

liegt aus

Interner Bericht

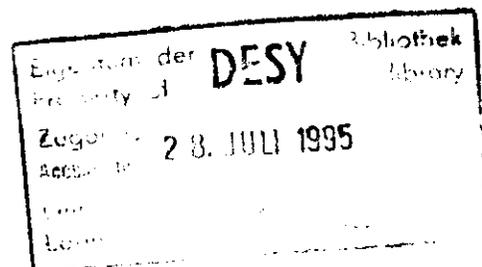
DESY HERMES-95-03

Juli 1995

**Messung der longitudinalen Elektronenpolarisation  
beim Speicherring HERA und  
Monte-Carlo-Studien zur Kalibration  
des HERA-Elektronen-Polarimeters**

von

P. Oelwein



**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**"Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser"**

RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG  
FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR KERNPHYSIK  
HEIDELBERG

**Diplomarbeit**  
im Studiengang Physik

vorgelegt von

**Philipp Oelwein** ✓  
aus Isselburg

Juni 1995



**Messung der longitudinalen Elektronenpolarisation  
beim Speicherring HERA  
und  
Monte-Carlo-Studien zur Kalibration des  
HERA-Elektronen-Polarimeters**

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt am  
DEUTSCHEN ELEKTRONEN-SYNCHROTRON DESY, HAMBURG  
unter der Betreuung von  
Herrn Prof. Dr. E. Steffens

2  
3

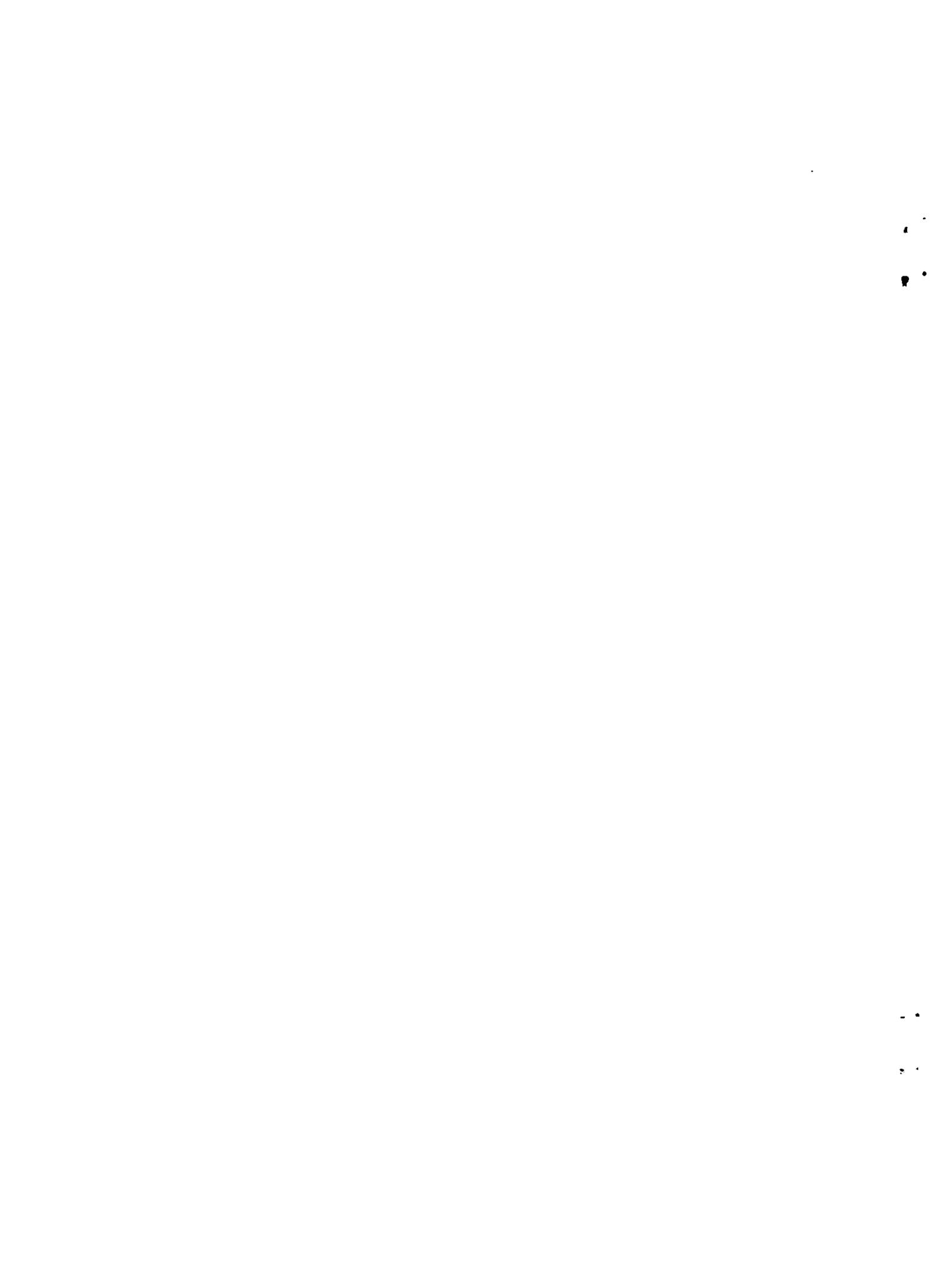
4  
5

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1. Polarisation in Elektronenspeicherringen</b>	<b>4</b>
1.1 Der Speicherring HERA	4
1.2 Anstieg der Polarisation	5
1.3 Sokolov-Ternov-Effekt	6
1.4 Spinrotatoren	6
1.5 Depolarisierende Effekte	7
1.5.1 Spinpräzession und Resonanz	8
1.5.2 Spindiffusion	11
1.5.3 Einfluß der Spinrotatoren	12
1.5.4 Strahl-Strahl-Wechselwirkung	12
<b>2. Das Polarimeter</b>	<b>13</b>
2.1 Funktionsprinzip	13
2.1.1 Compton-Streuung und polarisiertes Licht	13
2.1.2 Bestimmung der Polarisation	20
2.2 Aufbau des Polarimeters	25
2.2.1 Die optischen Komponenten	25
2.2.2 Das Kalorimeter	29
2.2.3 Aufbau der Elektronik	29
2.3 Beobachtungen nach ausgeführten Änderungen	31
2.3.1 Verlust von Laserleistung auf dem optischen Weg	31
2.3.2 Polarisationseigenschaften bei Reflektion an Spiegeln	33
2.3.3 Strahlenschäden an optischen Elementen	33
2.4 Konzept eines longitudinalen Polarimeters	35
2.4.1 Grundsätzliche Funktionsweise	35
2.4.2 Fehler des longitudinalen Polarimeters	36
<b>3. Optimierung der Polarisation und Durchführung der Messungen</b>	<b>38</b>
3.1 Synchrotron- und Betatrontunes	38
3.2 Energiescan	38
3.3 Harmonische Beulen	39

3.3.1	Optimierungsablauf . . . . .	42
3.3.2	Beispiele für durchgeführte Optimierungen . . . . .	43
3.4	Beam-Based Alignment . . . . .	44
3.5	Erstmalige Messung longitudinaler Elektronenpolarisation in einem Hochenergie-Speicherring . . . . .	47
3.5.1	Weitere Messungen der Polarisation . . . . .	48
<b>4.</b>	<b>Energiekalibration von HERA</b>	<b>50</b>
4.1	Resonanzdepolarisation . . . . .	50
4.2	Messungen zur Energiekalibration . . . . .	51
4.3	Fehler bei der Methode der Resonanzdepolarisation . . . . .	52
4.4	Vergleich mit Messungen der letzten Strahlzeit . . . . .	53
<b>5.</b>	<b>Kalibration durch Anstiegsmessungen</b>	<b>54</b>
5.1	Eignung von Anstiegsmessungen zur Kalibration . . . . .	54
5.1.1	Theorie des Anstiegs . . . . .	54
5.2	Kriterien zur Auswahl von Kurven . . . . .	56
5.2.1	Offensichtliche Instabilitäten . . . . .	57
5.2.2	„Versteckte“ Instabilitäten . . . . .	57
5.2.3	Parallele Polarisationsmessung an partiell depolarisierten Teilen des Elektronenstrahls . . . . .	58
5.3	Anstiegsmessungen der Strahlzeit 1994 zur Bestimmung des systematischen Fehlers des Polarimeters . . . . .	59
5.3.1	Diskussion des Ergebnisses . . . . .	60
<b>6.</b>	<b>Monte-Carlo-Studien</b>	<b>62</b>
6.1	Anforderungen an ein Polarimeter-Monte-Carlo-Programm . . . . .	62
6.2	Software zur Erzeugung von Anstiegszeit-Messungen . . . . .	62
6.3	Analyse der Messungen . . . . .	63
6.3.1	Konzept der Analyse . . . . .	63
6.3.2	Programmtechnische Realisation . . . . .	64
6.4	Untersuchung der Anforderungen an die zu analysierenden Anstiegskurven . . . . .	65
6.4.1	Einfluß der Anfangswerte der Anstiegskurve auf den Fit . . . . .	65
6.4.2	Abhängigkeit des Fehlers von $k$ und $P_\infty$ vom statistischen Fehler der Einzelmessung . . . . .	68
6.4.3	Anzahl der zu messenden Kurven für einen geringen statistischen Fehler von $k$ . . . . .	69
6.5	Test der Analysemethoden mit Monte-Carlo-erzeugten Kurven . . . . .	72
6.5.1	Verteilung der Fitergebnisse . . . . .	73
6.5.2	Verteilung der $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit . . . . .	74
6.6	Beurteilung von Anstiegsmessungen . . . . .	76
6.6.1	Analyse der Anstiegsmessungen . . . . .	78
6.6.2	Zusammenfassung . . . . .	79
6.7	Anforderungen an zukünftig zu nehmende Anstiegskurven . . . . .	79

<b>7. Die Software des Polarimeters</b>	<b>80</b>
7.1 Steuerung des Polarimeters	80
7.1.1 Slow-Control	80
7.1.2 Das POLAR Programm	82
7.1.3 Das Programm <code>xmenu</code>	82
7.2 Datentransfer und Datenbanken	82
7.2.1 Das ADAMO Datenbanksystem	82
7.2.2 Die ADAMO-Erweiterung DAD	84
7.2.3 NETMEX und RPCMEX Datenserver	84
7.2.4 Tcl/Tk-Benutzerschnittstelle	86
<b>8. Zusammenfassung</b>	<b>88</b>
<b>A. Programmbeschreibungen</b>	<b>90</b>
A.1 Das Programm <code>pmc</code>	90
A.1.1 Aufruf des Programms	90
A.2 Das Programm <code>xmenu</code>	90
A.3 Bilder	92
<b>B. Abbildungen und Histogramme zu Fits</b>	<b>94</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>97</b>



# Einleitung

*"Simon talked on, about the world being made up of tiny things whose presence could only be determined by the fact that they were not there, little spinning balls of nothingness that magic could shunt together to make stars and butterflies and diamonds. Everything was made up of emptiness.*

*The funny thing was, he seemed to find this fascinating."*

T. Pratchett

Beim Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg ist seit dem Jahr 1991 der Doppelspeicherring HERA<sup>1</sup> in Betrieb. Hier werden in einem gemeinsamen Tunnel von ca. 6.3 km Länge in einem Beschleuniger- und Speicherring ein Protonenstrahl auf eine Energie von 820 GeV und in einem zweiten, parallel dazu installierten Ring ein Elektronenstrahl auf eine Energie von ca. 27 GeV beschleunigt. Die beiden Strahlen werden an zwei Stellen zur Kollision gebracht und die Kollisionsprodukte von den Experimenten H1 und ZEUS analysiert.

Seit dem Sommer 1994 und im Verlauf der kommenden Jahre wird der Elektronenring von HERA mit Positronen betrieben, da sich in diesem Betriebsmodus wesentlich längere Lebensdauern des Strahls im Vergleich zum bis dahin benutzten Elektronenstrahl erreichen lassen. In dieser Diplomarbeit wird der Einheitlichkeit wegen durchgängig die Bezeichnung *Elektronen* verwendet.

Ein weiteres Experiment am HERA-Ring, HERMES<sup>2</sup>, ist in den vergangenen Jahren geplant und konstruiert worden mit dem Ziel der Messung der polarisierten Spinstrukturfunktionen von Proton und Neutron. Ein Testexperiment in der Strahlzeit 1994 konnte erfolgreich abgeschlossen werden; das Hauptexperiment wurde während des Winter-Shutdowns 94/95 installiert und beginnt in der Strahlzeit 1995 mit der Datennahme. Bei HERMES wird – im Unterschied zu ZEUS und H1 – nicht die Wechselwirkung des Elektronenstrahls mit dem Protonenstrahl untersucht, sondern der Elektronenstrahl wird an einem Gastarget tief inelastisch gestreut. Das Target wird dabei aus Wasserstoff-, Deuterium- oder Helium-3-Atomen bestehen. Um die polarisierten Spinstrukturfunktionen von Proton und Neutron zu erforschen, muß der Polarisationsgrad sowohl der gestreuten Elektronen als auch der streuenden Targetnukleonen möglichst genau bekannt sein, da die Polarisation des Elektronenstrahls ein Parameter für die Auswertung der HERMES-

---

<sup>1</sup> von „Hadron-Elektron-Ring-Anlage“

<sup>2</sup> von „HERA-Experiment zur Messung der Spinstruktur des Nukleons“

Messungen zur Spinstrukturfunktion ist, und der Fehler dieser Polarisationsmessung direkt in den Fehler der Spinstrukturfunktion eingeht.

In Synchrotrons stellt sich aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes durch die Emission von Synchrotronstrahlung bei der Wechselwirkung des externen Magnetfelds mit dem magnetischen Moment des Elektrons eine transversale Elektronenpolarisation bezüglich der Teilchenbahn ein. Bei Elektronen richtet sich der Spin antiparallel zum ablenkenden Magnetfeld aus, bei Positronen parallel. Bei HERA ist dies für beide Fälle die aufwärts gerichtete Orientierung. Da bei HERMES jedoch longitudinal polarisierte Elektronen benötigt werden, sind vor und nach dem Experiment Kombinationen von speziellen Dipolmagneten installiert, mit denen der Spin der Elektronen vor dem Experimentaufbau aus der Vertikalen in die Strahlrichtung und danach wieder zurück gedreht wird.

In dieser Arbeit werden die Methode zur Messung der Strahlpolarisation und Prozeduren zur Verbesserung der Strahlpolarisation vorgestellt sowie Möglichkeiten zur Kalibration des Polarimeters untersucht.

Beim HERA-Elektronen-Polarimeter wird ein zirkular polarisierter Laserstrahl am transversal polarisierten Elektronenstrahl Comptongestreut. Durch polarisationsabhängige Wirkungsquerschnitte ergibt sich für die gestreuten Photonen eine oben-unten-Asymmetrie, die ein Maß für die Strahlpolarisation ist. Diese Asymmetrie wird mit einem Kalorimeter gemessen.

Es werden die verschiedenen Methoden zur Optimierung der Polarisation zusammen mit entsprechenden Messungen der Strahlzeit 1994, hier insbesondere die erstmalige Messung longitudinal polarisierter Elektronen in einem Hochenergie-Speicherring, vorgestellt. Es werden verschiedene Möglichkeiten der Variation der Parameter des Elektronenringes aufgeführt, die zur Beeinflussung der maximalen, sich im Ring einstellenden Elektronenpolarisation führen. Dazu gehören u.a. die Änderung der Strahlenergie, der Betatron- und Synchrotronfrequenzen sowie Korrekturen an der Umlaufbahn der Elektronen.

Ein Schwerpunkt ist die Untersuchung zur Kalibration des Polarimeters mittels der Anstiegszeit-Methode, mit der in die HERMES-Auswertungen eingehende Fehler der Polarisationsmessung präzise bestimmt werden soll. Hierbei wird von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß der exponentielle Anstieg der Polarisation durch eine Zeitkonstante charakterisiert wird, die proportional zur maximal möglichen Strahlpolarisation ist. Durch einen numerischen Fit einer Anstiegsmessung kann diese Polarisation sowie eine Kalibrationskonstante für das Polarimeter bestimmt werden. Der Fehler bei der Bestimmung der Konstanten wird als systematischer Fehler des Polarimeters betrachtet.

Diese Methode wird mittels Studien an durch ein Monte-Carlo-Programm erzeugten Anstiegskurven untersucht, und es wird insbesondere der Einfluß von Störungen der Anstiegsmessung auf die Zuverlässigkeit der Kalibration analysiert. Hiermit lassen sich Anstiegsmessungen bezüglich ihrer Eignung zur Kalibration beurteilen und vor allem Anforderungen an die in der Zukunft durchzuführenden Anstiegsmessungen formulieren.

Eine Möglichkeit zur präzisen Energiekalibration des HERA-Elektronenstrahls ist durch die Resonanzdepolarisation des Strahls gegeben. Hierbei wird der Strahl extern mit einer Frequenz angeregt, die durch Resonanz mit der Spinpräzessionsfrequenz zu Depolarisation des Strahls führt. Durch genaue Messung dieser Resonanzfrequenz kann die Präzessionsfrequenz bestimmt werden, die linear mit der Strahlenergie zusammenhängt.

Schließlich wird auf die Struktur der Steuersoftware und die Möglichkeiten ihrer Modifikation eingegangen, und es werden Konzepte und Methoden der Datenkommunikation zwischen dem Polarimeter, dem HERMES-Experiment und dem DESY-Netzwerk bzw. -Rechenzentrum vorgestellt,

mit denen im Rahmen dieser Arbeit die Software entwickelt wurde, um die beim Polarimeter  
genommenen Daten in das Datenbanksystem des HERMES-Experiments zu integrieren.

# 1. Polarisation in Elektronenspeicherringen

## 1.1 Der Speicherring HERA

Die Anlage HERA besteht aus zwei einzelnen Ringen für Elektronen und Protonen, die in einem gemeinsamen Tunnel von ca. 6.3 km Länge installiert sind. In vier geraden Abschnitten (O, N, S, W) befinden sich die Hallen für die Experimente HERMES (Ost), H1 (Nord), ZEUS (Süd) und HERA-B (West). Darüberhinaus ist in der Halle West und in einem Abschnitt des Tunnels Richtung Halle Nord das Polarimeter installiert sowie im geraden Abschnitt vor und nach dem HERMES-Detektor in der HERA-Halle-Ost die Spinrotatoren-Magneten.

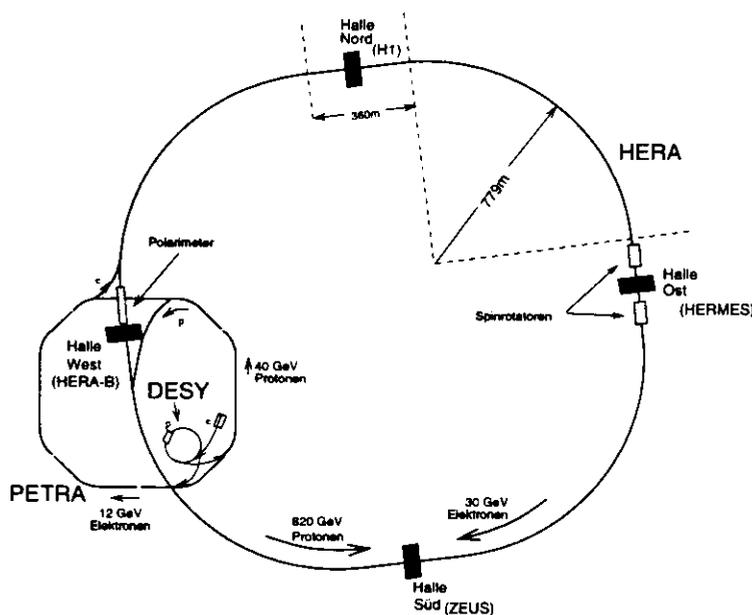


Abb. 1.1: Skizze des HERA-Speicherringes

Bei HERA werden Elektronen auf eine Energie von ca. 30 GeV und Protonen auf eine Energie von ca. 820 GeV beschleunigt. Bei den Experimenten ZEUS und H1 werden die beiden Strahlen miteinander zur Kollision gebracht. HERA-B verwendet ein festes Drahttarget, das in die äußeren

Bereiche des Protonenstrahls gefahren wird, während bei HERMES ein Gastarget aus Wasserstoff, Deuterium oder Helium 3 zum Einsatz kommt.

Das gesamte System besteht aus mehreren Beschleunigerstufen. Zu Beginn werden die Elektronen mit einem Linearbeschleuniger in das Synchrotron DESY eingeschossen. Von dort findet nach Erreichen der Nominalenergie von 3 GeV der Transfer zum Ring PETRA statt. Hier werden die Elektronen auf 12 GeV beschleunigt und mit dieser Energie in HERA injiziert, wo die Energie auf ca. 30 GeV erhöht wird.

In Tabelle 1.1 sind einige der Parameter des HERA-Elektronenringes aufgeführt.

Größe		Wert
Nominelle Energie	$E_{\text{Design}}$	30 GeV
Injektionsenergie	$E_{\text{injection}}$	12 GeV
Energie Strahlzeit 1994	$E_e$	27.55 GeV
Energiebereich		10 - 33 GeV
Nomineller max. Designstrom	$I_{\text{Design}}$	58 mA
Strom Strahlzeit 1994	$I_e$	~ 30 mA maximal
Zahl der Teilchen	$N_e$	$8 \cdot 10^{12}$
Magnetfeld	$B$	0.165 T
Dipol-Krümmungsradius	$\varrho$	608 m
Durchschnittsradius	$R$	1008 m
Polarisationsaufbauzeit bei 27.55 GeV	$\tau$	39 min

Tabelle 1.1: Parameter des HERA-Elektronenringes [HER93]

Der Durchschnittsradius ergibt sich durch  $R = \frac{L}{2\pi}$  mit  $L = 6336$  m als der Länge des Ringes und ist durch die geraden Abschnitte des Rings bei den vier Experimentierhallen bedingt.

## 1.2 Anstieg der Polarisation

Zu Beginn eines HERA-Runs sind die Elektronen im Ring unpolarisiert, d. h. die Spins sind gleichermaßen parallel und antiparallel zum Feld der ablenkenden Dipole gerichtet.

In einem Speicherring werden die Elektronen durch ein homogenes Magnetfeld abgelenkt. Dieses äußere Magnetfeld kann in Wechselwirkung mit dem magnetischen Moment der Elektronen eine Emission von Synchrotronstrahlung in Form von magnetischer Dipolstrahlung und damit das Umklappen des Spins in die andere Richtung und den Übergang auf ein anderes Energieniveau bewirken.

Bei dieser Emission besteht eine unterschiedliche Wahrscheinlichkeit für die beiden möglichen Umklapprichtungen des Spins, wobei die anschließende Orientierung des Spins parallel ( $\uparrow$ ) oder antiparallel ( $\downarrow$ ) zum äußeren Magnetfeld ist. Nach einiger Zeit baut sich auf diese Weise ein Verhältnis der Anzahl der  $\uparrow$ -Zustände  $N(\uparrow)$  und der  $\downarrow$ -Zustände  $N(\downarrow)$  ungleich 1 auf.

Diese Besetzungszahlen werden für die Definition des Polarisationsgrades  $P$  des Elektronenstrahls herangezogen:

$$P = \frac{N(\uparrow) - N(\downarrow)}{N(\uparrow) + N(\downarrow)} \quad (1.1)$$

Die sich bevorzugt einstellende Richtung ist die, bei der das magnetische Moment des Teilchens in die gleiche Richtung orientiert ist wie das ablenkende Magnetfeld. Bei Elektronen ist das magnetische Moment antiparallel zum Spinvektor, bei Positronen parallel zum Spinvektor gerichtet. Bei HERA zeigt das ablenkende Magnetfeld für Elektronen nach unten, daher ist hier die bevorzugte Richtung der Polarisation aufwärts. Das Magnetfeld für Positronen ist aufwärts gerichtet, so daß auch hier die bevorzugte Polarisationsrichtung nach oben zeigt.

### 1.3 Sokolov-Ternov-Effekt

Der Mechanismus und die theoretischen Grundlagen bezüglich dieses Aufbaus von Strahlpolarisation in Speicherringen wurde erstmals von Sokolov und Ternov in [Sok63] beschrieben.

Die Polarisation  $P(t)$  steigt zeitabhängig gemäß einem Exponentialgesetz an:

$$P(t) = P_{ST} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{ST}}}\right) \quad (1.2)$$

Hierbei ist  $P_{ST}$  die maximale erreichbare Polarisation des Strahls nach der Theorie von Sokolov und Ternov. Unabhängig von den Ringparametern beträgt dieser Wert für einen idealen, flachen Ring  $\frac{8\sqrt{3}}{15} = 0.924$ . Nach Gl. 1.1 sind in diesem Fall 96.2% der im Ring befindlichen Elektronen mit dem Spin in die eine Richtung orientiert und 3.8% in die andere.

Die Zeitkonstante  $\tau_{ST}$  ist von den spezifischen Ringparametern abhängig und berechnet sich mit  $\rho$  und  $R$  in Metern und  $E_e$  in GeV (vgl. Tabelle 1.1) näherungsweise zu

$$\tau \text{ [s]} = 98.8 \frac{\rho^2 R}{E_e^5} \quad (1.3)$$

In dieser Gleichung wird durch die Größen  $\rho$  und  $R$  der Tatsache Rechnung getragen, daß ein Speicherring nicht notwendigerweise kreisförmig ist, sondern auch über gerade Abschnitte verfügt. Gleichzeitig ist offensichtlich, daß die Aufbauzeit  $\tau$  sehr stark von der Strahlenergie abhängt. Als Beispiel seien einige an HERA orientierte Zahlenwerte genannt:

Energie	$\tau$
Energie Strahlzeit 1993 $E_{e,1993}$ 26.66 GeV	46 min
Energie Strahlzeit 1994 $E_{e,1994}$ 27.55 GeV	39 min
Design-Energie $E_{Design}$ 30 GeV	25 min

Da in diese Berechnung nur grobe Parameter für die Geometrie eines Speicherringes eingehen, jedoch nicht zusätzliche Effekte, die zur Beeinträchtigung des Polarisationsmechanismus führen (siehe nächster Abschnitt), insbesondere für den Unterschied zwischen einer „flachen“ und einer „nicht flachen“ Maschine, wird dieser Zahlenwert beispielsweise durch Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt [Bög94] und beträgt bei HERA 36.74 min für 27.55 GeV (mit ausgeschalteten Spinrotatoren).

### 1.4 Spinrotatoren

Beim HERMES-Experiment werden longitudinal polarisierte Elektronen benötigt, d. h., der Spinvektor ist parallel zur Fortbewegungsrichtung der Elektronen orientiert. Dazu muß der Spin

vor dem Experimentaufbau aus der transversalen, durch den Sokolov-Ternov-Effekt bedingten Orientierung in die longitudinale Richtung gedreht werden und danach wieder zurück.

Diese Drehung wird durch den sogenannten *Rotator* vollzogen. Bei diesem in HERA eingebauten „Mini-Rotator“ [Buo86] handelt es sich um eine Reihe nacheinander angeordneter abwechselnd vertikal und horizontal ablenkender Dipole (H1-H3 und V1-V3). Eine Skizze des einen Rotators im linken Abschnitt der geraden Sektion Halle Ost ist in Abb. 1.2 wiedergegeben.

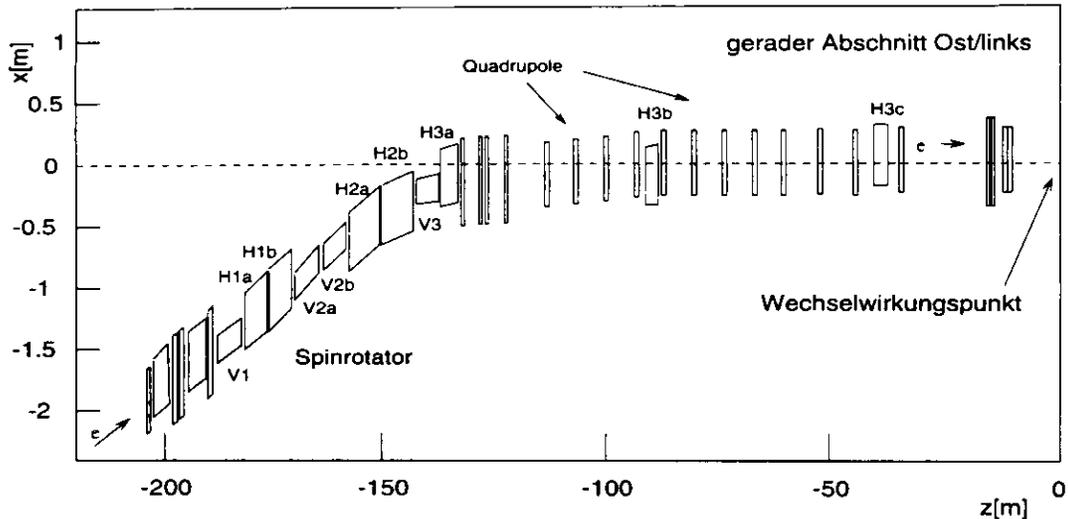


Abb. 1.2: Schematischer Aufbau des Rotators im HERA-Abschnitt Ost/links

Der Spinvektor wird nicht in einem Schritt um  $90^\circ$  gedreht, sondern in jedem der Dipole um die jeweils horizontale bzw. vertikale Achse in mehreren Einzeldrehungen bis zur endgültigen longitudinalen Orientierung. Dieser Ablauf wird in Abb. 1.3c illustriert. Hinter dem Experimentaufbau befindet sich ein zweiter, spiegelbildlich aufgebauter Rotator, mit dem der Spin wieder in die Transversale gedreht wird.

Der Arbeitsbereich der Rotatoren liegt in einem Intervall von 27 bis 35 GeV, durch die vertikal ablenkenden Dipole erfährt nicht nur der Spin einen Einfluß, sondern auch die Bahn des Elektrons. Im Bereich der Rotatoren erhält die Elektronenbahn daher zwei relativ große vertikale Beulen (eine vor und eine nach dem Experiment) mit einer Amplitude von jeweils etwa 20 cm. In Abb. 1.3 ist in den ersten beiden Skizzen eine Darstellung der Beeinflussung des Orbits für einen einzelnen Rotator wiedergegeben. Die Rotatormagneten und der von ihnen beeinflusste Teil des Rings sind beweglich gelagert, da eine Auslenkung von 20 cm viel zu groß ist, um innerhalb des Elektronenstrahlrohrs durchgeführt werden zu können. Beim Einschalten der Rotatoren wird daher auch das Strahlrohr selbst zusammen mit den Rotatordipolen entsprechend weit ausgelenkt. Dieser Vorgang wird durch bewegliche Übergänge und Bälge zwischen Abschnitten des Strahlrohrs ermöglicht und dauert einige Minuten.

## 1.5 Depolarisierende Effekte

Bei den Überlegungen von Sokolov und Ternov wird von einem idealen, flachen Speicherring ausgegangen, d. h. einem homogenen und vertikal orientierten ablenkenden Magnetfeld und einem

## 1. Polarisation in Elektronenspeicherringen

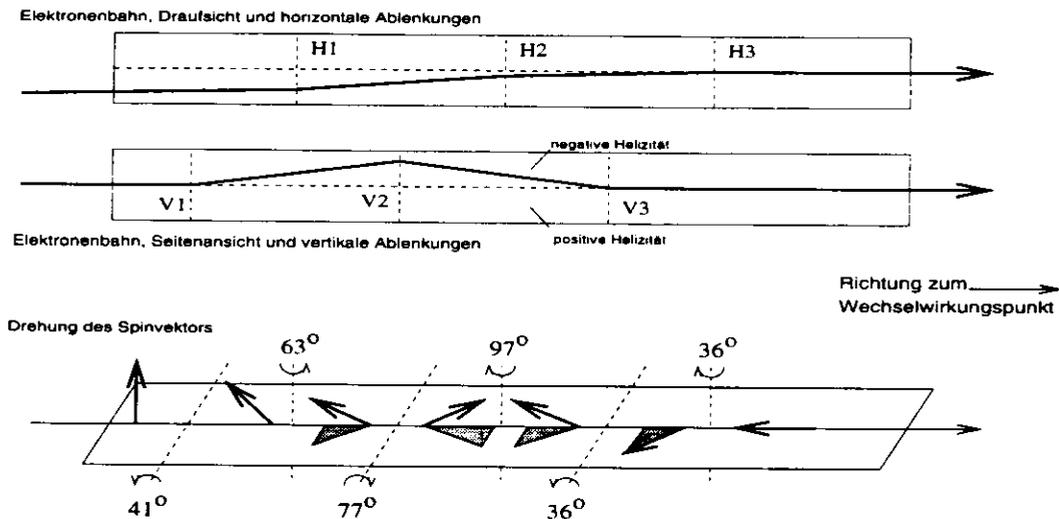


Abb. 1.3: Durch die Rotatormagnete angebrachte Bahnänderungen und Drehung des Spinvektors der Elektronen aus der transversalen in die longitudinale Orientierung für einen der beiden Rotatoren. nach dem Experimentaufbau wird der Spin durch entsprechend entgegengesetzte Drehungen wieder in die transversale Orientierung gebracht.

Orbit ohne vertikale Beulen, d.h. einem „flachen“ Ring. In einer realen Anlage ist dies jedoch nicht realisierbar. Die Magnete können nicht optimal ausgerichtet sein und darüberhinaus kommen zum Feld der Ablenktdipole noch Felder der fokussierenden Quadrupole und Sextupole hinzu und außerdem bei am Synchrotron installierten Experimenten noch zusätzliche Magnete, etwa Solenoide oder — wie bei HERMES — Spinrotatoren. Im Allgemeinen befinden sich die Elektronen auch nicht ständig auf der Sollbahn, sondern führen Schwingungen um diese aus, wodurch die Frequenzen dieser Schwingungen zu depolarisierenden Resonanzen mit der Präzessionsfrequenz des Spinvektors führen können und die Elektronen innerhalb von Quadrupolen Magnetfeldern ausgesetzt werden, die Drehungen des Spinvektors bewirken (vgl. Abb. 1.4). Hierbei ist der stärkste Effekt der, bei dem die Elektronen ein Magnetfeld transversal zur Orientierung des Spinvektors sehen. Aus diesen zusätzlichen Beeinflussungen resultieren depolarisierende Effekte, die im Folgenden vorgestellt werden sollen.

### 1.5.1 Spinpräzession und Resonanz

Die Bewegung eines Spinvektors im Schwerpunkt eines relativistischen, nichtstrahlenden Elektrons wird durch die Thomas-Bargmann-Michel-Telegdi-(T-BMT-)Gleichung [Tho27, Bar59]

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{m_e c_0} \vec{S} \times \left[ \left( a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} - \frac{a\gamma}{1+\gamma} (\vec{\beta} \vec{B}) \vec{\beta} - \left( a + \frac{1}{1+\gamma} \right) (\vec{\beta} \times \vec{E}) \right] \quad (1.4)$$

beschrieben mit der Geschwindigkeit der Elektronen  $\vec{v} = c_0 \vec{\beta}$ , der gyromagnetischen Anomalie des Elektrons  $a = 1.159652 \cdot 10^{-3}$  und dem Lorentzfaktor  $\gamma = \frac{E_e}{m_e c_0^2}$ .

Von dieser allgemeinen Formulierung ausgehend, können besondere Randbedingungen für den Fall der Bewegung in einem Synchrotron gestellt werden:

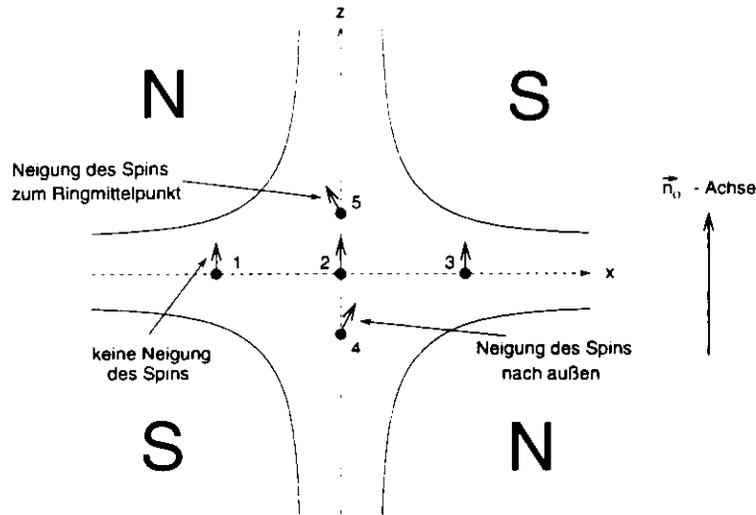


Abb. 1.4: Beeinflussung des Elektronenspins durch das in einem Quadrupol herrschende Feld in Abhängigkeit von der Ablage des Strahls von der Sollbahn (Position 2)

- Die Elektronen werden nicht durch ein elektrisches Feld abgelenkt:  $\vec{E} = 0$ .
- Die Elektronen bewegen sich senkrecht zu einem gleichförmigen, statischen Magnetfeld:  $\vec{B} \parallel \vec{j}, \vec{B} = \text{const}$

Mit diesen Voraussetzungen entfallen einige der Terme in Gl. 1.4 und die Gleichung vereinfacht sich zu

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{S}}{dt} &= \frac{e}{m_e c_0} \vec{S} \times \left[ \left( a + \frac{1}{\gamma} \right) \vec{B} \right] \\ &= \vec{S} \times \left[ \frac{e\vec{B}}{m_e c_0 \gamma} (1 + a\gamma) \right]. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Mit dem Ausdruck für die Zyklotronfrequenz  $\vec{\omega}_c = \frac{e\vec{B}}{m_e c_0 \gamma}$  ergibt sich schließlich die Schreibweise

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{S} \times [\vec{\omega}_c (1 + a\gamma)], \quad (1.6)$$

d. h., daß der Spin des Elektrons  $(1 + a\gamma)$ -mal pro Umlauf um den Ring um die  $\vec{B}$ -Achse präzediert. Dies gilt im Ruhesystem des Rings. Im rotierenden Koordinatensystem findet eine Drehung weniger statt und es gilt

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{S} \times \vec{\omega}_c a\gamma, \quad (1.7)$$

Die Größe  $a\gamma$  wird als *Spintune* bezeichnet. Mit den oben angegebenen Konstanten läßt sich der Zusammenhang zwischen Spintune und Elektronenenergie formulieren:

$$\begin{aligned}
 s_\nu &= a\gamma \\
 &= \frac{E_e}{0.440648 \text{ GeV}}
 \end{aligned}
 \tag{1.8}$$

Tritt ein äußeres Feld auf, das sich in Resonanz mit der Spinpräzessionsfrequenz befindet, wird die Präzession angeregt, der Präzessionskegel aufgeweitet, der Spinvektor immer weiter aus der transversalen Orientierung herausgedreht und somit der Strahl depolarisiert. Dieser Effekt kann auch genutzt werden, um den Strahl gezielt zu depolarisieren und über die Messung dieser Depolarisationsfrequenz eine sehr genaue Bestimmung der Strahlenergie vorzunehmen. Diese Energiemessung wird ausführlich in Kapitel 4 vorgestellt.

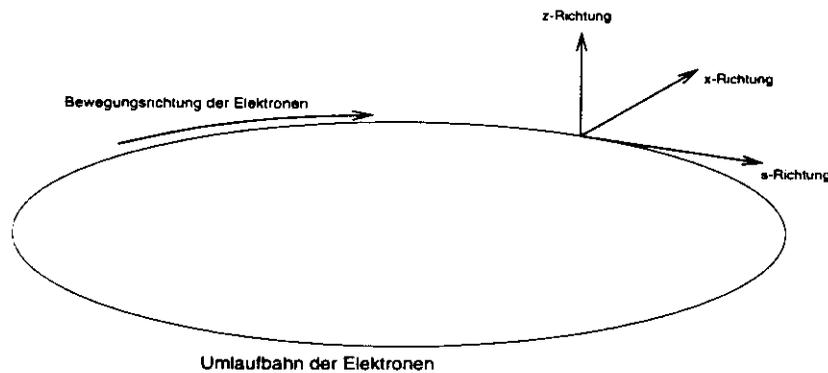


Abb. 1.5: Koordinatensystem des HERA-Ringes

Die depolarisierenden Effekte stellen sich hauptsächlich als Resonanzen mit charakteristischen Frequenzen des Ringes ein. Es sind dies die transversalen Betatronschwingungen, einerseits senkrecht zur Ringebene ( $z$ -Achse) mit der Frequenz  $\nu_z$  und andererseits in der Ringebene ( $x$ -Achse) mit der Frequenz  $\nu_x$  sowie die longitudinalen Synchrotronresonanzen entlang der Fortbewegungsrichtung ( $s$ -Achse) mit der Frequenz  $\nu_s$  (für das hier verwendete Koordinatensystem des Rings s. Abb. 1.5).

Analog zum Spintune werden die Synchrotron- und Betatronresonanzen  $Q_s$ ,  $Q_x$  und  $Q_z$  als das Verhältnis der jeweiligen Frequenzen  $\nu_s$ ,  $\nu_x$  und  $\nu_z$  zur Umlauffrequenz  $\nu_{\text{rot}}$  definiert. Ein ganzzahliges Verhältnis von Umlauffrequenz  $\nu_{\text{rot}}$  und Spinpräzessionsfrequenz  $\nu_{\text{SP}}$  mit  $\nu_{\text{SP}} = m \cdot \nu_{\text{rot}}$  wird *Imperfection-Resonanz* genannt; ist der Spintune  $s_\nu$  ein ganzzahliges Vielfaches von  $Q_x$  oder  $Q_z$ , wird dies als *Intrinsische Resonanz* bezeichnet, bei  $Q_s$  als *Synchrotron-Seitenbandresonanz*. Von diesen Resonanzen ist die mit der vertikalen Betatronschwingung der dominante Effekt, die horizontale Betatronresonanz kann dem gegenüber vernachlässigt werden. Darauf basierend kann eine Resonanzbedingung

$$s_\nu = m + n_z Q_z + n_x Q_x \tag{1.9}$$

formuliert werden mit  $m$ ,  $n_z$ ,  $n_x$  als ganzen Zahlen. Bei einer Resonanz wird die Polarisation stark reduziert oder ganz vernichtet. Für HERA gelten hierbei beispielsweise die folgenden Werte bei einer Umlauffrequenz von etwa 47 kHz:

Tune	Wert ca.	Frequenz ca.
$Q_x$	0.15-0.25	7-11 kHz
$Q_z$	0.2-0.3	10-15 kHz
$Q_s$	0.06-0.07	2.6-3.1 kHz

Nach Gl. 1.8 haben die Spinresonanzen mit  $s_\nu = m$  einen Abstand von ca. 440 MeV. Es ist daher sinnvoll, den Ring bei einer Energie zu betreiben, bei der sich der entsprechende Spintune möglichst in der Mitte zwischen zwei solchen Resonanzen befindet. Bei der Energie der Strahlzeit 1994 von 27.551 GeV ist diese Bedingung recht gut erfüllt, wie die nachfolgende Aufstellung zeigt:

$E_e$	$s_\nu$	
27.32 GeV	62	
27.55 GeV	62.524	(Arbeitspunkt)
27.76 GeV	63	

### 1.5.2 Spindiffusion

Durch die Emission von Synchrotronstrahlung ändert sich die Energie eines Elektrons. Durch die Dispersion des Ringes, d. h., daß verschiedene Energien verschiedenen Bahnen entsprechen, befindet sich das Elektron anschließend auf einer anderen Bahn und führt Schwingungen um eine neue Sollbahn aus. Durch diese Schwingung wird wiederum Synchrotronstrahlung emittiert und eine Betatronschwingung angeregt und wieder gedämpft. Das Schwingungsverhalten ändert sich also ständig. Dieser Mechanismus bestimmt auch die Strahlgröße.

