

Optimierung der transversalen
Elektronenpolarisation von HERA
bei 26.7 GeV

Diplomarbeit
von
Carsten Großhauser

angefertigt am
Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY)
Hamburg

PHYSIKALISCHES INSTITUT
DER
FRIEDRICH – ALEXANDER – UNIVERSITÄT
ERLANGEN – NÜRNBERG

Juli 1994

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Das HERA – Elektronen – Polarimeter	3
1.1 Übersicht	3
1.2 Das optische System	4
1.3 Der Wechselwirkungsbereich	5
1.4 Das Kalorimeter	6
1.5 Das Datennahmesystem und die Steuerung	8
2 Comptonstreuung polarisierter Teilchen	9
2.1 Kinematik	9
2.2 Stokes Parameter	11
2.3 Wirkungsquerschnitt	13
3 Bestimmung der transversalen Elektronenpolarisation	17
3.1 Zweidimensionale Asymmetrieverteilungen	18
3.2 Differenz der Mittelwerte	19
3.3 Fehler der Polarisationsmessung	21
4 Elektronenpolarisation in Speicherringen	23
4.1 Sokolov-Ternov-Effekt	23
4.2 Depolarisierende Effekte	25
4.3 Effektiver Polarisationsgrad	29
5 Polarisationsoptimierung	30
5.1 Synchrotron- und Betatronresonanzen	30
5.2 Energieabhängigkeit der Polarisation	33
5.3 Harmonische Beulen	36
5.3.1 Theorie und Optimierungsablauf	37
5.3.2 Optimierungen während Elektronenstrahlbetrieb . . .	39
5.3.3 Stabilität und Reproduzierbarkeit der Polarisationswerte	42
5.3.4 Optimierung während Luminositätsbetrieb	48
5.4 Maximaler Polarisationsgrad in HERA	54

6	Resonanzdepolarisation	55
6.1	Prinzip der Energiebestimmung mit Hilfe der Resonanzdepolarisation	55
6.2	Meßverlauf und Energieeichung von HERA	56
6.3	Systematische Fehler	60
7	Einfluß der Solenoide auf die Polarisation	64
8	Studien zu systematischen Fehlern	66
8.1	Messung der Polarisationsaufbauzeit	66
8.2	Polarisation in Abhängigkeit von der Kalorimeterposition . .	68
9	Longitudinale Elektronenpolarisation	70
	Zusammenfassung	71
A	Berechnung der Polarisationswerte P_∞	73
B	Meßergebnisse	76
	Literaturverzeichnis	81
	Danksagung	85

*Niemals hören wir auf zu erforschen,
und am Ende all unserer Erkundungen
werden wir an der Stelle ankommen,
an der wir begonnen haben,
und sie zum ersten Mal kennenlernen.*

T.S. Eliot

Einleitung

Am **D**eutschen **E**lektronen **S**ynchrotron (DESY) in Hamburg werden Elektronen und Protonen in zwei ca. 6.3 km langen Speicherringen der **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage (HERA) auf hohe Energien beschleunigt ($E_{max,e} = 35$ GeV, $E_{max,p} = 820$ GeV) und an zwei Stellen des Speicherringes (HERA-Hallen Nord und Süd) zur Kollision gebracht. Die Wechselwirkungen der tiefinelastischen Elektron-Proton-Kollisionen werden dabei von den beiden Großexperimenten H1 und ZEUS untersucht.

Die beiden Experimente H1 und ZEUS haben darüberhinaus geplant, mit Hilfe der Kollision eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an einem unpolarisierten Protonenstrahl Untersuchungen im Hinblick auf die Asymmetrie von rechts- und linkshändigen Strömen bei der schwachen Wechselwirkung durchzuführen [Wol86].

Auch für das Experiment HERMES, das 1995 in der HERA-Halle Ost seine Datennahme beginnen wird, ist ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl notwendig. Durch die Streuung der polarisierten Elektronen an einem polarisierten Gastarget (H, ^2H , ^3He) soll bei diesem Experiment die Spinstruktur der Nukleonen untersucht werden [HER93].

Aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes [Sok63] polarisieren sich die Elektronen in einem Speicherring wie HERA generell dergestalt, daß sich mit der Zeit die Elektronenspins antiparallel zum Magnetfeld der Ablenkmagnete des Ringes ausrichten. Der Grad der transversalen Elektronenpolarisation wird dabei definiert durch die Anzahl der Elektronen mit einer Spinrichtung parallel bzw. antiparallel zur Magnetfeldrichtung :

$$P = \left| \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \right| \quad .$$

Für die Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls in den Experimentbereichen können diese transversal polarisierten Elektronen durch die Verwendung bestimmter Magnetsysteme, sogenannte Spinrotatoren, aus der vertikalen in die longitudinale Richtung gedreht werden [Buo86].

Der Grad der transversalen Elektronenpolarisation kann durch die in realen Speicherringen auftretenden depolarisierenden Effekte jedoch stark vermindert werden. Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollte daher versucht werden, durch die Verwendung verschiedener Optimierungsverfahren den Einfluß der depolarisierenden Effekte zu reduzieren und somit den transversalen Polarisationsgrad zu erhöhen.

Eine wichtige Voraussetzung für den Einsatz dieser Optimierungsmethoden, welche empirisch angewendet werden, ist eine schnelle und genaue Messung des Polarisationsgrades. Durch ein in der West-Halle von HERA aufgebautes Polarimeter wird die Bestimmung der transversalen Elektronenpolarisation ermöglicht.

Der Aufbau dieses HERA-Polarimeters, welches auf dem Prinzip der Comptonstreuung polarisierter Photonen an polarisierten Elektronen beruht, wird im folgenden Kapitel beschrieben. In den sich anschließenden Kapiteln werden der Prozeß der Comptonstreuung, die Verteilung des Wirkungsquerschnittes unter Angabe der wichtigsten Gleichungen und die Berechnung der transversalen Polarisation aus den Asymmetriekurven der Positionsverteilungen der Comptonphotonen für verschiedene Lichtpolarisationszustände dargestellt. Der Aufbau der Elektronenpolarisation aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes wird in Kapitel vier näher erläutert und ein Überblick über die depolarisierenden Effekte eines Speicherring gegeben. Die verschiedenen Optimierungsverfahren zur Reduzierung der depolarisierenden Effekte und die Meßergebnisse beim Einsatz dieser Methoden unter verschiedenen Betriebsbedingungen des Beschleunigers werden im fünften Kapitel beschrieben. Im Anschluß daran wird eine Beschreibung der Resonanzdepolarisation und der damit verbundenen Möglichkeit einer Energiebestimmung der Elektronenstrahls erörtert. Darüberhinaus sind die Ergebnisse der Energieeichung von HERA angegeben. Die Abhängigkeit der Polarisation vom Kompensationsgrad des ZEUS-Solenoiden und verschiedene Messungen zur Untersuchung systematischer Fehler bei der Polarisationsberechnung sind in den Kapiteln sieben und acht enthalten. Vor einer kurzen Zusammenfassung wird im letzten Kapitel das Ergebnis der Polarisationsmessung wiedergegeben, in deren Verlauf erstmals in einem Speicherring ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl erzeugt werden konnte.

1 Das HERA – Elektronen – Polarimeter

1.1 Übersicht

Zur Messung der transversalen Elektronenspinpolarisation in HERA wird ein Compton-Polarimeter verwendet, welches sich im Sektor West-Rechts des HERA-Ringes befindet.

Seine Funktionsweise beruht auf der elastischen Streuung von abwechselnd rechts- und linkszirkular polarisiertem Laserlicht an den Elektronen des HERA-Ringes und der Messung von Energie und Auftreffort der gestreuten Photonen mit Hilfe eines Kalorimeters. Aus den Asymmetriekurven der Positionsverteilungen der Comptonphotonen für beide Lichtpolarisationszustände kann dann die Elektronenpolarisation bestimmt werden.

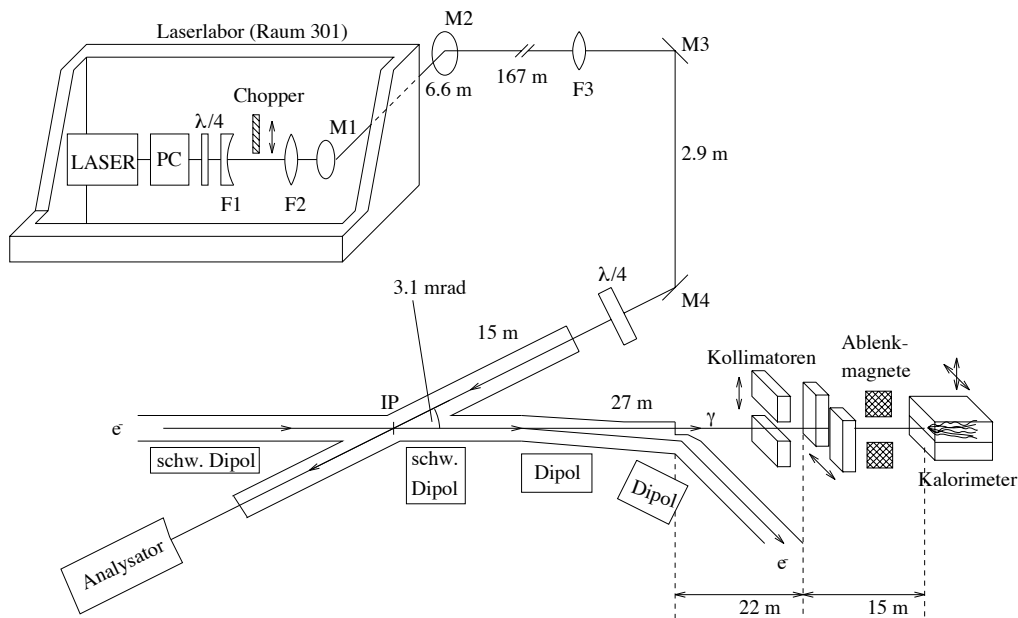


Abb. 1.1: Aufbau des HERA – Polarimeters.

Der Aufbau des Polarimeters läßt sich im wesentlichen in vier Teile gliedern (siehe Abbildung 1.1):

- das optische System,
- den Wechselwirkungsbereich und die Strahlführung für die Comptonphotonen,
- den Detektor für die Comptonphotonen,
- das Datennahmesystem.

Eine ausführliche Beschreibung des optischen Systems und dessen Besonderheiten findet sich in [Müc92], über das Kalorimeter und dessen Kalibrierung existieren vier Diplomarbeiten ([Göt90], [Gre91], [Kai92], [Wes93]) und mit dem Datennahme- und Steuerungssystem befaßt sich [Büs92] im Detail, so daß in dieser Arbeit nur ein kurzer Einblick in die einzelnen Elemente des Polarimeters gegeben werden soll.

1.2 Das optische System

Beim HERA-Polarimeter wird ein un gepulster *Argon-Ionen-Laser* mit einer Wellenlänge von $\lambda=514.4$ nm ($E_\lambda=2.41$ eV) bei einer Ausgangsleistung von 10 W betrieben. Das linear polarisierte Laserlicht durchläuft zunächst eine *Pockelszelle* (PC), die je nach angelegter Spannung als $\pm\lambda/4$ Plättchen wirkt. Hierdurch wird das Laserlicht in rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht umgewandelt. Die Umschaltfrequenz zwischen positiver und negativer angelegter Hochspannung beträgt 90 Hz. Diese Frequenz ist ausreichend, um gegenüber langsamen Elektronenstrahl-Driftbewegungen hinreichend unempfindlich zu sein. Die Totzeiten der Pockelszelle, die durch das Umschalten auftreten, liegen unter $1\mu\text{s}$.

Anschließend wird das rechts- bzw. linkszirkular polarisierte Laserlicht mit Hilfe eines $\lambda/4$ *Plättchens* in horizontal bzw. vertikal polarisiertes Licht konvertiert. Der Grund für diese erneute Umwandlung liegt in der Tatsache, daß bei der Reflexion von zirkular polarisiertem Licht an Spiegeloberflächen Phasenverschiebungen auftreten können, die die Zirkularpolarisation in starkem Maße mindern. Durch diese Konvertierung und durch den weiteren Aufbau des Polarimeters, bei welchem versucht wird, das Laserlicht nur jeweils um 90° an den Spiegeln zu reflektieren, kann man dieses Problem umgehen. Um am Wechselwirkungspunkt wieder zirkularpolarisiertes Laserlicht zu haben, wird die Polarisation des Lichtes unmittelbar hinter dem letzten Spiegel vor dem Wechselwirkungspunkt (M4) durch ein weiteres $\lambda/4$ *Plättchen* wieder zurückkonvertiert.

Der Laserstrahl läuft dann durch eine *1:10 Strahlaufweitung* (Linsen F1 und F2), wodurch eine Verminderung der Divergenz entlang des ca. 200 m langen Führungssystems erreicht wird.

Zwischen den beiden Linsen des Strahlaufweilers befindet sich ein Strahlverschluß („*Chopper*“), der periodisch einmal pro Minute den Strahlengang des Lasers unterbricht und somit bei kontinuierlichem Laserbetrieb die Messung der Untergrundstrahlung ermöglicht.

Direkt hinter der Linse F2 ist der erste von vier dielektrischen Spiegeln (M1-M4) angebracht, welche den Laserstrahl zum Wechselwirkungspunkt führen. Der *Spiegel M1* reflektiert den Strahl horizontal um 90° in den HERA-Tunnel.

Nach einer weiteren horizontalen Reflexion um 90° (M2) verläuft der Laserstrahl über eine Strecke von ca. 170 m parallel zum Elektronenstrahl unterhalb der Tunneldecke zum *Spiegel M3*, der den Laserstrahl von der Tunneldecke vertikal nach unten reflektiert. Kurz vor dem Spiegel M3 durchläuft der Strahl ein *Linsenduplett (F3)*, welches den Laserstrahl auf den Wechselwirkungspunkt fokussiert, so daß dieser am Wechselwirkungspunkt eine Größe von $\sigma_x = 450 \mu\text{m}$ und $\sigma_y = 380 \mu\text{m}$ besitzt. Durch den *Spiegel M4* wird der Laserstrahl durch ein Eintrittsfenster in die Elektronenröhre gespiegelt und trifft dort nach ca. 15 m unter einem Winkel von 3.1 mrad auf den Elektronenstrahl.

Nach weiteren ca. 13.5 m verläßt der Laserstrahl die Elektronenröhre durch ein Austrittsfenster und gelangt in den *Analysator*. Hier wird seine Polarisation mit Hilfe eines Glan-Thomson-Prismas gemessen, nachdem die Intensität des Strahls durch einen weiteren *Spiegel (M5)* auf unter 1 mW abgeschwächt wurde und der Focus durch einen *3:1 Strahlkompressor* verkleinert wurde.

Um Beugungs- und Brechungseffekte an turbulenten Luftschichten weitestgehend auszuschließen und somit die Stabilität des Laserstrahls zu verbessern, wird dieser auf dem gesamten Transportweg, mit Ausnahme der Spiegelboxen, in einem *evakuierten Rohr* (150 mm Durchmesser) geführt. Um die Spiegelboxen M2 - M5 staubfrei zu halten, werden diese mit Stickstoff geflutet. Auf seinem gesamten Weg zur Analysatorbox passiert der Laserstrahl somit acht Fenster, die alle mit einer Antireflexbeschichtung vergütet sind.

Während die Spiegel M2 und M3 mittels Schrittmotoren rechnergesteuert bewegt werden können, sind die Spiegel M1 und M4 nur mit Mikrometerschrauben einstellbar, um eine Justierung des Laserstrahls am Wechselwirkungspunkt vorzunehmen. Zur Intensitäts- und Positionsbestimmung des Laserstrahls sind hinter den Spiegeln M3 und M4 *Positionsdiode*n angebracht, die ebenfalls über Rechner ausgelesen werden können. Außerdem ist kurz vor dem Spiegel M3 ein in den Laserstrahl beweglicher Schirm angebracht, auf welchen der Strahl justiert und fokussiert werden kann. Dazu ist dieser Schirm mit einer Videokamera einsehbar. Weitere Kameras, durch welche die Strahljustierung erleichtert werden soll, befinden sich in den Spiegelboxen M2, M4, in der Analysatorbox und an zwei Stellen des 170 m langen Rohres, welches unterhalb der Tunneldecke verläuft.

1.3 Der Wechselwirkungsbereich und die Strahlführung für die Comptonphotonen

Der *Elektronen-Photonen-Wechselwirkungspunkt* (WR 134) befindet sich in einem 4 m langen, geraden Abschnitt nach dem Ende der geraden Sektion der Westhalle und ist begrenzt durch zwei schwache Dipolmagnete (Krümmungs-

radius $\rho = 3215$ m). Mit Hilfe dieser Dipolmagnete wird der auf dem Kalorimeter auftreffende Strahlungsuntergrund stark reduziert, da nur jene Bremsstrahlungsphotonen parallel zu den Comptonphotonen das Kalorimeter erreichen, welche in dem 4 m langen Stück des Elektronenspeicherringes erzeugt wurden. Ohne diese schwachen Dipole würde die Untergrundstrahlung der gesamten geraden Sektion auf dem Kalorimeter registriert werden. Die rückgestreuten Photonen bewegen sich zunächst im Elektronenstrahl bzw. parallel zu diesem, bevor er, zuerst durch den schwächeren, dann durch einen stärkeren Dipolmagneten (Krümmungsradius $\rho = 608$ m) von den Photonen getrennt wird. Danach verlassen die Photonen durch ein 0.5 mm starkes Aluminiumfenster die Elektronenröhre und treffen nach dem Passieren zweier Blei-Kollimatoren und einem Paar von Ablenkmagneten auf das Kalorimeter. Die Kollimatoren, von welchen der eine mittels Schrittmotor horizontal, der andere vertikal bewegt werden kann, dienen der Unterdrückung des Strahlungsuntergrundes und dem Schutz des Kalorimeters vor Strahlungsschäden. Mit den Ablenkmagneten sollen sekundäre geladene Teilchen aus dem Photonenstrahl gefiltert werden. Zwischen dem Austrittsfenster der Elektronenstrahlröhre und den Kollimatoren, sowie zwischen den Ablenkmagneten und dem Kalorimeter bewegen sich die Photonen in *evakuierten Röhren*, welche durch 150 μm starke Kaptonfolie an den Enden verschlossen sind. Durch diese zusätzlichen Vakuumröhren sollen Vielfachstreuung und Schauerverluste in Luft verhindert werden.

1.4 Das Kalorimeter

Bei dem zur Bestimmung der Energie und des Auftreffortes der compton-gestreuten Photonen verwendeten Detektor handelt es sich um ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter, das aus jeweils 12 Schichten Wolframplatten (Absorbermaterial) einer Dicke von 6.22 mm und Szintillatorplatten (Auslesematerial) einer Dicke von 2.6 mm besteht, die abwechselnd in einen Aluminiumrahmen angeordnet sind (Sandwich-Kalorimeter). Das im Szintillator entstehende Fluoreszenzlicht wird von vier Wellenlängenschiebern, die sich an den vier Seiten des Kalorimeters befinden, auf Photomultiplier weitergeleitet, in denen das Lichtsignal in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Diese vier Auslesekanäle werden im folgenden mit **Up**, **Down**, **Left** und **Right** bezeichnet. Desweiteren sind die Szintillatorplatten in der Mitte horizontal geteilt und die beiden Hälften sind durch 0.01 mm dicke Aluminiumfolien optisch isoliert. Mit den Auslesekanälen Left und Right kann somit die im gesamten Kalorimeter deponierte Energie gemessen werden, mit den anderen beiden Kanälen nur der in der oberen bzw. unteren Hälfte deponierte Anteil.

Beim HERA-Polarimeter wird für die Messung der Elektronenpolarisation die sogenannte *Einzel-Photonen-Methode* verwendet, bei welcher die Ereig-

nistrate so gewählt wird, daß jedes Photon *einzel*n nachgewiesen werden kann. Dadurch ist es möglich, nicht nur die mittlere Energie und Position der Photonen zu messen (wie bei der *Multi-Photonen-Methode*), sondern auch den Auftreffort jedes einzelnen Photons auf dem Kalorimeter mit seiner Energie zu korrelieren [Dür92a].

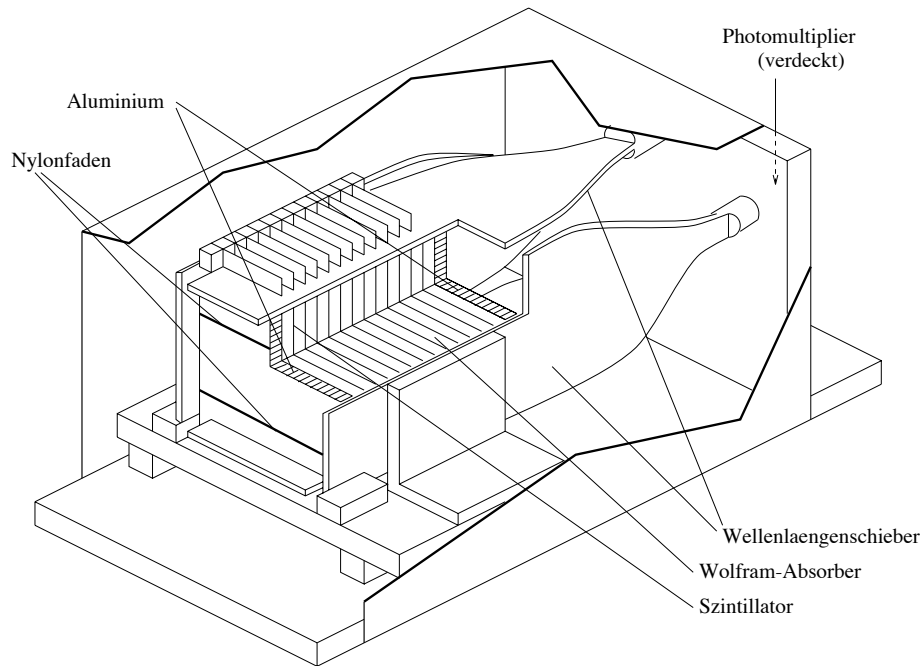


Abb. 1.2: Wolfram-Szintillator-Kalorimeter.

Zur Messung der Energie des einfallenden Photons wird die Summe zweier Auslesekanäle gebildet („vertikale Energie“ $E_V = E_U + E_D$; „horizontale Energie“ $E_H = E_L + E_R$).

Ein Vergleich der Energie in den Kanälen Up und Down ermöglicht die Messung des Auftreffortes der Photonen. Man definiert mit Hilfe dieser beiden Energien die Größe η :

$$\eta = \frac{E_U - E_D}{E_U + E_D} \quad (1.1)$$

Mit Hilfe des transversalen Schauerprofils im Kalorimeter läßt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem vertikalen Auftreffort der Photonen (y) und der gemessenen Asymmetrie (η) herstellen. Diese Funktion $\eta(y)$ wird nachfolgend als η - y -Transformation bezeichnet. Da der Zusammenhang zwischen η und y nicht linear verläuft, ist die Ortsauflösung des Kalorimeters abhängig von der Auftreffposition der Photonen, wobei diese im Zentrum des Kalorimeters am besten ist. Um immer eine optimale Positionierung zu gewährleisten, ist das Kalorimeter mittels Schrittmotoren sowohl horizontal, als auch vertikal fahrbar.

Die Kanäle Left und Right werden darüberhinaus für die Kalibrierung des Kalorimeters und zum Auslösen der Datenaufnahme verwendet. Die Kalibrierung des Kalorimeters ist ausführlichst in [Kai92] beschrieben.

1.5 Das Datennahmesystem und die Steuerung

Die wesentlichen Komponenten für die Datennahme und Steuerung sind ein schneller Signalprozessor auf der sogenannten „Nevis“-Karte, sowie zwei Workstation-Rechner (*DEC-Station 3100*, *MicroVax III*).

Bei der „Nevis“-Karte [Cal92] handelt es sich um eine VME-Karte, deren wichtigste Bestandteile vier 12-bit ADC's sind, die die Photomultipliersignale innerhalb von $1\ \mu\text{s}$ digitalisieren, und ein digitaler 24-bit-Signalprozessor mit einem Instruktionszyklus von 100 ns, welcher in der Lage ist, Ereignisraten bis zu $10^5\ \text{Hz}$ zu verarbeiten. Auf der „Nevis“-Karte existieren für die unterschiedlichen Messungen verschiedene Programme, die in den entsprechenden Phasen zum Einsatz kommen. Je nach Anwendung werden z.B. von den ADC-Werten „Pedestal“-Werte subtrahiert und mit Kalibrierungskonstanten multipliziert. Die so vorverarbeiteten Daten werden anschließend in Form von 1- oder 2-dimensionalen Histogrammen abgespeichert.

Auf der MicroVax befindet sich das Hauptkontrollprogramm des Polarimeters. Von hier aus lassen sich alle Geräte, deren Steuerung nicht zeitkritisch ist (Laser, Chopper, Motoren, Dioden, Spiegel), über eine serielle Schnittstelle bedienen. Es existieren Befehle, mit welchen die unterschiedlichen Programme auf die „Nevis“-Karte geladen werden können, die Hochspannung für die Photomultiplier gesetzt werden kann und Trigger und Triggerzyklen selektiert werden können. Auch existieren Feedback-Systeme, die von hier aus gestartet werden können, wie das automatische Zentrieren des Laserstrahls auf den Spiegel M3 oder auf den Elektronenstrahl. Außerdem liefert das Kontrollprogramm Informationen über fast alle Komponenten des Polarimeters mit eventuell auftretenden Fehlermeldungen und ermöglicht so einen reibungslosen Meßablauf.

Die DEC-Station 3100 findet einerseits Verwendung bei Hintergrundoperationen, wie dem Laden und Auslesen der „Nevis“-Karte und beim Schreiben der „Nevis“-Histogramme auf Band (Exabyte-Tape). Andererseits existiert auf diesem Rechner auch ein Menüprogramm, mit welchem die generierten Histogramme dargestellt und ausgedruckt werden können.

2 Comptonstreuung polarisierter Teilchen

2.1 Kinematik

Für die Behandlung der Comptonstreuung wird ein rechtshändiges Koordinatensystem zugrunde gelegt, in welchem das Elektron ruht und die (x;z)-Ebene o.B.d.A. die Maschinenebene von HERA sei, wobei die positive x-Richtung in Richtung des Ring-Mittelpunktes zeige und die y-Achse in Richtung der zu erwartenden Elektronenpolarisation (siehe Abbildung 2.1). Das Photon bewegt sich in diesem Koordinatensystem in positive z-Richtung.

Im folgenden beziehen sich alle Zahlenwerte auf eine Energie des Elektronenstrahls von 26.66 GeV, bei welcher im Jahre 1993 die Untersuchungen der transversalen Elektronenpolarisation durchgeführt wurden.

