

Aufbau einer elektronischen Stabilisierung für das A4-Compton-Polarimeter

Diplomarbeit von Jürgen Diefenbach
geb. am 10.09.1977 in Mainz

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
25. Februar 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das A4-Experiment	3
2.1	Strangeness im Proton	3
2.2	Gesamtaufbau des A4-Experiments	5
3	Compton-Rückstreupolarimetrie	7
3.1	Grundlagen	7
3.2	Das A4-Compton-Rückstreupolarimeter	11
3.3	Vergleich mit anderen Polarimetern	13
3.4	Aufbau des A4-Comptonpolarimeters	14
4	Grundlagen der Regelungstechnik	19
4.1	Übertragungsfunktionen	19
4.2	Regelkreise	21
4.3	Stabilität von Regelkreisen	26
4.4	Struktur des Regelkreises zur Lagestabilisierung	30
4.5	Signalfilterung und Kompensation	33
5	Elektronik des Comptonpolarimeters	35
5.1	Die Shuntregler der magnetischen Schikane	35
5.1.1	Anforderungen	35
5.1.2	Realisierung	36
5.1.3	Eigenschaften der Shuntregelung	37
5.2	Stabilisierung des optischen Resonators	41
5.2.1	Anforderungen	41
5.2.2	Messung der Laserstrahl Lage	41
5.2.3	Entkopplung der Regelkreise	43
5.2.4	Abschaltelektronik der Regelkreise	48
5.2.5	Pol-Nullstellenkompensation der mechanischen Resonanz	50
5.2.6	Gesamtaufbau der Spiegelregelung	53

5.2.7	Eigenschaften der Spiegelregelung	55
6	Überlagerung der Strahlen	59
6.1	Messungen mit Drahtscannern	59
6.2	Feinjustierung	61
7	Zusammenfassung und Ausblick	67
A	Schaltpläne	71
B	Resonanzfrequenzen der Spiegel	79

Kapitel 1

Einleitung

Die 1991 gegründete A4-Kollaboration untersucht am Mainzer Elektronen-Dauerstrichbeschleuniger MAMI die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Streuung polarisierter Elektronen am Proton.

Im statischen Quarkmodell besteht die innere Struktur des Protons nur aus drei sogenannten Valenzquarks. Damit lassen sich einige statische Eigenschaften wie das magnetische Moment des Protons erklären. Schon seit den siebziger Jahren weiß man allerdings, daß dieses einfache Modell einem stark wechselwirkenden System, wie das Proton es darstellt, nicht gerecht wird. Gluonen und ‚Seequarks‘ spielen ebenfalls eine wichtige Rolle. So existieren im Proton unter anderem neben den leichten *up*- und *down*-Quarks im See auch die schwereren *strange*-Quarks, die einen wichtigen Beitrag zu seinen Eigenschaften - wie zum Beispiel Impuls und Spin - liefern. Die A4-Kollaboration mißt die schwachen Formfaktoren des Protons, die Beiträge der seltsamen *s* \bar{s} -Quarkpaare enthalten können.

Der Aufbau des PbF₂-Kalorimeters wurde im Laufe der letzten Jahre weitgehend abgeschlossen und damit auch ein erster Datenpunkt bei $Q^2 = 0,227 \text{ GeV}^2$ und $\theta = 30\dots 40^\circ$ vermessen. Die aus der gemessenen paritätsverletzenden Asymmetrie A_{exp} berechnete physikalische Asymmetrie A_{phys} beträgt derzeit: $A_{phys} = (5,65 \pm 0,60) \cdot 10^{-6}$

Die Inbetriebnahme der beiden Comptonpolarimeter - des Transmissions- und des Compton-Rückstreupolarimeters - wird eine Verringerung der systematischen Unsicherheit in der Asymmetrie um einen Faktor 3 erlauben. Bisher wurde die Polarisation des Elektronenstrahls mit dem Møllerpolarimeter der A1-Kollaboration mit einer Genauigkeit von $\delta P/P \approx 2\%$ gemessen. Das Verfahren ist nicht zerstörungsfrei, das Polarimeter befindet sich in ei-

ner anderen Strahlführung, so daß die Stellung des Spins mit der am Ort des A4-Targets nicht übereinstimmen muß. Die Notwendigkeit der Interpolation zwischen den Messungen verringert die Genauigkeit der Kenntnis der Polarisation außerdem auf etwa 7%.

Für das Rückstreupolarimeter wurde das neuartige Konzept eines *Intra Cavity*-Polarimeters gewählt, das große Vorteile gegenüber herkömmlichen Konzepten [Ceb95],[Ceb01],[Pas99] bietet. Der Aufbau dieses Polarimeters wurde im Rahmen dreier Diplomarbeiten durchgeführt. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Elektronik, die zur Stabilisierung des optischen Resonators des Polarimeters gegen mechanische Schwingungen verwendet werden wird. Dadurch wird eine Erhöhung der effektiven Luminosität des Rückstreupolarimeters erlaubt, die kürzere Meßzeiten ermöglicht.

Die beiden anderen Diplomarbeiten beschäftigen sich mit dem optischen System [Ima03] und mit dem Detektor für die rückgestreuten Photonen [Ort03].

Einem kurzen Abriß der Hintergründe des A4-Experiments im zweiten Kapitel und der Grundlagen zur Compton-Rückstreupolarimetrie im dritten Kapitel folgt eine Darstellung der notwendigen Überlegungen zur Regelungstechnik in Kapitel 4. Im darauffolgenden fünften Kapitel werden die Elektronik der Shuntregelung sowie der Spiegelregelung, die im A4-Rückstreupolarimeter zum Einsatz kommen, diskutiert und ihre Eigenschaften anhand von Messungen dargestellt. Das Konzept, zur Kontrolle der Überlagerung von Elektronen- und Laserstrahl Drahtscanner zu verwenden, wird in Kapitel 6 vorgestellt. In einem Ausblick werden die noch ausstehenden Arbeiten und die Möglichkeiten, die zu einer weiteren Verbesserung der Eigenschaften der Spiegelregelung führen können, behandelt.

Kapitel 2

Das A4-Experiment

2.1 Strangeness im Proton

Im A4-Experiment wird die paritätsverletzende Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts der elastischen Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen gemessen. Dazu wird der longitudinal polarisierte MAMI-Elektronenstrahl auf ein 10 cm langes Target aus flüssigem Wasserstoff geschossen. Die gestreuten Elektronen werden in einem schnellen Bleifluorid-Kalorimeter nachgewiesen. Das Vorzeichen der Elektronenstrahlpolarisation wird alle 80 ms von einem Zufallsgenerator neu bestimmt. Die erwartete Asymmetrie von der Größenordnung $5,4 \cdot 10^{-6}$ soll mit einer absoluten Genauigkeit von $4 \cdot 10^{-7}$ bestimmt werden. Daraus läßt sich der Beitrag der *strange*-Quarks zu den Dirac-Formfaktoren des Protons mit einer Unsicherheit von $\delta(F_1^s + 0.13 \cdot F_2^s) = 0.02$ bestimmen.

Frühere experimentelle Ergebnisse haben gezeigt, daß die *seltsamen* Quark-Antiquark-Paare im Quarksee des Protons wesentliche Beiträge zu den Eigenschaften des Protons liefern. Aus der Analyse des $\Sigma_{\pi N}$ -Terms ergeben sich Beiträge der *s*-Quarks zur Masse des Protons. Die Ergebnisse der tiefinelastischen ν -Streuung zeigen, daß der Protonimpuls zu 3% auf die *s*-Quarks zurückzuführen ist. Schließlich wurde von der *EMC*-Kollaboration der Beitrag des seltsamen Nukleon-Matrixelements $\langle N | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s | N \rangle$, das mit der polarisierten Strukturfunktion g_1 verknüpft ist, in tiefinelastischer Myon-Proton-Streuung gemessen. Der Beitrag der seltsamen Seequarks zum Nukleonspin wurde daraus zu $\Sigma_s = -0.12 \pm 0.04 \pm 0.04$ bestimmt.

Einen experimentellen Zugang zu den seltsamen Formfaktoren bietet die Flavourabhängigkeit der Kopplung von elektromagnetischer und schwacher

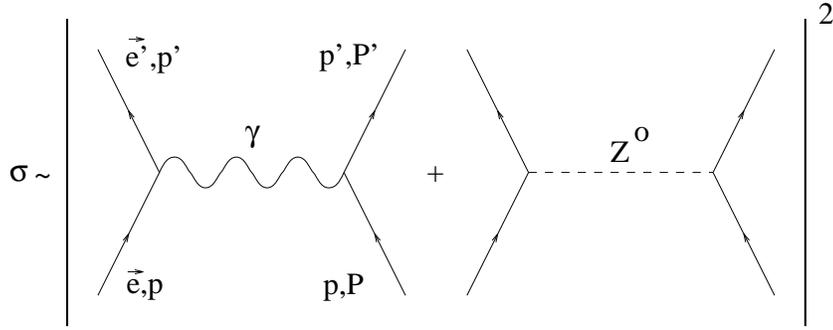


Abbildung 2.1: Die elastische Elektron-Proton-Streuung in der Ein-Boson-Austauschnäherung.

Wechselwirkung an die Quarks. Wie in Abbildung 2.1 dargestellt, tritt neben den Ein-Photon-Austausch noch ein Prozeß, bei dem ein Z^0 -Boson ausgetauscht wird. Dieser schwache Anteil der elastischen $p(\vec{e}, e')p$ -Streuung wird bei kleinen Impulsüberträgen durch die große Z -Masse von 91 GeV stark unterdrückt. Der dominierende Term ist damit durch den reinen Ein-Photon-Austausch gegeben. Der Interferenzterm zwischen elektromagnetischem und schwachem Ein-Boson-Austausch stellt den führenden Beitrag der schwachen Wechselwirkung zur elastischen Streuamplitude dar. Die durch diesen Interferenzterm hervorgerufene paritätsverletzende Asymmetrie A_0 - zunächst ohne strangeness im Proton - kann auf dem tree-level berechnet werden zu

$$A_0 = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\alpha} \frac{G_E^p}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} K \quad (2.1)$$

Der Beitrag der seltsamen Seequarks läßt sich als Korrektur zu A_0 ausdrücken [Mus94]

$$A = A_0 \cdot \left(1 - \frac{(\epsilon + \tau\mu_p)F_1^s + (\tau(\mu_p - \epsilon)F_2^s + (\delta\mu_p G_A^s))}{4K}\right) \quad (2.2)$$

Im A4-Experiment wird bei einer Strahlenergie von 854,3 MeV unter einem Streuwinkel von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$, was $Q^2 = 0.227 \text{ GeV}/c^2$ entspricht, gemessen. A_0 beträgt bei dieser Kinematik $5,4 \cdot 10^{-6}$. Die Asymmetriemessung ist am empfindlichsten auf F_1^s mit einer Beimischung von $0.13 \cdot F_2^s$ und $0.03 \cdot G_A^s$.

2.2 Gesamtaufbau des A4-Experiments

Ein elektromagnetisches Kalorimeter aus 1022 Bleifluorid-Kristallen, das einen Raumwinkel von 0.7 sr abdeckt, mißt die Energie der an einem Target aus 10 cm flüssigem Wasserstoff unter $\theta = 30..40^\circ$ gestreuten Elektronen. Die Gesamtrate des Detektors liegt bei etwa $10^8 s^{-1}$, wobei die elastische Rate $10^7 s^{-1}$ beträgt. Eine eigens entwickelte schnelle Elektronik zur Energiemessung erkennt den Zentralkristall und summiert über die acht Nachbarkristalle, in die sich der elektromagnetische Schauer ausbreitet, bei gleichzeitiger pile-up Unterdrückung. Die Energien der Ereignisse werden in histogrammierter Form ausgelesen. Die Energieauflösung des Systems liegt bei $3.5\%/\sqrt{E/GeV}$.

Ein Wechsel des Vorzeichens der Elektronenstrahl-Polarisation entspricht einer Paritätstransformation des ansonsten unter Raumspiegelung symmetrischen Experiments. Die Polarisation des Elektronenstrahls wird von einem Zufallsgenerator alle 80 ms neu bestimmt. Dabei wird dem gleichhäufigen Auftreten von Polarisationwechseln in beiden Richtungen Sorge getragen. Zur Vermeidung falscher, helizitätskorrelierter Asymmetrien, die infolge der Umschaltung der Polarisation des Elektronenstrahls entstehen können, wurden Monitorsysteme am Mainzer Beschleuniger installiert, die eine Regelung der Strahlage, Strahlenergie und des Strahlstroms ermöglichen. Darüberhinaus ist die Kenntnis der Polarisation des Elektronenstrahls

$$P_e = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (2.3)$$

von großer Bedeutung, da sie bei der Interpretation der gemessenen Asymmetrie A_{exp} direkt in die physikalische Asymmetrie A_{phys}

$$A_{phys} \sim A_{exp} \cdot P_e \quad (2.4)$$

und damit in die seltsamen Formfaktoren des Protons eingeht. Aus diesem Grund wurden zwei unabhängige Polarimeter am A4-Experiment installiert. Um die Polarisation während des laufenden Experiments ständig kontrollieren zu können, konnten bislang Messungen mit dem A1-Møllerpolarimeter vorgenommen werden. Da sich dieses Polarimeter in einer anderen Experimentierhalle befindet, waren solche Messungen wegen der Notwendigkeit der Optimierung des Beschleunigers auf diese andere Strahlführung sehr zeitaufwendig und nur ungefähr einmal täglich möglich. Damit wurde die Unsicherheit der relativ auf 2% genauen Møllermessung durch die Interpolation des

zeitlichen Verlaufs der Strahlpolarisation zwischen zwei solchen Messungen auf 7% erhöht.

Jetzt wurden ein Transmissions-Comptonpolarimeter [Wei00] im Bereich des A4-Strahlfängers und ein zerstörungsfrei arbeitendes Compton-Rückstreupolarimeter strahlaufwärts vom A4-Experiment aufgebaut. Das Transmissionspolarimeter¹ dient der Erfassung kurzfristiger Schwankungen der Polarisation (Sekunden bis Minuten) durch Messung der relativen Änderung der Strahlpolarisation und das langsamere Rückstreupolarimeter der Messung der absoluten Polarisation und ihrer Änderung innerhalb von Stunden bis Tagen. Die Genauigkeit der Kenntnis der Strahlpolarisation wird sich damit um einen Faktor drei verbessern lassen.

¹Dieses Polarimeter wurde Ende 2002 bis Anfang 2003 getestet und erfolgreich in Betrieb genommen.

Kapitel 3

Compton-Rückstreupolarimetrie

Im A4-Compton-Rückstreupolarimeter werden niederenergetische Photonen (2,41 eV) an hochenergetischen Elektronen (854,3 MeV) gestreut. Betrachtet man den Vorgang vom Ruhesystem des Elektrons aus, so erhält man die allgemein bekannte Compton-Streuung hochenergetischer Photonen an ruhenden, freien Elektronen - vergleichbar mit der Compton-Streuung von Röntgenquanten an den quasifreien Hüllenelektronen von Atomen. Da die Compton-Streuung einen Zweikörperprozeß darstellt, ist der Zusammenhang zwischen der Energie des auslaufenden Photons und seinem Streuwinkel eindeutig.

3.1 Grundlagen

Als Comptonstreuung bezeichnet man die Streuung eines Photons an einem geladenen Fermion, bei der das Photon einen Teil seines Impulses auf das Fermion überträgt. Die Situation ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Der Viererimpuls des einlaufenden Photons ist k_i' , der des auslaufenden Photons k_f' . Das ruhende geladene Fermion (Elektron) hat die Masse m_e . Aus dem Energie- und dem Impulserhaltungssatz erhält man

$$k_f' = \frac{k_i'}{1 + \frac{k_i'}{m_e}(1 + \cos \theta')} \quad (3.1)$$

wobei θ' der Streuwinkel des Photons ist. Die Lorentz-Transformation zurück ins Laborsystem liefert folgenden Zusammenhang [Hal84]

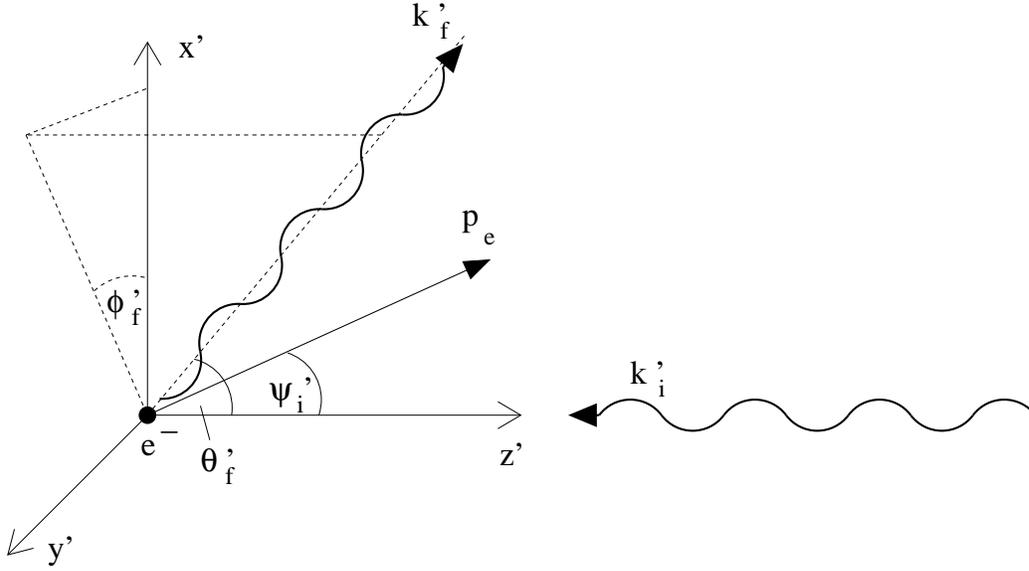


Abbildung 3.1: Die Kinematik des Comptonstreuungsprozesses im Ruhesystem des Elektrons.

$$k_f = \frac{k_i \gamma^2 (1 + \beta \cos \theta') (1 + \beta)}{1 + \frac{k_i \gamma (1 + \beta)}{m} (1 + \cos \theta')} \quad (3.2)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung zirkular polarisierter Photonen an polarisierten Elektronen ist - im Ruhesystem der Elektronen - [Bjo66]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \mp \cos \Psi' P_e P_\gamma \frac{d\sigma_p}{d\Omega} \mp \sin \Psi' P_e P_\gamma \cos \theta'_f \frac{d\sigma_a}{d\Omega} \quad (3.3)$$

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich demnach als Summe eines polarisationsunabhängigen Anteils

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k'_f}{k'_i} \right)^2 \left\{ 1 + \cos^2 \theta' + \frac{(k'_i - k'_f)^2}{k'_i k'_f} \right\} \quad (3.4)$$

und zweier Terme, die von den Polarisationen der Elektronen und der Photonen abhängen,

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k'_f}{k'_i} \right)^2 \left(\frac{k'_f}{k'_i} - \frac{k'_i}{k'_f} \right) \cos \theta', \quad (3.5)$$

$$\frac{d\sigma_a}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k'_f}{k'_i} \right)^2 \left(1 - \frac{k'_f}{k'_i} \right) \sin \theta'. \quad (3.6)$$

darstellen. Der Term (3.5) erzeugt nach (3.3) eine Abhängigkeit vom Polarwinkel θ' und (3.6) eine Abhängigkeit vom Azimutalwinkel ϕ' .

Der letzte Term verschwindet bei Integration über ϕ und auch im Falle longitudinal polarisierter Elektronen. Zur Messung der Polarisation eines transversal polarisierten Elektronenstrahls wäre zum Nachweis der gestreuten Photonen daher ein ortsauflösender Detektor nötig.

Zunächst ist jedoch nur die Messung der longitudinalen Polarisation des Strahls geplant, so daß wir uns hier auf die Betrachtung des ersten Terms $d\sigma_p/d\Omega$ beschränken können. Für einen Streuwinkel von 90° im Ruhesystem des Elektrons wird der Querschnitt polarisationsunabhängig. Für kollineare Streuung ist die Abhängigkeit maximal.

Wichtig für die Planung eines Rückstreupolarimeters ist natürlich vor allem die erreichbare Luminosität. Die Luminosität \mathcal{L} verknüpft den Wirkungsquerschnitt σ und die erreichte Reaktionsrate \dot{N} im Experiment miteinander:

$$\dot{N} = \sigma \mathcal{L} \quad (3.7)$$

Die Luminosität muß im Fall eines Rückstreupolarimeters proportional zu den Dichten von Laser- und Elektronenstrahl ($\dot{n}_\gamma, \dot{n}_e$) sein. Beträgt der Querschnitt der Strahlen A_γ und A_e und die Laserleistung P_γ bei der Wellenlänge λ , sowie der Elektronenstrom I_e , so gilt:

$$\begin{aligned} \dot{n}_\gamma &= \frac{P_\gamma \lambda}{2\pi \hbar c A_\gamma} \\ \dot{n}_e &= \frac{I_e}{e A_e} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Reale Laser- und Elektronenstrahlen besitzen eine von Null verschiedene, endliche Emittanz \mathcal{E}_γ bzw. \mathcal{E}_e . Für MAMI gilt dabei

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_e^{horizontal} &= 8 \pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad} \\ \mathcal{E}_e^{vertikal} &= 0,5 \pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad} \end{aligned}$$

Die bestmögliche Emittanz¹ für einen Gaslaser (Ar^+ -Laser bei 514,5 nm) ist:

$$\mathcal{E}_\gamma^{real\ max.} = \frac{2\lambda}{4\pi} \approx 26\pi \cdot 10^{-9} \text{ m rad} \quad (3.9)$$

Reale Laser- und Elektronenstrahlen besitzen im bestmöglichen Fall ein transversales Gaußprofil. Die Dichte der Strahlen ist auf der Strahlachse am größten und fällt nach außen entsprechend einer Gaußkurve ab. Der Abstand σ zur Strahlachse, bei dem die Dichte auf $1/e$ des Maximums abgefallen ist, wird als σ -Radius des Strahls bezeichnet. Das Profil des Strahls entlang der Strahlachse (z -Achse) wird durch

$$\sigma(z) = \sigma_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad (3.10)$$

beschrieben. Dabei ist z_R die Rayleighlänge des gaußschen Strahls. Die Stelle des geringsten Durchmessers liegt bei $z = 0$ und wird als Strahltaille oder *Waist* bezeichnet.

Nimmt man an, daß die Strahltaillen nicht gegeneinander verschoben sind, die Achsen der Strahlen identisch sind und ihre Rayleighlängen gleich sind, erzielt man die maximale Luminosität \mathcal{L}_∞ [Ceb95]

$$\mathcal{L}_\infty = \frac{1}{\mathcal{E}_e + \mathcal{E}_\gamma} \frac{I_e P_\gamma \lambda}{2\pi e \hbar c^2} \quad (3.11)$$

Nicht berücksichtigt ist hier noch die Tatsache, daß der Bereich, in dem die Strahlen überlagert sind, endlich ist. Für das A4-Comptonpolarimeter stehen ungefähr 2 m - bei konservativer Abschätzung - bis 2,5 m für die Wechselwirkungszone zur Verfügung. Die maximale Luminosität muß noch mit dem Faktor [Ket98]

$$\frac{\mathcal{L}}{\mathcal{L}_\infty} = \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{l}{2z_R} \right) \quad (3.12)$$

multipliziert werden. Für die maximale Luminosität unter den gegebenen Randbedingungen ($l = 2m$) erhält man damit einen Wert von 246 Hz/barn

¹Das quantenmechanische Limit liegt einen Faktor 2 niedriger, siehe auch [Ima03]

pro Watt Laserleistung. Photonen, die im Ruhesystem des Elektrons einen Streuwinkel von 90° erleiden, erscheinen im Laborsystem unter einem Winkel von $1/\gamma_e$ zur Strahlachse, was $0,6$ mrad entspricht. Der integrierte Querschnitt für alle Rückstreueignisse, deren Photonen in diesen Kegel (mit dem halben Öffnungswinkel $0,6$ mrad) gestreut werden, beträgt $0,6$ barn. Die Rate an rückgestreuten Photonen beträgt damit - bezogen auf die Laserleistung -

$$\dot{N}_{\gamma r}/P_\gamma = 147 \text{ Hz/W} \quad (3.13)$$

Dies ist jedoch die Luminosität, die mit perfekt überlagerten Strahlen erreicht wird. In der Realität sind die Strahlen durch mechanische Schwingungen der Laserspiegel die meiste Zeit über gegeneinander verkippt und verschoben. Die effektive Überlagerung ist daher nicht ideal. Dadurch wird die Luminosität, wie in [Ket98] und [Ima03] gezeigt ist, verringert. Aus diesem Grund ist eine aktive Stabilisierung der Laserspiegel des optischen Resonators - neben einem soliden mechanischen Aufbau - Voraussetzung für kurze Meßzeiten.

3.2 Das A4-Compton-Rückstreupolarimeter

Da der Strahlstrom beim A4-Experiment auf $20 \mu\text{A}$ begrenzt ist, muß zur Erzielung einer hinreichend großen Luminosität ein sehr intensiver Laserstrahl verwendet werden. Als Lichtquelle wird ein Argonionen-Laser vom Typ *coherent innova 425* verwendet. Die Laserleistung von maximal 10 W - bei Betrieb auf einem einzigen atomaren Übergang - führt dazu, daß lange Meßzeiten benötigt würden, um die Polarisation auf 3% genau zu messen. Die Erhöhung der Photonendichte könnte in einem externen Fabry-Perot-Resonator hoher Güte erfolgen. Der Nachteil dieser Vorgehensweise ist die mitunter lange Füllzeit des Resonators und die mögliche Änderung des Polarisationszustands des Lichts im Resonator. Insbesondere muß jedoch die Wellenlänge des Lasers auf den Resonator abgestimmt werden, was einen großen technischen Aufwand bedeutet. Als alternatives Konzept, das einen Mittelweg beschreibt, der relativ hohe Photonendichten erlaubt, jedoch volle Kontrolle über den Polarisationszustand des Lichts bei sehr schneller Verfügbarkeit erlaubt, wurde von uns ein Intracavity-Polarimeter gebaut (Abbildung 3.2). Der Laser läuft dabei frei und braucht nicht auf eine feste Frequenz stabilisiert zu werden.

LasermEDIUM und Wechselwirkungszone befinden sich im selben Resonator, so daß die Auskopplung von Licht aus dem Resonator, der das Medium enthält, Anpassung an den Wechselwirkungsresonator und Einkopplung in diesen entfallen. Das System enthält relativ wenige optische Komponenten.