Diese Abweichungen von der Sollbahn führen dazu, daß die Elektronen in einem Quadrupol einem Magnetfeld ausgesetzt sind, das inhomogen und transversal zum Spin orientiert ist. Dadurch wird der Spin ebenfalls aus der Vertikalen weggedreht. Eine horizontale Verschiebung innerhalb der Ringebene hat eine bei weitem nicht so große Beeinflussung des Spins zur Folge, da das Magnetfeld des Quadrupols in diesem Fall parallel orientiert ist.

In Abb. 1.4 wird dies verdeutlicht. Das Teilchen in Position 2 befindet sich auf der Sollbahn und erfährt keine Beeinflussung durch das Feld des Quadrupols. Entsprechend sehen die Teilchen in Position 1 und 3 nur ein nahezu parallel zur Orientierung des Spinvektors gerichtetes Magnetfeld, das ebenfalls keinen Einfluß auf die Ablage des Spinvektors ausübt. Anders unterliegen die Teilchen in Position 4 und 5 einem Magnetfeld orthogonal zur Richtung des Spinvektors, wodurch der Vektor aus der Originallage gekippt wird.

Dieser Effekt, bei dem der Spin durch wechselnde transversale Magnetfelder gedreht wird, wird als Spindiffusion bezeichnet. Die Spindiffusion kann in einer vergleichbaren Größenordnung depolarisierend auf den Strahl wirken wie der Sokolov-Ternov Effekt polarisierend.

Für diesen statistischen Depolarisationsprozeß durch Spindiffusion gibt es ebenfalls eine Zeitkonstante,  $\tau_d$ , und die aus diesen konkurrierenden Prozessen resultierende Polarisation  $P_\infty$  ist als Gleichgewichtszustand zwischen polarisierendem und depolarisierendem Mechanismus zu betrachten. Die Zeitkonstante  $\tau_\infty$  für den Aufbau dieser Gleichgewichtspolarisation ergibt sich aus den jeweiligen Zeitkonstanten für den Aufbau ausschließlich nach der Gleichung von Sokolov und Ternov,  $\tau_{ST}$ , und für die Depolarisation durch Spindiffusion,  $\tau_d$ :

$$\frac{1}{\tau_\infty} = \frac{1}{\tau_{ST}} + \frac{1}{\tau_d} \quad (1.10)$$

Diese resultierende Zeitkonstante ist kürzer als die Zeitkonstante  $\tau_{ST}$ , da durch den depolarisierenden Effekt die Endpolarisation  $P_\infty$  geringer ist als  $P_{ST} = 0.924$  und diese somit schneller erreicht wird. Für den Zusammenhang zwischen diesen Größen gilt

$$\frac{\tau_\infty}{P_\infty} = \frac{\tau_{ST}}{P_{ST}}. \quad (1.11)$$

### 1.5.3 Einfluß der Spinrotatoren

Eingangs wurde bereits erwähnt, daß der stärkste Effekt bei der Drehung des Spinvektors der Einfluß eines zum Spinvektor transversal orientierten Magnetfeldes ist. Dieser Effekt kommt also ebenfalls bei den Dipolfeldern der Rotatormagneten zum Tragen. Insbesondere ist HERA durch den Einbau der Spinrotatoren kein „flacher“ Ring mehr, sondern besitzt zwei relativ große vertikale Beulen.

Des Weiteren ist das Elektronenstrahlprofil horizontal wesentlich weiter ausgedehnt als vertikal. In der Kombination von longitudinal polarisierten Elektronen mit den horizontalen Betatronschwingungen in der geraden Sektion zwischen den Rotatoren findet sich hier eine weitere Quelle für Depolarisation durch Spindiffusion, da longitudinal polarisierte Elektronen dann die vertikalen Felder in einem Quadrupol als zum Spinvektor transversale Felder sehen.

Insgesamt ergeben sich also durch den Einbau von Spinrotatoren zusätzliche depolarisierende Effekte, die weitestmöglich kompensiert werden müssen.

### 1.5.4 Strahl-Strahl-Wechselwirkung

Da bei HERA der Elektronenstrahl außer für HERMES bei den Strahl-Strahl-Wechselwirkungsexperimente H1 und ZEUS verwendet wird, ist nicht von vorneherein auszuschließen, daß es durch eine Wechselwirkung mit dem HERA-Protonenstrahl zu einer Polarisationsbeeinflussung kommt. Bei CERN zeigte sich beispielsweise in der Anlage LEP ( $e^+e^-$ -Speicherring) eine Abnahme der Polarisation bei kollidierenden Strahlen [Deh95].

Bei HERA konnte eine eindeutige Abhängigkeit allerdings bisher nicht beobachtet werden. Um dies zu untersuchen, wurde gegen Ende einer Maschinenschicht ein gezielter Dump des Protonenstrahles durchgeführt, um eventuelle Änderungen der Polarisation zu beobachten. Signifikante Änderungen konnten jedoch nicht nachgewiesen werden [Log94a].

## 2. Das Polarimeter

Bei HERA wird ein Polarimeter betrieben, das im geraden Abschnitt West die *transversale* Elektronenpolarisation mißt. Zur Zeit befindet sich der Aufbau eines Polarimeters in Planung, das im geraden Abschnitt Ost die *longitudinale* Elektronenpolarisation direkt messen wird. Einige Bemerkungen zu diesem Polarimeter sind am Ende des Kapitels wiedergegeben.

In diesem Kapitel wird auf die theoretischen Grundlagen zur Messung der transversalen Elektronenpolarisation durch Ermittlung der räumlichen Asymmetrie der Comptonstreuung eingegangen. Der grundsätzliche Aufbau des Polarimeters und die prinzipielle Funktionsweise der Komponenten werden vorgestellt.

### 2.1 Funktionsprinzip

Das Meßprinzip des HERA-Polarimeters basiert auf der Comptonstreuung von Photonen an den in HERA gespeicherten Elektronen. Dabei werden zirkular polarisierte Laserphotonen an den abwärts oder aufwärts polarisierten Elektronen, je nach Richtung der Polarisation, in verschiedenen Winkeln gestreut, da der Wirkungsquerschnitt dieses Streuprozesses von der Helizität des Lichtes abhängt, so daß, basierend auf dem Polarisationsgrad des Elektronenstrahls, für rechts- und linkszirkulares Licht eine Ortsasymmetrie gemessen werden kann. Von dieser Asymmetrie wird auf die Elektronenpolarisation geschlossen.

#### 2.1.1 Compton-Streuung und polarisiertes Licht

##### 2.1.1.1 Kinematik der Streuung

Für die Betrachtungen zur Comptonstreuung wird das folgende Koordinatensystem<sup>1</sup> zugrundegelegt (vgl. Abb. 2.1): die  $(x, z)$ -Ebene werde durch die HERA-Maschinenebene definiert mit der positiven  $x$ -Richtung zum Mittelpunkt des Ringes und der  $z$ -Achse als der negativen Fortbewegungsrichtung der Elektronen. Die  $y$ -Achse sei parallel zu der sich einstellenden bevorzugten Polarisationsrichtung der Elektronen (orthogonal zur Maschinenebene).

Die Energie  $E_\lambda$  und der Winkel  $\theta_\gamma$  zwischen Elektronen- und Photonenstrahl transformieren wie folgt aus dem Laborsystem in das Elektronenruhesystem [Lan92]:

---

<sup>1</sup>im Unterschied zum HERA-Koordinatensystem  $(\hat{s}, \hat{x}, \hat{z})$ , s. Abb. 1.5

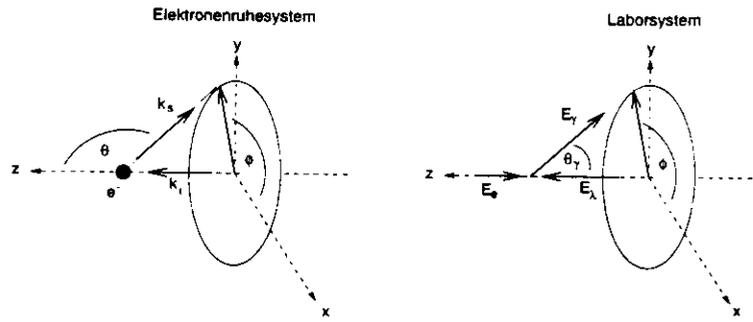


Abb. 2.1: Geometrie der Comptonstreuung

$$E'_\lambda = \gamma \left( 1 + \frac{v}{c_0} \cos \theta_\gamma \right) E_\lambda \quad (2.1)$$

$$\theta \approx \sin \theta = \frac{\sin \theta_\gamma}{\gamma \left( 1 + \frac{v}{c_0} \cos \theta_\gamma \right)}$$

Hierbei sind:

- $\gamma$  : Lorentzfaktor  $E_e/E_0 = 27551/0.511 = 53915.9$
- $v$  : Elektronengeschwindigkeit in z-Richtung
- $c_0$  : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
- $\theta_\gamma$  : Winkel zwischen Elektronen- und Photonenstrahl im Laborsystem
- $\theta$  : Winkel zwischen Elektronen- und Photonenstrahl im Elektronenruhesystem
- $E_\lambda$  : Energie der Photonen im Laborsystem (2.41 eV)
- $E'_\lambda$  : Energie der Photonen im Elektronenruhesystem

Für  $E'_\lambda$  und  $\theta$  ergeben sich daraus

$$E'_\lambda = 259.9 \text{ keV} , \quad (2.2)$$

$$\theta \approx 8 \cdot 10^{-8} \text{ rad} .$$

Für die Berechnung der Energie des gestreuten Photons wird die Energie- und Impulserhaltung zugrundegelegt und es gilt

$$E_f(\theta) = \left( \frac{1 - \cos \theta}{E_0} + \frac{1}{E_i} \right)^{-1} \quad (2.3)$$

Bei der Rücktransformation ins Laborsystem zeigt sich eine Abhängigkeit der Photonenenergie  $E_\gamma$  vom Streuwinkel  $\theta$ , ferner transformiert der Streuwinkel zu  $\theta_\gamma$ :

$$E_\gamma = \gamma \left( \frac{1}{m_e c_0^2} + \frac{1}{E'_\lambda (1 - \cos \theta)} \right)^{-1} \quad (2.4)$$

$$\theta_\gamma \approx \tan \theta_\gamma = \frac{1}{\gamma \tan \frac{\theta}{2}}$$

Der Auftreffort wird durch das Kalorimeter über das Verhältnis der in verschiedenen Teilen des Kalorimeters deponierten Energien bestimmt (vgl. Abschnitt 2.1.2.1).

Geometrisch ergibt sich dieser Auftreffpunkt aus den bis hierher erörterten Größen in folgender Weise:

$$y = d \tan \theta_\gamma \sin \phi + y_0 \quad (2.5)$$

mit

- $d$  als der Entfernung zwischen Wechselwirkungspunkt und Kalorimeter von 65 m,
- $\theta_\gamma$  als dem Streuwinkel der Photonen im Laborsystem,
- $\phi$  als dem Azimutwinkel der Streuebene und
- $y_0$  als dem virtuellen Auftreffpunkt des verlängerten geraden Abschnitts des Elektronenstrahls auf dem Kalorimeter.  $y_0$  wird im Folgenden mit Null angesetzt.

Aus Gl. 2.4a ist ersichtlich, daß die Energie der gestreuten Photonen und der Streuwinkel direkt miteinander zusammenhängen, der Azimutwinkel geht jedoch nicht mit ein, d. h., daß rückgestreute Photonen gleicher Energie auf dem Kalorimeter in einem Kreis auftreffen, der nach Gl. 2.5 den Radius  $d \tan \theta_\gamma$  besitzt. Dieser Radius ist von der Energie der gestreuten Photonen abhängig und geht für die maximale Energie der gestreuten Photonen gegen Null. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 2.2 wiedergegeben.

Diese maximale Energie der gestreuten Photonen beträgt (nach Gl.2.4)  $E_{\gamma, \max} = 13.89$  GeV für eine Elektronenenergie von 27.55 GeV.

### 2.1.1.2 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung von polarisierten Photonen (Zustand beschrieben durch den Stokesvektor  $\vec{\xi}$ , vgl. Abschnitt. 2.1.1.4) an Elektronen der Polarisation  $\vec{P}$  wurde erstmals von Lipps und Tolhoek [Lip54] beschrieben. Danach gilt

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega}(\vec{\xi}, \vec{P}) = \Sigma_0 + \Sigma_1(\xi_1) + \Sigma_2(\vec{P}, \xi_3) \quad (2.6)$$

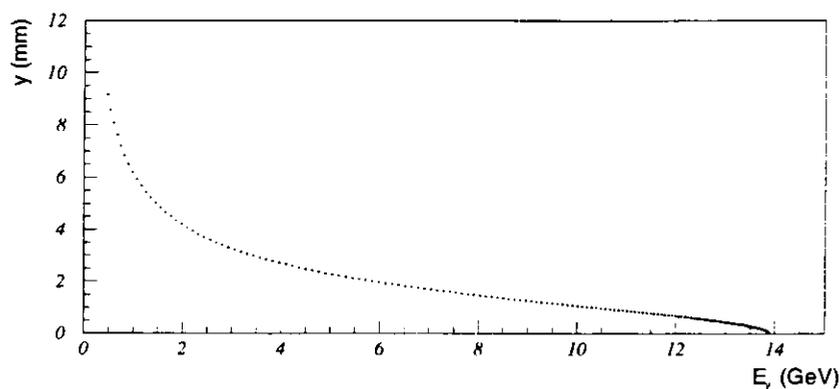


Abb. 2.2: Abhängigkeit des Radius des Kreises der gestreuten Photonen auf dem Kalorimeter von der Energie der gestreuten Photonen

Die einzelnen Summanden sind definiert als

$$\begin{aligned}
 \Sigma_0 &= C ((1 + \cos^2 \theta) + (k_i - k_s)(1 - \cos \theta)) \\
 \Sigma_1(\xi_1) &= C \xi_1(\phi) \sin^2 \theta \\
 \Sigma_2(\vec{P}, \xi_3) &= -C \xi_3(\phi)(1 - \cos \theta)(\vec{k}_i \cos \theta + \vec{k}_s) \vec{P}
 \end{aligned}
 \tag{2.7}$$

Hierbei ist

$$C = \frac{1}{2} r_0^2 \left( \frac{k_s}{k_i} \right)^2$$

mit

$\vec{k}_i = (1 + \cos \alpha) \gamma \frac{E_\lambda}{m_e}$	Impuls des einfallenden Photons
$\vec{k}_s = \frac{1}{1 - \cos \theta + \frac{1}{k_i}}$	Impuls des gestreuten Photons
$r_0 = 2.82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$	klassischer Elektronenradius
$\alpha = 3.1 \text{ mrad}$	Winkel zwischen Laser- und Elektronenstrahl
$E_\lambda = 2.41 \text{ eV}$	Anfangsenergie des Photons im Laborsystem
$\theta$	Winkel zwischen dem einfallenden und dem gestreuten Photon
$\phi$	Azimutwinkel der Streuebene

Die Polarisation der Elektronen kann in eine transversale Komponente  $P_y$  und eine longitudinale Komponente  $P_z$  separiert werden. Der Wirkungsquerschnitt wird dann in der folgenden Weise ausgedrückt:

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega}(\vec{\xi}, \vec{P}) = \Sigma_0 + \Sigma'_1 \xi_1(0) + (P_y \Sigma_{2,y} + P_z \Sigma_{2,z}) \xi_3 \quad (2.8)$$

mit den Summanden

$$\begin{aligned} \Sigma'_1 &= C \cos 2\phi \sin^2 \theta \\ \Sigma_{2,y} &= -C k_s \sin \phi \sin \theta (1 - \cos \theta) \\ \Sigma_{2,z} &= -C(1 - \cos \theta)(k_s + k_i) \cos \theta \end{aligned} \quad (2.9)$$

Das HERA-Polarimeter mißt die vertikale Projektion der Verteilung der gestreuten Photonen, es wird also über die  $x$ -Achse integriert, das Ergebnis ist demzufolge unabhängig von der Komponente  $P_x$  der Elektronenpolarisation in  $x$ -Richtung. Die Linearpolarisation wird in Gl. 2.8 über den Faktor  $\xi_1(0)$  berücksichtigt und die Abhängigkeit der Linearpolarisation vom Azimutwinkel  $\phi$  wird durch die Modifikation von  $\Sigma_1$  zu  $\Sigma'_1$  eingebracht.

### 2.1.1.3 Analysierter Energiebereich der Photonen

Es wird zunächst die Größe  $\frac{\Sigma_2}{\Sigma_0}$  betrachtet, die ein Maß für den polarisationsabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnitts darstellt. Diese Größe wird auch *Analysierstärke* genannt, sie ist in Abhängigkeit von der Energie in Abb. 2.3 aufgetragen.

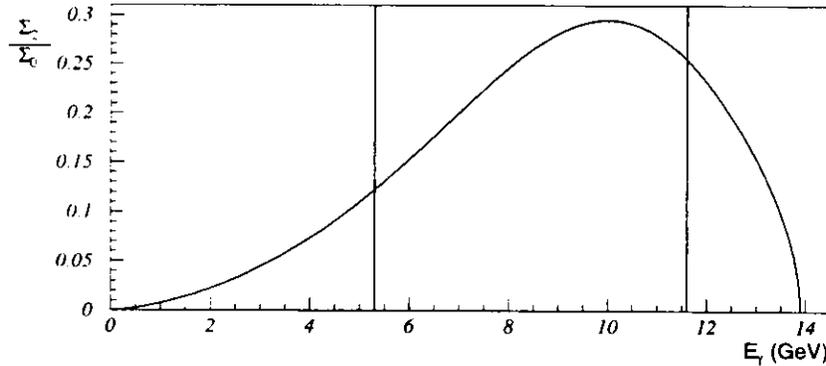


Abb. 2.3: Analysierstärke  $\frac{\Sigma_2}{\Sigma_0}$  in Abhängigkeit von der Energie der gestreuten Photonen für einen Azimutwinkel  $\phi = \frac{\pi}{2}$

Zur Berechnung dieser Graphik der Analysierstärke wurde eine vollständige transversale Elektronenpolarisation, eine vollständige zirkulare Photonenpolarisation und ein Azimutwinkel von  $90^\circ$  angenommen. Bei realen Messungen sind die Polarisationsgrade ungleich 1, und der Azimutwinkel kann jeden Wert annehmen. Für die Verwendung von  $\frac{\Sigma_2}{\Sigma_0}$  zur Analyse der Polarisationsdaten muß diese Größe anders ermittelt werden, etwa durch Monte-Carlo-Studien [Lom93]. Die wiedergegebene Kurve gilt für  $E_e = 27.551 \text{ GeV}$ , auch hier geht sie für  $E_\gamma \rightarrow E_{\gamma,\max} = 13.89 \text{ GeV}$  gegen Null und erreicht außerdem bei  $E_\gamma = 10 \text{ GeV}$  ein Maximum von 0.295.

Zur Bestimmung der Elektronenpolarisation werden daher nicht alle Comptonphotonen herangezogen, sondern nur ein Anteil, der sich in einem Bereich um das Maximum der Analysierstärke

befindet, jenseits dessen kein großer Beitrag zur Polarisationsmessung zu erwarten ist. Dieser Bereich wurde bei der Konstruktion des Polarimeters festgelegt und ist in der Abbildung durch vertikale Linien markiert.

Da beim HERA-Polarimeter ein Kalorimeter eingesetzt wird, das mit der Einzelphotonenmethode arbeitet, kann die Energie des jeweiligen gestreuten Photons bestimmt und eine Selektion anhand dieser Energie vorgenommen werden.

#### 2.1.1.4 Stokes-Parameter

Bei den Stokes-Parametern, die 1852 von G. G. Stokes eingeführt wurden, handelt es sich um die Elemente des vierdimensionalen Stokes-Vektors  $\vec{\xi}$ , mit dem der Polarisationszustand von Licht charakterisiert werden kann. Da die Elektronenpolarisation mit Hilfe des Wirkungsquerschnittes bei der Comptonstreuung bestimmt wird, ist eine genaue Beschreibung der Polarisationseigenschaften der gestreuten Photonen erforderlich.

Es wird zunächst von der Interpretation der Stokes-Parameter als einer Beschreibung von Transmissionen durch bestimmte Polarisationsfilter ausgegangen. Dabei wird das einfallende Licht durch je einen Polarisationsfilter, der zu je einem der Stokes-Parameter korrespondiert, analysiert. Dabei gilt noch die Voraussetzung, daß jeder der Filter genau die Hälfte des einfallenden Lichtes absorbiert. Filter 0 hat außer dieser Abschwächung keine weiteren Filtereigenschaften. Filter 1 ist ein Linearpolarisator, dessen Durchlaßachse horizontal orientiert ist. Filter 2 ist ebenfalls ein Linearpolarisator, dessen Durchlaßachse diagonal im  $45^\circ$ -Winkel zur Horizontalen liegt und Filter 3 ist ein Zirkularpolarisator, der für rechtszirkulares Licht durchlässig ist. Die hinter den jeweiligen Filtern gemessenen Intensitäten seien  $I_0$ ,  $I_1$ ,  $I_2$  und  $I_3$ . Für diese Intensitäten gelten dann folgende Beziehungen zu den Stokes-Parametern:

$$\begin{aligned}\xi_0 &= 2I_0 \\ \xi_1 &= 2(I_1 - I_0) \\ \xi_2 &= 2(I_2 - I_0) \\ \xi_3 &= 2(I_3 - I_0)\end{aligned}\tag{2.10}$$

$\xi_0$  gibt also Aufschluß über die Gesamtintensität des einfallenden Lichtes, während  $\xi_1$ ,  $\xi_2$  und  $\xi_3$  Aussagen über den Polarisationszustand ermöglichen. Für  $\xi_1 \rightarrow 1$  nähert sich das Licht einem horizontal linear polarisierten Zustand an, für  $\xi_1 \rightarrow -1$  einem vertikal polarisierten. Analog beschreibt  $\xi_2$  den linear polarisierten Zustand bezüglich der Diagonalen und  $\xi_3$  erlaubt eine Beschreibung der Zirkularpolarisation: für  $\xi_3 = 1$  handelt es sich um rechte Helizität, für  $\xi_3 = -1$  um linke. Die Stokes-Parameter sind also nicht unabhängig voneinander (vgl. Gl. 2.11).

Mit diesen Parametern können nun auch Mischzustände polarisierten Lichts beschrieben werden. Des Weiteren wird die Eigenschaft von  $\xi_0$ , die Gesamtintensität des einfallenden Lichtes zu beschreiben, genutzt, um den Stokes-Vektor durch die Konvention  $\xi_0 := 1$  zu normieren. Bei vollkommen polarisiertem Licht gilt außerdem die Beziehung

$$\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 = \xi_0^2.\tag{2.11}$$

Die Stokes-Parameter können als Ausdruck der Gleichungen des elektrischen Feldes geschrieben werden. Hierbei wird von den transversalen Komponenten des  $\vec{E}$ -Vektors der elektromagnetischen Welle und ihrer Phasendifferenz ausgegangen. Die Wellengleichungen der Komponenten des  $\vec{E}$ -Vektors lauten

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_{0,x}(t) \cos((kz - \omega t) + \delta_x(t)) \\ E_y(t) &= E_{0,y}(t) \cos((kz - \omega t) + \delta_y(t)) \end{aligned} \quad (2.12)$$

mit

$$\vec{E}(t) = (E_x(t), E_y(t))$$

und

$$\begin{aligned} \vec{E}(t) &: \text{Vektor des elektrischen Feldes} \\ E_x(t), E_y(t) &: \text{Komponenten in } x\text{- bzw. } y\text{-Richtung} \\ E_{0,x}(t), E_{0,y}(t) &: \text{maximale Amplitude} \\ \delta_x(t), \delta_y(t) &: \text{Phasenverschiebung} \end{aligned}$$

In dieser Notation können die Stokes-Parameter mit der Intensität als dem Quadrat der Amplitude geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \xi_0 &= E_{0,x}^2 + E_{0,y}^2 \\ \xi_1 &= E_{0,x}^2 - E_{0,y}^2 \\ \xi_2 &= 2E_{0,x}E_{0,y} \cos \delta \\ \xi_3 &= 2E_{0,x}E_{0,y} \sin \delta \end{aligned} \quad (2.13)$$

mit  $\delta = \delta_y(t) - \delta_x(t)$  als der Differenz der Phasenverschiebungen.

Die Lichtintensität kann in drei Komponenten aufgeteilt werden: die linear polarisierte, die zirkular polarisierte und die unpolarisierte. Für die Beschreibung dieser Zustände werden die Stokes-Parameter herangezogen. Mit diesen gilt für den Grad der

$$\begin{aligned} \text{linearen Komponente} &: \xi_{\text{lin}} = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2} \\ \text{zirkularen Komponente} &: \xi_{\text{circ}} = |\xi_3| \end{aligned} \quad (2.14)$$

Die Linearkomponente ist in diesem Fall entlang des Azimutwinkels  $\phi_{\text{lin}}$  des elektrischen Feldes der Linearkomponente  $\vec{E}_{\text{lin}}$  orientiert.

Da beim Polarimeter Laserlicht verwendet wird, ist die unpolarisierte Komponente vernachlässigbar und die zirkulare und die lineare Komponente sind über

$$\xi_{\text{lin}}^2 + \xi_{\text{circ}}^2 = 1 \quad (2.15)$$

direkt miteinander verknüpft (siehe auch Gl. 2.11).

Die Komponenten  $\vec{E}_x$  und  $\vec{E}_y$  werden in diesem Falle bezüglich der Streuebene definiert und diese wiederum wird aufgespannt durch die Impulse des einlaufenden und des gestreuten Photons,

$\vec{k}_i$  und  $\vec{k}_s$ . In dieser Ebene liegt der Vektor  $\vec{E}_x$ , senkrecht dazu  $\vec{E}_y$ . Die Streuebene ist im Winkel  $\phi$  bezüglich der  $x$ -Achse orientiert.

Die Stokes-Parameter müssen also transformiert werden, da bei jedem Streuvorgang eine andere Streuebene vorliegt und die Parameter dadurch winkelabhängig vom Azimutwinkel  $\phi$  sind. Hierzu wird zunächst die allgemeine Drehung eines Vektors  $\xi(\phi_1)$  in einen Winkel  $\phi_2$  betrachtet:

$$\begin{aligned}\xi_1(\phi_2) &= \xi_1(\phi_1) \cos 2(\phi_2 - \phi_1) + \xi_2(\phi_1) \sin 2(\phi_2 - \phi_1) \\ \xi_2(\phi_2) &= -\xi_1(\phi_1) \sin 2(\phi_2 - \phi_1) + \xi_2(\phi_1) \cos 2(\phi_2 - \phi_1) \\ \xi_3(\phi_2) &= \xi_3(\phi_1)\end{aligned}\quad (2.16)$$

Da in den Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung nur die Komponenten  $\xi_1(\phi)$  und  $\xi_3(\phi)$  eingehen, werden im Weiteren auch nur diese betrachtet. Für einen beliebigen Azimutwinkel  $\phi$  gilt

$$\xi_1(\phi) = \xi_{\text{lin}} \cos 2(\phi - \phi_{\text{lin}}). \quad (2.17)$$

$\xi_3$  bleibt unverändert, da es den Anteil zirkularen Lichtes beschreibt und dabei keine transversale Richtung ausgezeichnet ist.

Die Anwendung der Transformation 2.16a führt zunächst zu

$$\begin{aligned}\xi_1(0) &= \xi_1(\phi_{\text{lin}}) \cos(-2\phi_{\text{lin}}) + \xi_2(\phi_{\text{lin}}) \sin(-2\phi_{\text{lin}}) \\ &= \xi_{\text{lin}} \cos 2\phi_{\text{lin}}.\end{aligned}\quad (2.18)$$

$\xi_1(\phi)$  ergibt sich außerdem durch eine Rotation um  $(\phi_2 - \phi_1) = \phi$ . Wird ferner berücksichtigt, daß beim Kalorimeter des HERA-Polarimeters nur die vertikale Projektion der Verteilung der rückgestreuten Photonen erfaßt wird, der Detektor also über die  $x$ -Position integriert, vereinfacht sich der Ausdruck für  $\xi_1(\phi)$  weiter und für die Abhängigkeit der Stokesparameter vom Azimutwinkel der Streuung gelten die Transformationen

$$\begin{aligned}\xi_1(\phi) &= \xi_1(0) \cos 2\phi \\ \xi_3(\phi) &= \xi_3(0)\end{aligned}\quad (2.19)$$

## 2.1.2 Bestimmung der Polarisation

### 2.1.2.1 Ortsmessung des Auftreffpunktes auf dem Kalorimeter

Die Polarisation kann aus der gemessenen asymmetrischen Verteilung der gestreuten Photonen auf zwei Weisen bestimmt werden: einerseits durch den Fit der Asymmetriefunktion an die gemessene Verteilung, andererseits durch die Bestimmung der Mittelwerte der Verteilung und deren Differenz.

Beim HERA-Polarimeter wird der vertikale Auftreffort ( $y$ -Richtung) und damit die asymmetrische Verteilung  $A(y)$  der rückgestreuten Photonen nicht direkt gemessen. Vielmehr werden die Energien, die in der oberen und in der unteren Hälfte des Kalorimeters deponiert werden,  $E_U$  bzw.  $E_D$  (eine getrennte Messung ist durch eine optische Isolierung der beiden Hälften möglich, vgl. Abschnitt. 2.9), zur Bestimmung des Verhältnisses dieser Energien,  $\eta(y_0)$ , herangezogen.

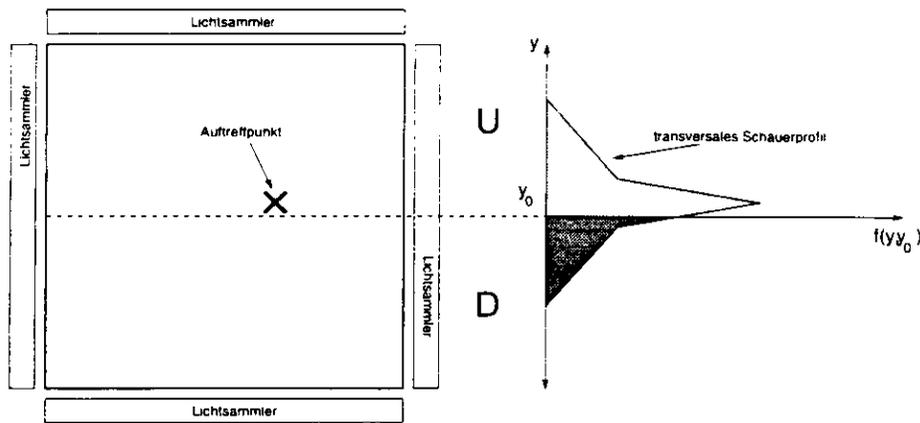


Abb. 2.4: Verteilung der im Kalorimeter deponierten Energie und Aufteilung des transversalen Schauerprofils auf die obere bzw. untere Hälfte des Kalorimeters (schematisch)

In Abb. 2.4 ist das transversale Schauerprofil in Abhängigkeit vom Auftreffort  $y_0$  des Photons auf den Kalorimeter schematisch dargestellt. In diesem Schauerprofil ist das Vorhandensein von zwei Hauptmechanismen zur Deponierung der Energie im Kalorimeter erkennbar. Dies sind

- die Vielfachstreuung hochenergetischer Elektronen und Positronen um das Zentrum des Schauers und
- die Diffusion niederenergetischer Photonen weiter außen im Schauerprofil.

Dieses transversale Schauerprofil kann quantitativ als Summe zweier Exponentialfunktionen geschrieben werden, die diese Mechanismen repräsentieren:

$$f(y, y_0) \hat{=} E(y, y_0) = E_{\text{gesamt}} \left( a_1 e^{-b_1 |y - y_0|} + a_2 e^{-b_2 |y - y_0|} \right) \quad (2.20)$$

mit der Normierung

$$\int_{-\infty}^{\infty} E(y, y_0) dy = 1 \quad (2.21)$$

$$\frac{a_1}{b_1} + \frac{a_2}{b_2} = \frac{1}{2}$$

Die deponierte Gesamtenergie wird auf die zwei Hälften des Kalorimeters aufgeteilt:

$$\begin{aligned} E_{\text{gesamt}} &= E_U + E_D \\ &= E_{\text{gesamt}} \left( \int_0^{\infty} E(y, y_0) dy + \int_{-\infty}^0 E(y, y_0) dy \right) \end{aligned} \quad (2.22)$$

Die Asymmetrie zwischen der in der oberen und in der unteren Kalorimeterhälfte deponierten Energie wird definiert als

$$\eta(y) = \frac{E_U - E_D}{E_U + E_D} \quad (2.23)$$

Dieses gemessene Energieverhältnis läßt sich mit der oben eingeführten Parametrisierung bei senkrechtem Teilcheneinfall als Funktion von  $a_1$ ,  $b_{1,2}$  und  $y_0$  schreiben:

$$\eta(y) = \frac{y}{|y|} \left( 1 - e^{-b_2|y|} + \frac{2a_1}{b_1} \left( e^{-b_2|y|} - e^{-b_1|y|} \right) \right) \quad (2.24)$$

Die Eichung des Kalorimeters erfolgt dann über die experimentelle Bestimmung der Koeffizienten  $a_1$ ,  $b_{1,2}$ . Hierfür wurden

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.036 \pm 0.003 \\ b_1 &= 0.140 \pm 0.010 \\ b_2 &= 0.880 \pm 0.035 \end{aligned} \quad (2.25)$$

gefunden [Kai92, Göt90].

### 2.1.2.2 Fit der Asymmetriefunktion

Durch die Projektion der Auftrefforte von gestreuten linear polarisierten Photonen auf dem Kalorimeter auf die  $y$ -Achse entsteht eine symmetrische Verteilung mit zwei Extrema gemäß  $\Sigma'_1$ , die qualitativ in Abb. 2.5 durch die durchgezogene Linie wiedergegeben ist.

Bei transversal polarisierten Elektronen und zirkular polarisierten Photonen ergibt sich nach  $\Sigma_{2,y}$  eine in  $\phi$  nicht mehr gleichmäßige Verteilung und die Projektion dieser Verteilung der gestreuten Photonen ist asymmetrisch, darüberhinaus ist der Schwerpunkt der Verteilung geringfügig verschoben. Dies ist qualitativ durch die gestrichelte bzw. gepunktete Linien in Abb.2.5 dargestellt.

Die Breite der gesamten Verteilung beträgt wenige Millimeter, die Verschiebung des Schwerpunktes für voll polarisierte Elektronen und Photonen liegt bei  $\sim 140 \mu\text{m}$ .

Es werden also für linkszirkulares Licht mehr Photonen nach unten gestreut als nach oben, für rechtszirkulares Licht ist das Ergebnis gerade umgekehrt und die entsprechende Kurve bei gleicher Elektronenpolarisation spiegelsymmetrisch zur Geraden  $y = 0$ . Wenn die beiden Kurven für links- und rechtszirkulares Licht voneinander subtrahiert werden, ergibt sich die „S-Kurve“, die in Abb. 2.6 wiedergegeben ist. Die Amplitude dieser Kurve ist ein Maß für die Polarisation, darüberhinaus fällt durch die Subtraktion die absolute  $y$ -Position der gestreuten Photonen heraus.

Quantitativ wird der Polarisationsgrad der Elektronen über die Bestimmung der Verschiebung der Mittelwerte der vertikalen Verteilung der gestreuten Photonen bestimmt. Bei der Analyse muß vermieden werden, daß der Mittelpunkt der gestreuten Photonen insgesamt gemessen wird. Daher wird diese Asymmetrie jeweils für unterschiedliche Helizität des Laserlichts ermittelt. Dabei gilt:

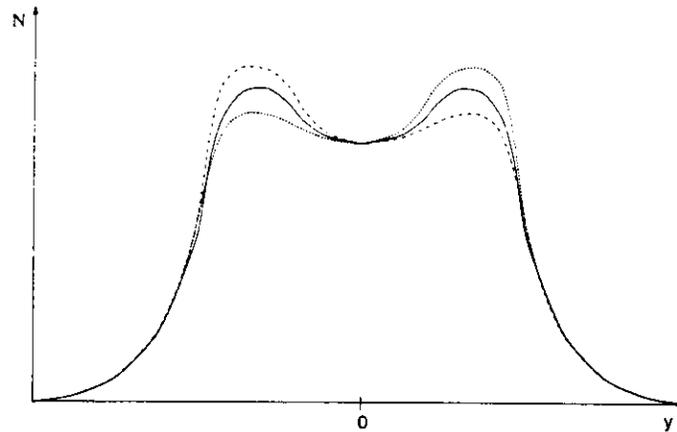


Abb. 2.5: Qualitative Verteilung der an transversal polarisierten Elektronen gestreuten Photonen entlang der \$y\$-Achse des Kalorimeters für unpolarisiertes Licht (—), linkszirkuläres Licht (gestrichelt) und rechtszirkuläres Licht (gepunktet)

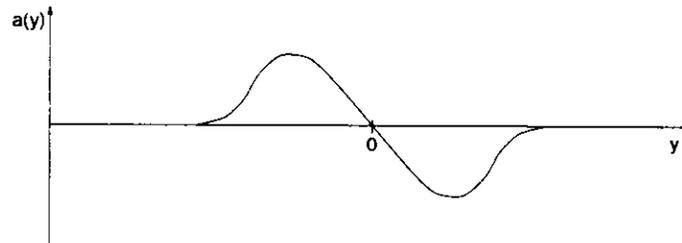


Abb. 2.6: Differenz (qualitativ) der Asymmetriekurven für gestreute links- und rechtszirkuläre Photonen

$$\begin{aligned}
 a(y, E_\gamma) &= \frac{N_L(y, E_\gamma) - N_R(y, E_\gamma)}{N_L(y, E_\gamma) + N_R(y, E_\gamma)} \\
 &= P_y \frac{\Sigma_{2,y}}{\Sigma_0}
 \end{aligned}
 \tag{2.26}$$

Hierbei ist  $N_L(y, E_\gamma)$  die Anzahl der Photonen mit einer Energie im Intervall  $E_\gamma$  und  $E_\gamma + \Delta E_\gamma$  und einem vertikalen Auftreffort zwischen  $y$  und  $y + \Delta y$  für linkszirkuläres Licht,  $N_R(y, E_\gamma)$  entsprechend für rechtszirkuläres Licht.

Die Helizität wird mit der Pockelszelle mit hoher Frequenz (90 Hz) umgeschaltet, um dem systematischen Fehler durch eine Änderung des Auftreffortes der Photonen aufgrund einer eventuellen langsamen Drift des Elektronenstrahles entgegenzuwirken.

In der praktischen Anwendung wird kein reines zirkuläres Laserlicht zur Verfügung stehen, es wird eine Asymmetrie bezüglich zweier Polarisationszustände  $\xi_a = (\xi_{a,1}, \xi_{a,2})$  und  $\xi_b = (\xi_{b,1}, \xi_{b,2})$  gemessen werden. Die Asymmetriengleichung 2.26 kann dann mit Wirkungsquerschnitten ausgedrückt werden als

$$A(y, E_\gamma) = \frac{\sigma_a(y, E_\gamma) - \sigma_b(y, E_\gamma)}{\sigma_a(y, E_\gamma) + \sigma_b(y, E_\gamma)} \quad (2.27)$$

Weiter wird definiert:

$$\begin{aligned} \Delta\xi_1 &= \frac{\xi_{a,1} - \xi_{b,1}}{2} \quad , \quad \Delta\xi_3 = \frac{\xi_{a,3} - \xi_{b,3}}{2} \\ \bar{\xi}_1 &= \frac{\xi_{a,1} + \xi_{b,1}}{2} \quad , \quad \bar{\xi}_3 = \frac{\xi_{a,3} + \xi_{b,3}}{2} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Mit diesen Ausdrücken und Gl. 2.8 für den Wirkungsquerschnitt läßt sich Gl. 2.27 schreiben als

$$A(y, E_\gamma) = \frac{\Delta\xi_1 \Sigma'_1 + \Delta\xi_3 (P_y \Sigma_{2,y} + P_z \Sigma_{2,z})}{\Sigma_0 + \xi_1 \Sigma'_1 + \xi_3 (P_y \Sigma_{2,y} + P_z \Sigma_{2,z})} \quad (2.29)$$

Bei Messung der transversalen Polarisation wird sich die maximale Asymmetrie für  $\xi_3 = 1$  einstellen: die lineare Komponente wird als minimal angenommen ( $\xi_1 = 0$ , ist im Laserlicht noch eine nicht zu vernachlässigende lineare Komponente, birgt diese Vereinfachung eine systematische Fehlerquelle) und die zirkularen Komponenten haben jeweils entgegengesetztes Vorzeichen ( $\xi_3 = 0$ ). Weiter wird angenommen, daß der longitudinale Anteil  $P_z$  der Elektronenpolarisation gegen Null geht [Dür94, Wes93]. Somit vereinfacht sich Gl. 2.29 zu

$$A(y, E_\gamma) = \Delta\xi_1 \frac{\Sigma'_1}{\Sigma_0} + \Delta\xi_3 P_y \frac{\Sigma_{2,y}}{\Sigma_0} \quad (2.30)$$

Für diesen Ausdruck wurden die Faktoren  $\Sigma'_1/\Sigma_0$  und  $\Sigma_{2,y}/\Sigma_0$  durch Monte-Carlo-Studien ermittelt. Da diese Größen, die nicht notwendigerweise geräte- bzw. maschinenunabhängig sind, bestimmt wurden, als das Polarimeter konstruiert wurde, besteht die Möglichkeit, daß sie heute nicht mehr korrekt sind. Die Methode der Kalibration des Polarimeters über Anstiegsmessungen bietet daher eine unabhängige Möglichkeit, zu untersuchen, ob der tatsächliche und der vom Polarimeter ermittelte Wert der Polarisation übereinstimmen.

Die übriggebliebenen Faktoren  $\Delta\xi_1$  und  $\Delta\xi_3 P_y$  und damit die transversale Elektronenpolarisation werden schließlich durch einen numerischen Fit der Asymmetriergleichung 2.30 an die gemessene Asymmetrieverteilung bestimmt.

### 2.1.2.3 Differenz der Schwerpunkte

Die Bestimmung der Polarisation aus der Differenz der Mittelwerte der Verteilungen der Photonen geschieht in folgenden Schritten:

Die Histogramme des Kalorimeters, in denen die Verteilung der gestreuten Photonen gespeichert ist, werden durch Subtraktion der Werte für ausgeschalteten Laser von Untergrundmessungen bereinigt. Für diese Histogramme wird der Schwerpunkt der vertikalen Verteilung der Photonen bestimmt zu  $\langle \eta \rangle_L$  für linkszirkulares und  $\langle \eta \rangle_R$  für rechtszirkulares Licht.

Die Differenz dieser Mittelwerte ist mit dem Polarisationsgrad der Elektronen über

$$\frac{\langle \eta \rangle_L - \langle \eta \rangle_R}{2} = \Delta \xi_3 P_y \Pi(E_\gamma) \quad (2.31)$$

korreliert.  $\Pi(E_\gamma)$ , die sogen. „Analysierstärke“, ist maximal für  $E_\gamma \approx 10$  GeV (vgl. Kap. 2.1.1.3) und wird in allgemeiner Form durch Monte-Carlo-Berechnungen ermittelt [Lom93].

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, die notwendigen Berechnungen viel schneller ausführen zu können, da kein aufwendiger numerischer Fit vorgenommen wird. Damit ist sie für eine Online-Berechnung der Polarisation aus den genommenen Daten im Minutentakt wesentlich besser geeignet.