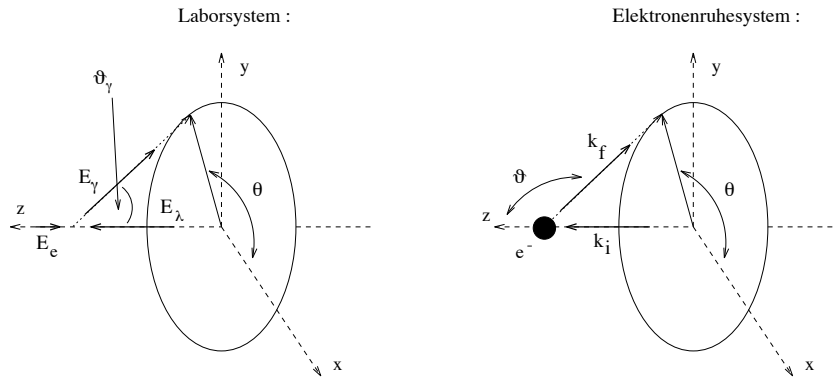


Abb. 2.1: Die Koordinatensysteme und die Geometrie der Comptonstreuung.

Für die Transformation der Energie E_λ und des Kreuzungswinkels α zwischen Elektronen- und Laserstrahl vom Laborsystem in das Elektronenruhesystem gilt [Lan92]:

$$E_i = \gamma(1 + \frac{v}{c} \cos \alpha) E_\lambda \quad \alpha' \approx \sin \alpha' = \frac{\sin \alpha}{\gamma(1 + \frac{v}{c} \cos \alpha)} \quad . \quad (2.1)$$

- Mit γ : Lorentzfaktor ($\frac{E_e}{E_0} = \frac{26.67 \text{ GeV}}{0.511 \text{ MeV}} = 52191.8$),
 v : Elektronengeschwindigkeit in z-Richtung,
 c : Vakuumlichtgeschwindigkeit,
 $\frac{v}{c}$: $\sqrt{1 - \gamma^{-2}} \approx 1$,
 α : Kreuzungswinkel im Laborsystem (3.1 mrad, vgl. Abbildung 1.1),
 α' : Kreuzungswinkel im Elektronenruhesystem,
 E_λ : Energie der Laserphotonen (2.41 eV),
 E_i : Energie der Laserphotonen im Elektronenruhesystem

ergibt sich für E_i und für α' :

$$E_i = 252 \text{ keV} \quad , \quad \alpha' \approx 3 \cdot 10^{-8} \text{ rad} \quad . \quad (2.2)$$

Der Winkel α' wird daher im folgenden vernachlässigt.

Aus der Forderung nach Energie- und Impulserhaltung für die Streuung eines Photons an einem ruhenden Elektron erhält man für die Energie des gestreuten Photons:

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

Dabei ist ϑ der Winkel zwischen den Photonenimpulsen \vec{k}_i und \vec{k}_f .

Die Rücktransformation ins Laborsystem führt zu einer Comptonphotonenenergie E_γ , die abhängig ist von ϑ , und zu einem Streuwinkel im Laborsystem ϑ_γ :

$$E_\gamma = \frac{(1 - \cos \vartheta) E_e}{(1 - \cos \vartheta) + \frac{E_0}{\gamma(1 + \cos \alpha) E_\lambda}} , \quad (2.4)$$

$$\vartheta_\gamma \approx \sin \vartheta_\gamma = \frac{\sin \vartheta}{\gamma(1 - \cos \vartheta)} = \frac{1}{\gamma \tan \frac{\vartheta}{2}} . \quad (2.5)$$

Der vertikale Auftreffort der gestreuten Photonen wird beim HERA Polarimeter mit Hilfe eines Kalorimeters gemessen. Dieser Auftreffort y eines Photons ergibt sich aus dem Streuwinkel im Laborsystem ϑ_γ , dem Azimutalwinkel θ , der extrapolierten vertikalen Position des Elektronenstrahls am Wechselwirkungspunkt (y_0 ; im weiteren gilt o.B.d.A. $y_0 = 0$) und dem Abstand zwischen Wechselwirkungspunkt und Kalorimeter $d = 65$ m zu:

$$y = d \tan \vartheta_\gamma \sin \theta + y_0 . \quad (2.6)$$

Aus den Gleichungen 2.3 und 2.4 wird ersichtlich, daß der Streuwinkel und die Energie der gestreuten Photonen direkt miteinander korreliert sind. Gestreute Photonen gleicher Energie treffen daher am Kalorimeter in einem Ring mit dem Radius $R(E_\gamma) = d \cdot \tan \vartheta_\gamma$ auf. Abbildung 2.2 zeigt den Zusammenhang zwischen Energie und Winkel für die beiden Inertialsysteme. Bei der Streuung um $\vartheta = 180^\circ$ werden die energiereichsten Gammaquanten mit einer $E_{\gamma, \max} = 13.2$ GeV erzeugt (Photonen an der „Comptonkante“). In Abbildung 2.3 ist die Größe des Radius auf dem Detektor ($R(E_\gamma)$) in Abhängigkeit von der Photonenenergie dargestellt. Man erkennt deutlich, daß Photonen mit einer Energie $E_\gamma \geq 2.0$ GeV in einem sehr schmalen Kegel um die Elektronenstrahlrichtung gestreut werden.

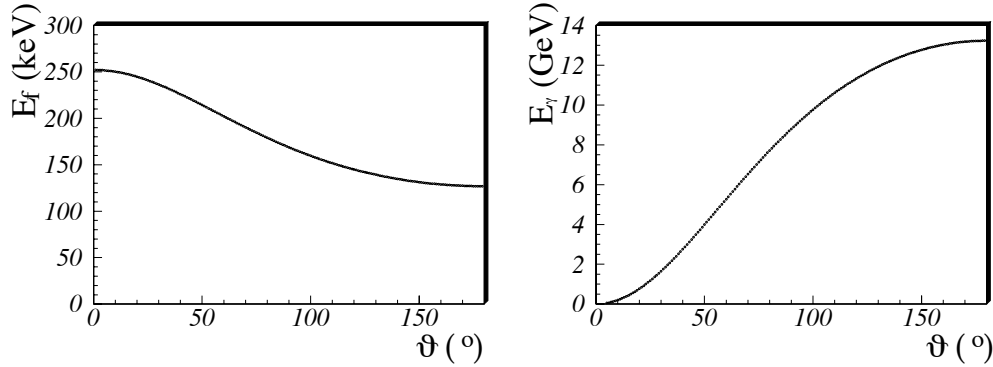


Abb. 2.2: Energie des gestreuten Photons im Ruhesystem des Elektrons (E_f) und im Laborsystem (E_γ) als Funktion des Streuwinkels im Ruhesystem (ϑ).

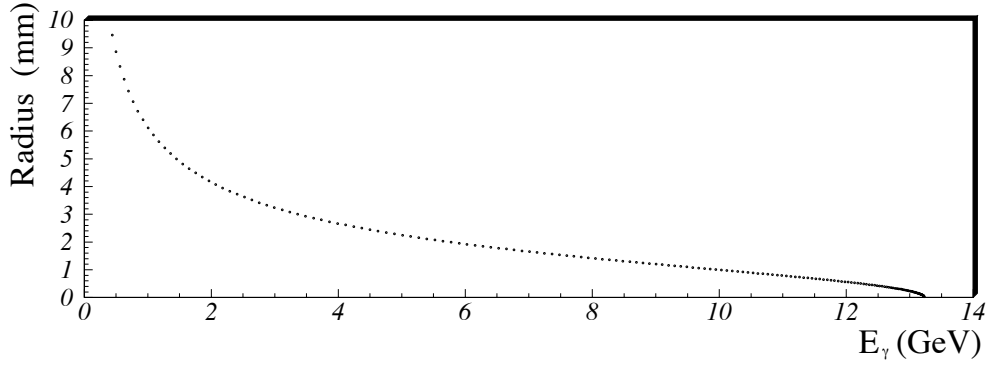


Abb. 2.3: Radius R des Kreises der Comptonphotonen auf dem Detektor als Funktion der Laborenergie E_γ .

2.2 Stokes Parameter

Zur Bestimmung der Elektronenpolarisation mit Hilfe des Wirkungsquerschnittes der Comptonstreuung ist eine genaue Beschreibung des Polarisationszustandes der Photonen notwendig. Aus diesem Grunde verwendet man die Darstellung durch die „Stokesschen Parameter“, die 1852 von G.G. Stokes eingeführt wurden [Sto52].

Mit Hilfe der Zerlegung des elektromagnetischen Feldes \vec{E} in die zueinander orthogonalen Komponenten

$$\begin{aligned} E_1(t) &= E_{0,1} \cdot \cos(\omega t + \delta_1) \quad , \\ E_2(t) &= E_{0,2} \cdot \cos(\omega t + \delta_2) \end{aligned} \quad (2.7)$$

lassen sich die Stokes Parameter wie folgt definieren [Col68], [Hec91]:

$$\begin{aligned}\xi_0 &= E_{0,1}^2 + E_{0,2}^2 \quad , \\ \xi_1 &= E_{0,1}^2 - E_{0,2}^2 \quad , \\ \xi_2 &= 2E_{0,1}E_{0,2}\cos\delta \quad , \\ \xi_3 &= 2E_{0,1}E_{0,2}\sin\delta \quad ,\end{aligned}\tag{2.8}$$

wobei $\delta = \delta_2 - \delta_1$ ist.

Der erste dieser Stokes Parameter (ξ_0) beinhaltet die gesamte Intensität der einfallenden Strahlung und wird zur Normierung des Stokes Vektors $\vec{\xi} = (\xi_0, \xi_1, \xi_2, \xi_3)$ mit $\xi_0 = 1$ verwendet, während die übrigen Parameter den Zustand der Polarsation beschreiben.

Für vollkommen polarisiertes Licht gilt $\xi_0^2 = \xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 = 1$, wobei $\vec{\xi} = (1, 0, 0, \pm 1)$ rein zirkular polarisiertem Licht entspricht. Für rechtszirkular polarisiertes Licht rotiert der \vec{E} -Vektor im Uhrzeigersinn bei Blickrichtung zur Quelle. Der \vec{E} -Vektor scheint damit einer linkshändigen Schraube zu folgen und in Übereinstimmung mit der Nomenklatur, daß linkshändige Größen negativer Helizität entsprechen, gilt $\xi_3 = -1$ [Gue90]. Für linear polarisiertes Licht ist $\xi_3 = 0$ und ξ_1, ξ_2 bestimmen die Richtung des linearen Lichtes.

Bei der Comptonstreuung wird die Streuebene durch die Impulse des einfallenden (\vec{k}_i) und des gestreuten Photons (\vec{k}_f) festgelegt. Da alle einfallenden Photonen dieselbe Richtung besitzen, ist die Orientierung im Raum durch den Azimutalwinkel θ (Abbildung 2.1) gegeben. Die Vektoren \vec{E}_1 und \vec{E}_2 werden nun so in Bezug auf die Streuebene definiert, daß \vec{E}_1 in dieser Ebene liegt und \vec{E}_2 senkrecht dazu. Damit wird ersichtlich, daß das elektrische Feld und somit auch die Stokes Parameter von dem Winkel θ abhängig sind ($\vec{\xi} = \vec{\xi}(\theta)$). Die Stokes Parameter für einen beliebigen Winkel θ können aus $\vec{\xi}(\theta_{max})$ mit Hilfe der allgemeinen Transformation

$$\begin{aligned}\xi_1(\theta_2) &= \xi_1(\theta_1)\cos 2(\theta_2 - \theta_1) + \xi_2(\theta_1)\sin 2(\theta_2 - \theta_1) \quad , \\ \xi_2(\theta_2) &= -\xi_1(\theta_1)\sin 2(\theta_2 - \theta_1) + \xi_2(\theta_1)\cos 2(\theta_2 - \theta_1) \quad , \\ \xi_3(\theta_2) &= \xi_3(\theta_1)\end{aligned}\tag{2.9}$$

berechnet werden. Dabei ist θ_{max} der Winkel, unter dem das Intensitätsmaximum des elliptisch polarisierten Lichtes vorliegt und bei welchem u.a. $\xi_2(\theta_{max}) = 0$ gilt (eine ausführliche Beschreibung zur Bestimmung von θ_{max} findet sich in [Müc92]).

Im Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung (Gleichungen 2.12, 2.13) kommen nur die Stokesparameter $\xi_1(\theta)$ und $\xi_3(\theta)$ vor, wobei aus der Transformationsgleichung (2.9) hervorgeht, daß ξ_3 nicht vom Azimutalwinkel θ abhängig ist, da für zirkular polarisiertes Licht keine transversale Richtung

ausgezeichnet ist. Die Transformationsgleichungen für diese beiden Parameter lauten dann in Abhängigkeit von θ_{max} :

$$\begin{aligned}\xi_1(\theta) &= \xi_1(\theta_{max}) \cdot \cos(2 \cdot (\theta - \theta_{max})) \quad , \\ \xi_3(\theta) &= \xi_3(\theta_{max}) \quad .\end{aligned}\tag{2.10}$$

Da der beim Polarimeter verwendete Detektor nicht auf die x-Position empfindlich ist, d.h. über x integriert, kann $\xi_1(\theta)$ noch weiter vereinfacht werden. Durch die Addition der Terme mit θ und $\pi - \theta$ ergibt sich für den Stokesparameter $\xi_1(\theta)$:

$$\xi_1(\theta) = \xi_1(0) \cos 2\theta \quad \text{mit} \quad \xi_1(0) = \xi_1(\theta_{max}) \cdot \cos(2\theta_{max}) \quad .\tag{2.11}$$

2.3 Wirkungsquerschnitt

In seiner allgemeinen Form unter Berücksichtigung aller möglichen Spin-Anfangs- und Endzustände wurde der Compton-Wirkungsquerschnitt für polarisierte Teilchen erstmals von Lipps und Tolhoek berechnet [Lip54].

Im Fall des HERA-Polarimeters, bei welchem lediglich die Polarisations-Anfangszustände der Photonen $\vec{\xi}(\theta)$ und Elektronen $\vec{P} = (P_x, P_y, P_z)$ von Interesse sind, lautet der Compton-Wirkungsquerschnitt [Lip54]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{\xi}; \vec{P}) = C \cdot (\Phi_0 + \Phi_1(\vec{\xi}) + \Phi_2(\vec{\xi}; \vec{P})) \quad ,\tag{2.12}$$

mit

$$\begin{aligned}C &= \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{k_f^2}{k_i^2} \right) \quad , \\ r_0 &= 2.82 \cdot 10^{-15} m \quad (\text{klassischer Elektronenradius}) \quad , \\ \Phi_0 &= (1 + \cos^2 \vartheta) + (k_i - k_f)(1 - \cos \vartheta) \quad , \\ \Phi_1(\vec{\xi}) &= \xi_1(\theta) \cdot \sin^2 \vartheta \quad , \\ \Phi_2(\vec{\xi}; \vec{P}) &= -\xi_3(\theta) \cdot (1 - \cos \vartheta) (\vec{k}_i \cos \vartheta + \vec{k}_f) \vec{P} \quad ,\end{aligned}\tag{2.13}$$

wobei $\hbar = c = m_0 = 1$ (m_0 : Elektronenruhemasse) gesetzt wurde.

Schreibt man nun die Gleichung 2.12 in dem Maße um, daß man die Terme mit transversaler und vertikaler Komponente der Elektronenpolarisation separiert, für $\vec{k}_i = (0, 0, k_i)$ und $\vec{k}_f = (k_f \sin \vartheta \cos \theta, k_f \sin \vartheta \sin \theta, k_f \cos \vartheta)$ einsetzt und für $\xi_1(\theta)$ den Wert nach Gleichung 2.11 verwendet, so ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{\xi}; \vec{P}) = C \cdot (\Phi_0 + \xi_1(0) \cdot \Phi'_1 + \xi_3(\theta) \cdot [P_y \Phi_{2y} + P_z \Phi_{2z}])\tag{2.14}$$

mit

$$\begin{aligned}
\Phi_0 &= (1 + \cos^2 \vartheta) + (k_i - k_f)(1 - \cos \vartheta) \\
\Phi'_1 &= \cos 2\theta \sin^2 \vartheta \\
\Phi_{2y} &= - (1 - \cos \vartheta) k_f \sin \vartheta \sin \theta \\
\Phi_{2z} &= - (1 - \cos \vartheta)(k_i + k_f) \cos \vartheta
\end{aligned} \tag{2.15}$$

In der Herleitung dieser Gleichung wird eine Integration über die x-Achse vorgenommen, da mit dem HERA-Polarimeter nur die vertikale Projektion der Verteilung der gestreuten Photonen gemessen wird. Die Gleichung 2.14 ist aus diesem Grunde von P_x unabhängig und wird auch der Erwartung gerecht, daß man aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes nur transversale Elektronenpolarisation in y-Richtung erhält (siehe Kapitel 4.1).

Der Term Φ_0 stellt den Anteil des Wirkungsquerschnittes dar, der unabhängig von der Polarisation der beteiligten Teilchen ist (Klein-Nishina-Formel).

$\xi_1 \Phi'_1$ enthält den Einfluß der linear polarisierten Komponente des Laserlichtes und ist, wie auch Φ_0 , unabhängig von der Elektronenpolarisation. Die Terme $\xi_3 P_y \Phi_{2y}$ und $\xi_3 P_y \Phi_{2z}$ sind proportional zum Produkt aus zirkularer Polarisationskomponente des Lichtes und vertikaler (longitudinaler) Elektronenpolarisation.

Eine kurze Beschreibung der einzelnen Summanden in Gleichung 2.14 und deren Auswirkungen auf die Verteilung wird anschließend gegeben, eine ausführliche Behandlung ist in [Müc92] zu finden.

Polarisationsunabhängiger Anteil Φ_0 :

Wie in den vorherigen Abschnitten erwähnt, wird mit dem Detektor die vertikale Projektion der Streuverteilung gemessen. Da Φ_0 neben der Unabhängigkeit von den Polarisationszuständen der Laserphotonen und Elektronen auch vom Azimutalwinkel θ unabhängig ist, erhält man für diese Projektion auf die y-Achse eine Verteilung, die symmetrisch um $y = 0$ ist.

Longitudinale Elektronenpolarisation ($\xi_3 P_z \Phi_{2z}$) :

Auch dieser Anteil ist unabhängig vom Azimutalwinkel θ , zusätzlich aber bewirkt eine longitudinale Polarisation der Elektronen – neben einer Veränderung der Gesamtzählrate des Wirkungsquerschnittes – streuenergieabhängige differenzielle Zählratenunterschiede für unterschiedliche Laserpolarisationszustände. In Abbildung 2.4 sind diese Zählratenunterschiede qualitativ in Abhängigkeit von der Streuenergie im Laborsystem dargestellt.

Durch diese energieabhängigen Ratenunterschiede wird der Nachweis der longitudinalen Polarisation erheblich vereinfacht, da lediglich ein energieauflösender Detektor notwendig ist.

Im weiteren wird der Anteil der longitudinalen Polarisation gleich Null gesetzt ($P_z = 0$), da Messungen ergeben haben, daß der Grad der longitudinalen Polarisation im Rahmen des statistischen Meßfehlers (± 0.01) mit Null übereinstimmt [Dür92b], [Wes93].

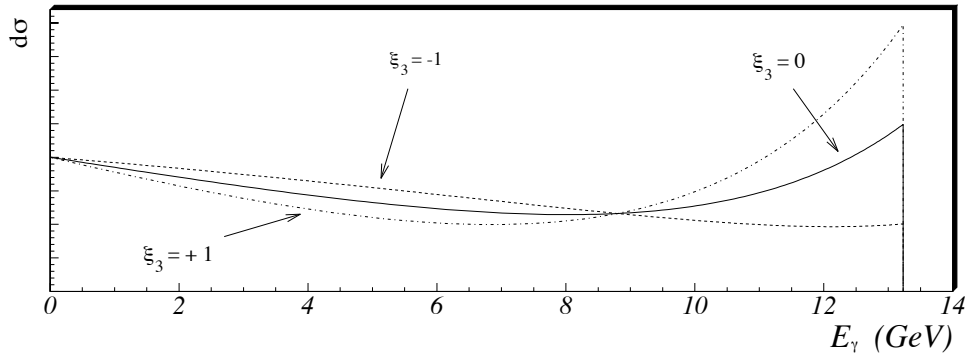


Abb. 2.4: Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes bei zu 100 % in Flugrichtung polarisierten Elektronen für rechtzirkulares ($\xi_3 = -1$), linkszirkulares ($\xi_3 = +1$) und linear polarisiertes ($\xi_3 = 0$) Licht.

Transversale Elektronenpolarisation ($\xi_3 P_y \Phi_{2y}$) :

Entscheidend bei dieser Komponente des Wirkungsquerschnittes ist – neben der Abhängigkeit von ξ_3 – die Modulation mit $\sin \theta$, die eine asymmetrische Verteilung der Comptonphotonen bewirkt. Bei rechtzirkular polarisiertem Licht ($\xi_3 = -1$) ist daher die Gesamtstreurrate im oberen Teil des Kalorimeters ($0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) größer als im unteren. Bei linkszirkular polarisiertem Licht ($\xi_3 = 1$) werden dagegen mehr Photonen in die untere Hälfte des Detektors gestreut. Die Projektion des Wirkungsquerschnittes auf die y-Achse für einen Energiebereich mit hoher Analysierstärke (siehe Kapitel 3) ist in Abbildung 2.5 qualitativ dargestellt.

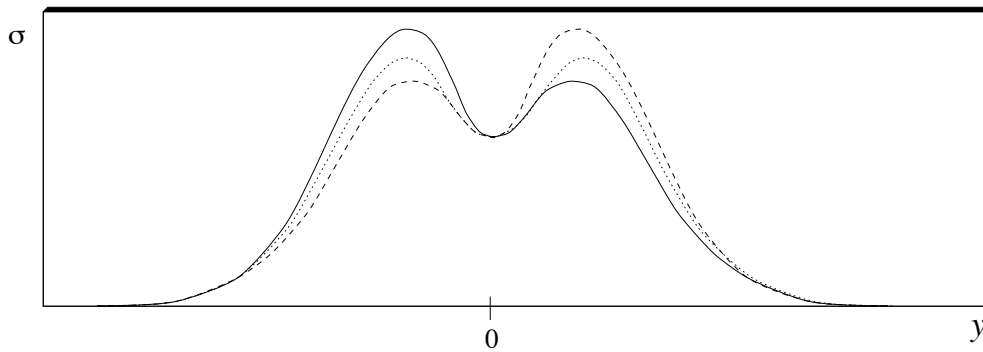


Abb. 2.5: y-Verteilung des Wirkungsquerschnittes bei transversaler Elektronenpolarisation für unpolarisiertes (\cdots), rechtzirkuläres ($- - -$) und linkszirkuläres Licht ($—$).

Der Anteil $\xi_1 \Phi'_1$:

Dieser ist gekennzeichnet durch den Einfluß der linearen Komponente des Laserlichtes und durch die Modulation mit $\cos 2\theta$. Durch diese Effekte bleibt die Form des Wirkungsquerschnittes weiterhin symmetrisch zu $y = 0$, allerdings ändert sich das Aussehen der Spektren. So findet bei rein horizontal polarisiertem Licht ($\theta_{max} = 0^\circ, \xi_1(0^\circ) = 1, \xi_3 = 0$) eine vermehrte Streuung in die horizontale Ebene statt. Dagegen werden bei rein vertikal polarisiertem Licht mehr Photonen in die x-y-Ebene gestreut. Die vertikalen Projektionen dieser beiden Beispiele zeigt Abbildung 2.6.

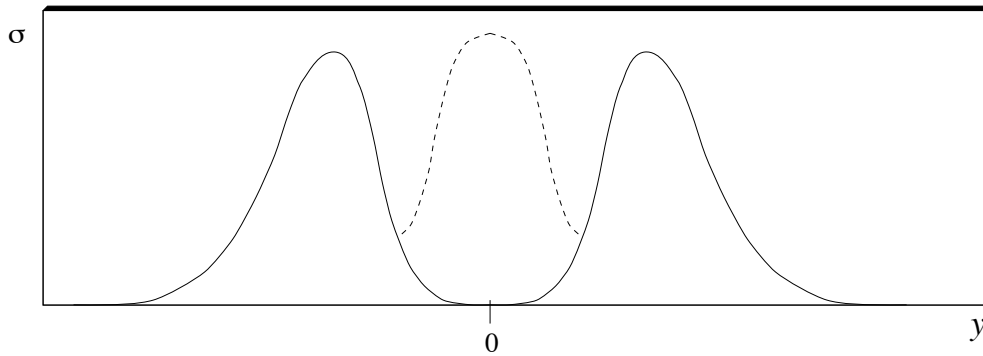


Abb. 2.6: y -Verteilung des Wirkungsquerschnittes (qualitativ) für horizontal (—) und vertikal (- - -) polarisiertes Licht.

3 Bestimmung der transversalen Elektronenpolarisation

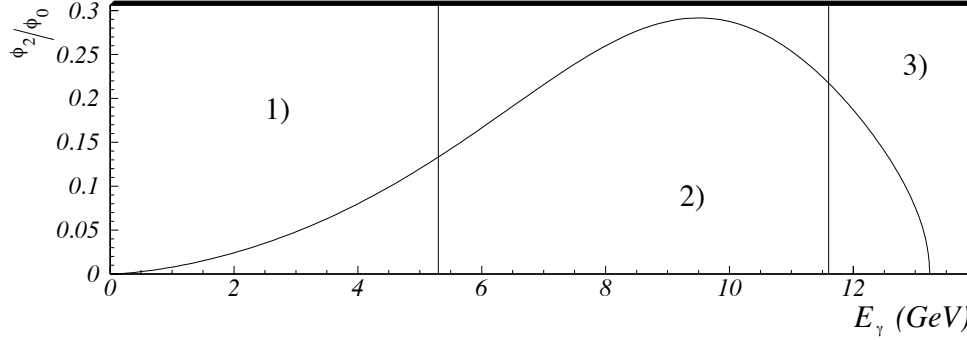


Abb. 3.1: Φ_2/Φ_0 über E_γ für $\theta = 90^\circ$.

Abbildung 3.1 zeigt die Funktion Φ_2/Φ_0 , die nachfolgend als Analysierstärke bezeichnet wird, aufgetragen gegen die Energie der rückgestreuten Photonen für 100 % zirkular polarisiertes Licht, 100 % transversale e^- -Polarisation und für einen Azimutalwinkel $\theta = 90^\circ$ bei einer Elektronenenergie von 26.66 GeV. Man erkennt, daß der polarisationsabhängige Teil des Wirkungsquerschnittes (Φ_2) ein Maximum von ca. $0.29 \cdot \Phi_0$ bei einer Energie von $E_\gamma \approx 9.5$ GeV erreicht und bei der Maximal-Energie auf Null zurückgeht. Zur Bestimmung der transversalen Elektronenpolarisation sollten deshalb nicht alle Comptonphotonen herangezogen werden, sondern nur jene, deren Energien sich im Bereich des Maximums der Analysierstärke befinden.