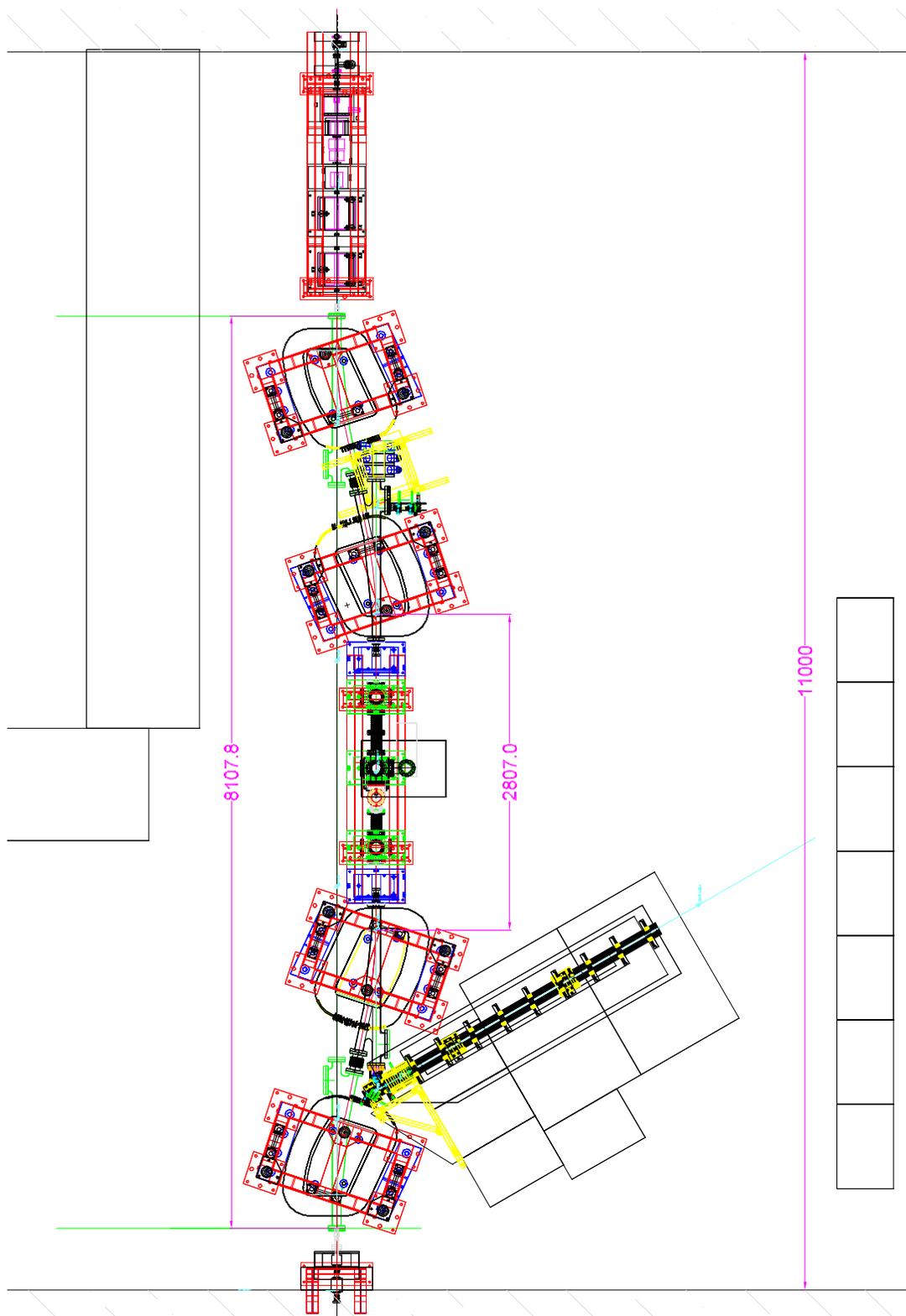


Abbildung 3.2: Das A4-Comptonpolarimeter in der Experimentierhalle 3

Durch die Anwesenheit zweier $\lambda/4$ -Platten und eines Brewsterfensters werden unerwünschte Polarisationskomponenten stark unterdrückt. Außerdem ist das System gegenüber Störungen weniger empfindlich als bei Verwendung eines externen Fabry-Perot-Resonators. Eine aktive Stabilisierung der Laserspiegel jedoch wird benötigt, um Abweichungen des Laserstrahls von der Sollage zu vermindern, die den Überlapp mit dem Elektronenstrahl verringern. Mechanische Schwingungen, die von der Wasserkühlung der Laserröhre oder Vibrationen der Vakuumpumpen herrühren und auch Gebäudeschwingungen führen ansonsten zu einer Verringerung der Luminosität und damit zu einer verlängerten Meßzeit.

Elektronenstrahl und Laserstrahl können mit den drei Drahtscannern (s.a. Abbildung 3.3) in der Wechselwirkungszone vermessen werden. Auf diese Weise kann auch eine gezielte Überlagerung der beiden Strahlen unter Verwendung der Shunts der Dipolmagnete erfolgen. Der Leuchtschirm in der Wechselwirkungszone wird zum ‚Einfädeln‘ des Elektronenstrahls in das Polarimeter und zur Kontrolle seiner Fokussierung vom MAMI-Bedienraum verwendet.

Die Energie der rückgestreuten Elektronen wird in einem NaJ(Tl)-Detektor aus drei Kristallen gemessen. Der Nachweis der Elektronen, die bei der Wechselwirkung mit den Photonen einen Impulsverlust erlitten haben, soll mit einem Detektor aus szintillierenden Kunststoffasern erfolgen, der zur Zeit im Aufbau befindlich ist.

3.3 Vergleich mit anderen Polarimetern

Zur Messung der longitudinalen Polarisation hochenergetischer Elektronenstrahlen kommen mehrere Arten von Polarimetern in Betracht. Bei Møllerpolarimetern werden die Elektronen an den polarisierten Elektronen einer magnetisierten Folie aus einer Eisen-Cobalt-Legierung gestreut. Vorteilhaft ist der relativ einfache Aufbau und der aufgrund der hohen Elektronendichte in der Folie niedrige Strahlstrom, bei dem die Messung bereits durchgeführt werden kann. Als Nachteil erweist sich einerseits, daß das Verfahren nicht zerstörungsfrei ist, da sich eine Metallfolie im Strahl befindet und ohnehin eine Messung bei $20 \mu\text{A}$ Elektronenstrom nicht möglich ist. Andererseits ergeben sich systematische Unsicherheiten durch die nicht mit beliebiger Genauigkeit bekannte Polarisation der Elektronen in der Folie. Mit dem Møllerpolarimeter der A1-Kollaboration werden derzeit Genauigkeiten von 2% erzielt.

Transmissions-Comptonpolarimeter arbeiten mit Wandlern beispielsweise aus Kohlenstoff oder Aluminium, die die im Target aus polarisierten Elektronen des Strahls erzeugte polarisierte Bremsstrahlung wieder in geladene Teilchen wandeln. Damit arbeiten solche Polarimeter zwar im Prinzip zerstörungsfrei, da sie erst strahlabwärts des Targets zum Einsatz kommen, aber aufgrund der Winkelabhängigkeit der Polarisation der Bremsstrahlung aus dem Target hängt die Analysierstärke von der genauen Strahllage und -fokussierung ab. Nach jeder Optimierung des Elektronenstrahls wäre somit eine erneute Eichung des Polarimeters erforderlich, um eine Absolutmessung der Strahlpolarisation vornehmen zu können.

Mottpolarimeter eignen sich nur zur Messung bei geringen Elektronenenergien. Ein Mottpolarimeter ist an der polarisierten Quelle von MAMI installiert.

Beim A4-Experiment bietet sich schließlich noch die Messung des Polarisationsübertrags auf das Proton an. Die Analysierstärke von Kohlenstoff als Streuer ist bislang allerdings nur auf 3% genau vermessen. Eine Integration in das PbF_2 -Kalorimeter hätte zudem den Nachteil, daß nichtparitätsverletzende, falsche Asymmetrien in die eigentliche Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung eingeführt würden, weshalb auch dieses Verfahren nicht in Frage kommt.

Compton-Rückstreupolarimeter sind schließlich imstande, die Polarisation absolut zu messen. Das Verfahren ist zerstörungsfrei und kann bei ausreichender Luminosität innerhalb von Minuten Genauigkeiten von einigen Prozent erzielen.

Das Mainzer Mikrotron MAMI ist unter den Elektronenbeschleunigern, an denen Compton-Rückstreupolarimeter in Betrieb sind, derjenige mit der niedrigsten Strahlenergie (855 MeV). Außerdem ist der Strahlstrom im A4-Experiment mit $20 \mu\text{A}$ sehr klein, verglichen mit den etwa tausendfach größeren Strömen an Speicherringen. Die Realisierung des neuartigen Konzeptes des *Intracavity*-Polarimeters wird nun aber auch an MAMI die Nutzung der Vorteile eines Comptonrückstreupolarimeters ermöglichen.

3.4 Aufbau des A4-Comptonpolarimeters

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gemeinsam mit Kollegen der A4-Kollaboration das A4-Compton-Rückstreupolarimeter aufgebaut. Dazu wurden in einer Planungsphase die optischen und mechanischen Komponenten für das

Polarimeter ausgesucht. CAD-Zeichnungen dieser Komponenten wurden angefertigt. Nicht kommerziell erhältliche Komponenten wie Halterungen für Laserspiegel und Adapter wurden entworfen und in Auftrag gegeben. Die CAD-Zeichnungen wurden zu einem Modell des Comptonpolarimeters zusammengesetzt.

Mithilfe des *AXYZ-Systems* von Leica-Geosystems wurde die Experimentierhalle anhand der vorhandenen Justiermarken in Boden und Wänden und einem der Quadrupole der bereits vorhandenen Strahlführung genau vermessen. Das AXYZ-System ist ein Programm, das in Verbindung mit einem Interface den Anschluß mehrerer Theodolithe an einen Rechner ermöglicht. Mit diesem System können dann die dreidimensionalen Koordinaten von Punkten im Raum, die mit den Theodolithen angepeilt werden, mit einer Unsicherheit von weniger als $100\ \mu\text{m}$ bestimmt werden. Es wurde ein Konzept zum Einjustieren der Dipolmagnete und ihrer Gestelle entwickelt. Die Dipole wurden zuvor vermessen und ihre Polplatten (zur Verlängerung der Polschuhe) entfernt. An den zweiten Dipole, dessen Polschuhe zu kurz waren, wurden bearbeitete Polplatten angebracht. Dies war erforderlich, um vier Dipole mit identischen effektiven Feldlängen zu erhalten.

Um die Dipolgestelle und die Dipole sowie die übrigen Komponenten des Polarimeters justieren zu können, wurden neue Peilmarken eingemessen. Die Dipolgestelle wurden mit dem AXYZ-System eingemessen und anschließend die Dipolmagnete auf die Gestelle gesetzt und mithilfe zuvor eingemessener Peilmarken auf weniger als $200\ \mu\text{m}$ einjustiert.

Ein Sockel aus Betonblöcken für den Laser wurde aufgebaut und die Strahlführung zusammengesetzt. Die elektronischen Shunts wurden an die Dipolmagnete angeschlossen und getestet. Schließlich wurde der Laser wieder in Betrieb genommen und der Resonator justiert. In zwei Strahlzeiten im Dezember 2002 und im Februar 2003 wurde die magnetische Schikane in Betrieb genommen und es wurde versucht, einen Überlapp zwischen Elektronen- und Laserstrahl herzustellen. Obwohl eine Kreuzung der Strahlen in der Mitte der Wechselwirkungszone hergestellt werden konnte, gelang der Nachweis rückgestreuter Photonen nicht, da unmittelbar vor der Messung ein technischer Defekt am Lasernetzgerät mit der Folge eines Totalausfalls auftrat.

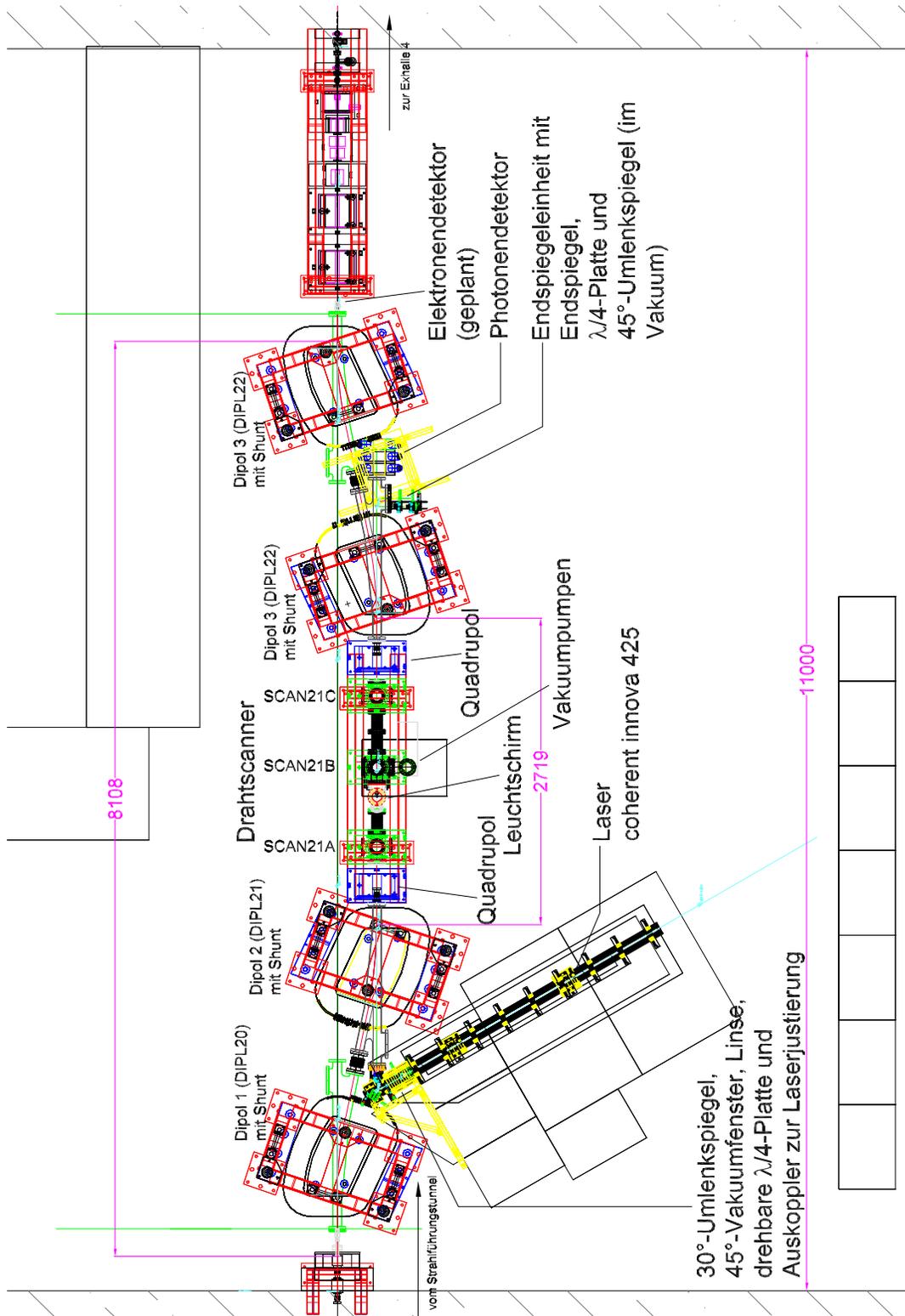


Abbildung 3.3: Positionen der wesentlichen Komponenten des Comptonpolarimeters.

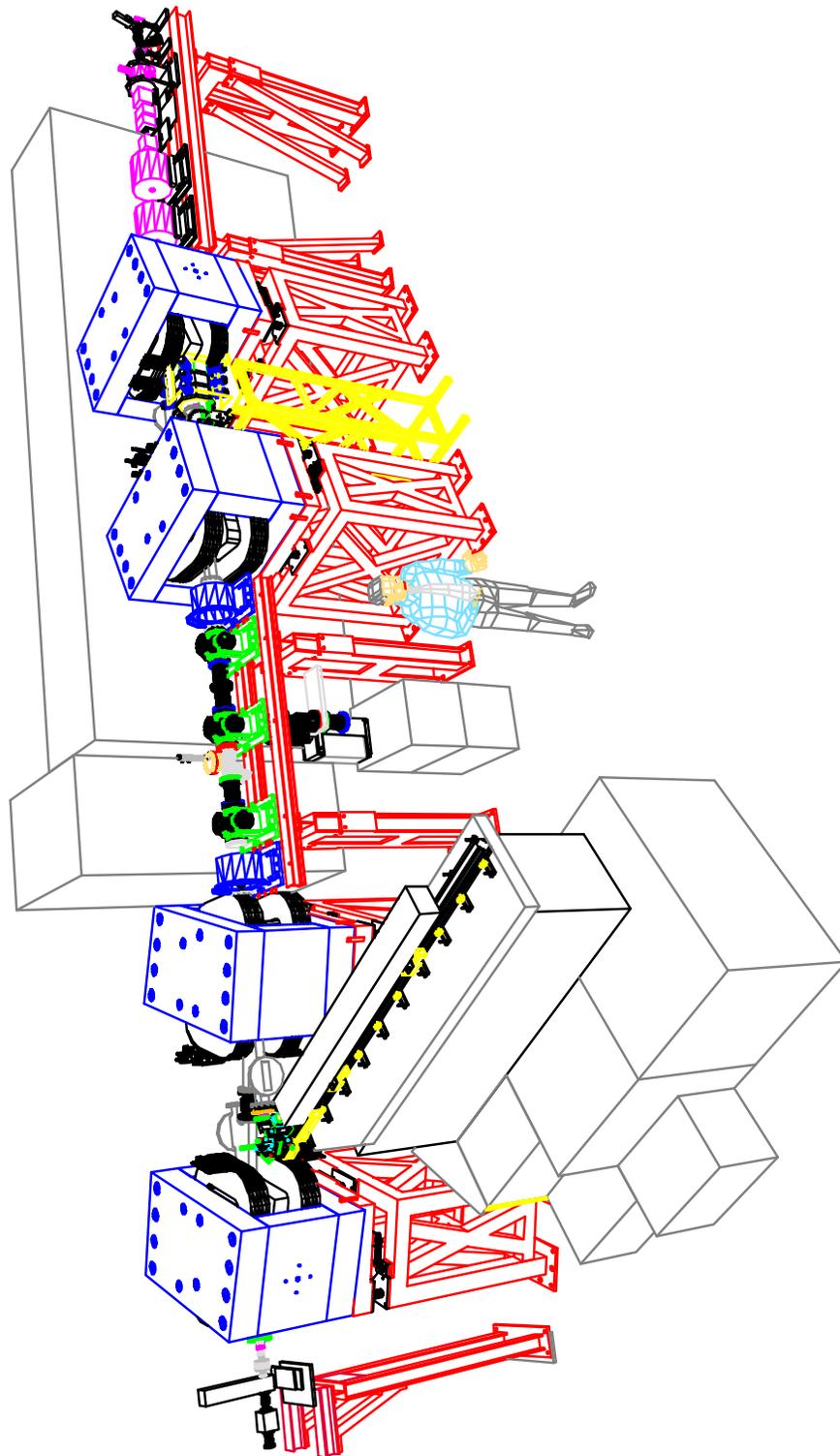


Abbildung 3.4: Perspektivische Ansicht des Comptonpolarimeters.

Kapitel 4

Grundlagen der Regelungstechnik

Wesentlicher Teil der vorliegenden Arbeit waren der Aufbau geregelter Nebenwiderstände (Shunts) für die magnetische Schikane des Polarimeters und einer Stabilisierungselektronik für den optischen Resonator. Daher werden in diesem Kapitel die Grundlagen der Regelungstechnik in Auszügen dargestellt.

4.1 Übertragungsfunktionen

Die Laplace-Transformierte einer Funktion $f(t)$ ist definiert durch

$$F(s) = \int_0^{\infty} f(t)e^{-st} dt \quad \text{mit} \quad s = \sigma + j\omega \quad (4.1)$$

Dabei ist s eine komplexe Variable mit dem Realteil σ und dem Imaginärteil ω . Mithilfe der Laplace-Transformation lassen sich in der Signalverarbeitung und Regelungstechnik viele Probleme einfacher ausdrücken. Einschaltvorgänge und Anfangsbedingungen können dabei berücksichtigt werden.

Für ein lineares, zeitinvariantes System, dessen Eigenschaften durch einen linearen Operator \hat{S} charakterisiert werden, gilt:

$$y(t) = \hat{S}x(t) \quad (4.2)$$

Man nennt die Antwort des Systems auf einen Deltaimpuls $x(t) = \delta(t)$ die *Impulsantwort* $g(t)$ des Systems und die Laplacetransformierte von $g(t)$ die *Übertragungsfunktion* des Systems:

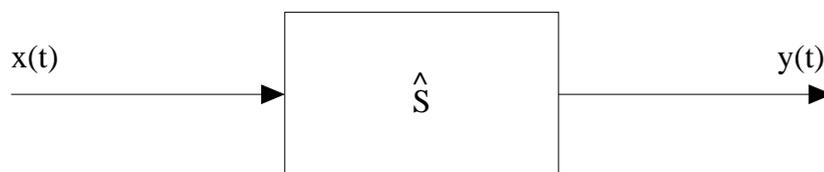


Abbildung 4.1: Der Zusammenhang zwischen Ausgangssignal $y(t)$ und Eingangssignal $x(t)$ eines linearen, zeitinvarianten System wird durch einen linearen Operator \hat{S} hergestellt.

$$\begin{aligned}
 x(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') \delta(t - t') dt' \\
 y(t) &= \hat{S} x(t) = \hat{S} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') \delta(t - t') dt' \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') \hat{S} \delta(t - t') dt' \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} x(t') g(t - t') dt'
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Die Laplacetransformierte $X(s)$ des Eingangssignals $x(t)$ und die Laplacetransformierte $Y(s)$ des Ausgangssignals $y(t)$ des Systems hängen über die Laplacetransformierte $G(s)$ der Impulsantwort $g(t)$ des Systems miteinander zusammen:

$$\rightarrow Y(s) = G(s) X(s) \tag{4.4}$$

Das Eingangssignal $x(t) = \theta(t)$ läßt sich in der Praxis leicht durch ein Rechtecksignal darstellen, wohingegen Deltaimpulse mit Signalgeneratoren kaum sinnvoll erzeugt werden können. Die *Sprungantwort* ist daher viel leichter zu messen als die Impulsantwort, weshalb folgende Zusammenhänge oftmals nützlich sind:

$$\begin{aligned}
 h(t) &= \hat{S}\theta(t) \\
 \delta(t) &= \frac{d}{dt}\theta(t)|_{t=0} \rightarrow g(t) = \frac{dh(t)}{dt} \\
 G(s) &= s \cdot H(s) - h(t = -0) \text{ mit } h(t = -0) = 0 \text{ wegen Kausalität}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

Desweiteren gelten - wichtig für die Betrachtung von Einschaltvorgängen oder die Eigenschaften von Regelkreisen - *Anfangs- und Endwertsatz*:

$$\begin{aligned}\lim_{t \rightarrow 0} y(t) &= \lim_{s \rightarrow \infty} sY(s) \\ \lim_{t \rightarrow \infty} y(t) &= \lim_{s \rightarrow 0} sY(s)\end{aligned}\tag{4.6}$$

Trägt man den Betrag und die Phase der Übertragungsfunktion gegen die Frequenz auf, wobei

$$\begin{aligned}A(f) &= |G(s)|, \text{ mit } s = j\omega \\ \phi(f) &= \arg G(s), \text{ mit } s = j\omega,\end{aligned}\tag{4.7}$$

so erhält man die *Frequenzkennliniendarstellung* von $G(s)$. Dabei nennt man die Auftragung der Amplitude gegen die Frequenz auch den *Amplitudengang* und die der Phase den *Phasengang*. Bei logarithmischer Auftragung spricht man auch von den sogenannten *Bodediagrammen*.

Möchte man ein Netzwerk aus Impedanzen analysieren, läßt sich die Aufstellung von Differential- und Integralgleichungen, die die Netzwerkgleichungen darstellen, vermeiden, wenn das ganze Netzwerk formal laplacetransformiert wird. Das Problem reduziert sich auf die Lösung linearer Gleichungen und gegebenenfalls anschließende Rücktransformation in den Zeitbereich. Impedanzen in Schaltbildern transformieren sich wie folgt:

$$\begin{aligned}R &\rightarrow R \\ C &\rightarrow \frac{1}{sC} \\ L &\rightarrow sL\end{aligned}$$

Für das Rechnen mit laplacetransformierten Impedanzen gelten dieselben Regeln für Serien- und Parallelschaltung wie für das Rechnen mit den Impedanzen selbst.

4.2 Regelkreise

Als Regelkreis bezeichnet man ein System, in dem die Abweichung einer physikalischen Größe von einem vorgegebenen Sollwert bestimmt und einem Stellglied zur Beeinflussung dieser Größe wieder zugeführt wird. Abbildung 4.2 zeigt das Blockschaltbild eines Regelkreises. Die Ähnlichkeit beispielsweise zum Operationsverstärker als invertierenden Verstärker fällt auf. Gegengekoppelte Operationsverstärkerschaltungen können im Prinzip als Regelkreise aufgefaßt werden.

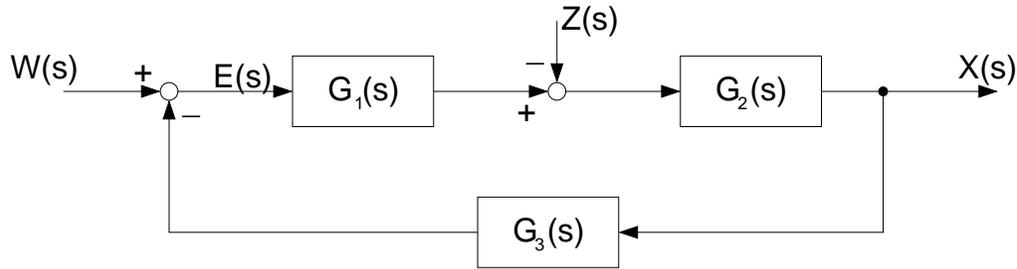


Abbildung 4.2: Allgemeines Blockschaltbild eines Regelkreises. Man nennt x den Istwert der Regelgröße, r den Meßwert, w den Sollwert, e die Regelabweichung und z die Störgröße.

Regelkreise werden üblicherweise in die folgenden Komponenten gegliedert: das *Meßglied* dient zur Erfassung des *Istwerts* der *Regelgröße*. Dieser Meßwert wird durch Subtraktion vom *Sollwert* mit diesem verglichen, vom *Regler* gefiltert und schließlich dem *Stellglied* zugeführt, das dazu dient, die Regelgröße zu beeinflussen. Durch diese Rückkopplung kann der Einfluß von Störgrößen - bei geeigneter Wahl des Reglers - unterdrückt werden.