## 2.2 Aufbau des Polarimeters

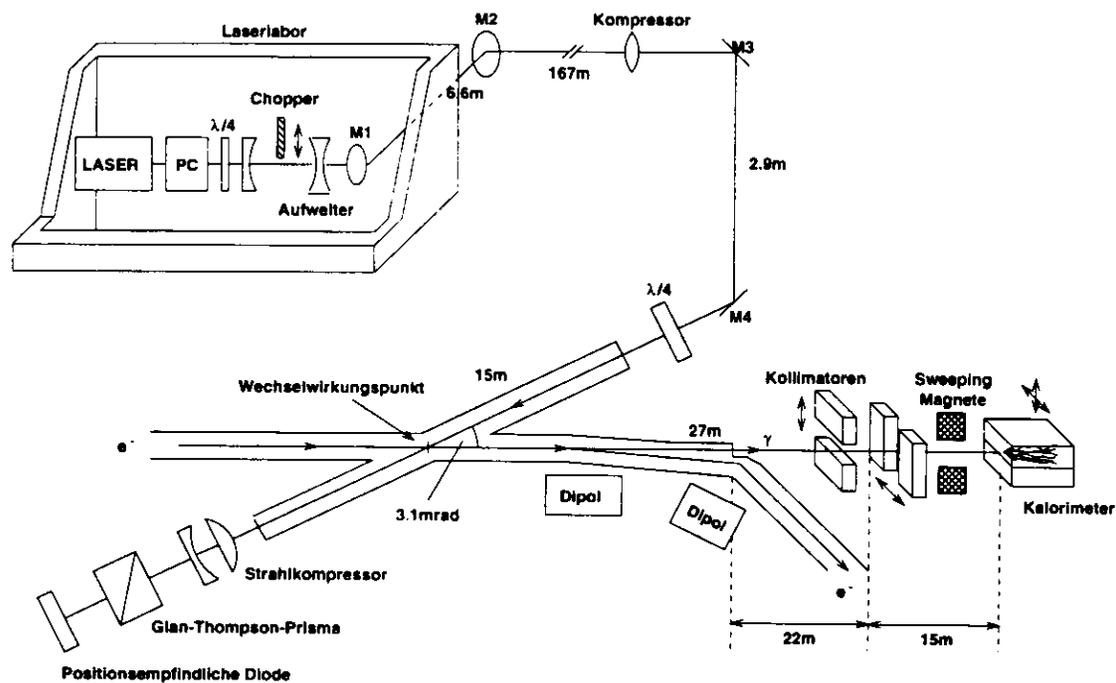


Abb. 2.7: Schematische Skizze des Polarimeters

### 2.2.1 Die optischen Komponenten

**Laser** Bei dem beim HERA-Polarimeter verwendeten Laser handelt es sich um einen Innova 200-Laser der Firma Coherent, der bei einer Wellenlänge von 514 nm betrieben wird. Dieser Laser arbeitet im Dauerstrichmodus und stellt eine Ausgangsleistung von bis zu 12 Watt zur Verfügung.

**Pockelszelle** Das Licht, das vom Laser emittiert wird, ist linear polarisiert. Mit der im Strahlengang folgenden Pockelszelle, die als Verzögerungsplättchen mit spannungsabhängiger Verzögerungswirkung arbeitet, wird dieses lineare Licht in rechts- bzw. linkszirkulares Licht überführt.

Die dafür notwendigen Hochspannungen werden experimentell ermittelt und können bei sich ergebenden Änderungen angepaßt werden. Die Pockelszelle wird mit einer Frequenz von 90 Hz zwischen diesen beiden Zuständen hin- und hergeschaltet

**Zwei  $\lambda/4$ -Plättchen** Um Verluste der Laserpolarisation möglichst gering zu halten, sollte über das Spiegelsystem nur lineares Licht transportiert werden, da Reflektionen an der dielektrischen Beschichtung der Spiegel bei zirkular polarisiertem Licht Phasenverschiebungen zur Folge haben, durch die der Polarisationsgrad des Lichtes in empfindlichem Maße beeinträchtigt wird. Aus diesem Grund wird ein Paar von  $\lambda/4$ -Plättchen in den Strahlengang eingefügt, mittels derer das zirkulare Licht von der Pockelszelle in lineares Licht umgewandelt und nach dem Transport durch das optische System kurz vor dem Wechselwirkungspunkt wieder in zirkulares Licht gewandelt wird.

In der Strahlzeit 1994 wurde probeweise auf dieses Paar von  $\lambda/4$ -Plättchen verzichtet und der Versuch unternommen, zirkular polarisiertes Licht durch das optische System zu transportieren.

Die im Zusammenhang mit diesem spezifischen Aufbau wie auch mit der Art der verwendeten Spiegel (s.u.) auftretenden Fehler werden am Ende dieses Kapitels detailliert betrachtet.

**Positionempfindliche Dioden** Hinter den Spiegeln M3, M4 und in der Analysatorbox befinden sich per Rechner programmierbare und auslesbare Meßvorrichtungen, basierend auf positionssensitiven Dioden, die es erlauben, die Strahlposition auf den jeweiligen Spiegeln zu messen, da diese teildurchlässig sind. Dies kann für computergestützte Steuerung und Optimierung der Strahlage genutzt werden.

**Analysator** Das Laserlicht, das den Wechselwirkungspunkt passiert hat, wird in einer das optische System abschließenden Box analysiert. In dieser ist ein über einen Schrittmotor drehbares Glan-Thompson-Prisma eingebaut, mit dem die Polarisation des Laserlichts gemessen werden kann. Hierbei wird bei definiertem *statischen* Zustand der Pockelszelle (rechts-/linkszirkular und aus) die Intensitätskurve bei Rotation des Prismas über die dahinter befindliche Diode aufgenommen. Zusätzlich befinden sich im optischen Aufbau noch ein Strahlkompressor mit einem Kompressionsfaktor von 1:3.3, um den Laserstrahl zu fokussieren, ferner ein Abschwächer mit einem Dämpfungsfaktor von 1:2000, der die positionssensitive Diode vor Überlastung bzw. Zerstörung schützt.

**Spiegelsystem** Auf der optischen Bank im Laserlabor wird der Strahl an M1 um ca.  $90^\circ$  in die HERA-Halle West gespiegelt und nach 6.6 m an M2 in die etwa 167 m lange Vakuumröhre in den Tunnel West/rechts. An deren Ende wird der Strahl an M3 nach unten ( $\approx 3$  m) zum Spiegel M4 reflektiert. Von dort führt der Strahlengang in die Elektronenröhre und zum Wechselwirkungspunkt etwa 15m weiter Richtung HERA-Halle West. Zwischen M4 und dem Eintrittsfenster in das Strahlrohr ist die oben erwähnte  $\lambda/4$ -Platte installiert.

Weitere 13 m nach dem WWP befindet sich die Analysatorbox, die weiter unten beschrieben wird.

**Strahlaufweiter** Zu Reduktion der Divergenz des Laserstrahls durchläuft dieser außerdem auf der optischen Bank ein Linsensystem als Strahlaufweiter mit einer Aufweitung von 1:10. Das dazu komplementäre Linsensystem, das den Strahl im Wechselwirkungspunkt wieder fokussiert, ist vor dem Spiegel M3 angebracht.

### 2.2.1.1 Änderungen und Erweiterungen

**Laser** Im Laufe der Strahlzeit 1995 wird der derzeit verwendete Laser durch ein in Steuerung und Wartung moderneres Nachfolgemodell der gleichen Firma ersetzt.

Als längerfristige Änderung wird in der Winterpause 1995/96 eine Verlegung des Laser- und Elektroniklabors an eine andere Stelle in der HERA-Halle West durchgeführt werden, da zu diesem Zeitpunkt das Experiment HERA-B in der Halle West aufgebaut wird und es Überschneidungen mit dem derzeitigen Verlauf des Laserstrahlrohres und dem geplanten Aufbau des Spektrometernetzes dieses Experiments gibt.

**Analysator** In der bis zur Strahlzeit 1994 benutzten Konfiguration haben sich folgende Nachteile bemerkbar gemacht: Aufgrund des Einbaus direkt hinter dem Austrittsfenster des Elektronenstrahlrohres und des dort nur geringen Platzes direkt unterhalb des Strahlrohres konnte auch der Analysatoraufbau nur mit kompakten Komponenten durchgeführt werden. Infolgedessen wurde mit dem Strahlkompressor von 1:3.3 und dem Glan-Thompson-Prisma von  $1 \cdot 1 \text{ cm}^2$  nur ein kleiner Teil des einfallenden Laserlichtes analysiert.

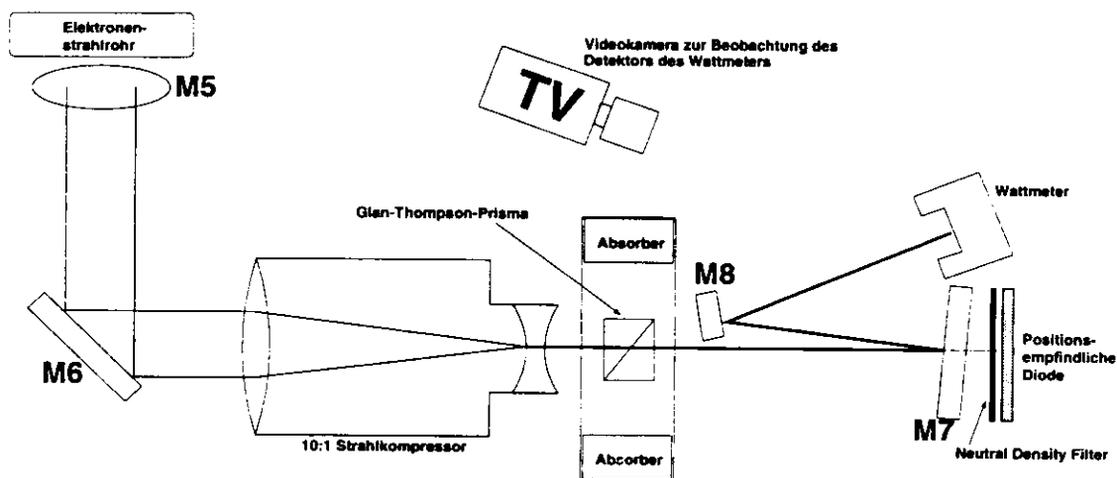


Abb. 2.8: Der überarbeitete Aufbau der Analysatorbox

In der neuen Konfiguration wird das aus dem Elektronenrohr austretende Laserlicht zunächst von einem weiteren Spiegel M5 senkrecht nach unten reflektiert und von M6 auf dem Boden der Analysatorbox in den modifizierten Aufbau der optischen Bank des Analysators, für den nun der gesamte Innenraum der Box zur Verfügung steht, gespiegelt. Bei diesen beiden Spiegeln handelt es sich um ein kompensierend installiertes Spiegelpaar, bei dem die Phasenverschiebung, die der elektrische Feldvektor bei Reflektion an einem Spiegel erfährt, durch eine entsprechend große, entgegengesetzte Phasenverschiebung beim anderen Spiegel aufgehoben und so ein Verlust der Polarisation vermieden wird.

Dort befindet sich dann ein Strahlkompressor mit einem Kompressionsverhältnis von 1:10, der möglichst den gesamten Laserstrahlquerschnitt auf ein neues Glan-Thompson-Prisma (GTP) von  $2 \cdot 2 \text{ cm}^2$  fokussiert und so eine höhere Lichtausbeute als das bisherige System gewährleistet.

Nach dem GTP wird der Strahl über zwei weitere Spiegel M7 und M8 zum einen auf den Detektor eines Leistungsmeßgerätes gelenkt, zum anderen befindet sich hinter dem Spiegel M7

eine positionsempfindliche Diode, die ebenfalls für Intensitätsmessungen herangezogen werden kann. M7 ist hierbei ein Spiegel mit einem geringen Transmissionskoeffizienten, der zusammen mit dem Neutral Density Filter den Abschwächer mit einem Dämpfungsfaktor von 1:2000 zum Schutz der Diode bildet. In Erweiterung ihrer Funktion wird diese Diode nicht nur im kontinuierlichen Auslesemodus genutzt, sondern es wird darüberhinaus eine extern getriggerte Auslese implementiert, die es erlaubt, gezielt vom Schaltzustand der Pockelszelle abhängige Intensitätsmessungen vorzunehmen. Auf diese Weise ist es möglich, die Polarisation des Laserlichtes zu messen, während die Helizität alternierend geschaltet wird.

Schließlich wird der Detektor des Leistungsmeßgerätes über eine Videokamera aufgenommen und das Profil und die Lage des dort ankommenden Laserstrahls kann beobachtet werden.

Diese Änderungen sind in der Winterpause 1994/95 ausgeführt worden.

**Spiegelsystem** Bei den Spiegeln, die bis zur Strahlzeit 1994 verwendet wurden, handelt es sich um Breitband („Multilayer“-) Spiegel. Diese wurden eingesetzt, um den Betrieb bei verschiedenen Linien des Lasers zu ermöglichen, da diese Spiegel eine sehr hohe Reflektivität über einen weiten Bereich des optischen Spektrums bieten.

Allerdings werden durch vielfache Reflektion an den einzelnen Grenzen zwischen den Schichten Interferenzen und damit verbundene Phasenverschiebungen zwischen den Komponenten des elektrischen Feldvektors hervorgerufen, die stark reflektionswinkelabhängig sind und destruktiven Einfluß auf die Polarisationsseigenschaften des Lichtes ausüben. Es stellt sich heraus, daß eine Abhängigkeit der Polarisationsseigenschaften von der Ebene der Reflektion auftritt: bei *S*-Licht (der elektrische Feldvektor  $\vec{E}$  ist senkrecht zur durch den ein- und ausfallenden Strahl definierten Ebene orientiert) ergibt sich ein anderer Einfluß des Reflexionswinkels auf die Lichtpolarisation als bei *P*-Licht ( $\vec{E}$  ist parallel zu dieser Ebene).

Aus diesem Grund werden im gesamten Spiegelsystem die vorhandenen breitbandigen Multilayer-Spiegel durch neue, einfach beschichtete („Single-Stack“-) Spiegel ersetzt, die eine hohe Reflektivität ausschließlich für die verwendete Laserwellenlänge von 514 nm aufweisen und auf diese Weise die durch die Vielfachreflektion zwischen den Ebenen der Beschichtung begründeten Effekte minimieren.

Dieser Umbau hat in der Winterpause 1994/95 stattgefunden. Dabei konnte eine deutliche Verbesserung der Qualität des übertragenen Lichtes festgestellt werden. Ausführlichere vergleichende Messungen zwischen dem alten und dem neuen Spiegelsystem sind in Abschnitt 2.3.2 wiedergegeben.

**Abbild des Wechselwirkungspunktes** Um eine Kontrolle der Eigenschaften des Laserstrahls am Ort des Wechselwirkungspunktes zu ermöglichen, wird ein Abbild des dortigen „Lichtpunktes“ (d.h. nach 193 m) auf folgende Weise erzeugt:

In den Strahlengang wird in das senkrecht von M3 zu M4 hinabführende Laserstrahlrohr ein Beamsplitter installiert, der etwa 99% des Laserlichtes passieren läßt und einen kleinen Teil der Intensität in einem Winkel von 90° seitlich in ein weiteres Laserstrahlrohr reflektiert, das über eine Länge von 17.5 m verfügt und infolgedessen der Laserstrahl am Ende dieses Rohres die gleiche Entfernung zurückgelegt hat wie bis zum WWP.

Am Ende dieses Rohres wird eine weitere Analysatorbox installiert, in der mittels einer kompakten Videokamera auf einem Schirm das Strahlprofil betrachtet werden kann.

Es ist geplant, diese Erweiterung in der Winterpause 1995/96 zu installieren. In einer weiteren Ausbaustufe wird diese Analysatorbox um ein Zweikanal-Leistungsmeßgerät erweitert, mit dem auch an dieser Stelle die Lichtpolarisation gemessen werden kann, außerdem um eine po-

sitionempfindliche Mikrostreifen-Diode, die die elektronische Erfassung des Laserstrahlprofils erlaubt.

### 2.2.2 Das Kalorimeter

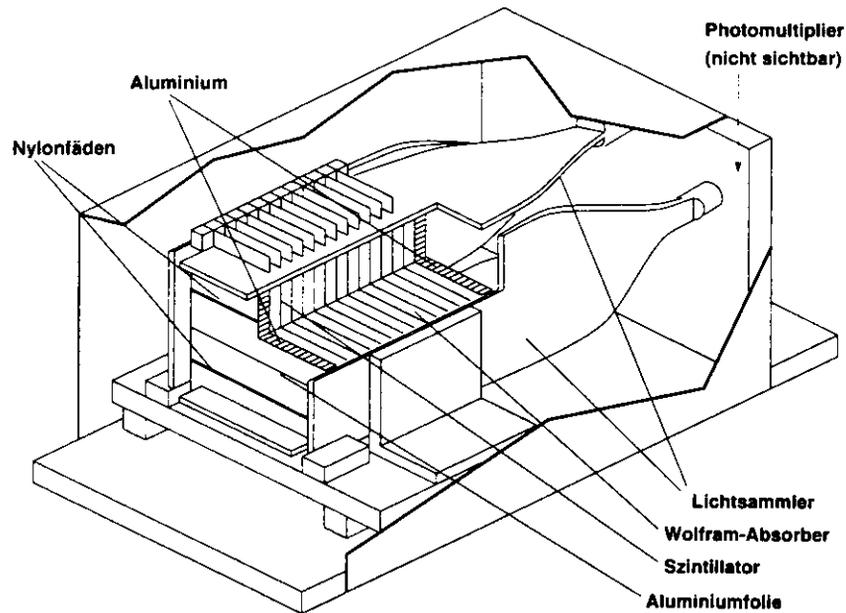


Abb. 2.9: Das Kalorimeter

Bei dem beim Polarimeter verwendeten Kalorimeter handelt es sich um ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter. In diesem Kalorimeter sind 12 Lagen von je einer Wolfram- und einer Szintillatorplatte aneinandergereiht. Das generierte Licht wird mit vier Lichtsammlern zu den Photomultipliern geleitet. In diesem Kalorimeter werden Photonen mit einer Energie von bis zu 14 GeV (vgl. Kap. 2.1.1.3) nachgewiesen.

In der horizontalen Mittelebene des Kalorimeters befindet sich eine Aluminiumfolie von  $10\ \mu\text{m}$  Dicke, durch die das Kalorimeter in zwei optisch voneinander isolierte Hälften getrennt wird. Durch diesen Aufbau wird die vertikale Ortsmessung durch den Vergleich der in der oberen bzw. unteren Kalorimeterhälfte deponierten Energien mit der insgesamt deponierten Energie, die aus dem Signal des linken und des rechten Photomultipliers ermittelt wird, möglich. Das Prinzip der Ortsbestimmung über die Energiemessung wurde in Kap. 2.1.2.1 beschrieben.

Auf den detaillierten Aufbau und die genaue Funktionsweise des Kalorimeters soll nicht weiter eingegangen werden, da dies bereits Gegenstand mehrerer Arbeiten war ([Göt90, Gre91, Kai92]).

### 2.2.3 Aufbau der Elektronik

Die Elektronik des Polarimeters läßt sich in mehrere Teilbereiche gliedern:

- Ausleseelektronik und -logik

- Computeranalyse
- Slow-Control

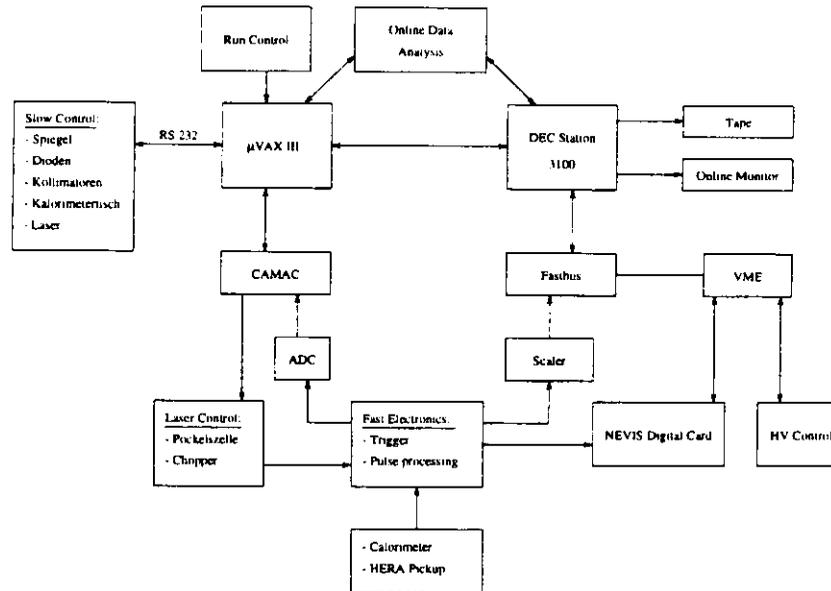


Abb. 2.10: Schematischer Aufbau der Elektronik

### 2.2.3.1 Ausleseelektronik und -logik

Um einen statistischen Fehler der Polarisationsmessung von unter 1% zu erhalten, müssen etwa  $10^6$  von den Photomultipliern des Kalorimeters nachgewiesene Ereignisse gesammelt werden [Bar92]. Bei einer Vorgabe von einer Polarisationsmessung pro Minute ergibt sich daraus eine Datenrate in der Größenordnung von einigen  $10^4$  Hz, die die Ausleseelektronik bewältigen muß.

Für diesen Zweck wird eine VME-Karte, die sogenannte NEVIS (nach dem Herstellerlabor)-Karte verwendet. Mit dieser Karte können solche Datenraten in vier Kanälen gesammelt und zur Weiterverarbeitung in Form von Histogrammen zur Verfügung gestellt werden. Auf dieser Karte sind die wesentlichen Komponenten: vier 12-Bit-AD-Wandler und ein digitaler Signalprozessor Motorola DSP 56001. Neben den Meßprogrammen für die Polarisationsmessung stehen für die Karte und den DSP weitere Programme zur Verfügung, die zur Kalibration des Kalorimeters über dort installierte Leuchtdioden oder zur Messung der Pedestals der ADCs verwendet werden können.

Es können verschiedene Triggermodi und -zyklen ausgewählt werden, und eine Vetologik gewährleistet, daß eine Datennahme nur in definierten Betriebszuständen des Polarimeters erfolgt [Büs92].

### 2.2.3.2 Computeranalyse und Slow-Control

Die Ausleseelektronik ist über ein Bussystem (VME, Fastbus und SCSI) an die Computer des Polarimeters angeschlossen. Hierbei handelt es sich um eine DECstation 5000/260 und eine  $\mu$ VAX III.

Die Ansteuerung der NEVIS-Karte und die Auslese der Histogramme wird über die DECstation gesteuert, die außerdem die Abspeicherung der gesammelten Daten kontrolliert. Von der VAX wird ebenfalls über AD-Wandler und CAMAC-Module die Elektronik ausgelesen und einer Analyse unterworfen.

In Abb. 2.10 ist dargestellt, wie die Steuerung der verschiedenen Komponenten des Polarimeters durch die  $\mu$ VAX und die DECstation erfolgt. Die Funktionsweise der entsprechenden Steuersoftware, des Programmes POLAR, wird ausführlich in Kap. 7.1.2 dargestellt.

### 2.2.3.3 Geplante Erweiterungen

**Schaltung der Pockelszelle und Triggerung der PSD** Es ist geplant, die Auslese der positionsempfindlichen Diode in der Analysatorbox durch einen externen Triggerimpuls zu steuern. Dieser Triggerimpuls wird dabei in einer Weise an die Umschaltung der Pockelszellenspannung angekoppelt, daß es möglich ist, die Diode auszulesen, während die Pockelszelle kontinuierlich geschaltet wird und mit dem Triggerimpuls eine Intensitätsmessung selektiv nur bei einem der beiden Zustände der Pockelszelle durchzuführen. Natürlich kann jeder der beiden Zustände der Pockelszelle auf diese Weise selektiert werden.

Der Vorteil dieser Methode ist, die Lichtpolarisationsmessung dynamisch *während* einer Strahlpolarisationsmessung durchführen zu können, da für letztere das Schalten der Pockelszelle unerlässlich ist, um die Asymmetrieverteilung zu erhalten. Bislang wurde die Lichtpolarisation statisch gemessen, indem an die Pockelszelle entweder die positive oder die negative Hochspannung angelegt und die Lichtpolarisation für diesen statischen Zustand ermittelt wurde. Infolgedessen konnte während einer solchen Messung die Strahlpolarisation nicht gemessen werden. Darüberhinaus kann sich die Pockelszelle im statischen Zustand leicht unterschiedliche Eigenschaften gegenüber dem Betrieb mit Wechselspannung aufweisen.

## 2.3 Beobachtungen nach ausgeführten Änderungen

### 2.3.1 Verlust von Laserleistung auf dem optischen Weg

Durch die Installation eines unabhängig geeichten Leistungsmeßgerätes in der Analysatorbox ist eine direkte Kontrolle des Zusammenhangs zwischen der vom Laser emittierten Leistung und der beim Analysator noch eintreffenden Lichtleistung möglich. Es stellt sich heraus, daß die Transmission leistungsabhängig ist und für steigende Laserleistung abflacht. Eine entsprechende Messung ist in Tabelle 2.1 bzw. Abb. 2.11 wiedergegeben. Hierbei wurde je eine Messung von horizontal sowie vertikal polarisiertem Licht durchgeführt.

Für diesen Verlust sind folgende Gründe denkbar: Bereits beim vorbereitenden „Fädeln“ des Laserstrahls durch das optische System vor Beginn des Strahlzeit konnte beobachtet werden, daß insbesondere das ca. 180 m lange Vakuumrohr zwischen den Spiegeln M2 und M3 nicht vollkommen geradlinig ausgerichtet ist und daher nicht die volle lichte Weite von ca. 10 cm Radius zur Verfügung steht. Entsprechend wurde bei den Vorbereitungen zum Einbau des Beamsplitters in das vertikale Laserstrahl gefunden, daß der Strahl auch hier nicht zentriert durch das Rohr ( $r=5$  cm) verläuft, sondern etwa 3 cm entfernt von der Rohrachse. Das Strahlrohr, durch das der

$P_{\text{Laser}}$	$P_{\text{an,vert}}$	$P_{\text{an,horiz}}$
$1 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.1$	$0.6 \pm 0.1$
2	1.2	1.2
3	1.7	1.6
4	2.1	2.1
5	2.6	2.4
6	2.9	2.7
7	3.2	3.0
8	3.4	3.1
9	3.5	3.2
10	3.6	3.2

Tabelle 2.1: Am Analysator gemessene Leistung in Abhängigkeit von der emittierten Laserleistung (in Watt)

Laserstrahl zum Wechselwirkungspunkt geführt wird, hat seinerseits nur einen Radius von etwa 2 cm.

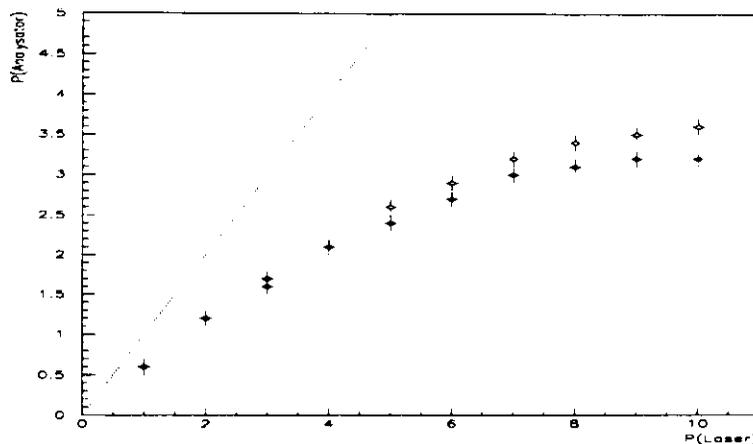


Abb. 2.11: Graphische Darstellung der Messung der zum Analysator transmittierten Laserleistung

Bei einer solch engen Strahlführung kann bei steigender Laserleistung die Emittanz des Laserstrahls zu Verlusten durch Beugungseffekte führen. Dies erklärt die leistungsabhängige Abnahme der Transmission. Darüberhinaus ist das Verhältnis zwischen emittierter und gemessener Leistung auch im linearen Bereich ungleich 1. Dieses Verhältnis kann mit Absorption durch die Eintritts- und Austrittsfenster der Vakuumröhren und durch eine teilweise Durchlässigkeit der Spiegel erklärt werden.

Beim Umbau des Laserlabors und der Änderung des Strahlführung in der Winterpause 1995/96 (s.o.) sollte daher auf eine hochpräzise Ausrichtung der Laserstrahlrohre geachtet werden.

## 2.3.2 Polarisationsseigenschaften bei Reflektion an Spiegeln

Bei der Vorstellung der Komponenten des optischen Systems wurde bereits darauf eingegangen, daß beim Spiegelsystem ein Wechsel von Multilayer-Spiegeln zu Single-Stack-Spiegeln vollzogen wurde, um bessere Reflektionseigenschaften für den Polarisationszustand des Lichtes zu gewährleisten. Dieses wurde mit der folgenden Untersuchung bestätigt, deren Gegenstand die Änderung der Lichtpolarisation in Abhängigkeit vom Reflektionswinkel ist [Log94b].

Die Meßergebnisse sind für je ein Exemplar der beiden Spiegeltypen in Tabelle 2.2 aufgelistet. Bei dieser Untersuchung wurde zirkular polarisiertes Licht zunächst unter  $90^\circ$  an den zu untersuchenden Spiegeln reflektiert, der Einfallswinkel dann leicht variiert und die Polarisation des reflektierten Lichtes gemessen.

Einfallswinkel ca.	Single Stack Mirror B1004-149-000		Multilayer Mirror B1004-138-000	
	$\xi_{\text{lin}}$	$\xi_{\text{circ}}$	$\xi_{\text{lin}}$	$\xi_{\text{circ}}$
$0 \pm 0.5$	$0.02 \pm 0.02$	$0.99 \pm 0.02$		
$90 \pm 0.5$	$0.29 \pm 0.02$	$0.95 \pm 0.02$	$0.96 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.02$
$89.0 \pm 0.5$	$0.28 \pm 0.02$	$0.96 \pm 0.02$	$0.84 \pm 0.02$	$0.54 \pm 0.02$
$87.9 \pm 0.5$	$0.25 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.02$	$0.67 \pm 0.02$	$0.75 \pm 0.02$
$86.9 \pm 0.5$	$0.23 \pm 0.02$	$0.97 \pm 0.02$	$0.33 \pm 0.02$	$0.94 \pm 0.02$
$91.1 \pm 0.5$	$0.32 \pm 0.02$	$0.95 \pm 0.02$	$0.98 \pm 0.02$	$0.18 \pm 0.02$
$92.1 \pm 0.5$	$0.34 \pm 0.02$	$0.94 \pm 0.02$	$0.95 \pm 0.02$	$0.32 \pm 0.02$
$93.1 \pm 0.5$	$0.37 \pm 0.02$	$0.93 \pm 0.02$		

Tabelle 2.2: Beeinflussung der Lichtpolarisation bei Reflektion an Multilayer- und Single-Stack-Spiegeln

Für den Multilayer-Spiegel (vgl. Abb. 2.12) zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit des Polarisationsgrades des reflektierten Lichtes vom Reflektionswinkel. Dieser Spiegel bietet eine optimale Erhaltung der zirkularen Polarisation nur bei einem Reflektionswinkel von (extrapoliert) ca.  $86^\circ$ . Schon bei einem Winkel von ca.  $91^\circ$  geht dieser Polarisationsgrad auf ein Minimum von unter 0.2, was eine lineare Polarisation von über 0.97 bedeutet. In dieser starken Abhängigkeit liegt eine systematische Fehlerquelle des Polarimeters, die durch besser geeignete Spiegel reduziert werden kann.

Der Single-Stack-Spiegel (vgl. Abb. 2.13) hingegen zeigt ein weit unempfindlicheres Verhalten. Über den gemessenen Winkelbereich bleibt die zirkulare Komponente größer als 0.92 und der Zusammenhang zwischen Reflektionswinkel und Zirkularpolarisation ist in diesem Bereich nahezu linear.

Der Austausch der Spiegel stellt also eine deutliche Verbesserung des optischen Systems dar, da der Polarisationsgrad wesentlich unempfindlicher gegen eine Steuerung des Strahls und damit die (wenn auch kleine) Änderung von Reflektionswinkeln ist.

## 2.3.3 Strahlenschäden an optischen Elementen

### 2.3.3.1 $\lambda/4$ -Plättchen

Beim Ausbau und der Überprüfung der in der Strahlzeit 1993 verwendeten Komponenten stellte sich heraus, daß das  $\lambda/4$ -Plättchen zwischen dem Spiegel M4 und dem Fenster zum Elektronenstrahlrohr, das starker Synchrotronstrahlung ausgesetzt ist, eine deutliche Trübung aufwies. Eine Überprüfung der optischen Eigenschaften ergab allerdings keine Beeinträchtigung der Funktio-

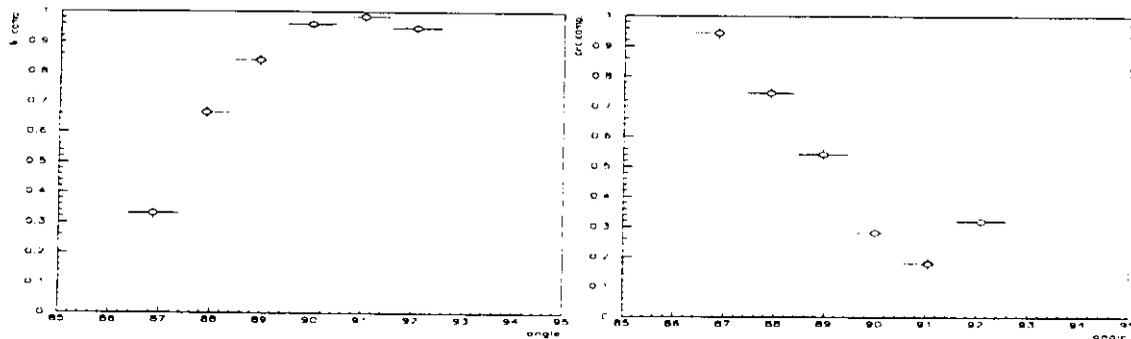


Abb. 2.12: Abhängigkeit des Polarisationsgrades reflektierten Lichtes bei Reflektion an einem Multilayer-Spiegel (links: lineare Komponente, rechts: zirkulare Komponente)

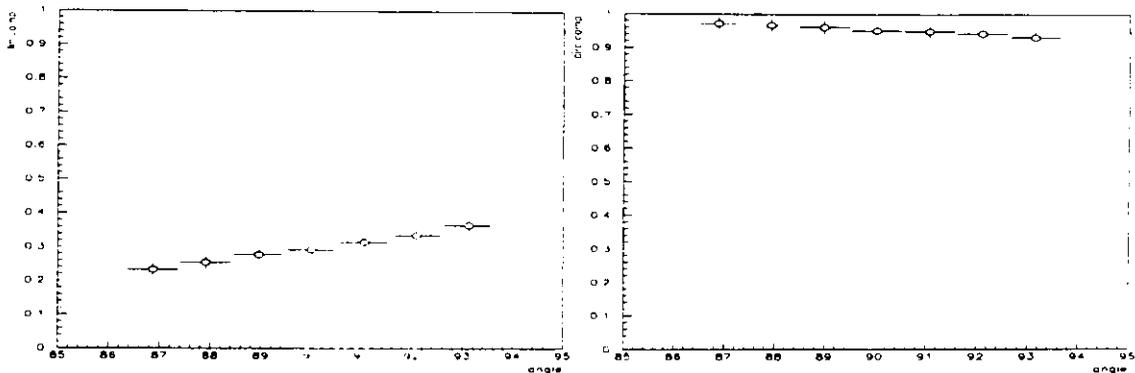


Abb. 2.13: Abhängigkeit des Polarisationsgrades reflektierten Lichtes bei Reflektion an einem Single-Stack-Spiegel (links: lineare Komponente, rechts: zirkulare Komponente)

nalität als  $\lambda/4$ -Plättchen. lediglich eine in der Trübung begründete Abschwächung der Lichtintensität um etwa 10% wurde beobachtet.

Da sich darüberhinaus herausstellte (s.o.), daß mit den Single-Stack-Spiegeln ein nahezu optimaler Transport zirkularen Lichts ermöglicht wird und demzufolge das Paar  $\lambda/4$ -Plättchen überflüssig für das optische System und nicht wieder eingebaut wurde, erübrigte sich eine weitere Überprüfung.

### 2.3.3.2 Spiegel

Aus dem gleichen Grund wurde der Spiegel M4, der sich direkt über dem Elektronenstrahlrohr befindet, auf Trübung und Beeinträchtigung der Reflektivität geprüft. Hier war jedoch keine meßbare Änderung festzustellen. Weitergehende Untersuchungen wurden ebenfalls aufgrund des bevorstehenden Austausches des Spiegelsystems nicht vorgenommen.

## 2.4 Konzept eines longitudinalen Polarimeters

### 2.4.1 Grundsätzliche Funktionsweise

Für die direkte Messung longitudinal polarisierter Elektronen im Bereich der Halle Ost ist ein Konzept eines entsprechenden Polarimeters vorgeschlagen worden [HER95].

Im Unterschied zum transversalen Polarimeter und der dort gemessenen Ortsasymmetrie wird hier eine Energieasymmetrie der gestreuten Laserphotonen zur Bestimmung der Elektronenpolarisation herangezogen. Die Energiespektren für Streuung von Photonen mit der Helizität  $\pm 1$  an longitudinal polarisierten Elektronen mit  $P_z = 1$  ist in Abb. 2.14a wiedergegeben.

Die Integrale von  $\Sigma_1$  und  $\Sigma_{2,y}$  sind für diesen Fall Null und die allgemeine Form der Asymmetrie der Energiespektren kann geschrieben werden als

$$A(E_\gamma) = \Delta \xi_3 P_z \Sigma_{2,z} . \quad (2.32)$$

Sie ist in Bild 2.14b wiedergegeben.

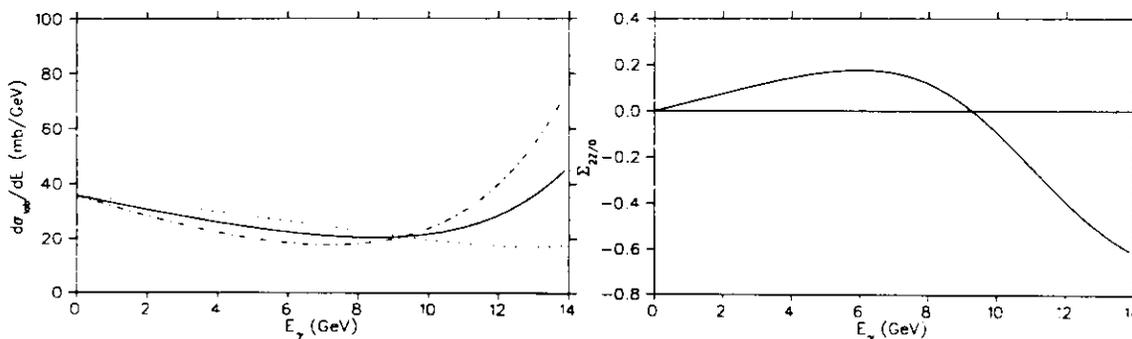


Abb. 2.14: A: von der Energie abhängige Wirkungsquerschnitt-Asymmetrie der gestreuten Photonen im Laborsystem. Die durchgezogene Linie zeigt das Spektrum für die Streuung an unpolarisierten Photonen, die anderen Linien die Spektren für die Streuung an longitudinal polarisierten Elektronen (gepunktet für  $\xi_3 P_z = +1$  und gestrichelt für  $\xi_3 P_z = -1$ ); B: Energie-Asymmetrie in Abhängigkeit von der Photonenenergie.

Statt der Einzelphotonenmessung wie beim transversalen Polarimeter wird die Multiphotonenmethode mit einem gepulsten YAG-Laser angewendet, bei der die Energie, die jeweils von  $10^3$  bis  $10^4$  Photonen im Kalorimeter deponiert wird, gemessen wird. Die Asymmetrie wird dann gewichtet mit der Energie:

$$A(\Sigma E_\gamma) = \Delta P_z \Sigma_{z,lr} \quad (2.33)$$

mit

$$\Sigma_{z,lr} = \frac{\Sigma_l - \Sigma_r}{\Sigma_l + \Sigma_r} \quad (2.34)$$

$$\Sigma_i = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left( \frac{d\sigma}{dE} \right)_i E dE, \quad i = l, r .$$

## 2. Das Polarimeter

Die gewichteten Spektren sind in Abb. 2.15a aufgezeichnet für eine longitudinale Polarisation  $P_z = 1$  und eine Photonenpolarisation von  $\xi_3 = \pm 1$ .

Die durchschnittliche Energie, die von einem Photon im Kalorimeter deponiert wird, beträgt ca. 6.8 GeV. Bei 1000 gestreuten Photonen resultiert dies in 6820 GeV für einen unpolarisierten Elektronenstrahl. Für zwei verschiedene Helizitäten werden im Energiespektrum zwei Peaks beobachtet (vgl. Abb. 2.15b). Die Lage dieser Peaks hängt ab von der Luminosität und von der Laser- und Elektronenpolarisation. Die Asymmetrie wird von den Schwerpunkten der Peaks hergeleitet.

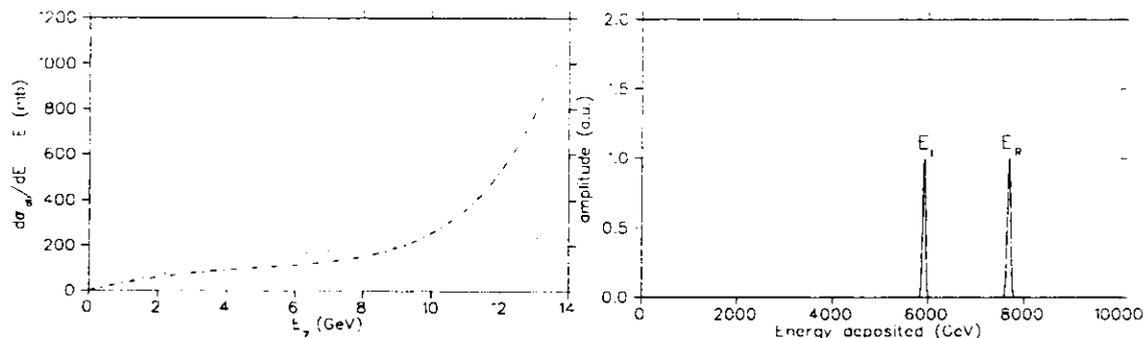


Abb. 2.15: A: Mit der Energie gewichtete Spektren für die Streuung an longitudinal polarisierten Elektronen (gepunktet für  $\xi_3 P_z = +1$  und gestrichelt für  $\xi_3 P_z = -1$ ); B: Integrierte Energiespektren für 1000 gestreute Photonen für  $\xi_3 P_z = +0.70$  (linker Peak) und  $\xi_3 P_z = -0.70$  (rechter Peak). Der Abstand beträgt 1770 GeV.

### 2.4.2 Fehler des longitudinalen Polarimeters

#### 2.4.2.1 Statistischer Fehler

Für den statistischen Fehler einer Polarisationsmessung ergibt sich [HER95]

$$\delta P_z = \frac{1}{\Delta \xi_3 \langle \Sigma_{z,lr} \rangle} \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (2.35)$$

und mit der Voraussetzung  $\langle \Sigma_{z,lr} \rangle = 0.1$  benötigt man für ein  $\delta P_z$  von 0.01 eine Anzahl von  $10^6$  detektierten Photonen. Ausgehend von dieser Zahl, einer Wiederholrate der Laserpulse von 100 Hz und 5000 gestreuten Photonen pro Messung, läßt sich eine Meßrate für die longitudinale Polarisation von ca. 2 Hz erreichen. Dies ist etwa um eine Größenordnung besser als mit dem transversalen Polarimeter.

#### 2.4.2.2 Systematische Fehlerquellen

Nachfolgend seien noch einige systematische Fehlerquellen aufgeführt und die Genauigkeiten, die erreicht werden können.