In der Möglichkeit einer solchen Selektion liegt einer der großen Vorteile der beim HERA Polarimeter verwendeten Einzel-Photonen-Methode, bei der Energie und Auftreffort jedes einzelnen Photons bestimmt werden.

Wie in Kapitel 1.5 erwähnt wurde, werden die gemessenen Daten pro Zyklus von der „Nevis-Karte“ in Histogramme abgespeichert. Bei dem für die Polarisationsmessungen verwendeten Programm besteht ein Zyklus aus 40 sec. Messung der Comptonphotonenrate und 20 sec. Untergrundbestimmung (zur Untergrundbestimmung wird der Chopper in den Laserstrahl gefahren), wobei während der gesamten Zeit die Pockelszelle kontinuierlich mit einer Frequenz von $f = 90$ Hz zwischen positiver und negativer Spannung hin- und herschaltet. Für jede dieser vier möglichen Kombinationen wird aus den Daten ein zweidimensionales Histogramm erzeugt, welches aus $64 \cdot 128$ Zellen besteht. Die Energieachse besitzt 64 Einteilungen, die Achse, auf welcher die Größe $\eta = \frac{E_U - E_D}{E_U + E_D}$ aufgetragen wird, besteht aus 128 Kanälen.

Mehrere Zyklen mit gleichen Meßbedingungen werden zu einem „Run“ zusammengefaßt (typische Rundauer: 15 min) und auf der μ Vax abgespeichert. Mit Hilfe dieser Histogramme kann anschließend die Berechnung des Polarisationsgrades auf zwei verschiedene Arten vorgenommen werden.

3.1 Zweidimensionale Asymmetrieverteilungen

Für diese erste Methode werden die auf der μ Vax gespeicherten Histogramme eines Runs verwendet. In einem ersten Schritt werden von den beiden Spektren für „Chopper geöffnet“ die Untergrundspektren abgezogen. Dazu werden die beiden Spektren für „Chopper geschlossen, Pockelszelle negativ“ und „Chopper geschlossen, Pockelszelle positiv“ zu einem Spektrum addiert, um dadurch den Fehler aufgrund größerer Statistik zu verringern. Nach einer Korrektur auf gleiche Meßzeiten erhält man anschließend durch die Subtraktion des Untergrundspektrums die effektiven Comptonspektren für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht.

Aus diesen Histogrammen kann dann entweder bei einer Integration über η die longitudinale Polarisation bestimmt werden, oder man erhält bei einer Projektion auf die η -Achse für einen Energiebereich ΔE_γ mit großer Analyserstärke und einer anschließenden Anwendung der η -y-Transformation jene Verteilungen, wie sie in Abbildung 2.5 und 2.6 gezeigt werden. Bildet man die Asymmetrie der Kurven für die beiden Polarisationszustände des Lichtes, so erhält man eine Funktion $A(y, E_\gamma)$, die bei 100 % zirkular polarisiertem Licht den Verlauf einer S-Kurve besitzt und für 100 % linear polarisiertes Licht symmetrisch zu $y = 0$ ist (Abbildung 3.2).

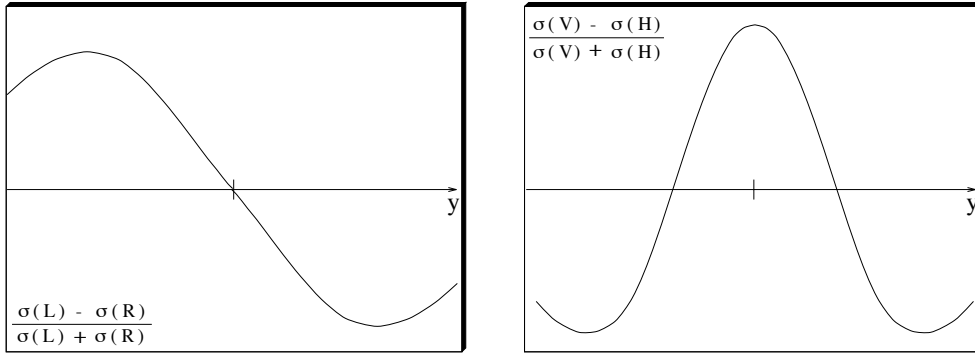


Abb. 3.2: Asymmetriekurven von links- und rechtszirkularem Licht, bzw. vertikal und horizontal polarisiertem Licht.

Diese Asymmetriekurve ist wie folgt definiert:

$$A(y, E_\gamma) = \frac{N_a(y, E_\gamma) - N_b(y, E_\gamma)}{N_a(y, E_\gamma) + N_b(y, E_\gamma)} \quad . \quad (3.1)$$

N_a (N_b) steht für die Anzahl der Photonen mit einer Energie zwischen E_γ und $E_\gamma + \Delta E_\gamma$ und einem Auftreffort zwischen y und $y + \Delta y$ bei einem Photonenpolarisationszustand a (bzw. b). Setzt man in diese Gleichung den Wirkungsquerschnitt nach Gleichung 2.14 ein, so ergibt sich für die Asym-

metriefunktion $A(y, E_\gamma)$:

$$A(y, E_\gamma) = \frac{[\xi_1^a(0) - \xi_1^b(0)] \cdot \Phi'_1 + P_y \cdot [\xi_3^a - \xi_3^b] \cdot \Phi_{2y}}{2\Phi_0 + [\xi_1^a(0) + \xi_1^b(0)] \cdot \Phi'_1 + P_y \cdot [\xi_3^a + \xi_3^b] \cdot \Phi_{2y}} \quad (3.2)$$

Definiert man $\Delta\xi_1 = [\xi_1^a(0) - \xi_1^b(0)]/2$, $\bar{\xi}_1 = [\xi_1^a(0) + \xi_1^b(0)]/2$ und analog $\Delta\xi_3$, $\bar{\xi}_3$, so ergibt sich aus der Annahme $\Delta\xi_3 \approx 1$, daß die Linear-komponenten der beiden Zustände sehr klein sind ($\bar{\xi}_1 \approx 0$) und daß die Zirkularkomponenten entgegengesetztes Vorzeichen besitzen ($\bar{\xi}_3 \approx 0$). Die Asymmetriegleichung 3.2 vereinfacht sich dann zu:

$$A(y, E_\gamma) = \Delta\xi_1 \cdot \frac{\Phi'_1}{\Phi_0} + \Delta\xi_3 \cdot P_y \cdot \frac{\Phi_{2y}}{\Phi_0} \quad (3.3)$$

Die Funktionen $\frac{\Phi'_1}{\Phi_0}$ und $\frac{\Phi_{2y}}{\Phi_0}$ lassen sich durch Monte-Carlo-Simulationen ermitteln und mit der Kenntnis dieser beiden Funktionen können die freien Parameter $\Delta\xi_1$ und $\Delta\xi_3 \cdot P_y$ durch einen Fit an die vertikale Asymmetrie bestimmt werden.

Der Vorteil dieser Methode liegt in der Möglichkeit, sowohl die transversale Elektronenpolarisation, als auch die lineare Komponente des Laserlichtes bestimmen zu können.

Limitiert ist dieses Verfahren allerdings durch die Genauigkeit in der Kenntnis der η - y -Transformation, da diese Transformationsgleichung entweder experimentell ermittelt wird oder einer Monte-Carlo-Simulation entnommen wird. Eine entscheidende Rolle spielen daher mögliche systematische Fehler, die in die Messung oder die Simulation eingehen, wie zum Beispiel die Unsicherheiten in den Detektorfunktionen.

3.2 Differenz der Mittelwerte

Die Berechnung der Differenz der Mittelwerte der vertikalen Verteilungen für rechts- und linkszirkulares Licht ist die andere Möglichkeit zur Messung des Polarisationsgrades. Dieses Verfahren wird zur Polarisationsbestimmung in Echtzeit verwendet, da hierfür keine Fitprozeduren nötig sind. Zur Berechnung der Polarisation werden nach jedem Zyklus (einmal pro Minute) die zu Beginn dieses Kapitels beschriebenen Histogramme ausgewertet. Auch bei dieser Methode wird eine Trennung der rückgestreuten Photonen nach ihrer Energie vorgenommen. Dazu wird die Energieskala des erzeugten Histogramms bis 14 GeV in drei Bereiche eingeteilt (siehe Abbildung 3.1):

Energiebereich	Histogramm-Kanal	Photonenenergie
1)	1 - 11	0.0 - 5.3 GeV
2)	12 - 24	5.3 - 11.6 GeV
3)	25 - 29	11.6 - 14.0 GeV

Zur Berechnung des Mittelwertes der Verteilungen werden für jedes der vier Histogramme zum einen die Einträge jeder Zelle $n_{\eta,E}$ mit dem entsprechenden η multipliziert und über den Energiebereich 2) aufsummiert, zum anderen werden alle Einträge dieses Energiebereichs addiert.

$$\begin{aligned} S_{an,l} &= \frac{1}{t_{an,l}} \sum_{E-kanal=12}^{24} \sum_{\eta-Kanal=8}^{121} \eta \cdot n_{\eta,E} \quad , \\ S_{an,r}, S_{aus,l}, S_{aus,r} &\text{ analog} \quad , \\ N_{an,l} &= \frac{1}{t_{an,l}} \sum_{E-kanal=12}^{24} \sum_{\eta-Kanal=8}^{121} n_{\eta,E} \quad , \\ N_{an,r}, N_{aus,l}, N_{aus,r} &\text{ analog} \quad . \end{aligned} \quad (3.4)$$

Durch das „Abschneiden“ der äußeren η -Kanäle (1-7,122-128) soll der Fehler bei der Mittelwertbildung reduziert werden, da diese Zellen nur wenige Einträge haben, aber sehr stark den Betrag des Mittelwertes verändern können.

Nach Abzug der Untergrundspektren erhält man den Mittelwert der Verteilungen für rechts- oder linkszirkular polarisiertes Licht:

$$\begin{aligned} \langle \eta \rangle_l &= \frac{S_{an,l} - 0.5 \cdot (S_{aus,l} + S_{aus,r})}{N_{an,l} - 0.5 \cdot (N_{aus,l} + N_{aus,r})} \quad , \\ \langle \eta \rangle_r &\text{ analog} \quad . \end{aligned} \quad (3.5)$$

Aus der Differenz dieser beiden Mittelwerte läßt sich nun die Polarisation der Elektronen bestimmen.

$$\Delta\eta(E_\gamma) = -\frac{\langle \eta \rangle_l - \langle \eta \rangle_r}{2} = \Delta\xi_3 P_y \Pi(E_\gamma) \quad . \quad (3.6)$$

Für den mittleren Fehler von $\Delta\eta$ gilt:

$$\delta\Delta\eta = \frac{\sigma_{\Delta\eta}}{\sqrt{\sum n_{\eta,E}}} \quad . \quad (3.7)$$

Die Funktion $\Pi(E_\gamma)$ ist dabei von der Energie der rückgestreuten Photonen abhängig und erreicht ein Maximum von ca. 150 für eine Energie von ca. 8 GeV [Lom94]. Sie entspricht der Differenz der Mittelwerte für $\Delta\xi_3 P_y = 1$ und wurde aus einer Monte-Carlo-Simulation ermittelt.

Bei einem Vergleich von Polarisationswerten, welche mit Hilfe der Mittelwertdifferenz berechnet wurden bzw. aus den Asymmetrieverteilungen bestimmt wurden, konnte festgestellt werden, daß auch bei geringen Elektronenströmen von ca. 1-2 mA und einer dementsprechend geringen Statistik eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Möglichkeiten der Berechnung vorhanden ist [Bar93].

Der entscheidende Vorteil der Polarisationsbestimmung aus den Mittelwertdifferenzen liegt aber darin, daß durch das simple Prinzip dieser Methode eine

Berechnung und Darstellung des Polarisationswertes in Echtzeit ermöglicht wird. Aus diesem Grund wurden alle in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen Messungen der transversalen Elektronenpolarisation mit dieser Methode durchgeführt, wobei $\Delta\xi_3 = 1$ gesetzt wurde.

3.3 Fehler der Polarisationsmessung

Hierbei sollen lediglich für die zuletzt genannte Methode der Polarisationsbestimmung der statistische und der systematische Fehler erörtert werden. Wie aus Gleichung 3.7 zu erkennen ist, läßt sich der statistische Fehler durch eine größere Anzahl an gemessenen Photonen verringern. Um dabei einen absoluten statistischen Fehler von unter ± 0.01 zu erreichen, ist eine Anzahl von $5.2 \cdot 10^5$ gemessenen Photonen nötig, deren Energie im Energiebereich 2) liegt. Dies entspricht einer Gesamtanzahl von $1.2 \cdot 10^6$ Ereignissen auf dem Kalorimeter [Bar93]. Bei typischen Meßraten von 15 - 20 kHz im Verlauf der Messungen des Jahres 1993 lag der statistische Fehler jeweils unter ± 2 %.

Die Unsicherheit von $\Delta\xi_3$ ist neben der Funktion $\Pi(E_\gamma)$ maßgeblich für den systematischen Fehler verantwortlich. Wie im letzten Abschnitt erwähnt wurde, wird für die Berechnung des Polarisationsgrades $\Delta\xi_3 = 1$ angenommen. Messungen mit dem Analysator zeigten, daß die Polarisation des Laserlichtes in den Monaten April bis August für beide Pockelszellenspannungen jeweils größer als 0.998 war und somit nahe dem angenommenen Wert von 100% lag. Im Verlauf der Monate September bis November verschlechterte sich der Wert der Lichtpolarisation bis auf Werte von 0.98. Es stellte sich allerdings bei der Überprüfung des optischen Systems im Winter-Shutdown 1993/94 heraus, daß einige Fenster und Spiegel und auch das $\lambda/4$ Plättchen vor dem Elektronenröhreneintrittsfenster stellenweise starke Beschädigungen aufwiesen, deren Ursache zum Teil auf Synchrotronstrahlung zurückzuführen war. Bei Untersuchungen der betroffenen Elemente im Laserlabor war ein deutlicher Leistungsverlust der Strahlung beim Durchlauf der beschädigten Partien zu erkennen. Diese Intensitätsminderungen waren aber unabhängig von der Lichtpolarisation. Auch konnte keine Änderung des Polarisationsgrades des Laserlichtes durch diese optischen Komponenten gemessen werden. Es blieb somit unklar, inwieweit die Verschlechterung der Zirkularpolarisation durch die geschädigten Elemente verursacht wurde. Für die Messungen im Jahre 1993 wird daher ein maximaler absoluter Fehler von $\Delta\xi_3 = \pm 0.02$ angenommen.

Um eine mögliche Einwirkung der beschädigten Elemente für das Jahr 1994 ausschließen zu können, wurden sämtliche Fenster und Spiegel erneuert.

In die Funktion $\Pi(E_\gamma)$ fließen neben dem Wirkungsquerschnitt die Kalorimeteiereigenschaften und die auf das Kalorimeter projizierte Elektronenstrahlgröße ein. Systematische Fehler in den Parametern, die diese Eigen-

schaften beschreiben, verursachen Unsicherheiten beim Fit der Funktion $\Pi(E_\gamma)$. Weitere systematische Fehler innerhalb der Fitfunktion $\Pi(E_\gamma)$ entstehen durch Abschätzungen von Runbedingungen. Der Einfluß, der durch Untergrundkorrektur, Kalorimeterkalibration, Zentrierung des Kalorimeters bzgl. Photonenstrahl oder durch Pedestalfehler bewirkt wird, wurde in [Bar93] untersucht. Im Rahmen dieser Studien zeigte sich, wie auch bei [Wes93], daß der systematische Fehler der Funktion $\Pi(E_\gamma)$ von den Unsicherheiten der Detektorfunktionen dominiert war. Der maximale systematische Fehler von $\Pi(E_\gamma)$ wurde in [Bar93] zu $0.094 \cdot \Delta\xi_3 P_y$ abgeschätzt.

Im Rahmen der Diplomarbeit von D. Westphal [Wes93] wurden die Kalorimereigenschaften noch einmal eingehend untersucht und die Funktion $\Pi(E_\gamma)$ daraufhin geändert. Danach könnte bei einer Verwendung dieser neuen Fitfunktion $\Pi(E_\gamma)$ der systematische Fehler der Polarisationsberechnung auf maximal $0.053 \cdot \Delta\xi_3 P_y$ reduziert werden.

Mit Hilfe der Messung der Polarisationsanstiegszeit kann der systematische Fehler auch experimentell bestimmt werden. Bei einigen Untersuchungen dieser Anstiegszeiten (siehe Kapitel 8.1) konnte festgestellt werden, daß der systematische Fehler des Polarimeters auf $\leq 3\%$ abgeschätzt werden kann. Ein ausführliches Studium verschiedener Anstiegszeiten ist in [Sch94] zu finden.

4 Elektronenpolarisation in Speicherringen

Bewegtes Koordinatensystem :

Bei der Beschreibung von Teilchenbewegungen in einem Beschleuniger benutzt man spezielle Koordinaten, die sich auf das Sollteilchen beziehen, d.h. auf dasjenige Teilchen, das sich genau entlang der beabsichtigten geschlossenen Bahn („Design Orbit“) bewegt. Der Ursprung des dafür verwendeten Koordinatensystems ist daher im Schwerpunkt dieses Sollteilchens und kreist mit diesem im Speicherring. Die allgemein üblichen Bezeichnungen der Achsen dieses rechtshändigen orthogonalen Koordinatensystems mit $\vec{x}, \vec{s}, \vec{z}$ werden im folgenden übernommen (vgl. Abbildung 4.1).

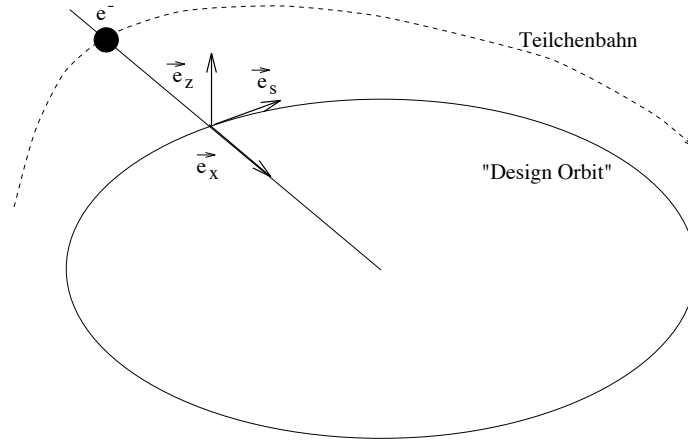


Abb. 4.1: Beschreibung einer Teilchenbahn in Bezug auf ein sich auf dem „Design-Orbit“ bewegendes Koordinatensystem.

4.1 Sokolov-Ternov-Effekt

Elektronen, die in einem Speicherring mit Hilfe von Dipolmagneten auf einer geschlossenen Bahn gehalten werden, emittieren Synchrotronstrahlung. Bei einem sehr geringen Teil dieser Emissionen ($\sim 10^{-10}$) kommt es zu einem Elektronenspinübergang (Spin-Flip), wobei die Wahrscheinlichkeit für einen Endzustand des Elektronenspins antiparallel zu den Feldlinien der Ablenkmodule größer ist, als für einen Endzustand mit „parallelem“ Elektronenspin. Somit werden in einem Speicherring anfangs unpolarisierte Elektronen mit der Zeit transversal polarisiert, wobei sich mehrheitlich die Spins \vec{S}_i der einzelnen Elektronen und damit auch der resultierende Polarisationsvektor $\vec{P} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{S}_i$ entgegen der Magnetfeldrichtung orientieren.

Erstmals wurde diese Polarisationsausbildung eines Elektronenstrahls aufgrund einer Asymmetrie in den Spin-Flip-Übergangswahrscheinlichkeiten von

Ternov, Loskutov und Korovina [Ter62] erwähnt. Eine exakte Lösung der Dirac-Gleichung durch Sokolov und Ternov [Sok63] brachte die genauen Werte für die Übergangswahrscheinlichkeiten und ergab folgende Gesetzmäßigkeit für das zeitliche Verhalten des Polarisationsgrades eines Elektronenstrahls:

$$P_{\tau_{ST}}(t) = P_{ST} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{ST}}}) \quad , \quad (4.1)$$

mit einem asymptotischen Polarisationsendwert

$$P_{ST} = \frac{8}{5\sqrt{3}} = 0.9238 \quad (4.2)$$

und einer charakteristischen Anstiegszeit

$$\tau_{ST} = \left(\frac{5\sqrt{3}}{8} \cdot \frac{r_o \hbar \gamma^5}{m_e |\rho^3|} \right)^{-1} \quad . \quad (4.3)$$

Die Anstiegszeit τ_{ST} weist eine Abhängigkeit von der Elektronenenergie (enthalten im Lorentzfaktor γ) und vom Bahnradius ρ auf, so daß sich für HERA bei einer Energie von ~ 26.7 GeV ein $\tau_{ST} \sim 43$ min ergibt. Der maximal erreichbare Endwert der transversalen Elektronenpolarisation (P_{ST}) ist dagegen unabhängig von jeglichen Maschinenparametern. Der Polarisationsvektor zeigt bei HERA aufgrund der Magnetfeldausrichtung in positive z-Richtung. Den Berechnungen von Sokolov und Ternov lag die Annahme zugrunde, daß es sich um ein homogenes, konstantes und überall vertikales Magnetfeld handelt und daß sich die Elektronen auf einer Kreisbahn bewegen.

In realen Speicherringen aber gibt es neben den Dipolmagneten auch Fokussierungsmagnete (Quadrupol-, und Sextupolmagnete), unvermeidbare Magnetfeldfehler und Fehler in der Ausrichtung der Magnete.

Alle diese Erscheinungen können depolarisierend wirken und somit zu einer Reduzierung des Polarisationsgrades führen. Sie erfordern daher eine genauere Analyse hinsichtlich ihres Einflusses.

4.2 Depolarisierende Effekte

Für die Behandlung dieser polarisationsreduzierenden Einflüsse ist es sinnvoll, von der Dynamik eines klassischen Spin-Vektors in einem beliebigen elektrischen und magnetischen Feld auszugehen. Die Bewegungsgleichung eines Spinvektors \vec{S} , betrachtet im Schwerpunkt eines relativistischen nicht-strahlenden Elektrons, lautet nach der Thomas-Bargmann-Michel-Telegdi (T-BMT) Gleichung für das Laborsystem [Tho27], [Bar59]:

$$\frac{d\vec{S}}{ds} = \vec{\Omega}_l \times \vec{S} = \frac{e}{cm_e\gamma}((1+a)\vec{B}_{\parallel} + (1+a\gamma)\vec{B}_{\perp}) \times \vec{S} \quad . \quad (4.4)$$

Dabei sind \vec{B}_{\parallel} und \vec{B}_{\perp} die Komponenten des magnetischen Feldes parallel und senkrecht zur Teilchenbahn, s ist die longitudinale Komponente der Bewegung und für a gilt: $a = \frac{v^2}{2} = 1.159652 \cdot 10^{-3}$ [Dyc87].

Die periodische Lösung von Gleichung 4.4 für ein Elektron, das sich entlang der geschlossenen Umlaufbahn bewegt, wird als periodischer Spinvektor $\vec{n}_o(s)$ bezeichnet und für diesen gilt $\vec{n}_o(s+L) = \vec{n}_o(s)$, wobei L der Umfang des Speicherringes ist.

Während eines jeden Umlaufs der Elektronen auf der geschlossenen Bahn präzediert der Polarisationsvektor \vec{P} um die $\vec{n}_o(s)$ -Achse, die Anzahl der Spinpräzessionen um $\vec{n}_o(s)$ für einen Speicherringumlauf ist dabei der sogenannte Spintune ν . Der periodische Spinvektor $\vec{n}_o(s)$ gibt infolgedessen die asymptotische Richtung des Elektronenpolarisationsvektors \vec{P} an und ist eindeutig, solange der Spintune nicht ganzzahlig ist.

Im Fall eines idealen Ringes, bei welchem nur ein vertikales Ablenkfeld der Magnete vorliegt ($\vec{B} = \vec{B}_{\perp} \parallel \vec{e}_z$), ist der periodische Spinvektor $\vec{n}_o(s)$ im gesamten Ring parallel zu \vec{B}_{\perp} , der Spintune hat einen Wert von $\nu = a\gamma$ und der maximale Polarisationswert liegt bei 92.4 %.

Synchrotron- und Betatronschwingungen :

Für die Berechnung des Polarisationsgrades in realen Speicherringen muß jedoch die Lösung von Sokolov und Ternov verallgemeinert werden. So ist auch in einem „perfekten“ Ring (keine Magnetfeldverzerrungen aufgrund von Fehlausrichtungen oder Gradientenfehler) ein niemals zu vernachlässigender Effekt der stochastische Prozeß der Emission von Synchrotronstrahlung und die Beschleunigung der Elektronen durch das longitudinale Feld der „Cavities“. Dieses Abstoppen und Anregen der Elektronenbewegung führt zu Energieoszillationen und somit zu einer Impulsverteilung der Elektronen um den Sollimpuls p_o . Für Teilchen mit einer Impulsabweichung $p = p_o + \delta p$ ist der Krümmungsradius in den Dipolen des Beschleunigers verändert. Daher bewegen sich die Teilchen nicht mehr auf der Sollbahn durch den Dipol, sondern sie besitzen eine horizontale Abweichung, welche mit Hilfe einer Größe

beschrieben wird, die man als horizontale Dispersion bezeichnet. Bewegen sich nun solche durch Energieoszillationen zu sogenannten horizontalen Betatronschwingungen angeregte Elektronen durch die zu Fokussierungszwecken eingesetzten Quadrupole, so verspüren sie zusätzliche Felder. Im Fall eines „flachen“ Ringes (die Hauptablenkmagnete sind vertikal ausgerichtet) sind diese Felder aber nur parallel zu $\vec{n}_o(s)$ (siehe Abbildung 4.2, Teilchen 1, 2, 3) und die Richtung der Spins bleibt daher parallel zu $\vec{n}_o(s)$. Allerdings wird die Präzessionsfrequenz $\nu(1 + \delta)$ mit den Energieoszillationen moduliert. Da dies aber keine Depolarisation bewirkt, bleibt der maximal erreichbare Polarisationsgrad bei $P_\infty = 92.4\%$.