Um die Eigenschaften eines Regelkreises beurteilen zu können, ist es nützlich, einige allgemeine Funktionen und Zusammenhänge aus der Regelungstechnik, die das Verhalten der Regelung beschreiben, zu betrachten. Es erweist sich außerdem als besonders einfach und elegant, die Rechnungen - soweit möglich¹ - im Bildbereich, d.h. nach erfolgter Laplacetransformation des Systems, durchzuführen. Für die einzelnen Blöcke des Regelkreises setzt man ihre Übertragungsfunktionen ein (Abbildung 4.2) und erhält damit das allgemeine Strukturbild des Regelkreises. Dabei beschreibt $G_1(s)$ Regler und Stellglied, $G_2(s)$ den hinteren Teil der Strecke (hier etwa der Laserresonator) und $G_3(s)$ das Meßglied. Da die in der Abbildung 4.2 und die im folgenden Text auftretenden Größen immer wieder benötigt werden, sind sie in Tabelle 4.1 als Übersicht zusammengefaßt.

Aus dem Blockschaltbild lassen sich folgende Beziehungen ablesen:

¹Dies ist der Fall für lineare, zeitinvariante Übertragungsfunktionen. Nicht möglich ist dies z.B. bei Systemen, die von Nichtlinearitäten dominiert sind.

Bezeichnung Zeitbereich	Symbol im Zeitbereich	Bezeichnung im im Bildbereich	Symbol im Bildbereich
Regelgröße	$x(t)$	Regelgröße	$X(s)$
Führungsgröße	$w(t)$	Führungsgröße	$W(s)$
Störgröße	$z(t)$	Störgröße	$Z(s)$
Regelabweichung	$e(t)$	Regelabweichung	$E(s)$
Impulsantwort des Reglers	$g_1(t)$	Übertragungsfunktion des Reglers	$G_1(s)$
Impulsantwort des Stellglieds	$g_2(t)$	Übertragungsfunktion des Stellglieds	$G_2(s)$
Impulsantwort des Meßglieds	$g_3(t)$	Übertragungsfunktion des Meßglieds	$G_3(s)$
		Führungsübertragungs- funktion	$G_W(s)$
		Störübertragungs- funktion	$G_Z(s)$

Tabelle 4.1: Wichtige Größen der Regelungstechnik und ihre Bezeichnungen im Zeit- und Bildbereich im Überblick.

$$\begin{aligned}
 X(s) &= -Z(s) G_2(s) + X'(s) G_2(s) \\
 X'(s) &= E(s) G_1(s) \\
 E(s) &= W(s) - R(s) \\
 R(s) &= X(s) G_3(s)
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

Man erhält daraus die *Gleichung des Regelkreises*,

$$X(s) = \frac{G_1(s)G_2(s)}{1 + G_1(s)G_2(s)G_3(s)}W(s) - \frac{G_2(s)}{1 + G_1(s)G_2(s)G_3(s)}Z(s) \tag{4.9}$$

die die Abhängigkeit der Regelgröße von Führungsgröße $W(s)$ und Störgröße $Z(s)$ beschreibt. Sie enthält zum einen die *Führungsübertragungsfunktion*

$$G_W(s) = \frac{G_1(s)G_2(s)}{1 + G_1(s)G_2(s)G_3(s)} \tag{4.10}$$

und zum anderen die *Störungsübertragungsfunktion*:

$$G_Z(s) = \frac{G_2(s)}{1 + G_1(s)G_2(s)G_3(s)} \tag{4.11}$$

Für Stabilitätsbetrachtungen ist es von Bedeutung, daß die Nenner dieser beiden Funktionen gleich sind. Das Verhalten des Nenners kann man in der Praxis auf einfache Weise untersuchen, indem man den Regelkreis vor dem Vergleich zwischen Soll- und Istwert öffnet und Störungen ausschaltet. Die Übertragungsfunktion des sich ergebenden Systems nennt man die *Übertragungsfunktion des offenen Regelkreises*:

$$G_0(s) = G_1(s) G_2(s) G_3(s) \quad (4.12)$$

Oftmals soll eine Regelung nur Störungen unterdrücken, wobei die Führungsgröße (der Sollwert) festliegt. Man spricht in solchen Fällen von einer *Festwertregelung*. Andererseits kommt es vor, daß praktisch keine Störungen vorliegen und die Hauptaufgabe darin besteht, die Regelgröße der Führungsgröße nachzuführen, was als *Folgerregelung* bezeichnet wird. In solchen Fällen kann man sich somit auf die Betrachtung von (4.11) oder aber von (4.10) beschränken. Die in dieser Arbeit beschriebene Spiegelregelung kann beispielsweise als Festwertregelung angesehen werden und die Shuntregelung als Folgerregelung.

Ein wichtiges Kriterium ist auch die *bleibende* oder *stationäre Regelabweichung* $\lim_{t \rightarrow \infty} e(t)$. Für die weiter unten beschriebene Shuntregelung sollte diese verschwinden, um sichergehen zu können, daß dieselbe Sollwertvorgabe auch immer zum selben Istwert führt. Bei der Spiegelregelung sollen Strahllageschwankungen des Lasers unterdrückt werden, wobei ein völliges Verschwinden der Regelabweichung nicht erforderlich ist². Die bleibende Regelabweichung kann mithilfe des *Endwertsatzes* aus den laplacetransformierten Größen berechnet werden

$$\lim_{t \rightarrow \infty} e(t) = \lim_{s \rightarrow 0} sE(s) \quad (4.13)$$

wobei $E(s)$ mit der Übertragungsfunktion des offenen Regelkreises $G_0(s)$ wie folgt zusammenhängt:

$$E(s) = \frac{1}{1 + G_0(s)} X_e(s) \quad (4.14)$$

Dabei bezeichnet $X_e(s)$ die Führungs- oder die Störgröße, je nach Art der Regelung. Dabei wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß der Einfluß

²Die genauen Anforderungen an Shunt- bzw. Spiegelregelung werden im nächsten Kapitel erläutert.

der Störgröße auch an den Eingang der Regelstrecke verlegt werden darf. Die Übertragungsfunktionen der Regelstrecke müssen dabei entsprechend berücksichtigt werden. Die stationäre Regelabweichung kann dabei für verschiedene Eingangssignale durchaus unterschiedlich sein. In der Praxis häufig auftretende Störsignal- oder Führungssignal-Verläufe sind zum Beispiel:

a) *sprungförmiger Verlauf*.

$$x_e(t) = x_0\theta(t) \quad (4.15)$$

b) *rampenförmiger Verlauf*.

$$x_e(t) = x_0\theta(t)t \quad (4.16)$$

c) *parabelförmiger Verlauf*.

$$x_e(t) = x_0\theta(t)t^2 \quad (4.17)$$

Die Laplacetransformierten dieser Signale sind:

a) *sprungförmiger Verlauf*:

$$X_e(s) = \frac{x_0}{s} \quad (4.18)$$

b) *rampenförmiger Verlauf*:

$$X_e(s) = \frac{x_0}{s^2} \quad (4.19)$$

c) *parabelförmiger Verlauf*:

$$X_e(s) = \frac{x_0}{s^3} \quad (4.20)$$

Verwendet man beispielsweise einen Integrator mit der Zeitkonstanten τ als Regler

$$G_0(s) = \frac{1}{s\tau} \quad , \quad (4.21)$$

so ergibt sich für die erwähnten drei Signalformen als stationäre Regelabweichung jeweils aus den Gleichungen (4.13) und (4.14):

a) *sprungförmiger Verlauf*:

$$\lim_{s \rightarrow 0} sE(s) = 0 \quad (4.22)$$

b) *rampenförmiger Verlauf:*

$$\lim_{s \rightarrow 0} sE(s) = 0 \quad (4.23)$$

c) *parabelförmiger Verlauf:*

$$\lim_{s \rightarrow 0} sE(s) = \frac{1}{\tau} \quad (4.24)$$

4.3 Stabilität von Regelkreisen

Das sicherlich am besten bekannte Beispiel für ein instabiles rückgekoppeltes System ist der reale Operationsverstärker ohne Frequenzkompensation.

Alle realen signalverarbeitenden Systeme enthalten letztendlich Laufzeitglieder. Bei einem realen Operationsverstärker bilden Eingangswiderstände und parasitäre Kapazitäten im Prinzip RC-Tiefpässe, die neben einer endlichen Bandbreite insbesondere zu einer Phasenverschiebung zwischen Ausgangs- und Eingangssignal führen. Diese nimmt mit wachsender Frequenz zu, so daß zwangsläufig für eine bestimmte Frequenz die Phasenverschiebung 180° wird und somit Mitkopplung auftritt. Das System kann dann instabiles Verhalten zeigen und anschwingen.

Die Stabilitätsbedingung für ein lineares, zeitinvariantes System, das im Zeitbereich durch die Impulsantwort $g(t)$ charakterisiert wird, lautet:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} g(t) = 0 \quad (4.25)$$

Ein System, das diese Bedingung erfüllt, heißt *unbedingt stabil*. Für instabile Systeme geht der Grenzwert gegen Unendlich. Einen Grenzfall stellen grenzstabile Systeme dar, bei denen dieser Grenzwert endlich aber nicht Null wird.

In der Regelungstechnik gibt es darüberhinaus verschiedene Stabilitätskriterien, von denen hier auf das Nyquist-Kriterium in der Frequenzkennliniendarstellung kurz eingegangen werden soll. Der Anschaulichkeit halber soll die Diskussion am Beispiel eines hypothetischen Regelkreises erfolgen.

Wir nehmen an, daß die Übertragungsfunktion des offenen Regelkreises, die eines Besseltiefpasses 3. Ordnung [Tie89]

$$\begin{aligned} G_0(s) &= G_1(s)G_2(s)G_3(s) = G_{\text{Bessel 3. O.}}(s) = \\ &= \frac{V}{(1 + 0,7560 s/\omega)(1 + 0,9996 s/\omega + 0,4772 (s/\omega)^2)} \end{aligned} \quad (4.26)$$

sei. Dabei sei $\omega = 1000 \text{ Hz} \cdot 2\pi$ die -3 db-Frequenz. Zusätzlich ist ein linearer Verstärker mit der Verstärkung V enthalten, mit dem die Kreisverstärkung des Regelkreises gewählt werden kann. Trägt man Amplitude und Phase dieser Übertragungsfunktion $G_0(s)$ für verschiedene Verstärkungen V gegen die Frequenz auf, so erhält man Abbildung 4.3. Der Phasengang des Systems ist dabei unabhängig von der Verstärkung V .

Damit das System stabil ist, muß man die Polstellen der Übertragungsfunktion betrachten. Es dürfen keine Polstellen in der rechten Halbebene der komplexen s -Ebene liegen, da sich diese in exponentiell wachsende Eigenschwingungen des Systems im Zeitbereich transformieren. Auf der imaginären Achse dürfen höchstens einfache Polstellen liegen. Für die Stabilität des geschlossenen Regelkreises genügt dies aber als alleiniges Kriterium noch nicht. Zusätzlich muß man ein Stabilitätskriterium wie das Nyquist-Kriterium anwenden. Das Nyquist-Kriterium läßt sich nun folgendermaßen formulieren:

Die Phase des offenen Regelkreises darf nur bei den Frequenzen 180° betragen, bei denen die Amplitude der Übertragungsfunktion kleiner als eins ist.

Man erkennt aus der Abbildung 4.3, daß der geschlossene Regelkreis nur bei $V < 5$ stabil sein wird. Für Verstärkungen V , die größer als fünf sind, ist das Nyquist-Kriterium verletzt und der geschlossene Regelkreis wird instabil sein. Ist die Verstärkung V gleich fünf, so ist die Amplitude genau gleich eins bei einer Phase von 180° . Man bezeichnet den geschlossenen Regelkreis dann als grenzstabil.

In der Praxis allerdings ist diese Forderung zu schwach. Die Frequenzen mit Phasenverschiebungen von 180° stellen Eigenfrequenzen des Systems dar. Ein realer Regelkreis, der Elemente enthält, die nur einen begrenzten Aussteuerbereich haben (Operationsverstärker, Stellglieder, Meßglieder), kann auch bei Frequenzen mit Phasenverschiebungen, die nicht genau 180° betragen oder bei denen die Amplitude etwas kleiner als eins ist, anschwingen. Außerdem müssen Änderungen der Eigenschaften der Bauteile beispielsweise durch Alterung oder Temperaturschwankungen berücksichtigt werden. Daher plant man eine sogenannte *Phasenreserve* ein. Eine Phasenreserve von 45° bedeutet, daß die Phase des Systems für Amplituden größer als eins 45° größer oder kleiner als 180° sein muß. Der genaue Betrag der Phasenreserve wird auf der Grundlage von Erfahrungswerten oder aber experimentell festgelegt. Bei konkreter Planung einer Regelung, einem sogenannten *Reglerentwurf*, leitet man die benötigte Phasenreserve auch aus der zulässigen Überschwingung der Regelgröße bei Sollwertänderungen ab. Man kann das

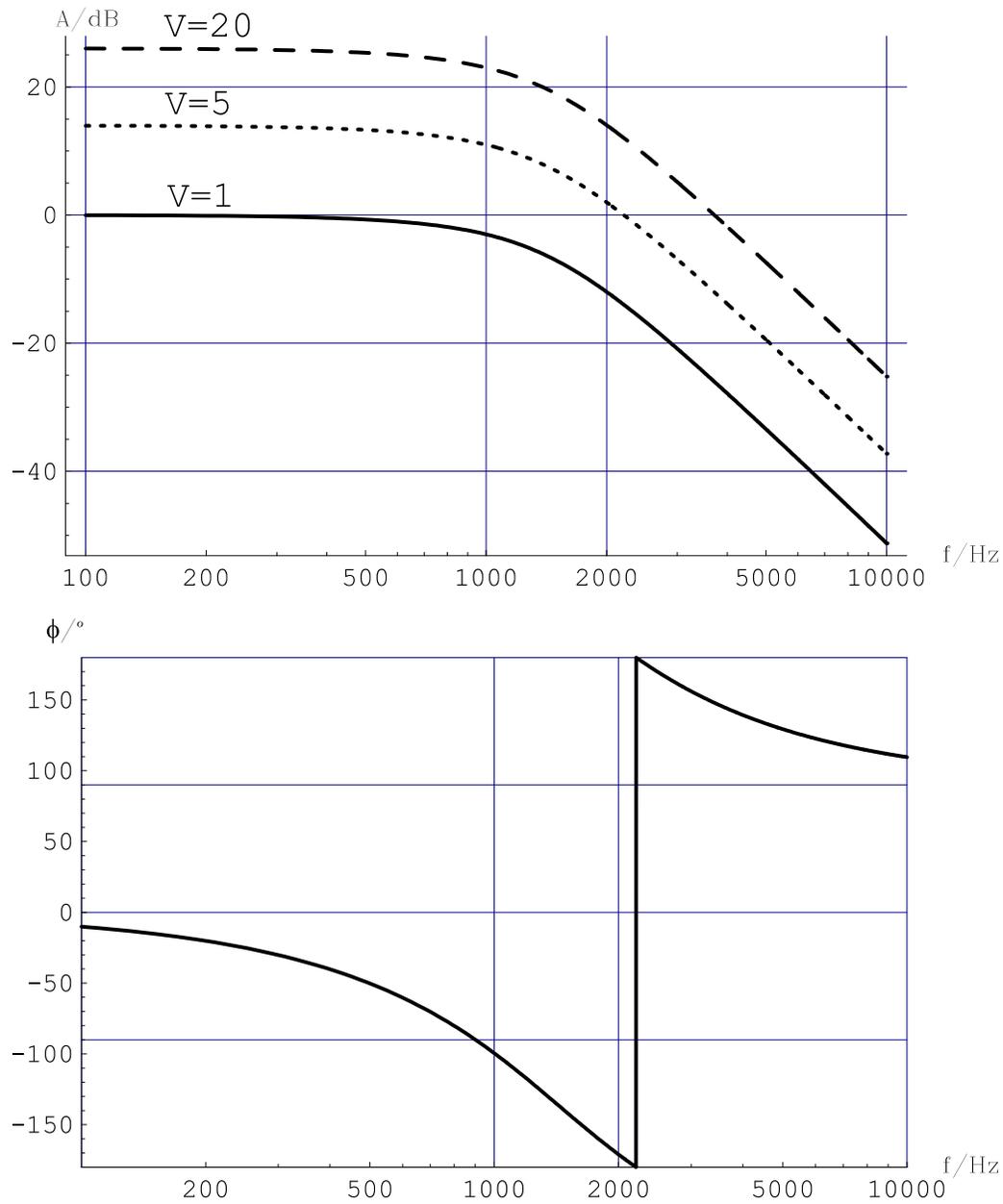


Abbildung 4.3: Amplituden- und Phasengang des hypothetischen offenen Regelkreises (Gleichung (4.26)) bei verschiedenen Verstärkungen.

Verhalten des geschlossenen Regelkreises auch aus den Polstellen der Störübertragungsfunktion, deren Amplitudengang in Abbildung 4.4 dargestellt ist, ablesen. Gesucht sind also die Lösungen von:

$$\frac{1}{G_Z(s)} = 1 + G_0(s) = 0 \quad (4.27)$$

Für die verschiedenen Verstärkungen V erhält man Pole der Störübertragungsfunktion bei:

$$\begin{aligned} V = 1 : \quad & s_1 = -14769 \\ & s_2 = -3352 + 9049i \\ & s_3 = -3352 - 9049i \\ V \approx 5 : \quad & s_1 = -21473 \\ & s_2 = 0 + 13861i \\ & s_3 = 0 - 13861i \\ V = 20 : \quad & s_1 = -30608 \\ & s_2 = +4568 + 21234i \\ & s_2 = +4568 - 21234i \end{aligned} \quad (4.28)$$

Für $V = 1$ liegen die Polstellen in der linken Halbebene der komplexen s -Ebene, der geschlossene Regelkreis ist stabil. Für $V \approx 5$ ist das System grenzstabil, da die Polstellen rein imaginär sind, und für $V = 20$ schließlich erhält man Polstellen mit positivem Realteil. Ein Pol $1/(s-a)$ bei $s = a$ mit $a > 0$ erzeugt bei Rücktransformation in den Zeitbereich eine Sprungantwort

$$\sim e^{at}, \quad (4.29)$$

die über alle Grenzen wächst. Das System ist damit instabil. Entsprechendes gilt für komplex konjugierte Polstellen mit positivem Realteil. Man erkennt, daß das instabile Verhalten bei hoher Verstärkung $V > 5$ von dem Amplitudengang der Störübertragungsfunktion in Abbildung 4.4 nicht wiedergegeben wird, man also zur Beurteilung der Stabilität immer die Lage der Polstellen von $G_Z(s)$ berechnen muß.

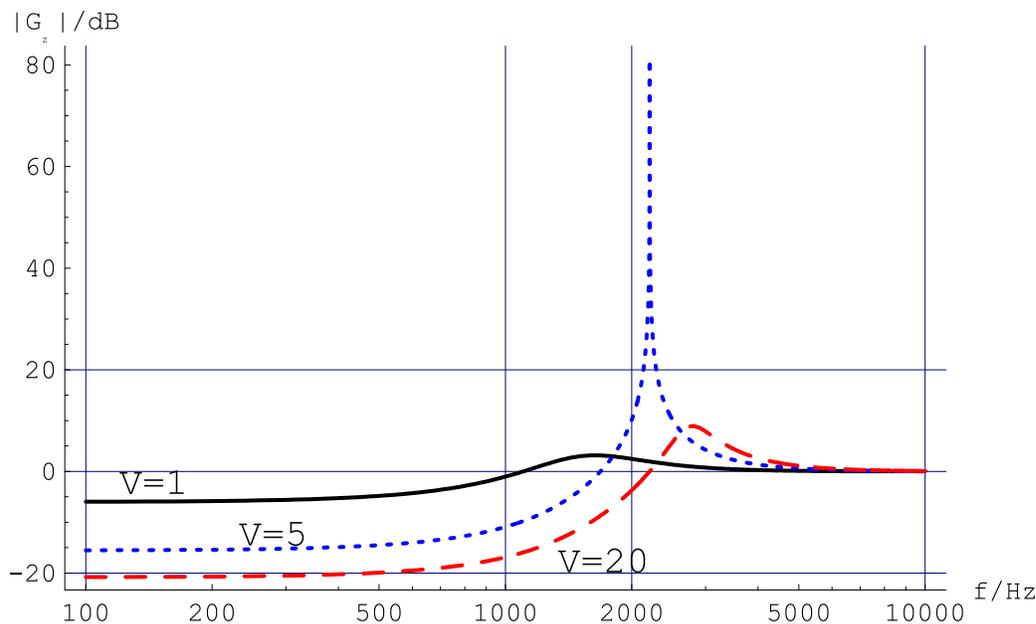


Abbildung 4.4: Amplitudengang der Störübertragungsfunktion des Regelkreises aus Abbildung 4.3 für drei verschiedene Verstärkungen.

4.4 Struktur des Regelkreises zur Lagestabilisierung

Der Regelkreis zur Lagestabilisierung besteht aus dem Piezoverstärker³ und Piezokipptisch⁴ mit einem Laserspiegel (Strecke), einer Quadrantendiode⁵ mit nachgeschalteter Elektronik (Meßglied) und einer Elektronik zur Filterung der Signale (Regler). Zum Zeitpunkt des Beginns dieser Arbeit bestand der Regler aus einem RC-Glied als Tiefpaß erster Ordnung mit einer Grenzfrequenz von ca. 35 Hz.

Zur Beurteilung eines Regelkreises ist es notwendig, die Übertragungsfunktion des offenen, also nicht rückgekoppelten Kreises zu betrachten. Diese Funktion wird in der Literatur oft auch als open-loop Übertragungsfunktion bezeichnet. In Abbildung 4.5 ist die gemessene Funktion dargestellt. Auffällig ist der Verlauf des Amplitudengangs zwischen 2000 Hz und 3000 Hz, der beispielsweise von Schwingquarzen her bekannt ist. Im nächsten Abschnitt wird darauf näher eingegangen werden. Weiterhin ist im Bereich um 7500 Hz eine

³LVPZT von *Physik-Instrumente, Karlsruhe*.

⁴S-315.10 von *Physik-Instrumente, Karlsruhe*.

⁵Quadrantenphotodiode JQ20P von *Laser Components*.

Überhöhung des Amplitudengangs mit anschließendem Abfall zu erkennen. Das System weist - abgesehen von den genannten markanten Strukturen - über weite Bereiche eine lineare Phase auf, die von der zeitlichen Verzögerung zwischen Signaländerung und Ausdehnung der Piezokeramik herrührt. Die Zunahme der Phase um etwa 180° bei 7 kHz bei gleichzeitigem Abfall der Amplitude hängt mit dem Tiefpaßverhalten des verwendeten Verstärkers zusammen.

Die Stabilität eines Regelkreises hängt - wie im vorangehenden Abschnitt diskutiert wurde - entscheidend vom Verlauf des Phasengangs und letzt endlich auch vom Amplitudengang bzw. insbesondere von der gewählten Gesamtverstärkung ab. Aus dem gemessenen Frequenzgang ist sofort erkennbar, daß es sich - sofern keine weitere schaltungstechnischen Maßnahmen ergriffen werden - bei diesem Regelkreis⁶ zunächst um ein instabiles System handelt.

Der erste Ansatz [Ket98], um einen stabilen Regelkreis zu erhalten, war durch Einfügen eines Tiefpasses die Amplitude der Resonanz im Bereich von 2200 Hz und aller höheren Frequenzen soweit zu unterdrücken, daß die Gesamtverstärkung des geschlossenen Regelkreises größer als eins gewählt werden kann, ohne daß das System auf der Resonanzfrequenz anschwingt. Dazu wurde - wie oben erwähnt - ein RC-Tiefpaß erster Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 35 Hz verwendet. Man erkennt an Abbildung 4.5, daß durch den Tiefpaß die Phasendrehung im Bereich der Resonanz 180° und mehr erreichen wird. Die Verstärkung des Regelkreises kann daher nicht beliebig erhöht werden, um Instabilität zu vermeiden. Der wesentliche Nachteil dieser Vorgehensweise besteht darin, daß die Bandbreite der Regelung stark verringert wird. Frequenzen von mehr als 600 Hz im Störsignal werden vom Regelkreis nicht mehr unterdrückt, sondern verstärkt (siehe auch Abbildung 5.15). Da das erwartete Störspektrum bis etwa 715 Hz reicht (s. Abschnitt 5.2.1), ist dieser Bandbreitenverlust problematisch. Insbesondere werden Störungen oberhalb der Bandbreite des Reglers vom Regelkreis verstärkt, so daß die Effektivität der Regelung geringer ist, als die bloße Betrachtung der Bandbreite vermuten ließe. Die Effektivität dieses Reglers und der nachfolgend diskutierten Alternativen wird in Abschnitt 5.2.5 dargestellt.

⁶Gemeint ist der Regelkreis ohne RC-Tiefpaß, dessen Übertragungsfunktion in 4.5 dargestellt ist.