Fehlerquelle	Beitrag
Laserpolarisation	1%
Stabilität der Strahlage innerhalb des Lasers	0.5%
Intensitätsschwankungen des Lasers	0.1%
Optisches System und Positionierung des Lasers	0.1%
Stabilität der Elektronenbahn	0.5%
Linearität und Stabilität der Photomultiplier	1%
Elektronenstrahlstrom	0.1%
Stabilität der Elektronenmaschine	< 0.02%
<b>insgesamt ca.</b>	<b>2.5%</b>

## 3. Optimierung der Polarisierung und Durchführung der Messungen

### 3.1 Synchrotron- und Betatron-tunes

Durch die Resonanzbedingung Gl. 1.9 wird deutlich, daß bei bestimmten Synchrotron- bzw. Betatronfrequenzen eine Depolarisation des Strahls eintritt. Um dies zu vermeiden, können einerseits durch Berechnungen ausgehend von bekanntem Spintune, Synchrotron- und Betatron-tunes eingestellt werden, bei denen keine Resonanz erwartet wird. Wie sich bei den Untersuchungen zur Energiekalibration von HERA herausgestellt hat (vgl. Kap. 4), ist der Spintune nicht a priori mit der notwendigen Genauigkeit bekannt. Feinjustierungen der Tunes müssen also eventuell empirisch vorgenommen werden.

Für die Betatron-tunes wurde ein kontinuierlicher Scan im eigentlichen Sinne nicht vorgenommen, sondern diese wurden aufgrund von Berechnungen eingestellt und wenige Male gezielt verändert, wenn sich durch die Optimierung der harmonischen Beulen keine Verbesserung der Polarisierung erreichen ließ. Die signifikanteste Änderung wurde am 3. Mai 95 durch R. Brinkmann durchgeführt, und zwar eine Änderung von 9.25 auf 6.3 kHz für die horizontale Betatronschwingung und von 14.9 auf 9.5 kHz für die vertikale Betatronschwingung. Infolge dieser Änderung stieg die Gleichgewichtspolarisation von ca. 25% auf über 50% und konnte durch harmonische Spin-Orbit-Korrekturen auf nahezu 70% verbessert werden.

Da im Anschluß an diese Verbesserung die hohe Polarisierung regelmäßig reproduziert werden konnte, wurde ein Scan der Synchrotronfrequenz nur sporadisch durchgeführt und erbrachte in der Regel keine signifikante weitere Verbesserung. Die Optimierung der Polarisierung wurde in der Hauptsache durch die Korrekturen mit harmonischen Beulen (s. u.) erreicht.

### 3.2 Energiescan

Da die Strahlenergie ebenfalls über den Spintune als Parameter in die Resonanzbedingung eingeht, gibt es eine Abhängigkeit der maximal erreichbaren Polarisierung von der Energie. Ein Scan der Energie kann daher ebenfalls zum Auffinden des optimalen Wertes für einen Betrieb mit hoher Polarisierung herangezogen werden.

In der Praxis ist dieser Scan nur unter bestimmten Bedingungen durchführbar, so zum Beispiel nur in speziell diesem Problem gewidmeter Strahlzeit, da im Luminositätsbetrieb für die HERA-Experimente eine konstante Strahlenergie unabdingbar ist. Ein solcher Scan ist darüberhinaus recht zeitaufwendig, da, insbesondere für bereits von vorneherein hohe Polarisierungen, die durch

einen Energiescan verbessert werden sollen, auf einen neuen sich einstellenden asymptotischen Wert länger gewartet werden muß.

Ein am 14. Nov. 1994 durchgeführter Energiescan soll hier wiedergegeben werden. Die Meßwerte (nur mit statistischem Fehler) sind in Tab. 3.1 wiedergegeben und die graphische Darstellung in Abb. 3.1

nomielle Energie (GeV)	max. $P$
27.545	$0.47 \pm 0.02$
27.555	$0.52 \pm 0.02$
27.565	$0.52 \pm 0.02$
27.575	$0.38 \pm 0.02$
27.585	$0.42 \pm 0.02$

Tabelle 3.1: Meßergebnisse des Energiescans vom 14.11.94

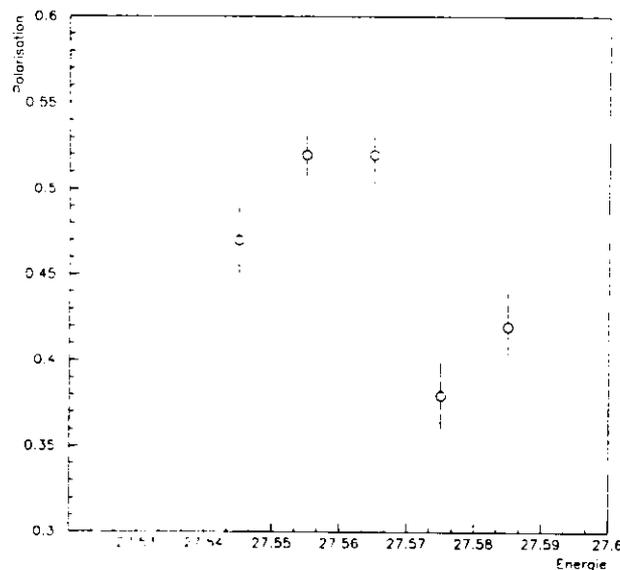


Abb. 3.1: Graphische Darstellung des Energiescans

Es zeigt sich, daß im Bereich von 27.56 GeV ein Maximum erreicht wird und für eine Energie von 27.575 GeV die Polarisation stärker abnimmt, als die danebenliegenden Werte erwarten lassen. An dieser Stelle befindet sich also eine für eine höhere Polarisation ungünstige Energie.

### 3.3 Harmonische Beulen

Die Theorie zur Optimierung der Polarisation über das Einbringen von „harmonischen Beulen“ („harmonic bumps“) in den Orbit der Elektronen geht von folgender Motivation aus: die Ablage der Richtung des Spinvektors (periodische Lösung  $\hat{n}_0$  der T-BMT-Gleichung für ein nichtstrah-

### 3. Optimierung der Polarisierung und Durchführung der Messungen

lendes Elektron) von der Ideallage parallel zum ablenkenden äußeren Magnetfeld und die Beeinflussung des Spinvektors durch transversal zum Spinvektor orientierte Quadrupolfelder führt zu Spindiffusion und damit zu Depolarisation.

Der Design-Orbit ist idealerweise dann erreicht, wenn die Magnete des Speicherringes in ihren Design-Positionen stehen und ihre Felder den Design-Feldern entsprechen. Der tatsächliche Orbit hingegen resultiert aus Fehljustierungen der Magnete und Korrekturspulen. Darüberhinaus existieren Abweichungen  $\Delta\vec{B}(s)$  vom Design-Magnetfeld.

Bei kleinen  $\Delta\vec{B}(s)$  kann die Ablage  $\delta\vec{n}_0$  entlang des Orbits geschrieben werden als

$$\delta\vec{n}_0 = \alpha\vec{m}_0 + \beta\vec{l}_0 \quad (3.1)$$

mit  $|\alpha| \ll 1$  und  $|\beta| \ll 1$ .  $\vec{m}_0$  und  $\vec{l}_0$  sind Lösungen der T-BMT-Gleichung entlang dem Design-Orbit, die mit  $\vec{n}_0$  ein rechtshändiges System bilden. Zunächst werden die Vektoren  $\vec{m}$  und  $\vec{l}$  definiert, die mit  $\vec{m}_0$  und  $\vec{l}_0$  zusammenhängen über

$$\begin{aligned} [\vec{m} + i\vec{l}](s) &= e^{-i\psi(s)}[\vec{m}_0 + i\vec{l}_0](s), \\ \psi(s+C) &= \psi(s) + 2\pi(s_\nu + k) \end{aligned} \quad (3.2)$$

mit  $C$  als dem Umfang des Speicherrings und  $k$  als ganzer Zahl. Bei HERA gilt für diese Parameter  $\psi(s) = 2\pi\tilde{s}_\nu s/C$  ( $\tilde{s}_\nu$  ist der fraktionelle Anteil des Spintunes  $s_\nu - [s_\nu]$ ) und  $\psi(s) = 0$  für den HERMES-Wechselwirkungspunkt in der HERA-Halle Ost.

Für  $\alpha$  und  $\beta$  ergibt sich dann der Ausdruck

$$(\alpha - i\beta)(s) = -i\frac{C}{2\pi} \sum_k \frac{f_k}{k - \tilde{s}_\nu} e^{i2\pi k s/C}. \quad (3.3)$$

Die  $f_k$  sind hier die Fourier-Koeffizienten der Spin-Orbit-Funktion

$$f(s) = [f_{\text{Re}} - i f_{\text{Im}}](s),$$

einer linearen Funktion des geschlossenen Orbits und der Abweichungen des Magnetfelds  $\Delta\vec{B}$ . Es werden nun Matrizen definiert, mit denen die Spin-Orbit-Funktion als Ausdruck der  $\vec{m}$ ,  $\vec{l}$ , der Felder und des Orbits geschrieben werden kann. Mit

$\mathcal{L}$	$2 \times 3$ Matrix mit den Komponenten von $\vec{m}$ und $\vec{l}$
$\mathcal{F}$	$3 \times 6$ Matrix mit den nominellen Feldern und Gradienten (energieabhängig)
$\vec{x}$	tatsächlicher 6-dimensionaler, geschlossener Orbit
$\Delta B_s, \Delta B_x, \Delta B_y$	longitudinale, horizontale und vertikale Komponente von $\Delta\vec{B}$
$e, E_0, a$	Elementarladung, Elektronenenergie und gyromagnetische Anomalie des Elektrons

lautet die Spin-Orbit-Funktion

$$\begin{pmatrix} f_{\text{Re}} \\ f_{\text{Im}} \end{pmatrix} = \mathcal{L} \left[ \mathcal{F} \vec{x} + \frac{e}{E_0} \begin{pmatrix} \Delta B_s(1+a) \\ \Delta B_x(1+a\gamma) \\ \Delta B_y(1+a\gamma) \end{pmatrix} \right]. \quad (3.4)$$

Wird als Hauptursache für depolarisierende Effekte die Ablage von  $\bar{n}_0$  aufgrund von Abweichungen vom vertikalen Orbit und der Quadrupolfelder, die infolge dieser Abweichung auf das Elektron wirken, betrachtet, vereinfacht sich die Spin-Orbit-Funktion zu

$$f(s) = -(1 - a\gamma) e^{i(\psi(s) - s_\nu \phi_B(s))} z''_{co} \quad (3.5)$$

Hierbei ist  $z''_{co}$  die zweite Ableitung des vertikalen Orbits und  $\phi_B$  der akkumulierte Ablenkwinkel entlang des Orbits.

Das Prinzip der harmonischen Spin-Orbit-Korrektur besteht darin, durch zusätzliche vertikale Orbitänderungen mit Korrekturmagneten die Standardabweichung der Ablage von  $\bar{n}_0$  durch Änderung der Fourierkoeffizienten  $f_k$  zu minimieren.

Es wird von der Annahme ausgegangen, daß die Ablage von  $\bar{n}_0$  dominiert wird von den Fourierkoeffizienten  $f_k$  mit  $k$  nahe  $\bar{s}_\nu$ , so daß eine Beeinflussung von nur wenigen Koeffizienten bereits einen entscheidenden Effekt bei der Minimierung der Ablage hervorruft. Aus Gl. 3.3 geht ebenfalls hervor, daß  $\delta\bar{n}_0$  insbesondere empfindlich ist auf die Koeffizienten für  $k = 0$  und  $k = 1$ . Durch Simulationen [Bög94] wurde gefunden, daß für eine Optimierung die Beeinflussung der Koeffizienten mit  $k \in \{-1, 0, 1, 2\}$  ausreicht. Für diese vier Koeffizienten ist je ein Real- und ein Imaginärteil zu berücksichtigen, so daß acht Parameter  $\{-1r, -1i, 0r, 0i, 1r, 1i, 2r, 2i\}$  errechnet werden. In den Orbit werden acht vertikale geschlossene Beulen eingebracht, die jeweils durch drei Korrekturmagnete, d. h. insgesamt 24 Magnete realisiert werden.

Diese Magnete für das Erregen der harmonischen Beulen befinden sich in den Bogenabschnitten von HERA, eine Skizze ist in Abb. 3.2 wiedergegeben.

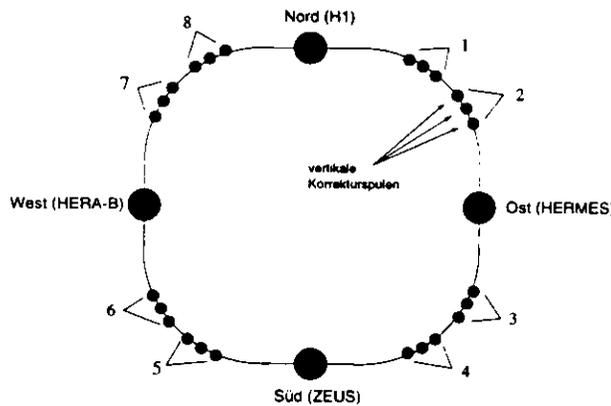


Abb. 3.2: Positionierung der Korrekturmagnete bei HERA für die Anbringung der vertikalen Beulen zur harmonischen Spin-Orbit-Korrektur

Von den je drei Magneten für eine vertikale Beule lenkt der erste den Strahl aus der Sollbahn ab und die anderen beiden führen den Strahl wieder in die Originallage zurück (geschlossene Beule).

Bei der Berechnung der Korrekturen werden die folgenden Überlegungen berücksichtigt:

- Der Ursprungorbit sollte so wenig wie möglich geändert werden, um durch eben diese vertikale Auslenkung nicht eine neue Ursache für Spindiffusion in die Maschine einzubringen.
- Die Komponenten der Beulen sind orthogonal, um eine Optimierung der Beulen unabhängig voneinander zu ermöglichen.

- Es wird auf eine möglichst geringe Änderung des Ursprungorbits geachtet („geschlossene Beule“), um die Bedingungen an den Wechselwirkungspunkten mit dem HERA-Protonenstrahl im Bereich Nord und Süd, im Bereich des Gastargets und der Kollimatoren im Bereich Ost und beim Wechselwirkungspunkt mit dem Polarimeter-Laserstrahl im Bereich West/links nicht zu beeinflussen.

### 3.3.1 Optimierungsablauf

Da die Meßgenauigkeit der Strahlpositionsmonitore von HERA nicht groß genug ist (siehe auch Abschnitt 3.4, um bei einer Messung des aktuellen Orbits die erforderlichen vertikalen Beulen direkt aus dem bestehenden Orbit zu berechnen, ist für die Optimierung ein iterativer, empirischer Prozeß notwendig. Hierbei wird ein Scan über die Größe einer bestimmten harmonischen Beule durchgeführt und der optimale Wert für eine hohe Polarisation gesucht. Im Einzelnen besteht der Optimierungsablauf aus den folgenden Schritten:

- Vom HERA-Steuercomputer wird eine Orbitmessung durchgeführt und die gemessenen Magnetströme und Strahlauslenkungen werden in einer Datei abgespeichert.
- Die Datei wird an den Polarimeter-Rechner übertragen und dort archiviert. (Dies ermöglicht im Fehlerfall die Rekonstruktion eines bestimmten Orbits, s.u.)
- An das Programm zur Berechnung der Beulen wird die gewünschte Änderung der Beulen übergeben, ebenso die Datei mit den Informationen über den gemessenen Orbit. Das Programm errechnet die notwendigen Änderungen in den Magnetströmen und erstellt eine Datei, die diese Änderungen dokumentiert.
- Die Datei mit den geänderten Magnetparametern wird zurück an den HERA-Steuercomputer transferiert.
- Von der HERA-Steuerung werden die in der Orbitdatei enthaltenen Änderungen an den Magnetströmen ausgeführt und somit die entsprechenden vertikalen Beulen gefahren.
- Die Orbitmessung und Übertragung an den Polarimeter-Rechner wird wiederholt.
- Von der Software wird die Differenz der zuletzt an die HERA-Steuerung übertragenen Orbitdatei und der soeben von dort empfangenen Orbitdatei gebildet.
- Falls sich eine Differenz ungleich Null zeigt, ist dies ein Anzeichen für ein fehlerhaftes Fahren der Beulen. Die Prozedur muß, ausgehend vom ursprünglichen Orbit, wiederholt werden.
- Falls sich kein Fehler zeigt, wird beobachtet, welche Auswirkungen das Ändern des Orbits hatte. Hier ergeben sich die Möglichkeiten
  - Die Polarisation sinkt. Das Durchfahren der Beule sollte in die andere Richtung bzw. in der bisherigen Richtung um höchstens einen Schritt fortgesetzt oder beendet werden.
  - Die Polarisation ändert sich nicht. In diesem Fall wird der Scan in die gleiche Richtung fortgesetzt, bis sich eine Änderung im Polarisationsverhalten zeigt und dann, je nach Art der Änderung, entsprechend verfahren.
  - Die Polarisation steigt. In diesem Fall wird abgewartet, bis ein asymptotischer Wert erreicht ist und der Scan in die gleiche Richtung fortgesetzt, bis eine Amplitude gefunden wird, ab der die Polarisation sinkt.

- Auf diese Weise werden alle harmonischen Beulen einzeln durchgeföhren und für jede ein optimaler Wert für die Amplitude gefunden. Eine graphische Darstellung des Durchfahrens von harmonischen Beulen ist in Abb. 3.4 und 3.4 wiedergegeben.

Da bei der Optimierung der harmonischen Beulen der Einfluß anderer vertikaler Beulen auf die Polarisation kompensiert wird, können sich diese empirisch gefundenen Amplituden für die harmonischen Beulen ändern und der Scan muß regelmäßig wiederholt werden.

Um diese Vorgehensweise zu vereinfachen, wurde im Rahmen dieser Arbeit basierend auf der Software Tc1/Tk (vgl. Kapitel 7 und Anhang A.2) eine graphische Benutzerschnittstelle programmiert, die die Bedienung des Programms zur Berechnung der Beulen wesentlich vereinfacht.

### 3.3.2 Beispiele für durchgeführte Optimierungen

Im Folgenden werden einige der in der Strahlzeit 1994 durchgeführten Scans der harmonischen Beulen vorgestellt, insbesondere die Optimierungen, nach denen beim erstmaligen Aktivieren der Spinrotatoren hohe Polarisation erreicht wurde.

#### 3.3.2.1 Allgemeine Optimierung der Koeffizienten für $k = 0$ und $k = 1$

Wie bereits aus dem iterativen Ablauf deutlich wird, ist die empirische Optimierung der harmonischen Beulen ein zeitintensiver Prozeß. Es war nur einmal möglich, während nur einer HERA-Elektronenfüllung alle vier Beulen für  $k = 0$  und  $k = 1$  zu optimieren (wobei auch hier der letzte Scan wegen Strahlverlustes nicht komplettiert werden konnte). Diese Messungen wurden am 3. Mai 1994 durchgeführt.

In Tabelle 3.2 sind die Ergebnisse dieser Scans der vier harmonischen Beulen mit der jeweils erreichten Polarisation (nur mit statistischem Fehler) aufgeführt.

$A(1r)$	$P$	$A(0i)$	$P$	$A(0r)$	$P$	$A(1i)$	$P$
-1	$0.160 \pm 0.015$	-3	$0.081 \pm 0.006$	-2	$0.057 \pm 0.016$	-1.5	$0.136 \pm 0.008$
-0.5	$0.192 \pm 0.014$	-1	$0.157 \pm 0.007$	-1	$0.111 \pm 0.008$	0	$0.151 \pm 0.008$
0	$0.180 \pm 0.014$	0	$0.171 \pm 0.006$	0	$0.171 \pm 0.006$		
1	$0.130 \pm 0.014$	1	$0.162 \pm 0.006$	1	$0.212 \pm 0.006$		
2	$0.081 \pm 0.006$	2	$0.102 \pm 0.007$	2	$0.188 \pm 0.006$		
		3	$0.042 \pm 0.005$	3	$0.120 \pm 0.007$		

Tabelle 3.2: Scan der harmonischen Beulen  $1r$ ,  $0i$ ,  $0r$  und  $1i$  (Amplituden in mm)

In Abb. 3.3 und 3.4 sind diese Scans graphisch wiedergegeben. Dort ist die erreichte Polarisation gegen die Amplitude der jeweiligen Beule aufgetragen. Damit wurden bei dieser Messung für die vier harmonischen Beulen die Amplituden  $A(1r) = -0.5$  mm,  $A(0i) = 0$  mm,  $A(0r) = +1$  mm und  $A(1i) = 0$  mm gefunden.

Im Anschluß an den oben dargestellten Scan wurde versucht, mittels Änderung der Strahlenergie, der Umlaufspannung und der Betatronfrequenzen die Polarisation zu erhöhen. Hierbei wurde die Energie um 40 MeV auf 27.535 GeV gesenkt und die Umlaufspannung um 10 MV auf 135 MV erhöht. Bereits nach diesen Maßnahmen erhöhte sich die Polarisation auf über 25%.

Die Änderung der Betatronfrequenzen auf von 9.25 auf 6.3 kHz für die horizontale Betatronschwingung und von 14.9 auf 9.5 kHz für die vertikale Betatronschwingung führte zu der entscheidenden Verbesserung des Polarisationsverhaltens. Es kann davon ausgegangen werden,

### 3. Optimierung der Polarisation und Durchführung der Messungen

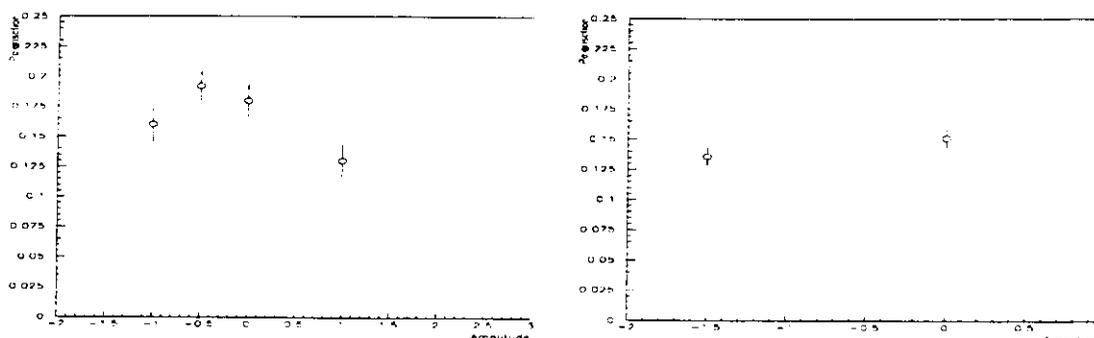


Abb. 3.3: Graphische Darstellung eines Scans der Harmonischen Beulen  $1r$  und  $1i$

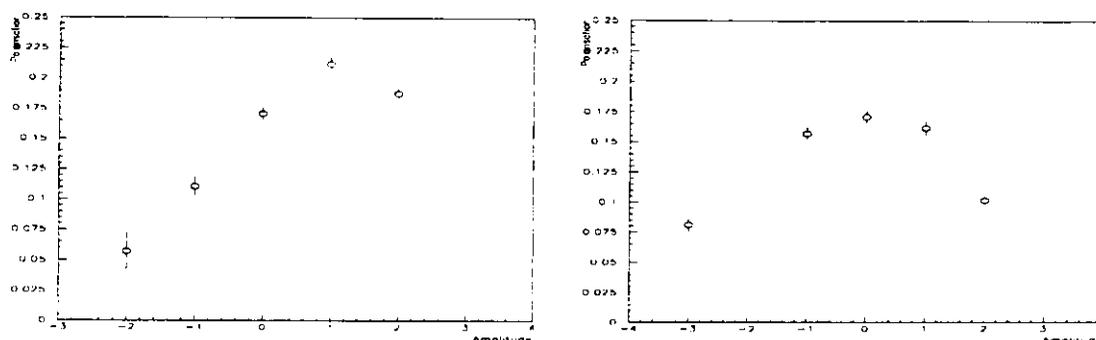


Abb. 3.4: Graphische Darstellung der Scans der Harmonischen Beulen  $0r$  und  $0i$

daß mit den vorher verwendeten Frequenzen eine der depolarisierenden Resonanzen nach Gl. 1.9 getroffen worden war. Nach dieser Änderung stellte sich eine bis auf ca. 50 % steigende Polarisation ein.

Zur weiteren Optimierung wurde wiederum ein Bump-Scan durchgeführt. Bei diesem wurden die Beulen  $1r$ ,  $0r$  und  $1i$  optimiert. Mit den Amplituden  $A(1r) = -1.5$  mm,  $A(0r) = 0$  mm und  $A(1i) = +1$  mm konnte eine Polarisation von nahezu 70% erreicht werden.

## 3.4 Beam-Based Alignment

Motivation des „beam-based alignment“ ist, daß die an den vertikal fokussierenden Quadrupolen des Elektronenringes angebrachten Strahlpositionsmonitore nicht mit hinreichender Genauigkeit justiert sind, daß eine exakte Messung der Strahlage erschwert wird (vgl. Abb. 3.5). Da die vertikale Ablage des Strahles von der Sollbahn und die vertikalen Betatronschwingungen die Hauptursache für die Depolarisation des Strahles durch Spindiffusion darstellen, ist eine möglichst genaue Messung der vertikalen Strahlage von grundlegender Bedeutung für die Optimierung der Polarisation.

Insbesondere bedeutet die Ausgabe eines Positionsmonitors, daß der Strahl entlang der Mittelachse des Monitors verläuft, nicht notwendigerweise, daß der Strahl auch entlang der Mittelachse

des entsprechenden Quadrupols verläuft. In der Abbildung beträgt dieser Abstand der Mittelachsen von Positionsmonitor und Quadrupol  $z_{\text{offset}}$ .

Infolgedessen ist die Messung eines Orbits durch den Positionsmonitor mit dem Ergebnis  $z_{\text{bpm}}$  bei diesem Quadrupol gegenüber der wirklichen Ablage von der Sollbahn,  $z_{\text{Q}}$ , um diesen Offset verschoben und für den Zusammenhang zwischen der gemessenen und der wirklichen Ablage gilt (vgl. Abb. 3.6)

$$z_{\text{Q}} = z_{\text{bpm}} + z_{\text{offset}} \quad (3.6)$$

Somit ergäbe sich für eine Orbitmessung, die zwar aussagt, daß der Strahl bei allen Positionsmonitoren durch den Nullpunkt geht, trotzdem eine Abweichung gegenüber der Sollbahn, da die Quadrupole gegenüber den dazugehörigen Monitoren um verschiedene Offsets versetzt sind. Durch die Messung dieses Offsets für jeden der Positionsmonitore kann der Nullpunkt der jeweiligen Monitore neu kalibriert werden. Neben der Methode, die Polarisation durch Variation der harmonischen Beulen zu optimieren, was nur empirisch möglich ist, weil die Präzision der Orbitmessung bislang nicht ausreichend war, erhält man mit der Kalibration der Strahlpositionsmontore eine Möglichkeit, die Korrekturbeulen auch direkt berechnen zu können.

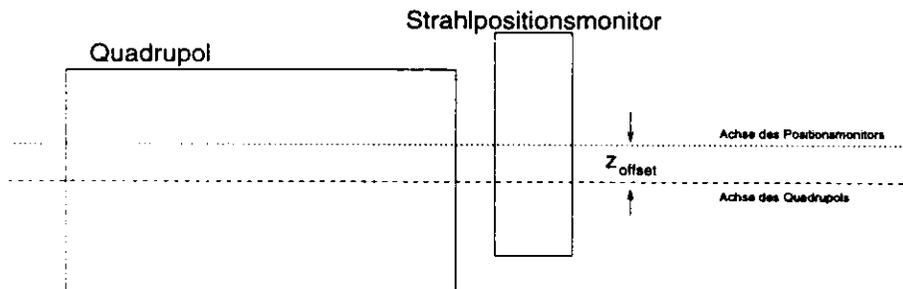


Abb. 3.5: Abweichung der Lage der Mittelachse eines Strahlpositionsmontors vom dazugehörigen Quadrupol

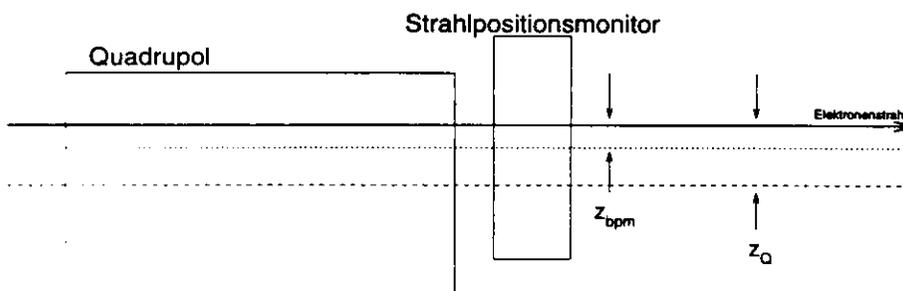


Abb. 3.6: Fehlerhafte Messung eines Orbits durch einen dejustierten Strahlpositionsmontor

Die Messung dieses Offsets beruht darauf, daß, wenn die Stärke eines Quadrupols geändert wird, die resultierende Änderung des geschlossenen Orbits proportional zur ursprünglichen Abweichung des Strahls von der Sollbahn im Quadrupol ist [Bög95a]. Verläuft der Strahl in einem

### 3. Optimierung der Polarisation und Durchführung der Messungen

Quadrupol bereits in der Sollbahn, hat eine Änderung der Stärke des Quadrupols keine Auswirkungen auf den Orbit der Elektronen.

Bei der Prozedur des Beam-Based Alignment wird in der Weise vorgegangen, daß die Stärke eines Quadrupols geändert und der daraus resultierende Differenzorbit betrachtet wird. Dieser Differenzorbit ist folgendermaßen gegeben (s. Abb. 3.7):

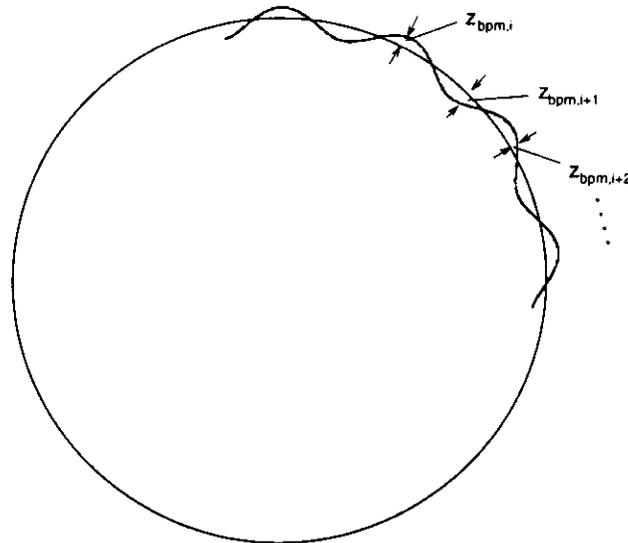


Abb. 3.7: Qualitative Darstellung einer Orbitabweichung durch einen Kick infolge einer Abweichung des Strahls von der Sollbahn (Kreis). Hier ist eine horizontale Schwingung dargestellt; das Beam-Based Alignment minimiert die vertikalen Abweichungen von der Sollbahn.

Hat der Strahl eine Ablage gegenüber der Sollbahn in einem Quadrupol, und wird die Stärke des Quadrupols geändert – ein sogenannter „Kick“ – resultiert dies in einer Orbitabweichung. Während die mittlere Strahllage dieser Schwingung,  $\bar{z}(s)$ , der Sollbahn entspricht, messen die Strahlpositionsmontoren entlang des Rings verschiedene Auslenkungen gegenüber der Sollbahn  $z_{\text{bpm},i}$ .

Die Standardabweichung dieser Positionsmessungen gegenüber der Sollbahn  $\bar{z}(s)$  wird als Differenzorbit  $\Delta z(s)$  bezeichnet.

Für den Zusammenhang zwischen der Stärke des Quadrupols und dem Differenzorbit bei Änderung dieser Stärke gilt die Differentialgleichung

$$\Delta z''(s) - [k(s_i) - \Delta k(s_i)] \Delta z(s) = \Delta k(s_i) z_Q(s_i) \quad (3.7)$$

mit

### 3.5 Erstmalige Messung longitudinaler Elektronenpolarisation in einem Hochenergie-Speicherring

$\Delta z(s)$	Differenzorbit nach Änderung der Stärke des Quadrupols
$k(s_i)$	Stärke des $i$ -ten Quadrupols
$\Delta k(s_i)$	Änderung der Stärke des $i$ -ten Quadrupols („Kick“)
$z_Q(s_i)$	Abweichung der Strahlage von der Achse des $i$ -ten Quadrupols
$\Delta z''(s)$	Zweite Ableitung des Differenzorbits

Durch die Messung des Differenzorbits  $\Delta z(s)$  in Abhängigkeit von der Änderung der Stärke des Quadrupols kann die ursprüngliche Abweichung des Strahls von der Sollbahn in diesem Quadrupol errechnet werden. Diese Prozedur wird wiederholt und für verschiedene Lagen des Strahls im Quadrupol mit jeweils dem gleichen Kick  $\Delta k(s_i)$  durchgeführt und schließlich eine Position gefunden, an der der Differenzorbit minimal wird. Dann verläuft der Strahl innerhalb des Quadrupols entlang der Sollbahn ( $z_Q(s_i) = 0$ ) und der gesuchte Offset ergibt sich direkt (Gl. 3.6) aus dem vom Positionsmonitor angezeigten Wert  $z_{\text{bpm}}$ :

$$z_{\text{offset}} = -z_{\text{bpm}}$$

Diese Kalibration wird dann für jeden der Strahlpositionsmontore und der damit verbundenen Quadrupole wiederholt, so daß schließlich die Orbitmessung entlang des Rings mit höherer Genauigkeit möglich ist.

Eine ausführlichere Übersicht und die Ergebnisse der ersten Anwendung dieser Technik bei HERA findet sich in [Bög95a].

### 3.5 Erstmalige Messung longitudinaler Elektronenpolarisation in einem Hochenergie-Speicherring

Zu dem Orbit, mit dem zuvor die Polarisation von nahezu 70% erreicht werden konnte, wurde am 4. Mai 1994 das Paar Spinrotatoren des HERMES-Experiments zugeschaltet.

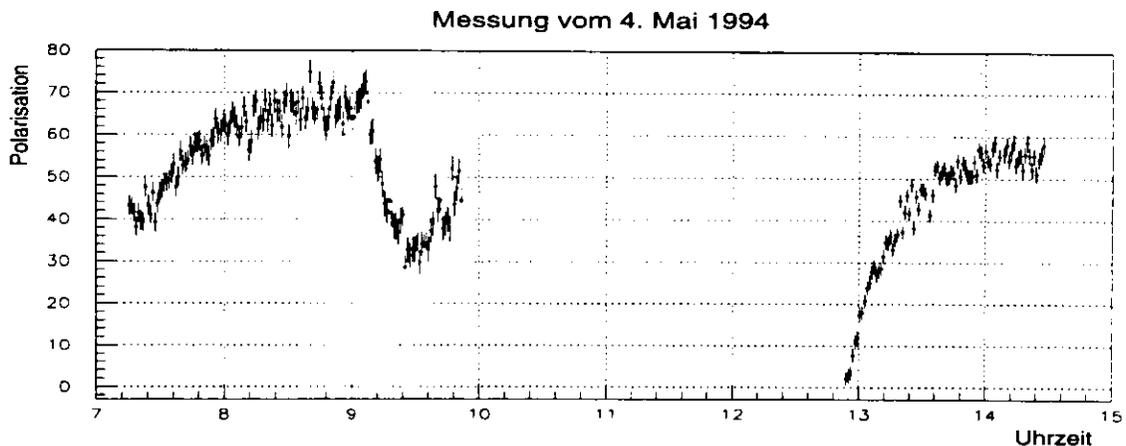


Abb. 3.8: Weltweit erstmalige Messung von longitudinal polarisierten Elektronen in einem Hochenergie-Speicherring am 4. Mai 1994.

Um 9:00 Uhr wurde eine harmonische Beule verändert. Da dies offensichtlich eine starke Depolarisation hervorrief, wurde die Beule um 9:30 Uhr auf den alten Wert zurückgestellt, woraufhin

die Polarisation wieder anstieg. Um 9:52 Uhr wurde der Run beendet und das Einschalten der HERMES-Spinrotatoren in die Wege geleitet. Um 12:50 begann die Injektion und der Anstieg der Polarisation bei aktivierten Spinrotatoren. Die Injektion nach dem Einschalten der Rotatoren war erfolgreich, und der erste Anstieg der Polarisation zeigt einen asymptotischen Wert von etwa 55%. Diese Messung ist in Abb. 3.8 wiedergegeben.

Es stellt sich die Frage, aus welchen Gründen von einer Messung *longitudinaler* Polarisation gesprochen werden kann, da nach wie vor im westlichen Abschnitt des Ringes die *transversale* Polarisation gemessen wird. Dies zeigt sich an zwei Argumenten:

- Die beiden Rotatoren führen an den gespeicherten Elektronen genau komplementäre Drehungen des Spinvektors aus. Wäre dies nicht der Fall, hätten die Elektronen nach dem zweiten Rotator eine Abweichung von der Sollage, die durch Spindiffusion und insbesondere bei weiteren Durchläufen durch das Rotatorpaar verstärkt würde. Der Strahl wäre in kürzester Zeit depolarisiert. Dies wurde jedoch nicht beobachtet.
- Bezüglich der Frage, ob ein einzelner Rotator eine Drehung aus der transversalen Richtung genau in die longitudinale durchführt und nicht in eine Lage, die eine größere Ablage von der longitudinalen Richtung beinhaltet, kann gesagt werden, daß die Ablage des Spins von der Longitudinalen sich aus dem Fehler der berechneten Ströme für die einzelnen Rotatormagneten ergibt und nicht mehr als 40 mrad beträgt [Bar94a].

Daß die Rotatorströme im Rahmen ihrer Fehler richtig sind, zeigt sich daran, daß neben der Drehung des Spins durch die Rotatormagneten auch zwei vertikale Beulen in den Designorbit eingebracht werden. Bei fehlerhaften Feldern der Rotatordipole wäre es nicht möglich, den Strahl durch diese relativ großen Auslenkungen zu steuern. Dies gelang jedoch mit der ersten Füllung nach Fahren der Auslenkung des Elektronenstrahlrohres und Einschalten der Rotatoren.

#### 3.5.1 Weitere Messungen der Polarisation

In der Folgezeit wurde – hauptsächlich durch Optimierung der harmonischen Beulen – wiederholt eine stabile hohe Polarisation erreicht. Eine Auflistung von Messungen bis November 94 ist anschließend in Tabelle 3.3 wiedergegeben. Hierbei ist noch der folgende Aspekt zu berücksichtigen: Im Verlauf der Meßperiode zeigte sich, daß einer der beweglichen Übergänge zwischen den Teilen des Strahlrohres durch Synchrotronstrahlung beschädigt worden war. Infolge der darauf basierenden Schwierigkeiten mit dem Vakuum im Strahlrohr wurde am 19. August 94 entschieden, die Rotatoren für den Rest der Strahlzeit abzuschalten und das Strahlrohr in die entsprechende Position ohne Auslenkungen zurückzufahren. Ab diesem Datum wurden also keine longitudinal polarisierten Elektronen in HERA mehr gespeichert und Messungen nach diesem Datum wurden unter der Bedingung, daß HERA ohne die vertikalen Beulen der Rotatoren betrieben wurde, durchgeführt.

Die Energieangaben in dieser Tabelle sind um den Offset zwischen der von der HERA-Maschinengruppe angegebenen Energie und der durch Depolarisationsmessungen bestimmten Energie (s. Kap. 4) korrigiert.

### 3.5 Erstmalige Messung longitudinaler Elektronenpolarisation in einem Hochenergie-Speicherring

Datum	erreichte Polarisation ca.	$\nu_x$ (kHz)	$\nu_z$ (kHz)	$E_e$ (GeV)
4.5.	0.60-0.63	6.4	9.5	27.491
5.5.	0.50-0.60			27.488
6.5.	0.60-0.65			27.487
7.5.	0.50-0.70			27.479
15.6.	0.20	9.3	16.0	27.487
30.6.	0.15			
1.7.	0.10-0.20			
3.8.	0.20			
4.8.	0.10-0.15			
7.8.	0.20			
7.8.	0.20	9.1	14.1	27.489
8.8.	0.10-0.20			
9.8.	0.20	6.5	9.5	27.487
19.8.	<b>Abschalten der Rotatoren</b>			
24.8.	0.05	8.8	13.5	27.488
29.8.	0.10			27.522
31.8.	0.30	7.5	10.5	27.530
5.9.	0.50			
7.9.	0.55-0.60			
15.9.	0.45-0.50			
21.9.	0.50			
22.9.	0.40-0.42			
13.10.	0.55			
18.10.	0.45			
10.11.	0.30	5.9	9.5	27.521
11.11.	0.25	6.2	9.7	
12.11.	0.60	7.0	10.4	
13.11.	0.55-0.65	7.0	9.5	
13.11.	0.55	7.1	10.5	27.522
	0.55			
14.11.	0.50			27.512
				27.552

Tabelle 3.3: 1994 durchgeführte Polarisationsmessungen

## 4. Energiekalibration von HERA

Bei den Erläuterungen zum Polarisationsaufbau in Speicherringen (vgl. Kap. 1.5) wurde bereits angeführt, daß eine Resonanz der Spinpräzessionsfrequenz mit einem externen hochfrequenten Feld ein stark depolarisierender Effekt sein kann.

Mit Hilfe der Resonanzdepolarisation der Elektronen ist es möglich, die momentane Strahlenergie mit weit höherer Genauigkeit zu bestimmen, als es durch die Methode, die Energie aus den Strömen der Ablenk dipole zu errechnen, gewährleistet ist. Dieser Wert  $E_{\text{Magnet}}$ , der auch von der HERA-Maschinengruppe zur Verfügung gestellt und auf den HERA-Statusmonitoren angezeigt wird, ist allerdings mit einem Fehler von  $\pm 50$  MeV behaftet [Bög94]. Die Messung der Strahlenergie  $E_{\text{depol}}$  über die Depolarisationsfrequenz dagegen hat nur einen Fehler von  $\pm 3$  MeV (siehe Abschnitt 4.3).

### 4.1 Resonanzdepolarisation

Wird ein ein Strahl transversal polarisierter Elektronen dem veränderlichen Feld eines horizontalen Dipolmagneten ausgesetzt, kann der Effekt dieses Feldes zur Depolarisation des Strahls führen.

Der Orbit der Elektronen wird i. A. durch ein solches Feld kaum beeinflusst und auch auf den Polarisationsgrad hat es a priori keinen großen Einfluß: der Spinvektor wird zwar geringfügig, aber nicht regelmäßig um den gleichen Anteil aus der transversalen Polarisationsrichtung gekippt, da sich ein solches Dipolfeld normalerweise nicht in Resonanz mit der Präzessionsfrequenz des Elektronenspins befindet.

Dieser Effekt kann umgekehrt gezielt dafür genutzt werden, den Strahl zu depolarisieren, indem die Anregungsfrequenz des horizontalen Dipols in Resonanz mit der Spinpräzessionsfrequenz gebracht wird. In diesem Fall wird der Präzessionskegel des Spinvektors kontinuierlich aufgeweitet und der Spin wird parallel zur Strahlebene gedreht. Dies wird in Abb. 4.1 veranschaulicht.

Bei einem idealen, flachen Speicherring ist der Spintune  $s_\nu$  proportional zur Energie der Elektronen (vgl. Kapitel 1.5), so daß gilt:

$$s_\nu = a\gamma = \frac{E_e}{0.4406486 \text{ GeV}} \quad (4.1)$$

mit der gyromagnetischen Anomalie  $a = 1.15962 \cdot 10^{-3}$  für Elektronen und dem Lorentzfaktor  $\gamma$ .

Bei HERA beträgt die externe Anregungsfrequenz  $\nu_{\text{depol}}$  des Dipols, basierend auf der Umlauffrequenz  $\nu_{\text{rot}}$  von ca. 47 kHz, etwa 23.5 kHz. Wird diese Frequenz in Resonanz mit dem fraktionellen Anteil  $\nu_{\text{trak}} = \nu_{\text{SP}} - [\nu_{\text{SP}}]$  der Spinpräzessionsfrequenz  $\nu_{\text{SP}}$  oder mit der mit dieser

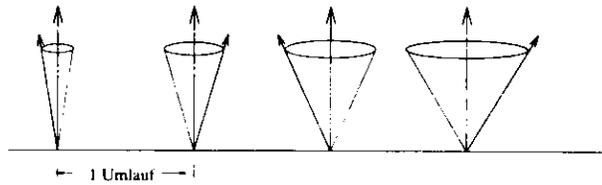


Abb. 4.1: Aufweitung des Präzessionskegels des Spinvektors über mehrere Umläufe durch Resonanz mit einem externen Dipolfeld

korrespondierenden Spiegelfrequenz  $(1 - \nu_{\text{frak}})$  gebracht, kommt es zur Depolarisation.  $\nu$  beträgt bei HERA ca.  $62.5 \cdot 47$  kHz für eine Energie von 27.5 GeV.