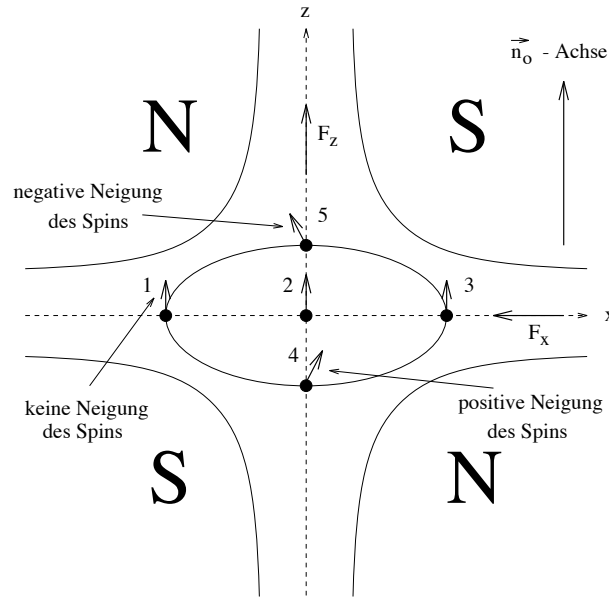


Abb. 4.2: Darstellung von möglichen zusätzlichen Neigungen am Beispiel von fünf Spins in Abhängigkeit von ihrer Position innerhalb eines Quadrupols. Die Neigung der Teilchen 4 bzw. 5 wird in Bezug auf die x-Achse als positiv bzw. negativ bezeichnet.

In der Praxis gibt es aber Fehler in der Ausrichtung der Magnete und daher führt die geschlossene Umlaufbahn der Elektronen bei einem nicht optimal justierten Quadrupol nicht mehr durch einen Punkt auf der x-Achse des Quadrupols. Aus diesem Grund erfahren die Elektronen auch hier zusätzliche Felder entsprechend ihrer Position. So wirken auf Elektronen mit einer vertikalen Abweichung von der Sollbahn (siehe Abbildung 4.2, Teilchen 4, 5) die horizontalen Felder des Quadrupols und in Verbindung mit Energieoszillationen aufgrund der Synchrotronstrahlung regen diese Felder zu vertikalen Betatronoszillationen an.

Neigung des periodischen Spinvektors \vec{n}_o :

Das magnetische Moment eines Elektrons verspürt entlang der Umlaufbahn dieselben elektrischen und magnetischen Felder wie das Teilchen. So kann der periodische Spinvektor \vec{n}_o aufgrund der horizontalen Felder in den Quadrupolen aus der Vertikalen gekippt werden (Abbildung 4.2). Diese Neigung von \vec{n}_o bzgl. der Vertikalen und damit auch bzgl. des Ablenkfeldes der Dipole (in welchen der Sokolov-Ternov-Prozess stattfindet) bewirkt eine Abschwächung des Polarisationsaufbaus und somit eine Gleichgewichtspolarisation, deren Wert geringer ist als P_{ST} . In HERA ist die resultierende Neigung aufgrund von Fehlern in der Magnetjustierung in der Größenordnung von ≤ 30 mrad. Der Einfluß einer \vec{n}_o -Achsen-Neigung von dieser Größe auf den Sokolov-Ternov-Effekt kann zwar vernachlässigt werden, jedoch führt diese Neigung zu einer Diffusion der Spins aus ihrer ursprünglichen Richtung, welche parallel zum Gleichgewichtspolarisationsvektors \vec{n}_o orientiert war.

Ursachen der Spindiffusion :

Der entscheidende Grund hierfür sind ebenfalls die horizontalen Felder vertikal falsch ausgerichteter Quadrupole, die auf zwei Arten eine Spindiffusion bewirken.

- Teilchen, die zu Betatronschwingungen in der vertikalen Ebene angeregt werden, verspüren das horizontale Feld des Quadrupols und deren Spins präzedieren daher um eine Achse, die gegenüber der \vec{n}_o -Achse positiv oder negativ geneigt sein kann (Abbildung 4.2). Diese Präzessionen der Spins um eine von \vec{n}_o verschiedene Achse führen aufgrund des stochastischen Prozesses der Synchrotronstrahlung zu einer Spindiffusion.
- Wie zuvor erwähnt, führen falsch ausgerichtete Quadrupole zu einer Neigung der \vec{n}_o -Achse gegenüber der vertikalen Achse. Elektronen, die zu horizontalen Betatronschwingungen angeregt werden, geraten in den Bereich der vertikalen Felder des Quadrupols. Diese Felder bewirken nun ebenfalls eine Präzession der Elektronenspins um eine von \vec{n}_o verschiedene Achse, was wiederum in einer Spindiffusion endet.

Dadurch wird ersichtlich, daß eine Neigung von $\vec{n}_o(s)$ bzgl. der vertikalen Achse oder das Vorhandensein einer vertikalen Dispersion unweigerlich zu einer Spindiffusion und daher zu einer Depolarisation führt.

Dieser Effekt ist besonders dann sehr groß und der Wert der transversalen Polarisation entsprechend klein, wenn der Spintune ν und Synchrotron- und Betatronschwingungen in Resonanz zueinander sind:

$$\nu = k + m_x Q_x + m_z Q_z + m_s Q_s \quad . \quad (4.5)$$

Dabei sind die Q_i (i=x,z,s) die Q-Werte (Anzahl der Schwingungen eines Teilchens pro Umlauf) der horizontalen und vertikalen Betatronschwingung

und der Synchrotronschwingung, k und m_i sind ganze Zahlen.

Resonanzen mit den stärksten Auswirkungen sind die Resonanzen erster Ordnung ($\nu = k \pm Q_i$) und deren Synchrotron-Seitenbänder ($\nu = k + m_x Q_x + m_z Q_z + m_s Q_s, |m_x| + |m_z| = 1$). Die Bezeichnung $\pm Q_i$ steht für Resonanzen, die entweder $\nu = k + Q_i$ oder $\nu = k + 1 - Q_i$ genügen.

Diese linearen Resonanzen erster Ordnung beeinflussen die Gleichgewichtspolarisation über einen großen Teil des interessanten Elektronenenergiebereichs und definieren normalerweise die obere Grenze des Polarisationsgrades. Da die Resonanzen erster Ordnung bei den für den HERA-Polarisations-Betrieb bevorzugten kleinen Tunes (Q-Werten) in der Nähe eines ganzzahligen Spintunes auftreten ($\nu = k$), liegt der beste Arbeitspunkt für Polarisationsmessungen zwischen zwei ganzen Werten des Spintunes. Es wurde daher ein Wert von $\nu = a\gamma = 60.5$ gewählt, was einer Energie von 26.66 GeV entspricht.

Die Wirkung der nichtlinearen Resonanzen durch die Synchrotronseitenbänder darf jedoch nicht vernachlässigt werden. Die Stärke dieser Seitenbänder kann theoretisch berechnet werden und der hierfür relevante Parameter ist der „Tune Modulations Index“ λ^2 [Man92].

$$\lambda^2 = \left(\frac{a\gamma\sigma_\delta}{Q_s} \right)^2 . \quad (4.6)$$

Dieser Index λ^2 wächst quadratisch mit der Elektronenenergie und der Energiestreuung σ_δ . Für $\lambda < 1$ ist ein Seitenband n -ter Ordnung daher um einen Faktor λ^{2n} schwächer. Bei Beschleunigern wie HERA mit einer Energiestreuung von $\sigma_\delta \sim 1 \cdot 10^{-3}$ bei 26.66 GeV bedeutet dies aber, daß Seitenbandresonanzen zu $\pm Q_i$ bis zu einer Größenordnung von $m_s = 5$ noch sehr starke Auswirkungen auf die Polarisation haben [Bög94]. Der Wert für die gewählte Elektronenenergie stellt damit auch sicher, daß man sich in einem Bereich befindet, in welchem nur noch Seitenbänder höherer Ordnung wirken.

Ein Beispiel für die Lage der verschiedenen Resonanzen ist in Abbildung 5.2 gezeigt.

4.3 Effektiver Polarisationsgrad

Die Stärke des depolarisierenden Effektes der Spindiffusion kann durch die Zeitkonstante τ_D einer Exponentialfunktion beschrieben werden. Da die beiden Vorgänge des Polarisationsaufbaus nach dem Sokolov-Ternov-Effekt und die Depolarisation immer gleichzeitig auftreten, führt dies zu einer Gleichgewichtspolarisation P_∞ , die folgendermaßen dargestellt werden kann.

$$P_\infty = P_{ST} \cdot \frac{1}{1 + (\tau_{ST}/\tau_D)} \quad . \quad (4.7)$$

Analog zu Gleichung 4.1 gilt dann für den Polarisationsaufbau

$$P_\infty(t) = P_\infty \cdot (1 - e^{-\frac{t}{\tau_\infty}}) \quad , \quad (4.8)$$

mit der charakteristischen Anstiegszeit

$$\tau_\infty = \frac{\tau_{ST} \cdot \tau_D}{\tau_{ST} + \tau_D} = P_\infty \cdot \left(\frac{\tau_{ST}}{P_{ST}} \right) \quad . \quad (4.9)$$

5 Polarisationsoptimierung

Wie im vorherigen Kapitel erwähnt wurde, ist der Effekt der Spindiffusion maßgeblich für die Depolarisation des Elektronenstrahls verantwortlich. Für den maximal erreichbaren Polarisationsgrad P_∞ ist es demnach ausschlaggebend, inwieweit die beiden entscheidenden Ursachen für das Auftreten der Spindiffusion (horizontale Betatronschwingungen in Kombination mit einer \vec{n}_o -Achsenneigung, vertikale Dispersion) reduziert werden können.

Ein wichtiger Ausgangspunkt hierfür ist eine möglichst exakte Positionierung der Magnete bzgl. des „Design-Orbits“. Verständlicherweise sind dieser Ausrichtung Grenzen gesetzt und so ergibt sich für die transversale Fehlausrichtung der HERA-Magnete eine annähernde Gaußverteilung mit $\sigma_{x,z} = 0.3$ mm und für die Magnetorientierungen ein Neigungswinkelfehler von $\sigma_{x',z'} = 0.35$ mrad [Bar94].

Durch die Anwendung verschiedener Korrekturschemata können transversale Abweichungen reduziert werden, wie z.B. durch die Verwendung einer bestimmten Elektronenstrahloptik (Orbit-Korrekturen). Es besteht aber auch die Möglichkeit, eine eventuell auftretende Neigung der Elektronenstrahlellipse bzgl. der horizontalen Achse durch eine „Entkopplungsbeule“ zu korrigieren [Bög94].

Jedoch bleibt auch nach dem Einsatz dieser Verfahren durchschnittlich eine mittlere Neigung der \vec{n}_o -Achse bzgl. der Vertikalen von $\delta\vec{n}_o = 30$ mrad bestehen [Bar94]. Simulationen haben ergeben, daß diese Neigung in Verbindung mit den Oszillationen in der horizontalen Ebene den noch größten Anteil bei der Depolarisation darstellt. Da es nicht möglich ist, die große horizontale Dispersion und dementsprechend die horizontalen Betatronschwingungen zu unterdrücken, ist die Verminderung der \vec{n}_o -Achsenneigung eine noch verbleibende Möglichkeit zur Erhöhung des Polarisationsgrades. Hierfür existiert bei HERA eine spezielle Optimierungsmethode, die man als „Harmonische Beulen“ (siehe Kapitel 5.3) bezeichnet. Wie Simulationen gezeigt haben, sollte durch eine Optimierung mit Hilfe dieser Harmonischen Beulen – in Kombination mit den anderen Verfahren – eine Reduzierung der \vec{n}_o -Achsenneigung auf $|\delta\vec{n}_o| \leq 11$ mrad und folglich ein $P_\infty \sim 75$ % zu erreichen sein [Bög94].

5.1 Synchrotron- und Betatronresonanzen

Bei Polarisationsmessungen und insbesondere bei der Anwendung empirischer Optimierungsverfahren sollte darauf geachtet werden, daß die Resonanzbedingung (Gleichung 4.5) zwischen dem Spintune ν und den Orbit-Tunes (Q_x, Q_z, Q_s) nicht erfüllt ist, da der unter Resonanzbedingungen verstärkte Effekt der Spindiffusion das Erreichen eines hohen P_∞ von vornherein zunichte machen könnte.

Allerdings ist der zur Verfügung stehende Variationsbereich für die Tunes Q_x, Q_z, Q_s nur gering und während der Datennahme der Experimente ZEUS und H1 (im Elektronen - Protonen - Kollisionsbetrieb) kann lediglich der Synchrotrontune Q_s in einem schmalen Bereich verändert werden. Die Betatron tunes Q_x, Q_z werden am Anfang einer Elektronenfüllung eingestellt und werden danach zu Polarisationsoptimierungszwecken nicht mehr korrigiert, um für die Experimente stabile Strahlbedingungen und in den Wechselwirkungszonen eine hohe Luminosität zu garantieren. Die Tunes lagen üblicherweise in den Bereichen: $Q_x = 47.10 - 47.19$, $Q_z = 47.19 - 47.34$ und $Q_s = 0.057 - 0.074$

Trotz dieses sehr engen Rahmens an Möglichkeiten sollten folgende zwei Punkte berücksichtigt werden, damit in der Umgebung des gewählten Spin-tunes $\nu = 60.5$ nur Seitenbänder von hoher Ordnung auftreten.

- Die fraktionellen Anteile Q'_x, Q'_z der Tunes Q_x und Q_z sollten in die Nähe der ganzen Zahl verschoben werden ($Q'_x = 0.10 - 0.19$, $Q'_z = 0.19 - 0.34$; im weiteren Q_x, Q_z).
- Die Bedingung $Q_z - Q_x \approx m Q_s$ ($m \in \mathbb{N}$) sollte erfüllt sein, da durch das Aufeinanderlegen von Synchrotronseitenbändern und Ursprungsresonanzen Interferenzeffekte zwischen unterschiedlichen Resonanzen minimiert werden können. Allerdings darf nicht $Q_z - Q_x \equiv m Q_s$ gelten, da durch Kopplungsresonanzen ein Aufblähen des Elektronenstrahls induziert wird, wobei der Strahl von einer elliptischen in eine runde Form übergeht, was zu einer Erhöhung der vertikalen Strahlgröße führt.

Änderung des Synchrotrontunes Q_s :

Zu Beginn des HERA - Strahlbetriebes für das Jahr 1993 wurde in einer Messung die Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Q_s -Wert untersucht. Ziel dieses Synchrotronfrequenzscans war es, für die für das Jahr 1993 festgelegte Elektronenenergie und die gewählten Betatron tunes Q_x, Q_z einen Q_s -Wert zu finden, bei welchem durch die Verschiebung der Synchrotronseitenbandresonanzen ein möglichst hoher Polarisationswert erreicht wird, und sich somit eine gute Ausgangslage für eine weitere Optimierung mit den Harmonischen Beulen zu schaffen.

Die Messung wurde zu einem Zeitpunkt durchgeführt, als lediglich die Elektronenmaschine in Betrieb war und daher Störungen durch Wechselwirkungen mit den Protonen ausgeschlossen waren. Weiterhin waren die Solenoide und deren Kompensationsmagnete der Experimente ZEUS und H1 nicht eingeschaltet. Der Elektronenstrom betrug zu Beginn der Messung 9.7 mA, sank aber im Verlauf der Messung aufgrund einer kurzen Lebensdauer des Elektronenstrahls ($\tau_e \sim 2$ h) auf $I_e \sim 2.6$ mA ab. Die nominelle Elektronenstrahlenergie lag bei 26.697 GeV. Aufgrund der Energieeichung von HERA mit

Hilfe der Depolarisationsmessungen (siehe Kapitel 6.2) bedeutet dies eine Strahlenergie von 26.663 GeV, was einem Spintune von $\nu = 60.51$ entspricht. Die Werte der Betatron tunes waren $Q_x = 0.118$ und $Q_z = 0.237$, allerdings stellte sich schon wenige Tage später heraus, daß der Wert für Q_z für einen stabilen Elektronenstrahl doch nicht geeignet war. Er wurde daher im Verlauf des Jahres nicht wieder eingestellt.

Der Synchrotrontune wurde im Bereich von 0.063 bis 0.074 verändert, wobei für jeden Meßpunkt solange mit einer erneuten Änderung von Q_s abgewartet wurde, bis sich ein asymptotischer Polarisationsendwert feststellen ließ. Der für jede Einstellung gemessene Grad der transversalen Polarisation (P_∞) wurde nach der im Anhang A beschriebenen Methode aus den minütlich erzeugten Echtzeit-Polarisationswerten (Kapitel 3.2) bestimmt.

In Abbildung 5.1 sind die unterschiedlichen Werte von Q_s und die entsprechenden Polarisationswerte P_∞ dargestellt.

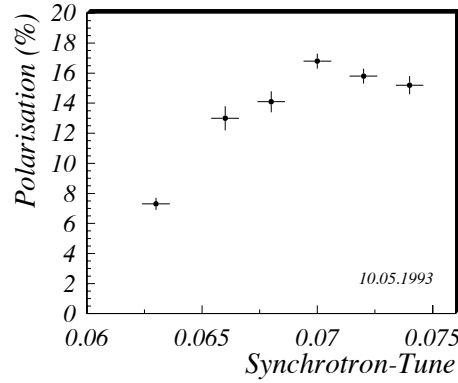


Abb. 5.1: Elektronenpolarisation in Abhängigkeit vom Synchrotrontune Q_s bei gegebener Elektronenenergie und festen Betatron tunes Q_x und Q_z .

Aus dem Bild läßt sich ein deutlicher Zusammenhang zwischen dem Synchrotrontune Q_s und dem transversalen Polarisationsgrad erkennen. So erhöht sich P_∞ im Verlauf der Messung um einen Faktor ~ 2.3 , was deutlich macht, daß bei einem schlecht gewählten Q_s die Seitenbandresonanzen zu einer erheblichen Polarisationsminderung führen können.

Ein Vergleich mit der theoretisch berechneten Lage der Synchrotronseitenbänder soll das Auftreten der höchsten Polarisationswerte im Bereich von $Q_s = 0.072 \pm 0.002$ genauer veranschaulichen.

In der Graphik 5.2 ist diese Lage der Seitenbänder für jeden der gewählten Werte von Q_s bzgl. des Spintunes ν bis zu einer Ordnung von $\pm Q_i + 5Q_s$ aufgetragen. Die eingestellte Elektronenenergie bzw. der entsprechende Spintune wird durch die gestrichelte Linie symbolisiert. Der Abbildung kann man entnehmen, daß der Abstand zwischen dem gewählten Spintune $\nu = 60.51$ und den Seitenbändern bei den ersten drei Werten von Q_s sehr gering ist.

$Q_s = 0.074$	6.	$Q_z+3Q_s \blacktriangle$	$\blacktriangle-Q_z-4Q_s$	$Q_z+4Q_s \blacktriangle$	$\blacktriangle-Q_z-3Q_s$
		$Q_x+5Q_s \blacktriangle$		$\blacktriangle-Q_x-5Q_s$	
$Q_s = 0.072$	5.	$Q_z+3Q_s \blacktriangledown$	$\blacktriangledown-Q_z-4Q_s$	$\blacktriangledown Q_z+4Q_s$	$\blacktriangledown-Q_z-3Q_s$
		$Q_x+5Q_s \blacktriangledown$		$\blacktriangledown-Q_x-5Q_s$	
$Q_s = 0.070$	4.	$Q_z+3Q_s \blacktriangle$	$-Q_z-4Q_s \blacktriangle$	$\blacktriangle Q_z+4Q_s$	$\blacktriangle-Q_z-3Q_s$
			$\blacktriangle Q_x+5Q_s$	$-Q_x-5Q_s \blacktriangle$	
$Q_s = 0.068$	3.	$Q_z+3Q_s \blacktriangledown$	$-Q_z-4Q_s \blacktriangledown$	$\blacktriangledown Q_z+4Q_s$	$\blacktriangledown-Q_z-3Q_s$
		$Q_x+5Q_s \blacktriangledown$		$\blacktriangledown-Q_x+5Q_s$	
$Q_s = 0.066$	2.	$-Q_z-5Q_s \blacktriangle$	$-Q_z-4Q_s \blacktriangle\blacktriangle$	Q_z+4Q_s	$\blacktriangle Q_z+5Q_s$
		$Q_x+5Q_s \blacktriangle$		$\blacktriangle-Q_x+5Q_s$	
$Q_s = 0.063$	1.	$-Q_z-5Q_s \blacktriangledown$	$Q_z+4Q_s \blacktriangledown$	$\blacktriangledown-Q_z-4Q_s$	$\blacktriangledown Q_z+5Q_s$
		60.4		60.51	60.6
					Spintune

Abb. 5.2: Lage der Seitenbandresonanzen für jeden der sechs Synchrotrontunes Q_s bzgl. des Spintunes ν

Ein sehr starker Einfluß der Q_z -Seitenbänder ist auch in früheren Messungen und Simulationen festgestellt worden. Bei den weiteren drei Meßpunkten ist ein größerer Abstand zwischen der Elektronenenergie und der Lage der Seitenbänder zu erkennen und demzufolge ist auch ein höherer Polarisationsgrad zu erwarten. Nicht berücksichtigte Fehler bei der Bestimmung der Orbit-Tunes und des Spintunes verhindern eine Aussage über den optimalen Wert von Q_s mit Hilfe dieser einfachen Graphik. Das Verhalten der transversalen Polarisation läßt sich aber im Groben nachvollziehen und erklärt die Notwendigkeit einer sorgfältigen Wahl von Q_x , Q_z und Q_s bei einer vorgegebenen Elektronenenergie.

5.2 Energieabhängigkeit der Polarisation

Wie mehrfach erwähnt, wird der Grad der maximal erreichbaren Elektronenpolarisation zu einem großen Teil dadurch bestimmt, in welchem Maße die Resonanzbedingung (Gleichung 4.5) erfüllt ist.

Die Messung der Energieabhängigkeit der Polarisation ist eine der wichtigsten Untersuchungen bei Polarisationsstudien, denn sie ermöglicht zum einen eine Bestimmung der Lage und der Stärke der einzelnen depolarisierenden Resonanzen, welche mit den theoretischen Werten verglichen werden können. Zum anderen kann durch diese Messung ein Energiebereich festgelegt werden, in welchem das Erreichen eines hohen Polarisationsgrades möglich ist. Die Erstellung eines solchen Energiescans wird jedoch insofern erschwert, als der Aufbau der Polarisation nur sehr langsam vor sich geht (Anstiegszeit $\tau_{ST} \sim 43$ min) und daher im Zusammenhang mit der meist sehr kurzen Elektronenstrahllebensdauer ($\sim 4 - 5$ h) nur ein kleiner Energiebereich untersucht werden kann. Eine Fortführung nach einer erneuten Elektroneninjektion würde unweigerlich eine Veränderung in den äußeren Bedingungen

zur Folge haben, größere Schritte bei der Wahl der Elektronenenergie setzen die Aussagekraft der Messung deutlich herab.

Durch die sich ständig ändernde Energie des Elektronenstrahls im Verlauf einer solchen Messung ist der Strahl für jegliche weitere Studien seitens der Experimente ZEUS und H1 oder der HERA-Maschinengruppe ungeeignet. Aus diesem Grund war es erst Ende November 1993 (nach der Beendigung des Luminositätsbetriebes für dieses Jahr) möglich, die Abhängigkeit der Polarisation von der Strahlenergie zu untersuchen. Der Energiebereich der Messung erstreckte sich über 160 MeV, die Schrittweite betrug 10 MeV. Der zeitliche Rahmen dieser Messung belief sich auf ~ 10 h und wurde durch einen hohen Anfangsstrom von $I_e \sim 26.6$ mA und eine gute Lebensdauer ($\tau_e \sim 8$ h) ermöglicht. Während der gesamten Meßdauer wurden die gewählten Tunes von $Q_x = 0.120$, $Q_z = 0.201$, $Q_s = 0.071$ ständig kontrolliert und notfalls nachjustiert.

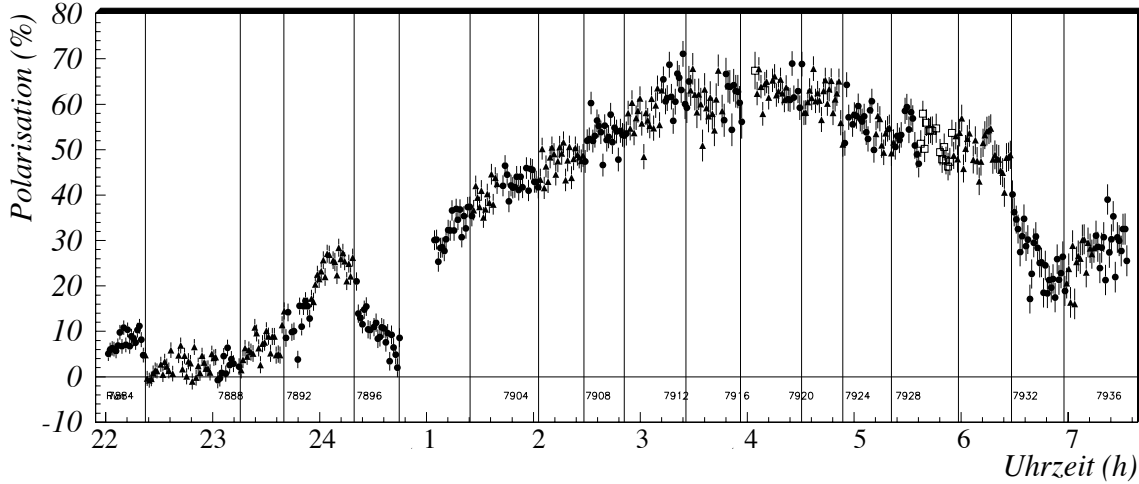


Abb. 5.3: Zeitliches Polarisationsverhalten während der schrittweisen Änderung der Elektronenenergie.

Abbildung 5.3 zeigt den zeitlichen Verlauf der Messung. Die Fehlerbalken an den Meßpunkten stellen nur den statistischen Fehler dar, wie er nach Kapitel 3.2 berechnet wird. Die vertikalen Striche markieren eine Änderung der Maschinenenergie, die jeweils nach dem Erreichen eines erkennbaren Gleichgewichtspolarisationszustandes durchgeführt wurde. Durch den sehr langsamen Anstieg der Polarisation wird jedoch die Feststellung eines asymptotischen Endwertes im Bereich hoher Polarisation beeinträchtigt. Das folgende Beispiel soll dieses Problem verdeutlichen: Für ein P_∞ von 70% hat die charakteristische Aufbauzeit einen Wert von $\tau_\infty = 32.7$ min. Ein Aufbau der Polarisation von 0% auf 50% dauert dann ca. 41 min., für einen weiteren Anstieg der Polarisation auf 63% werden zusätzlich ca. 35 min. benötigt. In Abbildung 5.4 sind die nach der Methode des Anhangs A aus den

Echtzeit-Plots berechneten maximalen Polarisationswerte über die jeweilige korrigierte Elektronenenergie aufgetragen. Letztere ist die nominelle Energie abzüglich einer mit Hilfe der Depolarisationsmessung ermittelten Korrektur (Kapitel 6.2).