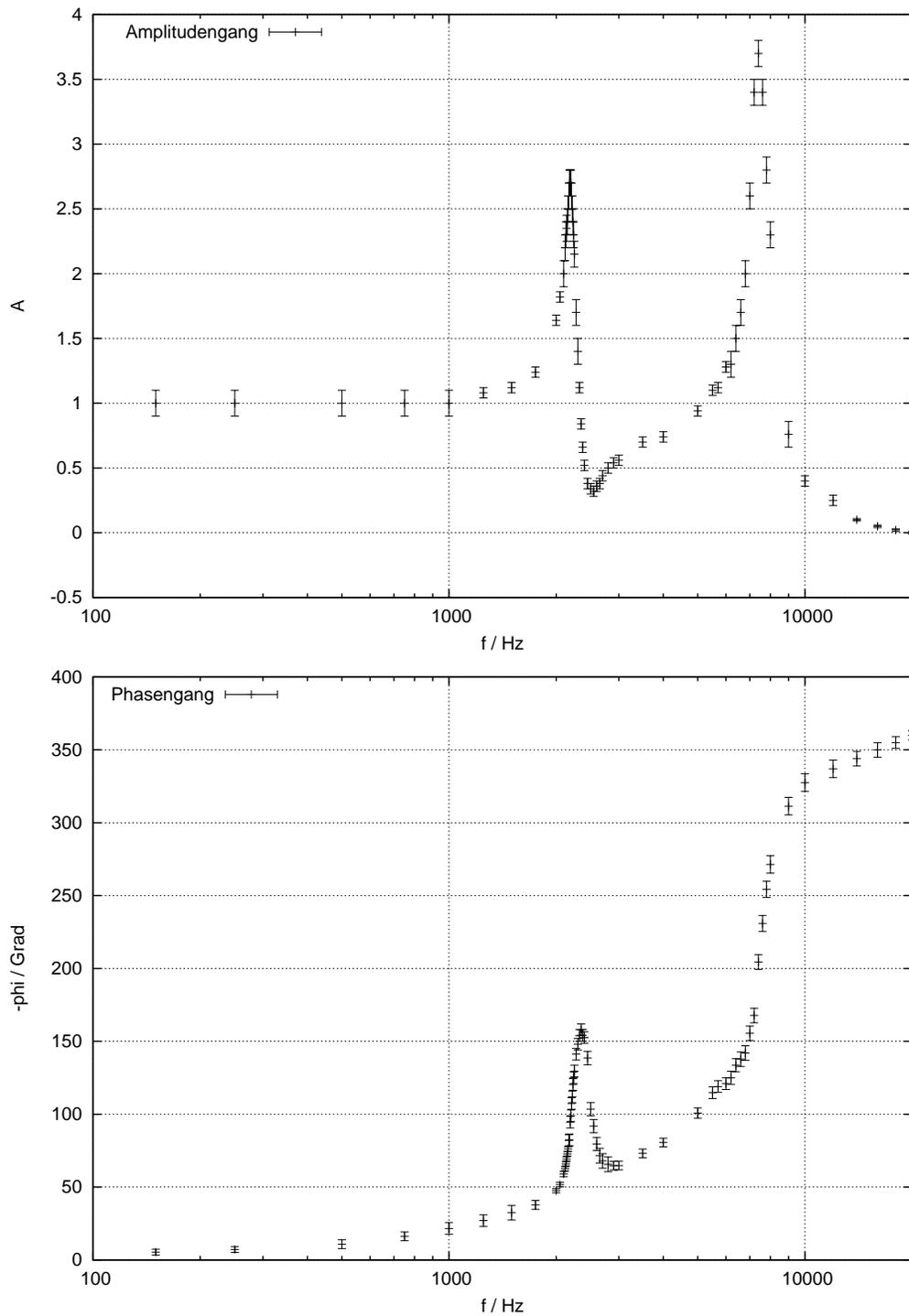


Abbildung 4.5: Übertragungsfunktion des offenen Regelkreises der Spiegelregelung ohne Filterung. Die Resonanzstruktur um 2200 Hz ist deutlich zu erkennen.

4.5 Signalfilterung und Kompensation

Um die Bandbreite der Regelung und insbesondere ihre Effektivität zu verbessern, wurden verschiedene Ansätze untersucht.

Zunächst wurden die gängigen aktiven Tiefpässe - Butterworth-, Bessel-, Tschebyschefftiefpaß und Tiefpaß mit kritischer Dämpfung - auf ihre Eignung als alleinige Regelglieder hin untersucht. Tiefpässe höherer Ordnung zeigen zwar das gewünschte Amplitudenverhalten, nämlich einen steileren Abfall an der Grenze zwischen Durchlaß- und Sperrband, so daß sich mit diesen Filtern in Verbindung mit der Wahl einer höheren Grenzfrequenz die Bandbreite anscheinend erhöhen ließe. Die Phasengänge sämtlicher Tiefpaßfilter höherer Ordnung zeigen jedoch einen zu schnellen Anstieg der Verzögerungszeit, was in großen Phasendrehungen resultiert, so daß die Gesamtverstärkung eines derart ausgestatteten Regelkreises viel zu klein bleiben müßte, um instabiles Verhalten durch Phasendrehungen von 180° zu vermeiden. Auch die Kombination von Hoch- und Tiefpässen zu Bandpaßfiltern brachte selbst mit sehr komplizierten Filterkombinationen keinen Erfolg.

Die Einführung zusätzlicher Verzögerungszeit, also negativer Phase, mit Allpässen, zum Zwecke des Anhebens bzw. Absenkens enger Frequenzbereiche in das Gegenkopplungsband ist aufgrund der Notwendigkeit von Bandpässen und der demzufolge kleinen Gesamtverstärkung ebenso aussichtslos.

Eine prinzipielle Möglichkeit zur Verbesserung stellt jedoch die Verwendung von sogenannten abgefangenen Tief- bzw. Hochpässen dar, die oft auch als transiente Integratoren bzw. Differentiatoren oder in der Regelungstechnik auch als Lead- bzw. Lagglieder bezeichnet werden. Diese Filter besitzen sogenanntes minimales Phasenverhalten und reduzieren bei gleichem Amplitudengang die Phasenreserve eines Regelkreises um weniger als die Hälfte im Vergleich zu einem Tiefpaß erster Ordnung. Die Eigenschaften dieser Filter sollten daher für die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Spiegelregelung zur Verbesserung der Phasenreserve des Regelkreises genutzt werden. Die konkrete Ausführung steht bislang noch aus.

Der den größten Erfolg versprechende Ansatz ist jedoch die direkte Kompensation der mechanischen Resonanz des Piezo-Spiegel-Systems durch elektronische Einführung geeigneter Pole und Nullstellen in die Übertragungsfunktion des offenen Kreises. Dieser Ansatz wurde daher in der vorliegenden Arbeit verfolgt. Es konnte damit eine deutliche Verbesserung der Eigenschaften der Spiegelregelung erzielt werden, wie im nächsten Kapitel erläutert wird.

Kapitel 5

Elektronik des Comptonpolarimeters

5.1 Die Shuntregler der magnetischen Schikane

Zum ‚Einfädeln‘ des Elektronenstrahls in die magnetische Schikane und zur genauen Einstellung der horizontalen Strahllage, was insbesondere zur Überlagerung mit dem Laserstrahl erforderlich ist, müssen die Magnetfelder der vier Dipole unabhängig voneinander feineingestellt werden können. Dazu wurde parallel zu jedem Dipolmagnet ein elektronischer Nebenwiderstand (im folgenden als *Shunt* bezeichnet) geschaltet, der einen Teil des Stroms an den Spulen des Magneten vorbeiführen kann.

5.1.1 Anforderungen

Die magnetische Schikane des A4-Compton-Rückstreupolarimeters ist achromatisch ausgeführt und besteht aus vier Dipolmagneten sowie zwei schwachen Quadrupolen zum Ausgleich von Randfeldeffekten. Die Dipole sind in Serie geschaltet und werden von einem einzigen Netzgerät versorgt. Die wesentlichen Kenndaten der Strahlführung sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.

Mit der Serienschaltung der Magnete wird bewirkt, daß die Stromstärkeschwankungen des Netzgerätes, die sich in der Größenordnung von etwa 10^{-4} bewegen, nicht dazu führen, daß der Elektronenstrahl mit Versatz oder unter einem Winkel zur Sollbahn aus der Schikane austritt. Da die Polschuhabstände und die Polschuhlängen der vier Magnete jedoch nur auf etwa 10^{-2} bekannt sind, ist eine Feineinstellung der Feldstärke eines jeden einzelnen Dipols erforderlich. Die Dipole 1 und 4 sind baugleich. Dipol 2 hatte jedoch eine etwas abweichende Polschuhform, was eine zu geringe physikalische wie

magnetische Erregung B	0.79 T
Polschuhabstand ('gap')	64 mm
Erregerstrom I	141,6 A
Spannungsabfall je Magnet	ca. 18,2 V
Radius der Strahltrajektorie im Feld	3,61 m
Ablenkwinkel des Strahl	11,7°
Brennweite der Korrekturquadrupole	ca. 10 m

Tabelle 5.1: Kenndaten der magnetischen Schikane.

effektive Feldlänge zur Folge hatte. Durch das Anbringen geeigneter Polplatten wurden die Polschuhe auf ca. 0,1 mm genau an die Länge der anderen Magnete angepaßt. Dipol 3 hatte einen zu großen Polschuhabstand. Sein Joch wurde daher entsprechend gekürzt.

Jeder Shunt muß etwa drei Prozent des Gesamtstroms an einem der Magnete vorbeileiten können, um für die Feineinstellung der horizontalen Elektronenstrahlage in der Schikane Reserven übrigzuhaben. Damit ist ein Stellbereich von $\pm 1.5\%$ möglich.

5.1.2 Realisierung

Die Shuntregelung wurde nach einer existierenden Shuntregelung an der dritten Stufe des Beschleunigers MAMI für die magnetische Schikane des Compton-Rückstreupolarimeters angepaßt und nachgebaut. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 5.1 wiedergegeben. Jeder Magnet verfügt über einen elektronischen Nebenwiderstand (Shunt), der von einer DAC-Karte über einen CAMAC-Rechner gesteuert wird. Die Stromstärke kann damit in jedem Magneten um bis zu 3.5% abgesenkt werden, was eine Änderung des Ablenk winkels von bis zu 0,41° zuläßt. Der Schaltplan findet sich in Abbildung 5.2.

Der Widerstand R_s legt den Stellbereich des Shunts fest. R_m ist ein Meßwiderstand, um anhand des Spannungsabfalls den Istwert mit einem ADC zu messen. Das MOSFET-Leistungsmodul dient als Stellglied. Der Sollwert der Stromstärke wird in Form einer Spannung zwischen 0 V und 10 V von der DAC-Karte vorgegeben.

Um die Stromstärke auf den Sollwert zu regeln, werden der negative Spannungsabfall über R_s und die positive Sollwertvorgabe der DAC-Karte mit

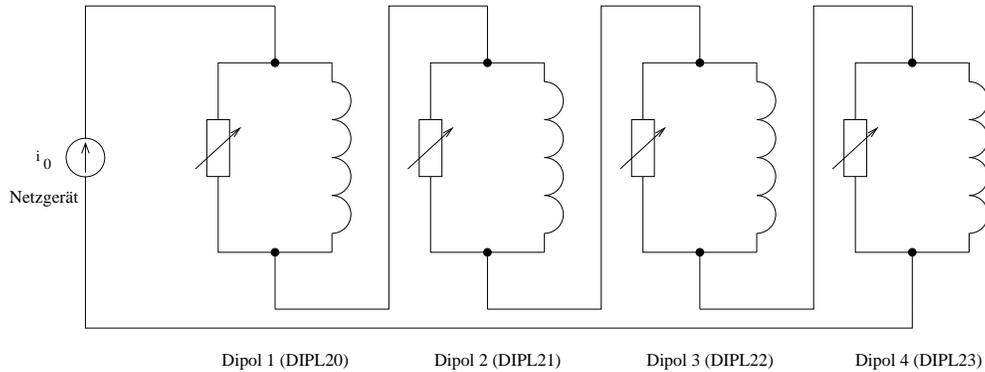


Abbildung 5.1: Schaltbild der vier Dipolmagnete mit ihren elektronischen Nebenwiderständen (Shunts, schematisch als einstellbare Widerstände wiedergegeben). Das Netzgerät liefert einen konstanten Strom, der sich gemäß der Knotenregel bei jedem Magneten auf die Magnetspule und den Shunt verzweigt.

den Widerständen R_1 und R_3 skaliert und am invertierenden Eingang des Operationsverstärkers $\mu A741$ als Summationspunkt addiert, so daß sich eine Subtraktion des Istwertes vom Sollwert ergibt. Der mit dem $\mu A741$ realisierte Integrator dient als einfacher I-Regler (Regler mit dem Verhalten eines Integrators). Dieser Reglertyp wurde gewählt, da die bleibende Regelabweichung bei ihm verschwindet, wie aus den Gleichungen (4.13) und (4.22) ersichtlich.

5.1.3 Eigenschaften der Shuntregelung

Die wesentliche Aufgabe der Shuntregelung besteht darin, den Innenwiderstand des MOSFET-Moduls mit begrenzter Anstiegszeit zu ändern und einen linearen Zusammenhang zwischen Sollwert - also der Spannung, die die DAC-Karte vorgibt - und dem Istwert - dem Strom durch den Shunt - herzustellen. Der Shuntstrom soll außerdem nicht vom Spannungsabfall über den Spulen des Magneten abhängen.

Bislang haben sich die Shunts in zwei Strahlzeiten Mitte Dezember 2002 und Anfang Februar 2003 gut bewährt. Das Einfädeln des Strahls und gezielte Korrekturen der Strahllage wie das horizontale Verkippen der Strahlachse ließen sich problemlos durchführen. Zum Einfädeln wurden meistens die Shunts der ersten drei Dipole auf Null gesetzt, und der Shunt des letzten Dipols wurde verwendet, um den Strahl wieder auf den XY-Monitor (Strahlführungselement XYMO27) am Ende der Experimentierhalle 3 zu zentrieren.

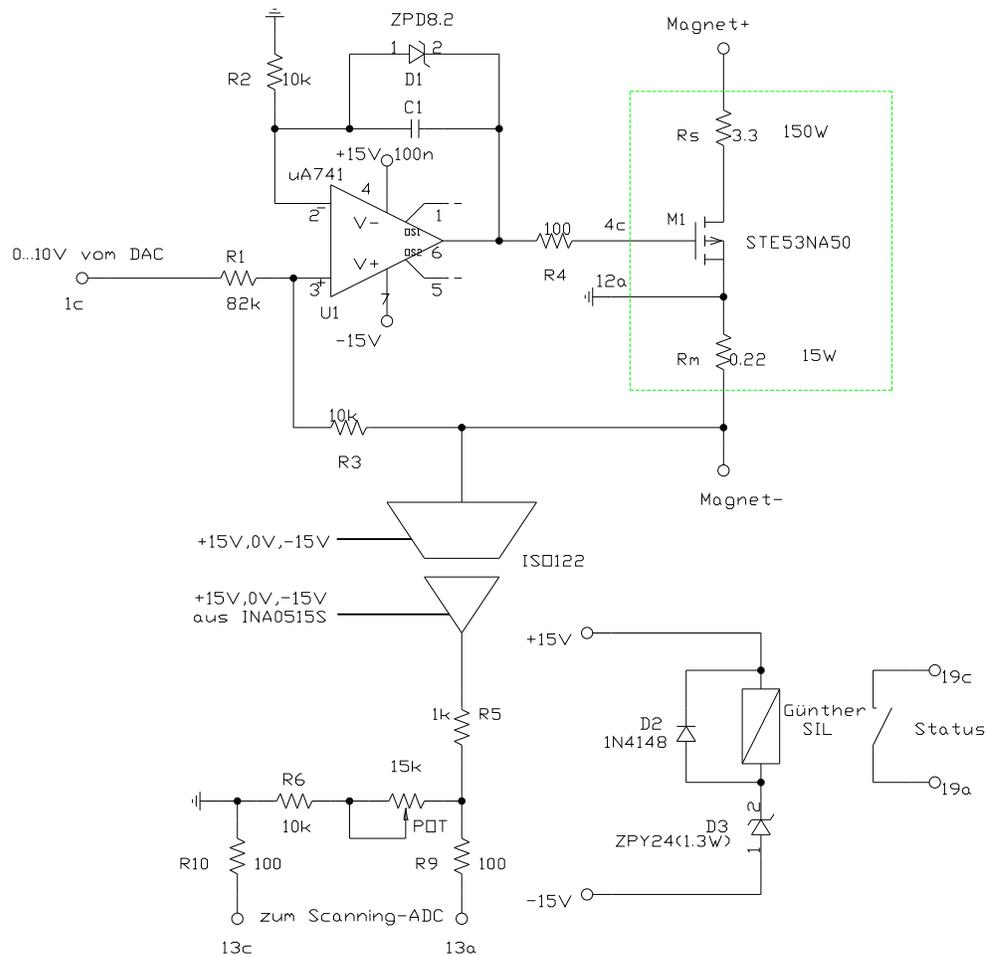


Abbildung 5.2: Shunt zur Feineinstellung des Magnetfelds eines Dipolmagneten. Jeder der vier Dipole der magnetischen Schikane verfügt über einen solchen Shunt. Die Sollwertvorgabe erfolgt über eine Digital-Analog-Wandlerkarte, die von einem VME-Bus Outputmodul mit 16 Bit Auflösung angesteuert wird und eine Ausgangsspannung von 0 bis 10 V liefert. Ein ADC erfasst den Istwert des Shuntstroms, der in Form des Spannungsabfalls über R_m gemessen wird.

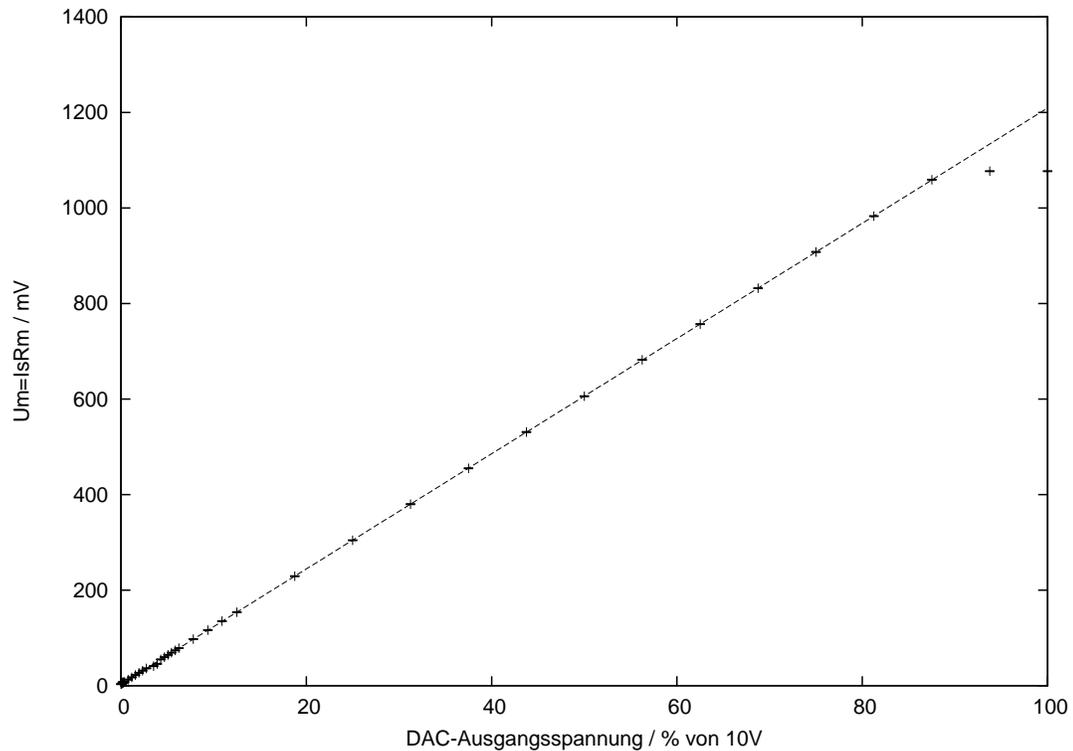


Abbildung 5.3: Der Istwert des Shuntstroms I_S , aufgetragen gegen die Sollwertvorgabe der DAC-Karte. An die Daten im Bereich von 0 bis 80% wurde eine Gerade angepaßt. Die Abweichung vom linearen Verlauf ist unterhalb von 80% vernachlässigbar. Der y-Achsenabschnitt der Geraden beträgt 3 mV. Die Fehlerbalken sind eingezeichnet, jedoch nicht zu erkennen.

Die dazu erforderliche Aussteuerung des Shunts betrug weniger als 15% vom Gesamtaussteuerbereich. Dies ist die Folge des großen Aufwands beim mechanischen Aufbau, der geringen Toleranzen bei der Geometrie der Magnete, die durch Nachbearbeitung in der feinmechanischen Werkstatt des Instituts erreicht wurden, und der genauen Einjustierung der Magnete.

In einer Messung wurden außerdem der dynamische Bereich und die Linearität am Beispiel des zweiten Dipols und seines Shunts¹ untersucht. Die Ergebnisse sind in der Abbildung 5.3 dargestellt. Es zeigt sich der erwartete lineare Zusammenhang zwischen der Ausgangsspannung der DAC-Karte (Sollwert) und dem Shuntstrom (Istwert). Die letzten beiden Punkte zeigen jedoch, daß der dynamische Bereich tatsächlich etwas geringer ist als der

¹Strahlführungselement DIPL21

Aussteuerbereich der DAC-Karte. Es liegt eine Begrenzung des Stellbereichs des Stellglieds vor, die von der Z-Diode verursacht wird. Bei zu großer Sollwertvorgabe lüde sich der Kondensator des Integrators bis zum Erreichen des geforderten Istwertes zu stark auf, so daß bei Verringerung des Istwertes zunächst eine Zeitlang keine Reaktion der Regelung einträte - bis die Sättigung des Stellglieds vorüber wäre. Der Innenwiderstand des Shunts beträgt demzufolge bei maximaler Aussteuerung ungefähr $0,2 \Omega$ mehr als erwartet. Die Innenwiderstände der Verkabelung liegen deutlich unter $100 \text{ m}\Omega$. Ein Austausch der Z-Diode gegen eine solche mit höherer Sperrspannung schüfe Abhilfe. Die Verbesserung der Auflösung der Einstellgenauigkeit des Shuntstromes ist allerdings nicht erforderlich. Durch Austausch der Z-Diode könnte hingegen eine zusätzliche Beschränkung des dynamischen Bereiches auf zum Beispiel 50% erfolgen, um die Shunts bei dem höherem Magnetstrom, der nach dem Ausbau von MAMI C bei einer Strahlenergie von maximal $1,5 \text{ GeV}$ erforderlich wäre, betreiben zu können, ohne daß die Hochlastwiderstände, die derzeit auf eine maximale Belastung des Shunts mit 150 W ausgelegt sind, ausgetauscht werden müßten. Dies brächte eine Verringerung des Stellbereichs mit sich, wäre aber nach den bisherigen Erfahrungen mit den Eigenschaften der Schikane zu vertreten.

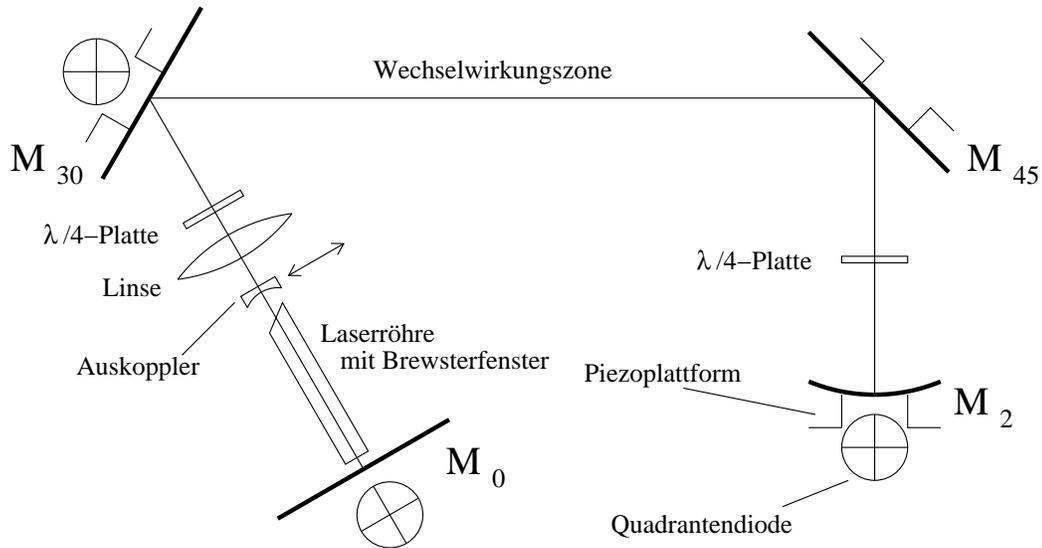


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des optischen Resonators des Polarimeters.

5.2 Stabilisierung des optischen Resonators

5.2.1 Anforderungen

Mechanische Schwingungen der Spiegel des Laserresonators können bei entsprechend großen Amplituden die Luminosität des Polarimeters herabsetzen. Für diese Vibrationen kommen speziell hier als Ursachen zum einen die Kühlwasserversorgung von Laserröhre und Magneten in Betracht, zum anderen die Vakuumpumpen (Vorpumpe und Turbopumpe). Darüberhinaus spielen wie bei allen räumlich ausgedehnten Laserresonatoren seismische Schwingungen, von Gebäudeschwingungen bis hin zu Trittschall etc., eine Rolle. Die verwendete Turbopumpe² hat direkte Verbindung zum Strahlrohr, so daß die Spiegelregelung darauf ausgelegt sein sollte, Schwingungen, die von dieser Pumpe erzeugt werden, auszuregeln. Das Frequenzspektrum der mechanischen Schwingungen der Pumpe wird vom Hersteller angegeben und enthält Frequenzkomponenten bis 715 Hz. Der 0 db-Übergang der Störübertragungsfunktion der Regelung sollte also deutlich über 1 kHz liegen, um auch bei 715 Hz noch eine hinreichende Dämpfung zu erzielen.

5.2.2 Messung der Laserstrahlage

²Pfeiffer Balzers, TPH170

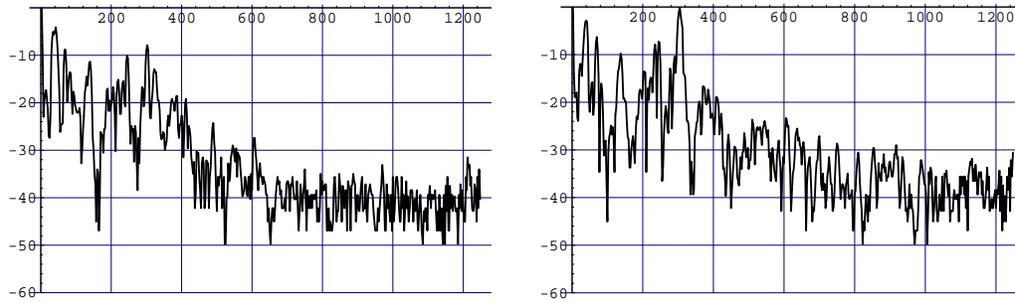


Abbildung 5.5: Spektrum der Strahlgeschwankungen in dB des Laserstrahls des *coherent innova 425* im Laserlabor gegen die Frequenz in Hz (aus: [Ket98]).

