkeiten einstellen.

4.9.2 Positionsdetektion

Über die Vier-Quadranten Dioden lässt sich gemäß Gleichung 3.1 die Strahlposition bestimmen. Statt einer Intensität I wird hier mit der zur Intensität proportionalen Spannung U gerechnet. Die Tische wurden so gefahren, dass die Werte für Position_x und Position_z Null wurden, anschließend wurden über die Motoren die Tische entlang einer Achse verschoben und die Positionssignale notiert. Der Messwert entspricht dabei einer relativen Flächenabdeckung, wie viel Prozent des Laserstrahls liegen im linken, rechten bzw. oberen oder unteren Teil der Diode. Die Ergebnisse finden sich in Abb. 4.19 & 4.20

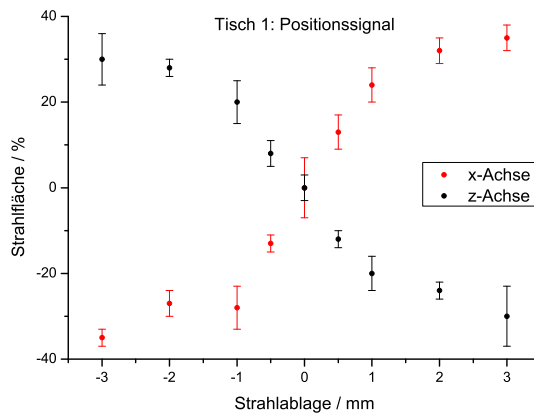


Abbildung 4.19: Position des Laserstrahls auf der Photodiode: Tisch 1 Diode 1

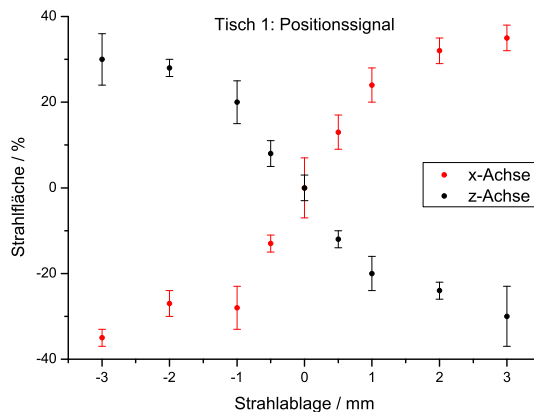


Abbildung 4.20: Position des Laserstrahls auf der Photodiode: Tisch 2 Diode 1

Der Verlauf stimmt mit dem Erwarteten sehr gut überein. Wird der runde Strahlfleck aus der Mitte heraus bewegt, ist die Flächenänderung zunächst sehr groß, d.h. der Graph verläuft sehr steil. Je weiter zum Rand hin er bewegt wird, desto geringer die Flächenänderung pro Verschiebung. Vor der Diode auf Tisch 1 ist noch 1:10 Abschwächer eingebaut. Man sieht das trotzdem

eine Messung möglich ist.

Für den späteren Messbetrieb muss noch einmal eine kleinschrittigere Kalibration stattfinden, wenn der entgültige Fokuspunkt eingestellt ist.

4.10 Sonstige Messungen

4.10.1 Wärmeableitung durch Heatpipe

Für die kontrollierte Vernichtung der Laserstrahlen wurde ein neues Konzept erdacht. Um nicht mit schweren wasserdurchflossenen Kupferblöcken arbeiten zu müssen, wie im alten Aufbau, wurde mit Heatpipes gearbeitet, wie aus der Computertechnik bekannt. Diese arbeiten nach dem schon lange bekannten Prinzip der Verdampfungskühlung. In einem Kupferröhrchen befindet sich eine kleine Menge Wasser unter einem Druck der deutlich niedriger als der Atmosphärendruck ist. Durch den geringen Druck wird der Siedepunkt des Wassers stark herabgesetzt. Findet nun an einem Ende ein Wärmeeintrag statt, verdampft dort lokal mehr Wasser und verteilt sich homogen im Rohr. Am kälteren Ende ist der Dampfdruck geringer, so dass dort das Wasser wieder auskondensiert. Da das Wasser versucht den Diffusionsgradienten auszugleichen, der durch den unterschiedlichen Dampfdruck entsteht, findet netto ein sehr effizienter Energietransport statt. Am oberen Ende der Heatpipe befindet sich ein kleiner Kupferwürfel, in dem der Laserstrahl in einer Bohrung reflektionsfrei vernichtet wird; das untere Ende der Heatpipe ist in der Nachweisplatte mit Wärmeleitkleber verklebt. In der Nachweisplatte befinden sich Bohrungen, so dass die Heatpipes U-förmig von Wasser (Experimente-ND) umflossen und gekühlt werden.

Die Wärmeleitfähigkeit λ eines Rohres der Länge l und des Durchmessers D ergibt sich mit Hilfe der Temperaturdifferenz ΔT zwischen gekühlter und geheizter Seite, sowie der Leistung L aus [41] :

$$\lambda = \frac{l \cdot L}{\left(\frac{D}{2}\right)^2 \cdot \pi \cdot \Delta T} \quad (4.25)$$

Zum Testen wurden die beiden Heatpipe-Typen, ein gerades Röhrchen, ein gebogenes Röhrchen mit dem Ar^+ -Laser im Multimode Betrieb einem Belastungstest unterzogen. Für verschiedene Laserleistungen wurde die Temperaturentwicklung im Dauerbetrieb aufgenommen und die Maximaltemperatur des Kupferwürfels mit einem Thermofühler bestimmt. Aus den gegebenen Daten lässt sich dann die Wärmeleitfähigkeit der Heatpipes bestimmen.

Das gekühlte Ende hat eine konstante Temperatur von $22,5^\circ\text{C}$. Die Messwerte befinden sich in Tabelle 4.8, 4.9.

Leistung [W]	Temperatur [$^\circ\text{C}$]
18	52,5
20	54,9
22	58,1
25	62,0

Tabelle 4.8: Gerade Heatpipe. $\Delta T = 0,1^\circ\text{C}$, $\Delta L = 0,1\text{ W}$

Der Zusammenhang zwischen Leistung L und Temperatur T ist linear und in guter Näherung gegeben durch

$$T(L)_{\text{gerade}} = 1,4 \frac{^\circ\text{C}}{\text{W}} \cdot L + 27,6^\circ\text{C} \quad (4.26)$$

$$T(L)_{\text{gebogen}} = 2,6 \frac{^\circ\text{C}}{\text{W}} \cdot L + 22,6^\circ\text{C} \quad (4.27)$$

Leistung [W]	Temperatur [$^{\circ}C$]
18	68,8
20	75,2
22	79,3
25	87,1

Tabelle 4.9: Gebogene Heatpipe. $\Delta T = 0,1^{\circ}C$, $\Delta L = 0,1 W$

Dieser Wert für die erwartete Temperatur dienen nur als Abschätzung und soll deshalb ohne Fehler betrachtet werden. Interessanter ist die Wärmeleitfähigkeit gemäß Gleichung 4.25. Man erhält:

$$\lambda_{\text{grade}} = (616,4 \pm 10,1) \frac{W}{m \cdot K} \quad \lambda_{\text{gebogen}} = (535,8 \pm 9,1) \frac{W}{m \cdot K}$$

Im Vergleich hierzu beträgt die Wärmeleitfähigkeit von Silber nur $429 W/(m \cdot K)$ [42]. Praktisch sehen wir das die Heatpipe eine gute Lösung ist, da sie sowohl als Halterung wie auch zum Wärmeabtransport geeignet ist.

4.10.2 Schwingungsdämpfung

Um eine verwertbare Aussage über die Beam-Pointing-Stability machen zu können, ist zunächst zu klären, ob nicht der Polarisationsnachweis schwingt. Eine große Masse auf einer Säule birgt immer das Risiko, dass sich kleinste Schwingungen resonant verstärken und somit ungewollt Messfehler auftreten.

Um dies zu verhindern, wurde von Anfang an ein sehr großzügig dimensioniertes Rohr verwendet, dessen Fuß im Boden verschraubt und danach mit Beton vergossen wurde. Die Befüllung mit Bleikugeln absorbiert zusätzlich und macht die Säule durch das höhere Eigengewicht träger. Die in Kapitel 3 beschriebene Entkopplung vom Strahlrohr, mindert die Gefahr, sich innerhalb der Maschine ausbreitende Schwingungen aufzunehmen.