Mit Gleichung 4.1 läßt sich dann über die Messung der Depolarisationsfrequenz mit den folgenden Beziehungen die Elektronenenergie herleiten:

$$\begin{aligned}
 E &= \left(62 + \frac{\nu_{\text{depol}}}{\nu_{\text{rot}}}\right) \cdot 0.4406486 \text{ GeV} \quad \text{für } \nu_{\text{depol}} = \nu_{\text{frak}} \\
 E &= \left(63 - \frac{\nu_{\text{depol}}}{\nu_{\text{rot}}}\right) \cdot 0.4406486 \text{ GeV} \quad \text{für } \nu_{\text{depol}} = 1 - \nu_{\text{frak}} .
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

Dabei sind Kontrollmessungen mit verändertem Synchrotrontune  $s_\nu$  und bei verschiedener Energie durchzuführen, um einerseits zu prüfen, ob die Resonanz bei  $\nu_{\text{frak}}$  oder bei  $(1 - \nu_{\text{frak}})$  getroffen wurde und andererseits, ob es sich um die Hauptresonanz handelt oder eine Seitenband-Resonanz getroffen wurde.

## 4.2 Messungen zur Energiekalibration

Am 10.11.1994 wurde eine gezielte Messung zur Energiebestimmung über die Depolarisationsfrequenz durchgeführt.

Messung	$E_{\text{Magnet}}$	Spintune $s_\nu$	gemessenes $\nu_{\text{depol}}$
A	27.591 GeV	62.70	$21775 \pm 25$ Hz
B	27.611 GeV	62.75	$19625 \pm 25$ Hz

Tabelle 4.1: Messungen zur Bestimmung der Elektronenenergie über die resonante Depolarisation

Jede dieser beiden Messungen wurde sowohl für eine Synchrotronfrequenz  $\nu_s = 2.69$  kHz als auch  $\nu_s = 3.3$  kHz durchgeführt. Dabei wurde keine Änderung der gemessenen Depolarisationsfrequenz festgestellt. Damit ist bestätigt, daß die Hauptresonanz der Spinpräzessionsfrequenz getroffen wurde und keine vom Synchrotrontune abhängige Seitenbandresonanz.

Die Depolarisationsfrequenz nimmt nach geringfügiger Erhöhung der Strahlenergie ab, es tritt also der Resonanzfall mit der Spiegelfrequenz  $(1 - \nu_{\text{frak}})$  ein und für die Bestimmung der Energie wird die Formel

$$E = \left(63 - \frac{\nu_{\text{depol}}}{\nu_{\text{rot}}}\right) \cdot 0.4406486(1) \text{ GeV} \quad \text{mit } \nu_{\text{rot}} = 47317 \text{ Hz}
 \tag{4.3}$$

#### 4. Energiekalibration von HERA

verwendet. Aus diesen Messungen ergibt sich für die Strahlenergie und die Differenz von  $E_{\text{Magnet}}$  und  $E_{\text{Depol}}$ :

Messung	$\nu_{\text{depol}}$	Spintune $s_\nu = a\gamma$	$E_{\text{Depol}}$
A	$21775 \pm 25$ Hz	$62.540 \pm 0.072$	$27.558 \pm 0.032$ GeV
B	$19625 \pm 25$ Hz	$62.585 \pm 0.080$	$27.578 \pm 0.035$ GeV

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Energiekalibration von HERA durch resonante Depolarisation

Für Messung A ergibt sich eine Differenz von 33 MeV zwischen  $E_{\text{Magnet}}$  und  $E_{\text{Depol}}$ , für Messung B ebenfalls 33 MeV. Es zeigt sich also für  $E_{\text{Depol}}$  eine niedrigere Energie als die Angabe  $E_{\text{Magnet}}$ . Diese Differenz ist allerdings aufgrund der Tatsache, daß nur zwei gezielte Messungen zur Resonanzdepolarisation durchgeführt wurden, mit einem Fehler behaftet, der in der Größenordnung der Fehler der Energiemessungen selbst liegt.

Für die hauptsächlich im Strahlbetrieb 1994 verwendete Elektronenenergie von 27.584 GeV laut HERA-Statusmonitoren gilt also eine tatsächliche Energie von 27.551 GeV, dies entspricht einem Spintune  $s = a\gamma = 62.52$ . Für diese Energie ergeben sich mit Monte-Carlo-Berechnungen durch das Programm SITROS für die maximale theoretische Polarisation gemäß Sokolov-Ternov und die typische Anstiegszeit die folgenden Werte, die den Berechnungen zur Kalibration des Polarimeters zugrundegelegt wurden [Bög94]:

$$\begin{aligned} P_{\text{ST}} &= 0.9154 \pm 0.0001 \\ \tau_{\text{ST}} &= 2204.36 \pm 0.01 \text{ s} \end{aligned} \tag{4.4}$$

Diese Zahlen bleiben laut SITROS-Output auf zwei Nachkommastellen konstant für  $\tau_{\text{ST}}$  über ein Intervall von  $\Delta s_\nu \approx 0.1$  Spintunes bzw. auf vier Nachkommastellen für  $P_{\text{ST}}$  über ein Intervall von  $\Delta s_\nu \approx 0.5$  Spintunes.

### 4.3 Fehler bei der Methode der Resonanzdepolarisation

Mit der vorgestellten Methode kann die Energie des Elektronenstrahls auf  $\pm 3$  MeV genau geeicht werden, d. h. mit einem Fehler von  $\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-4}$ , wobei sich dieser Fehler wie folgt zusammensetzt [Gro94].

**Nominelle Energie** Die Stabilität der Netzgeräte, mit denen die Dipolströme der HERA-Ablenkmagneten eingestellt werden, wird mit einem äquivalenten Fehler von  $\Delta E < 1.5$  MeV angesetzt.

**Spintuneverschiebung** Bei einem realen, nicht flachen Speicherring kommen externe Einflüsse zum Tragen, die u. a. dadurch bedingt sind, daß die Teilchen um ihre Sollbahn schwingen, beispielsweise sehen die Teilchen in Korrektur- und Fokussierungsquadrupolen und -sextupolen des Ringes Magnetfelder mit einer Komponente transversal zur Orientierung des Spinvektors (vgl. Kap. 1.5, Abb. 1.4). Die Serie von Rotatordipolen vor und nach dem HERMES-Experiment führen ebenfalls horizontale und vertikale zusätzliche Felder ein. Infolge dieser Einflüsse verschiebt sich der Spintune in Bezug auf die Energie etwas und Gl. 4.1 wird modifiziert zu

$$s'_\nu = \frac{E_e}{0.4406486(1) \text{ GeV}} + \delta s_\nu \quad (4.5)$$

Die longitudinalen Felder der Solenoide von H1 und ZEUS werden lokal kompensiert, so daß der Einfluß auf den Spintune vernachlässigt werden kann [Bar94c].

Für den Einfluß der übrigen HERA-Magneten wird ein Fehler von  $\Delta s_\nu \leq 1.8 \cdot 10^{-4} \cdot s_\nu$  angesetzt [Bög94]. Dies entspricht einem Fehler in der Energie von  $\Delta E \leq 0.08 \text{ MeV}$ .

**Umlauffrequenz** Der Fehler in der Umlauffrequenz der Elektronen liegt bei  $\Delta \nu_{\text{rot}} \ll 1 \text{ Hz}$  [Bög95b], was für die Energie einen Fehler von  $\Delta E \leq 0.01 \text{ MeV}$  ergibt.

**Resonanzbreite** Mit Monte-Carlo-Studien zur Polarisierung in Speicherringen mittels des Programms SITROS wurde gefunden, daß die Resonanzbreite, innerhalb derer eine Depolarisation möglich ist, von der Feldstärke des für die Depolarisation verwendeten Magneten abhängt [Bög94].

Diese Feldstärke beträgt hier  $B l < 2 \cdot 10^{-4} \text{ Tm}$ ; daraus ergibt sich ein Fehler für die Energie von  $\Delta E < 2 \text{ MeV}$ .

**Statistische Schwankungen der Polarisationswerte** Der Zeitpunkt der Depolarisation wird dadurch bestimmt, daß mit der Depolarisationsfrequenz über einen bestimmten Bereich gescannt wird. Die Depolarisationsfrequenz wird dann bei Kenntnis der Geschwindigkeit des Scans aus dem Zeitpunkt der beobachteten Depolarisation hergeleitet.

Da die Polarisierung nur im Minutentakt gemessen wird, ist der daraus bestimmte Zeitpunkt der Depolarisation ebenfalls den statistischen Schwankungen der Polarisationsmessung unterworfen, die in der Größenordnung von  $< 2\%$  liegen. Für den Fehler der Frequenz, der sich daraus ableitet, wird die doppelte Frequenzbreite angenommen, die sich aus zwei nebeneinanderliegenden Polarisationswerten ergibt. Für die Energie bedeutet dies einen Fehler von  $\Delta E < 1.3 \text{ MeV}$ .

**Depolarisationsfrequenz** Die Übereinstimmung der vom depolarisierenden Magneten auf die Elektronen abgestrahlten Frequenz mit der von dem quarzstabilisierten Funktionsgenerator abgelesenen Frequenz wurde in [Gro94] untersucht. Der Fehler für die Energie, der sich aus dieser Abweichung ergibt, wird mit  $\Delta E < 0.9 \text{ MeV}$  angesetzt.

## 4.4 Vergleich mit Messungen der letzten Strahlzeit

In der Strahlzeit 1993 wurde ebenfalls eine Kalibration der Elektronenenergie von HERA mit der hier vorgestellten Methode der Resonanzdepolarisation vorgenommen [Gro94]. Dort wird eine Abweichung  $E_{\text{Magnet}} - E_{\text{depol}}$  von

$$34.7 \pm 0.2 \text{ MeV} \quad (4.6)$$

gefunden, was den 1994 gefundenen Ergebnissen gut entspricht.

1993 wurden für die Bestimmung dieser Kalibration 22 Messungen durchgeführt, was zu einem wesentlich kleinerem Fehler führt. Bei zukünftigen Messungen wird ebenfalls zu berücksichtigen sein, daß die Energiekalibration mit einer größeren Anzahl Messungen durchgeführt wird.

# 5. Kalibration durch Anstiegsmessungen

Die Polarimeter-Kontroll- und Analysesoftware beruht auf Daten, die beim Aufbau des Polarimeters aktuell waren, dies zum Zeitpunkt dieser Arbeit jedoch nicht mehr sein müssen. Daher sollte davon ausgegangen werden, daß der vom Polarimeter ermittelte und der wirkliche Wert der Polarisation nicht genau übereinstimmen.

In diesem Kapitel soll das Konzept der Bestimmung der Polarisation mittels Anstiegsmessungen und die Möglichkeiten der Kalibration des Polarimeters durch diese Methode vorgestellt werden.

Hierbei werden die asymptotische Endpolarisation und eine Kalibrationskonstante durch numerische Fits an die gemessenen Werte einer Anstiegskurve ermittelt. Der Fehler, der in diese Größen eingeht, setzt sich zusammen aus dem statistischen Fehler der Messung, aus Schwankungen der gemessenen Größe, der Polarisation, die durch Instabilitäten der Elektronenmaschine zustandekommen, und aus dem systematischen Fehler des Polarimeters selbst. Ziel der Untersuchungen ist es, Anstiegsmessungen zu identifizieren, die Schwankungen durch instabile Maschinenbedingungen enthalten. Werden diese *nicht* zur Kalibration des Polarimeters herangezogen, ergibt sich der systematische Fehler des Polarimeters als der über die statistisch zu erwartende Schwankung hinausgehende Fehler der Verteilung der Kalibrationskonstanten.

## 5.1 Eignung von Anstiegsmessungen zur Kalibration

### 5.1.1 Theorie des Anstiegs

Der asymptotische Endwert  $P_\infty$  der Polarisation und die dazu gehörige Anstiegszeitkonstante  $\tau_\infty$  für einen bestimmten „Zustand“ des Rings sind mit den für eine ohne weitere Depolarisationseffekte nach dem Sokolov-Ternov-Effekt ansteigende Polarisationskurve entsprechenden Werten  $P_{ST}$  und  $\tau_{ST}$  über Gleichung 1.11 verknüpft (vgl. Abschnitt 1.5.2):

$$P_\infty = \frac{P_{ST}}{\tau_{ST}} \cdot \tau_\infty = \kappa \cdot \tau_\infty \quad (5.1)$$

Die Messung der charakteristischen Zeitkonstante  $\tau_\infty$  für einen individuellen Anstieg der Polarisation erlaubt damit die Bestimmung der entsprechenden Endpolarisation  $P_\infty$  aus einem wesentlich kürzeren (Anfangs-)Teil der Kurve, bei dem diese Endpolarisation noch nicht erreicht worden ist.

Nur bei einem idealen, flachen Synchrotron, bei dem keine zusätzlichen Depolarisationseffekte stattfinden, würde der theoretisch maximale Endwert von  $P_\infty = 0.924$  nach der Theorie von Sokolov und Ternov erreicht. Bei realen Anlagen ist immer davon auszugehen, daß Korrekturen angebracht werden müssen, die eine andere theoretische Maximalpolarisation  $P_\infty \neq P_{ST} = 0.924$  und eine mit dieser zusammenhängende Aufbauzeit-Konstante  $\tau_\infty \neq \tau_{ST} = 39$  min (für 27.55 GeV) bedingen. Es gelten für die Bedingungen, die den Messungen dieser Diplomarbeit zugrundelagen, nämlich eine Strahlenergie von 27.55 GeV (vgl. Gl. 4.4) bei **abgeschalteten** Spinrotatoren die Werte  $P_{\max} = 0.9154$  und  $\tau_{\max} = 2204.36$  sec.

Da die Spinrotatoren im **eingeschalteten** Zustand ebenfalls eine Serie von Dipolen darstellen, die z. T. nicht entsprechend dem Hauptablenkfeld des Ringes orientiert sind, gelten in diesem Fall etwas andere Zahlen:

$$\begin{aligned} P_{\max} &= 0.891 \pm 5\% \\ \tau_{\max} &= 2161 \text{ sec} \pm 5\% \end{aligned} \tag{5.2}$$

Im Hinblick auf diesen wesentlich größeren Fehler gegenüber der Rechnung bei ausgeschalteten Rotatoren ist ein nicht zu vernachlässigender Aspekt beim Betrieb von HERA mit Spinrotatoren in Erwägung zu ziehen. Die Rotatoren ändern die Charakteristik des Rings grundsätzlich in der Hinsicht, daß HERA kein flacher Ring mehr ist, sondern die vertikalen Beulen durch die Rotatoren „planmäßiger“ Bestandteil des Orbits der Elektronen sind. Da die Theorie von Sokolov und Ternov nur im Falle eines flachen Ringes ohne vertikale Beulen gilt, sind die durch Monte-Carlo-Simulationen gewonnenen Werte der Gl. 5.2 aus folgendem Grund nur näherungsweise verwendbar:

Eine Erweiterung der Theorie auf einen nicht flachen Ring führt zu zusätzlichen quantenmechanischen Korrekturen, die in der SITROS-Monte-Carlo-Simulation nicht berücksichtigt werden, und aufgrund derer in die maximale mögliche Polarisation und die damit verknüpfte Anstiegszeit Korrekturterme einfließen, die analytisch nicht ohne weiteres bestimmt werden können und einen Fehler in der Größenordnung von einigen Prozent verursachen [Bar94c].

Daraus ergibt sich die Voraussetzung, daß eine Kalibration des Polarimeters durch Anstiegsmessungen zunächst nur bei **ausgeschalteten** Rotatoren, d. h. einem flachen Orbit der Elektronen durchgeführt werden kann. Für die weiteren Überlegungen wird dies vorausgesetzt und von einem flachen Ring ausgegangen.

Für zukünftige Messungen des Anstiegs, die während des regulären Strahlbetriebs stattfinden sollen, ist es allerdings nicht praktikabel, die Rotatoren regelmäßig aus- und einzuschalten. Genausowenig ist zu erwarten, daß zu Beginn einer Meßperiode hinreichend Zeit zur Verfügung gestellt wird, um ausschließlich Anstiegsmessungen vorzunehmen. Es sollte daher in Zukunft Gewicht darauf gelegt werden, durch entsprechende Analyse oder Simulation diesen Fehler zu minimieren.

Die charakteristische Gleichung für den Anstieg der Polarisation gemäß der Theorie von Sokolov und Ternov lautet

$$P(t) = P_\infty \cdot \left( 1 - e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau_\infty}\right)} \right) \tag{5.3}$$

Mit Gl. 5.1 folgt daraus

$$P(t) = P_\infty \cdot \left( 1 - e^{-\left(\frac{(t-t_0)P_\infty}{P_{\max}}\right)} \right) \tag{5.4}$$

Hier sind die freien Parameter  $P_\infty$  und  $t_0$  enthalten.

Wie bereits eingangs erwähnt, geht in die Berechnung der Polarisation des Elektronenstrahls aus der Asymmetrieverteilung der Comptongestreuten Photonen eine Konstante ein, die aus schon länger zurückliegenden Monte-Carlo-Studien zur Konstruktion des Polarimeters ermittelt wurde. Da sich die gerätespezifischen Ausgangsbedingungen mittlerweile geändert haben können, sollte davon ausgegangen werden, daß der berechnete Wert der Polarisation nicht mehr mit dem tatsächlichen übereinstimmt. Hierbei wäre also die fehlerhafte Konstante als ein systematischer Fehler neben anderen des Polarimeters zu werten.

Als Näherung wird nun angenommen, daß der tatsächliche Wert der Polarisation und der vom Polarimeter ermittelte Wert über einen linearen Faktor  $k$  zusammenhängen. Auf diese Weise wird ein weiterer freier Parameter in Gleichung 5.4 eingeführt:

$$P(t) = \frac{P_\infty}{k} \cdot \left( 1 - e^{-\left(\frac{t-t_0}{P_\infty} k\right)} \right) \quad (5.5)$$

Durch einen Fit dieser Gleichung mit nun **drei** freien Parametern ergeben sich gleichzeitig die tatsächliche Endpolarisation sowie der Proportionalitätsfaktor  $k$  zwischen der errechneten und der wahren Polarisation. Wenn  $k$  mit hinreichender Genauigkeit bekannt ist, ist die Kalibration des Polarimeters vollzogen und die Ausgaben des Polarimeters können entsprechend korrigiert werden. Da  $k$  konstant sein sollte, werden Schwankungen von  $k$  als systematischer Fehler des Polarimeters interpretiert.

Um allerdings eine sinnvolle Bestimmung von  $k$  durchführen zu können, ist es notwendig, Referenz-Anstiegsmessungen durchzuführen, die

- bestimmten Kriterien genügen und
- in ausreichender Anzahl vorliegen müssen, um statistische Fehler zu minimieren.

Diese zwei Hauptaspekte sollen im Folgenden erörtert und analysiert werden.

## 5.2 Kriterien zur Auswahl von Kurven

Das wichtigste Kriterium, um die Verwendungsfähigkeit einer Anstiegskurve für die Kalibration zu beurteilen, ist die Erfordernis, daß die gemessenen Werte bis auf einen statistischen Fehler der exponentiellen Anstiegskurve nach Gl. 5.5 gehorchen. Nur in diesem Fall ist es gerechtfertigt, einen Fitalgorithmus auf die Meßwerte anzuwenden, der zum Ziel hat, die freien Parameter aus eben diesen Meßwerten zu bestimmen. Gehorchen die Meßwerte dieser Exponentialgleichung gar nicht erst, ist ein Versuch, daraus die Parameter  $t_0$ ,  $P_\infty$  und  $k$  zu bestimmen, a priori wertlos und zum Scheitern verurteilt.

Der generelle und entscheidende physikalische Effekt, der eine solche Kurve für den Zweck der Kalibration nutzlos macht, ist ein sich Ändern der Endpolarisation  $P_\infty$  **im Verlauf** der Messung der betreffenden Kurve, da davon ausgegangen werden kann, daß sich der Kalibrationsfaktor  $k$  nicht spontan ändert und die Anfangszeit der Anstiegskurve  $t_0$  per definitionem konstant ist.

Zunächst soll der Zusammenhang zwischen äußeren Einflüssen auf den Speicherring und den Effekten auf den gespeicherten Strahl erörtert werden.

### 5.2.1 Offensichtliche Instabilitäten

Wird davon ausgegangen, daß ein Anstieg nach der Theorie von Sokolov und Ternov das Vorhandensein eines idealen Synchrotrons voraussetzt, ist eine Vielzahl von „Störungen“ denkbar, die plötzlich oder regelmäßig auftreten können und den entscheidenden Schritt bewirken,  $P_\infty$  im Verlauf der Messung zu ändern. Diese Störungen können sich mit verschiedenen Auswirkungen bemerkbar machen, und wenn während einer Messung ein entsprechender beobachtbarer Effekt eintritt, kann dies als Anhaltspunkt für die Tatsache angesehen werden, daß eine Störung der Stabilität des Strahlbetriebs eingetreten ist und die Bedingung „Sokolov-Ternov-Anstieg“ verletzt wurde.

- Das Fahren einer nicht geschlossenen Beule. Dies wird eine Änderung des Orbits der Elektronen zur Folge haben, was sich in einem geänderten Auftreffort der gestreuten Laserphotonen auf dem Kalorimeter widerspiegelt.
- Der Ausfall eines Resonators für die Beschleunigung der Elektronen kann zum Strahl- oder Bunchverlust führen. Dieser ist direkt in der Abnahme des Elektronenstromes und damit auch in der Zählrate des Kalorimeters zu beobachten.
- Die Änderung der Ströme für die Solenoide von ZEUS und H1 kann ebenfalls den Orbit der Elektronen beeinflussen und ist mit einer Änderung des Auftreffortes der Photonen auf dem Kalorimeter verbunden.
- Die äußere Anregung des Strahls kann, wenn dabei eine Resonanzfrequenz getroffen wird, zur direkt beobachtbaren Depolarisation führen.

Es ist allerdings ebenso denkbar, daß Instabilitäten wie die Änderung des Auftreffortes auf dem Kalorimeter von systematischen Instabilitäten des Polarimeters herrühren können (um eine Schwankung des Laserstrahls am Wechselwirkungspunkt von 0.1 mm zu bewirken, genügt eine Schwankung im Laserlabor um 0.5  $\mu\text{m}$ ). Eine Beobachtung dieser Instabilitäten reicht also nicht aus, um unmittelbar auf Störungen des Maschinenbetriebs zu schließen.

Wichtig ist es, in diesem Zusammenhang zu erwähnen, daß eine Anstiegsmessung selbstverständlich **nicht** verworfen werden darf, nur weil die Ergebnisse, die sich aus ihr ergeben, inkonsistent mit denen zu sein scheinen, die sich aus anderen Kurven ergeben und angenommen wird, dabei handele es sich um einen Hinweis auf nicht konstante Bedingungen. Dieses Verfahren ist **nur** zulässig, wenn eindeutige Hinweise auf eine deutliche Instabilität des Ringes selbst vorliegen.

### 5.2.2 „Versteckte“ Instabilitäten

Noch schwieriger wird es, wenn  $P_\infty$  durch einen Effekt gestört wird, der sich nicht ohne Weiteres in unmittelbar beobachtbaren Effekten äußert. In so einem Fall, und insbesondere, wenn es lediglich ein kleiner Effekt ist, resultierte dieser in einem „Knick“ in der Anstiegsmessung, dessen Sichtbarkeit sicherlich in der statistischen Streuung der Meßpunkte unterginge. Es muß für solche Fälle also eine andere Methode gefunden werden, diese Fehler zu erkennen.

Für die Erkennung dieser Instabilitäten wurde auf der Basis von Monte-Carlo-simulierten Anstiegskurven ein Konzept für eine rechnergestützte Methode sowie die entsprechende Software entwickelt, die auf der selektiven Untersuchung von Teilen der fraglichen Anstiegskurve basiert und die im folgenden Kapitel vorgestellt wird.

### 5.2.3 Parallele Polarisationsmessung an partiell depolarisierten Teilen des Elektronenstrahls

Eine weitere Methode, um Instabilitäten des Rings zu erkennen, die einen Einfluß auf die Endpolarisation der Elektronen haben, und auf diese Weise Anstiegskurven, die ungeeignet zur Kalibration des Polarimeters sind, auszufiltern, besteht darin, den Elektronenstrahl teilweise zu depolarisieren – beispielsweise eine Hälfte der Bunche – und die Polarisation der Elektronen in den zwei „Teilen“ des Strahls parallel zu messen. Die Polarisation des Strahls wird zunächst sich selbst überlassen, bis sie sich zu einem asymptotischen Endwert  $P_\infty$  aufgebaut hat. Dies wird in Abb. 5.1 durch simulierte Daten qualitativ verdeutlicht, hier ist für Messung 1 nach etwa 1.5 Stunden ein stabiler Wert erreicht. Zu diesem Zeitpunkt wird dann die eine Hälfte des Strahls depolarisiert und die andere weiterhin nicht beeinflusst. Die Polarisierungen dieser beiden Teile des Strahls werden parallel gemessen, dies resultiert in der unveränderten Fortsetzung von Messung 1 und dem erneuten Aufbau der Polarisation im zuvor depolarisierten Teil des Strahles, ablesbar an Messung 2.

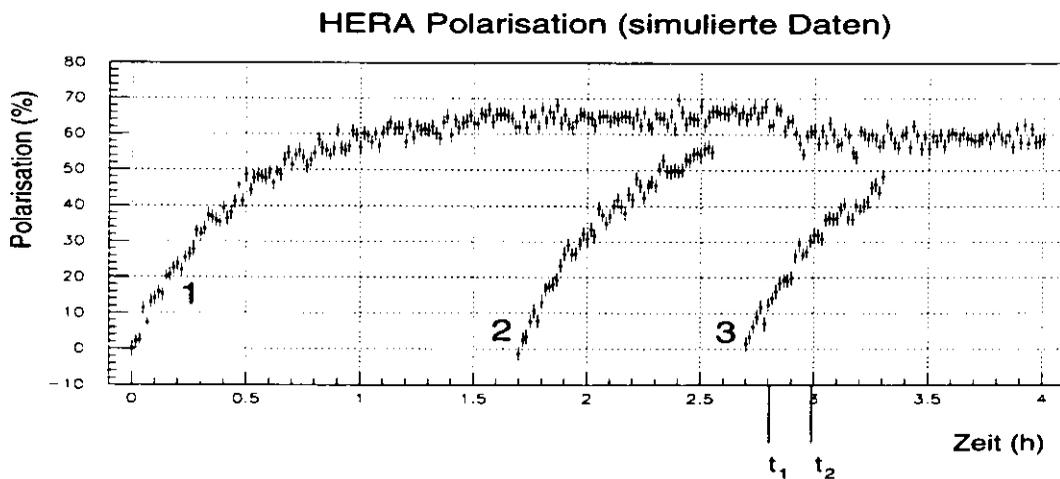


Abb. 5.1: Parallele Messung zweier Hälften des Strahls zur Identifikation von Störungen, die sich auf die Endpolarisation auswirken (Daten erzeugt durch ein Monte-Carlo-Programm zur qualitativen Verdeutlichung des Effekts.)

Bei dieser Methode ist es daher möglich, die bestehende maximal mögliche Endpolarisation **direkt** an einer der beiden Kurven, der stabilen, abzulesen und so sofort ein Urteil über die Eignung der anderen, noch im Anstieg befindlichen, Kurve zur Kalibration des Polarimeters abzugeben.

In der gleichen Abbildung ist auch das Beispiel für eine für die Kalibration ungeeignete Anstiegskurve enthalten. Nach einer Zeit von 2.8 Stunden (Zeitpunkt  $t_1$ ) wird eine Störung simuliert, infolge derer die asymptotische Polarisation von 0.65 bis zum Zeitpunkt  $t_2 = \text{ca. } 3$  Stunden auf 0.60 absinkt.

Die gleichzeitig aufgenommene Anstiegsmessung 3 wird von dieser Störung getroffen, und da so nicht mehr die Randbedingungen für einen Anstieg nach Sokolov-Ternov erfüllt sind, ist es gerechtfertigt, diese Messung für die Kalibration des Polarimeters zu verwerfen.

Bei der Anwendung dieser Methode ist es einerseits notwendig, für eine parallele Messung eine entsprechende Triggerlogik beim Polarimeter zu implementieren. Zur Zeit ist es lediglich möglich, entweder alle Bunche des Elektronenstrahls zu messen und so eine entsprechende mittlere Polarisation zu ermitteln, oder die Polarisationsmessung auf einen einzelnen Bunch zu triggern, d. h. etwa  $\frac{1}{200}$  des Strahls. In letzterem Fall ist die Zählrate im Kalorimeter natürlich um diesen Faktor geringer und der statistische Fehler der Einzelmessung um den Faktor  $\sqrt{200} \approx 14$  höher.

Weiterhin ist es erforderlich, den Aufbau der Depolarisationselektronik in einer Weise zu modifizieren, daß eine gezielte Depolarisation eines Teils des Strahls möglich wird – die Aktivierung des Oszillators also mit dem HERA-Takt zu synchronisieren und dann jeweils für die Dauer eines halben Umlaufs zu aktivieren. Zur Zeit ist nur eine unsynchronisierte Depolarisation des gesamten Strahls möglich.

Diese Erweiterungen zur partiellen Depolarisation werden zur Zeit entwickelt und voraussichtlich in der Winterpause 1995/96 installiert.

### 5.3 Anstiegsmessungen der Strahlzeit 1994 zur Bestimmung des systematischen Fehlers des Polarimeters

Während der Strahlzeit 1994 wurden zwischen dem 21. und 29. 10. 14 Anstiegsmessungen durchgeführt, die zu Untersuchungen zur Kalibration des Polarimeters herangezogen wurden. Bei diesen Messungen betrug die Strahlenergie einheitlich 27.551 GeV, die HERMES-Rotatoren waren ausgeschaltet.

Die Daten der Messungen sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. An den Messungen wurde jeweils ein numerischer Fit nach Gl. 5.5 durchgeführt und das Fitergebnis für die Polarisation und die Kalibrationskonstante in die Tabelle übernommen.

Als Beispiel sind in den Abbildungen 5.2 und 5.3 die Messungen 4, 7, 10 und 14 wiedergegeben.

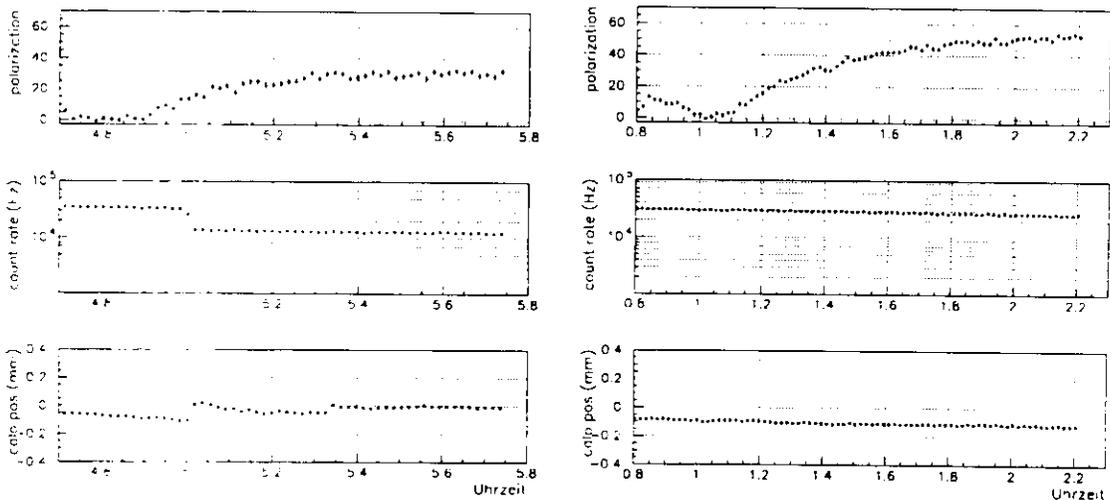


Abb. 5.2: Anstiegsmessungen von Run 2462 (links) und Run 2482 (rechts)

Die Fits wurden in der Weise durchgeführt, daß sich der Anfangszeitpunkt des Fits an dem Zeitpunkt orientiert, an dem der Depolarisator abgeschaltet wurde, mit dem die Strahlpolari-

## 5. Kalibration durch Anstiegsmessungen

Nr.	Run	$\Delta t$ ca. [h]	Bemerkungen	$P_{oc, fit}$	$k_{fit}$	$(\delta P)_{Einzel}$ ca.
1	2370	1.2	Instabile Kalorimeterposition	$0.599 \pm 0.014$	$0.934 \pm 0.014$	0.015
2	2442	0.9		$0.448 \pm 0.026$	$0.998 \pm 0.044$	0.017
3	2444	1.0	Kalorimeterposition schwankt	$0.417 \pm 0.018$	$0.880 \pm 0.028$	0.019
4	2462	1.2	Starke Änderung in der Kalorimeterposition und in der Zählrate	$0.295 \pm 0.016$	$0.935 \pm 0.040$	0.018
5	2464	0.5		$0.599 \pm 0.116$	$1.343 \pm 0.123$	0.020
6	2478	1.8	mehrfache deutliche Bewegungen der Kalorimeterposition	$0.598 \pm 0.010$	$1.100 \pm 0.014$	0.013
7	2482	1.1		$0.546 \pm 0.017$	$0.993 \pm 0.023$	0.013
8	2484	1.0		$0.610 \pm 0.026$	$1.017 \pm 0.028$	0.014
9	2486	1.0		$0.583 \pm 0.023$	$0.991 \pm 0.027$	0.015
10	2488	3.4	zwei große Änderungen der Kalorimeterposition, die erste allerdings erst nach einer Stunde; Änderungen in der Zählrate	$0.688 \pm 0.008$	$1.108 \pm 0.012$	0.015
11	2492	1.1	Kalorimeterposition weit entfernt von der Sollage, aber stabil	$0.621 \pm 0.021$	$0.986 \pm 0.023$	0.018
12	2544	0.6	deutlicher Drift der Kalorimeterposition	$0.522 \pm 0.062$	$1.069 \pm 0.070$	0.020
13	2546	0.7	starke Änderung der Kalorimeterposition und Schwankung der Zählrate	$0.594 \pm 0.052$	$1.136 \pm 0.055$	0.020
14	2548	0.8	Änderung der Kalorimeterposition	$0.654 \pm 0.045$	$1.225 \pm 0.050$	0.020

Tabelle 5.1: 1994 durchgeführte Anstiegsmessungen bei ausgeschaltetem Rotator,  $E=27.551$  GeV

sation vor der Anstiegsmessung auf Null gebracht wurde. Dieser Zeitpunkt ist allerdings mit einer bestimmten Unsicherheit behaftet, da die Depolarisation i.d.R. mit einem Überstreichen eines bestimmten Frequenzbereiches um die Depolarisationsfrequenz durchgeführt wird und der Zeitpunkt des Abschaltens nicht notwendigerweise mit dem Beginn des Anstiegs der Polarisation zusammenfällt.

Aus den aufgeführten Messungen ergeben sich für den Mittelwert und die Standardabweichung (gewichtet mit dem inversen Quadrat des Fehlers) der Kalibrationskonstanten

$$k = 1.03 \pm 0.08$$

Dieser Fehler ist weitaus größer als der reine statistische Fehler von ca. 1.5 %. Für den systematischen Fehler des Polarimeters ergibt sich der folgende Wert.

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{sys}} &= \sqrt{0.08^2 - 0.015^2} \\ &= 0.079 \end{aligned} \quad (5.6)$$

### 5.3.1 Diskussion des Ergebnisses

Zu dem gefundenen Fehler von 7.9 % ist zu bemerken, daß die Anzahl der in die Berechnung eingehenden Kurven zu niedrig ist, um mit Sicherheit sagen zu können, daß die hier festgestellten Schwankungen, die über das rechnerisch statistische Maß hinausgehen, tatsächlich ausschließlich auf systematischen Ungenauigkeiten beruhen. Darüberhinaus sind in diesem Fehler auch Messungen mit eventuellen Instabilitäten der Elektronenmaschine enthalten (s.u.).

### 5.3 Anstiegsmessungen der Strahlzeit 1994 zur Bestimmung des systematischen Fehlers des Polarimeters

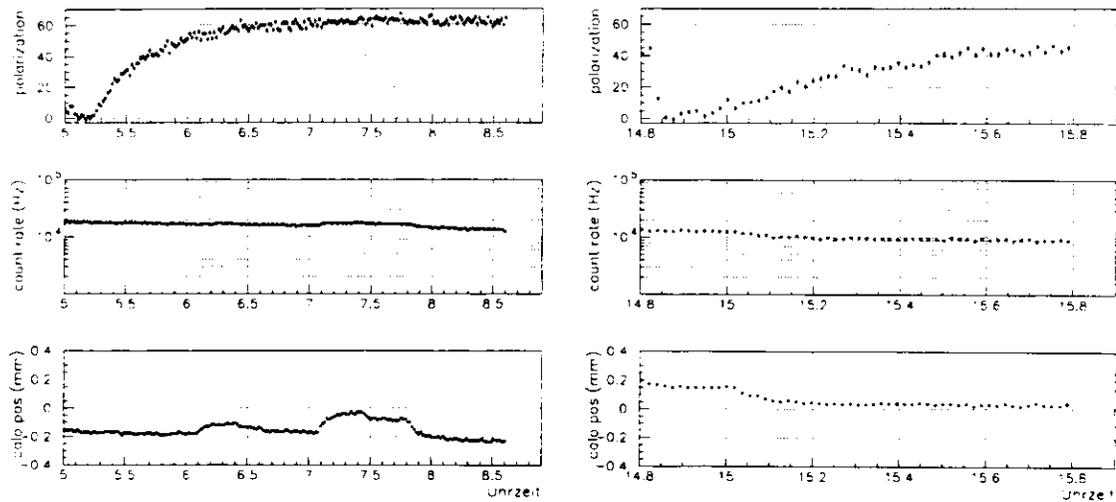


Abb. 5.3: Anstiegsmessungen von Run 2488 (links) und Run 2548 (rechts)

Bei einer derart kleinen Stichprobe ist ebenfalls möglich, daß rein statistische Schwankungen – allerdings großen Umfangs –, die bei einer großen Stichprobe konform mit der zu erwartenden statistischen Verteilung der Meßwerte wären, ein falsches Bild liefern, falls sich durch Zufall eine überproportional große Anzahl dieser großen statistischen Schwankungen in der Stichprobe findet. Dies kann erst durch eine hinreichend große Zahl von Messungen ausgeschlossen werden. Ist dies gegeben, bleibt zu untersuchen, ob der dann resultierende Fehler größer ist als statistisch zu erwarten.

In diesem Fall muß untersucht werden, ob dieser „zu große“ Fehler tatsächlich ausschließlich durch systematische Unsicherheiten des Polarimeters begründet ist oder ob durch Instabilitäten der Maschine von den untersuchten Messungen einige für eine Kalibration zwar ungeeignet sind, aber sie ungerechtfertigterweise in die Kalibration einbezogen wurden und der Fehler auf diesem Wege vergrößert wurde.

Im folgenden Kapitel soll ein Konzept vorgestellt werden, bei dem, ausgehend von Fits an eine Anstiegsmessung, untersucht wird, ob die Anstiegsmessung dem Exponentialgesetz nach Sokolov und Ternov gehorcht und demzufolge für eine Kalibration geeignet ist.

# 6. Monte-Carlo-Studien

## 6.1 Anforderungen an ein Polarimeter-Monte-Carlo-Programm

Um die Tauglichkeit eines Algorithmus zur Untersuchung von Anstiegsmessungen zu prüfen, muß er an Daten getestet werden, die über klar definierte Eigenschaften verfügen. An diesem Punkt setzt das Prinzip von Monte-Carlo-Programmen ein, die, wie der Name andeutet, Ausgaben erzeugen, die mit statistischen Schwankungen versehen sind. Nichtsdestoweniger sind die bestimmenden und grundlegenden Parameter der von einem solchen Programm erzeugten Daten wohldefiniert und nachvollziehbar.

Von dem Programm zur Simulation von Anstiegszeit-Kurven müssen die folgenden Anforderungen erfüllt werden:

- Die den erzeugten Daten zugrundeliegende Gleichung ist die Gleichung des Sokolov-Ternov-Anstiegs der Polarisation.
- Das Programm muß Änderungen der Randbedingungen für den Anstieg der Polarisation, insbesondere eine „Störung“, d.h. eine Änderung von  $P_\infty$  während des Anstiegs der Polarisation, berücksichtigen und erzeugen können. Als diese frei wählbaren Randbedingungen fließen ein:
  - Anfangszeit  $t_0$  der Anstiegskurve
  - Endpolarisation  $P_\infty$  für den Zeitabschnitt vor der Störung, nach der Störung und für Kurven ohne Störung
  - Zeitpunkt der Störung
  - Größe der Fehler und der statistischen Schwankungen, denen die simulierten Polarisationswerte unterliegen.
  - Kalibrationskonstante  $k$

## 6.2 Software zur Erzeugung von Anstiegszeit-Messungen

Mit dem Programm `pmc` (Polarimeter Monte-Carlo) wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm geschrieben, das diese Möglichkeiten zur Verfügung stellt. Eine Programmdokumentation ist im Anhang A.1 wiedergegeben.

Für den folgenden Teil soll eine Konvention für die verwendeten Größen und Formelzeichen vorausgeschickt werden. Es bezeichnen

$P_{\infty,MC}$	asymptotische Endpolarisation, die als Eingabeparameter für eine zu erzeugende Kurve an das Monte-Carlo-Programm übergeben wird, d. h. eine fest vorgegebene Größe
$\Delta P_{\infty,MC}$	Einmalige Änderung der asymptotischen Endpolarisation, die im Verlauf eines nicht störungsfreien Anstiegs stattfindet
$(\delta P)_{\text{Einzel}}$	statistischer Fehler einer Einzelmessung der Polarisation
$(\delta P)_{E,MC}$	statistischer Fehler einer Einzelmessung der Polarisation, der dem Monte-Carlo-Programm als Parameters zur Erzeugung einer Anstiegsmessung übergeben wurde
$P_{\infty,fit}$	asymptotische Endpolarisation, die für eine dem Fitprogramm zur Analyse übergebene Anstiegskurve vom Fitprogramm numerisch bestimmt wurde, d. h. eine Größe, die als freier Parameter von einem Programm als Ausgabegröße bestimmt wird.
$k_{fit}$	Kalibrationskonstante des Polarimeters, die vom Fitprogramm aus einer übergebenen Anstiegskurve numerisch bestimmt wurde, d.h. ein freier Parameter bzw. eine Ausgabegröße.

## 6.3 Analyse der Messungen

### 6.3.1 Konzept der Analyse

Für die Beurteilung der Verwendbarkeit der Kurven für eine Kalibration wird von folgendem Ansatz ausgegangen:

Eine Kurve, die der Exponentialgleichung nach Sokolov-Ternov gehorcht, wird dies nicht nur als ganze Kurve tun, sondern auch in Teilen. Wird für den Fit nur ein bestimmter Abschnitt der Anstiegskurve benutzt, ergeben sich als Ergebnis für die freien Parameter – in gewissem Rahmen – die gleichen Werte wie auch bei Analyse der gesamten Kurve.

Daher wird nun die Anstiegsmessung nicht nur als Ganzes betrachtet, sondern auch partiell in zahlreichen und verschieden langen und gelagerten Abschnitten mit der Exponentialfunktion gefittet. Die Verteilung der daraus erhaltenen Ergebnisse läßt Rückschlüsse auf die Qualität der Kurve zu.