Wie aus Abbildung 5.4 ersichtlich, befinden sich hinter den Endspiegeln des Resonators sowie auf der Strahlachse der Wechselwirkungszone Quadrantenphotodioden. In Abbildung 5.6 kann man die Anordnung der vier Quadranten sehen. Der Photostrom eines jeden Quadranten wird in einen Spannungspegel gewandelt, dabei verstärkt, und die Position des Laserstrahlflecks bezogen auf die Mitte der Quadrantendiode durch Vergleich der vier Photoströme ermittelt:

$$\Delta x = \frac{(i_1 + i_3) - (i_2 + i_4)}{i_{ges}}$$

$$\Delta y = \frac{(i_1 + i_2) - (i_3 + i_4)}{i_{ges}} \quad (5.1)$$

$$i_{ges} = i_1 + i_2 + i_3 + i_4$$

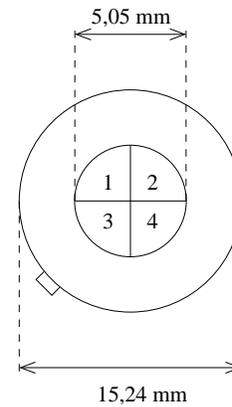


Abbildung 5.6: Die Quadrantendiode JQ20P.

Durch die Normierung auf die Gesamtintensität werden die Positionssignale unabhängig von der Helligkeit des Lichtflecks.

Da eine Anlogschaltung zur Berechnung der Ortinformation verwendet wird, wurden die Eigenschaften dieser Schaltung untersucht, um den Einfluß der nichtidealen Eigenschaften der verwendeten Operationsverstärker abschätzen zu können.

Zu diesem Zweck wurde der Strahl eines roten Diodenlasers und in weiteren Messungen der eines Helium-Neon-Lasers auf eine der Quadrantendioden

gerichtet und die Diode in horizontaler Richtung auf einem Lineartisch mittels einer Mikrometerschraube verschoben. Der Laserstrahl wurde dabei mit Neutraldichtefiltern auf verschiedene Leistungen abgeschwächt, um mehr Informationen über Sättigungseffekte zu erhalten.

Man erwartet in diesem Fall die in Abbildung 5.7 dargestellte Abhängigkeit des Positionssignals von der Strahlablage. Die Kurven wurden aus Gleichung (5.1) unter Berücksichtigung der Begrenzung der Ausgangsspannungen (*output-swing*) aller Operationsverstärker und Multiplizierer erhalten.

Die Meßergebnisse sind in den Abbildungen 5.8 und 5.9 dargestellt. Die Übereinstimmung mit dem erwarteten Verlauf ist gut. Die Abweichung der Form der Kurve zwischen den beiden Maximalwerten kann anhand der Simulation auf eine Asymmetrie in der Dividiererstufe zurückgeführt werden. Die Begrenzung der Ausgangsspannungen der verwendeten Bauelemente stellen also die einzige wesentliche Abweichung vom idealen Verhalten - zumindest für den statischen Fall - dar. Dynamische Eigenschaften wurden an dieser Stelle nicht untersucht, da sie nicht unabhängig von Eigenschaften anderer Bestandteile der Regelung gemessen werden können. Wie aus der Abbildung 5.9 ersichtlich, hängt die Empfindlichkeit der Quadrantendiodelektronik auf die Strahlablage vom Durchmesser des Laserstrahls ab. Dies liegt daran, daß die rechten und linken Quadranten ausreichend vom Lichtfleck beleuchtet werden müssen, um ein horizontales Lagesignal zu erhalten, das nicht gesättigt ist. Bei kleinem Strahldurchmesser nimmt die Beleuchtung bei einer Verschiebung des Flecks auf den Quadranten einer Seite schneller ab als bei großem Strahldurchmesser. Der Durchmesser der lichtempfindlichen Fläche der Quadrantendiode beträgt 5 mm.

5.2.3 Entkopplung der Regelkreise

In der Abbildung 5.10 ist der Laserresonator des Comptonpolarimeters schematisch dargestellt. Eingezeichnet sind auch die Quadrantendioden zur Messung der Ablagen des Laserstrahls von der Sollage an verschiedenen Stellen im Resonator. Es wird angenommen, daß die Linse nicht gegenüber ihrer Sollposition verschoben ist und der Endspiegel der Laserröhre M_0 senkrecht zur Soll-Strahlachse steht.

Eine Lasermode muß, um in diesem Resonator existieren zu können, zwei Bedingungen erfüllen. Sie muß senkrecht auf der Oberfläche des Planspiegels M_0 stehen, was gleichbedeutend damit ist, daß sie durch den Brennpunkt F der Linse laufen muß. Zudem muß sie senkrecht auf der Oberfläche des

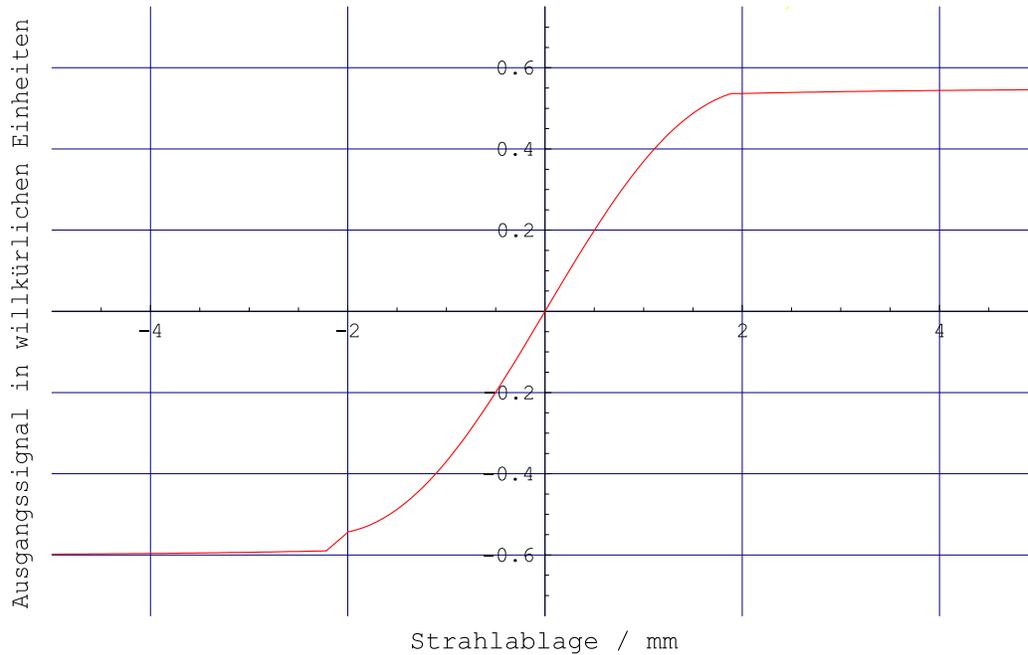


Abbildung 5.7: Erwartetes Ausgangssignal der Quadrantendiodeelektronik in willkürlichen Einheiten in Abhängigkeit von der Strahlablage.

gekrümmten Spiegels M_2 stehen, was bedeutet, daß sie durch den Krümmungsmittelpunkt G dieses Spiegels laufen muß. Aus der Zeichnung liest man die Abstände der Punkte F und G , die mit x_F und x_G bezeichnet werden, senkrecht zur Sollachse ab:

$$\begin{aligned} x_F &= l_1 \theta_{30} \\ x_G &= -R\theta_2 - l_2 \theta_{45} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Die Kippwinkel aller Spiegel werden dabei als klein angesehen, so daß die Näherung $\sin \theta \approx \theta$ gilt. Damit eine Lasermode existieren kann, muß ihre Strahlachse durch die Punkte F und G verlaufen, so daß sie gegenüber der Sollachse um den Fehlwinkel

$$\theta_{FG} = \frac{x_R - x_F}{l_0} \quad (5.3)$$

gekippt ist. Gemessen werden die Ablagen x_0 , x_{30} und x_2 :

$$\begin{aligned} x_0 &= \theta_{FG} f - x_F \\ x_{30} &= -\theta_{FG} l_1 + x_F \\ x_2 &= \theta_{FG} R + x_R \end{aligned} \quad (5.4)$$

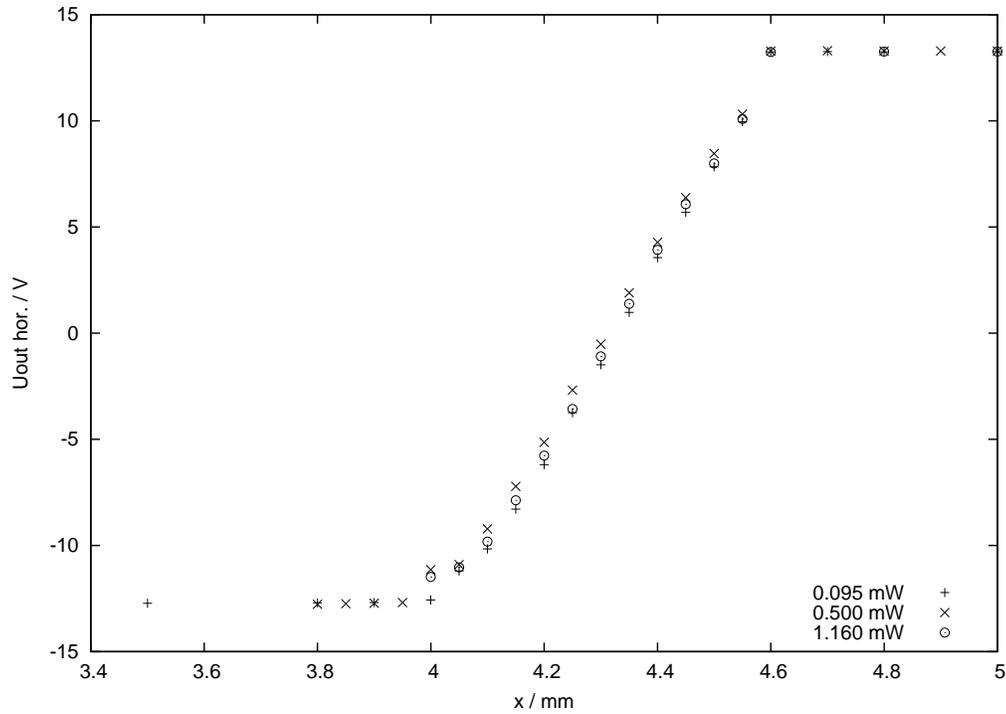


Abbildung 5.8: Horizontales Ausgangssignal der Quadrantendiodeelektronik bei horizontaler Verschiebung der Quadrantendiode. Verwendet wurde ein roter Diodenlaser mit 3 mW Ausgangsleistung, der mit Neutraldichtfiltern auf die angegebenen Leistungen abgeschwächt wurde. Die Fehlerbalken sind so klein, daß sie nicht sichtbar eingezeichnet werden konnten.

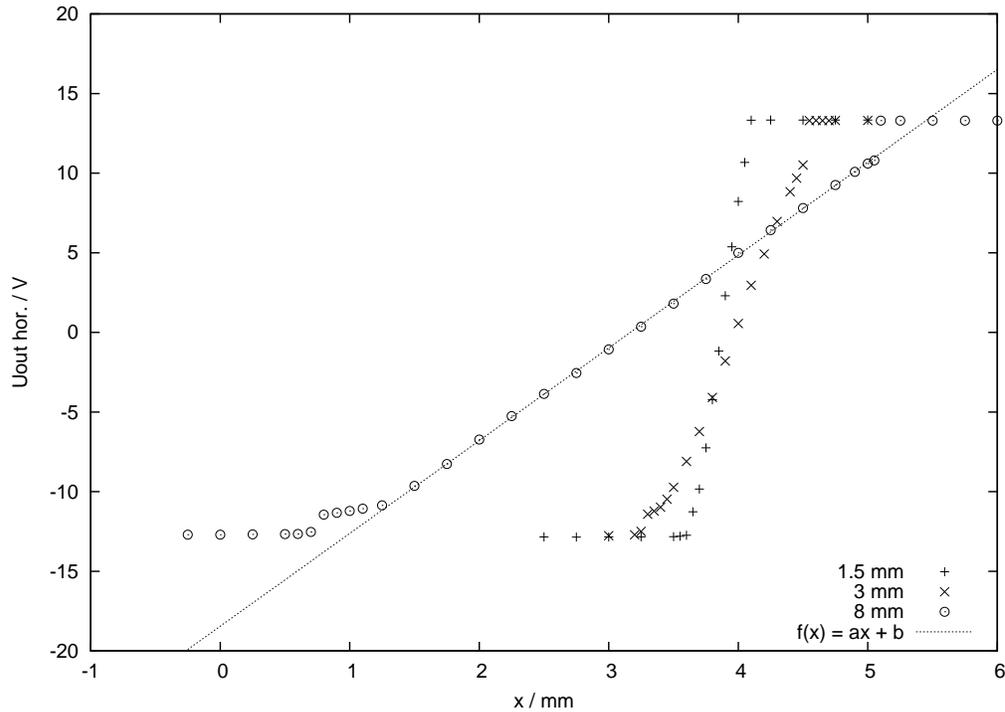


Abbildung 5.9: Horizontales Ausgangssignal der Quadrantendiodeelektronik bei horizontaler Verschiebung der Quadrantendiode. Verwendet wurde ein Helium-Neon-Laser mit 2,6 mW Ausgangsleistung, der mit einem Neutraldichtefilter auf 1,3 mW abgeschwächt wurde. Der Laserstrahl wurde mit einer Linse auf die in der Graphik angegebenen Durchmesser aufgeweitet. Die Meßfehler sind sehr gering, so daß keine sichtbaren Fehlerbalken eingezeichnet werden konnten. Exemplarisch wurde an die Punkte der Messung bei 8 mm Strahldurchmesser eine Gerade für die Meßwerte von 1,5 mm bis 5 mm Verschiebung angepaßt, um das lineare Verhalten im Bereich nicht zu großer Strahlablagen zu verdeutlichen.

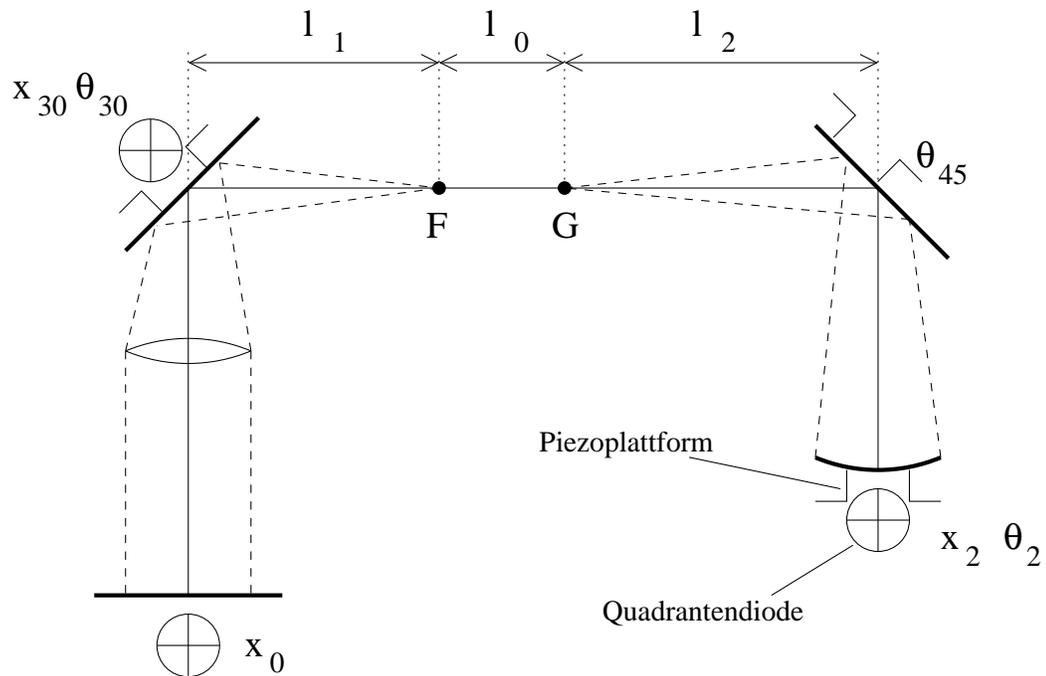


Abbildung 5.10: Resonator des Comptonpolarimeters, mit Kippwinkeln θ_i und Strahlablagen x_i . Die Ablage des Krümmungsmittelpunktes von M_2 (Krümmungsradius $R = 5m$) ist x_G , die des Brennpunktes der Linse (Brennweite $f = 3,7m$) ist x_F . In der Abbildung sind alle Spiegel unverkippt. Die Abmessungen betragen $l_1 = 3,425m$, $l_2 = 4,754m$ und $l_0 = -3m$, d.h. die Punkte F und G sind der Übersichtlichkeit halber für positives l_0 gezeichnet.

Aus Gleichung (5.2) folgt, daß eine Verkippung der Spiegel M_{45} und M_2 äquivalent ist. Der Rang der Matrix in

$$\begin{pmatrix} x_0 \\ x_{30} \\ x_2 \end{pmatrix} = \frac{1}{l_0} \begin{pmatrix} -l_2 f & -l_1 f - l_1 l_0 & -f R \\ l_1 l_2 & l_1^2 + l_1 l_0 & l_1 R \\ -l_2 R - l_2 l_0 & -l_1 R & -R^2 - R l_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta_{45} \\ \theta_{30} \\ \theta_2 \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

ist daher gleich zwei. Die Determinante dieser Matrix ist deshalb gleich Null. Man kann nun das Gleichungssystem nach den Winkeln θ_i auflösen. Dieser Schritt, von den Strahlablagen zu den Kippwinkeln der Spiegel, muß in der Elektronik realisiert werden.

Zur Entkopplung der Regelkreise wird also die Schaltung in Abbildung 5.11 benötigt. Zweckmäßigerweise wird man zunächst die berechneten Koeffizienten einstellen. Danach wird der Laserresonator in Betrieb genommen und durch Ansteuern einzelner Spiegel mit einem Signalgenerator überprüft, ob die Entkopplung ausreichend ist, um sie gegebenenfalls ‚von Hand‘ zu optimieren. Die Verkippung eines Spiegels (mit dem Testsignal des Generators) darf am Ende nur noch am Eingang des Regelkreises dieses Spiegels sichtbar sein.

Die Entkopplung von horizontalen und vertikalen Regelkreisen muß beim Einbau der Quadrantendiode sichergestellt werden.

Die Matrixelemente, die zur Entkopplung benötigt werden, werden über multiplizierende Digital-Analog-Wandler (im folgenden kurz *MDAC*) eingestellt. Dadurch kann beispielsweise auch bei Ausfall einer Quadrantendiode oder eines Teils der Elektronik die Regelung auf zwei Spiegel oder auf zwei Strahlablagesignale beschränkt werden, ohne daß eine Unterbrechung des Experimentierbetriebs erforderlich wäre. Die Auflösung der MDACs liegt bei 12 Bit, das heißt die Koeffizienten können mit einer Auflösung von 11 Bit eingestellt werden. Ein weiteres Bit wird für das Vorzeichen benötigt. Die Summation der Produkte erfolgt mit einem Operationsverstärker, der als invertierender Verstärker beschaltet ist. Der Schaltplan findet sich im Anhang A.

5.2.4 Abschaltetelektronik der Regelkreise

Um die Piezokipptische vor Schäden durch auftretende Resonanzphänomene zu schützen, wie sie beispielsweise im Pol-Nullstellen-Kompensationsnetzwerk durch Drift von Bauteileigenschaften infolge Alterung oder durch Totalausfälle entstehen können, wurde jeder einzelne Regelkreis mit einer Schutzschaltung ausgestattet. Der Schaltplan ist in Anhang A wiedergegeben.

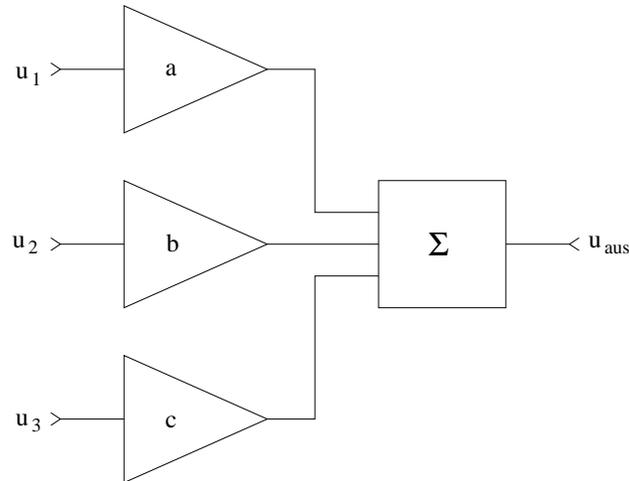


Abbildung 5.11: Schema der Entkopplungselektronik für die Spiegelregelung. Die den Ablagen auf den Quadrantendioden proportionalen Eingangsspannungen u_i werden mit den Koeffizienten a , b bzw. c , die zwischen -1 und $+1$ liegen, multipliziert und die Produkte anschließend summiert. Damit läßt sich aus den Strahlablagen auf den Quadrantendioden der Kippwinkel eines Spiegels berechnen.

Das Quadrantendiodensignal wird nach Durchlaufen eines Filters - zur Zeit lediglich ein Kondensator - gleichgerichtet und von einem Komparator mit einem Grenzwert verglichen. Insgesamt sind für jeden Kanal der Regelung jeweils drei dieser Zweige vorgesehen. Jeder der Komparatoren kann das ihm nachgeschaltete Flipflop setzen und dadurch über ein Oder-Gatter den Regelkreis mit Hilfe des Analogschalters öffnen und damit abschalten.

Durch die Verwendung unabhängiger Flipflops für die drei Zweige kann über eine Schnittstelle (s.u.) der Ausfallgrund des Regelkreises abgefragt werden, so daß mögliche Schwachstellen des Systems, wie beispielsweise ungenügende Entkopplung der Kreise zweier Spiegel, leichter entdeckt werden können. Das vierte Flipflop dient darüberhinaus der gezielten Abschaltung des betreffenden Regelkreises durch den Benutzer.

Als Abschaltindikationen vorgesehen wurden Sättigung des QD-Signals (entsprechend einer Sättigung der OP-Stufen, z.B. durch Fehljustierung oder Veränderungen im Phasengang des Systems), zu große Amplitude im Bereich der mechanischen Resonanz (Versagen der Pol-Nullstellen-Kompensation) und zu großer Effektivwert des ungefilterten QD-Signals (Fehlanpassung der Ent-

kopplung der Kreise unterschiedlicher Spiegel oder von außen eingekoppelte starke mechanische Schwingung). Davon ist derzeit lediglich die Abschaltung bei zu großer Amplitude realisiert. Die übrigen Filter werden nach erfolgter Inbetriebnahme der Regelung eingebaut werden.

Die Ansprechzeit der Abschaltetelektronik auf eine zu große Signalamplitude beträgt weniger als 10 ms, so daß auch im Falle des Anschwingens einer Resonanz keine Beschädigung der Piezoelemente erfolgen kann.

5.2.5 Pol-Nullstellenkompensation der mechanischen Resonanz

Zur Kompensation der mechanischen Resonanz des aus Laserspiegel und Piezokipptisch bestehenden Systems wurde die Übertragungsfunktion des Systems genau vermessen (s. Abbildung 5.12). Die Struktur der Resonanz im Bereich von 2100 Hz und 2500 Hz zeigt die Serienresonanz (kleiner Innenwiderstand des Systems bei großer Antwort) bei 2200 Hz und die Parallelresonanz (hoher Innenwiderstand bei kleiner Antwort) bei 2400 Hz. Die Übertragungsfunktion im Bildbereich des Systems kann in diesem Frequenzintervall beschrieben werden durch

$$G_r(s) = \frac{1 + a_1 s + a_2 s^2}{1 + b_1 s + b_2 s^2} \quad \text{mit } s = \sigma + j\omega \quad (5.6)$$

Die Koeffizienten a_i und b_i kann man auf zwei Wegen erhalten. Die erste Möglichkeit besteht darin, das gegebene System mittels eines physikalischen Modells so zu beschreiben, daß den Koeffizienten eine unmittelbare oder zumindest mittelbare physikalische Bedeutung zuteil wird. Im vorliegenden Fall ist es naheliegend, das System durch ein Ersatzschaltbild nach [Tie89] darzustellen (Abbildung 5.13) und die Projektion seiner mechanischen Eigenschaften auf seine elektrischen zu betrachten. Die Kapazität C_0 im Ersatzschaltbild stellt die Kapazität der Elektroden und Zuleitungen dar. C und L hängen mit den mechanischen Eigenschaften zusammen. Der ohmsche Widerstand R repräsentiert die Dämpfung des Systems. Dieses einfache Modell läßt sich sehr gut auf Schwingquarze anwenden, nicht jedoch auf das vorliegende System, da die relative Breite der Resonanzstruktur hier wesentlich größer (ca. 400 Hz Breite bei einer Resonanzfrequenz von 2300 Hz) als bei einem Schwingquarz (ca. 6000 Hz Breite bei einer Resonanzfrequenz von 4 MHz) ist, so daß die Frequenzabhängigkeit der elektrischen Kapazität und auch die der Induktivität des Piezos berücksichtigt werden muß, um eine konsistente Beschreibung zuzulassen.