Mit Hilfe eines piezoelektrischen Beschleunigungsmessers wurde am Polarisationsnachweis vor und nach der Befüllung mit Blei in transversaler sowie longitudinaler Richtung gemessen. Das Messprinzip beruht auf einer innerhalb des Messkopfes an einem Piezokristall befestigten Masse, die sonst keinerlei Kontakt zum umgebenden Gehäuse hat. Wird das System nun bewegt, wirkt auf den Piezokristall infolge der Massenträgheit eine Kraft, die wiederum durch den piezoelektrischen Effekt eine Spannung induziert. Diese wird verstärkt und kann auf einem Oszilloskop als ein Amplitude-gegen-Zeit Signal dargestellt werden. Führt man nun mit dem Oszilloskop eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) durch, erhält man ein Amplitude-gegen-Frequenz Signal. Im Prinzip können damit genau die beschleunigenden Kräfte für die entsprechenden Frequenzen ermittelt werden. Dies ist jedoch sehr abhängig von der Einstellung zur Integration des Oszilloskops, weswegen die Verlässlichkeit von Absolutwerten in Frage zu stellen ist. Man erhält jedoch eine sehr anschauliche qualitative Aussage, bei welcher Frequenz Schwingungen auftreten. Siehe Abb. 4.21 und 4.22

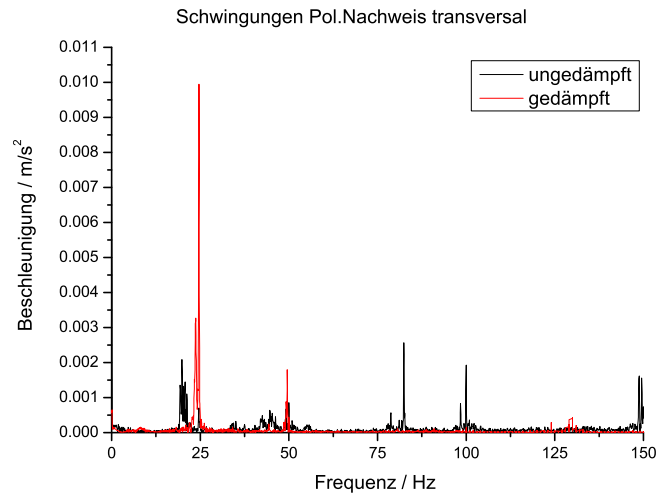


Abbildung 4.21: Messung der transversalen Schwingungen am Polarisationsnachweis

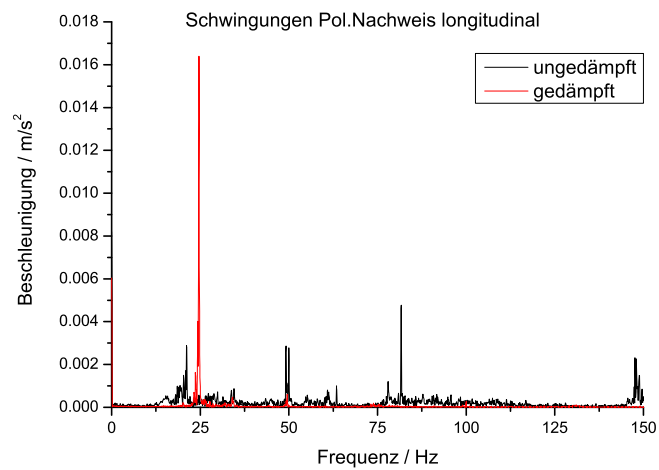


Abbildung 4.22: Messung der longitudinalen Schwingungen am Polarisationsnachweis

Die Schwingung mit 25 Hz hat sich nach den Maßnahmen zur Dämpfung etwas verstärkt, wobei sämtliche anderen Schwingungen unterdrückt werden. Nicht mehr im Graphen vorhandene Frequenzen jenseits der 150 Hz, treten nach der Dämpfung gar nicht mehr auf. Diese spielen aber für das Compton-Polarimeter keine Rolle, da sie zu hochfrequent sind. Um ein Gefühl für die Größenordnungen zu bekommen, nehmen wir an, die Säule steht auf einem Drehpunkt am Boden und schwingt nach oben hin wie ein harmonischer Oszillator. Mit der Frequenz ist auch die Schwingungsdauer bekannt womit sich bei bekannter Beschleunigung gemäß der Differentialgleichung des harmonischen Oszillators

$$\ddot{x} = -\omega_0^2 \cdot x \quad (4.28)$$

die Auslenkung berechnen lässt. Dabei ist ω_0 die bekannte Kreisfrequenz. Betrachtet man nun die Maxima, so erhält man Auslenkungen von

$$x_{\text{transversal}} = 4,05 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

$$x_{\text{longitudinal}} = 6,89 \cdot 10^{-7} \text{ m}$$

Auslenkungen dieser Größenordnung können völlig vernachlässigt werden und beeinflussen die Messung nicht.

Interessanter ist eine Betrachtung des Lasertisches vorn, da Schwingungen, die hier auftreten, im schlimmsten Fall auf den Umlenkspiegel übertragen werden. Wegen des langen Wegstückes kann hier eine minimale Winkeländerung einen großen Einfluss haben.

Bei ersten Versuchen, nach dem Durchfädeln der Laserstrahlen durch den Beschleuniger, schwangen diese bei laufender Maschine am Auskoppelfenster um mehrere Millimeter. Durch Probieren und nacheinander Abschalten der Beschleunigerkomponenten stellte sich heraus, dass dies eine akustische Resonanz war, die sich durch das Laserstrahlrohr bis auf den Lasertisch ausbreitet und dort zu minimalen Vibrationen der Spiegel im Umlenkwürfel führte. Eine Ablenkung von 2 mm resultierte aus einer Winkeländerung von 21 Bogensekunden. Die Schwingungen ließen sich unterbinden, indem das Strahlrohr, welches durch die Kernbohrung in der Wand geht, dort vollständig mit Polyurethan (PU) eingeschäumt wurde. Die nach dieser Modifikation aufgenommene Messkurve 4.23, mit dem Beschleunigungsmesser auf dem Umlenkwürfel, zeigt nur noch einen signifikanten Peak bei 50 Hz. Dieser ist auf das hinter der Schleuse befindliche Synchrotron zurückzuführen. Eine longitudinale, und damit longitudinal zum Laserstrahl, auftretende Schwingung hat keinen Einfluss und wird hier nicht betrachtet.

Am Lasertisch wurden bisher keine Maßnahmen zum Dämpfen von Schwingungen realisiert. Auch hier kann unter der Annahme des schlechtesten Falles eine Abschätzung über die Auswirkung der Schwingungen gemacht werden. Aus Gleichung 4.28 folgt eine Maximalauslenkung von $x = 4 \cdot 10^{-8} \text{ m}$. Bei einer Tischhöhe von 1643 mm und der Annahme, dass der Winkel, um den die Schwingung ausgeführt wird, an den Standsäulen des Tisches liegt, lässt sich dies in eine Winkelauslenkung von $\theta = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ rad}$ umrechnen. Würde diese maximale Winkelauslenkung nun komplett in die Laserstrahlebene gedreht werden, also die Spiegel in der Strahlebene um diesen Betrag schwanken so führt dies zu einer Laserstrahlablenkung am 17,8 m entfernten Auskoppelfenster von

$$x_{\text{Laserstrahl}} = 4,29 \cdot 10^{-7} \text{ m},$$

Dies ist also ebenfalls vernachlässigbar. Selbst wenn die hier beschriebenen Schwingungseffekte um einen Faktor 100 größer wären, würden sie auf die Messungen keinen Einfluss haben.

Da im ELSA-Ring die Dipol-Magnete auf zwei Beton Fundamenten stehen, kann es sein, dass innerhalb der Strahlführung an verschiedenen Stellen Schwingungen auftreten, die deutlich größer sind. Solange diese aber nicht auf den Lasertisch vorn oder den Polarisationsnachweis hinten

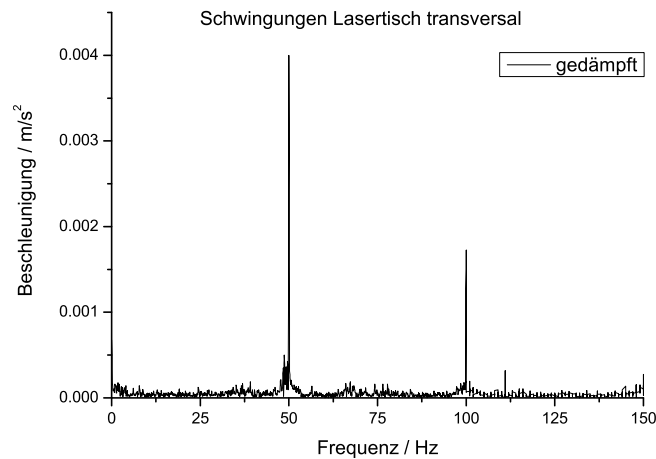


Abbildung 4.23: Messung der transversalen Schwingungen am Lasertisch

übertragen werden, haben sie keinen Einfluss auf die Messungen.

Ein nicht zu vernachlässigender Effekt ist das Seeing, also fluktuierende Änderungen des Brechungsindex der Luft infolge einer Temperaturänderung am Lasertisch. Auffällig wurde dies, als aus einem zunächst nicht erkennbaren Grund nach einer Wartung die Laserstrahlen am Auskoppelfenster um mehrere Millimeter um den Ruhepunkt wackelten. Dies konnte mit dem Ausheizen der IGP am Lasertisch in Verbindung gebracht werden. Warme Luft verteilt sich unter der Platte und steigt durch die Öffnung, auf welcher der Umlenkwürfel montiert ist, auf. Hierbei kommt es zu dem beschriebenen Effekt.

4.10.3 Laserstrahlage relativ zum Quadrupol D25

Durch Messungen während der Wartungsphase wurde die Lage der Compton-Strahlführung relativ zur Nullage des Quadrupols D25 in dem die Wechselwirkungszone liegt, in Frage gestellt. Die Elektronen durchfliegen den Quadrupol mittig auf einer Geraden, folglich muss das Strahlrohr auf einer Verlängerung dieser Geraden liegen. Eine Messung, in der mit Hilfe eines Theodoliten durch ein ausgebautes Stück der Strahlführung gemessen wurde ergab, dass der Quadrupol gegen die Strahlführung verdreht ist. Die Abweichung von der Mitte des Umlenkspiegels auf dem Lasertisch gegen die durch den Quadrupol definierte Nullage beträgt $(11,57 \pm 0,02)$ mm. Eine Peilung auf den Lasertisch mit einer exakten Winkelangabe war nicht möglich, jedoch schien die Abweichung im Bereich von 2-3 mm zu liegen. Diese können durch die fahrbaren Tische jederzeit ausgeglichen werden.

Eine zweite Messung ergab, dass es außerdem einen seitlichen Versatz zwischen den Dipolen und dem Quadrupol gibt. Dieser liegt im Bereich von fast 5 mm und lässt sich kurz vor dem Beginn einer Strahlzeit nicht mehr korrigieren.