Darüberhinaus enthält die Abbildung Angaben über die theoretisch berechnete Lage der Q_z -Seitenbandresonanzen und die vermittels des Monte-Carlo-Programms SITROS theoretisch berechneten Polarisationswerte.

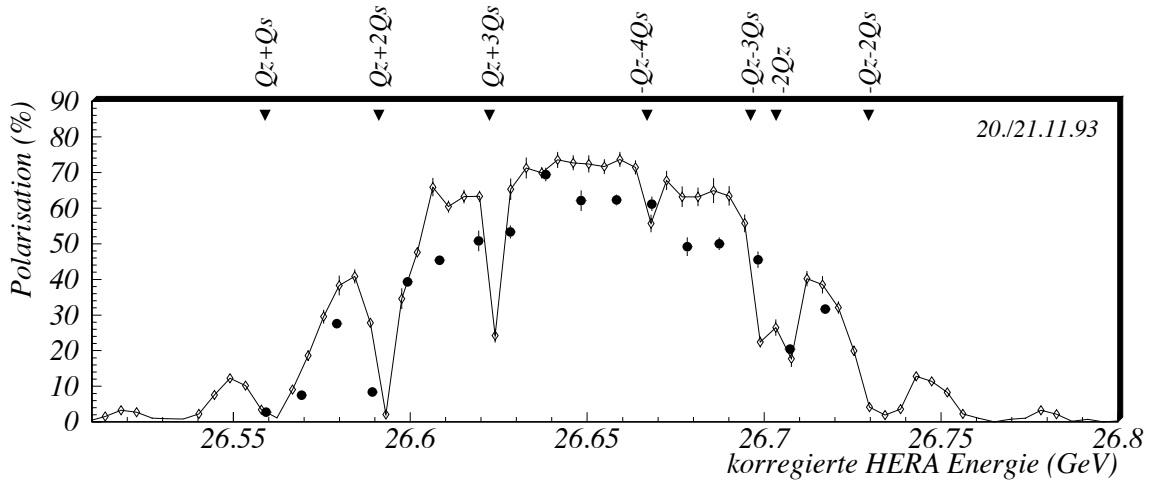


Abb. 5.4: Darstellung der experimentell bestimmten (\bullet) und der mit dem SITROS-Programm [Bög94] für eine HERA Optik mit realistischen Fehlaufstellungen simulierten (\diamond) maximalen Polarisationswerte (P_∞) aufgetragen über die Elektronenenergie.

Dieses Programm beinhaltet ein Modell des HERA-Ringes und ermöglicht eine Quantifizierung der depolarisierenden Effekte und somit eine Abschätzung des maximal erreichbaren Polarisationsgrades. So können u.a. alle möglichen Formen von Magnetfehlaufstellungen und Magnetfeldfehlern oder Verfahren zur Optimierung der Polarisation in SITROS modelliert und analysiert werden [Bög94]. Durch die Verwendung einer realistischen Beschreibung der Maschinenkonditionen, wie sie zum Zeitpunkt einer Messung vorlagen, ist es möglich, die Ergebnisse der experimentell bestimmten Werte mit denen der Simulation zu vergleichen.

Bei einem solchen Vergleich der in Abbildung 5.4 gezeigten Ergebnisse läßt sich eine gute Übereinstimmung des generellen Kurvenverlaufs feststellen, wodurch auch das Ergebnis der Energiebestimmung von HERA mit Hilfe der Depolarisationsmessungen bekräftigt wird (Kapitel 6.2). So sind aufgrund ihrer depolarisierenden Wirkung einige Synchrotronseitenbänder zu erkennen und es zeigt sich ein breites Plateau mit Polarisationswerten deutlich über 50%.

Die Differenz zwischen dem gemessenen Maximalwert der Polarisation und

dem berechneten Wert kann auf verschiedene Gründe zurückgeführt werden. So konnten zum einen aufgrund der begrenzten Zeit für Polarisationsstudien nicht alle Harmonischen Beulen optimal eingestellt werden, zum anderen sind Abweichung zwischen den Polarisationswerten auch auf die erwähnte Schwierigkeit bei der Berechnung des P_∞ im Bereich hoher Polarisation zurückzuführen. Außerdem muß noch berücksichtigt werden, daß der Polarisationsberechnung mit SITROS nur eine realistische, aufgrund der nicht bekannten exakten Störungsverteilung aber keine tatsächliche Beschreibung der Elektronenmaschine zugrunde gelegt werden kann.

Der niedrige Polarisationsgrad bei den Energien $E=26.559$ GeV, $E=25.591$ GeV und $E=26.709$ GeV wird durch die Resonanzen Q_z+Q_s , Q_z+2Q_s bzw. $-2Q_z$ verursacht, die sich sehr gut identifizieren lassen. Dabei liegt der Abstand der ersten beiden Polarisationsseinbrüche bei ~ 32 MeV, wodurch eine gute Übereinstimmung mit dem aus dem Synchrotrontune berechneten Seitenbandabstand von ~ 31.3 MeV zu erkennen ist. Eine nicht eintretende Polarisationsreduzierung in der Nähe der Seitenbänder Q_z+3Q_s , $-Q_z-4Q_s$ und $-Q_z-3Q_s$ ist möglicherweise auf die äußerst scharf begrenzte Resonanzbreite der Seitenbänder und die Unsicherheit bei der Bestimmung der HERA-Energie von $\Delta E_e \leq 1.5$ MeV zurückzuführen, so daß diese bei den Energieabständen von 10 MeV nicht getroffen wurden. Eine wiederholte Messung in den entsprechenden Energiebereichen mit einer Schrittweite von 5 MeV könnte mehr Aufschluß darüber geben.

Es kann ebenfalls festgestellt werden, daß Polarisationswerte über 50% bei Energien von 26.66 ± 0.02 GeV nicht nur erreicht werden können, sondern daß aufgrund der Breite dieses Energiebereiches auch keine großen Polarisationsseinbußen durch kleine Energieinstabilitäten der Maschine zu erwarten sind. Die gute Übereinstimmung von Simulation (SITROS) und Messung zeigt, daß trotz der in die Simulation eingehenden Näherungen und Annahmen der komplexe Prozeß von Polarisationsaufbau und Depolarisation durch das Monte-Carlo-Programm sinnvoll beschrieben wird.

5.3 Harmonische Beulen

Wie bereits zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, ist auch noch nach der Optimierung mit konventionellen Methoden eine \vec{n}_o -Achsenneigung von $|\delta \vec{n}_o| \leq 30$ mrad vorherrschend. Die bei HERA eingesetzte Methode zur Verringerung von $\delta \vec{n}_o$ soll im Folgenden nur in groben Zügen wiedergegeben werden. Eine genaue Beschreibung findet sich in [Bög94].

Die anschließend geschilderten Messungen müssen in zwei Phasen unterteilt werden. Zum einen in die Optimierung bei ausschließlichem Elektronenstrahlbetrieb und ohne mögliche Beeinflussung durch die Solenoide und Kompensationsmagnete der Experimente H1 und ZEUS, zum anderen in den Abschnitt

der Optimierung, welche unter Luminositätsbedingungen parallel zur Datennahme von ZEUS und H1 stattgefunden hat.

5.3.1 Theorie und Optimierungsablauf

Die Differenz $\delta\vec{n}_o$ zwischen der periodischen Lösung der T-BMT Gleichung entlang des Design-Orbits (\vec{n}_o) und entlang der tatsächlichen Umlaufbahn im Speicherring ist, wie bereits \vec{n}_o , eine periodische Funktion in s mit $\delta\vec{n}_o(s) = \delta\vec{n}_o(s + L)$ und kann daher fourieranalysiert werden. Mit Hilfe dieser Fourierreihe, der sogenannten Spin-Bahn-Kopplungsfunktion, kann festgestellt werden, daß aufgrund eines Resonanznenners die stärkste Wirkung auf die Neigung von $\delta\vec{n}_o$ von solchen Fourierkoeffizienten f_k ausgeht, bei welchen k in der Nähe des Spintunes ist. Für einen Rückgang von $\delta\vec{n}_o$ muß daher eine Reduzierung der Spin-Bahn-Kopplung durch eine Korrektur dieser speziellen Fourierharmonischen f_k erreicht werden.

Da die Werte der Fourierkoeffizienten f_k abhängig sind von Fehlern der Beschleunigerelemente, am stärksten von vertikalen Fehlausrichtungen der Quadrupole, gilt es, durch das Einbringen gezielter Störungen in die Elektronenumlaufbahn die Wirkung dieser Fourierharmonischen f_k zu minimieren. Für das Erzeugen solcher Störungen existiert bei HERA eine Gruppe von acht geschlossenen vertikalen Beulen, die sich an bestimmten Stellen innerhalb der Bögen des HERA-Ringes befinden (siehe Abbildung 5.5).

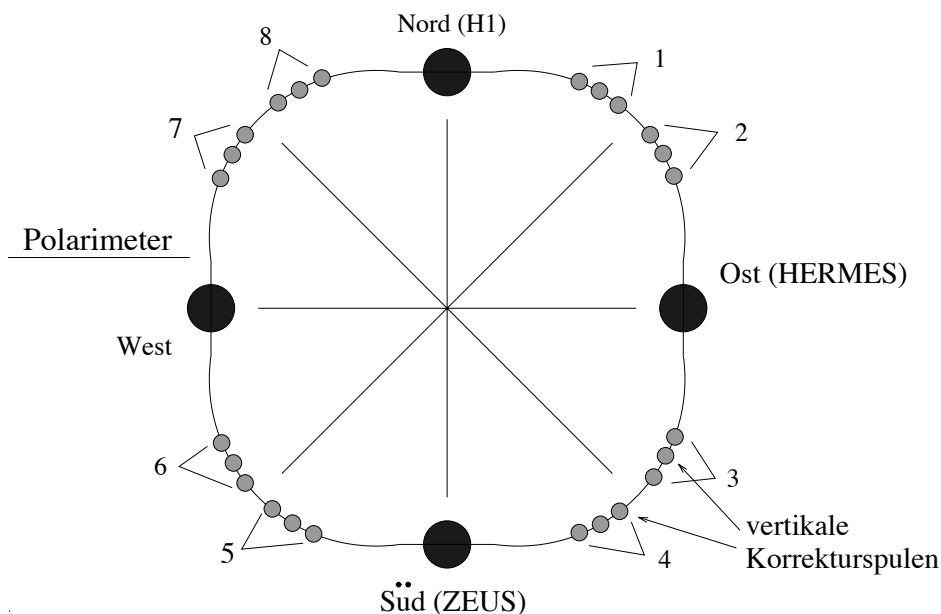


Abb. 5.5: Anordnung der vertikalen Beulen im HERA - Speicherring.

Eine solche geschlossene vertikale Beule besteht aus drei aufeinanderfolgenden Dipolmagneten, wobei der erste den Elektronenstrahl aus seiner

ursprünglichen Richtung vertikal ablenkt, die beiden anderen Magnete für eine Zurückführung des Strahls in seine ursprüngliche Bahn sorgen. Mit diesen vertikalen Beulen läßt sich die Stärke des Real- und auch des Imaginäranteils jeder der vier Fourierharmonischen f_k mit $k = 60 + (-1, 0, 1, 2)$ unabhängig voneinander verändern, indem für jede der acht verschiedenen Harmonischen Beulen (-1real/imaginär, +0real/imaginär, +1real/imaginär, +2real/imaginär) ein bestimmtes Ablenkverhältnis zwischen den acht vertikalen Beulen festgelegt ist. Die Größe der vertikalen Abweichung von der ursprünglichen Umlaufbahn der am stärksten ausgelenkten geschlossenen Beule definiert die Amplitude einer Harmonischen Beule.

Bei der Optimierung mit den Harmonischen Beulen sollte allerdings auch beachtet werden, daß sich durch vertikale Abweichung im Zusammenhang mit der Anwesenheit von Sextupolen zwischen den drei „Beulendipolen“ eine Vergrößerung der vertikalen Dispersion einstellen kann, die wiederum eine Ursache der Spindiffusion und somit der Polarisationsreduzierung darstellt. Da aus Simulationen des Optimierungsvorgangs bekannt ist, daß einerseits eine Polarisationsoptimierung mit den Komponenten -1real/imag. und +2real/imag. (entsprechend den Fourierkoeffizienten f_k mit $k=59,62$) nicht sehr effektiv ist und andererseits mit den Komponenten der Harmonischen f_k mit $k=60,61$ bei geringen Auslenkamplituden Polarisationswerte in der Größenordnung von bis zu 75% erreicht werden können [Bög94], wurde die Optimierung mit letzteren vier Komponenten (+0real/imag., +1real/imag.) durchgeführt.

In einem realen Speicherring sind die Fehlausrichtungen der Magnete aber nicht so genau bekannt, daß die Werte für die Korrektur der einzelnen Komponenten berechnet werden könnten. Aus diesem Grund konnte die Optimierung der Polarisation nur empirisch erfolgen.

Die Optimierung vollzog sich dabei in vergleichbarer Weise wie der Synchrotronfrequenzscan oder der Energiescan.

Durch eine schrittweise Änderung der Auslenkamplituden einer dieser vier Komponenten wurde nach dem maximalen Polarisationsgrad gesucht. Auch wurde versucht, nach jeder Einstellung den Zeitpunkt bis zum Erreichen eines asymptotischen Endwertes abzuwarten, jedoch war dies aufgrund der begrenzten Zeit nicht immer möglich. So wurde der Wert der Amplitude schon vorher wieder verändert, wenn sich ein deutlicher Polarisationsverlust abzeichnete. Darüberhinaus war es im Bereich hoher Polarisation in Folge der statistischen Schwankungen der Polarisationswerte und der sehr langen Anstiegszeit (vgl. Kapitel 5.2) nur schwer möglich, diesen Zeitpunkt abzuschätzen.

Nach dem „Abscannen“ einer Harmonischen Beule wurde die Amplitude A derselben wieder auf den Anfangswert von $A = 0$ mm zurückgestellt und der Vorgang bei einer weiteren Komponente wiederholt. Aufgrund der Orthogonalität der einzelnen Harmonischen Beulen läßt sich die optimale Gesamtam-

plitude der vertikalen Beulen aus den Einzelamplituden jeder Komponente und einer anschließenden Superposition gewinnen. Bei den Messungen im Oktober/November wurde die Amplitude teilweise nicht wieder auf den Anfangswert, sondern auf den als optimal erachteten Wert eingestellt und die Optimierung mit einer weiteren Harmonischen Beule fortgesetzt.

5.3.2 Optimierungen während Elektronenstrahlbetrieb

Diese erste Phase der Polarisationsoptimierung mit den Harmonischen Beulen fand in der Zeit von 09.05. bis 13.05. statt, als von der HERA-Maschinengruppe Untersuchungen im Hinblick auf den Luminositätsbetrieb des Jahres 1993 gemacht wurden. Hierin liegt auch der Grund, daß meist nur sehr kurzzeitig ein stabiler Elektronenstrahl vorhanden war, der für Studien zur Polarisationsoptimierung verwendet werden konnte.

Die Solenoide und deren Kompensationsmagnete der beiden Großexperimente bei HERA waren zu diesem Zeitpunkt ebenso ausgeschaltet wie der Protonenring von HERA.

Die Elektronenenergie betrug bei allen Messungen $E_e = 26.698$ GeV (nominal), der Elektronenstrom lag zwischen $I_{e,max} \sim 12$ mA und $I_{e,min} \sim 2.0$ mA und die Lebensdauer des Elektronenstrahls war im Bereich von $\tau_e \sim 2$ h.

Die maximalen Polarisationswerte P_∞ für jede Einstellung einer Komponente wurden nach der im Anhang A beschriebenen Methode ermittelt, eine Auflistung der Polarisationswerte P_∞ ist im Anhang B enthalten.

Bei der ersten Messung am 09. Mai waren die Betatruntunes auf die Werte $Q_x = 0.113$ und $Q_z = 0.237$ eingestellt. Der Synchrotruntune erhöhte sich im Verlauf der Messung von $Q_s = 0.065$ auf $Q_s = 0.070$, so daß durch die kontinuierliche Veränderung der Lage der Seitenbandresonanzen eine schlechte Ausgangslage für die Polarisationsoptimierung mit der Harmonischen Beule +1imaginär gegeben war. Das Problem dieses nicht stabilen Synchrotruntunes wurde am darauffolgenden Tag von der HERA-Maschinengruppe beseitigt, so daß die weiteren Messungen bei einem festen Q_s -Wert durchgeführt werden konnten.

In Abbildung 5.6 sind die ermittelten Werte der transversalen Polarisation in Abhängigkeit von der Amplitude der Harmonischen Beule +1imaginär aufgetragen.

Es ist ein leichter Anstieg der Polarisation bei einer Amplitude von $A = 1$ mm zu erkennen. Jedoch muß bei den maximalen Polarisationswerten noch beachtet werden, daß zusätzlich zu den normalerweise vorkommenden Fehlern bei der Berechnung der Endwerte bei dieser Messung eine weitere Unsicherheit durch den sich veränderten Q_s -Wert berücksichtigt werden muß, die in den angegebenen Fehlerbalken noch nicht enthalten ist. Dennoch bleibt

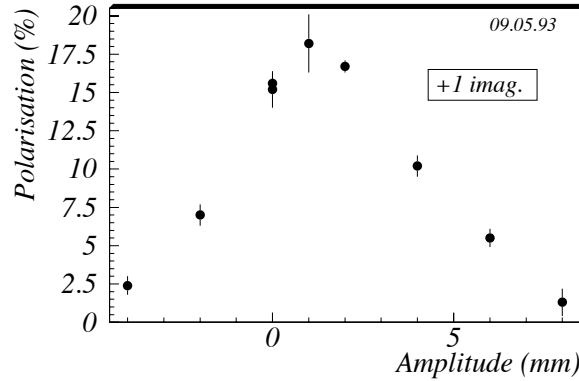


Abb. 5.6: Transversale Polarisation für unterschiedliche Amplituden der Harmonischen Beule +1imaginär.

festzuhalten, daß auch bei einem festen Synchrotrontune keine großen Polarisationswerterhöhungen durch eine Veränderung der Beulenamplitude zu erwarten sind. Die Amplitude der Harmonischen Beule +1imag wurde aus diesem Grund bei ihrem anfänglichen Wert von $A = 0$ mm belassen.

Die weiteren Messungen dieser Periode fanden in der Nacht von 12. auf 13. Mai statt. Die Betatruntunes waren in der Zwischenzeit geändert worden und lagen bei $Q_x = 0.116$ und $Q_z = 0.192$. Diese Werte waren auch schon im Verlauf von Polarisationsmessungen im Jahr 1992 verwendet worden und hatten sich damals als günstig für einen hohen Polarisationsgrad erwiesen [Bar94]. Der Synchrotrontune hatte während des 1. Teils der Optimierung von +0real einen Wert von $Q_s = 0.059$, bei den beiden darauffolgenden Messungen lag er bei $Q_s = 0.061$.

Die Optimierung der Harmonischen Beule +0real erfolgte wegen eines Elektronenstrahlverlustes in zwei direkt aufeinanderfolgenden Abschnitten. Aus diesem Grund sind die Polarisationswerte P_∞ in der Abbildung 5.7 durch unterschiedliche Symbole dargestellt. Die ausgefüllten Kreise markieren dabei die vier Meßpunkte des ersten Abschnittes. Zu Beginn des 2. Teil wurden die Messungen für die Amplituden $A = 0$ mm und $A = 1$ mm wiederholt. Hierbei ergab sich für die Amplitude $A = 1$ mm derselbe Polarisationswert P_∞ , so daß die beiden Meßpunkte in der Abbildung 5.7 nicht zu unterscheiden sind. Ansonsten zeigte sich bei dieser Komponente nur ein Verringerung des Polarisationsgrades bei einer Abweichung der Beulenamplitude vom Wert $A = 0$ mm.

Nach dem Zurückstellen der Amplitude auf diesen Ausgangswert wurde die Messung mit der Optimierung der Harmonischen +0imaginär fortgesetzt. Der zeitliche Ablauf dieser Messung wird exemplarisch für die Polarisationsoptimierung mit den Harmonischen Beulen in Abbildung 5.8 gezeigt.

Die senkrechten Striche in diesem Echtzeit-Plot definieren die Zeitpunkte

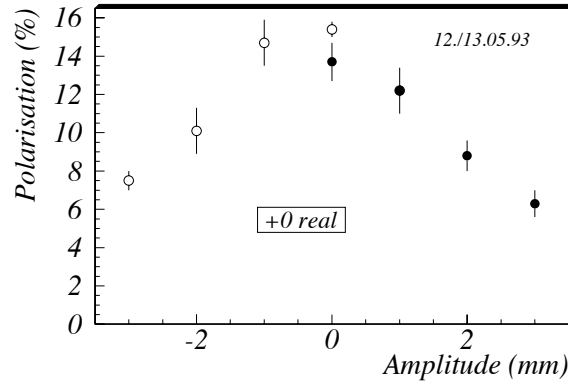


Abb. 5.7: Polarisationswerte P_∞ aufgetragen gegen die Amplitude der Harmonischen Beule +0real. Das Symbol \bullet steht für den ersten Teil der Messung, \circ für den zweiten.

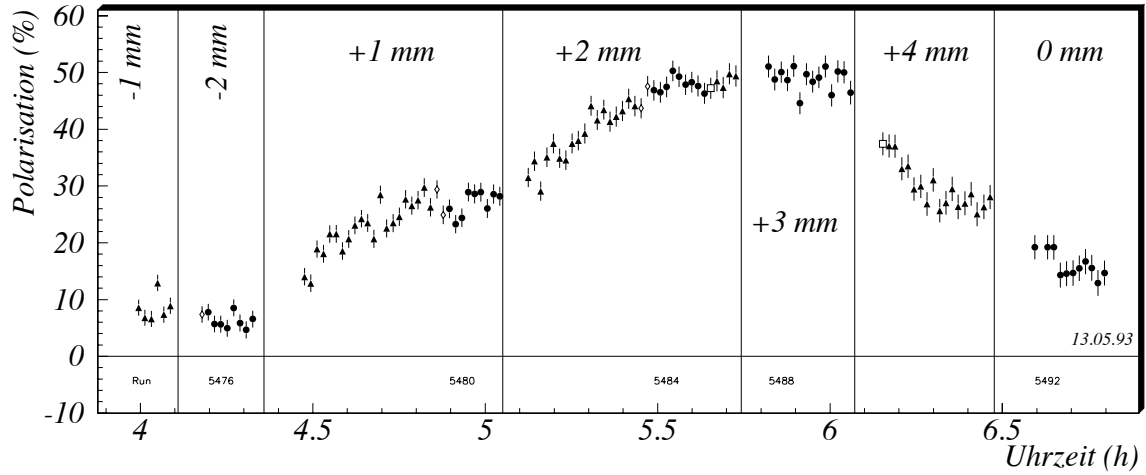


Abb. 5.8: Polarisationsänderung während der Optimierung mit der Harmonischen Beule +0imag.

einer Amplitudenänderung. Die Größe der Amplitude ist in den entsprechenden Bereichen angegeben. Unterschiedliche Symbole der Polarisationswerte stehen für unterschiedliche Meßruns. In dieser Abbildung läßt sich auch sehr gut das Problem bei der Abschätzung eines asymptotischen Polarisationsendwertes erkennen. So erscheinen die letzten 12 Punkte im Bereich „+2 mm“ als Schwankungen um einen Polarisationswert von 50%. Ein späterer Fit (Anhang A) an die gemessenen Werte ergab jedoch einen asymptotischen Polarisationswert von $P_\infty = 56.8 \pm 1.1\%$.

Dieser und alle weiteren aus Abbildung 5.8 berechneten maximalen Polarisationswerte für jede Beulenauslenkung sind in Abbildung 5.9 wiedergegeben. Hier zeigt sich noch deutlicher als in dem Echtzeit-Plot ein starker Polarisationsanstieg bei einer Amplitude von $A = 2$ mm. Ein Gaußfit an die Punkte

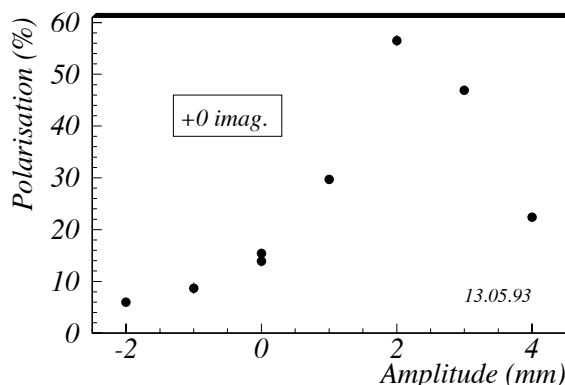


Abb. 5.9: Werte der transversalen Elektronenpolarisation für verschiedene Amplitudeneinstellungen der Beule +0imaginär.

der Abbildung 5.9 ergibt einen maximalen Wert des Polarisationsgrades für eine Auslenkung von $A \approx 2.3$ mm.

Nach Beendigung dieser Messung wurde die Amplitude der Harmonischen Beule +0imag auf den Wert $A = 2.5$ mm eingestellt und die dann vorliegenden Stromwerte der Beschleunigermagnete wurden als File (unter dem Namen „HEE-26700-1405P“) abgespeichert. Somit konnte untersucht werden, in welchem Rahmen die Polarisationswerte auch noch zu einem späteren Zeitpunkt bei einer identischen Einstellung der Elektronenumlaufbahn reproduzierbar sind.

5.3.3 Stabilität und Reproduzierbarkeit der unter 5.3.2 gemessenen Polarisationswerte

Diese beiden Kriterien sind überaus wichtig für die Verwendung eines polarisierten Elektronenstrahls für physikalische Experimente.

Kleine Abweichungen in den Magnetströmen der vertikalen Beulen und dementsprechende Änderungen in den vertikalen Auslenkungen sind ausreichend, um außerordentlich große Polarisationsunterschiede zu erzeugen (vgl. Abbildung 5.8). Daher sollte sichergestellt sein, daß sich bei wiederholtem Einstellen derselben Parameter für die Umlaufbahn der Elektronen auch wieder ein annähernd gleicher Polarisationsendwert P_∞ ergibt und daß sich dieser Polarisationswert durch kleine Energieschwankungen der Elektronenmaschine im Verlauf einer Messung nicht wesentlich ändert.