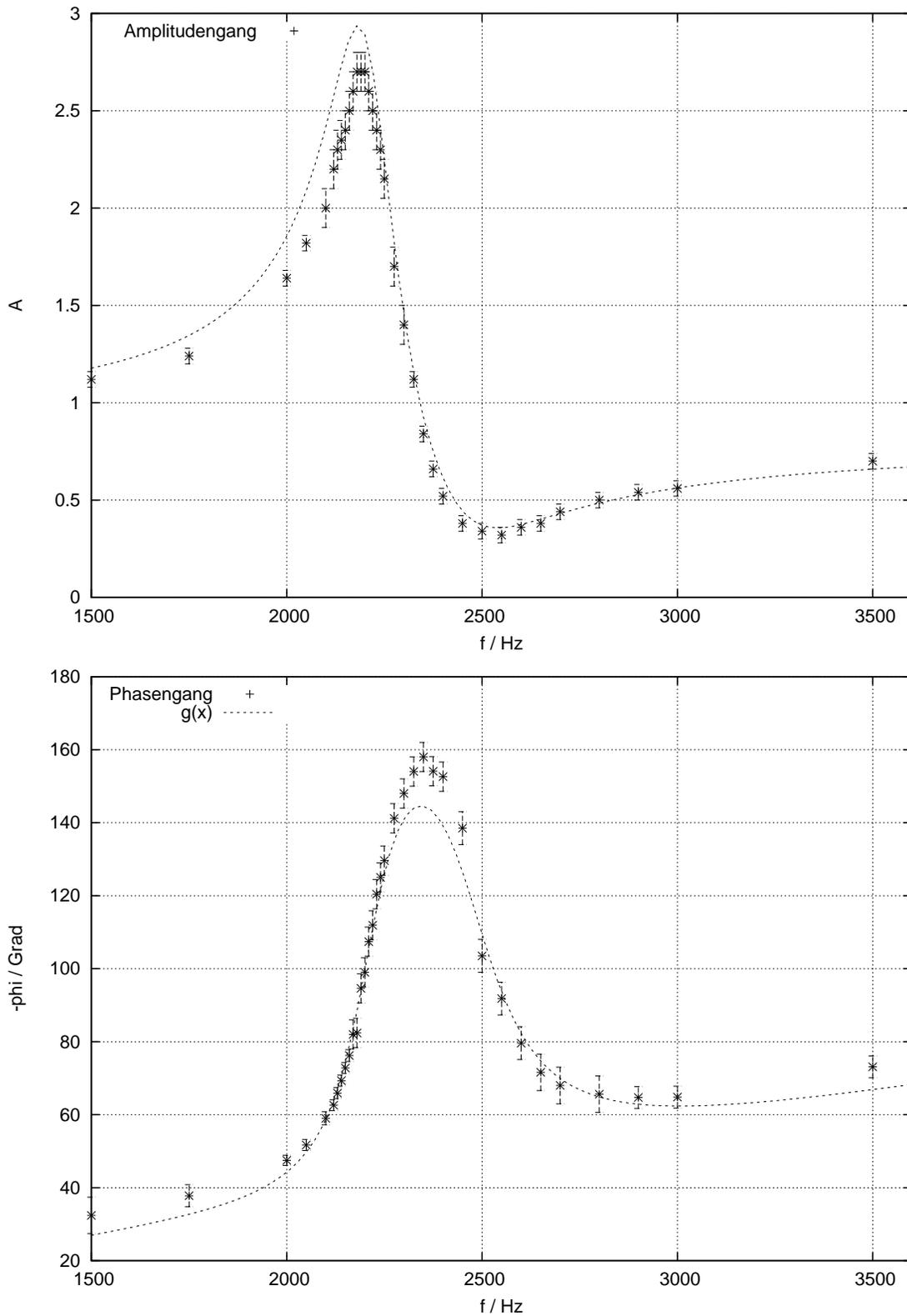


Abbildung 5.12: Übertragungsfunktion des Spiegel-Piezo-Systems im Bereich der Resonanz. Die Resonanzstruktur um 2200 Hz ist deutlich zu erkennen.

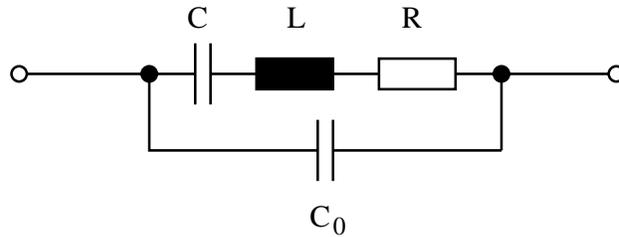


Abbildung 5.13: Ersatzschaltbild eines Schwingquarzes nach [Tie89].

Als wesentlich einfacher, wenngleich physikalisch weniger aussagekräftig erweist sich die zweite Möglichkeit, nämlich die Funktion (5.6) im Bereich der Resonanz an die Inverse der gemessenen Übertragungsfunktion anzupassen. Hierzu Algorithmus verwendet, der das mittlere quadratische Residuum minimiert. Iterativ wurde die Funktion an den Amplitudengang bzw. den Phasengang der Daten angepaßt, bis sich keine Verbesserung mehr ergab. Als Ergebnis dieser Prozedur ergab sich³

$$\begin{aligned}
 a_1 &= 6,91 \cdot 10^{-6} s \\
 a_2 &= 4,11 \cdot 10^{-9} s^2 \\
 b_1 &= 5,85 \cdot 10^{-6} s \\
 b_2 &= 5,19 \cdot 10^{-9} s^2
 \end{aligned}
 \tag{5.7}$$

was gleichbedeutend ist mit einem komplex-konjugierten Nullstellenpaar bei

$$s_{12}^N = -840,7 \pm 15572j s^{-1} \tag{5.8}$$

und einem komplex-konjugierten Polstellenpaar bei

$$s_{12}^P = -563,8 \pm 13869j s^{-1} \tag{5.9}$$

Die sich aus dieser Anpassung ergebende Übertragungsfunktion ist in der Abbildung 5.12 eingezeichnet. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, die mechanische Resonanz auf elektronischem Wege zu unterdrücken, indem eine Schaltung vor dem Stellglied in den Regelkreis eingefügt wird, in der gerade die Übertragungsfunktion aus Gleichung (5.6) mit den Parametern aus Gleichung (5.7) realisiert ist. Die entsprechende Schaltung ist in Abbildung A.4 dargestellt. Nach dem Einstellen der berechneten Filterkoeffizienten müssen wegen unvermeidlicher Bauteiltoleranzen noch von Hand optimiert werden.

³Die Einheit von a_1 und b_1 ist Sekunde, die von a_2 und b_2 ist (Sekunde)².

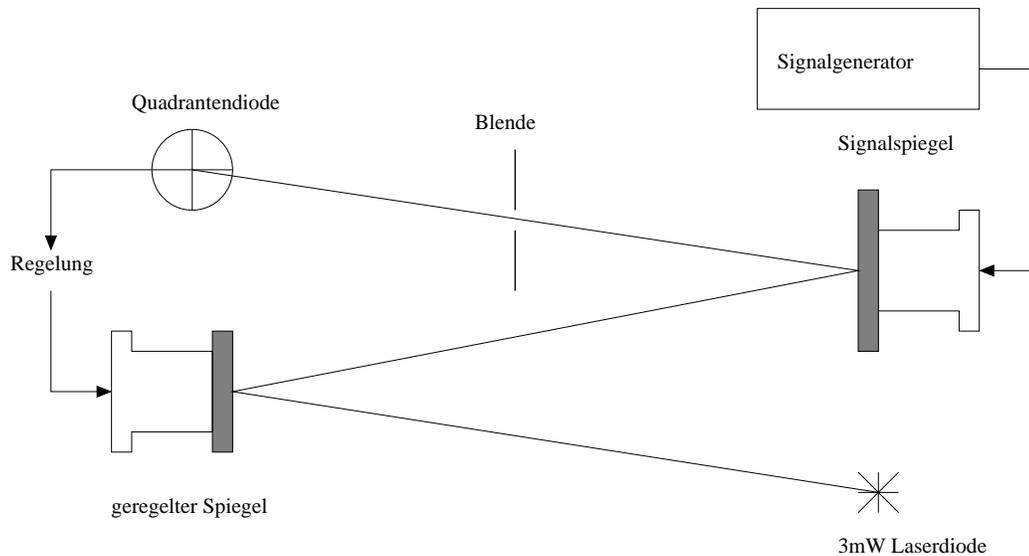


Abbildung 5.14: Aufbau zur Messung der Störübertragungsfunktion der Spiegelregelung.

In Abbildung 5.15 werden die Störübertragungsfunktionen der Regelung ohne Kompensation und mit Kompensation der Resonanz einander gegenübergestellt. Dabei wurde die Schaltung in Abbildung A.4 einmal mit Operationsverstärkern vom Typ *TL082* und zum anderen mit dem Typ *OPA27* aufgebaut. Letzterer besitzt eine größere Bandbreite und ist daher für die vorliegende Aufgabe weitaus besser geeignet.

Durch Kompensation der elektromechanischen Resonanz der Piezo-Spiegel-Systeme kann die Bandbreite der Regelung und zusätzlich die Dämpfung niederfrequenter Störung erheblich verbessert werden. Die 0 dB-Frequenz der Störübertragungsfunktion erhöht sich von 600 Hz auf etwa 1600 Hz. Die Unterdrückung von Störungen verbessert sich um einen Faktor 10. Auch Störungen bei 715 Hz werden noch mindestens um die Hälfte reduziert, was wegen der Möglichkeit der Übertragung mechanischer Schwingungen der Turbopumpe auf die optischen Komponenten des Resonators wichtig ist.

5.2.6 Gesamtaufbau der Spiegelregelung

Da während der Strahlzeiten ein Betreten der Experimentierhallen, in denen das A4-Experiment aufgebaut ist, nicht möglich ist, mußte eine Möglichkeit zur Fernsteuerung und Überwachung der Spiegelregelung vorgesehen werden. Außerdem war sicherzustellen, daß sich das System auch bei Fehl-

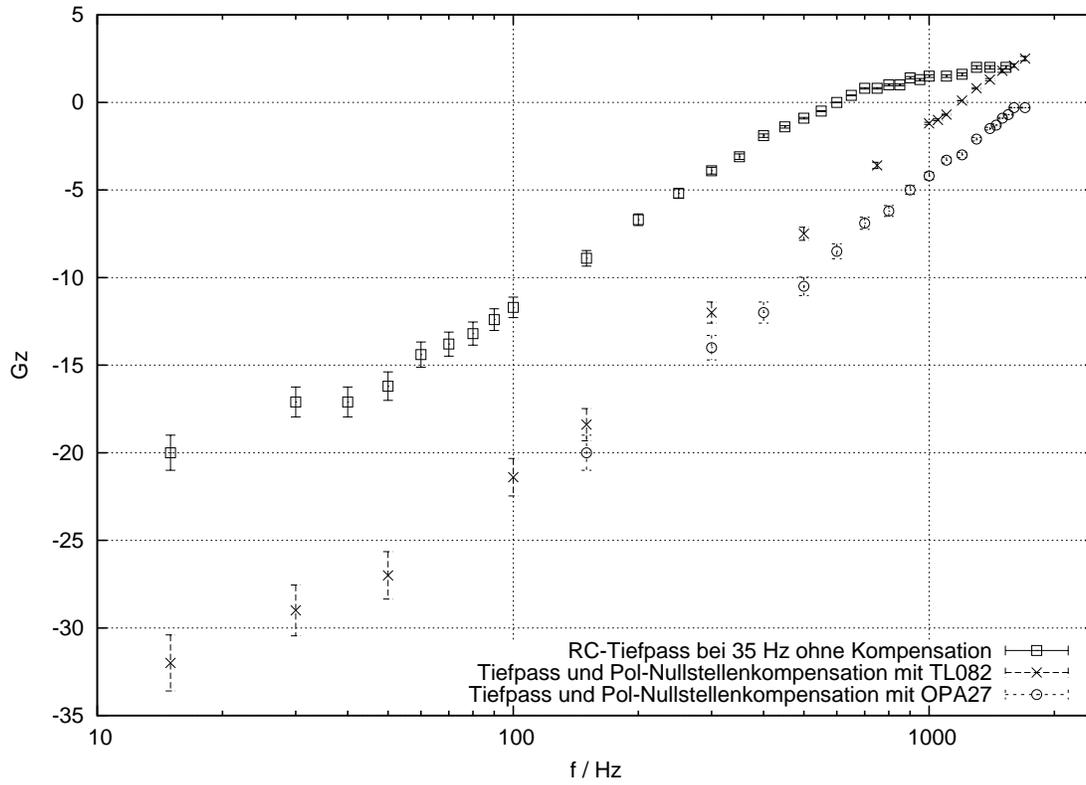


Abbildung 5.15: Störübertragungsfunktionen ohne und mit Kompensation der Resonanz (zwei verschiedene OP-Typen).

funktionen durch elektronische Defekte, Schwankungen der Betriebsspannungen und ähnlichen Problemen ohne das Eingreifen durch den Benutzer stets in einem definierten Zustand befindet. Insbesondere sollten in diesem Zusammenhang Beschädigungen der Piezokippeinheiten durch einen Schutzmechanismus verhindert werden. Die zu diesen Zwecken entwickelte Elektronik umfaßt die eigentliche Regelung, die Abschalt- bzw. Überwachungselektronik für die Regelung und ein Interface zur Bereitstellung einer einfachen Schnittstelle, die die Steuerung und Kontrolle des Betriebs mit einem PC ermöglicht.

Die Quadrantendiodeelektronik und die Elektronik zur Signaltransformation werden bereits in [Ket98] beschrieben. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden diese Schaltungen überarbeitet und nachgebaut. Die Verstärkungseinstellung der Signaltransformation erfolgt nun ferngesteuert, und die Quadrantendiodeelektronik wurde um Ausgangsstufen erweitert, die die Kapazitäten der zur Signalübertragung verwendeten Koaxialkabel stabil treiben können.

In Abbildung 5.16 ist die Elektronik zur Spiegelregelung eines Spiegels schematisch dargestellt. Das CAMAC-Interface dient der Statusabfrage der einzelnen Kanäle der Regelung und der Programmierung der Matricelemente zur Entkopplung und der Verstärkungen der Regelkreise. Die Ansteuerung erfolgt über ein Output-Modul, wie es im Institut für verschiedene Anwendungen verwendet wird, und einen kommerziellen VME-Bus-Rechner. Der Piezoaktuator und der dazugehörige Verstärker sind ebenfalls kommerzielle Komponenten. Die übrige Elektronik wurde im Rahmen dieser Arbeit teilweise neu entwickelt (Pol-Nullstellen-Kompensation, Abschaltetelektronik, Entkopplung und VME/CAMAC-Interface) bzw. ausgehend von [Ket98] überarbeitet und weiterentwickelt (Quadrantendiodeelektronik und Signaltransformation).

5.2.7 Eigenschaften der Spiegelregelung

Da die Spiegelregelung bislang leider noch nicht am Resonator getestet werden konnte, kann nur auf die weiter oben beschriebenen Messungen verwiesen werden. Dabei stellt sich natürlich die Frage, inwieweit Bandbreite und vor allen Dingen Laufzeiten (Phasendrehung) der oben beschriebenen Regelung durch die Tatsache, daß in der endgültigen Realisierung MDACs zur Einstellung der Verstärkungen und zur Entkopplung zum Einsatz kommen, beeinflusst werden. Dazu wurden die Eigenschaften der MDACs in einer Messung untersucht.

Die Phasendrehung bei hohen Frequenzen (10 bis 40 kHz) wurde für die

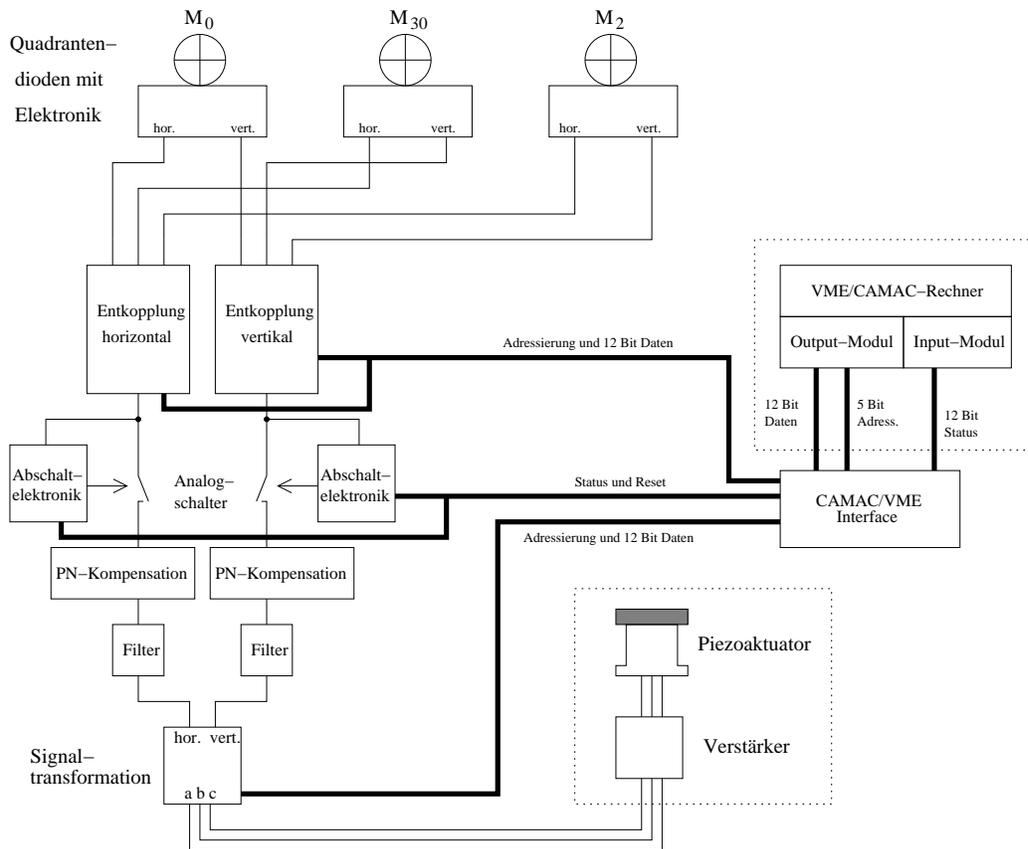


Abbildung 5.16: Blockschaltbild von zwei Kanälen (für einen Spiegel) der Spiegelregelung.

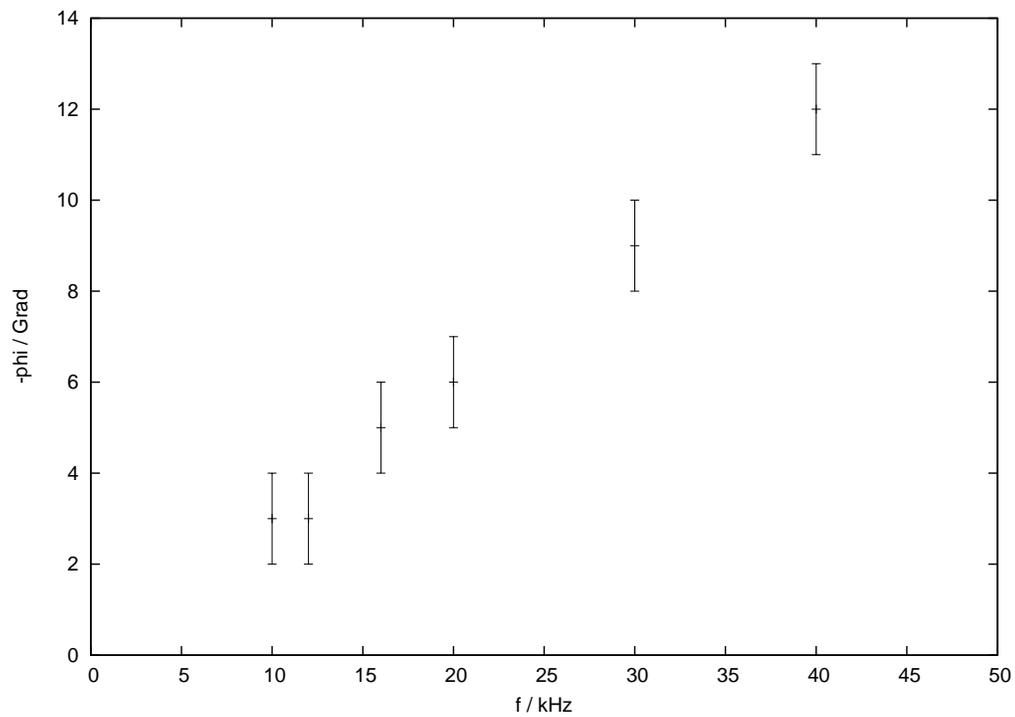


Abbildung 5.17: Phasengang der verwendeten multiplizierenden DA-Wandler (MDACs) bei hohen Frequenzen. Eingangssignal ist eine Sinusspannung von $1 V_{ss}$ bzw. $10 V_{ss}$. Der MDAC ist auf eine Verstärkung von $+1$ programmiert.

Entkopplungselektronik⁴ bei einer programmierten Verstärkung von +1 gemessen und ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Eingangs- und Ausgangssignal wurden dazu auf einem Oszilloskop dargestellt und die Phasenlage der beiden Signale wurde bestimmt. Der äußerst geringe Einfluß auf die Phase des Signals, entsprechend einer Laufzeit von ungefähr $0,8 \mu\text{s}$ bei 10 kHz , was $0,8 \mu\text{s} \cdot 10 \text{ kHz} \cdot 360^\circ = 2,9^\circ$ entspricht, zeigt, daß durch die Verwendung der MDACs keine nennenswerte negative Beeinflussung der Eigenschaften der Regelung zu erwarten ist.

Mithilfe der Gleichungen (5.2) kann abgeschätzt werden, welche Strahlablagen und -verkippen mit den verwendeten Piezokipptischen als Stellgliedern kompensiert werden können. Der Hersteller gibt für den maximalen Kippwinkel 600 bis $800 \mu\text{rad}$ an [PI98]. Mit $l_1 = 3,425 \text{ m}$, $l_2 = 4,754 \text{ m}$ und $l_0 = -3 \text{ m}$, erhält man Ablagen von ungefähr $\pm 1,2 \text{ mm}$ am Brennpunkt der Linse und etwa $\pm 3,4 \text{ mm}$ am Krümmungsmittelpunkt des Spiegels. Damit können prinzipiell Kippwinkel des Strahls von bis zu ungefähr $1,5 \text{ mrad}$ ausgeglichen werden. Die Stellglieder stellen damit keine nennenswerte Begrenzung der Wirksamkeit der Regelung in diesem Sinne dar. Es wird zu prüfen sein, ob eine Feinjustierung des Laserstrahls besser über die fernsteuerbaren Kipptische der Optik oder über die Piezotische erfolgen kann. Letzteres erfordert die Addition von Gleichspannungen zu den Ausgangsspannungen der Reglerkarten und ist bislang noch nicht vorgesehen. Zunächst muß sich jedoch in der Praxis zeigen, welcher dynamische Bereich für die Regelung der Strahllageschwankungen benötigt wird.

⁴Das Signal durchlief einen MAX502 nebst zugehörigem 1/2-TL082 (erforderlich für echte 4-Quadranten-Multiplikation) und den Summations-OP (1/2-TL082).

Kapitel 6

Überlagerung der Strahlen

Bei der Verwendung von Drahtscannern im A4-Comptonpolarimeter wird ausgenutzt, daß der auf die Drähte treffende Elektronenstrahl hochenergetische geladene Teilchen erzeugt, die unter großen Winkeln gestreut werden und mit geeigneten Zählern nachgewiesen werden können. Andererseits wird das Licht des Laserstrahls von demselben Draht reflektiert und kann mit einer Photodiode nachgewiesen werden. Diese Methode wird hier zum ersten Mal verwendet und erlaubt eine gleichzeitige und fast zerstörungsfreie Messung der Positionen und Strahlprofile von Elektronen- und Laserstrahl.

6.1 Messungen mit Drahtscannern

Um nach erfolgreicher Justierung des Laserresonators und Einsetzen der Lasertätigkeit den Laserstrahl und den Elektronenstrahl zu überlagern, wurden uns von der Beschleunigergruppe drei Drahtscanner zur Verfügung gestellt. Der Aufbau eines Scanners ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Der Bügel mit den 20 μm dicken, vergoldeten Wolframdrähten wird um $\pm 9^\circ$ ausgelenkt. Die Drähte sind gerade so angebracht, daß beim Durchgang durch die Sollposition des Elektronenstrahls die Drähte jeweils senkrecht aufeinander stehen. Der hochenergetische Elektronenstrahl löst aus den Wolframdrähten dabei Elektronen aus. Der Sekundärelektronenstrom kann mit einem Vorverstärker meßbar gemacht und anschließend mit einem ADC digitalisiert werden.

Damit sind im Prinzip Messungen der Strahllage und des Strahldurchmessers jeweils in x- und y-Richtung¹ möglich. Um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen, wurden zusätzlich zu den beiden normalerweise vorhandenen zwei Drähten zwei weitere Drähte an den Bügeln der Scanner angebracht. Der

¹Die x-Richtung ist die tangentielle Richtung und die y-Richtung die radiale Richtung.

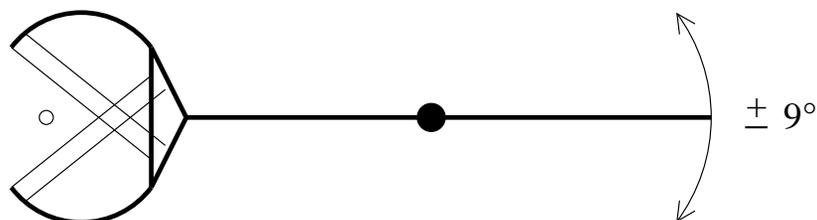


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Drahtscanners. Die insgesamt vier $20 \mu\text{m}$ dicken vergoldeten Wolframdrähte tasten den Laser- bzw. Elektronenstrahl ab, der als offener Kreis dargestellt ist, wenn der Biegel um den Drehpunkt (ausgefüllter Kreis) um $\pm 9^\circ$ gedreht wird.

Abstand dieser zusätzlichen zu den vorhandenen Drähten beträgt fünf Millimeter. Der dadurch eingeführte Maßstab ist von der Justierung der Scanner unabhängig, solange die Strahlage in y-Richtung um nicht mehr als etwa einen Millimeter von der Sollposition abweicht. Verschiebungen tangential zur Bewegung des Scannerarms bleiben in guter Näherung ohne Einfluß, da der Abstand des Bügels zum Drehpunkt groß ist.

Um die Position des Laserstrahls relativ zum Elektronenstrahl und auch das Profil des Laserstrahls, aus dem sich die Rayleighlänge ergibt, messen zu können, wurde oberhalb der Vakuumkammer, die durch ein Fenster abgeschlossen wurde, eine Photodiode befestigt, mit der das an den Drähten gestreute Licht nachgewiesen wird.

An der Antriebsscheibe des Scannerbügels befindet sich ein induktiver Näherungssensor als Pulsgeber, der auf einen 180° langes bogenförmiges Metallplättchen reagiert, das auf der Scheibe montiert ist. Dadurch erhält man ein Referenzsignal, das eine Aussage über die aktuelle Bügelposition zuläßt.

Das Sekundärelektronenstromsignal wird ebenso wie der Pulserausgang von einem im Rahmen der MAMI-Messung bereits vorhandenen Modul ausgewertet und digitalisiert, von dem bis zu sechzehn Drahtscanner bedient werden können. Das Modul steuert auch den Motor eines jeden Scanners an und stellt beim Abschalten anhand des Pulsersignals sicher, daß sich keiner der Drähte im Strahl befindet. Vom MAMI-Bedienraum aus können die Scanner zur Strahl diagnose beim Optimieren der Elektronenstrahlage in der Schikane eingesetzt werden.