Die Positionierungsfehler an der Compton-Beamline wurde zum jetzigen Zeitpunkt ebenfalls nicht ausgeglichen, da eine Testmessung am Ende der letzten Strahlzeit ergab, dass der Laserstrahl den Elektronenstrahl zumindest partiell trifft, also ein Rückstreueffekt beobachtet werden kann.

4.10.4 Belastung durch ionisierende Strahlung

Um ein grobes Gefühl für die Strahlenbelastung am Ort des Polarisationsnachweises zu bekommen wurde auf der Standsäule während des Betriebes für eine kurze Zeit ein digitales Personendosimeter plziert. Dies ist sensitiv auf γ -Strahlung zwischen 10 keV und 3 MeV. Gemessen wurden $876 \mu\text{Sv/h}$. Auf dem Polarisationsnachweis sind keine hochintegrierten Bauteile verwendet worden, daher sollte die Strahlenbelastung für die Komponenten kein Problem darstellen.

5 Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen die Resultate der Diplomarbeit erläutert werden. Zum einen die Einbindung der Laserstrahlführung in das Kontrollsystem. Zum anderen soll ein Vergleich mit dem ersten Compton-Polarimeter gemacht werden.

5.1 Einbindung der Steuerung in das Kontrollsystem

Die Steuerung der Strahlführung, des Lasers und des Polarisationsnachweises wurde in einer vorläufigen Version in das Kontrollsystem implementiert (Abb. 5.1 und 5.2). Zum Schutz des Lasersystems vor unbedachten Änderungen und weil das Polarimeter noch in der Testphase ist, wurde das komplette Menü passwortgeschützt.

Über das SPS-Menü lassen sich Ventile in der Strahlführung, die Strahlmonitore sowie die Lasershutter steuern. Alle Geräte liefern standartmäßig einen Ist-Wert an das Kontrollsystem. Die sicherheitsgerichtete Lasersteuerung gibt die Ist-Werte der Sicherheitsüberwachung wieder und kann über das Kontrollsystem zurückgesetzt werden. Die Soll-Werte der Position der Tische des Polarisationsnachweises können über einen Regler eingegeben werden. Auch hier werden die Ist-Werte zurückgegeben. Die Überwachung der Position wird von der SPS geregelt. Eingaben von Werten außerhalb des sinnvollen Fahrbereiches sind so nicht möglich. Parallel dazu wird der Status der Endschalter angezeigt. Sollte ein Tisch in einem der Endschalter festhängen, was von SPS wegen her eigentlich nicht möglich ist, ist dies über das Kontrollsystem festzustellen. Außerdem wird hier der aus den Strömen in der IGP berechnete Druck innerhalb der Compton-Strahlführung angezeigt.

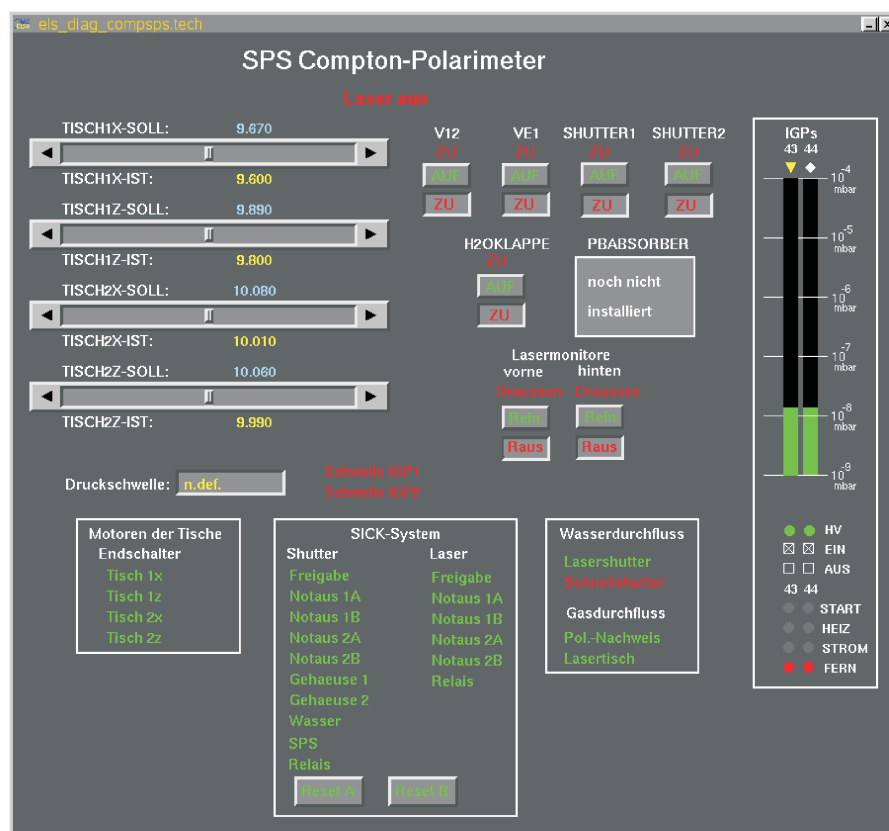


Abbildung 5.1: SPS Ansteuerung des Compton-Polarimeters über das Kontrollsystemmenü

Im Ansteuerermenü des elspac58 wurden die Messwerte der Photodioden dargestellt (zunächst als Spannung in V) und es sind Parameter vordefiniert um die Lasersteuerung zu übernehmen. Hier wurde auch das manuelle Umschalten der Helizität des Laserlichtes übernommen. Diese Funktion wird später von der eigenständigen Detektor-Elektronik ausgeführt, jedoch ist es aus Testgründen praktisch, es schon einmal manuel schalten zu können.

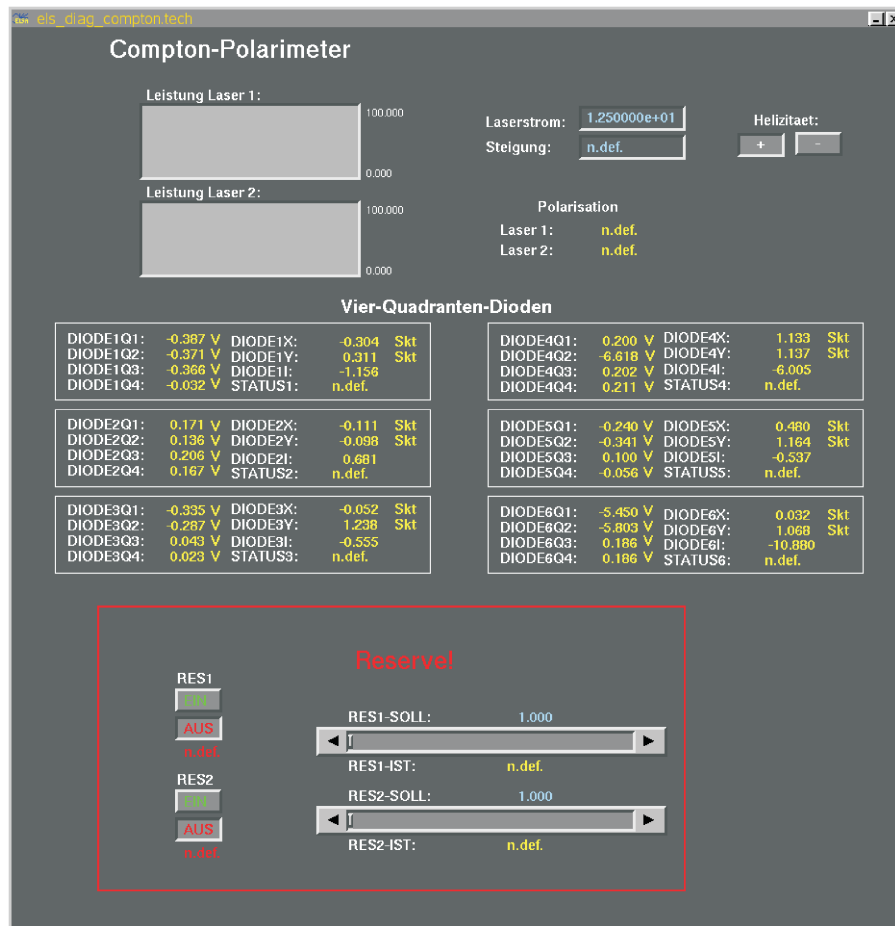


Abbildung 5.2: PC Ansteuerung des Compton-Polarimeters über das Kontrollsystemmenü

Die vorhandenen Ansteuerungen über das Kontrollsystem auf dem jetzigen Stand laufen seit mehreren Monaten fehlerfrei.

5.2 Vergleich mit dem erstem Compton-Polarimeter

Um die Ergebnisse des neuen Laseraufbau zu interpretieren sollen diese mit den alten Ergebnissen aus [26] verglichen werden.

Abgesehen von der höheren Laserleistung ($P_{\text{Alt}} = 8 \text{ W}$; $P_{\text{Neu}} = 32 \text{ W}$) ist der minimale Durchmesser des Laserstrahls in der Wechselswirkungszone kleiner. ($2\omega_{0, \text{Alt}} = 1,4 \text{ mm}$; $2\omega_{0, \text{Neu}} = 1,1 \text{ mm}$). Daraus resultiert eine um den Faktor 6,5 größere Leistungsdichte.