Dabei ist vor allem zu berücksichtigen, daß der Teilabschnitt der Kurve nicht zu kurz gewählt werden darf, da sonst zu wenige Werte berücksichtigt werden, um einen zuverlässigen Fit zu erhalten. Diese Länge und Lage des Teilabschnittes spielt natürlich auch generell eine Rolle für die Zuverlässigkeit des Fitergebnisses. Diese Einflüsse sollen im Folgenden untersucht werden.

Wird hingegen eine Kurve *mit* einer Störung dieser partiellen Analyse unterworfen, werden sich für verschiedene Teile der Kurve andere Fitergebnisse ergeben, als für die Teile der Kurve, die anderen Randbedingungen gehorchen.

Die aus diesen ungestörten und gestörten Anstiegskurven erhaltenen Daten werden zur Unterscheidung der Typen herangezogen. Es können die folgenden Kriterien betrachtet werden:

- Die Verteilungen von  $P_{\infty,fit}$  bzw.  $k_{fit}$  sowie die Abhängigkeit dieser Fitergebnisse von Lage und Länge des individuellen Fitzeitraumes
- Die  $\chi^2$ -Probability  $\langle \chi^2 \rangle_{prob}$  als Indikator für die Qualität der Fits. Diese Größe soll hier kurz erläutert werden.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung  $Q(x^2; \nu)$  für  $\chi^2$  ist gegeben durch

$$Q(x^2; \nu) = \frac{1}{\sqrt{2\nu}\Gamma\frac{\nu}{2}} (x^2)^{\frac{\nu-2}{2}} e^{-\frac{x^2}{2}} \quad (6.1)$$

Die  $\chi^2$ -Probability  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  ist definiert als [Bev92]

$$\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}(\chi^2; \nu) = \frac{1}{\sqrt{2\nu}\Gamma\frac{\nu}{2}} \int_{\chi^2}^{\infty} (x^2)^{\frac{\nu-2}{2}} e^{-\frac{x^2}{2}} d(x^2) \quad (6.2)$$

und stellt die Wahrscheinlichkeit dar, bei einem vorliegenden Fitergebnis mit einem bestimmten  $\chi_1^2$  und  $\nu$  Freiheitsgraden des Fits, einen anderen Fit zu finden, dessen  $\chi^2$  schlechter ist als das vorliegende  $\chi_1^2$ . Ein (hypothetisches)  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  von 100 % sagt dann aus, daß sich kein besserer Fit als der vorliegende finden läßt.

### 6.3.2 Programmtechnische Realisation

Für diese Methode werden die zu analysierenden Monte-Carlo-Kurven durch das Programm `pmc` (vgl. Anhang A.1) erzeugt. Dabei können die folgenden Parameter variiert werden:

- Zeitpunkt der Störung  $t_{\text{Störung}}$ ,
- Größe des Fehlers der Einzelmessung  $(\delta P)_{E,MC}$ ,
- maximal mögliche Polarisation  $P_{\infty,MC}$ ,
- Umfang der Störung  $\Delta P_{\infty,MC}$ ,
- Kalibrationskonstante  $k$
- Länge der Kurve

Es werden zunächst nur Kurven ohne Störung untersucht, die einem Anstieg nach Gl. 5.4 gehorchen und für die eine Kalibrationskonstante von  $k = 1$  vorgegeben wird.

Jede dieser Kurven wird einer „iterativen“ Analyse unterzogen. Dafür wurde das Programm `rotcycle`<sup>1</sup> entwickelt, das mit Algorithmen, die vom Programmpaket `MINUIT` [CER93] zur Verfügung gestellt werden, eine Anzahl numerischer Fits durchführt, wobei die Lage (definiert durch  $t_{\text{fitstart}}$ ) und die Länge (definiert durch  $\Delta t = t_{\text{fitstop}} - t_{\text{fitstart}}$ ) der Fits in folgender Weise variiert werden; die Messung selbst habe hierbei den Startzeitpunkt  $t_1$  und den Endzeitpunkt  $t_2$

- Der Beginn des Fitzeitraumes  $t_{\text{fitstart}}$  liegt zwischen  $t_1$  und  $t_2 - 0.4$  h. Die Schrittweite bei der Änderung dieses Parameters beträgt 0.015 h.
- Das Ende des Fitzeitraumes  $t_{\text{fitstop}}$  wird für jeden Startzeitpunkt des Fits ab dem Zeitpunkt ( $t_{\text{fitstart}} + 0.3$  h) ebenfalls mit einer Schrittweite von 0.015 h bis zum Wert von  $t_2$  erhöht.

<sup>1</sup>no rotator cycle — Diese Namensgebung beruht auf der Tatsache, daß in dieses Programm die Konstanten für einen Maschinenbetrieb ohne Spinrotatoren einfließen.

Eine Verkürzung der Schrittweite von 0.015 h bei diesen Iterationen ist nicht sinnvoll, da die einzelnen Datenpunkte bereits im Abstand von je einer Minute auf der Abszisse, d.h. 0.016, erzeugt werden.

Auf diese Weise wird, abhängig von der Länge der Kurve, eine bestimmte Anzahl von „Zeitfenstern“ bzw. Fitergebnissen und damit diese Zahl von Datensätzen  $\{P_{\infty, \text{fit}}, k_{\text{fit}}, \langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}\}$  erzeugt. Die Verteilungen dieser Werte werden nun für die Beurteilung der Qualität der Kurven herangezogen.

## 6.4 Untersuchung der Anforderungen an die zu analysierenden Anstiegskurven

Zunächst soll untersucht werden, unter welchen Voraussetzungen überhaupt numerische Fits in welchem Umfang auf eine Anstiegskurve anwendbar sind und ob eine Kurve für eine Bestimmung der Kalibrationskonstanten nutzbar ist. Dazu wird betrachtet, wie

- der Anfangs- bzw. Endwert des Fits in bezug auf den Beginn der Anstiegsmessung Einfluß auf die Verteilung der Fitergebnisse nimmt.
- der statistische Fehler der Einzelmessung die Größe der Fehler der Fitergebnisse beeinflusst und
- wie aufgrund des statistischen Fehlers eine Abschätzung für die Anzahl der durchzuführenden Messungen gegeben werden kann.

### 6.4.1 Einfluß der Anfangswerte der Anstiegskurve auf den Fit

Da im „hinteren“ Teil einer Anstiegskurve nur noch eine geringe Steigung vorliegt und ein Fit lediglich durch diesen Teil der Kurve einen Schnittpunkt mit der Abszisse ergäbe, der weit links des Punktes läge, der den Nullpunkt der Polarisation darstellt, muß davon ausgegangen werden, daß den „ersten“ Punkten der Kurve für das Gelingen des Fits eine entscheidende Bedeutung zukommt. Der Einfluß des Beginns des Fitzeitraumes, d. h. der ersten Datenpunkte auf das (bei Monte-Carlo-Kurven bekannte) Ergebnis für  $P_{\infty, \text{fit}}$  und  $k_{\text{fit}}$  soll nun untersucht werden.

Hierfür werden MC-Anstiegskurven mit verschiedenen Fehlern der Einzelmessung erzeugt und im Hinblick auf die Stabilität der Ergebnisse von  $P_{\infty, \text{fit}}$  und  $k_{\text{fit}}$  untersucht. Es werden für je ein  $(\delta P)_{E, \text{MC}}$  verschiedene Zeitpunkte  $t_{\text{fitstop}}$  jeweils fest gewählt und die Verteilung der Fitergebnisse in Abhängigkeit des Startzeitpunktes  $t_{\text{fitstart}}$  betrachtet. Als Kriterium wird eine Abweichung von nicht mehr als 3 % von den in das MC-Programm eingegebenen Zahlen angesetzt. Diese Untersuchung wird für verschiedene  $t_{\text{fitstop}}$  wiederholt.

$$\begin{aligned} (\delta P)_{E, \text{MC}} &= 0.001, 0.002, \dots, 0.009, 0.01, 0.015, 0.02, 0.03 \\ t_{\text{fitstop}} &= 1.1, 1.2, 1.3, 1.4 \end{aligned}$$

Tabelle 6.1: Variierte Größen für die Untersuchung der Abhängigkeit der Stabilität der Fitergebnisse von  $P_{\infty, \text{fit}}$  und  $k_{\text{fit}}$  vom Anfang  $t_{\text{fitstart}}$  und Ende des Fitzeitraumes

Aus den Graphiken (vgl. Anhang B) der Verteilungen der Fitergebnisse wurden für die Startzeitpunkte des Fits  $t_{\text{fitstart}}$  in Stunden nach Beginn der Anstiegskurve die in den Tabellen 6.2 (für

$P_{\infty,MC} = 0.20$ ) bis 6.5 (für  $P_{\infty,MC} = 0.70$ ) aufgeführten Werte abgelesen. Bei einem Fitbeginn vor dem jeweils angegebenen Zeitpunkt liegen die Fitergebnisse dann für  $P_{\infty,fit}$  in einem Intervall von  $\pm 3\%$  um die ins Monte-Carlo-Programm eingegebenen Werte von  $P_{\infty,MC}$  bzw.  $k = 1$ .

Hier soll an einer Beispielgraphik (Abb. 6.1) die Ermittlung dieser Zahlen in den unten aufgeführten Tabellen demonstriert werden.

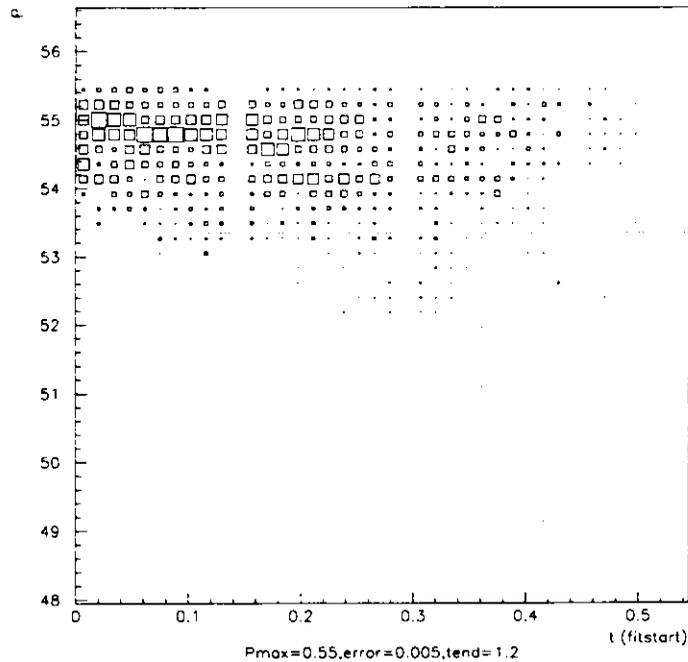


Abb. 6.1: Verteilung von  $P_{\infty,fit}$  in Abhängigkeit vom Beginn des Fitzeitraums

In dieser Graphik ist die Verteilung der Fitergebnisse für die asymptotische Endpolarisation  $P_{\infty,fit}$  für Anstiegskurven mit einer eingegebenen Endpolarisation von  $P_{\infty,MC} = 0.55$  und einem statistischen Fehler der Einzelmessung von  $(\delta P)_{Einzel} = 0.005$  wiedergegeben, und zwar in Abhängigkeit des Beginns des Fitzeitraumes in einem Intervall zwischen 0 und 0.5 h. Das Ende des Fitzeitraums ist hier fixiert auf 1.2 h.

In die Graphik ist eine Linie eingetragen, die die untere Grenze eines Intervalls von  $\pm 3\%$  um die „nommelle“ Polarisation von 0.55 markiert (die entsprechende obere Grenze ist außerhalb der Skala). In dieser Graphik wird nun der Punkt auf der Abszisse bestimmt, links dessen die Verteilung von  $P_{\infty,fit}$  innerhalb dieses  $\pm 3\%$ -Intervalls bleibt. Für die mit dieser Graphik untersuchte Kurve ergibt sich ein Wert von 0.08 h, der in Tabelle 6.4 links für  $(\delta P)_{Einzel} = 0.005$  und  $t_{0.95,fit} = 1.2$  eingetragen wird.

Auf diese Weise wurden auch alle anderen Einträge in den Tabellen 6.2 bis 6.5 ermittelt. Da eine Wiedergabe aller dafür verwendeten Graphiken den Rahmen dieser Arbeit überstiege, ist im Anhang B nur eine begrenzte Auswahl der Graphiken aufgeführt: es wurden nur die Graphiken für eine Monte-Carlo-Polarisation von 0.55 und nicht für alle untersuchten Fehler der Einzelmessung wiedergegeben (Abb. B.1 bis B.8).

Es zeigt sich, daß für einen extrem kleinen Fehler der Einzelmessung  $(\delta P)_{Einzel} < 0.004$  der Beginn des Fitzeitraumes i. A. keine große Rolle spielt; sowohl die Verteilung von  $P_{\infty,fit}$  als

6.4 Untersuchung der Anforderungen an die zu analysierenden Anstiegskurven

$t_{\text{fitstop}} >$	1.1 h	1.2 h	1.3 h	1.4 h
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.001$	0.11	0.12	0.12	0.12
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.002$	0.04	0.04	0.04	0.04
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.003$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.004$	0.01	0.01	0.03	0.05
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.005$	0	0	0	0
$(\delta P)_{\text{Einzel}} > 0.005$	0	0	0	0

$t_{\text{fitstop}} >$	1.1 h	1.2 h	1.3 h	1.4 h
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.001$	0.12	0.12	0.12	0.12
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.002$	0.04	0.04	0.04	0.04
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.003$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.004$	0.01	0.01	0.05	0.05
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.005$	0.01	0	0	0
$(\delta P)_{\text{Einzel}} > 0.005$	0	0	0	0

Tabelle 6.2: Werte für  $t_{\text{fitstart}}$ , unterhalb derer die Verteilung von  $P_{\infty, \text{fit}}$  (links) bzw.  $k_{\text{fit}}$  (rechts) in einem  $\pm 3\%$ -Intervall  $[0.194; 0.206]$  um die „eingeebene“ asymptotische Polarisation von  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.2$  liegt.

$t_{\text{fitstop}} >$	1.1 h	1.2 h	1.3 h	1.4 h
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.001$	0.38	0.38	0.38	0.39
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.002$	0.23	0.23	0.23	0.23
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.003$	0.08	0.12	0.12	0.12
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.004$	0.2	0.2	0.26	0.26
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.005$	0.12	0.12	0.12	0.12
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.006$	0.01	0.01	0.02	0.02
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.007$	0.02	0.02	0.02	0.04
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.008$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.009$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.01$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} > 0.01$	0	0	0	0

$t_{\text{fitstop}} >$	1.1 h	1.2 h	1.3 h	1.4 h
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.001$	0.38	0.39	0.39	0.39
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.002$	0.23	0.23	0.24	0.24
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.003$	0.23	0.23	0.24	0.24
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.004$	0.24	0.24	0.27	0.27
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.005$	0.12	0.12	0.12	0.12
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.006$	0.01	0.03	0.03	0.03
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.007$	0.04	0.02	0.04	0.04
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.008$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.009$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.01$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} > 0.01$	0	0	0	0

Tabelle 6.3: Werte für  $t_{\text{fitstart}}$ , unterhalb derer die Verteilung von  $P_{\infty, \text{fit}}$  (links) bzw.  $k_{\text{fit}}$  (rechts) in einem  $\pm 3\%$ -Intervall  $[0.3395; 0.3605]$  um die „eingeebene“ asymptotische Polarisation von  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.35$  liegt.

auch von  $k_{\text{fit}}$  liegen in diesem Fall in einem  $\pm 3\%$ -Intervall, bei darüber liegenden  $(\delta P)_{\text{Einzel}}$  zeigt das Ergebnis eine Abhängigkeit vom Ende des Fitzeitraumes in der Weise, daß bei größer werdendem  $(\delta P)_{\text{Einzel}}$  der Beginn des Fitzeitraumes nur dann weiter von Null entfernt gewählt werden kann, wenn der Fitzeitraum selbst um so länger ist, also nur ein längerer Fitzeitraum zu einem zuverlässigeren Ergebnis führt (wie zu erwarten war). Bei einer hohen asymptotischen Endpolarisation kann als obere Grenze für den Fehler der Einzelmessung 0.007 angesetzt werden, soll auch mit kürzeren Fitzeiträumen noch ein zuverlässiger Fit für  $P_{\infty}$  und  $k$  durchgeführt werden können. Bei größeren Einzelfehlern oder kürzeren Fitzeiträumen wird die Verteilung der Fitergebnisse rasch wesentlich breiter.

Insgesamt ist der Fit also sehr empfindlich auf die ersten im Fit berücksichtigten Werte und darüberhinaus ist diese Empfindlichkeit abhängig von der asymptotischen Endpolarisation: bei einem niedrigen  $P_{\infty}$  müssen die Werte einer Anstiegskurve auf jeden Fall von Anfang an im Fit berücksichtigt werden, während bei einem hohen  $P_{\infty}$  das Weglassen von bis zu drei Meßpunkten noch keinen so starken Einfluß hat. In Tabelle 6.6 sind die Werte für  $(\delta P)_{\text{Einzel}}$  aufgeführt, oberhalb derer beim Fit die ersten 0.05 h bzw. 0.1 h der Anstiegskurve weggelassen werden können, um die Verteilung der Fitergebnisse im  $\pm 3\%$ -Intervall zu halten.

Nichtsdestoweniger ergeben sich die zuverlässigsten Fits, wenn die Punkte der Anstiegsmessung von Anfang an berücksichtigt werden. Dies wird in den folgenden Untersuchungen so gehandhabt.

$t_{\text{fitstop}} >$	1.1 h	1.2 h	1.3 h	1.4 h
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.001$	0.5	0.5	0.5	0.5
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.002$	0.37	0.37	0.37	0.37
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.003$	0.19	0.19	0.2	0.21
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.004$	0.13	0.19	0.22	0.24
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.005$	0.06	0.08	0.08	0.08
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.006$	0.01	0.01	0.04	0.11
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.007$	0.01	0.01	0.08	0.08
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.008$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.009$	0.01	0.01	0.03	0.05
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.01$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} > 0.01$	0	0	0	0

$t_{\text{fitstop}} >$	1.1 h	1.2 h	1.3 h	1.4 h
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.001$	0.5	0.5	0.5	0.5
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.002$	0.37	0.37	0.37	0.37
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.003$	0.21	0.21	0.21	0.28
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.004$	0.27	0.27	0.27	0.28
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.005$	0.08	0.11	0.19	0.24
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.006$	0.04	0.04	0.9	0.12
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.007$	0.08	0.08	0.09	0.9
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.008$	0.01	0.01	0.01	0.04
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.009$	0.05	0.05	0.05	0.05
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.01$	0.01	0.01	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} > 0.01$	0	0	0	0

Tabelle 6.4: Werte für  $t_{\text{fitstart}}$ , unterhalb derer die Verteilung von  $P_{\infty, \text{fit}}$  (links) bzw.  $k_{\text{fit}}$  (rechts) in einem  $\pm 3\%$ -Intervall  $[0.5335; 0.5665]$  um die „eingeebene“ asymptotische Polarisation von  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.55$  liegt.

$t_{\text{fitstop}} >$	1.1 h	1.2 h	1.3 h	1.4 h
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.001$	0.5	0.5	0.5	0.5
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.002$	0.42	0.42	0.42	0.42
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.003$	0.32	0.32	0.32	0.32
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.004$	0.08	0.08	0.12	0.13
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.005$	0.13	0.13	0.22	0.24
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.006$	0.08	0.08	0.12	0.12
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.007$	0.04	0.1	0.1	0.1
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.008$	0.01	0.02	0.01	0.01
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.009$	0.01	0.09	0.11	0.11
$(\delta P)_{\text{Einzel}} > 0.009$	0	0	0	0

$t_{\text{fitstop}} >$	1.1 h	1.2 h	1.3 h	1.4 h
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.001$	0.5	0.5	0.5	0.5
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.002$	0.5	0.5	0.5	0.5
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.003$	0.32	0.32	0.32	0.32
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.004$	0.13	0.13	0.14	0.13
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.005$	0.23	0.23	0.26	0.26
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.006$	0.12	0.12	0.13	0.13
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.007$	0.1	0.17	0.17	0.18
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.008$	0.06	0.08	0.08	0.08
$(\delta P)_{\text{Einzel}} = 0.009$	0.08	0.11	0.12	0.18
$(\delta P)_{\text{Einzel}} > 0.009$	0	0	0	0

Tabelle 6.5: Werte für  $t_{\text{fitstart}}$ , unterhalb derer die Verteilung von  $P_{\infty, \text{fit}}$  (links) bzw.  $k_{\text{fit}}$  (rechts) in einem  $\pm 3\%$ -Intervall  $[0.679; 0.721]$  um die „eingeebene“ asymptotische Polarisation von  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.7$  liegt.

#### 6.4.2 Abhängigkeit des Fehlers von $k$ und $P_{\infty}$ vom statistischen Fehler der Einzelmessung

Im nächsten Schritt wird der Zusammenhang des statistischen Fehlers der Einzelmessung mit der Breite der Verteilung der Fitergebnisse für  $P_{\infty}$  und  $k$  untersucht. Hierzu werden Monte-Carlo-Anstiegsmessungen betrachtet, bei denen ein statistischer Fehler der Einzelmessung zwischen 0.001 und 0.03 einfließt. Diese Anstiegsmessungen werden jeweils dem Fit über verschiedene Zeiträume unterworfen und der Mittelwert  $P_{\infty, \text{fit}}$  bzw.  $k$  sowie die Standardabweichung  $\sigma_{P_{\infty, \text{fit}}}$  bzw.  $\sigma_k$  der Fitergebnisse als Fehler  $\Delta P_{\infty, \text{fit}}$  bzw.  $\Delta k$  betrachtet. Für die Endpolarisationen 0.20, 0.35, 0.55 und 0.70 ergeben sich die Werte aus Tabelle 6.7 und 6.8.

In Abb. 6.2 und 6.3 ist für  $P_{\infty}$  und  $k$  jeweils für verschiedene Endpolarisationen der Zusammenhang des ins Monte-Carlo-Programm eingegebenen statistischen Fehlers der Einzelmessung mit dem hier erhaltenen Fehler ( $1\sigma$ ) der Fitergebnisse wiedergegeben; es kann von einem grob linearen Zusammenhang gesprochen werden, insbesondere ist zu erkennen, daß für höhere Endpolarisationen der „herausgekommene“ Fehler der Fitergebnisse dem „hineingesteckten“ Fehler der Einzelmessung in etwa entspricht. In diesen Bildern sind Geraden für  $\Delta P_{\infty, \text{fit}} = (\delta P)_{\text{Einzel}}$  und  $k_{\text{fit}} = (\delta P)_{\text{Einzel}}$  eingetragen.

Wie anhand der Abbildungen 6.4 und 6.5 bereits deutlich wird (und zu erwarten war), ist mit zunehmendem Fehler der Einzelmessung das Ergebnis der Fits immer weniger zuverlässig.

$P_{\infty,MC}$	$t_{\text{fitstart}} < 0.05 \text{ h}$		$t_{\text{fitstart}} < 0.1 \text{ h}$	
	für $P_{\infty,fit}$	für $k_{fit}$	für $P_{\infty,fit}$	für $k_{fit}$
20	0	0	0.001	0.001
35	0.005	0.005	0.005	0.005
55	0.007	0.007	0.004	0.004
70	0.008	0.01	0.08	0.01

Tabelle 6.6: Werte für  $(\delta P)_{\text{Einzel}}$ , unterhalb derer die ersten 0.05 h bzw. 0.1 h beim Fit der Anstiegskurve weggelassen werden können, ohne daß die Verteilung der Fitergebnisse ein  $\pm 3\%$ -Intervall um den Sollwert verläßt

$(\delta P)_{\text{Einzel}}$	$P_{\infty,MC} = 0.20$				$P_{\infty,MC} = 0.35$			
	$P_{\infty,fit}$	$\Delta P_{\infty,fit}$	$k_{fit}$	$\Delta k$	$P_{\infty,fit}$	$\Delta P_{\infty,fit}$	$k_{fit}$	$\Delta k$
0.001	0.020	0.001	0.999	0.005	0.350	0.001	0.999	0.002
0.002	0.199	0.002	0.995	0.009	0.349	0.002	0.998	0.004
0.003	0.199	0.003	0.996	0.015	0.348	0.003	0.996	0.007
0.004	0.199	0.003	0.997	0.014	0.348	0.002	0.996	0.005
0.005	0.197	0.003	0.984	0.013	0.351	0.004	1.002	0.010
0.006	0.198	0.004	0.989	0.021	0.348	0.007	0.995	0.017
0.007	0.194	0.010	0.970	0.046	0.346	0.004	0.991	0.009
0.008	0.197	0.009	0.985	0.043	0.346	0.007	0.993	0.017
0.009	0.199	0.006	0.990	0.030	0.346	0.009	0.991	0.021
0.01	0.197	0.011	0.987	0.049	0.347	0.008	0.993	0.019
0.012	0.197	0.010	0.986	0.048	0.344	0.010	0.986	0.025
0.015	0.193	0.015	0.967	0.071	0.346	0.016	0.992	0.038
0.02	0.189	0.016	0.949	0.077	0.350	0.016	1.000	0.037
0.025	0.205	0.017	1.023	0.079	0.331	0.017	0.953	0.041
0.03	0.210	0.017	1.054	0.084	0.332	0.015	0.955	0.034

Tabelle 6.7: Abhängigkeit von  $\Delta P_{\infty,fit}$  und  $\Delta k$  vom statistischen Fehler der Einzelmessung  $(\delta P)_{\text{Einzel}}$  für eine Endpolarisation von 0.20 bzw. 0.35

Es zeigt sich eine leichte systematische Abhängigkeit der Ergebnisse für  $P_{\infty,fit}$  und  $k_{fit}$  bereits in der Form, daß ab einem Fehler der Einzelmessung von mehr als 0.01 sowohl  $P_{\infty,fit}$  als auch  $k_{fit}$  beginnen, stärker zu fluktuieren. In den Abbildungen ist außerdem der Mittelwert für  $P_{\infty,fit}$  bzw.  $k_{fit}$  eingetragen.

Wegen dieses Zusammenhangs wird nun die Stabilität der Fitergebnisse nur für einen Fehler der Einzelmessung von bis zu 0.01 betrachtet (Abb. 6.6 und 6.7) und für diese 10 Werte der Mittelwert und der Fehler für  $P_{\infty,fit}$  und  $k_{fit}$  berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.9 für verschiedene Endpolarisationen aufgelistet.

### 6.4.3 Anzahl der zu messenden Kurven für einen geringen statistischen Fehler von $k$

Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits gezeigt wurde, spiegelt sich der statistische Fehler der Einzelmessung in der Breite der Verteilung der Fitergebnisse und damit deren statistischer Verteilung wieder, zumindest für Anstiegskurven mit einer mittleren bis hohen asymptotischen Gleichgewichtspolarisation. Ferner entspricht der Mittelwert der Verteilung dem in das MC-

$(\delta P)_{\text{Einzel}}$	$P_{\infty,MC} = 0.55$				$P_{\infty,MC} = 0.70$			
	$P_{\infty,fit}$	$\Delta P_{\infty,fit}$	$k_{fit}$	$\Delta k$	$P_{\infty,fit}$	$\Delta P_{\infty,fit}$	$k_{fit}$	$\Delta k$
0.001	0.550	0.001	0.999	0.001	0.700	0.001	1.000	0.001
0.002	0.549	0.002	0.998	0.003	0.699	0.003	0.999	0.003
0.003	0.548	0.003	0.997	0.004	0.699	0.004	0.999	0.004
0.004	0.549	0.005	0.998	0.007	0.699	0.006	0.998	0.005
0.005	0.547	0.004	0.995	0.006	0.698	0.005	0.999	0.005
0.006	0.547	0.007	0.996	0.008	0.697	0.005	0.996	0.004
0.007	0.545	0.006	0.993	0.008	0.699	0.007	0.999	0.006
0.008	0.544	0.008	0.991	0.011	0.693	0.012	0.994	0.010
0.009	0.550	0.008	0.999	0.011	0.699	0.011	0.996	0.011
0.01	0.550	0.012	0.997	0.016	0.695	0.013	0.993	0.012
0.012	0.540	0.011	0.986	0.016	0.701	0.013	0.998	0.012
0.015	0.534	0.019	0.978	0.027	0.695	0.023	0.992	0.022
0.02	0.533	0.018	0.978	0.024	0.695	0.021	0.994	0.018
0.025	0.532	0.019	0.975	0.026	0.697	0.028	0.997	0.025
0.03	0.535	0.028	0.972	0.037	0.699	0.036	1.000	0.034

Tabelle 6.8: Abhängigkeit von  $\Delta P_{\infty,fit}$  und  $\Delta k$  vom statistischen Fehler der Einzelmessung  $(\delta P)_{\text{Einzel}}$  für eine Endpolarisation von 0.55 bzw. 0.70

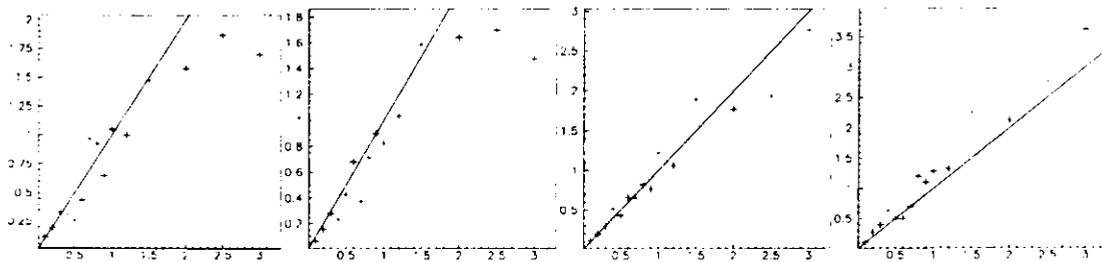


Abb. 6.2:  $100 \cdot \Delta P_{\infty,fit}$  in Abhängigkeit des statistischen Fehlers der Einzelmessung für die Endpolarisationen 0.20, 0.35, 0.55, 0.70 mit der Geraden  $\Delta P_{\infty,fit} = (\delta P)_{\text{Einzel}}$

Programm eingegebenen Wert für den Fehler der Einzelmessung. Diese Fortpflanzung des Fehlers kann dazu herangezogen werden, um Aussagen über die Anzahl der zu messenden Anstiegskurven zu treffen, wenn durch wiederholtes Messen einer Anstiegskurve der statistische Fehler der Kalibrationskonstante  $k$  weitestmöglich reduziert werden soll.

Da der statistische Fehler einer gemessenen Größe mit der Wurzel aus der Anzahl der Messungen kleiner wird, kann recht einfach eine Abschätzung für eine untere Schranke für die Anzahl der zu messenden Kurven aufgrund eines vorgegebenen statistischen Fehlers der Einzelmessung gefunden werden. So ergibt sich für einen Fehler der Einzelmessung von 0.02 ein Fehler für  $k$  von  $\Delta k = 0.02$  bei einer einmaligen Messung. Um den statistischen Fehler  $\Delta k$  durch mehrfache Messung auf  $\Delta k_{\min}$  zu reduzieren, sind

$$n = \left( \frac{\Delta k}{\Delta k_{\min}} \right)^2 \tag{6.3}$$

Messungen von Anstiegskurven notwendig. Für das obige Beispiel ergeben sich so für verschiedene angestrebte statistische Fehler aus einer Reihe von Messungen folgende Zahlen  $n$  von zunehmenden Kurven

## 6.4 Untersuchung der Anforderungen an die zu analysierenden Anstiegskurven

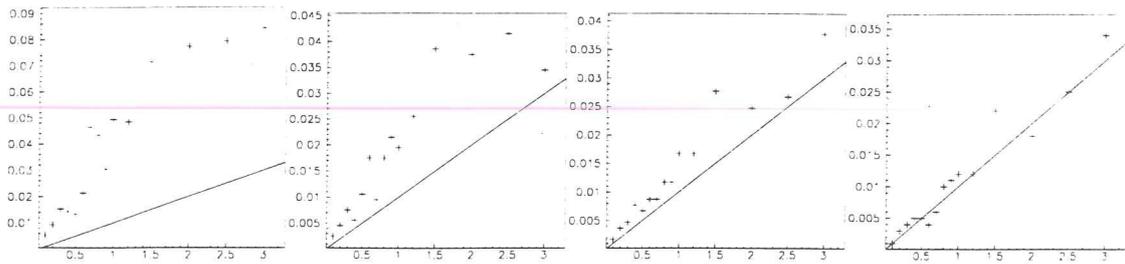


Abb. 6.3:  $\Delta k$  in Abhängigkeit des statistischen Fehlers der Einzelmessung für die Endpolarisationen 0.20, 0.35, 0.55, 0.70 mit der Geraden  $k_{\text{fit}} = (\delta P)_{\text{Einzel}}$

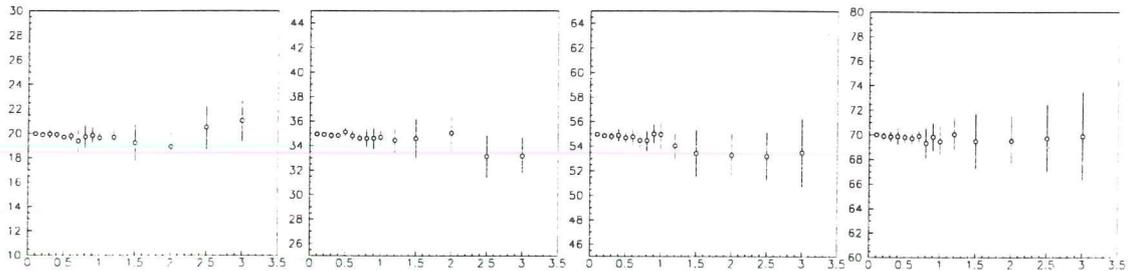


Abb. 6.4:  $100 \cdot P_{\infty, \text{fit}}$  in Abhängigkeit des statistischen Fehlers der Einzelmessung,  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.20, 0.35, 0.55, 0.70$

$\Delta k_{\text{min}}$	$n$
0.01	4
0.005	16
0.002	100
0.001	400

Wird die gesamte geplante HERMES-Datennahmezeit von größenordnungsmäßig 1500 Stunden im Jahr [Ste95] in Betracht gezogen und ferner davon ausgegangen, daß eine Anstiegsmessung während jeder 8-12-stündigen Elektronenfüllung gemacht werden kann, ergeben sich rein rechnerisch 100-200 Anstiegsmessungen. Sind von diesen Messungen die Hälfte für eine Kalibration verwendbar, zeigt sich, daß der statistische Fehler in der Bestimmung von  $k$  auf etwas mehr als

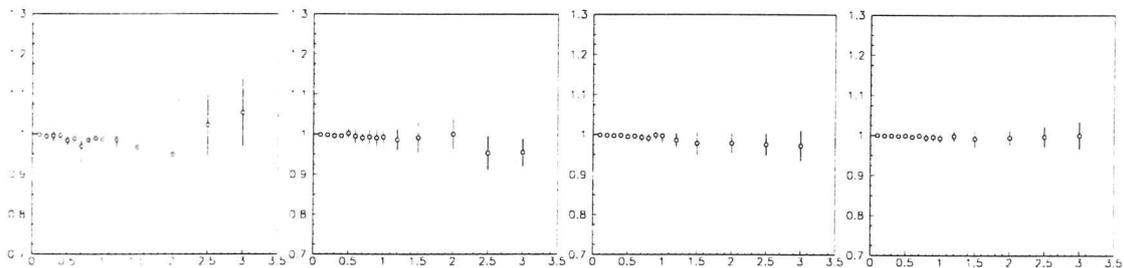


Abb. 6.5:  $k_{\text{fit}}$  in Abhängigkeit des statistischen Fehlers der Einzelmessung,  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.20, 0.35, 0.55, 0.70$

$P_{\infty,MC}$	$P_{\infty,fit}$	$k_{fit}$
0.20	$0.1991 \pm 0.0017$	$0.996 \pm 0.008$
0.35	$0.3493 \pm 0.0016$	$0.998 \pm 0.003$
0.55	$0.5490 \pm 0.0019$	$0.999 \pm 0.002$
0.70	$0.6996 \pm 0.002$	$0.999 \pm 0.002$

Tabelle 6.9: Mittelwerte der Fitergebnisse für  $P_{\infty,fit}$  und  $k_{fit}$  für einen Fehler der Einzelmessung von bis zu 0.01

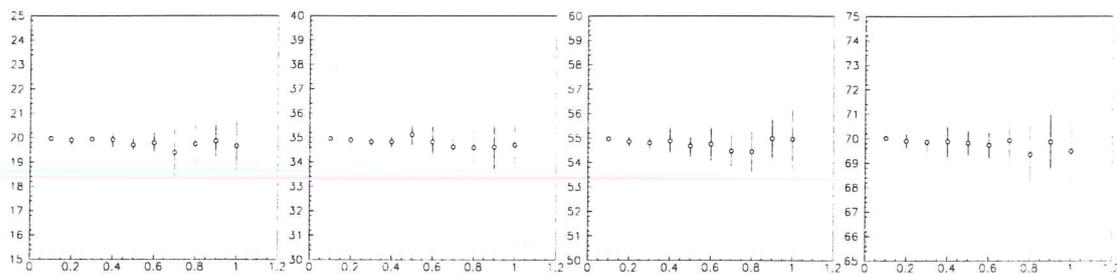


Abb. 6.6:  $100 \cdot P_{\infty,fit}$  in Abhängigkeit des statistischen Fehlers der Einzelmessung für  $(\delta P)_{Einzel} \leq 0.01$ ,  $P_{\infty,MC} = 0.20, 0.35, 0.55, 0.70$

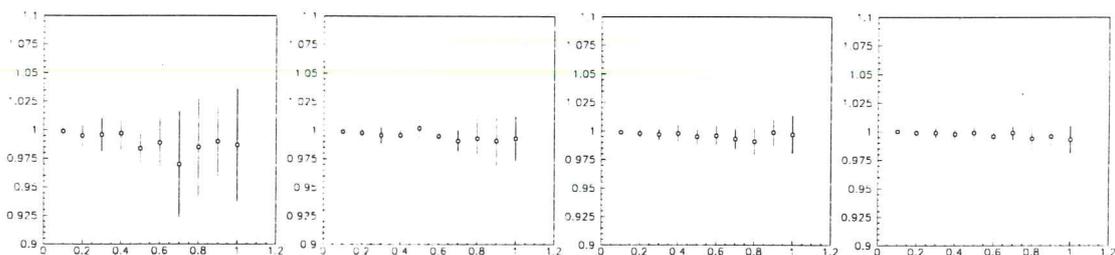


Abb. 6.7:  $k_{fit}$  in Abhängigkeit des statistischen Fehlers der Einzelmessung für  $(\delta P)_{Einzel} \leq 0.01$ ,  $P_{\infty,MC} = 0.20, 0.35, 0.55, 0.70$

ein Zehntel des statistischen Fehlers der Einzelmessung der Polarisation reduziert werden kann und damit in der Größenordnung von 0.1 bis 0.2% liegt.

## 6.5 Test der Analysemethoden mit Monte-Carlo-erzeugten Kurven

Der Unterschied in den Verteilungen der auf diese Weise gewonnenen Fitergebnisse für eine „schlechte“ Kurve, verglichen mit einer „guten“, und die damit gegebene Identifikationsmöglichkeit für Kurven mit einer Störung, die mit dem bloßen Auge möglicherweise nicht zu erkennen ist, wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

### 6.5.1 Verteilung der Fitergebnisse

Zunächst wird durch Variation der freien Parameter bei der Erzeugung der Monte-Carlo-Kurven untersucht, unter welchen Rahmenbedingungen eine Schlußfolgerung von der Verteilung der Fitergebnisse auf die Qualität der Kurve möglich, d. h. das Aussehen der Verteilung und die Ergebnisse der Fits signifikant unterschiedlich für „gute“ und „schlechte“ Kurven ist und somit eine Beurteilung hinsichtlich der Verwendbarkeit ermöglicht.

Zum Vergleich von Anstiegskurven mit und ohne Störung werden eine Anzahl Kurven mit unterschiedlicher Endpolarisation, unterschiedlichem Umfang, Zeitpunkt und unterschiedlicher Richtung der Störung sowie unterschiedlichem Fehler der Einzelmessung erzeugt, analysiert und die Verteilungen, d. h. Mittelwert und Standardabweichung der Fitergebnisse aus der Analyse für  $k_{\text{fit}} \pm \Delta k_{\text{fit}}$  und  $P_{\infty, \text{fit}} \pm \Delta P_{\infty, \text{fit}}$  weiter betrachtet. Die Parameter bei der Erzeugung der Kurven werden entsprechend den Werten aus Tabelle 6.10 variiert.

Endpolarisation	$P_{\infty, \text{MC}}$	0.20, 0.35, 0.55, 0.70
Zeitpunkt der Störung	$t_{\text{Störung}}$	0.2 h, 0.4 h, 0.8 h
Umfang der Störung	$\Delta P_{\infty, \text{MC}}$	0, 0.02, 0.05, 0.1, 0.15
Fehler der Einzelmessung	$(\delta P)_{\text{Einzel}}$	0.07, 0.01

Tabelle 6.10: Variierte Parameter für die Monte-Carlo-Erzeugung von Anstiegskurven für den Vergleich von Kurven mit und ohne Störung

Die in der Tabelle aufgeführten Störungen werden sowohl positiv als auch negativ an die jeweilige Endpolarisation angebracht und für jeden Satz Parameter wieder zehn Kurven erzeugt und entsprechend viele Sätze von Fitergebnissen  $\{k_{\text{fit}}, \Delta k_{\text{fit}}, P_{\infty, \text{fit}}, \Delta P_{\infty, \text{fit}}\}$ .

In den folgenden Tabellen werden die Fitergebnisse dieser „Kurvensätze“, d. h. jeweils Mittelwert und Standardabweichung für die asymptotische Endpolarisation und für die Kalibrationskonstante abhängig vom Umfang, vom Zeitpunkt und von der Richtung der Störung aufgelistet. Es sind dabei für Messungen mit einer Störung zwei Teile in einer Tabelle: der erste Teil der jeweiligen Tabelle gibt dabei die Ergebnisse für die Störung in positiver Richtung wieder und der zweite die für die Störung in negativer Richtung; d. h. für  $\Delta P_{\infty, \text{MC}} = 0.05$  und  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.20$  sind im ersten Teil der Tabelle die Werte für eine Änderung von  $P_{\infty}$  von 0.15 auf 0.20 wiedergegeben und in der zweiten Tabelle für eine Änderung von 0.25 auf 0.20.