Die Signale der Photodioden werden zur Zeit über dämpfungsarme Kabel

(ca. 100m RG213) in den A4-Meßraum geführt und dort auf einem Digitaloszilloskop dargestellt. Als Referenz für die Scannerbügelposition wird hier ebenfalls das Pulssignal über die gleichen Kabel in den Messraum geführt. Da die Pulssignale haben über ein CAMAC-Modul Bezug zur Bunker-A3 Schutzleitererde, werden zur Vermeidung von Erdschleifen die Pulssignale mit Optokopplern erdfrei zur Verfügung gestellt. Um unabhängig von der Sekundärelektronenstrommessung durch MAMI die Lage des Elektronenstrahls relativ zum Laserstrahl messen zu können, wurden hinter dem dritten Scanner, also dem strahlabwärts gelegenen Scanner C, direkt unterhalb des Strahlrohrs ein Plastiksintillator und ein Bleiglaszähler installiert. Mit diesen Detektoren können die geladenen Teilchen, die entstehen, wenn ein Scannerdraht den Elektronenstrahl durchquert, nachgewiesen werden. Dazu werden die beiden Ausgangssignale ebenfalls über dämpfungsarme Kabel in den Meßraum geführt und mit Hilfe der Kabelkapazität und der Eingangsimpedanz des Oszilloskops ($1M\Omega || 13pF$) integriert. Mit dem Pulssignal als Referenz kann dann ermittelt werden, wie Elektronen- bzw. Laserstrahl verschoben werden müssen, um einander zu überlagern.

6.2 Feinjustierung

Als Beispiel für das Ergebnis einer solchen Scannermessung sind in der Abbildung 6.2 die mit dem Oszilloskop im Meßraum aufgezeichnete Pulssignale und die Photodiodensignale des Scanners B und die dazugehörigen Signale des Plastiksintillators und des Bleiglaszählers dargestellt.

Überlappen die beiden Strahlen ideal, so sind die Peaks im Photostrom und in den Detektorsignalen nicht gegeneinander verschoben. Man erkennt im hier dargestellten Fall jedoch Abweichungen der Peakpositionen zueinander. Die Strahlen überlappen nicht.

Um eine Überlagerung herbeizuführen, ist es am einfachsten, den Elektronenstrahl innerhalb der Schikane zu verschieben oder gegebenenfalls auch zu verkippen. Unter Zuhilfenahme der Dipolshunts sind die Möglichkeiten zur horizontalen Anpassung der Elektronenstrahllage an den Laser nur durch die Abmessungen des Strahlrohrs in den Korrekturquadrupolen - der Innendurchmesser des an dieser Stelle runden Strahlrohrs beträgt 30 mm - und die Qualität des Elektronenstrahls² eingeschränkt. Am Eingang und Aus-

²Der Strahlhalo erzeugt beim Auftreffen auf die Strahlrohrwand eine hohe Strahlenbelastung in der Halle, die wegen der resultierenden Aufaktivierung der Strahlführung und der Gefahr von Strahlenschäden an Computern und Elektronik nicht statthaft ist.

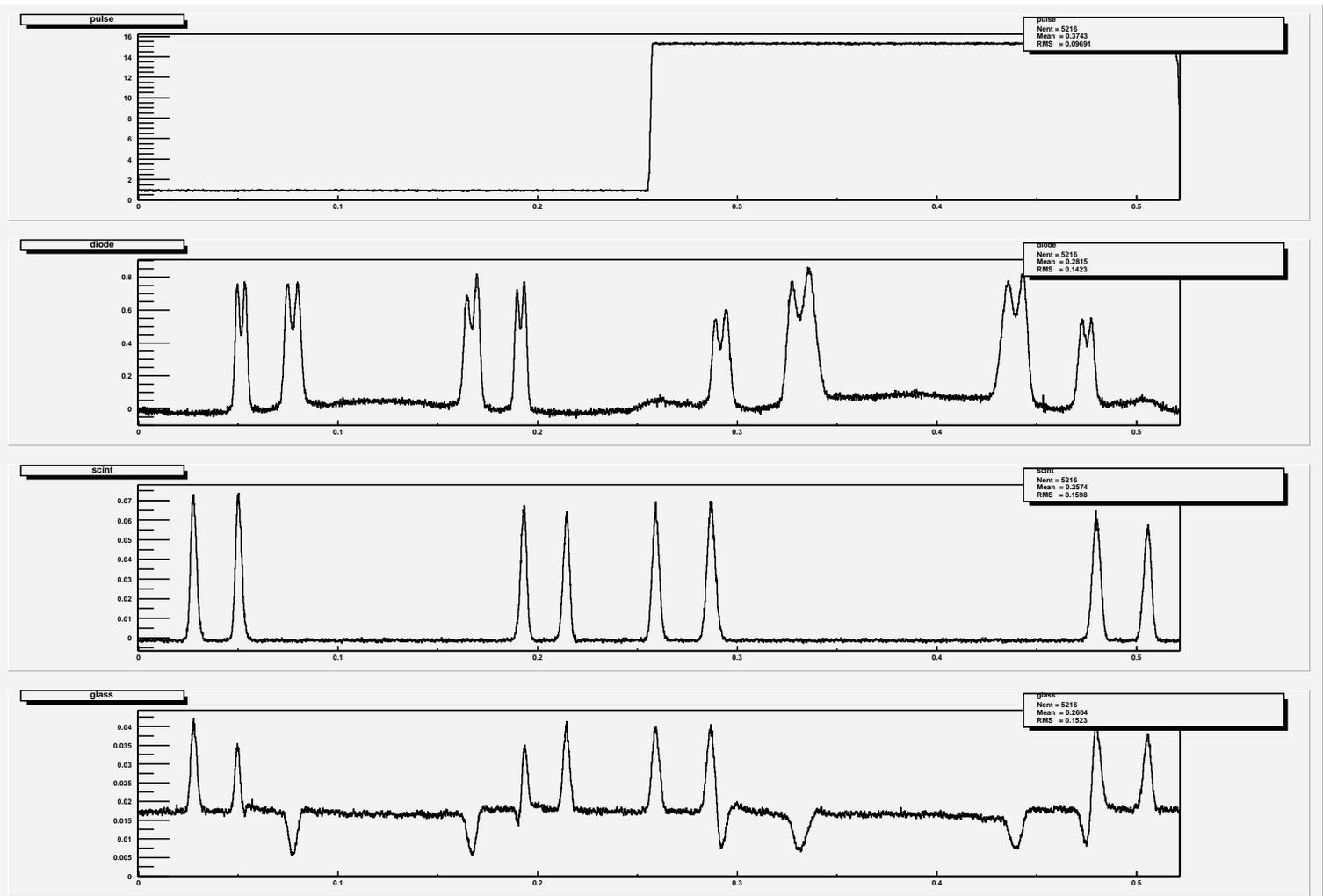


Abbildung 6.2: Signale von Pulser und Photodiode von Scanner B und des Plastik- und Bleiglaszählers vor dem horizontalen Verschieben des Elektro-
nenstrahls.

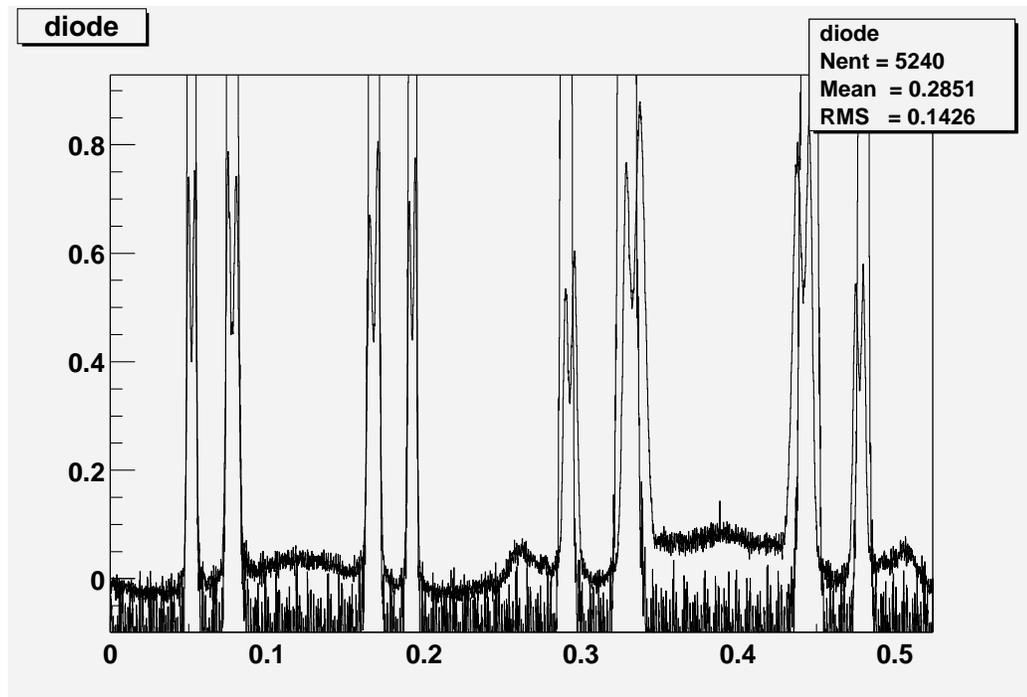


Abbildung 6.3: Messung mit Scanner B nach horizontaler Verschiebung des Elektronenstrahls. Die Signale der Photodiode und des Plastikszintillators sind übereinander gelegt, um die gute Überlappung von Elektronen- und Laserstrahl deutlich werden zu lassen.

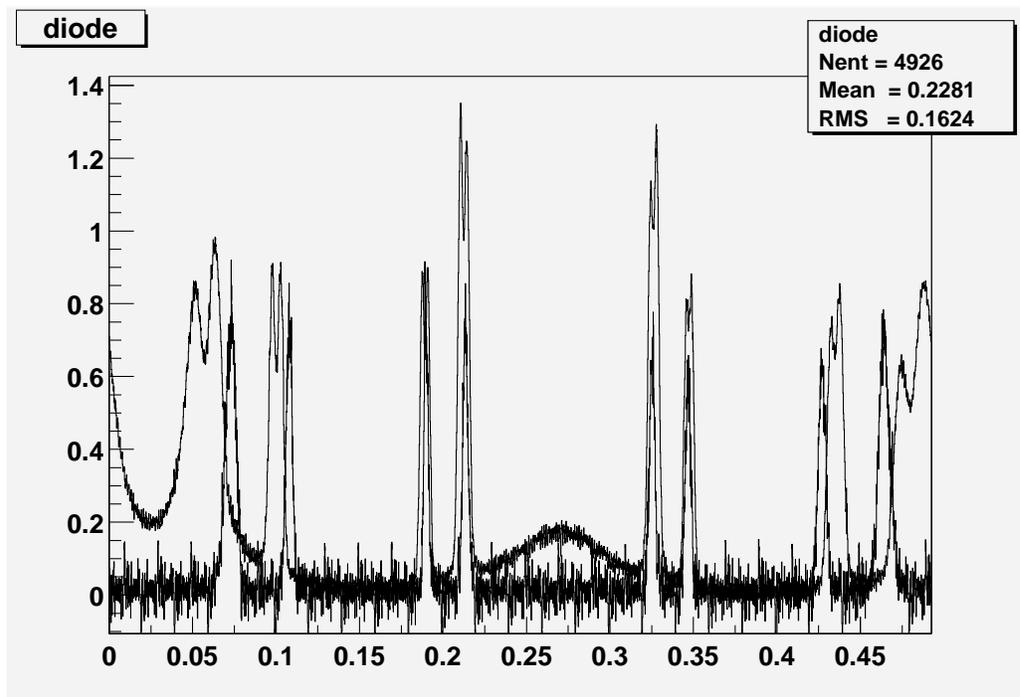


Abbildung 6.4: Messung mit Scanner C nach horizontaler Verschiebung des Elektronenstrahls. Die Signale der Photodiode und des Plastiksintillators sind übereinander gelegt. Elektronen- und Laserstrahl überlappen nur beinahe.

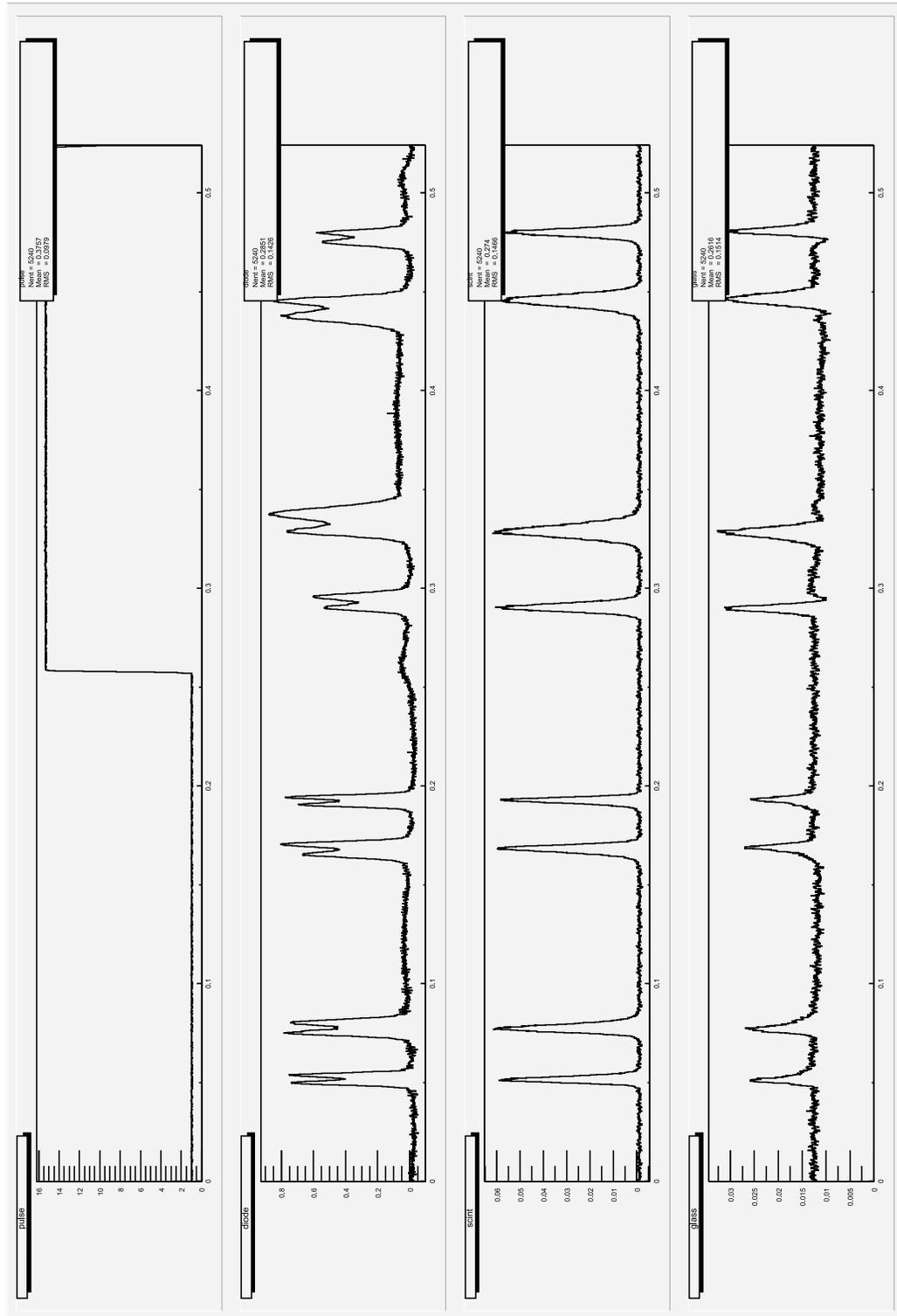


Abbildung 6.5: Signale von Pulsar und Photodiode von Scanner B und des Plastik- und Bleiglaszählers nach dem horizontalen Verschieben des Elektronenstrahls.

gang der Wechselwirkungszone lassen sich Strahlablagen von bis zu etwa $\pm 2 \text{ mm}$ realisieren. Schwieriger ist die vertikale Anpassung der Strahlagen, da derzeit keine Wedler³ in der Strahlführung existieren, die zu diesem Zweck verwendet werden könnten. Bei der Justierung des Lasers muß daher sichergestellt werden, daß die optische Achse innerhalb der Wechselwirkungszone auf Strahlhöhe liegt. Da der 30° -Umlenkspiegel auf einem Kipptisch sitzt, dessen Drehpunkt sich hinter dem Spiegel, also außerhalb des Resonators befindet und die vorletzte Vakuumkammer der Schikane im dritten Dipol von oben verkeilt wurde, so daß sie ca. 2 bis 3 mm zu tief liegt, ist die Beurteilung anhand der Position des Laserstrahls auf dem 30° -Spiegel und dem hinteren Vakuumfenster problematisch. Ist der Laser korrekt auf die Strahlhöhe einjustiert, genügt eine horizontale Verschiebung und Verkippung des Elektronenstrahls mit den Dipolshunts zur Herstellung des Überlapps.

Der Elektronenstrahl wurde nun um zwei Millimeter nach rechts (strahlabwärts gesehen) verschoben. Die Messung nach der Verschiebung in Abbildung 6.5 zeigt, daß die Strahlen nun überlappen. Da Scanner A zu diesem Zeitpunkt nicht eingebaut war, konnte darüberhinaus nur noch eine Messung mit Scanner C durchgeführt werden. Legt man die Signale von Photodiode und Plastikszintillator übereinander, so erhält man für die Scanner B und C nach der Verschiebung die Abbildungen 6.3 und 6.4. Die Strahlen überlappen bei Scanner B, also nahe der Mitte der Wechselwirkungszone. Bei Scanner C liegt kein Strahlüberlapp mehr vor. Da jedoch anhand der Messung mit Scanner B die Kreuzung der Strahlen nachgewiesen werden konnte, wurde versucht, in einer Messung mit dem Photonendetektor rückgestreute Photonen nachzuweisen. Aufgrund eines Totalausfalls des Lasers unmittelbar vor Beginn der Messung war dies jedoch leider nicht mehr möglich.

³Als Wedler werden bei MAMI kleine Dipole zur Korrektur der Strahlage bezeichnet.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurde in der Experimentierhalle 3 eine magnetische Schikane - bestehend aus vier Dipolmagneten und zwei langbrennweitigen Quadrupolen zur Korrektur von Randfeldern - aufgebaut. Durch eine Ablenkung des Elektronenstrahls von 11.7° in jedem Dipol, wird in der Mitte der Schikane ein Versatz des Elektronenstrahls von 350 mm in horizontaler Richtung erzeugt. Die Dipole wurden auf weniger als $\pm 200 \mu\text{m}$ und $350 \mu\text{rad}$ genau einjustiert. Die Strahlführung wurde zusammengesetzt und in einer Strahlzeit im Dezember 2002 wurde die Schikane in Betrieb genommen. Das Einfädeln des Strahls durch die Schikane verlief ohne Probleme. Die Strahlungswerte in den Experimentierhallen drei und vier waren auch bei $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom gegenüber früher nicht erhöht. In einer weiteren Strahlzeit im Februar 2003 wurden erstmals nach dem Einbau der Schikane Asymmetriedaten mit dem Kalorimeter des A4-Experiments genommen.

Zum Einfädeln des Strahls in die Schikane und zur Korrektur der horizontalen Strahllage wurden vier elektronische Nebenwiderstände (Shunts) aufgebaut. Parallel zu jedem Dipolmagneten wurde ein solcher Shunt geschaltet, der bis zu 3,5% des Stroms an den Magnetspulen vorbeileiten kann. Aufgrund der hohen Genauigkeit, mit der die Dipolmagnete eingemessen wurden, können etwa 80% des Stellbereichs der Shunts zur Einstellung der horizontalen Lage des Elektronenstrahls in der Schikane genutzt werden. Die Sollwertvorgabe erfolgt vom MAMI-Bedienraum aus. Um den Strom durch den Shunt direkt vorwählen zu können, besitzt jeder Shunt einen Integrator als Regler zur Linearisierung der Kennlinie des als einstellbaren Widerstands verwendeten MOSFET-Moduls.

Es wurde ein Laserresonator in der Halle mit aufgebaut und in Betrieb genommen, dessen Laserstrahl mit dem Elektronenstrahl innerhalb der Schi-

kane überlagert werden kann. Damit wurde das neue Konzept eines *Intra Cavity*-Polarimeters verwirklicht. Dadurch wird auch bei dem relativ geringen Strahlstrom des A4-Experiments von $20 \mu\text{A}$ eine Messung der Polarisation des Elektronenstrahls unter Ausnutzung der Vorteile der Compton-Rückstreupolarimetrie möglich.

In die Strahlführung der magnetischen Schikane wurden drei Drahtscanner eingebaut, mit denen eine gleichzeitige Messung der Lage von Elektronen- und Laserstrahl durchgeführt werden kann. Eine Überlagerung von Elektronen- und Laserstrahl konnte mithilfe dieser Drahtscanner und der Shunts der magnetischen Schikane erzielt werden.

Um die effektive Luminosität des Polarimeters zu maximieren, wurde eine vorhandene Ein-Kanalregelung für einen Laserspiegel verbessert. Durch die Unterdrückung der resonanten Eigenschwingungen der auf Piezokipptische montierten Laserspiegel mithilfe einer elektronischen Pol-Nullstellenkompensation konnte die Leistungsfähigkeit der Regelung deutlich verbessert werden. Wie aus Abbildung 5.15 ersichtlich, nahm die Unterdrückung von Störungen bei 150 Hz von -9 dB auf -20 dB und bei 300 Hz von -4 dB auf -14 dB zu. Die 0 dB-Frequenz der Störübertragungsfunktion konnte von 600 Hz auf 1600 Hz angehoben werden. Damit können nun auch Störungen, die von der Drehstromversorgung des Lasers und von der verwendeten Turbopumpe herrühren, wirksam gedämpft werden. Um diese Spiegelregelung zur Stabilisierung des Laserresonators des Comptonpolarimeters verwenden zu können, wurden eine Elektronik zur Entkopplung, die den Zusammenhang zwischen den gemessenen sechs Strahlblagen und den sechs Fehlwinkeln der drei zur regelnden Laserspiegel herstellt, eine Elektronik zur Überwachung der Regelung und eine Elektronik zur Fernsteuerung des gesamten Systems über ein VME-Bus-Modul gebaut. Damit kann der Zustand der Regelung über einen Rechner abgefragt werden und die Verstärkungen der Regelkreise und die Elementente der Entkopplungsmatrix können programmiert werden. Beim Auftreten zu großer Amplituden der Fehlergröße der Regelung wird der betreffende Kanal von der Elektronik selbsttätig abgeschaltet und kann über die Fernsteuerung wieder in Betrieb genommen werden. Die Inbetriebnahme der Spiegelregelung für drei Spiegel - insgesamt also sechs Kanäle - mußte noch aufgeschoben werden, da der Aufbau der Schikane und die Justierung des Resonators sehr zeitaufwendig waren. Die Entkopplung der Lagesignale zur Berechnung von Fehlwinkeln der Spiegel muß durchgeführt werden. Die Pol-Nullstellenkompensationen der einzelnen Regelkreise müssen an die Resonanzfrequenzen der Spiegel angepaßt werden.

In Zukunft wird zu untersuchen sein, ob sich die Eigenschaften der Spiegelregelung durch die Verwendung spezieller Filter anstelle des Tiefpaß-Filters weiter verbessern lassen. Besonders die Einführung zusätzlicher Phasenreserve in Frequenzbereichen, die zur Mitkopplung neigen, durch Verwendung eines Lag-Gliedes mit nachgeschaltetem Tiefpaß als Filter erscheint in diesem Zusammenhang vielversprechend. Darüberhinaus ist die Erstellung von Programmen zur einfachen Bedienung und Handhabung der Regelung und des übrigen Polarimeters von den Rechnern im A4-Meßraum aus vorgesehen.

Der Einfluß der Spiegelregelung auf die effektive Luminosität sollte untersucht werden. Möglicherweise kann unter Ausnutzung der Piezokipptische als Stellglieder eine Verbesserung der Überlagerung der Strahlen auch in der Vertikalen erfolgen. Simulationsrechnungen zeigen klar, daß durch eine entsprechende Erweiterung der Elektronik der Spiegelregelung und eine solche Anpassung des Überlapps die Luminosität weiter erhöht werden kann.

Anhang A

Schaltpläne

Auf den folgenden Seiten sind die Schaltpläne der Spiegelregelung abgedruckt. Nicht wiedergegeben sind die Abblockkondensatoren (100 nF Keramik-Vielschichtkondensatoren), die sich jeweils unmittelbar an den Pins für positive bzw. negative Versorgungsspannungen der integrierten Schaltungen befinden.

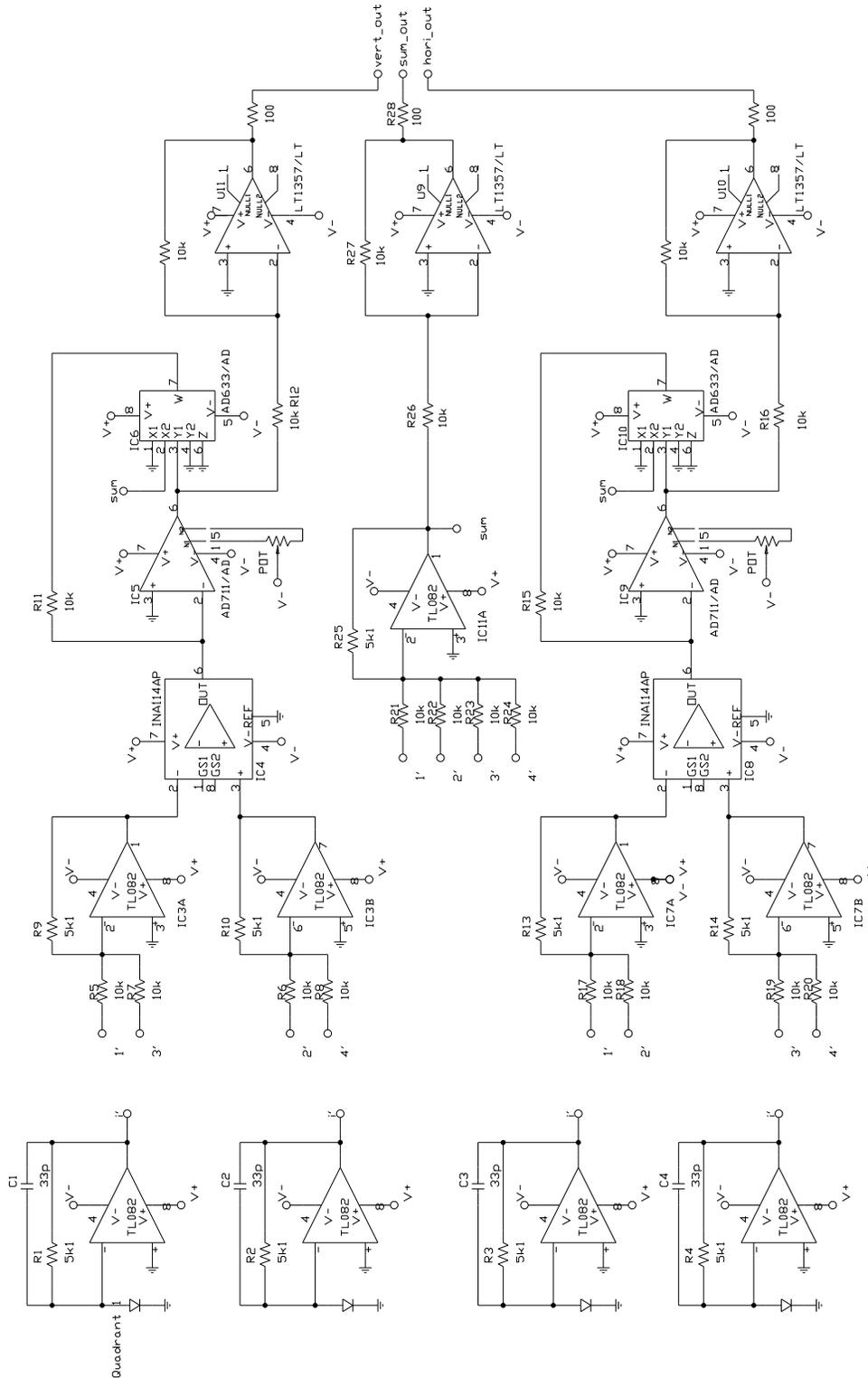


Abbildung A.1: **Quadrantdiodeelektronik** zur Berechnung der horizontalen und vertikalen Strahlablage aus den Photoströmen einer Quadrantenphotodiode. Die Gesamtintensität (Gesamtstrom) steht ebenfalls als Ausgangssignal zur Verfügung.