Die Strahlstabilität des Polarimeters ist nur indirekt mit denen des alten Systems zu vergleichen. Es existieren Messdaten über das Strahlungsverhalten hinter dem fünften Spiegel der Strahlführung. Diese zeigen, im nicht geregelten Zustand, Schwankungen von bis zu 0,8 mm. Allerdings gab es eine aktive Regelung, die den Strahl stabilisieren konnte und so die Schwankungen auf unter 0,15 mm reduzierte. Im neuen Setup gibt es unkorrigiert ebenfalls Strahlablagen von 0,8 mm,

deren genaue Herkunft noch nicht vollständig geklärt ist. Zur Verbesserung wäre eine aktive Regelung mit den bestehenden Komponenten nicht möglich, hier müsste ein schnell reagierendes aktives Element ergänzt werden.

6 Zusammenfassung und Ausblicke

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Laserstrahlführung des Compton-Polarimeters aufgebaut, der Laserstrahl durch die Maschine gefädelt und ein Polarisations- und Lagenachweis für die beiden Laserstrahlen geschaffen. Einige Komponenten wurden ergänzt oder dem neuen Lasersystem angepasst.

Die Messungen und gesammelten Daten bilden eine ausführliche Grundlage zur Beurteilung und Optimierung der Laserstrahlperformance.

Mithilfe des neuen Lasersystems konnte eine Leistungssteigerung um einen Faktor 6,5 geschaffen werden. Die Helizität des Laserstrahls kann ohne einen Strahlversatz umgeschaltet werden. Die Beam-Pointing-Stability ist für die Compton-Polarimetrie ausreichend, für ein evt. geplanten Laser-Scan des Strahls müsste hier noch nachgebessert werden. Der Polarisationsnachweis ist fertig gebaut und im ELSA Ring platziert. Aufbau und Anschlüsse wurden so realisiert, dass der gesamte Nachweis zu Servicezwecken mit wenigen Handgriffen montiert oder demontiert werden kann. Es wurde im Rahmen der Messungen gezeigt, dass die verbauten optischen Komponenten den hohen Laserleistungen standhalten. Die gemessenen Polarisationswerte sind für einen der beiden Strahlen bereits sehr gut, für den anderen geringfügig schlechter; es werden die gleichen Werte nach einer kurzen Neujustage erwartet. In einem neuen Schaltschrank läuft die Steuerung des Compton-Polarimeters zusammen. Die alte SPS wurde entfernt und neu in diesen Schrank integriert. Die VME Rechner zur Auslese der Photodioden des gesamten alten Polarimeters wurden abgebaut oder durch eine AD-Wandlerkarte in einem neuen Industrie-PC ersetzt. Soweit möglich wurde die in der Halle und dem Laserraum verlaufende alte Strahlführung abgebaut. Die neu aufgebauten Komponenten arbeiten zuverlässig. Leider konnten einige Messungen nicht in der Tiefe aufgeführt werden, bzw. entdeckte Fehler nicht behoben werden, da zu Beginn der Diplomarbeit das Lasersystem für längere Zeit wegen eines Defektes nicht zur Verfügung stand und gegen Ende der Arbeit hin der Zugang wegen des Beschleunigerbetriebs nur selten möglich war.

6.1 Liste anstehender Arbeiten

Die folgende Auflistung entstand im Anschluss an die letzte Wartungsphase und beinhaltet Aspekte, die noch zu untersuchen sind, bzw. Auffälligkeiten, die sich beim Testen der Komponenten ergeben haben. Sie beinhaltet alle mir bekannten Fehler und Probleme. und sollte für zukünftige Arbeiten an diesem Projekt berücksichtigt werden.

- *Sich Steuerung:*
Die Sicherheitssteuerung soll auf Hardware Basis die beiden Sicherheitskreise Shutter und Laser überwachen und ansteuern. Hierbei kommt es aber zu einem Übersprechen. D.h. Meldungen die den Shutterkreis betreffen, lösen z.T. das Relais des Laserinterlocks aus. Die Sicherheit, insbesondere durch die Notastaster ist gegeben, nur die Überwachung der Laserschutzabdeckung wirkt auf das falsche Relais. Evt. liegt hier eine falsche Programmwahl vor, dies müsste in einer Wartungsphase vor Ort ausprobiert werden.
- *Prüfung von drei AD-Kanälen:*
Drei AD-Kanäle der Photodioden zeigen einen konstant falschen Wert an. Es wird vermutet, dass es sich hierbei um ein Problem mit dem Verbindungskabel aus dem Tunnel heraus handelt. In den Kabeln sind noch mehrere unbenutzte Adern. Diese könnten testweise belegt werden.

- *Dioden mit richtigen Abschwächern:*
Die Photodioden beinhalten zur Zeit noch die verschiedenen in Kapitel 4.9.1 zur Messung benutzten Absorber. Hier muss noch die richtige Absorberstärke bestimmt werden, und dann ein entsprechender Satz von sechs Absorbern eingebaut werden.
- *Einbau der neuen Linsen:*
Die neuen Linsen mit einer angepassten Brennweite wurden bestellt und eine entsprechende Halterung angeschafft die es ermöglicht, die Linsen auf reproduzierbaren Positionen im Strahlengang zu plazieren. Diese müssen eingebaut werden.
- *Laserschutz am Lasertisch:*
Für den Lasertisch wurde ein Profilstangen-System gekauft, welches vor Ort auf die richtigen Maße zugeschnitten und montiert werden muss.

A Anhang

A.1 Originaldaten des Messungen

A.1.1 Leistungstest Lasersystem

I_S [A]	I_I [A]	U_I [A]	Skt	$P_{\text{Beam 1}}$ [W]	$P_{\text{Beam 1}}$ [W]	P_I [W]	P_{Beam} [W]	Effizienz [%]
12,0	9,1	13,72	5	0,00	0,00	124,9	0,0	0,0
12,5	9,5	13,75	5	0,00	0,01	130,6	0,0	0,0
13,0	9,9	13,79	9	0,04	0,07	136,5	0,1	0,1
13,5	10,3	13,82	14	0,10	0,14	142,3	0,2	0,2
14,0	10,7	13,85	23	0,19	0,23	148,2	0,4	0,3
14,5	11,1	13,87	36	0,31	0,35	154,0	0,7	0,4
15,0	11,5	13,90	50	0,45	0,48	159,9	0,9	0,6
15,5	11,9	13,95	69	0,57	0,63	166,0	1,2	0,7
16,0	12,3	13,96	74	0,67	0,75	171,7	1,4	0,8
16,5	12,7	14,00	96	0,89	0,97	177,8	1,9	1,0
17,0	13,1	14,03	122	1,06	1,17	183,8	2,2	1,2
17,5	13,5	14,04	142	1,30	1,44	189,5	2,7	1,4
18,0	13,9	14,08	165	1,53	1,72	195,7	3,3	1,7
18,5	14,3	14,11	196	1,80	2,10	201,8	3,9	1,9
19,0	14,6	14,14	226	2,11	2,31	206,4	4,4	2,1
19,5	15,1	14,16	263	2,44	2,66	213,8	5,1	2,4
20,0	15,5	14,19	299	2,79	3,07	219,9	5,9	2,7
20,5	15,8	14,20	342	3,18	3,44	224,4	6,6	3,0
21,0	16,2	14,24	384	3,54	3,87	230,7	7,4	3,2
21,5	16,6	14,27	431	3,97	4,30	236,9	8,3	3,5
22,0	17,0	14,28	473	4,38	4,70	242,8	9,1	3,7
22,5	17,4	14,32	522	4,82	5,14	249,2	10,0	4,0
23,0	17,8	14,33	569	5,25	5,57	255,1	10,8	4,2
23,5	18,3	14,36	621	5,78	6,02	262,8	11,8	4,5
24,0	18,6	14,40	666	6,28	6,51	267,8	12,8	4,8
24,5	19,0	14,41	717	6,65	6,95	273,8	13,6	5,0
25,0	19,4	14,43	758	7,15	7,35	279,9	14,5	5,2
25,5	19,8	14,46	812	7,70	7,81	286,3	15,5	5,4
26,0	20,2	14,48	855	8,22	8,48	292,5	16,7	5,7
26,5	20,6	14,51	907	8,61	8,97	298,9	17,6	5,9
27,0	21,0	14,52	948	9,09	9,21	304,9	18,3	6,0
27,5	21,4	14,56	997	9,61	9,72	311,6	19,3	6,2
28,0	21,8	14,57	1039	10,1	10,3	317,6	20,4	6,4
28,5	22,2	14,60	1086	10,5	10,8	324,1	21,3	6,6
29,0	22,6	14,62	1126	11,0	11,2	330,4	22,2	6,7
29,5	23,0	14,64	1175	11,5	11,7	336,7	23,2	6,9
30,0	23,4	14,67	1216	12,0	12,2	343,3	24,2	7,0
30,5	23,8	14,68	1672	12,4	12,7	349,4	25,1	7,2
31,0	24,2	14,70	1311	12,9	13,2	355,7	26,1	7,3
31,5	24,6	14,73	1362	13,4	13,7	362,4	27,1	7,5
32,0	24,9	14,75	1403	13,9	14,2	367,3	28,1	7,7
32,5	25,4	14,76	1456	14,3	14,7	374,9	29,0	7,7
33,0	25,8	14,80	1497	14,8	15,2	381,8	30,0	7,9
33,5	26,2	14,83	1549	15,2	15,7	388,5	30,9	8,0
34,0	26,6	14,84	1586	15,7	16,3	394,7	32,0	8,1
34,5	27,1	14,86	1636	17,1	16,4	402,7	33,5	8,3
35,0	27,5	14,88	1793	17,5	16,9	409,2	34,4	8,4
35,5	27,9	14,89	1835	18,1	17,4	415,4	35,5	8,5
36,0	28,2	14,92	1884	18,6	17,8	420,7	36,4	8,7
36,5	28,7	14,94	1933	19,1	18,8	428,8	37,9	8,8
37,0	28,9	14,96	1979	19,5	18,7	432,3	38,2	8,8
37,5	29,4	14,97	2020	20,0	19,2	440,1	39,2	8,9
38,0	29,8	15,00	2075	20,4	19,6	447,0	40,0	8,9
38,5	30,3	15,02	2074	20,5	21,3	455,1	41,8	9,2
39,0	30,7	15,04	2132	21,0	21,8	461,7	42,8	9,3
39,5	31,0	15,07	2166	21,5	22,2	467,2	43,7	9,4
40,0	31,4	15,08	2225	21,9	22,8	473,5	44,7	9,4