Gleichgewichtspolarisation 0.20						
$\Delta P_{\infty, \text{fit}}$	$t_{\text{Störung}} = 0.2 \text{ h}$		$t_{\text{Störung}} = 0.4 \text{ h}$		$t_{\text{Störung}} = 0.8 \text{ h}$	
	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$
0	19.913±0.937	0.980±0.042	19.808±0.813	0.992±0.038	19.961±0.906	0.998±0.042
2	21.308±0.516	1.069±0.026	22.805±0.962	1.154±0.045	20.994±1.178	1.113±0.054
5	25.159±0.541	1.253±0.027	30.484±0.894	1.538±0.042	24.412±1.837	1.412±0.094
10	34.405±0.846	1.677±0.040	61.237±2.147	2.803±0.065	86.987±8.393	2.817±0.073
15	44.526±1.867	2.083±0.071	141.667±5.073	>3	179.997±0.008	>3
2	18.723±0.822	0.941±0.037	16.474±0.690	0.821±0.034	18.136±1.103	0.870±0.051
5	17.409±0.578	0.875±0.027	14.273±0.626	0.705±0.031	16.808±0.773	0.761±0.032
10	15.258±1.112	0.770±0.057	12.216±0.396	0.595±0.020	16.138±0.438	0.667±0.017
15	14.296±0.579	0.723±0.028	10.705±0.386	0.512±0.017	15.838±0.315	0.609±0.012

Gleichgewichtspolarisation 0.35						
$\Delta P_{\infty, MC}$	$t_{\text{Störung}} = 0.2 \text{ h}$		$t_{\text{Störung}} = 0.4 \text{ h}$		$t_{\text{Störung}} = 0.8 \text{ h}$	
	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$
0	34 476±0.794	0.987±0.021	34 742±0.972	0.993±0.026	34.761±0.586	0.994±0.015
2	35.615±0.805	1.016±0.018	36.904±0.870	1.053±0.019	35.625±1.032	1.047±0.027
5	37.422±0.929	1.063±0.023	40.602±1.155	1.157±0.029	37.370±0.797	1.148±0.023
10	40.364±0.911	1.140±0.020	48.892±1.451	1.379±0.030	42.485±1.346	1.398±0.034
15	44.228±0.942	1.237±0.022	65.473±1.948	1.747±0.040	62.766±2.574	2.046±0.055
2	34.291±0.652	0.985±0.017	33.498±0.618	0.959±0.016	32.151±0.684	0.909±0.018
5	33.788±0.638	0.970±0.019	31.318±0.959	0.904±0.024	29.623±0.725	0.822±0.019
10	33.348±0.686	0.959±0.016	28.340±1.069	0.821±0.030	27.149±0.496	0.731±0.012
15	33.186±0.898	0.953±0.022	24.870±0.573	0.725±0.017	25.522±0.432	0.665±0.011

Gleichgewichtspolarisation 0.55						
$\Delta P_{\infty, MC}$	$t_{\text{Störung}} = 0.2 \text{ h}$		$t_{\text{Störung}} = 0.4 \text{ h}$		$t_{\text{Störung}} = 0.8 \text{ h}$	
	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$
0	54.638±0.874	0.995±0.012	54.672±0.902	0.996±0.013	54.354±0.800	0.990±0.011
2	55.135±1.184	1.002±0.015	55.562±0.591	1.012±0.008	55.219±0.873	1.021±0.011
5	55.539±0.766	1.008±0.010	58.210±0.785	1.054±0.012	55.770±0.900	1.057±0.011
10	57.583±1.106	1.038±0.015	62.821±1.330	1.126±0.018	57.558±0.751	1.136±0.010
15	59.660±0.849	1.069±0.012	68.562±1.002	1.215±0.012	60.668±1.478	1.246±0.020
2	54.521±0.836	0.994±0.011	53.901±0.896	0.983±0.011	52.175±0.923	0.952±0.014
5	53.995±0.879	0.987±0.011	51.883±1.579	0.955±0.022	48.965±1.027	0.896±0.014
10	54.935±1.069	0.998±0.014	50.845±0.671	0.939±0.009	44.611±1.139	0.816±0.018
15	54.494±0.946	0.992±0.013	49.337±0.955	0.916±0.014	41.614±0.583	0.758±0.008

Gleichgewichtspolarisation 0.70						
$\Delta P_{\infty, MC}$	$t_{\text{Störung}} = 0.2 \text{ h}$		$t_{\text{Störung}} = 0.4 \text{ h}$		$t_{\text{Störung}} = 0.8 \text{ h}$	
	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$	$P_{\infty, \text{fit}}$	$k_{\text{fit}}$
0	69.662±1.238	0.996±0.013	69.838±0.988	0.997±0.010	69.503±1.198	0.995±0.012
2	69.323±1.434	0.994±0.014	70.104±1.033	1.005±0.011	70.159±1.539	1.012±0.012
5	71.119±1.064	1.011±0.009	72.370±0.996	1.029±0.009	70.338±0.738	1.035±0.007
10	72.626±1.451	1.027±0.012	75.691±1.774	1.070±0.016	71.742±1.419	1.084±0.014
15	73.245±0.803	1.034±0.007	80.354±1.626	1.120±0.013	73.120±1.389	1.141±0.014
2	69.296±0.898	0.993±0.009	68.214±1.332	0.982±0.013	67.202±1.169	0.965±0.010
5	69.381±0.579	0.993±0.006	67.451±1.334	0.973±0.015	63.957±1.365	0.927±0.015
10	69.225±1.313	0.992±0.013	66.278±1.417	0.961±0.014	59.225±1.337	0.867±0.015
15	69.823±0.666	0.997±0.006	65.405±0.714	0.955±0.007	55.526±0.920	0.817±0.011

Es zeigt sich, daß im Vergleich zu einer ungestörten Kurve die Ergebnisse von demgegenüber gestörten Kurven sich vor allem durch die gefundenen Mittelwerte für  $P_{\infty, \text{fit}}$  und  $k_{\text{fit}}$  unterscheiden, und nicht so sehr durch beispielsweise einen größeren Fehler.

### 6.5.2 Verteilung der $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit

Wie bereits angeführt, ist die  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  ein Maß für die Zuverlässigkeit eines Fits, bei der das  $\chi^2$  des Fits und die Anzahl der Freiheitsgrade  $\nu$  berücksichtigt werden (vgl. Abschnitt 6.3.1, Gln. 6.1 und 6.2). Wenn also zahlreiche Fits an einer gestörten Anstiegsmessung durchgeführt werden, sollte sich eine andere Verteilung dieser Größe zeigen als bei Fits an Messungen ohne Störung.

Die im Folgenden wiedergegebenen Verteilungen wurden erzeugt, in dem für jeden Satz Randbedingungen (bei ungestörten Messungen die Endpolarisation, bei gestörten Messungen die Endpolarisationen vor und nach der Störung sowie der Zeitpunkt der Störung) nicht eine, sondern 40 Anstiegsmessungen mit  $\text{pmc}$  erzeugt und gefittet wurden, um ein statistisch gleichmäßiges Ergebnis zu erhalten.

In den Abbildungen 6.8 und 6.9 sind typische Verteilungen von  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  wiedergegeben für MC-Anstiegsmessungen mit einer Endpolarisation zwischen 0.20 und 0.70. Bei diesen Messungen wurde jede erzeugte Messung einheitlich bis zu einer Länge von einer Stunde gefittet. Erkennbar ist eine relativ gleichmäßige Verteilung mit einem leichten Anstieg in Richtung der höheren

Wahrscheinlichkeitswerte. Bei Messungen mit höherer Endpolarisation wird der Eintrag für Null als einzelner Peak immer deutlicher sichtbar. Dies ist darauf zurückzuführen, daß Messungen mit hoher Endpolarisation nach einer Stunde noch deutlich im Anstieg begriffen sind und ein Fit von dieser Sichtweise aus mit einer geringeren Zuverlässigkeit behaftet ist.

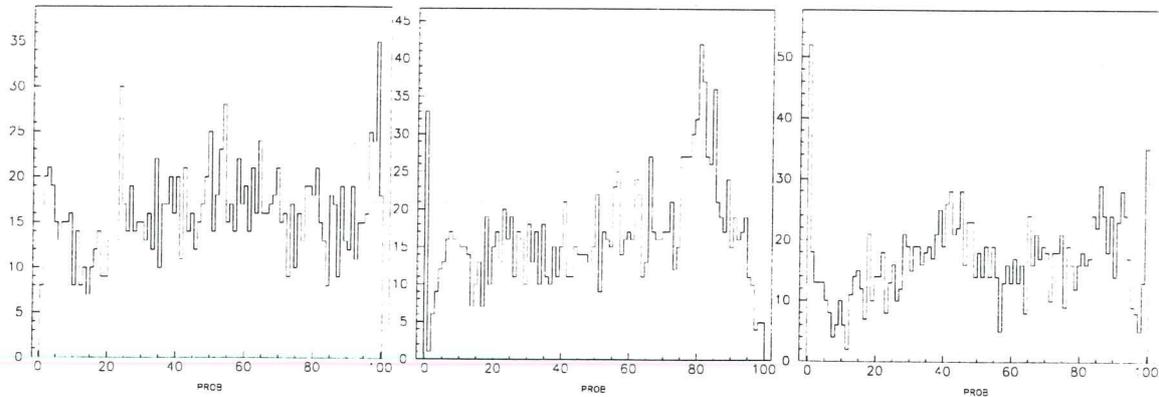


Abb. 6.8: Verteilung von  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  für Anstiegsmessungen ohne Störung mit einer Endpolarisation von 0.20, 0.30 und 0.40 (v. l. n. r.)

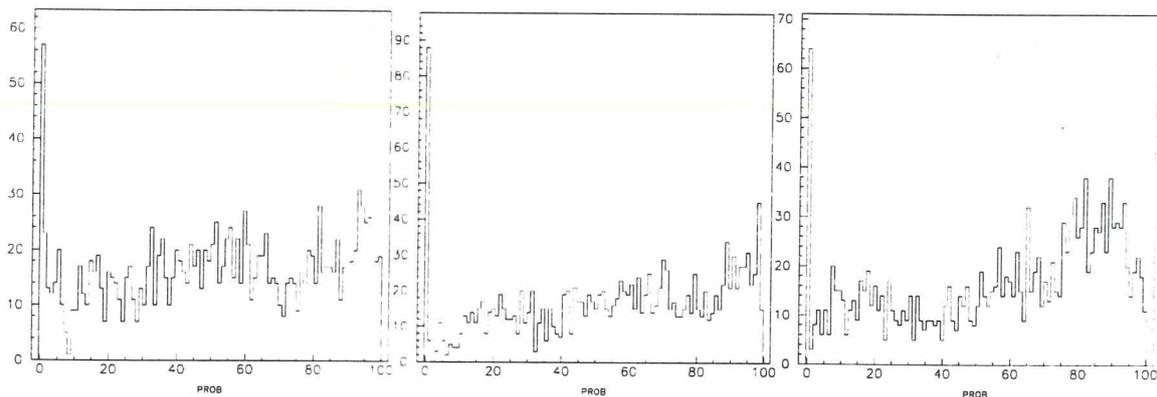


Abb. 6.9: Verteilung von  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  für Anstiegsmessungen ohne Störung mit einer Endpolarisation von 0.50, 0.60 und 0.70 (v. l. n. r.)

Im Folgenden werden Verteilungen von  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  vorgestellt, an denen sich zeigt, daß bei Anstiegsmessungen *mit* einer Störung deutliche Verschiebungen des Schwerpunkts der Verteilung in Richtung niedriger Wahrscheinlichkeiten stattfindet bis hin zu eindeutigen Peaks bei niedriger Wahrscheinlichkeit oder gar bei Null.

Zunächst sei gesagt, daß die Identifikation auf diese Weise bei Messungen mit einer kleinen Störung im Anfangsbereich nicht eindeutig ist. Dies wird durch Abb. 6.10 wiedergegeben. Dort sind niedrige  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  nicht eindeutig ausgezeichnet. Eine gewisse Verschiebung in Richtung niedrigerer Wahrscheinlichkeiten ist im Vergleich zu den Verteilungen bei ungestörten Kurven zwar zu erkennen, allerdings ist dies an einer für sich genommenen Verteilung nicht unmittelbar abzulesen.

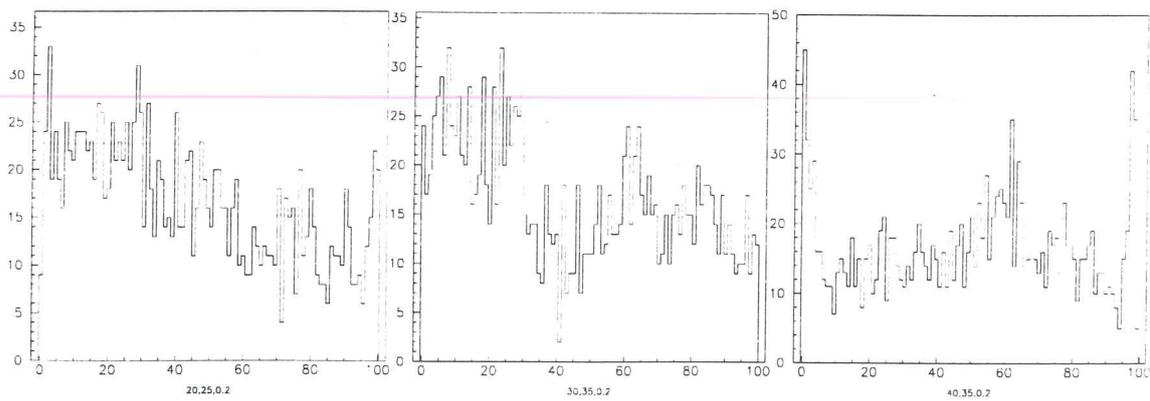


Abb. 6.10: Verteilung von  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  für Anstiegsmessungen mit einer Störung – Links: Änderung der Endpolarisation von 0.20 auf 0.25 nach 0.2 h; Mitte: Änderung der Endpolarisation von 0.30 auf 0.35 nach 0.2 h; Rechts: Änderung der Endpolarisation von 0.40 auf 0.35 nach 0.2 h

Diese Einschränkung bleibt aber auf diesen kleinen Gültigkeitsbereich begrenzt. Ist der Störungszeitpunkt nicht ganz so früh gelegen oder ist er es und die Störung ist größer, ist das Bild bereits eindeutiger, wie in Abb. 6.11 gezeigt. Der Schwerpunkt der Verteilungen liegt hier bereits im Bereich niedrigerer Werte.

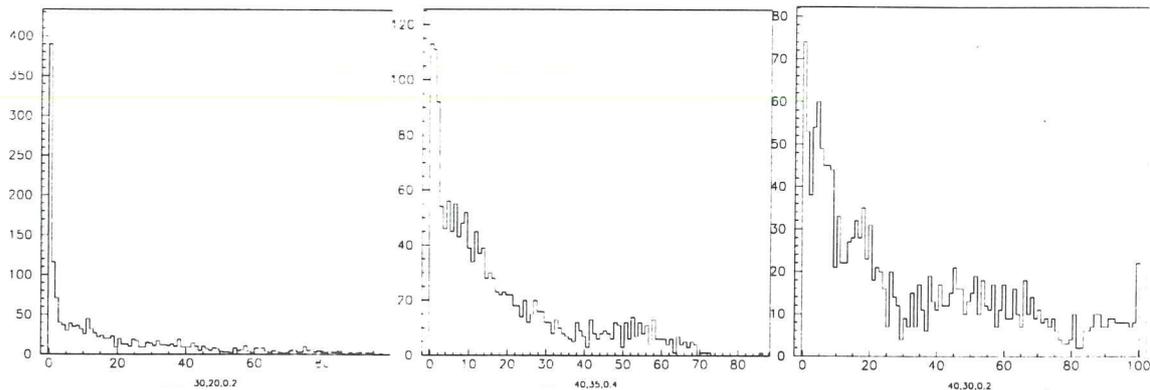


Abb. 6.11: Verteilung von  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  für Anstiegsmessungen mit einer Störung – Links: Änderung der Endpolarisation von 0.30 auf 0.20 nach 0.2 h; Mitte: Änderung der Endpolarisation von 0.40 auf 0.35 nach 0.4 h; Rechts: Änderung der Endpolarisation von 0.40 auf 0.30 nach 0.2 h

Bei anderen Randbedingungen, d. h. noch größeren Störungen (auch im Anfangsbereich der Messung) oder späteren Störungszeitpunkten ergeben sich ausschließlich typische Bilder wie in Abb. 6.12 und 6.13. Es sind fast nur noch Wahrscheinlichkeiten im Bereich von wenigen Prozent oder geringer vertreten.

## 6.6 Beurteilung von Anstiegsmessungen

Die grundsätzliche Vorgehensweise für die Identifikation einer ungeeigneten Kurve sieht folgendermaßen aus: an der fraglichen Kurve kann, wenn sie lang genug ist, direkt eine Gleichge-

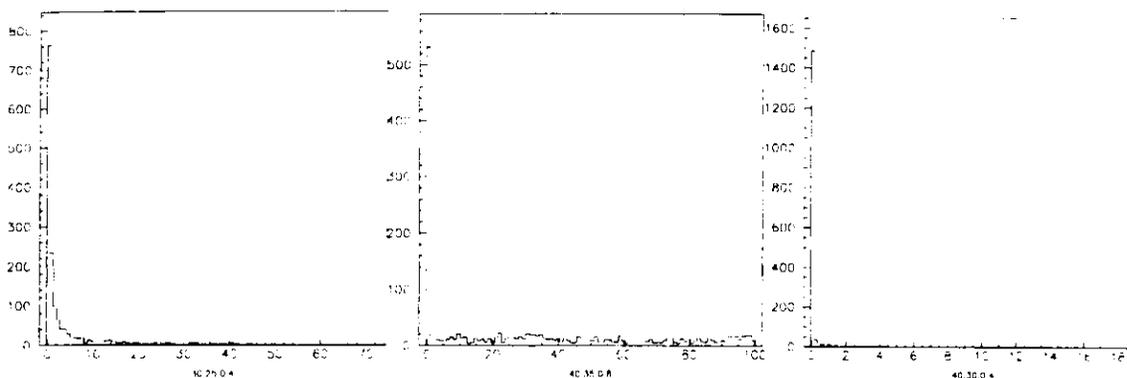


Abb. 6.12: Verteilung von  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  für Anstiegsmessungen mit einer Störung - Links: Änderung der Endpolarisation von 0.30 auf 0.25 nach 0.4 h; Mitte: Änderung der Endpolarisation von 0.40 auf 0.35 nach 0.8 h; Rechts: Änderung der Endpolarisation von 0.40 auf 0.30 nach 0.4 h

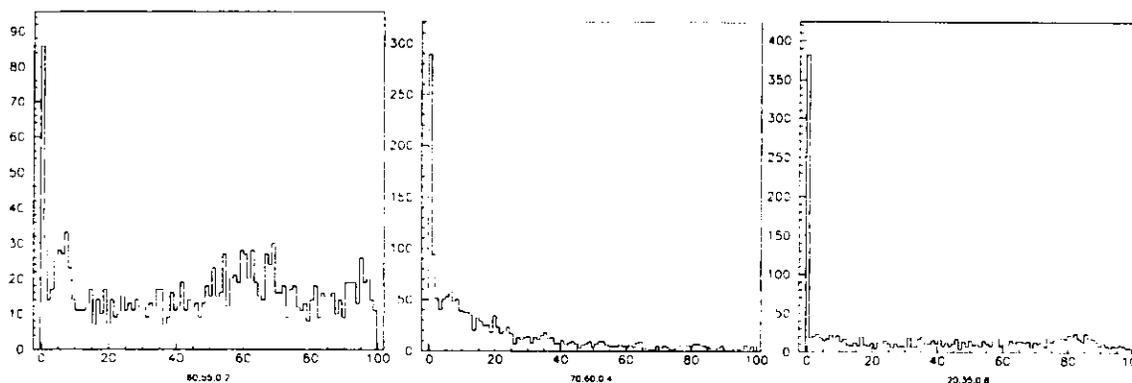


Abb. 6.13: Verteilung von  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  für Anstiegsmessungen mit einer Störung - Links: Änderung der Endpolarisation von 0.60 auf 0.55 nach 0.2 h; Mitte: Änderung der Endpolarisation von 0.70 auf 0.60 nach 0.4 h; Rechts: Änderung der Endpolarisation von 0.20 auf 0.35 nach 0.4 h

wichtspolarisation abgelesen werden. Um hierfür einen objektiv definierten Wert zu erhalten (im Unterschied zur Bestimmung des Wertes mit bloßem Auge), wird eine Konstante an die letzten 10 Punkte einer Kurve gefittet und dieses Fitergebnis als die in dieser Messung erreichte Gleichgewichtspolarisation  $P_{\text{direkt}} \pm \Delta P_{\text{direkt}}$  betrachtet.

Die Kurve wird dann der iterativen Fitprozedur (vgl. Abschnitt 6.3.2) unterworfen und für die Endpolarisation aus der Verteilung der Fitergebnisse der Mittelwert und die Standardabweichung berechnet. Dieses Ergebnis  $P_{\text{fit}} \pm \Delta P_{\text{fit}}$  für die Polarisation wird mit dem abgelesenen Ergebnis  $P_{\text{direkt}} \pm \Delta P_{\text{direkt}}$  in folgender Weise verglichen:

Liegt  $P_{\text{direkt}}$  innerhalb eines  $3\sigma$ -Intervalls um  $P_{\text{fit}}$ , werden abgelesenes Ergebnis und Fitergebnis als konsistent betrachtet.

Liegt  $P_{\text{direkt}}$  allerdings außerhalb  $P_{\text{fit}} \pm 3\Delta P_{\text{fit}}$ , wird zunächst von einer Störung der Messung ausgegangen. In der Folge wird die Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  betrachtet, die sich aus der iterativen Fitprozedur ergeben haben, um beurteilen zu können, ob sich für unterschiedliche Teile der Messung deutlich unterschiedliche Fitqualitäten ergeben. Dies in Ver-

bindung mit einer Diskrepanz von gefittetem und asymptotischen Polarisationswert ist dann direkte Hinweis darauf, daß die gemessenen Punkte nicht einheitlich der Exponentialgleichung nach Sokolov und Ternov gehorchen und die Messung für die Kalibration nicht verwendet werden kann.

### 6.6.1 Analyse der Anstiegsmessungen

Das im vorigen Abschnitt vorgestellte Verfahren soll nun noch – als Ausblick auf die zukünftig durchzuführenden Messungen – auf die vorliegenden Anstiegsmessungen (Tabelle 5.1) angewendet werden. In Tabelle 6.11 sind die Ergebnisse für  $P_{\text{fit}}$ ,  $P_{\text{direkt}}$  und die Beurteilung der Verteilung von  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob}}$  aufgeführt.

Messung	Run	$P_{\text{direkt}}$	$P_{\text{fit}} \pm 3\sigma$	$\in$	$\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob-Vert.}}$	$k \pm \Delta k$
1	2370	0.597	0.582–0.643	✓	✓	$0.945 \pm 0.009$
2	2442	0.419	0.425–0.478	—	✓	$1.000 \pm 0.012$
3	2444	0.452	0.407–0.467	✓	✓	$0.914 \pm 0.013$
4	2462	0.305	0.285–0.309	✓	—	$0.942 \pm 0.008$
5	2464	0.290	0.448–0.935	—	✓	$1.416 \pm 0.061$
6	2478	0.584	0.468–0.590	✓	—	$1.011 \pm 0.010$
7	2482	0.520	0.518–0.551	✓	✓	$0.980 \pm 0.006$
8	2484	0.534	0.592–0.639	—	—	$1.019 \pm 0.006$
9	2486	0.526	0.546–0.624	—	—	$0.993 \pm 0.012$
10	2488	0.616	0.688–0.694	—	—	$1.112 \pm 0.001$
11	2492	0.585	0.577–0.650	✓	✓	$0.987 \pm 0.011$
12	2544	0.364	0.213–0.844	✓	✓	$1.091 \pm 0.114$
13	2546	0.382	0.446–0.882	—	✓	$1.193 \pm 0.044$
14	2548	0.432	0.537–0.908	—	—	$1.277 \pm 0.062$

Tabelle 6.11: Ergebnisse der Untersuchung der Anstiegsmessungen. In der Spalte  $\in$  zeigt ein ✓ an, daß der „abgelesene“ Wert im  $3\sigma$ -Intervall um den gefitteten Wert liegt; in der Spalte  $\langle \chi^2 \rangle_{\text{prob-Vert.}}$  zeigt ein ✓ an, daß die Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeit nicht auf schlechte Fits hindeutet. Messungen mit zwei — werden verworfen.

Es zeigt sich, daß für die Messungen 8, 9, 10 und 14 einerseits der an der Kurve abgelesene Wert nicht mit dem durch die Fits an der Kurve bestimmten Wert übereinstimmt und andererseits die Verteilung der  $\chi^2$ -Wahrscheinlichkeiten dieser Fits auf eine schlechte Qualität der Fits hindeutet. Diese vier Messungen werden unter der Annahme, daß sich durch Instabilitäten der Maschine die Endpolarisation geändert hat, verworfen.

Aus den verbleibenden zehn Messungen ergibt sich für Mittelwert und die Standardabweichung der Kalibrationskonstanten (auch hier wurden die eingehenden Werte mit dem inversen Quadrat der Fehler gewichtet)

$$k = 0.978 \pm 0.051 .$$

Bei einem mittleren statistischen Fehler von 0.017 für die zehn eingehenden Messungen enthält dieses Ergebnis einen statistischen Fehler von  $1.7/\sqrt{10} \approx 0.5\%$ . Für den systematischen Fehler ergäbe sich daraus  $\sqrt{5 \cdot 1^2 - 0.5^2} \approx 5\%$ .

Es muß jedoch wiederum, und hier in noch stärkerem Maße, beachtet werden, daß auch dieses Ergebnis zu diesem Zeitpunkt nicht überbewertet werden darf. Auf der Grundlage von lediglich zehn Messungen kann keine verbindliche Aussage über den bei dieser Untersuchung gemachten

systematischen Fehler getroffen werden, da auch große statistische Schwankungen bei einer Stichprobe dieses geringen Umfangs sehr verfälschend zum Tragen kommen können in der Weise, daß auch systematische Schwankungen durch entsprechend groß statistische Schwankungen kompensiert oder verstärkt werden können. Für eine zuverlässige Beurteilung ist also eine weit größere Anzahl Messungen notwendig.

### 6.6.2 Zusammenfassung

Anhand der Monte-Carlo-Studien konnte für eine Analysemethode, die auf der Variation von Länge und Lage zahlreicher Fits an einer Anstiegsmessung beruht, gezeigt werden, daß bei einer Anstiegsmessung mit einer Störung die Verteilung der Fitergebnisse diese Störung in der Maschine signalisieren kann.

Aus den vierzehn 1994 durchgeführten Anstiegsmessungen läßt sich allerdings mit dieser Methode keine Information gewinnen, da für eine fundierte Statistik eine weit größere Anzahl von Messungen notwendig ist.

## 6.7 Anforderungen an zukünftig zu nehmende Anstiegskurven

Aus diesen Ergebnissen lassen sich Anforderungen an die Durchführung von Anstiegsmessungen in den kommenden Strahlzeiten formulieren. So sollten

- eine möglichst große Anzahl von Anstiegsmessungen durchgeführt werden,
- diese Messungen bei hohem Strahlstrom, d.h. hoher Luminosität der Photon/Elektron-Streuung, durchgeführt werden, um einen möglichst geringen statistischen Fehler der Einzelmessung zu gewährleisten,
- vor den Messungen der Strahl zuverlässig depolarisiert werden, so daß davon ausgegangen werden kann, daß der Anstieg der Polarisation mit dem Deaktivieren des Depolarisators beginnt und somit dieser Zeitpunkt möglichst genau bekannt ist,
- unbedingt darauf geachtet werden, daß während einer Anstiegsmessung keine Parameter des Ringes geändert werden.
- Darüberhinaus müssen die Rotatoren für die Durchführung von Anstiegsmessungen abgeschaltet werden.

# 7. Die Software des Polarimeters

In diesem Kapitel wird das Konzept und der Entwicklungsstand der Software vorgestellt, mit der das Polarimeter einerseits betrieben und andererseits an die Software – insbesondere das Datenbanksystem – des HERMES-Experiments angebunden wird.

Dabei gibt es zwei Teilgebiete:

- Die Steuerung und „Slow-Control“ des Polarimeters wird von zwei Computern durchgeführt, hierbei handelt es sich um Rechner der Firma Digital Equipment, und zwar um eine  $\mu$ VAX III unter dem Betriebssystem VMS 4.7 und um eine RISC DECstation 5000/260 unter dem Betriebssystem Ultrix 4.3.
- Es werden Polarimeterdaten über das ADAMO Datenbanksystem und die DAD-Bibliotheksfunktionen an die HERMES-Datenbank angebunden. Dieses System läuft auf einem der DESY-Zentralcomputer, einer Silicon Graphics Challenge unter dem Betriebssystem IRIX 5.3.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zum einen die Polarimeter-Kontrollsoftware in ihrem existierenden Zustand gewartet und in speziellen Teilen erweitert, hier vor allem im Hinblick auf die Tcl/Tk-Benutzerschnittstelle zum Programm zur Berechnung der harmonischen Beulen zur Polarisationsoptimierung durch Spin-Orbit-Korrektur (vgl. Abschnitt 3.3.1). Eine Beschreibung für die Bedienung dieses Programms ist in Anhang A.2 wiedergegeben.

Zum anderen wurde der Aspekt der Einbindung des Polarimeters in das generelle HERMES-Datenbankkonzept studiert und realisiert. Die für diesen Transfer notwendige Software und die Anbindung der Polarimeterdaten an die zentrale HERMES-Datenbank wurde im Rahmen dieser Arbeit unter mehreren Gesichtspunkten entwickelt. Dazu gehören die Konzeption der Datenbankdefinition `polari.ddl`, die Programmierung des Servers `polserver` zur Verwaltung der auf diesem Weg übermittelten Daten sowie der Client-Software `polclient`, `rpcclient` und `plotimeclient`, die die Daten aus den verschiedenen Kanälen zusammenstellt und an die Datenbank übermittelt. Weiterhin wurden Tcl/Tk-Anwendungen `pol1.tcl` und `plotime.tcl` zur graphischen Darstellung der vom Server zur Verfügung gestellten Daten unter Benutzung der PinK-Bibliothek erstellt (vgl. Abschnitt 7.2.4).

## 7.1 Steuerung des Polarimeters

### 7.1.1 Slow-Control

Die Steuerung der Komponenten des Polarimeters („Slow-Control“) wird von der  $\mu$ VAX durchgeführt. Die betreffenden Baugruppen des Polarimeters werden über serielle Schnittstellen nach dem RS232-Standard angesteuert. Im Einzelnen handelt es sich um

- Schrittmotoren
  - zur Steuerung der Spiegel M2 und M3.
  - zur Positionierung der Kollimatoren vor dem Kalorimeter,
  - zur Bewegung des Kalorimetertisches.
  - zur Rotation des Glan-Thompson-Prismas beim Analysator.
- positionempfindliche Dioden. Die Dioden können unterschiedlich für verschiedene Meßverfahren konfiguriert werden. Sowohl Programmierung als auch Auslese finden über die serielle Schnittstelle statt. Die Ansteuerung der Dioden wurde für die getriggerte Auslese entsprechend modifiziert.
- den Laser des Polarimeters. Hier können Leistung und eventuelle Fehlermeldungen über die Schnittstelle abgefragt werden und unter Berücksichtigung bestimmter Sicherheitserwägungen ist es möglich, die Leistung zu ändern – beispielsweise ist es per „Fernbedienung“ nur möglich, die Leistung zu senken, nicht aber zu erhöhen.

Die Schnittstellen werden für die Geräte dabei wie folgt konfiguriert [Büs92]:

Gerät	Baudrate	Parität	Wortlänge	Stopbits
Spiegel	9600	keine	8 Bits	1
Kollimator Kalorimeter Prisma	9600	gerade	7 Bits	1
Laser	9600	keine	8 Bits	1
Dioden	9600	keine	8 Bits	1

Tabelle 7.1: Schnittstellenparameter für die Steuerung der RS232-Geräte

Die Prozesse der Slow-Control werden im Rahmen der Haupt-Polarimeter-Steuersoftware POLAR auf der VAX kontrolliert. Befehlsstrukturen existieren dabei auf unterschiedlichen Ebenen. Auf der grundlegendsten Ebene können beispielsweise Kommandos wie das Bewegen des Kalorimetertisches um eine bestimmte Strecke, das Rotieren des Prismenmotors um einen bestimmten Winkel und die Auslese des gegenwärtigen Wertes einer der positionempfindlichen Dioden gegeben werden.

Auf der nächsten Ebene können Befehle dieser Art aneinandergereiht und Arbeitsgänge mit automatischen Reaktionen durchgeführt werden. Hierbei sei als Beispiel die Referenzfahrt eines der Schrittmotoren genannt, die sowohl die Bewegung des Motors in eine bestimmte Richtung, die Überwachung des Zustands des Endlagenschalters und das Erreichen und Melden der Referenzposition umfaßt.

Die nächste Stufe bietet die Anwendung von komplexeren Befehlsmakros, bei denen wieder verschiedene Vorgänge der darunterliegenden Stufe zusammengefaßt und automatisiert werden. In dieser Hinsicht sei die Messung der Laserlichtpolarisation genannt, bei der die Rotation des Prismenmotors, die wiederholte Auslese der positionempfindlichen Diode, die Kontrolle des Endlagenschalters und schließlich die Analyse der genommenen Daten zusammengefaßt sind. Vergleichbare Makros existieren beispielsweise für die Kalibration der Hochspannungen der Photomultiplier des Kalorimeters, für die Bestimmung der Hochspannungen der Pockelszelle oder für das Zentrieren des Laserstrahls auf den Elektronenstrahl mittels Bewegung des Spiegels M3.

Die mächtigste Stufe dieser Befehle des POLAR Programms wird durch Automatismen repräsentiert, die wiederum die notwendigen Makros der niedrigeren Stufe zusammenfassen und so die generelle Funktion des Polarimeters gewährleisten. Mit dem Kommando zur automatischen Polarisationsmessung (dem „Autopiloten“) werden

- die HERA-Parameter Elektronenstrom und -energie geprüft,
- der Laserstrahl auf den Elektronenstrahl zentriert,
- der Kalorimetertisch zu einer Position gefahren, bei der die gestreuten Photonen zentral auf das Kalorimeter treffen,
- die Nevis-Karte programmiert, die Datennahme gestartet und die Daten im Minutentakt ausgewertet,
- die Ergebnisse eines Runs automatisch auf die DECstation kopiert.

Weitere Steuersoftware läuft außerdem dazu parallel in der Multiprozessumgebung der VAX. Von dieser wird u. a. das Timing für den Chopper gesteuert, die Funktion der Klimaanlage überwacht, die Kommunikation mit den NORD-Steuercomputern des HERA-Ringes durchgeführt und eine Statusanzeige realisiert.

### 7.1.2 Das POLAR Programm

In Tabelle 7.2 sind einige der wichtigsten Kommandos aufgelistet, die zum Betrieb des Polarimeters benötigt werden. Ausführlicher soll auf die konkrete Bedienung nicht eingegangen werden, da mit [Dür92] ein ausführliches Handbuch zur Verfügung steht, das auch durch einen Befehl auf der VAX ausgedruckt werden kann.

Um diese Befehle ausführen zu können, ist es notwendig, auf der VAX als Benutzer ONL zunächst das POLAR Programm mittels

```
menu polar
```

zu starten.

### 7.1.3 Das Programm xmenu

Bei xmenu handelt es sich um eine graphische Schnittstelle zu dem Programm, mit dem im Rahmen der Polarisationsoptimierung durch die Methode der harmonischen Beulen die Amplituden dieser Beulen in Abhängigkeit des momentanen Orbits berechnet werden. Eine Bedienungsanleitung ist in Anhang A.2 wiedergegeben.

## 7.2 Datentransfer und Datenbanken

### 7.2.1 Das ADAMO Datenbanksystem

Das ADAMO-Datenbanksystem [CER94d] stellt Funktionen für die Programmierung und Verwaltung komplexer Datenstrukturen und der Beziehungen innerhalb der Strukturen untereinander zur Verfügung. Hierfür wird zunächst eine Datenstruktur definiert. Dies geschieht in der sogenannten „Data Definition Language“, kurz DDL, wobei Tabellen, Datentypen der Einträge,

Kommando	Bedeutung
auto/debug	Die Komponenten und Parameter des Polarimeters (Motoren, Dioden, Hochspannungen, Hintergrundprozesse) werden auf korrekte Funktion und Einstellungen innerhalb gewisser Toleranzen geprüft.
auto/pedestals	Die Pedestals (Nulllinien) der Kalorimerelektronik und der A/D-Wandler werden geprüft und ggfs. angepaßt.
auto/led	Mit einer im Kalorimeter eingebauten Leuchtdiode wird die Reaktion der Photomultiplier des Kalorimeters geprüft und ggfs. korrigiert.
auto/lightpol	Die Polarisation des Laserlichts wird für die drei möglichen Zustände der Pockelszelle (pos. Hochspannung, neg. Hochspannung, aus) gemessen.
pockels/calib	Zur Bestimmung der optimalen Hochspannungen für die Pockelszelle wird die Polarisation des Lichts für verschiedene Spannungen gemessen.
auto/hcalib	Der rechte und der linke Photomultiplier und die Energiemessung des Kalorimeters werden kalibriert.
auto/vcalib	Die beiden Photomultiplierpaare oben/unten und rechts/links werden wiederholt kalibriert, bis die jeweiligen Ergebnisse konvergieren.
auto/polar	Eine automatische Polarisationsmessung wird gestartet.
auto/pilot	Es werden die HERA-Parameter geprüft, ob überhaupt eine sinnvolle Polarisationsmessung möglich ist. Verschiedene der in dieser Tabelle genannten Kalibrationen und Messungen werden durchgeführt und bei geeigneten Bedingungen Polarisationsmessungen vorgenommen. Die Kalibrationen werden in regelmäßigen Abständen wiederholt und es werden automatisch neue Runs gestartet.

Tabelle 7.2: Grundlegende Befehle zur Steuerung des Polarimeters über das POLAR Programm

Struktur der Einträge und Referenzen der Strukturen unter- und aufeinander. Schlüssel- und Indextabellen deklariert werden.

Mit dem ADAMO-Zusatzprogramm MAD wird aus dieser Definitionsdatei ein Quelltext für die C-Programme erzeugt, die mit der so definierten Datenbank arbeiten sollen: die Client- und Serverprogramme für die Verwaltung der Datenbank.

Ein so geschriebener Server läuft auf einem der HERMES-Rechner und führt die Verwaltung der durch das DDL definierten Datenbank durch. Weiterhin können über die Erweiterung DAD andere Programme, die mit der betreffenden Datenbank arbeiten, über Netzwerk dies auch von anderen Rechnern aus tun (s. u.) – daher auch die Bedeutung der Bezeichnung DAD: Distributed ADAMO Database.

### 7.2.1.1 Polarimeterdaten in ADAMO

In der für die Polarimeterdaten geschriebenen Datenbankdefinition (das sogenannte ESET) werden Informationen über die nachfolgend aufgeführten Daten verwaltet. In diesem ESET sind mehrere Tabellen definiert, in denen Polarimeterdaten „thematisch geordnet“ zur Verfügung stehen. In Verbindung mit DAD ist es außerdem möglich, auf den Datenfluß getrennt nach diesen Tabellen und von verschiedenen Rechnern aus zuzugreifen. Dies bietet die Möglichkeit, Daten, die in verschieden langen Intervallen bzw. mit unterschiedlicher Frequenz anfallen, unabhängig voneinander in die Datenbank einzufügen. Im Einzelnen handelt es sich um folgende Tabellen:

- **polResults**: hier werden Ergebnisse der Online-Analyse abgespeichert sowie allgemeine Informationen über den gemessenen Run. Beispiele: Runnummer, Uhrzeit, Datum, gemessene Strahlpolarisation, Luminosität, Focus

- **polMachine**: hier werden Parameter des HERA-Ringes gespeichert: Strahlage, Position der HERMES-Kollimatoren, Strom, Energie und Lebensdauer von Elektronen- und Protonenstrahl
- **polOptics** ist für die Parameter des optischen Systems vorgesehen, z.B. die Laserleistung und die Hochspannungswerte der Pockelszelle
- **polCalorimeter** enthält Informationen über Parameter des Kalorimeters, etwa die Position des Kalorimetertisches und die Hochspannungen der Photomultiplier.
- **polKey** ist eine Indextabelle, die einen Zugriff auf die internen Organisationsstrukturen der Datensätze erlaubt.

Auch an dieser Stelle ist zu berücksichtigen, daß es sich hierbei um den *derzeitigen* Stand handelt, das System ständiger Änderung und Verbesserung unterworfen ist und die Datenbankdefinition erweitert werden kann.

## 7.2.2 Die ADAMO-Erweiterung DAD

Wie bereits erwähnt, besteht der Vorteil der ADAMO-Erweiterung DAD darin, daß der Zugriff auf die ADAMO-Datenbanken nicht nur auf ein- und demselben Rechner möglich ist, sondern auch über das Netzwerk von anderen Rechnern aus. Für die Verwaltung und den Fluß der Polarimeterdaten wurde dabei die folgende Struktur (s. Abb. 7.1) implementiert:

Ausgehend von der  $\mu$ VAX werden Slow-Control-Parameter wie Photomultiplier- und Pockelszellen-Hochspannungen, Zählraten, Runnummer, Zeit etc. zur Verfügung gestellt. Sie werden mit dem Programm **polclient** durch die DECstation ausgelesen und über Netzwerk an das Serverprogramm geschickt werden.

Weiterhin läuft auf der DECstation das Programm **rpcclient**, das über das RPCMEX-System (s.u.) vom PKTR-Netzwerk des DESY-Rechenzentrums die Informationen über die HERA-Parameter abfragt, wobei das Rechenzentrum seinerseits die Informationen von den Norsk-DATA („NORD“)-Steuercomputern des HERA-Ringes erhält. Diese HERA-Daten werden ebenfalls über Netzwerk an das Serverprogramm geschickt.

Das Programm **plotimeclient** auf der DECstation fragt die aktuell gemessene Polarisation auf der  $\mu$ VAX ab und schickt sie ebenfalls an das Serverprogramm.

Dieses Serverprogramm **polserver** wird auf der SGI des Rechenzentrums ausgeführt und die Datenbank dort verwaltet. An diesen Server können nun ebenfalls wieder Clients von verschiedenen Rechnern, natürlich auch auf der SGI selber, ankoppeln und aktuelle Daten von dort beziehen und darstellen oder weiterverarbeiten.

## 7.2.3 NETMEX und RPCMEX Datenserver

Die Kommunikation mit dem DESY-Netzwerk und die Abfrage der von der Maschinengruppe über das Rechenzentrum zur Verfügung gestellten Daten wird über das NETMEX/RPCMEX-System<sup>1</sup> [Her94] realisiert. Dabei gibt es zwei Konzepte:

- das NETMEX System, basierend auf dem Transfer von Dateien, in denen angeforderte Information als Text zur Verfügung gestellt wird. Bei diesem System wird die Datei auf einem

<sup>1</sup> network machine data exchange, remote procedure call machine data exchange

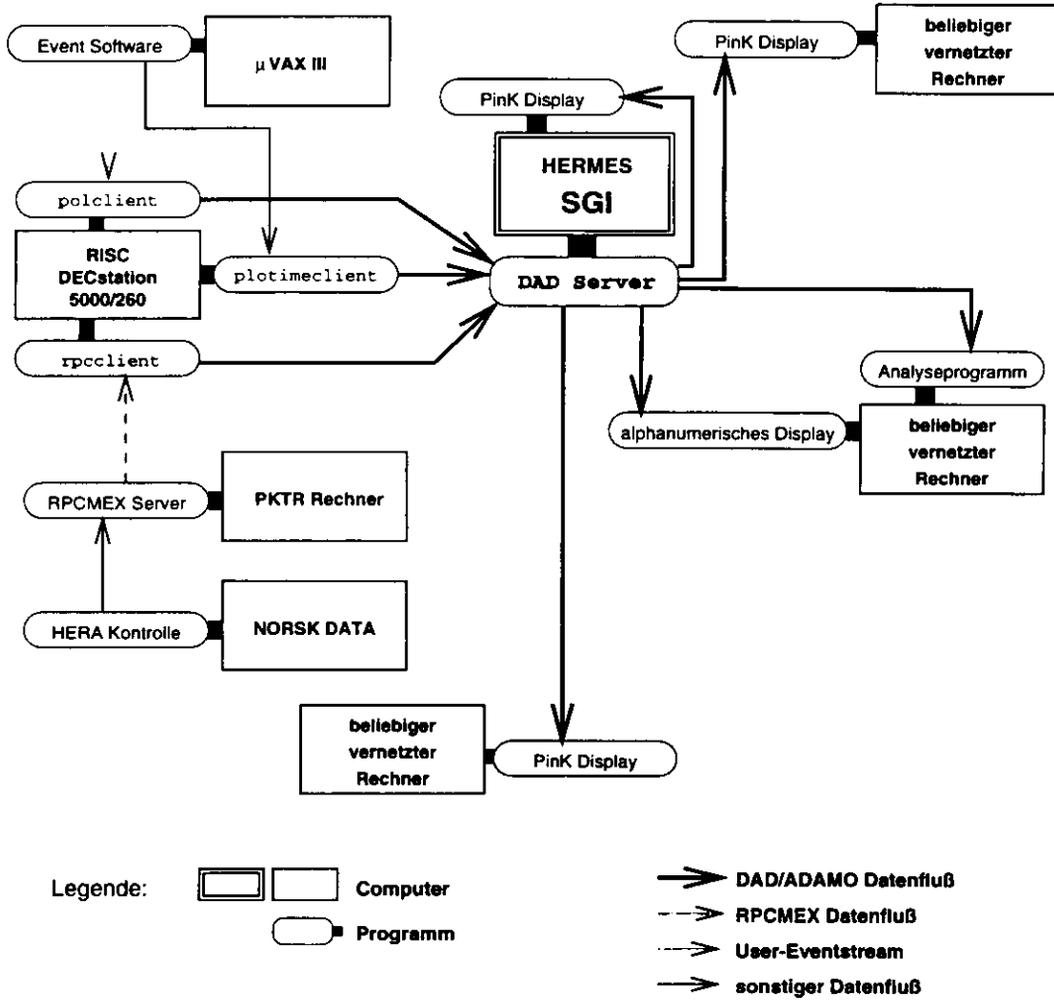


Abb. 7.1: Schematische Darstellung des auf der DAD/ADAMO-Datenbank basierenden Datenflusses

bestimmten Rechner angelegt und regelmäßig mit den neuesten Informationen gefüllt. Benutzer, die an diesen Daten interessiert sind, kopieren sich die Datei mit einem der in einem Netzwerk dafür vorgesehenen Programme (z. B. `ftp`, `rnp`, `dcp`, `uucp`) und extrahieren aus der Datei die benötigten Datensätze. Die Datei mit den HERA-Parametern wird in etwa alle fünf Minuten auf den neuesten Stand gebracht.