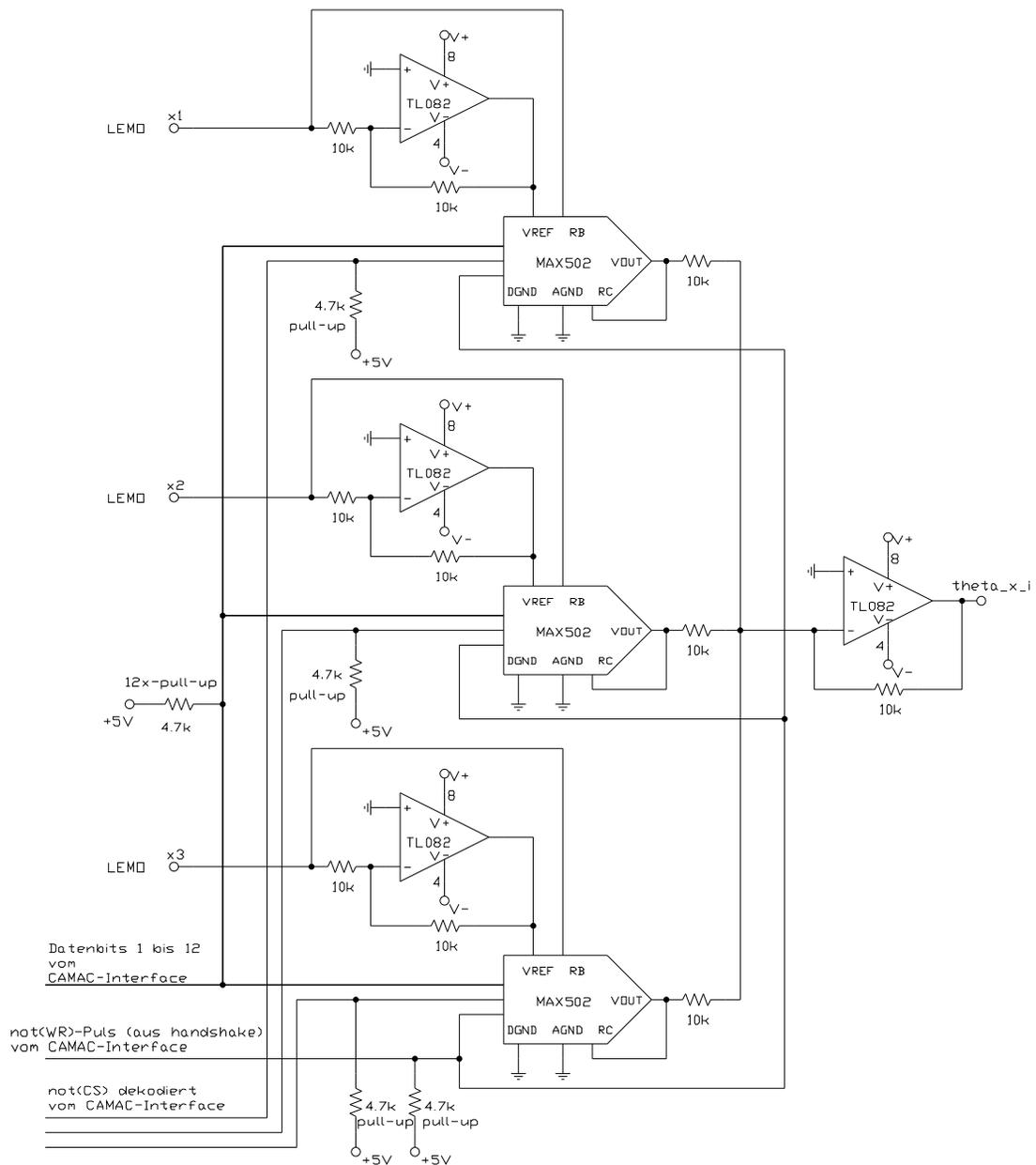


Abbildung A.2: **Entkopplung der Regelkreise:** Aus bis zu drei Eingangssignalen (strahlablageproportionale Spannungen) wird der Kippwinkel eines Spiegels berechnet. Die Eingänge werden mit einem Koeffizienten zwischen -1 und +1 multipliziert und anschließend summiert.

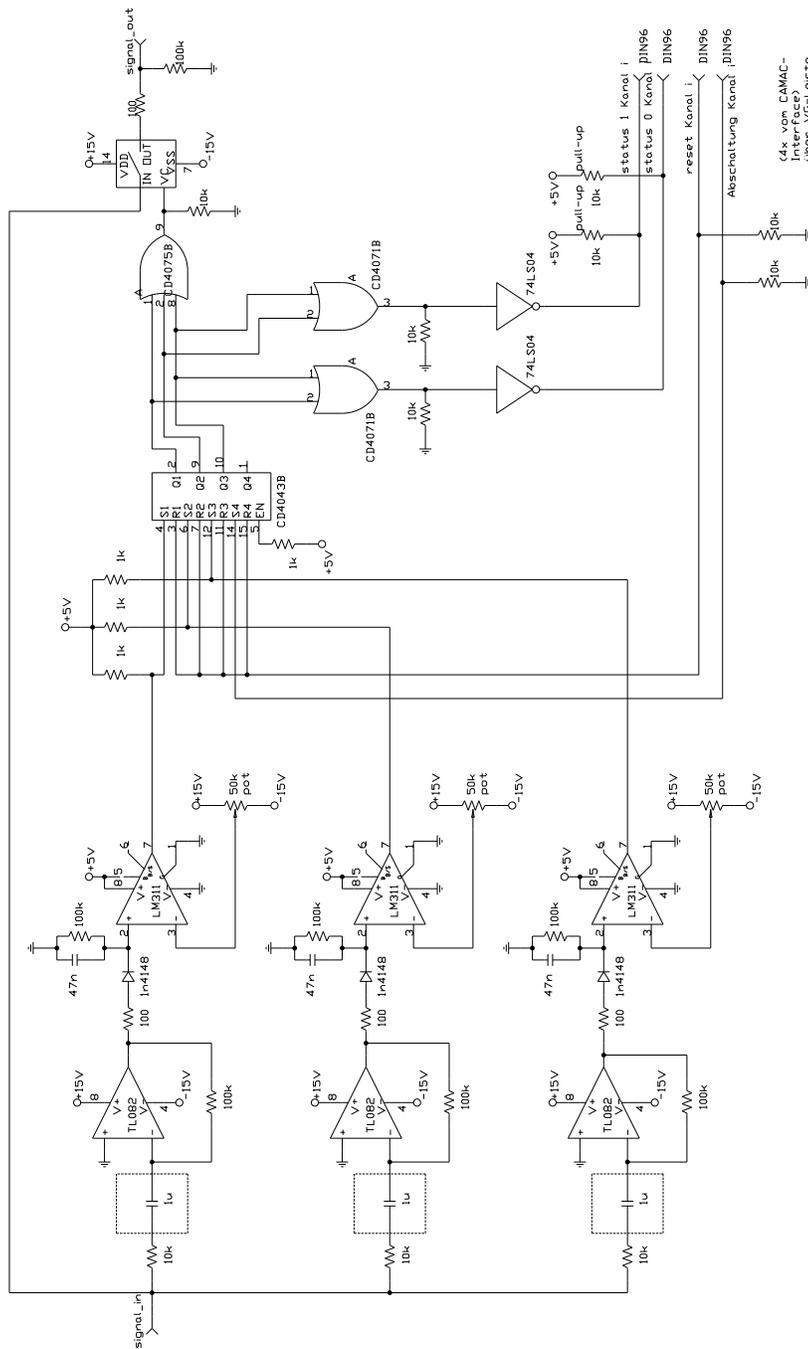


Abbildung A.3: **Abchaltelektronik** zur Überwachung der Amplitude des Wechselspannungsanteils der Fehlergröße. Mit dem Komparator LM311 wird die Amplitude mit einer Referenzspannung verglichen und bei Überschreiten der Referenz der Analogschalter geöffnet. Bis zu drei Abschaltbedingungen können vorgegeben werden. Über zwei Statusleitungen kann abgefragt werden, ob der Regelkreis abgeschaltet wurde und welcher Grund für die Abschaltung vorlag.

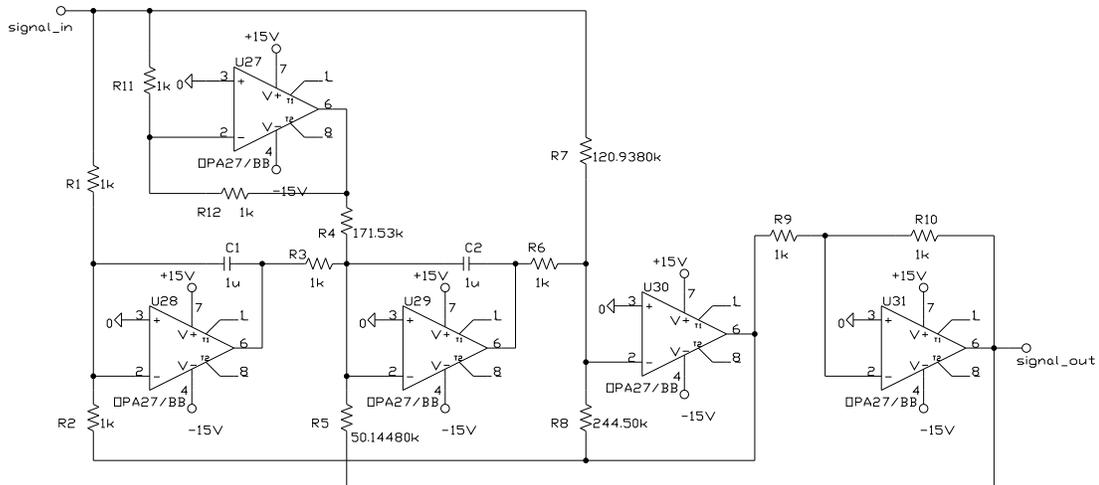


Abbildung A.4: **Pol-Nullstellen-Kompensation** der Eigenschwingung eines Piezo-Spiegel-Systems. Die Widerstände R_4 , R_5 , R_7 und R_8 legen die Koeffizienten der Übertragungsfunktion der Schaltung fest. Die angegebene Dimensionierung dieser Widerstände ist ein Beispiel für die Kompensation der in Kapitel 5 diskutierten Resonanz. Im Layout sind an ihrer Stelle jeweils ein Metallfilmwiderstand und ein 15 Gang Spindeltrimmer vorgesehen. Diese Bauteile sowie die Kondensatoren C_1 und C_2 sind gesockelt, um die Bauteile leichter auswechseln zu können. Dies gestattet außerdem die Messung der Einstellungen der Trimmer, um verschiedene Koeffizientensätze nacheinander einstellen und vergleichen zu können.

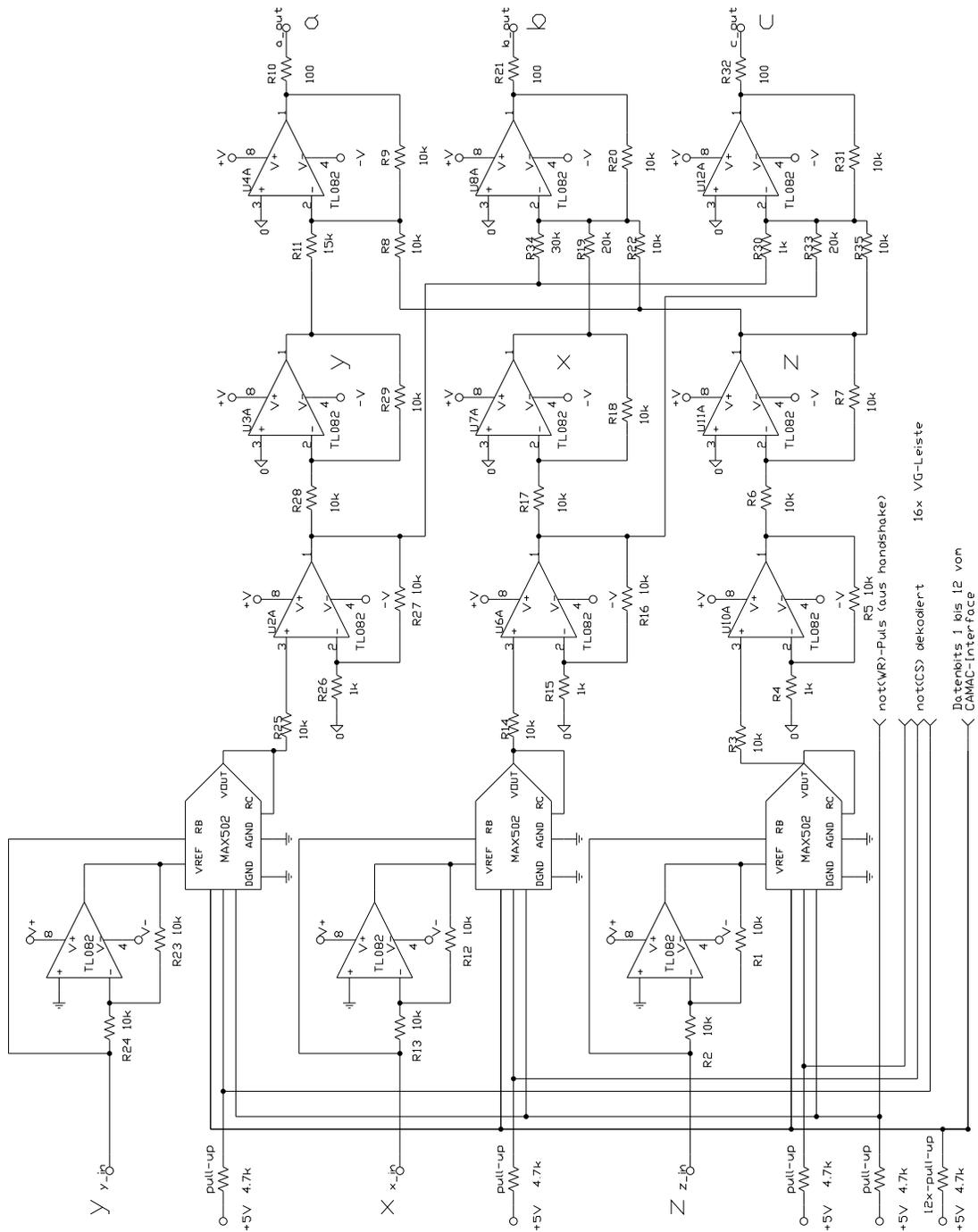


Abbildung A.5: **Signalwandler** zur Ansteuerung eines Piezoklippsystems: Aus den drei Eingangssignalen (horizontaler und vertikaler Kippwinkel sowie Translation senkrecht zur Spiegeloberfläche) werden drei Ausgangsspannungen erzeugt, um die drei Piezokeramikstapel in einer Kippeinheit (über einen Verstärker) anzusteuern.

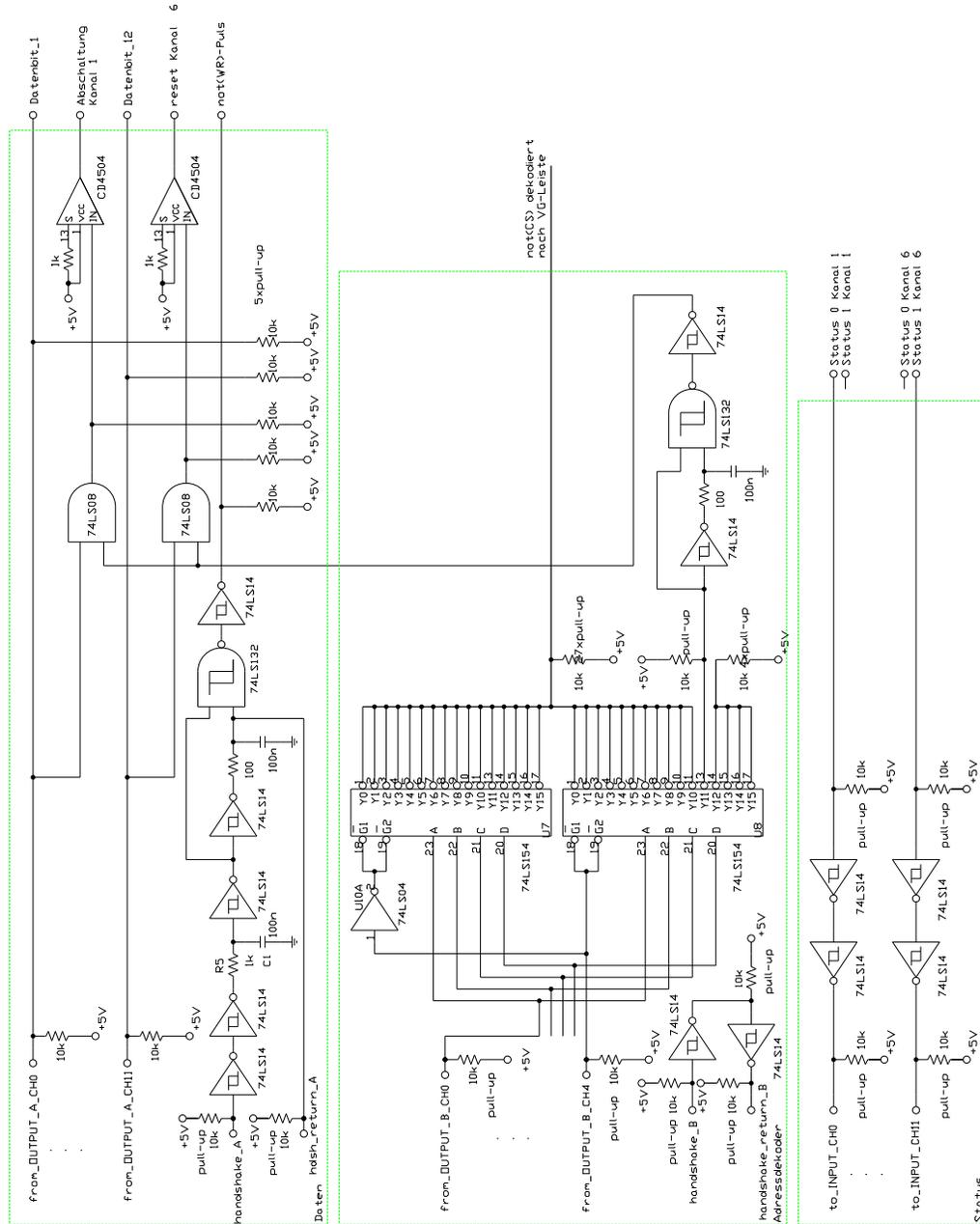


Abbildung A.6: **CAMAC/VME-Interface:** Zwei Kanäle eines CAMAC- oder VME-Outputmoduls und ein Kanal eines CAMAC- oder VME-Inputmoduls werden über diese Schaltung mit der Spiegelregelung verbunden. Die Bitmuster (einmal 12 Bit Eingang, einmal 5 Bit Eingang und einmal 12 Bit Ausgang) werden gepuffert und die nötigen Steuersignale für die übrige Elektronik werden erzeugt. Dazu wird u.a. aus dem *Handshake* des zweiten Output-Kanals ein verzögerter Schreibpuls zur Programmierung der MDACs erzeugt.

Anhang B

Resonanzfrequenzen der Spiegel

Im A4-Comptonpolarimeter sind drei der insgesamt vier Laserspiegel auf Piezokippplattformen¹ aufgeklebt. Die Spiegel bilden zusammen mit den Plattformen ein mechanisches System, dessen Resonanzfrequenz gegeben ist durch

$$f_R = \frac{f_0}{\sqrt{1 + I_M/I_0}}. \quad (\text{B.1})$$

Dabei gibt der Hersteller für die Resonanzfrequenz der Plattform ohne Spiegel f_0 einen Wert von $5,5 \pm 1,1$ kHz an ([PI98]). Das Trägheitsmoment der Plattform ohne Spiegel ist $I_0 = 150 \text{ g mm}^2$. Das Trägheitsmoment eines kreisrunden Spiegels der Masse m , der Dicke d und dem Radius r ist bei einem Abstand Δs vom Drehpunkt:

$$I_M = m \left(\frac{1}{12}(3r^2 + d^2) + \left(\frac{d}{2} + \Delta s\right)^2 \right) \quad (\text{B.2})$$

Der Abstand d beträgt bei den verwendeten Plattformen 5 mm. Für einen Laserspiegel von 25,4 mm Durchmesser, mit einer Dicke von 6.35 mm aus Suprasil ($\rho = 2,202 \text{ g cm}^{-3}$) erwartet man eine Resonanzfrequenz von etwa 2200 Hz. Dies stimmt mit der Beobachtung beispielsweise in Abbildung 5.12 überein. Für den 30°-Spiegel erwartet man eine entsprechend niedrigere Resonanzfrequenz von ungefähr 1870 Hz. Der 45°-Spiegel ist exzentrisch auf seinen Piezotisch aufgeklebt. Der Versatz in der horizontalen Ebene beträgt einen Viertel Durchmesser. Als Resonanzfrequenzen ergeben sich damit für horizontale Verkippung dieses Spiegels 1340 Hz bzw. 1080 Hz für vertikale Verkippung.

¹S-315.10, Physik Instrumente, Karlsruhe

Literaturverzeichnis

- [Bjo66] J. D. Bjoerken, S. D. Drell: *Relativistische Quantenmechanik*, Bibliographisches Institut, Mannheim, 1966
- [Ceb01] N. Falletto et al.: *Compton scattering from polarized electrons with a high finesse Fabry-Perot cavity at JLab*, N.I.M. A 459, 412 (2001)
- [Ceb95] *Design Report for a Compton Polarimeter at Cebaf Hall A*, Saclay, 1995
- [Foe94] O. Föllinger: *Regelungstechnik*, Hüthig, Heidelberg, 1994
- [Hal84] F. Halzen, A. D. Martin: *Quarks and Leptons*, John Wiley & Sons, New York, 1984
- [Ima03] Yoshio Imai: *Konstruktion eines optischen Resonators für das A4-Compton-Rückstreupolarimeter*, Diplomarbeit, Mainz, 2003
- [Ket98] Wolfgang Ketter: *Entwurf zum Bau eines optischen Resonators für ein Comptonrückstreupolarimeter*, Diplomarbeit, Mainz, 1998
- [Kon94] Eric Heinen-Konschak: *Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung*, Diplomarbeit, Mainz, 1994
- [Mus94] M. J. Musolf, et al.: *Intermediate-Energy Semileptonic Probes of the Hadronic Neutral Current*, Physics Reports 239 (1994), 1
- [Ort03] F. J. Ortega-Sanchez: *Aufbau eines Photonendetektors für das Compton-Rückstreupolarimeter des A4-Experiments*, Diplomarbeit, Mainz, 2003
- [Pas99] I. Passchier: *A Compton Backscattering Polarimeter for Measuring Longitudinal Electron Polarization*, Elsevier Preprint, 1994
- [PI98] Physik Instrumente: *Nano Positionierung 1998* (Katalog), Karlsruhe, 1998.
- [Tie89] U. Tietze, Ch. Schenk: *Halbleiterschaltungstechnik*, Springer-Verlag, Berlin, 1989

- [Unb01] H. Unbehauen: *Regelungstechnik*, vieweg, Baunschweig/Wiesbaden, 2001
- [Wei00] Ch. Weinrich: *Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters für das A4-Experiment*, Diplomarbeit, Mainz, 2000

Hiermit erkläre ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Mainz, den 25. Februar 2003

Jürgen Diefenbach

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. D. von Harrach für die interessante Aufgabenstellung, seine unterstützende Motivation und sein Interesse am Fortgang der Arbeit.

Frank Maas war ein hervorragender Betreuer, der immer zur Verfügung stand, wenn seine Hilfe und sein Rat gebraucht wurden und auch bei scheinbar unlösbaren Problemen die entscheidenden Denkanstöße gab.

Bei allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts möchte ich mich für die Unterstützung und das gute Arbeitsumfeld bedanken. Besonders erwähnen möchte ich Herrn Luzius, stellvertretend für die feinmechanische Werkstatt, Herrn Bengard für die Beschleunigerwerkstatt, Herrn Schön für die Vakuumwerkstatt und Herrn Dr. Stephan für die Elektronikabteilung. Sie und ihre Mitarbeiter ermöglichten und erleichterten meine Arbeit durch sachkundigen Rat und die rasche und zuverlässige Erledigung aller Aufträge und ihre Unterstützung. Herrn Dr. Stephan gilt mein Dank für die stundenlangen fruchtbaren Gespräche und Diskussionen über Elektronik und Herrn Reine mann für die raschen und guten Layoutarbeiten. Bei der Beschleunigergruppe und Herrn Dr. Kaiser bedanke ich mich für die Anleitung beim Umgang mit dem Theodolith-Meßsystem und dem Einmessen der Dipolmagnete sowie für die Zurverfügungstellung der Drahtscanner. Herr Klag war mir eine große Hilfe bei der Planung der Shuntregelung.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen Mitgliedern der A4-Kollaboration für das angenehme Arbeitsklima und besonders auch für die tatkräftige Hilfe beim Zusammenbau der Polarimeter-Strahlführung. Besonders erwähnen möchte ich Jeong Han Lee, der mit seinen Rechnungen und Auto CAD-Kenntnissen unsere Arbeit maßgeblich unterstützt hat.

Bedanken möchte ich mich ganz besonders bei meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglicht haben.