Tabelle A.1: Leistungskurve des Lasersystems nach Reparatur. Messkopf: Coherent LM-45

A.1.2 Reflektionsmessung an optischen Elementen

Transmissionsmessung: Prismen

Laser: MonoDisk Gemini 20

Messkopf: Coherent LM-45

P_{In} [W]	ΔP_{In} [W]	P_{Aus} [W]	ΔP_{Aus} [W]	Trans [%]	Δ Trans [%]
21,3	0,1	21,3	0,1	100,00	0,66
17,1	0,1	17,0	0,1	99,42	0,82
12,1	0,1	12,1	0,1	100,00	1,17
7,62	0,03	7,59	0,03	99,61	0,56
3,62	0,01	3,56	0,01	99,17	0,39
0,57	0,01	0,57	0,01	100,00	2,48

Tabelle A.2: Messwerte Transmissionsmessung

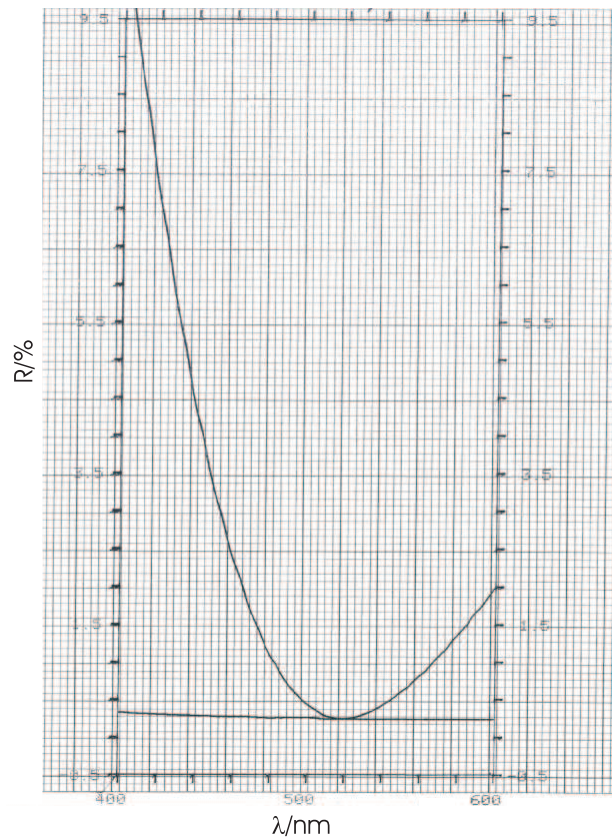


Abbildung A.1: Reflexionsmessung der Prismen durch den Hersteller. Teilnummer 15FP515000
LaserComponents

Reflexionsmessung: Spiegel

Laser: InnovaSabre

Messkopf: Coherent LM-45 (Reflektion)

Messkopf: Coherent LM-2 VIS (Transmission)

$P_{\text{in}} [W]$	$\Delta P_{\text{in}} [W]$	$P_{\text{ref}} [W]$	$\Delta P_{\text{ref}} [W]$	$P_{\text{trans}} [\mu W]$	$\Delta P_{\text{trans}} [\mu W]$	Reflek [%]	Δ Reflek [%]	Trans [%]
0,98	0,01	0,99	0,02	8,02	0,05	101,02	10,56	$8,18 \cdot 10^{-2}$
1,94	0,01	1,92	0,01	15,6	0,02	98,97	3,72	$8,04 \cdot 10^{-2}$
2,83	0,01	2,83	0,01	22,9	0,01	100,00	2,13	$8,09 \cdot 10^{-2}$
3,78	0,01	3,78	0,01	30,6	0,03	100,00	1,39	$8,10 \cdot 10^{-2}$
4,76	0,02	4,78	0,01	38,1	0,04	100,42	1,38	$8,00 \cdot 10^{-2}$
5,75	0,01	5,73	0,01	45,7	0,02	99,65	0,74	$7,95 \cdot 10^{-2}$
6,72	0,01	6,68	0,02	53,7	0,01	99,40	0,59	$7,99 \cdot 10^{-2}$
7,72	0,01	7,81	0,01	61,3	0,03	101,17	0,54	$7,94 \cdot 10^{-2}$
8,71	0,01	8,71	0,03	69,3	0,07	101,15	0,41	$7,94 \cdot 10^{-2}$
9,76	0,01	9,64	0,01	77,4	0,02	98,77	0,45	$7,93 \cdot 10^{-2}$
10,8	0,01	10,9	0,1	85,8	0,02	100,93	0,30	$7,94 \cdot 10^{-2}$
11,8	0,01	10,9	0,01	94,6	0,03	100,85	0,26	$8,02 \cdot 10^{-2}$

Tabelle A.3: Messwerte Spiegel Polarisationsnachweis. Der Fehler für die Transmission ist vernachlässigbar klein ($\propto 10^{-6} \%$)

Transmissionsmessung: Auskoppelfenster

Laser: InnovaSabre

Messkopf: Coherent LM-10

P_{In} [W]	ΔP_{In} [W]	P_{Aus} [W]	ΔP_{Aus} [W]	Reflek [%]	Δ Reflek [%]
0,009	0,001	0,007	0,001	22,22	14,06
0,044	0,001	0,038	0,001	13,64	3,00
0,107	0,001	0,091	0,001	14,95	1,23
0,170	0,001	0,146	0,001	14,12	1,43
1,52	0,01	1,28	0,02	15,79	0,33
3,87	0,01	3,19	0,01	17,57	0,33
5,53	0,01	4,68	0,01	15,37	0,24

Tabelle A.4: Messwerte Reflektionsmessung

Transmissionsmessung: Linse (Beschichtet)

Linse: f=-400 mm AR@515 nm Laser: InnovaSabre

Messkopf: Coherent LM-10

P_{In} [W]	ΔP_{In} [W]	P_{Aus} [W]	ΔP_{Aus} [W]	Trans [%]	Δ Trans [%]
0,070	0,001	0,072	0,001	102,86	2,05
0,190	0,001	0,187	0,001	98,42	0,74
0,417	0,001	0,409	0,002	98,08	0,53
1,11	0,01	1,09	0,01	98,20	1,26
2,33	0,01	2,31	0,01	99,14	0,60
3,75	0,01	3,73	0,01	99,47	0,38
5,96	0,02	5,82	0,01	96,19	0,14
9,97	0,01	9,59	0,01	96,19	0,14

Tabelle A.5: Transmissionsmessung Linse beschichtet

Transmissionsmessung: Linse (Unbeschichtet)

Linse: f=+1500 mm Laser: InnovaSabre

Messkopf: Coherent LM-10

P_{In} [W]	ΔP_{In} [W]	P_{Aus} [W]	ΔP_{Aus} [W]	Trans [%]	Δ Trans [%]
0,091	0,002	0,084	0,001	92,31	2,31
0,279	0,002	0,253	0,002	90,68	0,97
0,420	0,001	0,395	0,001	94,05	0,33
1,45	0,01	1,35	0,01	93,10	0,94
2,14	0,01	1,94	0,01	90,65	0,63
3,11	0,01	2,85	0,01	91,64	0,44
8,49	0,01	7,85	0,01	92,46	0,16

Tabelle A.6: Transmissionsmessung Linse unbeschichtet

Transmissionsmessung: Polarisierender Strahlteilerwürfel

POBS: optisch kontaktiert AR@515 nm

Laser: InnovaSabre

Messkopf: Coherent LM-2 Vis; Coherent LM-10

P_{In} [W]	ΔP_{In} [W]	P_P [W]	ΔP_P [W]	P_S [W]	ΔP_S [W]	$Trans_S$ [%]	$\Delta Trans_S$ [%]
0,0109	0,0003	0,000173	0,000002	0,01	0,003	91,7	0,3
0,0433	0,0002	0,000686	0,000002	0,042	0,004	97,0	0,1
0,216	0,001	0,006	0,002	0,212	0,003	98,1	0,1
0,618	0,001	0,011	0,001	0,627	0,002	101,5	0,1
3,96	0,01	0,07	0,01	3,97	0,01	100,3	0,2
8,06	0,01	0,15	0,03	8,07	0,01	100,1	0,2