Kurzzeitreproduzierbarkeit :

Ausdrückliche Studien hinsichtlich dieser Fragestellung wurden im Verlauf des Jahres 1993 nicht durchgeführt, jedoch lassen einzelne Meßergebnisse den Schluß einer sehr guten Kurzzeitreproduzierbarkeit zu.

So zeigen die zu Anfang des zweiten Teils der Optimierung mit der Harmonischen Beule +0real gemessenen Werte für die Amplituden $A = 1$ mm und $A = 0$ mm eine exakte Übereinstimmung bzw. eine Abweichung im Rahmen des statistischen Fehlers mit den gemessenen Werten für dieselben Amplituden im ersten Teil der Optimierung.

Darüberhinaus wurde nach der Beendigung der Optimierung mit der Harmonischen Beule +0imag und nach dem erneuten Füllen des Elektronenspeicherringes der Maschinenfile „HEE-26700-1405P“ geladen und somit ein Zustand des Elektronenringes hergestellt, mit welchem Polarisationswerte von ungefähr 60% erreicht werden sollten. Um identische Randbedingungen zu schaffen, wurden die Tunes wieder auf die Werte $Q_x = 0.116$, $Q_z = 0.192$ und $Q_s = 0.061$ eingestellt.

In der Abbildung 5.10 ist der zeitliche Verlauf der anschließenden Polarisationsmessung dargestellt.

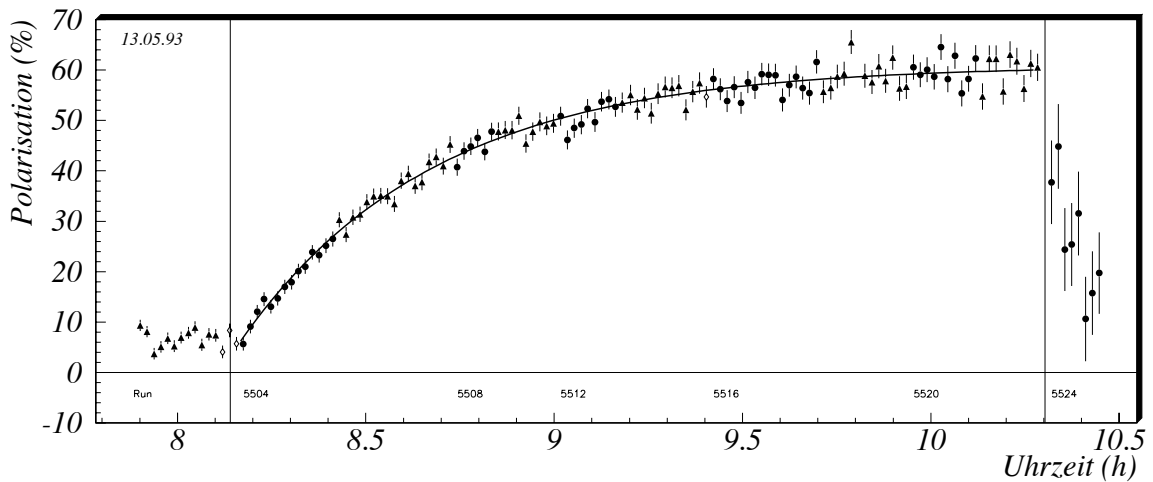


Abb. 5.10: Verlauf der Polarisationsmessung nach dem Einstellen der in den Optimierungsstudien ermittelten Beulenauslenkungen.

Das Laden des Maschinenfiles wird durch den ersten senkrechten Strich markiert. Anschließend wurden keine weiteren Änderungen an der Maschine mehr vorgenommen. Der zweite senkrechte Strich gibt den Zeitpunkt an, an welchem der Solenoid des Experimentes ZEUS angeschaltet wurde. Da der entsprechende Kompensationsmagnet aber nicht zur gleichen Zeit in Betrieb genommen wurde, wird der Elektronenstrahl durch das starke Magnetfeld des Solenoids ($I_B \sim 3950$ A) depolarisiert.

Bis zu diesem Zeitpunkt konnte aber der langsame Polarisationsaufbau gut verfolgt werden. Die Meßdauer von über zwei Stunden verdeutlicht noch einmal, weshalb das Abschätzen eines maximalen Polarisationsendwertes bei den vorangegangenen Messungen so schwierig war. Der eingezeichnete Fit an

die Polarisationswerte nach der Gleichung

$$P_{\infty}(t) = P_{\infty} \cdot (1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{\infty}}})$$

(siehe Gleichung 4.8) ergibt einen Polarisationsendwert $P_{\infty} = 60.9 \pm 0.5\%$ bei einer charakteristischen Aufbauzeit $\tau_{\infty} = 30.8 \pm 0.9$ min.

Der gemessene Polarisationsendwert liegt demnach etwas über dem Maximalwert bei der Optimierung mit der Harmonischen +0imag., wodurch die Meßergebnisse der Optimierung bestätigt werden.

Stabilität und Reproduzierbarkeit unter Luminositätsbedingungen:

Da die im Jahre 1992 gemessenen hohen Polarisationswerte von $P_{\infty} \sim 50\%$ nur bei reinem Elektronenstrahlbetrieb gemessen wurden, war es wichtig festzustellen, vor allem im Hinblick auf die Durchführbarkeit des HERMES-Experimentes, inwieweit der während der Polarisationsoptimierungen erreichte Endwert von $P_{\infty} \sim 61\%$ unter Luminositätsbedingungen reproduziert werden könne und ob diese hohen Polarisationswerte, sofern sie erreicht würden, bei längeren Messungen starken Schwankungen unterlegen sein würden.

Neben den möglichen Abweichungen der Magnetströme zwischen einzelnen Elektronenfüllungen und den Energieschwankungen der Maschine innerhalb einer Messung können im Luminositätsbetrieb noch weitere polarisationsreduzierende Effekte auftreten:

- So werden unter Luminositätsbedingungen meist andere Betatron tunes verwendet, als bei reinem Elektronenstrahlbetrieb, obwohl diese auch für den Luminositätsbetrieb geeignet wären. Die Werte der Tunes im Luminositätsbetrieb lagen im Verlauf des Jahres 1993 fast ausschließlich bei $Q_x \sim 0.192$ und $Q_z \sim 0.33$, im Vergleich zu $Q_x = 0.116$ bzw. $Q_z = 0.192$ während der Optimierungen mit den Harmonischen Beulen und der anschließenden Messung mit dem bis dahin größten Polarisationswert von $P_{\infty} \sim 61\%$.
- Bei der Kollision der Elektronen mit den Protonen in den beiden Wechselwirkungszonen von HERA (im Bereich der Detektoren der Experimente H1 und ZEUS) kann der Elektronenstrahl durch das elektromagnetische Feld der Protonen depolarisiert werden.
- Die Spektromettermagnete der beiden Experimente ZEUS und H1 können einen Polarisationsverlust herbeiführen, sollten deren Magnetfelder überhaupt nicht oder nur teilweise gegenüber dem Elektronenstrahl kompensiert sein (siehe Abbildung 5.10 ab 10:18 Uhr).

Nach dem Beginn des Kollisionsbetriebes am 22.05.1993 wurden immer wieder stichprobenweise Messungen hinsichtlich der Reproduzierbarkeit und der Stabilität der Polarisationswerte durchgeführt.

Dabei konnte schon am 23.05.93 – bei einer gegenüber der Polarisationsmessung vom 13.05.93 (Abbildung 5.10) unveränderten Maschineneinstellung – eine Messung aufgezeichnet werden, bei welcher ein asymptotischer Polarisationsendwert von $P_\infty = 48.1 \pm 0.2\%$ erreicht wurde (Abbildung 5.11).

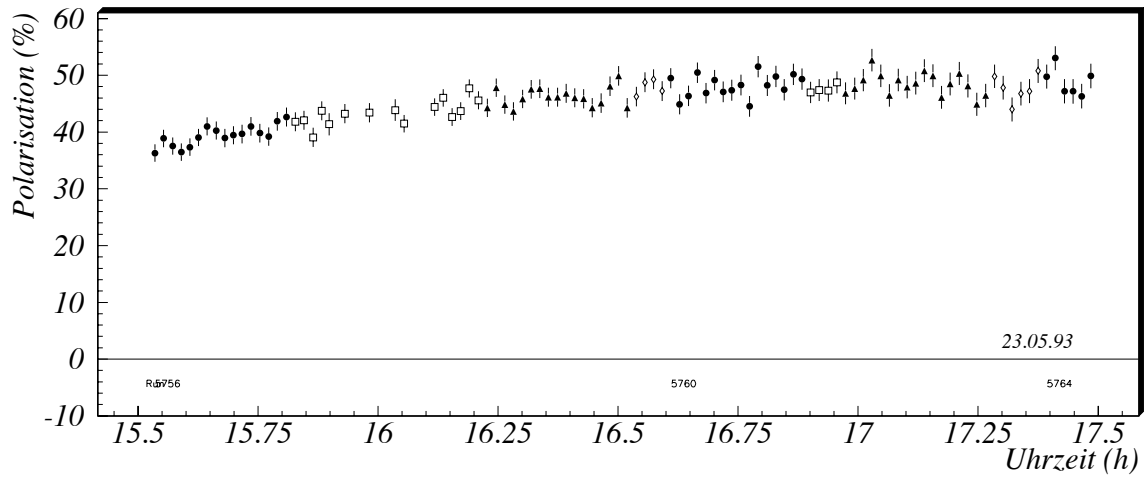


Abb. 5.11: Polarisationsmessung im Elektronen-Protonen-Kollisionsbetrieb mit einer gegenüber dem 13.05.93 unveränderten Maschineneinstellung.

Zwar lagen die Ströme der beiden Teilchenstrahlen bei dieser Messung bei den noch sehr niedrigen Werten von $I_e \sim 2.8$ mA und $I_p \sim 5.3$ mA, die Werte der spezifischen Luminosität aber waren in beiden Wechselwirkungszonen in einem für das gesamte Jahr 1993 üblichen Bereich von $L_{spez} \sim 2.0 \cdot 10^{29} \frac{1}{cm^2 sec mA}$ und der mittlere Protonenbunchstrom lag mit $530 \mu A$ sogar deutlich über den späteren Stromstärken.

In den darauffolgenden Monaten Juni, Juli und August wurde auf Bitten der Experimente H1 und ZEUS eine Maschineneinstellung gewählt, bei welcher der transversale Polarisationsgrad der Elektronen bewußt niedrig gehalten wurde. Der Grund für diese Bitte lag in der Befürchtung eines möglichen systematischen Fehlers bei den Luminositätsmessungen aufgrund der Elektronenpolarisation. Mit Ausnahme sehr weniger Messungen ergaben sich in dieser Zeit Polarisationswerte von üblicherweise $P_\infty = 0 - 20\%$. Eine dieser vereinzelt Messungen mit einem hohen Polarisationsendwert zeigt die Abbildung 5.12 vom 18./19.08.93, bei welcher ein Polarisationsendwert von $P_\infty = 59.3 \pm 0.2$ festgestellt wurde, nachdem um ca. 23:30 Uhr (senkrechter Strich) der Wert des Synchrotrontunes von $Q_s = 0.059$ auf $Q_s = 0.070$ verändert wurde.

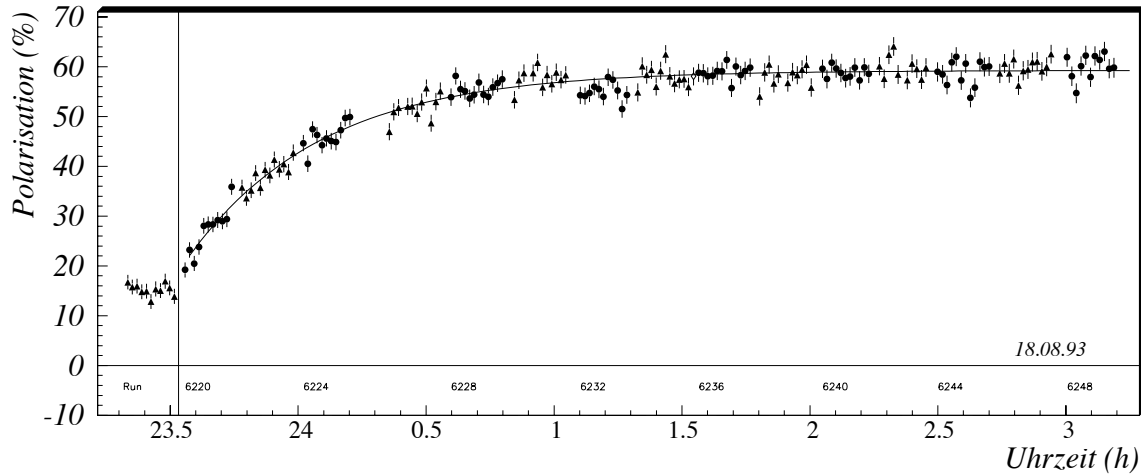


Abb. 5.12: Verlauf der Polarisationsmessung nach einer Änderung des Q_s -Wertes.

Im Monat September wurde zwar seitens der Experimente der Wunsch nach einem möglichst niedrigen Polarisationsgrad wieder zurückgenommen, eine Optimierung der zu dieser Zeit meist sehr niedrigen transversalen Polarisation mit Hilfe der Harmonischen Beulen wurde aber nicht genehmigt, da hierbei eine Beeinflussung des Luminositätszustandes befürchtet wurde. So konnten auch im Monat September nur wenige Messungen mit einem hohen Polarisationsgrad aufgenommen werden, welche für Untersuchungen hätten herangezogen werden können.

Eine wichtige Ursache für diese niedrigen Polarisationsgrade liegt vor allem darin begründet, daß im Verlauf des Jahres 1993 die Optik des Elektronenstrahls mehrfach verändert wurde, um eine Verbesserung der Elektronenstrahllebensdauer zu erreichen. Dadurch war zusätzlich nur selten ein Zustand der Elektronenmaschine vorzufinden, bei welchem die Maschinenparameter mit denen der Anfangsmessung vom 23.05.93 identisch waren.

In den beiden nachfolgenden Tabellen sind alle Messungen dieser vier Monate aufgeführt, in denen jene Übereinstimmung in den Maschinenparametern anzutreffen war. Der Grund für die Aufteilung in zwei Tabellen liegt in den unterschiedlichen Werten des Synchrotrontunes Q_s . So ist dieser in ersten Tabelle im Bereich von $Q_s = 0.063 \pm 0.002$ zu finden, bei der zweiten Tabelle ist er im Bereich von $Q_s = 0.070 \pm 0.002$ angesiedelt.

Aus den Werten dieser beiden Tabellen läßt sich eine gute Langzeitreproduzierbarkeit der Elektronenpolarisation ableiten, da auch nach Monaten unter gleichen Randbedingungen nur wenig voneinander abweichende Polarisationswerte erreicht werden konnten. Unterschiede zwischen den einzelnen Messungen können teilweise darauf zurückgeführt werden, daß innerhalb der Elektronenstrahlfüllungen immer wieder kleine Korrekturen an den Positio-

nen der Teilchenstrahlen vorgenommen wurden, welche entweder der Luminositätsoptimierung oder der Verminderung von Untergrundstrahlung dienten.

Datum	Uhrzeit	P_{∞} (%)	mittlerer p-Bunchstrom	$L_{spez} ((cm^2 sec mA)^{-1})$	
				H1	ZEUS
23.05.93	19:03 - 23:24	42.2 ± 0.1	400 μA	$1.2 \cdot 10^{29}$	$1.4 \cdot 10^{29}$
24.05.93	01:57 - 04:29	43.6 ± 0.7	200 μA	$4.5 \cdot 10^{29}$	$6.5 \cdot 10^{29}$
25.06.93	05:03 - 06:03	36.5 ± 0.3	–	–	–
06.09.93	17:45 - 19:02	38.2 ± 0.2	140 μA	$5.4 \cdot 10^{29}$	$5.2 \cdot 10^{29}$

Datum	Uhrzeit	P_{∞} (%)	mittlerer p-Bunchstrom	$L_{spez} ((cm^2 sec mA)^{-1})$	
				H1	ZEUS
23.05.93	15:31 - 17:29	48.1 ± 0.2	530 μA	$2.6 \cdot 10^{29}$	$1.2 \cdot 10^{29}$
22.06.93	19:20 - 20:00	52.4 ± 1.2	–	–	–
18./19.08.93	23:19 - 03:11	59.3 ± 0.2	100 μA	$2.2 \cdot 10^{29}$	$2.7 \cdot 10^{29}$
27.08.93	16:06 - 18:10	47.7 ± 0.1	150 μA	$2.2 \cdot 10^{29}$	$4.6 \cdot 10^{29}$
29./30.08.93	23:55 - 01:37	51.9 ± 0.2	130 μA	$3.6 \cdot 10^{29}$	$3.9 \cdot 10^{29}$
31.08.93	14:24 - 15:23	52.8 ± 0.3	160 μA	$4.1 \cdot 10^{29}$	$3.8 \cdot 10^{29}$
02.09.93	16:02 - 17:16	54.4 ± 0.8	75 μA	$4.9 \cdot 10^{29}$	$4.0 \cdot 10^{29}$
06.09.93	10:58 - 11:44	50.6 ± 0.5	60 μA	$4.0 \cdot 10^{29}$	–

Darüberhinaus kann mit Hilfe dieser Messungen festgestellt werden, daß unter Luminositätsbedingungen und bei der Verwendung der bei reinem Elektronenstrahlbetrieb ermittelten optimalen Elektronenstrahloptik Polarisationswerte von über 50% möglich sind, ohne daß eine weitere Optimierung nötig wäre, selbst wenn nicht dieselben Tunes gewählt wurden.

Eine systematische Untersuchung eines möglichen depolarisierenden Effektes durch die Elektron-Proton-Kollisionen wurde im Verlauf des vergangenen Jahres nicht durchgeführt. Dennoch können die Daten der mittleren Protonenbunchströme und der spezifischen Luminosität, welche von den beiden Experimenten in den jeweiligen Wechselwirkungspunkten gemessen wurde, für einen Vergleich mit den Polarisationswerten herangezogen werden. In den beiden vorher gezeigten Tabellen sind diese Werte für jede Messung eingetragen, sollten keine Werte vorgelegen haben, so ist dies durch das Symbol „–“ gekennzeichnet. Dabei zeigen sich Luminositätsunterschiede zwischen den Messungen bis zu einem Faktor 3 und Unterschiede in den mittleren Protonenbunchströmen bis zu einem Faktor 9, eine Korrelation mit den Polarisationswerten ist allerdings nicht zu erkennen. Eine Beeinflussung des Polarisationsgrades durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den Protonen konnte folglich anhand dieser Daten nicht festgestellt werden.

Im Bezug auf eine eventuell vorhandene Polarisationsreduzierung durch die Spektrometernagnete der Experimente ZEUS und H1 wurde eine eigene Mes-

sung durchgeführt, in welcher der Magnetstrom des ZEUS Kompensators schrittweise verändert wurde. Das Ergebnis dieser Messung, die im Kapitel 7 noch ausführlich beschrieben wird, zeigt, daß bei einer geringen Abweichung des Kompensatorstromes vom nominellen Wert keine Polarisationsverluste befürchtet werden müssen.

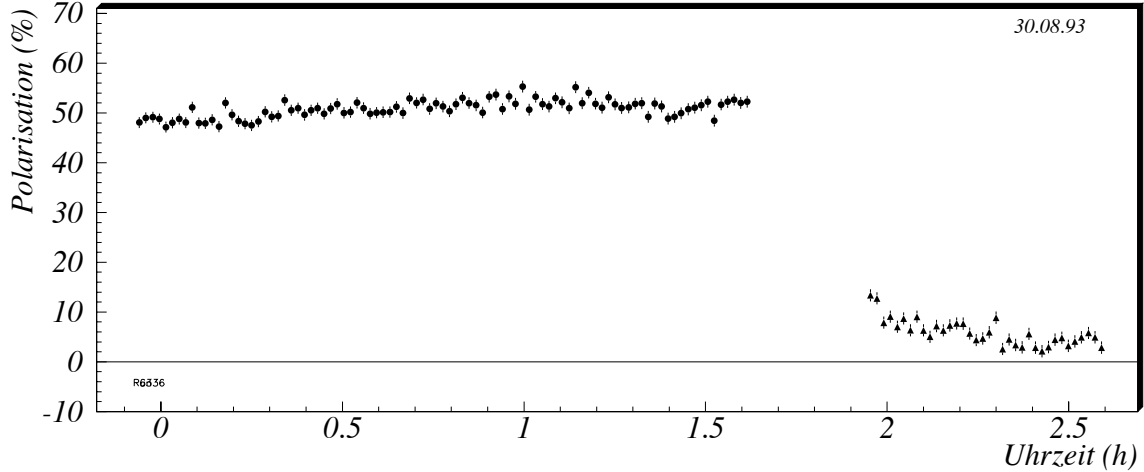


Abb. 5.13: Messung eines über 1.5 Stunden stabilen Polarisationsgrades von $P_\infty \sim 52\%$.

Über die Stabilität der Polarisationswerte innerhalb einer Messung läßt sich feststellen, daß diese nach dem Erreichen des maximalen Endwertes, was sich im Bereich hoher Polarisierung über mehrere Stunden erstrecken kann, über Stunden stabil ist und keinen großen Schwankungen unterlegen ist. Als ein Beispiel hierfür soll die Messung vom 30.08.93 gezeigt werden (Abbildung 5.13), in welcher der Polarisationsgrad über ca. 1.5 Stunden bei einem Wert von $P_\infty \sim 52\%$ lag. Der Rückgang des Polarisationsgrades in einen Bereich von unter 10% gegen Ende der Messung ist auf eine Änderung des Synchrotrontunes um 01:40 Uhr zurückzuführen.

5.3.4 Optimierung während Luminositätsbetrieb

Wie schon im Kapitel 5.3.3 erwähnt, wurde eine Polarisationsoptimierung mit Hilfe der Harmonischen Beulen parallel zur Datennahme der Experimente H1 und ZEUS von diesen nicht genehmigt, da hierdurch eine Beeinträchtigung ihrer Messungen befürchtet wurde. Erst kurz vor Beendigung des Luminositätsbetriebes für das Jahr 1993 wurde diese Beschränkung aufgehoben und dadurch Studien zur Polarisationsoptimierung ermöglicht.

Die Parameter der beiden Speicherringe wurden während dieser Messungen gegenüber den üblichen Werten für den Luminositätsbetrieb nicht verändert. Die Energien der Teilchenstrahlen lagen demnach bei $E_e = 26.695$ GeV und

$E_p = 819.901$ GeV (nominell), die Stromwerte von Elektronen und Protonen betrugen zu Anfang $I_{e,p} \sim 10$ mA und wurden auch im Verlauf der Messung durch die jeweils sehr gute Strahllebensdauer von $\tau_e \sim 12$ h bzw. $\tau_p \sim 90$ h nur unwesentlich geringer. Die Betatron tunes und der Synchrotrontune hatten Werte von $Q_x = 0.190$, $Q_z = 0.321$ und $Q_s = 0.069$ und die spezifische Luminosität in den Wechselwirkungszone HERA-Nord und HERA-Süd lag bei $L_{spez} \sim 3.1 \cdot 10^{29} (\text{cm}^2 \text{ sec mA})^{-1}$ bzw. $L_{spez} \sim 3.3 \cdot 10^{29} (\text{cm}^2 \text{ sec mA})^{-1}$.

Ein erster Optimierungsversuch wurde mit der Harmonische Beule +0imag. vorgenommen, da jene bei den Messungen im Mai 1993 den größten Polarisationsanstieg bewirkt hatte. Wie aber der Abbildung 5.15 (links oben) zu entnehmen ist, blieb das erhoffte Anwachsen der transversalen Elektronenpolarisation bei diesen Messungen aus, es konnte lediglich ein leichter Anstieg der Polarisation im Bereich der Amplitude $A = -0.5$ mm beobachtet werden. Da aber auch bei diesen Optimierungsstudien nicht immer das Erreichen eines asymptotischen Endwertes (P_∞) abgewartet werden konnte, wurde eine weitere leichte Steigerung des transversalen Polarisationsgrades für einen längeren Abstand zwischen den einzelnen Beulenamplitudenänderungen erwartet. Diese Vermutung wurde im Bezug auf die Harmonische Beule +0imag. auch wenige Stunden später bestätigt.

Aufgrund der Tatsache, daß nur wenige Stunden bis zur Beendigung des Luminositätsbetriebes '93 für eine zusätzliche Polarisationsoptimierung zur Verfügung standen, wurden alle weiteren Messungen dieser Optimierungsphase während einer einzigen Elektronenstrahlfüllung direkt im Anschluß an die Untersuchung der Harmonischen Beule +0imag. durchgeführt. Der zeitliche Verlauf dieser Messung ist in der Abbildung 5.14 dargestellt.

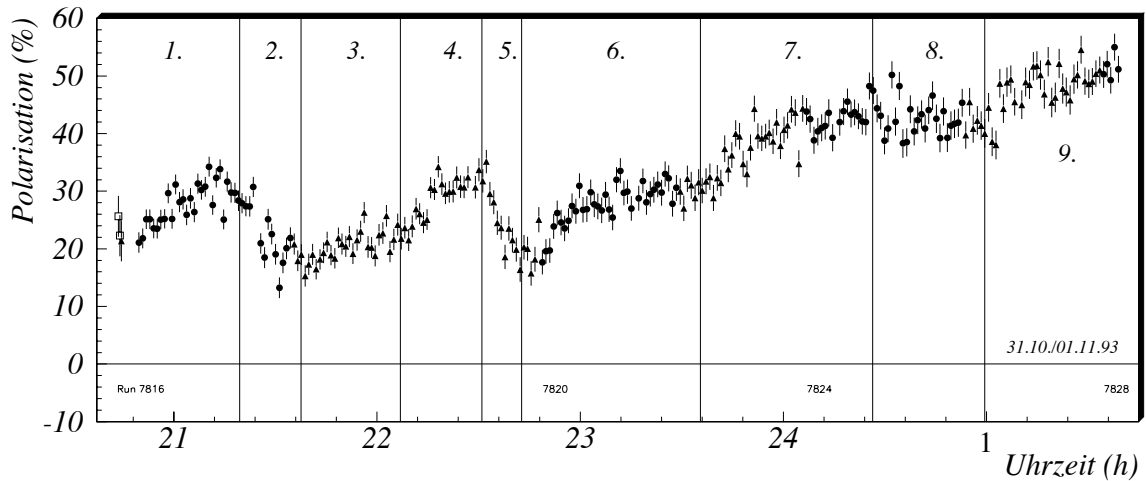


Abb. 5.14: Zeitliche Änderung der Polarisation während der Änderung der Amplituden der Harmonischen Beulen +0real/imag. und +1real/imag.