- das **RPCMEX** System, bei dem die konkrete Anfrage nach den benötigten Daten in binärer Form über das Netzwerk an einen dafür eingerichteten Server geschickt und die angeforderte Information auf dem gleichen Weg dem Absender der Anfrage zur Verfügung gestellt wird. Die Programmierung und Handhabung solcher Anfragen wird durch einige Bibliotheken für die Programmiersprache C realisiert. Bei diesem Verfahren ist die Aktualität der Informationen wesentlich höher, da auf der Serverseite die spezifische Information alle fünf Sekunden auf den neuesten Stand gebracht wird.

Bei der für das Polarimeter programmierten Software, die diese Maschinendaten beim Rechenzentrum abfragt und in der Polarimeter-Datenbank zur Verfügung stellt, wird das **RPCMEX**-System verwendet, da die Aktualität der Daten besser und eine gezieltere Abfrage möglich ist und sich aufgrund des Konzeptes als C-Programm-Bibliothek die Implementation in bestehende Software zur Kommunikation mit der HERMES-Datenbank wesentlich unkomplizierter gestaltet. Darüberhinaus ist von DESY-Seite geplant, das dateibasierte **NETMEX**-System nicht weiter zu pflegen und in absehbarer Zeit auch nicht mehr weiter zu betreiben.

### 7.2.3.1 Über RPCMEX verfügbare HERA-Daten

Bei den zur Zeit verfügbaren Daten handelt es sich bislang um Energie, Strom und Lebensdauer von Elektronen- und Protonenstrahl, Magnetströme, Lufttemperatur und -feuchtigkeit des Tunnels, Strahlpositionsmonitore, Kollimatoren der Experimente und des Ringes, Statusmeldungen, Informationen über Injektion und Bunchströme, sowie die Tunes der Strahlen. Diese Aufzählung kann nicht vollständig sein, da sich das System in der Entwicklung befindet.

In die HERMES-Datenbank werden von diesen Daten zunächst Energie, Strom und Lebensdauer des Elektronenstrahles und die HERMES-Kollimatorpositionen übernommen. Ferner werden die Daten nicht nur in die HERMES-Datenbank eingefügt, sondern auch für den Abruf über den World Wide Web Service aufbereitet<sup>2</sup>.

### 7.2.4 Tcl/Tk-Benutzerschnittstelle

Auf den bei HERMES und dem Polarimeter eingesetzten Rechnern kann das **XWindow/X11** System als graphische Benutzerschnittstelle verwendet werden. Auf dieser Basis und in Verbindung mit den Funktionen der **Tcl/Tk**<sup>3</sup> Software, die eine einfache Handhabung und Programmierung der graphischen Elemente der X11-Oberfläche ermöglicht, läßt sich eine einfach bedienbare Oberfläche sowohl für die Steuerung des Polarimeters als auch für die Darstellung von Daten entwickeln.

Zu der Grundmenge der bereits in **Tcl/Tk** selbst zur Verfügung stehenden Funktionen lassen sich eine sehr große Anzahl weltweit frei verfügbarer Erweiterungen und Optionen hinzufügen, so daß mit diesem Werkzeug Anwendungen mit vielseitigen und mächtigen Funktionen erstellt werden können. Insbesondere kommt für die Slow-Control – nicht nur beim Polarimeter, auch bei

<sup>2</sup><http://dxhral.desy.de/cgi-bin/cgiclient>

<sup>3</sup>The Command language / Toolkit

HERMES insgesamt – u. a. die BLT<sup>4</sup>-Graphikerweiterung zum Einsatz, die mit wenigen Befehlen die Darstellung von Daten in Koordinatensystemen gewährleistet und weitreichende Möglichkeiten für die Modifikation (z. B. Skalierung) der Darstellung und den Ausdruck von Daten und Graphiken zur Verfügung stellt. Über diese Erweiterung lassen sich darüberhinaus auch einfach bedienbare Kommandoschnittstellen zur Steuerung des Systems programmieren.

Die Verbindung von TCL/Tk und BLT mit dem Datenbanksystem ADAMO und der Datenbankschnittstelle DAD wurde in Form des Programmpaketes PinK [Ack95] realisiert und so die Möglichkeit geschaffen, die beim Polarimeter bzw. HERMES genommenen Daten in Echtzeit darzustellen und Teile der Slow-Control über eine PinK-Schnittstelle vom Terminal aus fernzusteuern.

---

<sup>4</sup>Block Transfer

## 8. Zusammenfassung

Diese Diplomarbeit befaßt sich mit der Arbeitsweise und Kalibration des HERA-Elektronen-Polarimeters. Bei diesem Polarimeter werden zirkular polarisierte Laserphotonen am HERA-Elektronenstrahl Compton gestreut und der Auftreffort in einem Kalorimeter registriert. Je nach Helizität der Photonen gelten unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für die Streuung, so daß für die Verteilung der gestreuten Photonen abhängig von ihrer Helizität eine Asymmetrie im Auftreffort resultiert. Diese Ortsasymmetrie wird mit dem Kalorimeter gemessen und ist ein Maß für die Strahlpolarisation.

In Speicherringen baut sich gemäß dem Sokolov-Ternov-Effekt eine Gleichgewichtspolarisation nach einem Exponentialgesetz auf. Dieser Aufbau kann parameterisiert werden durch die asymptotische Polarisation, den Anfangszeitpunkt des Anstiegs und eine Kalibrationskonstante, die eine reine Gerätekonstante sein sollte. Die Meßpunkte eines solchen Anstiegs können für die Ermittlung dieser Parameter numerisch gefittet werden und ergeben so einerseits die Kalibrationskonstante und mit deren Hilfe über die statistisch zu erwartenden Schwankungen hinausgehendem Fehler auch den systematischen Fehler des Polarimeters.

Der Gesamtfehler der Kalibrationskonstante setzt sich dabei zusammen aus dem statistischen Fehler der Messung und aus nichtstatistischen Instabilitäten des Elektronenringes und des Polarimeters. Messungen, die einer Schwankung der Stabilität der Maschine unterliegen, müssen daher identifiziert und von der Kalibration ausgenommen werden, so daß die nichtstatistischen Schwankungen der verbleibenden Messungen den systematischen Fehler des Polarimeters wiedergeben.

Die Untersuchung von 14 in der Strahlzeit 1994 durchgeführten Anstiegsmessungen ergab einen systematischen Fehler des Polarimeters von ca. 8 %. Hierbei muß allerdings berücksichtigt werden, daß diese Anzahl von Kurven für eine sinnvolle Statistik zu niedrig ist und nur einen ersten Anhaltspunkt für die Genauigkeit des Polarimeters bieten kann. In der kommenden Meßperiode sollte daher eine größere Anzahl von mindestens 100 Anstiegsmessungen durchgeführt werden.

Es wurde durch Monte-Carlo-Studien untersucht, unter welchen Bedingungen die numerischen Fits auf eine Anstiegskurve angewendet werden können und welche Anstiegskurven aufgrund der Fitergebnisse für eine Kalibration des Polarimeters nach dieser Methode geeignet sind. Diese Anforderungen können außerdem als Richtlinie für die in kommenden Strahlzeiten zu nehmenden Kurven betrachtet werden.

Bei einer Energieeichung von HERA wurde die Methode der Resonanzdepolarisation angewandt, die es ermöglicht, die Spinpräzessionsfrequenz der Elektronen genau zu bestimmen. Da diese Frequenz mit der Strahlenergie direkt zusammenhängt, kann so die Strahlenergie sehr genau kalibriert werden. Bei den 1994 durchgeführten Messungen wurde eine Abweichung zwischen der nominellen Energie und der durch diese Methode bestimmten Energie von etwa 33 MeV gefunden.

---

Für die Datenkommunikation zwischen dem Polarimeter-Rechner und dem für das HERMES-Experiment entwickelten Datenbanksystem sowie dem DESY-Rechenzentrum wurde die Software entwickelt, die die Meßergebnisse des Polarimeters in dieser Datenbank zur Verfügung stellt und über das DESY-Rechenzentrum Informationen von der Maschinengruppe abrufen und ebenfalls für die HERMES-Datenbank bereitstellt. Ferner wurden für Anwendungen dieses Datenbankkonzeptes und für die Bedienung von Teilen der Polarimetersoftware graphische Benutzerschnittstellen entwickelt.

# A. Programmbeschreibungen

## A.1 Das Programm pmc

Das Programm **pmc** (von Polarimeter Monte-Carlo) erlaubt die Erzeugung von Anstiegsmessungen, die der Exponentialgleichung nach Sokolov und Ternov gehorchen. Die generierten Meßwerte können Fehlern versehen werden.

Es ist möglich, in die Anstiegskurven eine „Störung“ einzugeben, die bewirkt, daß zu einem bestimmten Zeitpunkt des Anstiegs die maximale Endpolarisation  $P_\infty$  einen anderen Wert annimmt. Auf diese Weise können Instabilitäten der Maschine simuliert werden, die eine solche Änderung von  $P_\infty$  nach sich ziehen.

### A.1.1 Aufruf des Programms

Das Programm wird durch die folgende Kommandozeile gestartet:

```
pmc (maxpol1)(maxpol2)(error)(k)(flashtime)(endtime)(offset)[(switch)] [>(filename)]
```

Die in spitzen Klammern ( ) gesetzten Argumente stehen für die entsprechenden gewünschten zu übergebenden Zahlenwerte. Parameter in eckigen Klammern [ ] sind optional.

Die Parameterbezeichnungen haben dabei die in Tabelle A.1 wiedergegebenen Bedeutungen.

Sämtliche Zeiten (Eingabeparameter und vom Programm errechnete Werte) sind in Stunden angegeben. Eine Kurve ohne Störung wird erzeugt, indem als **flashtime** null übergeben wird. In diesem Fall wird **maxpol2** als  $P_\infty$  für die Kurve verwendet.

Als Demonstration der Ausgaben dieses Programms sind in Abb. A.1 bis A.4 einige exemplarische Monte-Carlo-generierte Anstiegskurven ohne und mit Störungen wiedergegeben. Die jeweiligen Störungszeitpunkte sind durch eine vertikale Markierung gekennzeichnet.

## A.2 Das Programm xmenu

Mit dem Programm **xmenu** steht eine einfach zu bedienende graphische Benutzerschnittstelle für die Software zur Kontrolle und Berechnung der Korrekturen durch die harmonischen Beulen zur Verfügung. Das Programm benutzt die durch das graphische Paket **Tcl/Tk** zur Verfügung gestellten Routinen zur Handhabung der allgemeinen graphischen Oberfläche **X11/XWindows**.

Durch Eingabe von **xmenu** wird zunächst eine Grundausswahl an Funktionen zur Verfügung gestellt. Mit dem Anklicken des Punktes **Harmonic Bumps** erscheint dann das Fenster zur Kontrolle des **Bump-Programms**. Es ist in Abb. A.5 wiedergegeben.

Parameter	Bedeutung
<b>maxpol1</b>	Maximale Endpolarisation $P_\infty$ vor Erreichen des Störungszeitpunktes
<b>maxpol2</b>	Maximale Endpolarisation $P_\infty$ nach Erreichen des Störungszeitpunktes
<b>error</b>	Die erzeugten Meßpunkte werden mit einem gaußverteilten Fehler versehen, wobei diese Verteilung der Fehler die Breite <b>error</b> besitzt. Diese Zahl gibt auch die Größe der Fehlerbalken vor.
<b>k</b>	Kalibrationskonstante
<b>flashtime</b>	Der Zeitpunkt, an dem die Störung auftritt und sich $P_\infty$ von <b>maxpol1</b> nach <b>maxpol2</b> ändert
<b>endtime</b>	Zeitpunkt, bis zu dem eine Kurve erzeugt werden soll
<b>offset</b>	Anfangszeitpunkt der Kurve
<b>switch</b>	Ein beliebiges Zeichen. Wird dieses übergeben, gibt das Programm nicht nur die Monte-Carlo-Daten aus, sondern noch zusätzliche Spalten, die die Ausgabe kompatibel zu den durch das PAW-Makro <b>getdata</b> erzeugten Listen machen und eine Verarbeitung durch das PAW-Makro <b>plotdata</b> ermöglichen.
<b>filename</b>	Wird die Ausgabeumleitung der UNIX-Kommandozeile mit <b>&gt;</b> aktiviert, werden die Daten nicht auf dem Bildschirm angezeigt, sondern in eine Datei mit dem Namen <b>filename</b> geschrieben.

Tabelle A.1: Bedeutung der Kommandozeilenparameter für das **pmc** Programm

Mit den oberen drei Knöpfen kann die Rahmenbedingung hinsichtlich der Energie und der Spinrotatoren eingestellt werden. Mit den Knöpfen darunter wird eine Voreinstellung für das Verzeichnis der Orbitdateien getroffen.

Darunter befinden sich zwei Zeilen, die der Einstellung der zu bearbeitenden Dateien dienen. Links ist jeweils ein Feld, in dem der Dateiname angezeigt wird und rechts daneben Knöpfe, mit denen das Feld gelöscht oder eine Datei dort geladen werden kann. Der Knopf „Latest“ greift dabei automatisch auf die neueste Datei zu. Dies ist insbesondere dafür handlich, um eine soeben von der HERA-Kontrolle empfangene Orbitdatei dort einzutragen. Der Knopf „Load“ ermöglicht eine individuelle Auswahl aus den vorhandenen Orbitdateien. Ganz rechts befindet sich der Knopf „Compare“, der einen Vergleich zwischen zwei verschiedenen Orbitdateien erlaubt. Dabei wird die Differenz der Größen der harmonischen Beulen der beiden Dateien angezeigt.

Schließlich gibt es noch einen Knopf nur in der unteren Zeile, „Calculate ‘B’=‘A’ + Bumps“, bei dessen Betätigung aus einer Orbitdatei, die in Zeile A definiert ist und den in den Eingabefeldern darunter angegebenen gewünschten Größen der harmonischen Beulen eine neue Orbitdatei errechnet wird. Diese Datei wird dann an die HERA-Kontrolle übertragen und darauf basierend ein neuer Orbit für den Strahl eingestellt, der dann über die eingegebenen Beulen verfügt.

Im unteren Teil befinden sich, wie bereits erwähnt, die Eingabefelder für die Größen der harmonischen Beulen.

Darunter sind noch einige „Komfortfunktionen“ eingebaut, mittels denen die Eingabefelder für die Beulen einfach gelöscht werden können (Reset Bump Sizes) oder mit denen die in einem Orbitfile gespeicherten Magnetströme bzw Ablenkwinkel angezeigt werden können.

Der Knopf „Quit“ beendet das Programm.

### A.3 Bilder

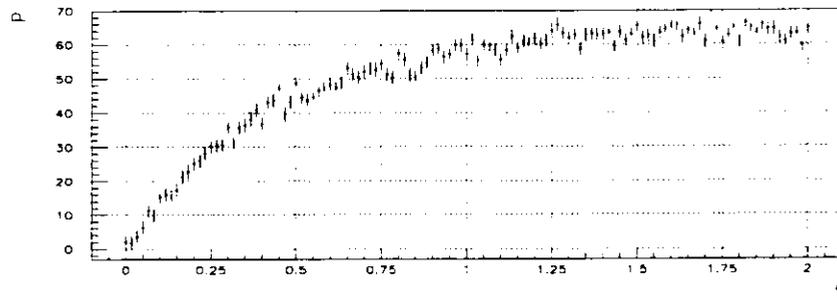


Abb. A.1: Diese Kurve enthält keine Störung bei einer Endpolarisation  $P_{\infty} = 0.65$

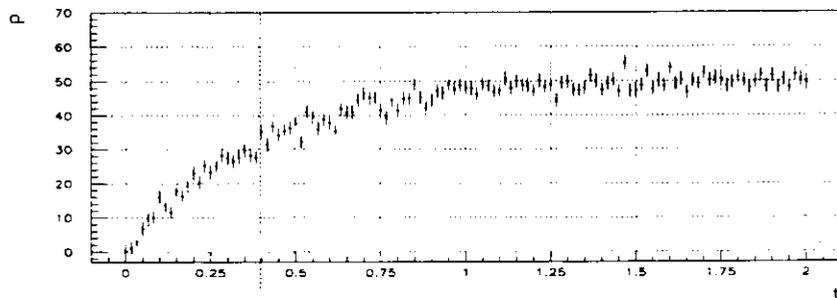


Abb. A.2: Bei dieser Kurve findet zum Zeitpunkt  $t = 0.4$  h eine Störung statt, bei der sich die Endpolarisation von  $P_{\infty,1} = 0.4$  auf  $P_{\infty,2} = 0.5$  erhöht.

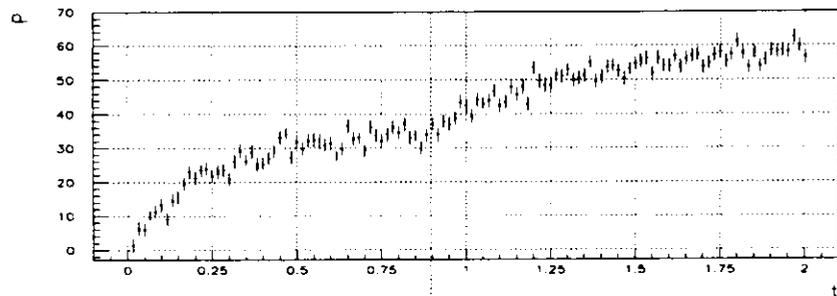


Abb. A.3: Bei dieser Kurve findet zum Zeitpunkt  $t = 0.9$  h eine Störung statt, bei der sich die Endpolarisation von  $P_{\infty,1} = 0.35$  auf  $P_{\infty,2} = 0.6$  erhöht. Eine Störung dieser Stärke ist problemlos mit dem bloßen Auge zu identifizieren.

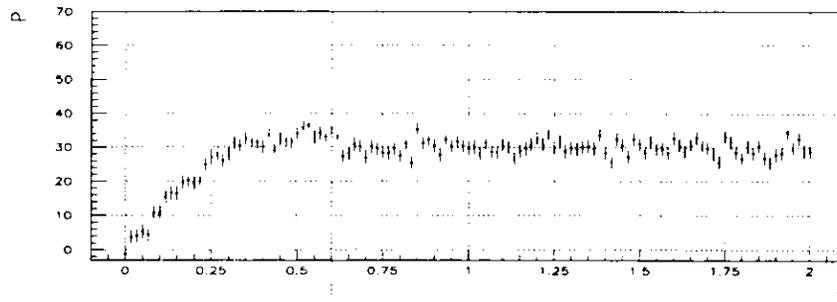


Abb. A.4: Bei dieser Kurve findet zum Zeitpunkt  $t = 0.9$  h eine Störung statt, bei der die Endpolarisation von  $P_{\infty,1} = 0.4$  auf  $P_{\infty,2} = 0.3$  absinkt. Auch hier ist die Störung problemlos zu erkennen.

**Harmonic Bump Control**

Select Bump Matrix for:

- 26.66 GeV
- 27.52 GeV (Rotator off)
- 27.52 GeV (Rotator on)

Select HERA File for:

- Current Year
- 1994
- 1993

Selected Hera Files:

A:

B:

Harmonic Bump sizes (in mm)

	real	imaginary
-1	0.00	0.00
0	0.00	0.00
1	0.00	0.00
2	0.00	0.00

Abb. A.5: Bedienerfläche für das Programm zur Berechnung der harmonischen Beulen

## B. Abbildungen und Histogramme zu Fits

Die in diesem Kapitel wiedergegebenen Graphiken sind zugegebenermaßen recht klein. Dies wurde hingenommen, um zumindest überhaupt einen Teil der auf diesen Plots basierenden Ermittlung von Meßergebnissen illustrieren zu können. Alle Graphiken aufzuführen hätte den Umfang der Arbeit – selbst bei diesem Maßstab – etwa um ein Drittel vergrößert.

Eine detaillierte Erklärung der Auswertung dieser Graphiken wird (in komfortablerem Maßstab) in Abschnitt 6.4.1 mit Abb. 6.4.1 gegeben.

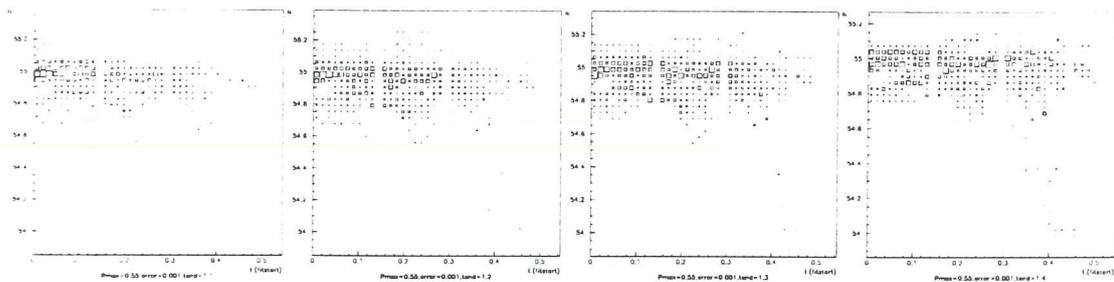


Abb. B.1: Fitresultate für  $P_\infty$  in Abhängigkeit vom Beginn des Fitzeitraumes für ein Ende des Fitzeitraumes von  $t_{\text{fitstop}} > 1.1, 1.2, 1.3, 1.4$ h (von links nach rechts), Fehler der Einzelmessung  $\delta P_\infty = 0.001$ ,  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.55$

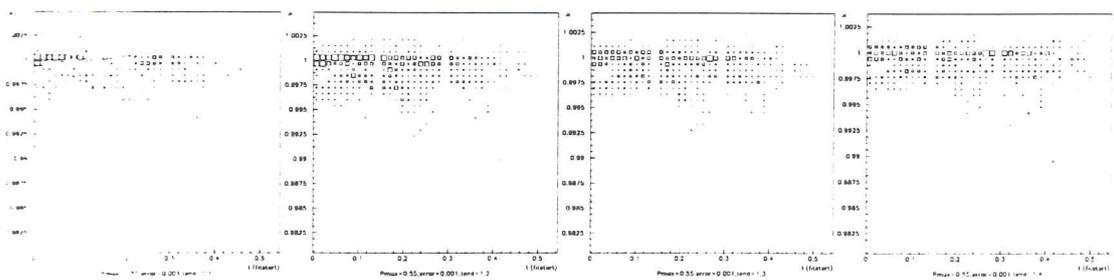


Abb. B.2: Fitresultate für  $k_{\text{in}}$  in Abhängigkeit vom Beginn des Fitzeitraumes für ein Ende des Fitzeitraumes von  $t_{\text{fitstop}} > 1.1, 1.2, 1.3, 1.4$ h (von links nach rechts), Fehler der Einzelmessung  $\delta P_\infty = 0.001$ ,  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.55$

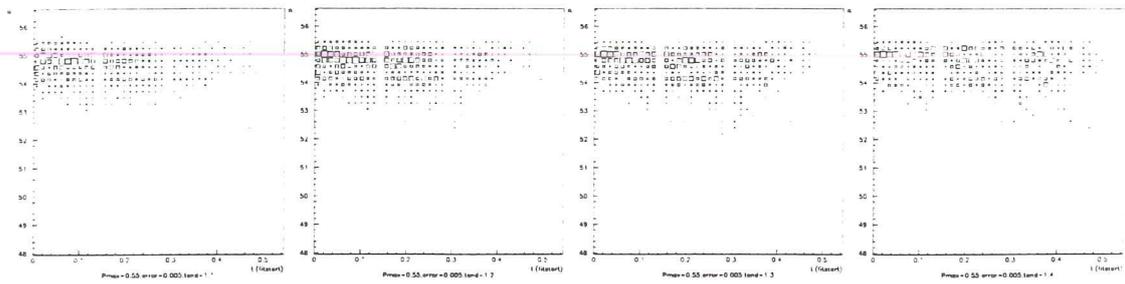


Abb. B.3: Fitergebnisse für  $P_\infty$  in Abhängigkeit vom Beginn des Fitzeitraumes für ein Ende des Fitzeitraumes von  $t_{\text{fitstop}} > 1.1, 1.2, 1.3, 1.4h$  (von links nach rechts), Fehler der Einzelmessung  $\delta P_\infty = 0.005$ ,  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.55$

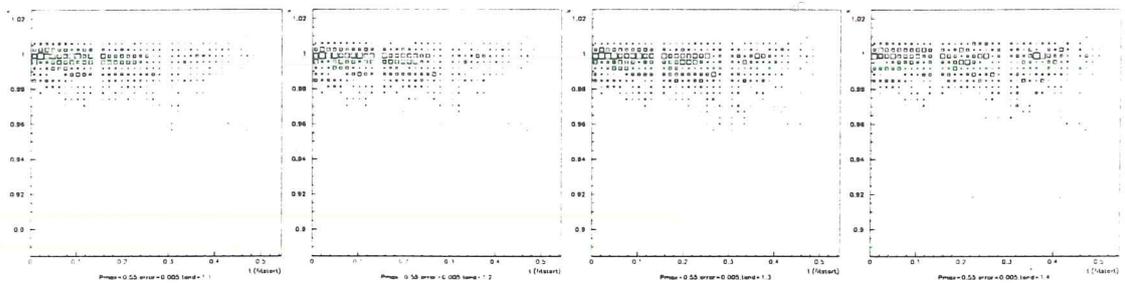


Abb. B.4: Fitergebnisse für  $k_{\text{in}}$  in Abhängigkeit vom Beginn des Fitzeitraumes für ein Ende des Fitzeitraumes von  $t_{\text{fitstop}} > 1.1, 1.2, 1.3, 1.4h$  (von links nach rechts), Fehler der Einzelmessung  $\delta P_\infty = 0.005$ ,  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.55$

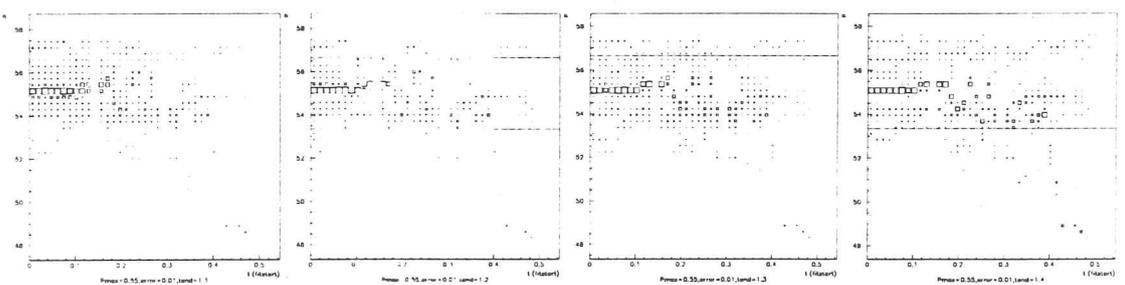


Abb. B.5: Fitergebnisse für  $P_\infty$  in Abhängigkeit vom Beginn des Fitzeitraumes für ein Ende des Fitzeitraumes von  $t_{\text{fitstop}} > 1.1, 1.2, 1.3, 1.4h$  (von links nach rechts), Fehler der Einzelmessung  $\delta P_\infty = 0.01$ ,  $P_{\infty, \text{MC}} = 0.55$

B. Abbildungen und Histogramme zu Fits

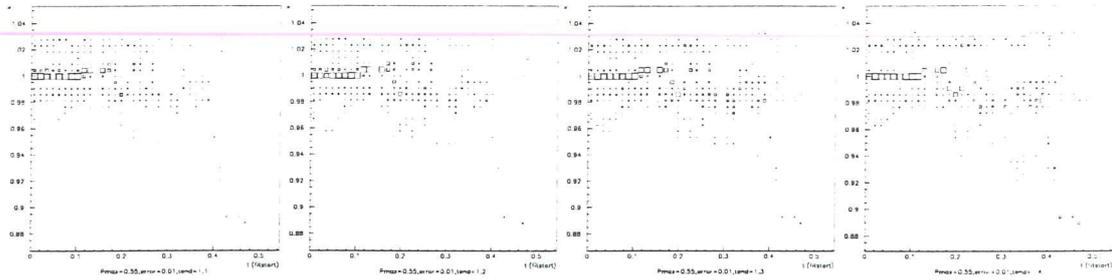


Abb. B.6: Fitergebnisse für  $k_{in}$  in Abhängigkeit vom Beginn des Fitzeitraumes für ein Ende des Fitzeitraumes von  $t_{fitstop} > 1.1, 1.2, 1.3, 1.4h$  (von links nach rechts), Fehler der Einzelmessung  $\delta P_{\infty} = 0.01$ ,  $P_{\infty,MC} = 0.55$

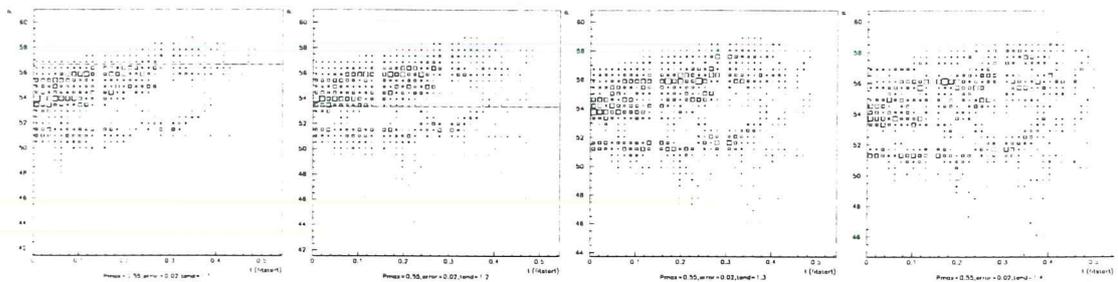


Abb. B.7: Fitergebnisse für  $P_{\infty}$  in Abhängigkeit vom Beginn des Fitzeitraumes für ein Ende des Fitzeitraumes von  $t_{fitstop} > 1.1, 1.2, 1.3, 1.4h$  (von links nach rechts), Fehler der Einzelmessung  $\delta P_{\infty} = 0.02$ ,  $P_{\infty,MC} = 0.55$

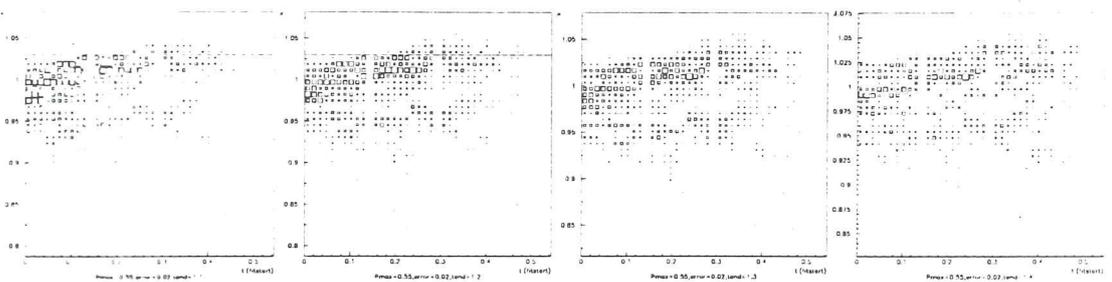


Abb. B.8: Fitergebnisse für  $k_{in}$  in Abhängigkeit vom Beginn des Fitzeitraumes für ein Ende des Fitzeitraumes von  $t_{fitstop} > 1.1, 1.2, 1.3, 1.4h$  (von links nach rechts), Fehler der Einzelmessung  $\delta P_{\infty} = 0.02$ ,  $P_{\infty,MC} = 0.55$

# Literaturverzeichnis

- [Ack95] **Ackerstaff, K.; Funk, M.-A.**, *PinK (PinK is not KUIP) - an interface between Tcl/Tk, ADAMO and DAD*, in Vorbereitung
- [Bar59] **Bargmann, v.; Michel, L.; Telegdi, V. L.**, *Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field*, Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 435
- [Bar92] **Barber, D. P. et al.**, *The HERA Polarimeter and the first Observation of Electron Spin Polarization at HERA*, DESY 92-136, 1992
- [Bar93] **Barber, D. P. et al.**, *The HERA Polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA*, Nucl. Inst. & Meth., A329 (1993) 79
- [Bar94a] **Barber, D. P. et al.**, *The First Achievement of Longitudinal Spin Polarization in a High Energy Electron Storage Ring*, DESY 94-171, 1994
- [Bar94b] **Barber, D. P. et al.**, *High spin polarisation at the HERA electron storage ring*, Nucl. Inst. & Meth., A338 (1994) 166
- [Bar94c] **Barber, D. P.**, *persönliche Mitteilung*
- [Bar95] **Barber, D. P. et al.**, *The first achievement of longitudinal spin polarization in a high energy electron storage ring*, Physics Letters B 343 (1995) 436-443
- [Bev92] **Bevington, Ph. R.; Robinson, K. D.**, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, 2nd edition, McGraw-Hill, 1992
- [Bia95] **Bialowons, W.**, *persönliche Mitteilung*
- [Bög94] **Böge, M.**, *Analysis of Spin Depolarizing Effects in Electron Storage Rings*, Doktorarbeit, Universität Hamburg 1994
- [Bög95a] **Böge, M.; Brinkmann, R.**, *Optimization of Spin Polarization in the HERA Electron Ring using Beam-Based Alignment Procedures*, DESY, Hamburg, 1995
- [Bög95b] **Böge, M.**, *persönliche Mitteilung*
- [Büs92] **Büscher, Ch.**, *Aufbau eines Compton-Polarimeters zur Messung der transversalen Elektronenpolarisation am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg, 1992

- [Buo86] **Buon, J.; Steffen, K.**, *HERA variable-energy "Mini" Spin rotator and head-on ep collision scheme with choice of electron helicity*, Nucl. Inst. & Meth., A245 (1986) 248
- [CER93] **Application Software Group – Computing and Networks Division**, *HBOOK Version 4.21 – Statistical Analysis and Histogramming*, CERN Program Library entry Y250, CERN, Genf, 1993
- [CER94a] **Application Software Group – Computing and Networks Division**, *CERN-LIB Edition May 1994*, CERN, Genf, 1994
- [CER94b] **Application Software Group – Computing and Networks Division**, *KUIP Version 2.05 – Kit for a User Interface Package*, CERN Program Library Entry I102, CERN, Genf, 1993
- [CER94c] **Application Software Group – Computing and Networks Division**, *PAW – Physics Analysis Workstation, Edition July 1994*, CERN Program Library entry Q121, CERN, Genf, 1994
- [CER94d] **Programming Techniques Group, ECP Division**, *ADAMO – Entity-Relationship Programming System, Version 3.3*, CERN, Genf, 1994
- [CER94e] **James, F.; Computing and Networks Division**, *MINUIT Version 94.1 – Function Minimization and Error Analysis*, CERN Program Library Entry D506, CERN, Genf, 1994
- [Deh95] **Dehning, B.**, *About LEP Polarimetry*, Vortrag bei DESY/Polarimetergruppe, 1995
- [Der78] **Derbenev, Ya. et al.** *Radiative Polarization: Obtaining, Control, Using*, Particle Accelerators 1978, Vol. 8, S. 115ff
- [Dür92] **Düren, M.**, *Polarimeter Manual*, DESY, 1992
- [Dür94] **Düren, M.**, *The HERA Polarimeter*, Proc. of Workshop on Polarized Electron Sources and Electron Spin Polarimeters, Nov. 7th - 8th, 1992, Nagoya, Japan
- [Dür94] **Düren, M.**, *Electron Spin polarization measurements at HERA*, Proc. of 10th Int. Symp. of High Energy Spin Physics, Nov. 9th - 14th, Nagoya, Japan, 1992, T. Hasegawa et al. ed., Universal Academy Press (1993), 950 p.
- [Dür94] **Düren, M.; Zapfe, K.**, *Experimental Techniques and Physics in a Polarized Storage Ring*, DESY 94-238, 1992
- [Dür94] **Düren, M.**, *Longitudinal electron polarization at HERA and the status of HERMES*, Proc. of 27th Int. Conference on High energy Physics, July 20th - 27th, 1994, Glasgow
- [Dür95] **Düren, M.**, *persönliche Mitteilung*
- [Gat85] **Gates, V. et al.**, *Stuperspace*, Physica 15D (1985), 289
- [Göt90] **Götschel, H.**, *Ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990
- [Gre91] **Greifmann, H.**, *Ein Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation in HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991

- [Gro94] **Großhauser, C.**, *Optimierung der transversalen Elektronenpolarisation von HERA bei 26.7 GeV*, Diplomarbeit, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 1994, DESY HERMES-94-01
- [Häu95] **Häusser, O.; Lorenzon, W.**, *HERA Polarimeter: Proposed Optics Modifications*, DESY, 1995
- [Hec89] **Hecht, E.**, *Optik*, Addison-Wesley, 1989
- [HER93] **Technical Design Report**, *The HERMES Collaboration*, DESY-PRC 93-06, MPIH-V20 1993, 1993
- [HER95] **Proposal for a Longitudinal Electron Polarimeter at HERA-east section** *The HERMES collaboration*, 23rd May 1995
- [Her94] **Herb, S.; Duval, P.**, *Private Communication from S. Herb, P. Duval*, DESY, DESY, 1994
- [Jac76] **Jackson, J. D.**, *On understanding spin-flip synchrotron radiation and the transverse polarization of electrons in storage rings*, Rev. Mod. Phys. (48) 3, July 1976
- [Kai92] **Kaiser, R.**, *Das Kalorimeter des HERA-Polarimeters*, Diplomarbeit, Universität Münster, 1992
- [Ker88] **Kerningham, B. W.; Ritchie, D. M.**, *The C programming language*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1988
- [Kle88] **Klein, M. V.; Furtak, T. E.**, *Optik*, Springer Verlag Berlin/Heidelberg/New York, 1988
- [Lan92] **Landau, L. D.; Lifschitz, E. M.**, *Lehrbuch der theoretischen Physik II*, Akademie Verlag, Berlin, 1992
- [Lip54] **Lipps, F. W.; Tolhoek, H. A.**, *Polarization Phenomena of Electrons and Photons I/II*, Physica XX (1954) 395, 1954
- [Log94a] **HERA Polarimetergruppe**, *Polarimeterlogbuch für die Strahlzeit 1994 und die Winterpause 1994/95*, DESY, 1994-95
- [Log94b] **Dengler, M.**, *Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Reflektionswinkel*, *Polarimeterlogbuch 94/95*, DESY, 1994-95
- [Lor94] **Lorenzon, W. et al.**, *Proposal to DESY for a Longitudinal Electron Polarimeter at HERA-East section by the HERMES collaboration*, DESY/University of Pennsylvania, 1994
- [Müc92] **Mücklich, A.**, *Messung der transversalen Elektronenpolarisation am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Kernphysik, 1992
- [Lom93] **Lomperski, M.**, *Polarization at HERA*, Ph. D. thesis, University of Madison, Wisconsin, USA, 1993
- [Oel94] **Oelwein, Ph.**, *Investigation of the statistical errors of the calibration of the HERA electron polarimeter by rise-time measurements*, DESY, 1994

- [Oku94] **Okuda, M.; Okuda, D.; Mirek, D.**, *Encyclopaedia/Reference Guide*. Pocket Books, New York, 1994
- [Pra83] **Pratchett, T.**, *Equal Rites*, Penguin Books, New York, 1987
- [Sch94] **Schmidt, G.**, *Die Eichung der Polarisationskala des HERA-Polarimeters*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1994
- [Sok63] **Sokolov, A. A.; Ternov, I. M.**, *On Polarization and Spin effects in the Theory of Synchrotron Radiation*, Sovjet Physics Doklady 8 (1964) 1203, 1964
- [Ste95] **Steffens, E.**, *persönliche Mitteilung*
- [Ste91] **Sternbach, R.; Okuda, M.**, *Technical Manual*, Pocket Books, New York, 1991
- [Sto52] **Stokes, G. G.**, *Trans. Camb. Phil. Soc.*, 9 (1852) 399; reprinted in: *Stokes, G. G., Mathematical and Physical Papers, Vol. III*, Cambridge University Press (1901) 233. 1901
- [Ter62] **Ternov, I. M.; Loskutov, Y. M.; Korovina, L. I.**, *Possibility of polarizing an electron beam by relativistic radiation in a magnetic field*, Sov. Phys. JETP 14 (1962) 921
- [Tho27] **Thomas, L. H.**, *The Kinematics of an Electron with an Axis*, Philos. Mag. 3 (1027) 1
- [Wan95] **Wander, W.** *DAD - Distributed Adamo Database system at HERMES*, Proc. of CHEP95, Rio de Janeiro, 18.-22. Sept. 95, in Vorbereitung
- [Weh89] **Wehnes, H.**, *Fortran 77: Strukturierte Programmierung mit Fortran 77*, Hanser Verlag, München/Wien, 1989
- [Wes93] **Westphal, D.**, *Polarisationsmessungen am HERA-Elektronenstrahl*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1993

# Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, durch deren ständige und vorbehaltlose Unterstützung mein Studium erst ermöglicht wurde.

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Erhard Steffens und bei Dr. Michael Düren für die Vergabe und Betreuung der Diplomarbeit und auch bei meinem Kollegen und Freund Wolfgang Wander, dem ich die Anregung zur Aufnahme dieses Themas verdanke.

Meinen Bürokollegen Klaus Ackerstaff, Carsten Großhauser, Holger Ihssen, Mark-André Funk und Wolfgang Wander danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre und die unzähligen Tips, Ratschläge und Hilfen.

Für das Korrekturlesen meiner Arbeit und die damit verbundenen Hinweise und Ratschläge bedanke ich mich bei Marc-André Funk; ebenso bei Michael Spengos, Michael Böge, Michael Düren und Desmond Barber für anregende Diskussionen und Vorschläge und für zahlreiche Erläuterungen und Erklärungen.

Besondere Anerkennung gilt Herrn Dieter Bremer, der mit großem persönlichen Einsatz weit über das Normalmaß hinaus entscheidend zum Gelingen vieler Vorhaben beim Polarimeter beigetragen hat.

Schließlich möchte ich den vielen Kollegen und Mitarbeitern vom DESY sowie der HERMES- und der Polarimetergruppe danken, die eine gute Zusammenarbeit ermöglicht und damit zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben und die ich hier nicht namentlich erwähnen konnte.

1  
2  
3

4  
5  
6

# Erklärung

Ich erkläre, diese Diplomarbeit unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel selbständig angefertigt zu haben.

Hamburg, im Juni 1995

Ph. Oelwein

11

12