Tabelle A.7: Transmissionsmessung Polarisierender Strahlteilerwürfel

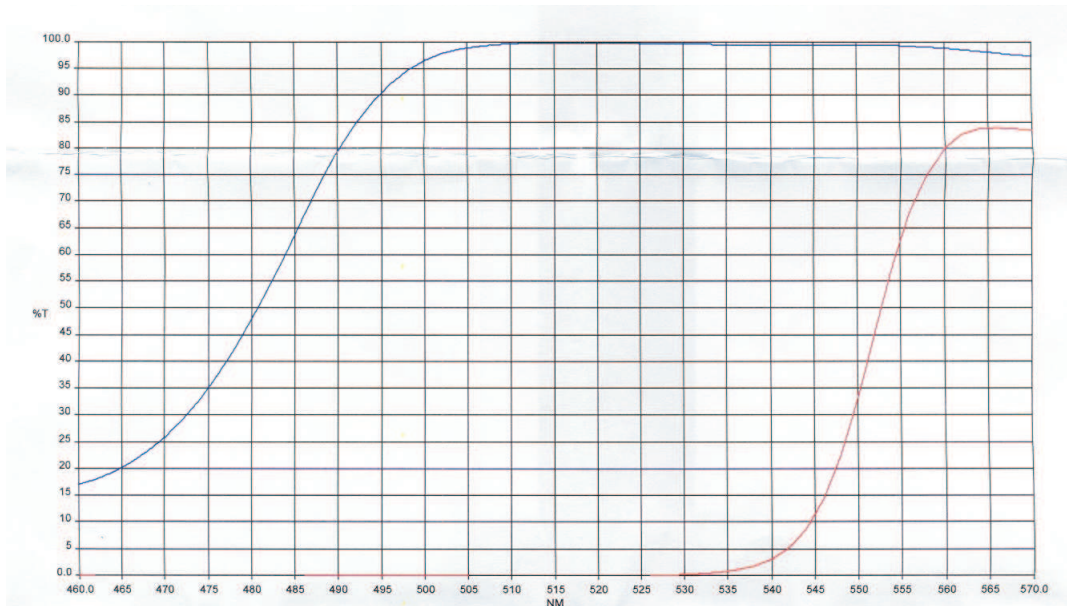


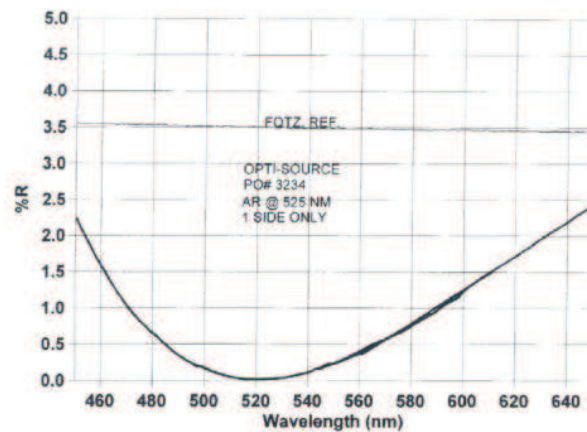
Abbildung A.2: Transmissionsverhalten POBS. Chargennummer: 082-104 & 087-117/120 Messung von p- (blau) und s-Komponente (rot) in Geradeausrichtung

Transmissionsmessung: $\lambda/4$ -Platte

$\lambda/4$ -Platte: 1. Ordnung AR@515 nm Laser: InnovaSabre

Messkopf: Coherent LM-2 Vis Messkopf: Coherent LM-10

P_{In} [W]	ΔP_{In} [W]	P_T [W]	ΔP_T [W]	$Trans_S$ [%]	$\Delta Trans_S$ [%]
0,0087	0,00008	0,00864	0,00007	99,77	1,23
0,0276	0,0001	0,0276	0,0001	100,67	0,63
0,045	0,0002	0,0453	0,0002	99,42	0,13
1,85	0,01	1,79	0,01	96,76	0,75
4,02	0,02	4,01	0,01	99,75	0,56
9,10	0,01	9,09	0,01	99,86	0,16

Tabelle A.8: Transmissionsmessung $\lambda/4$ -PlatteAbbildung A.3: Reflektionsmessung der $\lambda/4$ -Plättchen durch den Hersteller. Teilnummer 182ZV5158M LaserComponents

Sellmeier- & Laurent-Koeffizienten für gängige Substrate

Index	BK7	UV graded fused silica	Saphir (f. Achse)	Saphir (s. Achse)	Suprasil 300	Index	Quarzglas (f. Achse)	Quarzglas (s. Achse)
A_1	$1,04E^{+0}$	$6,96E^{-1}$	$1,50E^{+0}$	$1,43E^{+0}$	$4,73E^{-1}$	A_1	$2,38E^{+0}$	$2,36E^{+0}$
A_2	$2,32E^{-1}$	$4,08E^{-1}$	$5,51E^{-1}$	$6,51E^{-1}$	$6,31E^{-1}$	A_2	$-1,26E^{-2}$	$-1,17E^{-2}$
A_3	$1,01E^{+0}$	$8,97E^{-1}$	$6,59E^{+0}$	$5,34E^{+0}$	$9,06E^{-1}$	A_3	$1,08E^{-2}$	$5,40E^{-3}$
B_1	$6,00E^{-3}$	$4,68E^{-3}$	$5,48E^{-3}$	$5,28E^{-3}$	$1,30E^{-2}$	A_4	$1,65E^{-4}$	$1,34E^{-4}$
B_2	$2,00E^{-2}$	$1,35E^{-2}$	$1,48E^{-2}$	$1,42E^{-2}$	$4,13E^{-3}$	A_5	$-1,95E^{-6}$	$4,45E^{-7}$
B_3	$1,40E^{+2}$	$9,76E^{+1}$	$4,03E^{+2}$	$3,33E^{+2}$	$9,88E^{+1}$	A_6	$9,36E^{-8}$	$5,92E^{-8}$

Tabelle A.9: Sellmeier- und Laurent-Koeffizienten für gängige Substrate nach [43]. f= schnelle-, s=langsame

Messung der Zirkularpolarisation

Nr.	Helizität	P_P [mW]	ΔP_P [mW]	P_S [mW]	ΔP_S [mW]	Polar. [%]	Δ Polar. [%]
1	+	0,077	0,002	5,400	0,100	97,19	1,83
2	-	4,800	0,200	0,170	0,010	-93,16	4,03
3	+	0,075	0,003	5,300	0,200	97,21	3,72
4	-	5,000	0,300	0,167	0,004	-93,54	5,81
5	+	0,076	0,000	5,100	0,200	97,06	3,86
6	-	5,090	0,150	0,170	0,004	-93,54	2,85
7	+	0,078	0,004	5,150	0,200	97,02	3,83
8	-	5,000	0,200	0,171	0,008	-93,39	3,87
9	+	0,077	0,003	5,200	0,100	97,08	1,90
10	-	5,100	0,060	0,170	0,030	-93,55	1,27
11	+	0,077	0,003	5,300	0,200	97,14	3,72
12	-	5,140	0,200	0,167	0,040	-93,71	3,85
13	+	0,075	0,005	5,100	0,150	97,10	2,90
14	-	5,120	0,150	0,167	0,005	-93,68	2,84
15	+	0,079	0,002	5,200	0,100	97,01	1,89
16	-	5,150	0,100	0,166	0,005	-93,75	1,88
17	+	0,080	0,004	5,200	0,100	96,97	1,90
18	-	5,150	0,050	0,162	0,060	-93,90	1,47
19	+	0,077	0,004	5,150	0,200	97,05	3,83
20	-	4,900	0,300	0,162	0,080	93,60	6,15

Tabelle A.10: Messung der Zirkularpolarisation Beam 1

Nr.	Helizität	P_P [mW]	ΔP_P [mW]	P_P [mW]	ΔP_S [mW]	Polar. [%]	Δ Polar. [%]
1	+	0,004	0,000	8,300	0,200	99,89	2,41
2	-	8,000	0,200	0,150	0,010	-96,32	2,46
3	+	0,004	0,000	8,500	0,200	99,91	2,35
4	-	8,300	0,100	0,147	0,008	-96,52	1,19
5	+	0,004	0,000	8,150	0,080	99,90	0,98
6	-	8,100	0,100	0,148	0,002	-96,41	1,21
7	+	0,004	0,000	8,300	0,100	99,90	1,20
8	-	8,150	0,200	0,145	0,006	-96,50	2,41
9	+	0,004	0,000	8,000	0,200	99,89	2,50
10	-	8,000	0,100	0,143	0,004	-96,49	1,23
11	+	0,004	0,000	8,100	0,200	99,90	2,47
12	-	8,150	0,150	0,140	0,010	-96,62	1,81
13	+	0,005	0,000	8,000	0,200	99,89	2,50
14	-	8,150	0,050	0,145	0,004	-96,50	0,60
15	+	0,004	0,000	8,270	0,100	99,90	1,21
16	-	8,150	0,100	0,144	0,003	-96,53	1,21
17	+	0,004	0,000	8,090	0,200	99,90	2,47
18	-	8,200	0,200	0,143	0,003	-96,57	2,40
19	+	0,004	0,000	8,100	0,100	99,90	1,23
20	-	8,150	0,300	0,142	0,004	-96,58	3,62