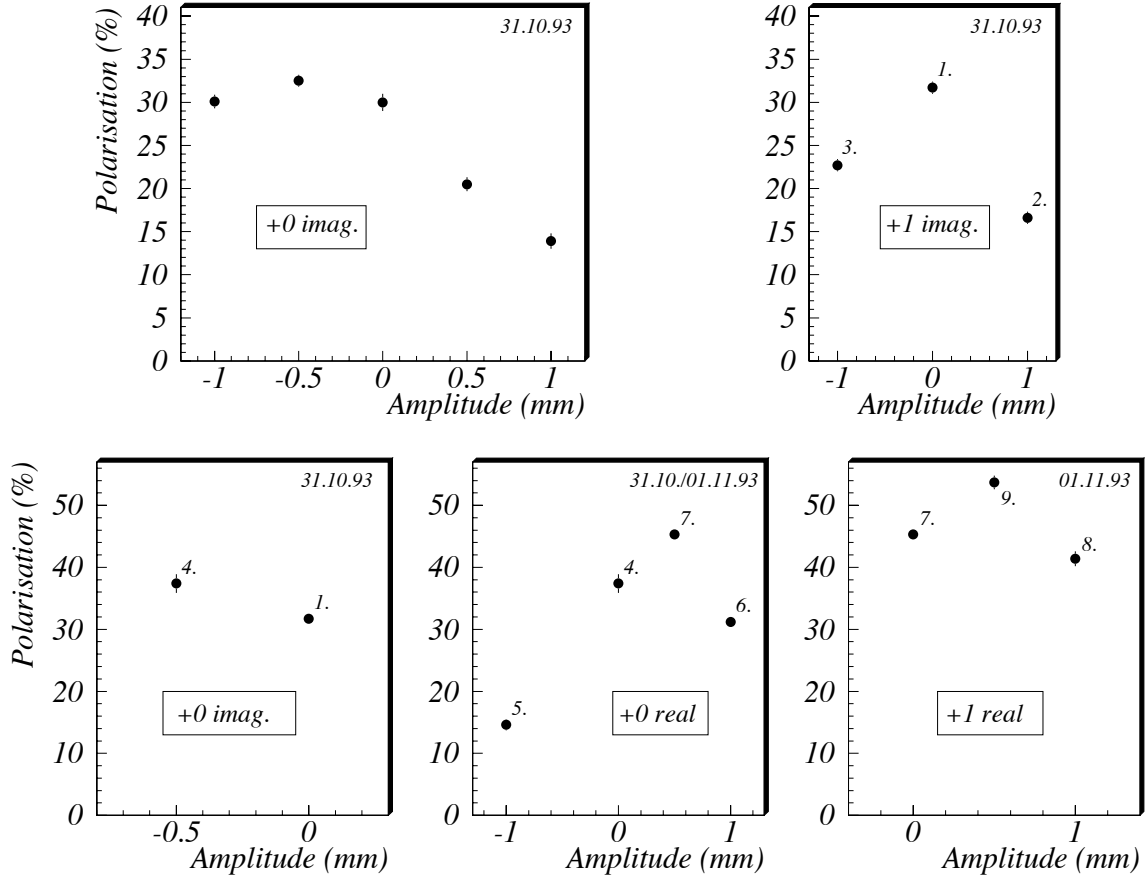


Abb. 5.15: Gemessene transversale Polarisationswerte für unterschiedliche Amplituden der vier Harmonischen Beulen der Fourierkoeffizienten f_k mit $k = 60, 61$.

Die vertikalen Striche in diesem Echtzeit-Plot geben wiederum die Zeitpunkte einer Amplitudenänderung an, durch die Ziffern 1 – 9 innerhalb der einzelnen Abschnitte soll die Zuordnung zu den daraus berechneten Polarisationsendwerten der Abbildung 5.15 ermöglicht werden.

Um diese Messungen mit den unmittelbar zuvor aufgenommenen Ergebnissen vergleichen zu können, wurde nach dem Beschleunigen der Elektronen auf ihre Sollenergie von $E_e = 26.695$ GeV der Wert der transversalen Elektronenpolarisation gemessen, ohne daß dabei eine vertikale Auslenkung des Elektronenstrahls mit Hilfe einer Harmonischen Beule getätigt wurde (Abbildung 5.14, Bereich „1“). Das Ergebnis von $P_\infty = 31.7 \pm 0.7\%$ zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem vorher gemessenen Wert von $P_\infty = 30.5 \pm 1.0\%$ bei derselben Maschineneinstellung, wodurch außerdem auf eine gute Kurzzeitreproduzierbarkeit geschlossen werden kann.

In den Bereichen „2“ und „3“ der Abbildung 5.14 wurde für die Amplitude der Harmonischen Beule +1imag. zuerst eine Einstellung von $A = 1$ mm

gewählt, danach ein Wert von $A = -1$ mm. Bei beiden Meßpunkten ist jeweils ein deutlicher Polarisationsverlust gegenüber der Ausgangseinstellung zu erkennen (siehe auch Abbildung 5.15, rechts oben), so daß von weiteren Amplitudenänderungen der Komponente +1imag. abgesehen wurde und der Wert $A = 0$ mm als bestmöglicher betrachtet wurde.

In dem sich anschließenden Bereich „4“ wurde zum einen die Harmonische Beule +1imag. wieder auf den Ursprungswert von $A = 0$ mm zurückgestellt, zum anderen wurde gleichzeitig eine Änderung der Beule +0imag. auf eine Amplitude von $A = -0.5$ mm vorgenommen. Mit dieser abermaligen Messung, einer schon am Nachmittag eingestellten Amplitude der Harmonischen Beule +0imag., sollte überprüft werden, inwieweit die vermutete leichte Steigerung des Polarisationsgrades zutreffend sei. Dabei zeigte sich schon nach einer Meßdauer von ca. 25 Minuten eine Polarisationserhöhung von $\Delta P_\infty \sim 5.0\%$ im Vergleich zu dem nur wenige Stunden vorher aufgenommenen Polarisationswert und es wurde ein maximaler Polarisationsgrad bei dieser Beulenauslenkung von $P_\infty = 37.4 \pm 1.5\%$ erreicht (Abbildung 5.15, links unten).

Im Gegensatz zu den bisher durchgeführten Optimierungsstudien wurde nun vor dem Abscannen einer weiteren Komponente nicht wieder der anfängliche Zustand ohne vertikale Abweichungen eingestellt, sondern die bis zu diesem Zeitpunkt für einen hohen Polarisationsgrad als optimal erachtete Maschineneinstellung wurde als Ausgangspunkt für weitere Optimierungen mit anderen Beulen zu Grunde gelegt. So wurde bei der Fortführung der Messungen mit der Harmonischen Beule +0real ein Polarisationswert von $P \sim 37.0\%$ als Ursprungswert angenommen.

Bei diesen Messungen wurden nacheinander die Beulenauslenkungen $A = -1$ mm, $A = +1$ mm und $A = +0.5$ mm (Bereiche „5“, „6“ und „7“) angewählt. Dabei ergab die erste Änderung eine sehr starke Verringerung des Polarisationsgrades, so daß schon vor dem Erreichen eines asymptotischen Endwertes, welcher als $P_\infty = 14.6 \pm 0.7\%$ berechnet wurde, die nächste vertikale Abweichung ausgewählt wurde. Mit den beiden folgenden Einstellungen der Harmonischen +0real konnte dann ein deutlicher Anstieg des Polarisationsgrades verzeichnet werden. Hierbei ergab sich für die Amplitude $A = +1$ mm ein Polarisationswert von $P_\infty = 31.2 \pm 0.5\%$ und für die Amplitude $A = +0.5$ mm konnte ein Endwert von $P_\infty = 45.3 \pm 0.7\%$ festgestellt werden (Abbildung 5.15, Mitte unten).

Dieser Wert wurde sodann als Ausgangswert für die Optimierung mit der letzten noch verbliebenen Harmonischen Beule +1real festgelegt. Die erste Amplitudeneinstellung dieser Harmonischen lag bei $A = +1$ mm (Bereich „8“) und führte zu einer leichten Verschlechterung des Polarisationsgrades auf $P_\infty = 41.0 \pm 2.1\%$. Durch die starken Schwankungen der Meßwerte wurde die Berechnung dieses Endwertes zusätzlich erschwert und dementsprechend ist das Ergebnis auch mit einem nicht üblichen hohen statistischen Fehler behaf-

tet. Das Ansteigen der transversalen Elektronenpolarisation bei der anschließenden und auch letzten Amplitudeneinstellung von $A = +0.5$ mm (Bereich „9“) konnte leider nicht bis zum Erreichen des Endwertes mitverfolgt werden, da von seiten der Experimente eine neue Elektronenfüllung gewünscht wurde und der Elektronenstrahl aus diesem Grund gedumpt wurde. Der berechnete maximale Polarisationsgrad von $P_\infty = 53.7 \pm 1.1\%$ ist ebenso wie der Meßwert des Bereiches „8“ in der Abbildung 5.15 rechts unten zu finden.

Im Verlauf der Optimierung mit den Harmonischen Beulen, besonders nach jeder neuen Amplitudeneinstellung, wurden die Luminositätswerte, welche von den beiden Experimenten für die jeweilige Wechselwirkungszone dargestellt wurden, kontinuierlich beobachtet. Dabei konnte während der gesamten Messung weder ein Nachlassen der spezifischen Luminosität, noch ein Ansteigen der Untergrundstrahlungsraten in Zusammenhang mit den Beulenänderungen gebracht werden. Eine Polarisationsoptimierung mit Hilfe der Harmonischen Beulen kann infolgedessen parallel zur Datennahme der beiden Experimente H1 und ZEUS durchgeführt werden, ohne daß eine maßgebliche Beeinträchtigung des Luminositätszustandes zu befürchten ist.

Reproduzierbarkeit dieser Optimierungsergebnisse :

Während der nächsten Elektronenstrahlfüllung sollte einerseits das Ergebnis der Optimierungsstudien bestätigt werden, speziell der maximale Polarisationsgrad von $P_\infty \sim 53.7\%$, andererseits sollte noch einmal die Wirkung der Harmonischen Beulen auf den Luminositätszustand beobachtet werden.

Hierzu wurde nach dem Beschleunigen der Elektronen auf die Energie von $E_e = 26.695$ GeV dieselbe Maschineneinstellung gewählt, wie vor dem Beginn der Optimierungen mit den Harmonischen Beulen. Anschließend wurde die Luminosität in den beiden Wechselwirkungszone optimiert und dieser Maschinenzustand noch eine kurze Zeit lang beibehalten.

Gegen 04:25 Uhr wurden dann gleichzeitig die drei Harmonischen Beulen +0real/imag. und +1real auf jene Amplituden verändert, bei welchen im Laufe der Optimierung die höchsten Polarisationswerte erreicht worden waren. Wie der Abbildung 5.15 zu entnehmen ist, waren dies die Werte $A = +0.5$ mm für die Komponenten +0real/+1real bzw. der Wert $A = -0.5$ mm für die Harmonische Beule +0imag. Der Zeitpunkt der Amplitudenänderungen ist in der Abbildung 5.16 durch den vertikalen Strich gekennzeichnet.

In der Folgezeit konnte über fast 1.5 Stunden ein Polarisationsanstieg beobachtet werden, der gegen 05:45 Uhr (bei der Beendigung des Luminositätsbetriebes für das Jahr 1993) noch nicht seinen asymptotischen Endwert erreicht hatte. Aus diesem Polarisationsverhalten wurde eine charakteristische Anstiegszeit von $\tau_\infty = 26.2 \pm 1.8$ min und eine maximale transversale Elektronenpolarisation von $P_\infty = 53.1 \pm 0.9\%$ berechnet, die im Rahmen des

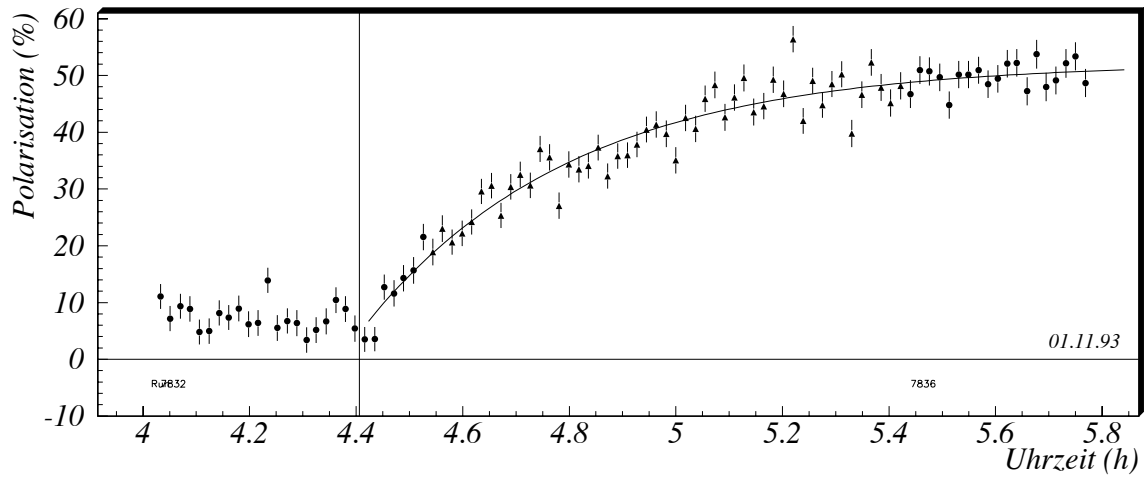


Abb. 5.16: *Polarisationsanstieg nach der gleichzeitigen Änderung der Amplituden dreier Harmonischer Beulen.*

statistischen Meßfehlers mit dem vorher aufgezeichneten Ergebnis übereinstimmt.

Im Bezug auf die Luminosität in den Wechselwirkungsbereichen konnte nach dem Einstellen der vertikalen Abweichungen für die Elektronen ein geringer Luminositätsverlust festgestellt werden. Dieser konnte jedoch durch eine leichte Korrektur der Positionierung des Protonenstrahls sofort wieder ausgeglichen werden, so daß keine nachhaltige Beeinträchtigung festzustellen war.

5.4 Maximaler Polarisationsgrad in HERA

Der bislang größte, in HERA beobachtete Wert der transversalen Elektronenpolarisation wurde am 20. November 1993 während einer für Polarisationsstudien zugeteilten Strahlzeit gemessen.

Wie zu Beginn der Polarisationsoptimierungen im Mai 1993, so waren auch diesmal sowohl die Solenoide und deren Kompensationsmagnete der Experimente H1 und ZEUS, als auch der Protonenspeicherring nicht im Betrieb. Es wurde jene Maschineneinstellung des Elektronenspeicherringes gewählt, welche sich als günstig für einen hohen Polarisationswert während der Optimierungsstudien im Luminositätsbetrieb erwiesen hatte (siehe Kapitel 5.3.4). Nachdem um ca. 06:40 Uhr dieselben Tunes wie in diesen Messungen eingestellt wurden, konnte bis ca. 08:20 Uhr (erster vertikaler Strich in der Abbildung 5.17) ein Anstieg der Elektronenpolarisation auf einen Wert von $P = 60.2 \pm 0.6\%$ beobachtet werden.

Als im Anschluß daran bis ca. 08:25 Uhr (zweiter senkrechter Strich) die Betatrontunes auf die Einstellungen $Q_x = 0.120$ und $Q_z = 0.200$ verschoben wurden, welche sich im Bereich der Werte der Mai-Optimierungen befanden, konnte eine weitere Steigerung des Polarisationsgrades auf einen maximalen Endwert von $P_\infty \sim 67.0\%$ festgestellt werden.

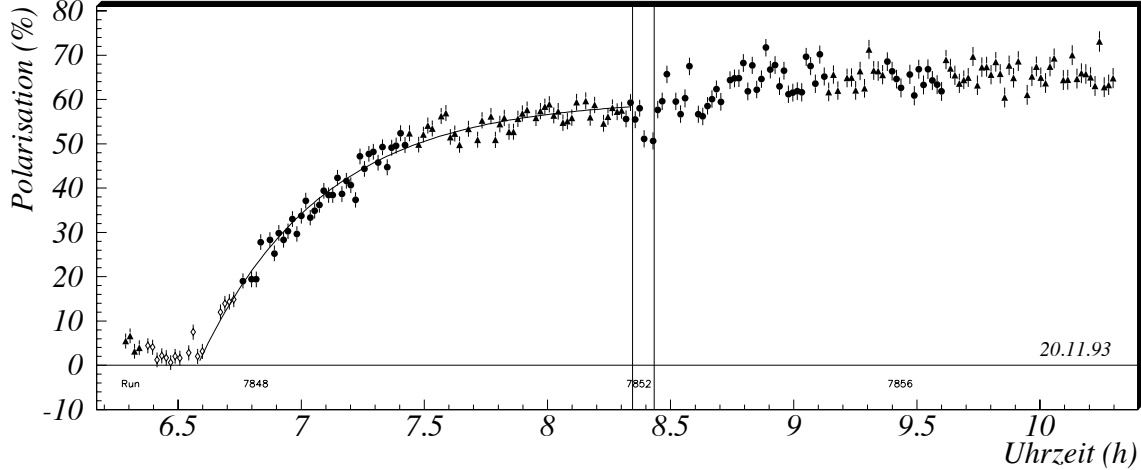


Abb. 5.17: Zeitlicher Verlauf der Messung, bei welcher der bisher größte Polarisationsgrad in HERA von $P_\infty \sim 67.0\%$ festgestellt wurde.

6 Resonanzdepolarisation

Im Jahr 1993 konnte bei HERA das Verfahren der Resonanten Spindepolarisation erstmals erfolgreich angewandt werden. Mit dieser Methode war eine Bestimmung der Elektronenenergie mit einer Genauigkeit von ± 3 MeV ($\frac{\Delta E}{E} \sim 1 \cdot 10^{-4}$) möglich, die sonst übliche Berechnung der Elektronenenergie aus den integrierten Feldstärken der Dipolmagnete hingegen ist mit einer Unsicherheit von ± 50 MeV [Bög94] behaftet.

Diese präzise Kenntnis der Strahlenenergie kann u.a. für die Optimierung der Elektronenpolarisation verwendet werden, da hierdurch die Positionen der depolarisierenden Resonanzen berechnet werden können. Aber auch bei anderen Experimenten ist die genaue Kenntnis der Elektronenenergie von Vorteil. Am Large Electron Positron Collider (LEP) wird das Verfahren der Resonanzdepolarisation ebenfalls angewendet und ermöglicht so eine sehr präzise Messung der Masse und der Breite des Z-Bosons [Arn92], [Arn94].

6.1 Prinzip der Energiebestimmung mit Hilfe der Resonanzdepolarisation

Ein Teilchenstrahl polarisierter Elektronen mit einer zur \vec{z} -Achse parallelen Richtung des Gleichgewichtspolarisationsvektors \vec{n}_o kann mittels eines variablen, zeitlich veränderlichen Magnetfeldes eines horizontalen Dipolmagneten depolarisiert werden.

Der Einfluß dieses vertikal ablenkenden Magnetfeldes auf die Elektronen ist im allgemeinen sehr gering. So wird die Umlaufbahn der Elektronen nur zu einem vernachlässigbar geringen Teil verändert, die Elektronenspins werden bei jedem Durchlaufen des Magneten zwar minimal aus ihrer ursprünglichen Richtung gekippt, diese Abweichung ist aber ohne Auswirkung auf den Polarisationsgrad der Elektronen. Ist die Anregungsfrequenz des Dipolmagneten f_{depol} (für HERA: $f_{depol} \sim 0.5 \cdot 47 \text{ kHz}$) jedoch in Resonanz mit dem fraktionellen Anteil ν_s der Spinpräzessionsfrequenz ν (für HERA: $\nu \sim 60.5 \cdot 47 \text{ kHz}$) oder in Resonanz mit der Spiegelfrequenz des fraktionellen Anteils ($1 - \nu_s$), so führt dies zu einer kontinuierlichen Aufweitung des Präzessionskegels und somit zu einem Herausdrehen der Elektronenspins aus der vertikalen in die horizontale Ebene. In der Abbildung 6.1 ist diese Resonante Spindepolarisation für eine Präzessionsfrequenz von $\nu = n \pm 0.5$ dargestellt.

Aufgrund der Proportionalität des Spintunes ν zur Energie E des Elektronenstrahls (vgl. Kapitel 4.2) [Arn92]

$$\nu = a\gamma = \frac{E \text{ [GeV]}}{0.4406486(1) \text{ [GeV]}} \quad . \quad (6.1)$$

läßt sich dann aus der Depolarisationsfrequenz f_{depol} sehr genau die Elektronenstrahlenergie von HERA bestimmen:

$$\begin{aligned} E &= \left(60 + \frac{f_{depol}}{f_{rev}}\right) \cdot 0.4406486(1) \text{ GeV} \quad \text{für } f_{depol} = \nu_s, \\ E &= \left(61 - \frac{f_{depol}}{f_{rev}}\right) \cdot 0.4406486(1) \text{ GeV} \quad \text{für } f_{depol} = 1 - \nu_s. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Dabei handelt es sich bei $f_{rev} = 47.317 \text{ kHz}$ um die Umlauffrequenz der Elektronen im Speicherring.

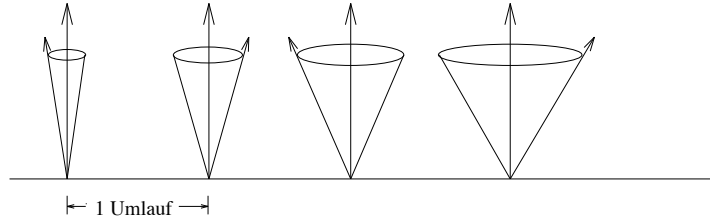


Abb. 6.1: Resonanzdepolarisation für den Fall $\nu = a\gamma = n \pm 0.5$.

Der bei HERA zur Depolarisation des Elektronenstrahls verwendete Hochfrequenz-Magnet befindet sich vor dem Beginn der langen geraden Sektion der Westhalle. Bei der maximal verwendeten integrierten Feldstärke von $Bl \leq 2 \cdot 10^{-2} \text{ lag}$ die Depolarisationszeit unter einer Minute.

6.2 Meßverlauf und Energieeichung von HERA

Die Depolarisationsmessungen wurden an mehreren Tagen, fast ausschließlich in den Monaten September und Oktober, während des Luminositätsbetriebes durchgeführt. Eine Verminderung der Luminositätswerte oder eine Erhöhung der Untergrundstrahlung und eine daraus resultierende Verschlechterung der Meßbedingungen für die Experimente ZEUS und H1 infolge der Depolarisationsmessungen wurde dabei nicht festgestellt. Ebenso waren die Lebensdauer und die Form des Elektronenstrahlprofils während der Depolarisationen keinerlei Schwankungen unterlegen, welche auf das Einstrahlen dieses zusätzlichen Magnetfeldes hätten zurückgeführt werden können.

Der zu dieser Zeit meist vorherrschende niedrige Polarisationsgrad von $P_\infty \sim 20\%$ war für die Depolarisationsstudien sehr gut geeignet, da einerseits die Polarisationswerte groß genug waren, um eine Depolarisation eindeutig feststellen zu können, andererseits wurde nach einer Depolarisation schon früher wieder ein asymptotischer Polarisationsendwert erreicht, so daß weitere Untersuchungen bei identischen Randbedingungen durchgeführt werden konnten.

Durch die Verwendung eines Sweep-Generators (Synthesizer/Function-Generator, Typ 3325B, Firma Hewlett-Packard) konnten nicht nur einzelne

festen Depolarisationsfrequenzen f_{depol} eingestellt werden, sondern ganze Frequenzbereiche konnten abgefahren werden, wobei die Geschwindigkeiten der zeitlichen Änderung der Frequenz (f/t) variiert werden konnte.

In der Abbildung 6.2 ist der typische Verlauf einer solchen Depolarisationsmessung dargestellt.

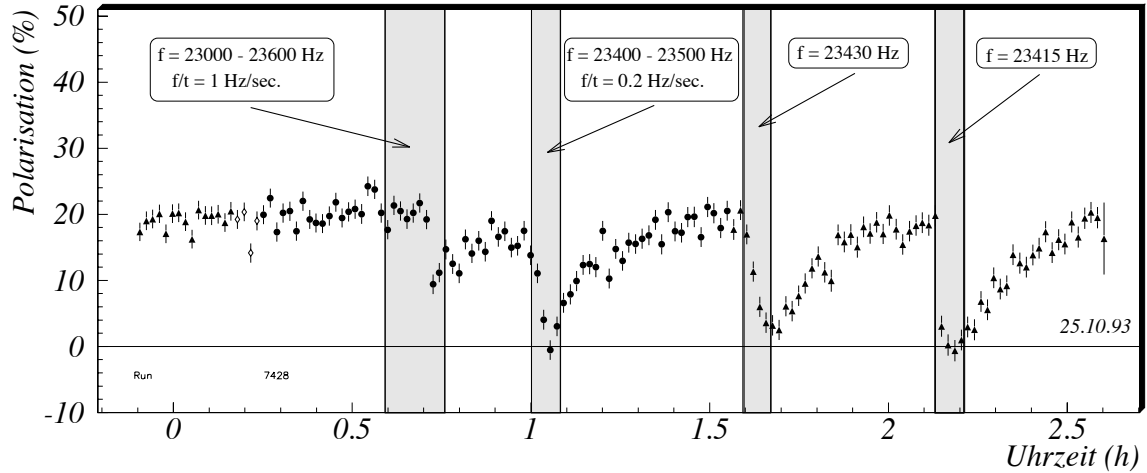


Abb. 6.2: Mehrmalige Depolarisation des Elektronenstrahls bei unterschiedlichen Frequenzbereichen und „Frequenzgeschwindigkeiten“.

Zur groben Lokalisierung der Resonanzfrequenz wurde zu Beginn einer Meßreihe meist ein größerer Frequenzbereich mit einer höheren „Frequenzgeschwindigkeit“ f/t abgesucht (vgl. Abbildung 6.2). Hierbei hat sich jedoch gezeigt, daß bei einer zeitlichen Änderung der Frequenz von $f/t > 1.0 \text{ Hz/s}$ kein deutlicher Polarisationsverlust mehr festzustellen war. Dies kann dadurch erklärt werden, daß bei hohen Geschwindigkeiten die Verweildauer auf der Resonanz nicht ausreichend war, um den Strahl zu depolarisieren.

Anschließend wurde die Depolarisationsmessung bei verkleinertem Frequenzbereich und verminderter Frequenzgeschwindigkeit oder bei einer festen Depolarisationsfrequenz wiederholt (siehe Abbildung 6.2).