Tabelle A.11: Messung der Zirkularpolarisation Beam 2

Photodiode	Klemme auf Nachweis	Kabelfarbe auf Nachweis	Pin 25pol D-Sub Stecker	Kabelfarbe 52pol Kabel	Klemme SPS	Pin AD-Karte
T1,Diode1,+	15	BlauRot	15	K2 SchwarzPink	1	+12V
Th1,Diode1,-	19	GrauBraun	19	K2 GelbSchwarz	2	-12V
T1,Diode1,GND	17	BraunGelb	17	K2 BraunPink	3	20 / PCGND
T1,Diode1,A	18	Violett	18	K2 GrauBlau	4	39 / AD0
T1,Diode1,B	20	RosaWeiß	20	K2 GelbRot	5	19 / AD1
T1,Diode1,C	14	Grün	14	K2 WeißBlau	6	39 / AD2
T1,Diode1,D	16	Schwarz	16	K2 GrauSchwarz	7	18 / AD3
T1,Diode2,+	6	RosaBraun	6	K2 GrünRot	15	+12V
T1,Diode2,-	2	BraunBlau	6	K2 SchwarzRot	16	-12V
T1,Diode2,GND	4	BraunGrün	4	K2 WeißSchwarzGelb	17	20 / PCGND
T1,Diode2,A	3	Grau	3	K2 SchwarzBraunGelb	18	78 / AD8
T1,Diode2,B	1	Pink	1	K2 RotSchwarzBlau	19	58 / AD9
T1,Diode2,C	7	Weiß	7	K2 GrauPinkSchwarz	20	77 / AD10
T1,Diode2,D	5	BlauWeiß	5	K2 PinkRot	21	57 / AD11
T1,Diode3,+	25	GelbGrau	15	K2 GrünBraun	29	+12V
T1,Diode3,-	10	GrauPink	10	K2 GelbPink	30	-12V
T1,Diode3,GND	12	Blau	12	K2 GrünWeiß	31	20 / PCGND
T1,Diode3,A	11	WeißGrau	11	K2 GelbBlau	32	76 / AD12
T1,Diode3,B	9	GrünWeiß	9	K2 RotSchwarzBlau	33	56 / AD13
T1,Diode3,C	24	Gelb	24	K2 GelbWeiß	34	75 / AD14
T1,Diode3,D	13	Braun	13	K2 GrünBlau	25	55 / AD15
T2,Diode1,+	15	BlauRot	15	K2 SchwarzWeiß	8	+12V
T2,Diode1,-	19	GrauBraun	19	K2 GrauGrün	9	-12V
T2,Diode1,GND	17	BraunGelb	17	K2 WeißSchwarzGrün	10	20 / PCGND
T2,Diode1,A	18	Violett	18	K2 WeißBraunSchwarz	11	37 / AD4
T2,Diode1,B	20	RosaWeiß	20	K2 RotBlau	12	17 / AD5
T2,Diode1,C	14	Grün	14	K2 BraunSchwarz	13	36 / AD6
T2,Diode1,D	16	Schwarz	16	K2 GelbGrau	14	16 / AD7
T2,Diode2,+	25	GelbGrau	25	K2 BlauBraun	22	+12V
T2,Diode2,-	10	GrauPink	10	K2 Gelb	23	-12V
T2,Diode2,GND	12	Blau	12	K2 Grün	24	20 / PCGND
T2,Diode2,A	11	WeißGrau	11	K2 Weiß	25	15 / AD16
T2,Diode2,B	9	GrünWeiß	9	K2 Blau	26	34 / AD17
T2,Diode2,C	24	Gelb	24	K2 SchwarzGelbGrün	27	14 / AD18
T2,Diode2,D	13	Braun	13	K2 Braun	28	33 / AD19
T2,Diode3,+	6	RosaBraun	6	K2 RotWeiß	36	+12V
T2,Diode3,-	2	BraunBlau	2	K2 Violett	37	-12V
T2,Diode3,GND	4	BraunGrün	4	K2 Rot	38	20 / PCGND
T2,Diode3,A	3	Grau	3	K2 Schwarz	39	13 / AD20
T2,Diode3,B	1	Pink	1	K2 GrauPink	40	32 / AD21
T2,Diode3,C	7	Weiß	7	K2 BlauPink	41	12 / AD22
T2,Diode3,D	5	BlauWeiß	5	K2 Pink	42	31 / AD23

Tabelle A.12: Kabelplan der Photodioden

Objekt	Nachweis auf Klemme	Kabelfarbe auf Nachweis	Pin 37pol D-Sub Stecker	Kabelfarbe 52pol Kabel	Klemme SPS
T1, Motor unten, +	3	Rot	3	K1 Blau	
T1, Motor unten, -	4	GrünBlau	4	K1 Rot	
T1, End. Motors., 1	1	GelbSchwarzBraun	1	K1 Schwarz	
T1, End. Motors., 2	2	SchwarzGrauPink	2	K1 Grau	
T1, End., 1	5	PinkGrün	5	K1 Violett	
T1, End., 2	6	WeißRor	6	K1 Gelb	
T1, Weggeber, Pin1	7	SchwarzGrünBraun	7	K1 Pink	
T1, Weggeber, Pin2	8	GrauPink	8	K1 Grün	
T1, Weggeber, Pin3	9	BraunGelb	9	K1 GrauPink	
T1, Motor oben, +	13	Violett	13	K1 BlauPink	
T1, Motor oben, -	14	RotBlau	14	K1 GrauRot	
T1, End. Motors., 1	11	WeißGelb	11	K1 RotBraun	
T1, End. Motors., 2	12	Schwarz	12	K1 SchwarzWeiß	
T1, End., 1	15	BraunSchwarz	15	K1 PinkRot	
T1, End., 2	16	Grün	16	K1 SchwarzGelb	
T1, Weggeber, Pin1	17	RotPink	17	K1 GrauBlau	
T1, Weggeber, Pin2	18	GrünSchwarzWeiß	18	K1 RotGrün	
T1, Weggeber, Pin3	19	Weiß	19	K1 PinkSchwarzGrau	
T2, Motor unten, +	31	GrünBraun	31	K1 SchwarzPink	
T2, Motor unten, -	32	GelbRot	32	K1 GelbGrau	
T2, End. Motors., 1	33	GrünGrau	33	K1 GrauGrün	
T2, End. Motors., 2	34	GrauRot	34	K1 SchwarzGrau	
T2, End., 1	29	SchwarzGelb	29	K1 SchwarzBraunGelb	
T2, End., 2	30	BlauGelb	30	K1 WeißSchwarzGrün	
T2, Weggeber, Pin1	35	SchwarzBraunWeiß	35	K1 RotBlau	
T2, Weggeber, Pin2	36	GelbSchwarzGrün	36	K1 SchwarzBraun	
T2, Weggeber, Pin3	37	BlauSchwarzPink	37	K1 RotSchwarzBraun	
T2, Motor unten, +	22	GrauSchwarz	22	K1 WeißGelb	
T2, Motor unten, -	23	WeißSchwarz	23	K1 BraunGrün	
T2, End. Motors., 1	24	GelbPink	24	K1 GrauWeiß	
T2, End. Motors., 2	25	Pink	25	K1 GrünBraunSchwarz	
T2, End., 1	20	SchwarzPink	20	K1 PinkGrün	
T2, End., 2	21	GrauBlau	21	K1 WeißGrün	
T2, Weggeber, Pin1	26	BraunRot	26	K1 WeißSchwarzGelb	
T2, Weggeber, Pin2	27	SchwarzGrün	27	K1 Weiß	
T2, Weggeber, Pin3	28	BlauPink	28	K1 Braun	
Gehäusekontakt,1	-		3 / 25pol (Rest)	K1 PinkGelb	
Gehäusekontakt,2	-		4 / 25pol (Rest)	K1 SchwarzBlau	
Sicherheitsleuchte, 1	-		1 / 25pol (Rest)	K1 BraunGelb	
Sicherheitsleuchte, 2	-		2 / 25pol (Rest)	K1 WeißBlau	

Tabelle A.13: Kabelplan Motoren, Weggeber, etc.. T1:Tisch1; T2:Tisch2; End.:Endschalter; Motors.:Motorseite

x [cm]	0	5	10	20	30	50	100	Max.	Min.	Differenz
M_x^2	1,02	1,04	1,02	1,04	1,03	0,98	1,00	1,04	0,98	0,06
ΔM_x^2	0,0060	0,0130	0,0170	0,0120	0,0110	0,0250	0,0150	0,025	0,006	0,019
M_y^2	1,04	1,09	1,06	1,09	1,05	1,04	1,03	1,09	1,03	0,06
ΔM_y^2	0,0210	0,0190	,0790	0,0190	0,0160	0,0110	0,0090	0,079	0,009	0,070
M_r^2	1,030	1,07	1,04	1,07	1,04	1,01	1,01	1,07	1,01	0,06
ΔM_r^2	0,0120	0,0140	0,0160	0,0100	0,0110	0,0150	0,0100	0,016	0,010	0,006
$2w(0)_x$	1,6490	1,6410	1,6400	1,6400	1,6340	1,5020	1,6460	1,649	1,502	0,147
$\Delta 2w(0)_x$	0,0097	0,0184	0,0267	0,0141	0,0282	0,2225	0,0172	0,2225	0,0097	0,2128
$2w(0)_y$	1,6670	1,6790	1,6650	1,6660	1,6290	1,5150	1,6400	1,679	1,515	0,164
$\Delta 2w(0)_y$	0,0416	0,0335	0,0299	0,0254	0,0224	0,2484	0,0229	0,2484	0,0224	0,2260
$2w(0)_r$	1,6640	1,6620	1,6570	1,6570	1,6360	1,5110	1,6490	1,664	1,511	0,153
$\Delta 2w(0)_r$	0,0216	0,0240	0,0263	0,0154	0,0920	0,2360	0,0186	0,2360	0,0154	0,2206
$2w(e)_x$	1,9070	1,8900	1,8870	1,8730	1,8660	1,8140	1,7520	1,907	1,752	0,155
$\Delta 2w(e)_x$	0,0281	0,0223	0,0265	0,0197	0,0240	0,0384	0,0181	0,0384	0,0181	0,0203
$2w(e)_y$	2,0680	2,0280	2,0610	2,0260	1,9890	1,9500	1,8690	2,068	1,869	0,199
$\Delta 2w(e)_y$	0,0338	0,0237	0,0340	0,0290	0,0404	0,0501	0,0271	0,0501	0,0237	0,0264
$2w(e)_r$	1,9890	1,9640	1,9760	1,9510	1,9280	1,8840	1,8120	1,989	1,812	0,177
$\Delta 2w(e)_r$	0,0252	0,0180	0,0250	0,0193	0,0192	0,0408	0,0219	0,0408	0,0180	0,0228
Z_{0_x}	2,3600	2,2880	2,2930	2,1770	2,1680	2,2070	1,5070	2,360	1,507	0,853
ΔZ_{0_x}	-0,1419	-0,1002	-0,1247	-0,0800	-0,0774	-0,1059	-0,1019	-0,0774	-0,1419	0,0645
Z_{0_y}	2,9970	2,6760	2,9130	2,6940	2,7010	2,5800	2,1840	2,997	2,184	0,813
ΔZ_{0_y}	0,1422	-0,1277	-0,1263	-0,1233	-0,1595	-0,1786	-0,1267	0,1422	-0,1786	0,3208
Z_{0_r}	2,6790	2,4860	2,6110	2,4420	2,4380	2,4020	1,8570	2,679	1,857	0,822
ΔZ_{0_r}	-0,1319	-0,0935	-0,9420	-0,0639	-0,0848	-0,1178	-0,1060	-0,0639	-0,9420	0,8781
Z_{r_x}	4,0650	3,9450	4,0330	3,9430	3,9360	3,5860	4,1520	4,152	3,586	0,566
ΔZ_{r_x}	0,0475	0,0583	0,1305	0,0588	0,1046	0,9352	0,0691	0,9352	0,0475	0,8877
Z_{r_y}	4,0970	3,9540	3,9930	3,8990	3,8610	3,4520	3,9990	4,097	3,452	0,645
ΔZ_{r_y}	0,1674	0,1010	0,1190	0,0652	0,0798	0,9638	0,1080	0,9638	0,0652	0,8986
Z_{r_r}	4,0930	3,9900	4,0250	3,9300	3,9080	3,5210	4,0880	4,093	3,521	0,572
ΔZ_{r_r}	0,0888	0,0739	0,1200	0,0547	0,0729	0,9511	0,0832	0,9511	0,0547	0,8964
θ_x	0,4100	0,4200	0,4100	0,4200	0,4200	0,4400	0,4000	0,440	0,400	0,040
$\Delta \theta_x$	0,0030	0,0030	0,0070	0,0040	0,0040	0,0910	0,0050	0,0910	0,0030	0,0880
θ_y	0,420	0,420	0,4200	0,4300	0,4200	0,4700	0,4100	0,470	0,042	0,428
$\Delta \theta_y$	0,0080	0,0040	0,0070	0,0030	0,0050	0,1040	0,0060	0,1040	0,0030	0,1010
θ_r	0,420	0,4200	0,4100	0,4200	0,4200	0,4500	0,4000	0,450	0,042	0,408
$\Delta \theta_r$	0,0050	0,0030	0,0080	0,0030	0,0004	0,0980	0,0050	0,0980	0,0004	0,0976

Tabelle A.14: Kalibriermessung ModeMaster: fester Strahlweg, variable Messposition

Literatur

- [1] Doll D. et al. The Compton Polarimeter at ELSA. *Proceedings of the 12th Intern. Symposium on High Energy Spin Physics, Amsterdam*, page 705, 1996.
- [2] Shul C.G. Electron Polarization. *Physical Review*, 63:29–37, 1943.
- [3] N.N. Møller Polarimeter. http://www.jlab.org/~gen/osp/osp_html/node71.html, -, -.
- [4] Kammer S. Strahlpolarisation am CBELSA / TAPS Experiment. Uni Bonn.
- [5] Maiman T.H. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187, 1960.
- [6] Koechner W. Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod. *Applied Optics*, 9 No 11:2548–2553, 1970.
- [7] Giesen A et al. Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers. *Applied Physics B*, 58:365–372, 1994.
- [8] Stolzenburg C et al. Cavity-dumped intracavity-frequency-doubles Yb:YAG thin disk laser with 100W average power. *Optics Letters*, 32, 9, 2007.
- [9] Sahajanand Laser Freihandels GmbH. Monodisk-515 Gemini The Double Power Pump Laser. *Datenblatt Hersteller* http://www.sahajanand.eu/Pdf/MonoDisk_Gemini.pdf.
- [10] Franken P.A. et al. Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, 7, 1961.
- [11] Nikogosyan D.N. Lithium Triborate (LBO), A Review of its Properties and Applications. *Appl. Phys. A*, 58:181f, 1994.
- [12] Theocaris P.S. Gdoutos E.E. *Matrix Theory of Photoelasticity*. Springer, 1979.
- [13] Menzel R. *Photonics*. Springer, 2001.
- [14] Teich M.C. Saleh B.E.A. *Grundlagen der Photonik*. Wiley-Vch, 2008.
- [15] F.K. Kneubühl M.W. Sigrist. *Laser*. Teubner, 2005.
- [16] Siegman A.E. Hermite-gaussian functions of complex argument as optical-beam eigenfunctions. *Journal of Optic A: Pure and Appl. Opt.*, 63 No 19:1093f, 1973.
- [17] Hinterberger F. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, 2008.
- [18] Saghafi S. Sheppard C.J.R. The beam propagation factor for higher order Gaussian beams. *Optics Communications*, 153:207–210, 1998.
- [19] Johnston T.F. Beam propagation (M^2) measurement made as easy as it gets: the four-cuts methode. *Applied Optics*, 37 No 21:4840–4850, 1998.
- [20] List J. et al. Executive Summary of the Workshop on Polarisation and Beam Energy Measurements at the ILC. *SLAC-PUB-13296*, 2008.
- [21] Compton A.H. A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements. *Physical Review*, 21, 1922.
- [22] Jackson J.D. *Klassische Elektrodynamik*. de Gruyter, 2004 4. Auflage.

- [23] Lipps F.W. Tolhoek H.A. Polarization phenomena of electrons und photons I. *Physica*, 20:85–98, 1954.
- [24] Lipps F.W. Tolhoek H.A. Polarization phenomena of electrons und photons II. *Physica*, 20:395–405, 1954.
- [25] Fano U. Remarks on the classical and quantum-mechanical treatment of partial polarization. *Journal of Optic American Sosity*, 39:79–111, 1949.
- [26] Doll D. *Das Compton-Polarimeter an ELSA*. PhD thesis, 1998.
- [27] Betts D.S. *Modern Vacuum Physics*. Chapman Hall, 2005.
- [28] Horowitz P. Hill W. *The Art of Electronics*. Cambridge University Press, 1989 2. Edition.
- [29] Greco V. et al. Optical contact and van der Waals interactions: the role of the surface topography in determining the bonding strength of thick glass plates. *Journal of Optic A: Pure and Appl. Opt.*, 3:85–88, 2001.
- [30] Demtröder W. *Experimentalphysik 2*. Springer, 2004.
- [31] Hänchen H. Goos F. Solid state lasers from an efficiency perspective. *Ann Phys.*, 6:333–346, 1947.
- [32] Bender D. The Refractive Index of Air in the Visible and Photographic Infra-Red. *Physical Review*, 54:179–183, 1938.
- [33] Siegman A. E. *Lasers*. University Science Books Sausalito, CA, 1986.
- [34] Thiobs L.N. Principles of Hartmann-Shack Aberrometry. *Journal of Refractive Surgery*, 16:563ff, 2000.
- [35] Hartmann J. Bemerkung über den Bau und die Justierung von Spektrographen. *Zeitung für Instrumentenkunde*, 20:47, 1900.
- [36] Shack. R.V. Production and use of a lenticular Hartmann screen. *Journal of Optic So. Am A*, 16:656, 1971.
- [37] N.N. WFS150 Data-Sheet. Technical report, Thorlabs.
- [38] N.N. ModeMaster PC^{TM} m^2 Beam Propagation Analyzer. Technical report, Coherent Auburn Division.
- [39] Barnes N. P. Solid state lasers from an efficiency perspective. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13:435–447, 2007.
- [40] Sellmeier W. Zur Erklärung der abnormalen Farbfolge im Spectrum einiger Substanzen. *Annalen der Physik und Chemie*, 143:272–282, 1871.
- [41] Demtröder W. *Experimentalphysik 1*. Springer, 2002.
- [42] Stöcker H. *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, 2004.
- [43] CVI N.N. Technical Notes: Dispersion Equations. <http://www.cvilaser.com/PublicPages/Pages/TechnicalTips.aspx>, -.

Danksagungen

Nicht zuletzt möchte ich mich bei denjenigen bedanken, die mir diese Arbeit ermöglicht haben.

- Der gesamten ELSA-Mannschaft. Insbesondere Herrn N. Rick, der immer eine helfende Hand frei hatte, Herrn B. Neff für konstruktionstechnische Hilfestellungen und Herrn Dipl.-Ing. M. Humpert für die Konstruktion und Programmierung der SPS.
- Den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt und der Zentralwerkstatt für die stets schnelle Anfertigung von Bauteilen.
- Herrn PD Dr. W. Hillert für die interessante Aufgabenstellung und die Unterstützung in allen Phasen der Arbeit.
- Frau PD Dr. E. Soergel für die Übernahme des Korreferates.
- Herrn Dr F. Frommberger für seine Unterstützung im Programmieren und dem Einbinden des Aufbaus in das Kontrollsystem.
- Meinen Bürokollegen, A. Balling, M. Thelen und J. Wittschen für anregende Diskussionen zu manchen Fragestellungen.
- Herrn Dr. F. Vewinger für einige Denkanstöße zu dieser Arbeit.
- Herrn Dipl.-Ing. G. Hummelt für die Beantwortung vieler Fragen zum Lasersystem.
- Den Firmen Flammer GmbH und CMC Klebetechnik und Reinicke Schwingungssysteme für die kostenlose Bereitstellung von Produktmustern zum Testen.
- Meinen Eltern und Großeltern für immerwährenden Rückhalt und Unterstützung während meiner Ausbildung.
- Frau Anne Saß für ein immer offenes Ohr und als Entschuldigung für manchmal mitten in der Bereitschaftsdienst-Nacht klingelnde Handys.
- Allen an dieser Stelle nicht genannten...

DANKE