Aus den Depolarisationen mit kontinuierlicher Änderung der Depolarisationsfrequenz wurde danach mit Hilfe der minütlich erstellten Polarisationswerte die Resonanzfrequenz bestimmt.

Dazu wurde jeweils die Steigungen m zweier aufeinanderfolgender Polarisationswerte berechnet

$$m = \frac{P_2 - P_1}{t_2 - t_1}$$

und diese Steigung m über der mittleren Frequenz des in der Zeitspanne $t_2 - t_1$ abgescannten Frequenzbereiches aufgetragen. Die Abbildung 6.3 zeigt die aus der Abbildung 6.2 berechneten Steigungen, aufgetragen über die jeweilige mittlere Frequenz für die beiden ersten Depolarisationen.

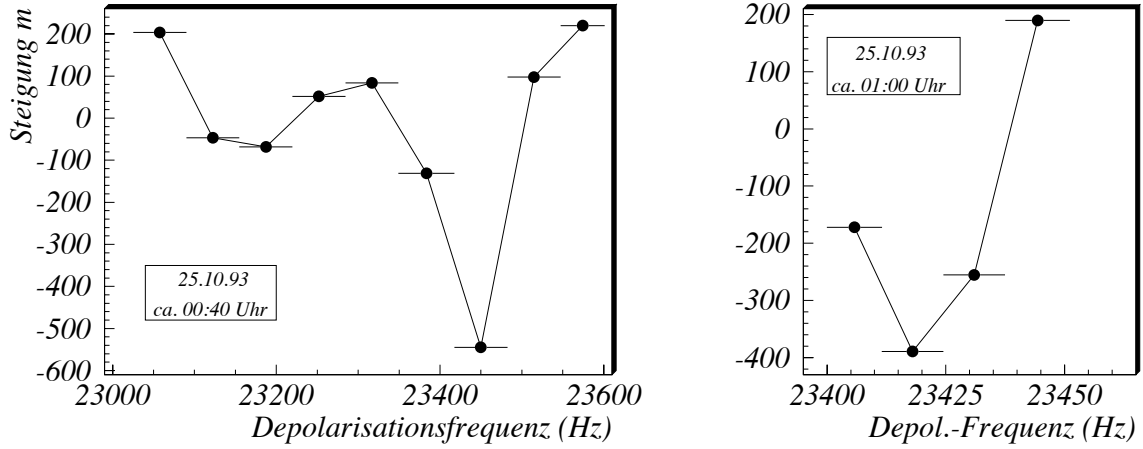


Abb. 6.3: Aus der Abbildung 6.2 berechnete Steigungen zwischen jeweils zwei Polarisationswerten, aufgetragen über die entsprechende mittlere Frequenz.

Jene mittlere Frequenz, welcher die größte negative Steigung zugeordnet werden konnte, wurde als Resonanzfrequenz angenommen, die halbe Frequenzbreite $\frac{1}{2} (f(t_2) - f(t_1))$ wurde als Fehler der Resonanzmessung definiert.

Aus diesen Depolarisationsfrequenzen konnte dann jeweils die Elektronenenergie mit Hilfe der Gleichung 6.2 bestimmt werden, nachdem zuvor folgende zwei Punkte berücksichtigt worden waren:

Synchrotron-Seitenband-Resonanzen :

Infolge der Tatsache, daß die Elektronen Synchrotron-Oszillationen unterliegen, werden die einzelnen Präzessionsfrequenzen jeweils mit dem Synchrotrontune Q_s moduliert und dies führt zu Synchrotronseitenbändern relativ zu der Hauptdepolarisationsfrequenz, bei welchen ebenfalls eine Depolarisation des Elektronenstrahls möglich ist. Das Ergebnis einer einzelnen Depolarisationsmessung kann daher niemals zur Energiebestimmung der Elektronen herangezogen werden. Eine Wiederholung der Messung bei leicht verändertem Synchrotrontune kann jedoch Aufschluß darüber geben, ob auf der Hauptresonanz depolarisiert wurde oder auf einer der Seitenbandresonanzen. Ändert sich durch das Verschieben von Q_s die Lage der Resonanzfrequenz, so wurde nicht die Hauptresonanz getroffen und eine Energiebestimmung ist daher nicht durchführbar.

Bei den erfolgten Messungen wurde diese Änderung des Spintunes Q_s mehrfach vorgenommen und es konnten dabei sowohl Seitenbandresonanzen erster Ordnung im Bereich von $f_{depol} \sim 20 \text{ kHz}$, als auch Seitenbandresonanzen zweiter Ordnung bei einer Depolarisationsfrequenz von $f_{depol} \sim 17 \text{ kHz}$ beobachtet werden, wobei die depolarisierende Wirkung dieser Seitenbandresonanzen von der der Hauptresonanz nicht zu unterscheiden war.

„Spiegel-Zweideutigkeit“ :

Da die Resonante Spindepolarisation im Fall einer Resonanz zwischen der Depolarisationsfrequenz f_{depol} und dem fraktionellen Anteil des Spintunes ν_s , aber auch für eine Resonanz zwischen f_{depol} und der Spiegelfrequenz $(1 - \nu_s)$ eintritt, mußte durch eine wiederholte Messung der Resonanzfrequenz bei leicht veränderter Elektronenstrahlenergie festgestellt werden, welche dieser beiden Resonanzbedingungen erfüllt war. Dabei konnte sichergestellt werden, daß die zuletzt genannte Resonanzbedingung zutreffend war und daher zur Berechnung der Elektronenenergie die Gleichung

$$E = \left(61 - \frac{f_{depol}}{47317 \text{ Hz}} \right) \cdot 0.4406486(1) \text{ GeV}$$

verwendet werden mußte.

Zur Energieeichung der Elektronenmaschine von HERA wurden nun die nominellen Energiewerte, welche aus den integrierten Feldstärken der Dipolmagnete berechnet werden, mit denen aus den Depolarisationsmessungen ermittelten Werten verglichen. Dabei konnte festgestellt werden, daß die nominellen Werte zwischen $E_{diff} = 33.4 \text{ MeV}$ und $E_{diff} = 35.9 \text{ MeV}$ über den entsprechenden Werten der Depolarisationsmessungen lagen. In der Abbildung 6.4 sind diese Werte gegeneinander aufgetragen. Die gestrichelte Linie symbolisiert den Bereich identischer Werte für beide Energien.

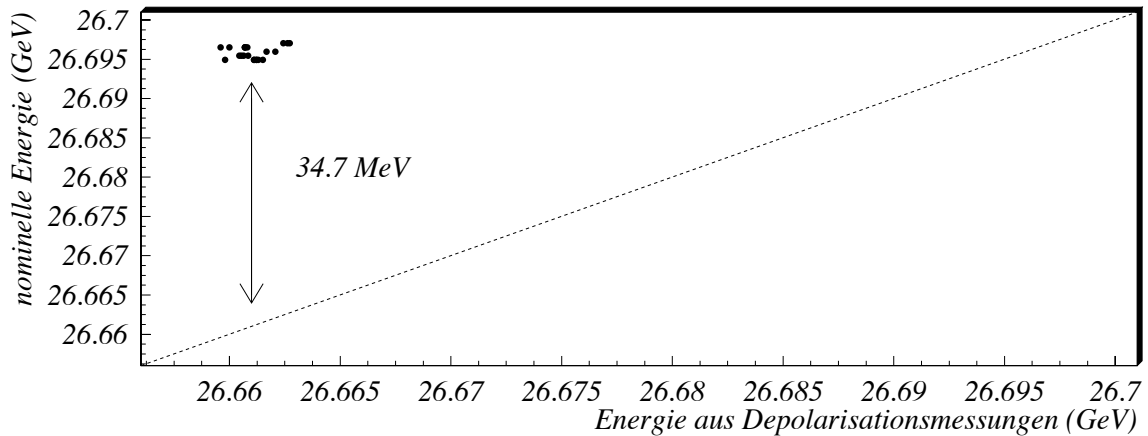


Abb. 6.4: Vergleich zwischen den mit Hilfe der Depolarisationsmessungen ermittelten Energiewerte und den nominellen Werten der Elektronenenergie von HERA.

Aus den 22 Meßwerte ergab sich eine mittlere Abweichung der nominellen Elektronenenergie von $E_{diff,mittel} = 34.7 \pm 0.2 \text{ MeV}$ bzgl. den aus den Depolarisationsmessungen ermittelten Werten.

6.3 Systematische Fehler

Nominelle Energie :

Die Netzgeräte, welche zur Einstellung des Stromes der Dipolmagnete verwendet werden, sind nur mit einer endlichen Genauigkeit kalibriert. Auf diesen Fehler in der Kalibration kann die Abweichung der nominellen von der tatsächlichen Energie ($\Delta E \sim 35 \text{ MeV}$) zurückgeführt werden.

Darüberhinaus muß noch ein weiterer systematischer Fehler berücksichtigt werden, welcher durch die Stabilität der Netzgeräte verursacht wird. Dieser mögliche Fehler bei der Stabilität der Elektronenenergie wird mit $\Delta E < 1.5 \text{ MeV}$ abgeschätzt.

Spintuneverschiebungen aufgrund longitudinaler und horizontaler Felder :

Der in der Gleichung 6.1 angegebene Zusammenhang zwischen dem Spintune ν und der Elektronenenergie E ist nur gültig für einen idealen Speicherring ohne zusätzliche horizontale und longitudinale Magnetfelder. Für einen realen Speicherring muß die Gleichung 6.1 daher folgendermaßen modifiziert werden:

$$\nu = \frac{E [\text{GeV}]}{0.4406486 [\text{GeV}]} + \delta\nu$$

Jedoch werden bei HERA die longitudinalen Felder der Solenoide der Experimente H1 und ZEUS lokal kompensiert, so daß deren Beitrag zu $\delta\nu$ vernachlässigt werden kann [Bar94b].

Die Verschiebung des Spintunes durch die Anwesenheit von Sextupol-Magneten und durch die horizontalen Felder der Quadrupole aufgrund von Abweichung der Elektronenumlaufbahn vom Design-Orbit liegt in der Größenordnung $\delta\nu \leq (1.8 \cdot 10^{-4}) \cdot \nu$ [Bög94], was einer Energieabweichung von $\Delta E \leq 0.08 \text{ MeV}$ entspricht.

Umlauffrequenz f_{rev} :

Für den Fehler bei der Bestimmung der Umlauffrequenz der Elektronen ($f_{rev} = 47.317 \text{ kHz}$) gilt: $\Delta f_{rev} \ll 1.0 \text{ Hz}$ [Bia94]. Daraus ergibt sich ein maximaler Fehler für die Berechnung der Elektronenenergie von $\Delta E \ll 0.01 \text{ MeV}$.

Resonanzbreite :

Simulationen mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms SITROS haben ergeben, daß die Breite der Resonanz, bei welcher eine wirksame Depolarisation durchführbar ist, linear von der integrierten Feldstärke des Depolarisationsmagneten abhängt. Bei der maximalen verwendeten Feldstärke von $Bl < 2 \cdot 10^{-4} \text{ Tm}$ ergibt sich hieraus eine mögliche Resonanzbreite von $\Delta E < 2 \text{ MeV}$ [Bög94].

Statistische Schwankungen der Polarisationswerte :

Da die Steigungen zwischen den einzelnen Meßpunkten aus den minütlich erstellten Polarisationswerten berechnet wurden, sind diese den statistischen Schwankungen der Meßwerte unterlegen und dementsprechend ist auch die Angabe der Resonanzfrequenz mit einem Fehler behaftet, der von diesen statistischen Fluktuationen herrührt. Als maximaler Fehler bei der Bestimmung der Resonanzfrequenz wird die doppelte Frequenzbreite zwischen zwei Polarisationswerten angenommen. Hieraus ergibt sich ein maximaler Fehler bei der Energiebestimmung von $\Delta E < 1.3 \text{ MeV}$.

Depolarisatorfrequenz :

Zur Untersuchung der zeitlichen Differenz zwischen eingestrahelter Frequenz des Depolarisators und der vom Sweep-Generator angegebenen Depolarisationsfrequenz wurden mehrere „periodische Scans“ durchgeführt. Bei diesen wurde wiederum ein Frequenzbereich kontinuierlich abgefahren, allerdings wurde beim Erreichen des Frequenzendwertes die Frequenzänderung mit negativer, jedoch betragsmäßig unveränderter, Frequenzgeschwindigkeit fortgesetzt. Aus einem Vergleich der Messungen der Resonanzfrequenz für positive und negative Frequenzgeschwindigkeit konnte dann eine zeitliche Synchronisation zwischen Sweep-Generator und Depolarisator mit einer Genauigkeit von $\Delta t_{max} < 90 \text{ s}$ verifiziert werden. Bei der maximal verwendeten Frequenzgeschwindigkeit von $f/t = 1.0 \text{ Hz/s}$ ergibt sich daraus ein maximaler Fehler bei der Energiebestimmung von $\Delta E < 0.9 \text{ MeV}$.

Insgesamt ergibt sich hieraus ein systematischer Gesamtfehler von $\Delta E_{ges,sys} < 3.0 \text{ MeV}$.

Die hier erläuterten möglichen systematischen Fehler bei der Energiebestimmung sind in der nachfolgenden Tabelle zusammen mit den abgeschätzten maximalen Fehlern noch einmal aufgeführt. Im oberen Teil der Tabelle sind die maschinenspezifischen Fehler aufgelistet, welche durch die Stabilität der Netzgeräte dominiert werden.

Die systematischen Fehler, die aufgrund der Meßmethode der Resonanzfrequenz auftreten und im unteren Teil der Tabelle zusammengefaßt sind, könnten bei der Verwendung des unten erwähnten Meßverfahrens deutlich reduziert und teilweise sogar vollkommen beseitigt werden.

Trotz dieser möglichen Fehler aufgrund der Meßmethode kann zusammenfassend festgestellt werden, daß die Differenzwerte zwischen der nominellen Energie und den aus den Resonanzfrequenzen berechneten Energiewerten nur gering um die mittlere Abweichung ($E_{diff,mittel} = 34.7 \pm 0.2 \text{ MeV}$) streuen ($\sigma_{diff} \approx 0.97 \text{ MeV}$) und daß diese Streuung deutlich unter dem möglichen Fehler aufgrund der Stabilität der Netzgeräte liegt.

Fehlerquelle	ΔE
Stabilität d. Nominellen Energie	$< 1.5 \text{ MeV}$
Spintuneversch. aufgrund horiz. Felder	$\leq 0.08 \text{ MeV}$
Umlauffrequenz	$\ll 0.01 \text{ MeV}$
Resonanzbreite	$< 2.0 \text{ MeV}$
Statistische Schwankungen	$< 1.3 \text{ MeV}$
Depolarisatorfrequenz	$< 0.9 \text{ MeV}$
Systematischer Gesamtfehler	$< 3.0 \text{ MeV}$

Verbessertes Meßverfahren :

Die zwei grundsätzlichen Unterschiede dieses anderen Verfahrens im Vergleich zu der bis jetzt verwendeten Methode sind:

- Eine Depolarisation nur mehr einzelner oder weniger Elektronenpakete (Bunche) des Speicherringes und nicht mehr eine Depolarisation aller Elektronen.
- Eine Depolarisation über wenige Minuten bei ausschließlicher Verwendung fester Depolarisationsfrequenzen.

Die Bestimmung der Resonanzfrequenz könnte bei diesem Verfahren folgendermaßen durchgeführt werden:

Bei der Verwendung einer möglichst geringen integrierten Feldstärke des Depolarisationsmagneten sollten verschiedene Elektronenbunche depolarisiert werden, wobei die eingestellte Depolarisationsfrequenz f_{depol} um jeweils $\Delta f_{\text{depol}} \approx 5.0 \text{ Hz}$ verändert werden sollte. Für jede dieser Messungen sollte danach der Quotient aus ursprünglichem Polarisationsgrad und dem Polarisationswert nach der Depolarisation des Bunches gebildet werden.

Trägt man nun die gemessenen Quotienten über die entsprechende Depolarisationsfrequenzen auf, so kann zum einen mit großer Genauigkeit die Resonanzfrequenz bestimmt werden, zum anderen läßt sich auch die Breite der depolarisierenden Resonanz sehr gut messen und der entsprechende Fehler kann hierdurch deutlich verringert werden.

Durch das Depolarisieren unterschiedlicher Bunche entfällt bei dieser Methode das Abwarten nach einer erfolgten Depolarisation bis zum erneuten Erreichen eines asymptotischen Endwertes, wie bei dem bisher verwendeten Verfahren.

Dadurch könnten nicht nur einzelne Messungen in viel kürzeren Abständen wiederholt werden, sondern es könnte durch die Polarisationsmessung nicht depolarisierter Bunche auch untersucht werden, inwieweit sich der Polarisationsgrad der restlichen Elektronenpakete zwischenzeitlich verändert hat.

Durch das Depolarisieren mit festen Resonanzen könnte der systematische Fehler bei der Angabe der Depolarisationsfrequenz von vornherein ausgeschlossen werden.

Die mit diesem Verfahren verbundene Messung des Polarisationsgrades einzelner Elektronenbunche ist mit dem Polarimeter in seinen jetzigen Zustand möglich und konnte schon mehrfach erfolgreich getestet werden.

Die Reduzierung der mit dem Kalorimeter gemessenen Ereignisse und die damit verbundene Verschlechterung der Statistik könnte durch die mehrminütige Depolarisation bei fester Frequenz f_{depol} teilweise ausgeglichen werden.

Durch die Eigenschaft, die Messung der Resonanzfrequenz in kurzen Abständen zu wiederholen, könnten auch Untersuchungen in Bezug auf die Stabilität der Elektronenenergie durchgeführt werden, was bisher durch den langsamen Polarisationsaufbau nicht möglich war. Durch eine vergleichbare Messung konnte am LEP in den Jahren 1992 und 1993 konnten Energieschwankungen bis zu $\Delta E \sim 10 \text{ MeV}$ festgestellt werden, die auf den Einfluß des Gravitationsfeldes des Mondes zurückgeführt werden konnten [Arn94]. Das Gravitationsfeld führt dabei zu Schwankungen der Erdoberfläche, die sich bei großen Beschleunigungen in deutlich erkennbaren Energieschwankungen äußern.

7 Einfluß der Solenoide auf die Polarisation

Wie schon in der Abbildung 5.10 zu erkennen war, wird die transversale Elektronenpolarisation durch die starken longitudinalen Felder der Solenoide der beiden Experimente H1 und ZEUS zerstört, wenn diese nicht kompensiert werden.

Um eine Information darüber zu besitzen, wie empfindlich die Polarisation auf eventuell auftretende leichte Schwankungen der Magnetfelder reagiert, wurde am 25.05.93 eine Messung durchgeführt, bei welcher der Strom des Kompensationsmagneten des ZEUS-Experimentes mehrfach verändert wurde.

Der Strom wurde dabei, ausgehend von dem üblichen Betriebszustand von $I = 712 \text{ A}$, schrittweise auf den Wert $I = 350 \text{ A}$ gesenkt. Die für die Datennahme verwendete Einstellung des Stromwertes des ZEUS-Solenoiden von $I = 3950 \text{ A}$ wurde während der gesamten Messung beibehalten.

Die Abbildung 7.1 zeigt den zeitlichen Verlauf der Messung. Durch die vertikalen Striche werden die Zeitpunkte markiert, bei welchen der Strom des Kompensators verändert wurde. Die Stromwerte sind innerhalb der entsprechende Zeitabschnitte angegeben. Um ca. 06:40 Uhr wurde der Elektronenstrahl für eine andere Untersuchung kurzzeitig mit Hilfe einer Harmonischen Beule depolarisiert.

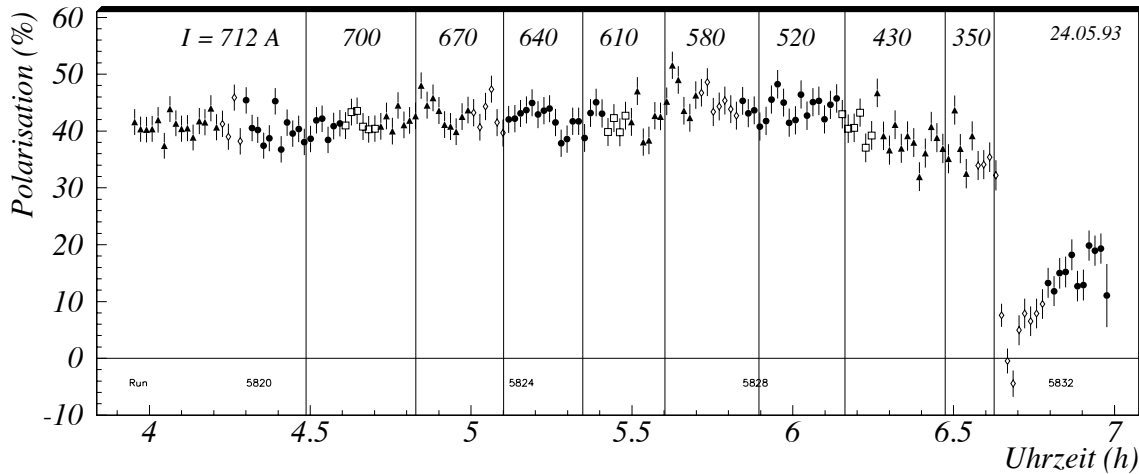


Abb. 7.1: Messung der Polarisationswerte bei unterschiedlichen Einstellungen des Kompensatorstromes.

Für jede Stromeinstellung wurde der Grad der transversalen Elektronenpolarisation P_{∞} nach der im Anhang A beschriebenen Methode berechnet. Da die gesamte Studie am Ende einer Elektronenfüllung durchgeführt wurde, konnte das Polarisationsverhalten nach jeder Einstellung eines neuen Strom-

wertes nicht sehr lange beobachtet werden, wodurch ein zusätzlicher systematischer Fehler bei der Bestimmung des Polarisationswertes P_∞ angenommen werden kann. Die aus der Abbildung 7.1 berechneten Polarisationswerte für die einzelnen Stromwerte sind in der Abbildung 7.2 dargestellt.

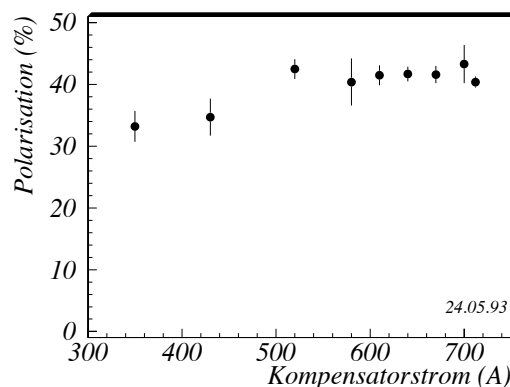


Abb. 7.2: Aus der Abbildung 7.1 berechnete asymptotische Polarisationsendwerte P_∞ für die entsprechenden Einstellungen des Kompensationsmagneten.

Wie dieser Abbildung entnommen werden kann, sind trotz der möglichen systematischen Fehler bei der Berechnung der Polarisationswerte keine drastischen Polarisationsverluste bis zu einer Änderung des Stromes von $\Delta I \sim 200 \text{ A}$ zu erkennen. Unterhalb einer Stromstärke von $I = 500 \text{ A}$ läßt sich dann allerdings eine leichte Verminderung des Polarisationsgrades feststellen.

Aus dieser Messung wird ersichtlich, daß Schwankungen in der Kompensation des Experiment-Solenoiden bis zu einer Größenordnung von ca. 25% des ursprünglichen Wertes unkritisch für den Grad der transversalen Elektronenpolarisation sind.

8 Studien zu systematischen Fehlern

8.1 Messung der Polarisationsaufbauzeit

Da der asymptotische Endwert der transversalen Elektronenpolarisation (P_∞) mit der charakteristischen Anstiegszeit τ_∞ über die Beziehung

$$P_\infty = \left(\frac{P_{max}}{\tau_{max}} \right) \cdot \tau_\infty \quad (8.1)$$

verknüpft ist (vgl. Gleichung 4.9), läßt sich durch die Messung der Polarisationsaufbauzeit τ_∞ der systematische Fehler des Polarimeters bestimmen. Aufgrund einiger Dipolmagnete im Bereich der Wechselwirkungszonen, welche antiparallel zum Hauptablenkfeld des Speicherringes orientiert sind, weichen die Werte P_{max} und τ_{max} geringfügig von P_{ST} und τ_{ST} ab. Für eine Strahlenergie des HERA-Elektronenringes von 26.66 GeV liegen sie bei $P_{max} = 91.56$ und $\tau_{max} = 43.23$ min [Bög93].

Diese Messung der Polarisationsaufbauzeit wurde nachträglich bei verschiedenen Polarisationswertmessungen des Jahres 1993 mit Polarisationsendwerten von $P_\infty \sim 16\%$ bis $P_\infty \sim 60\%$ durchgeführt. Studien mit dem alleinigen Ziel einer Bestimmung von τ_∞ wurden nicht durchgeführt.

Wie in den Abbildungen 5.10, 5.12, 5.16 und 5.17 zu erkennen ist, wurde bei jeder der relevanten Messungen ein Polarisationsverlauf gemäß der Gleichung

$$P(t) = P_\infty \cdot (1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_\infty}}) \quad (8.2)$$

an die minütlich erstellten Polarisationswerte gefittet (vgl. Gleichung 4.8). Diese Fits wurden mit Hilfe des Programmes „MINUIT“ [CER93] erstellt, wobei die Parameter P_∞ , τ_∞ und t_0 als freie Parameter behandelt wurden und durch eine Angabe von t_{start} und t_{end} der zu fittende Bereich festgelegt wurde.

Für jede der gefitteten Anstiegszeiten τ_∞ wurde anschließend der Polarisationsendwert P_∞ gemäß der Gleichung 8.1 berechnet, welcher nachfolgend mit $P_{\infty,\tau}$ bezeichnet wird. In der Abbildung 8.1 sind diese maximalen Polarisationswerte $P_{\infty,\tau}$ über den asymptotischen Polarisationsendwerten P_∞ , welche davon unabhängig mit Hilfe der Fits bestimmt wurden, aufgetragen.

Durch das Symbol (o) werden jene Meßpunkte gekennzeichnet, deren Anstiegskurven im Verlauf von Depolarisationsmessungen aufgenommen wurden. Bei diesen Messungen wurde, wie auch der Abbildung 6.2 zu entnehmen ist, nur näherungsweise ein asymptotischer Polarisationsendwert abgewartet. Bedingt durch diese Tatsache sind die möglichen Fehler in den freien Parametern des Fits (P_∞ , τ_∞) größer als bei Messungen über einen längeren Zeitraum und dementsprechend ist auch der aus der Anstiegszeit τ_∞ berechnete Polarisationswert $P_{\infty,\tau}$ mit einem größeren Fehler behaftet.

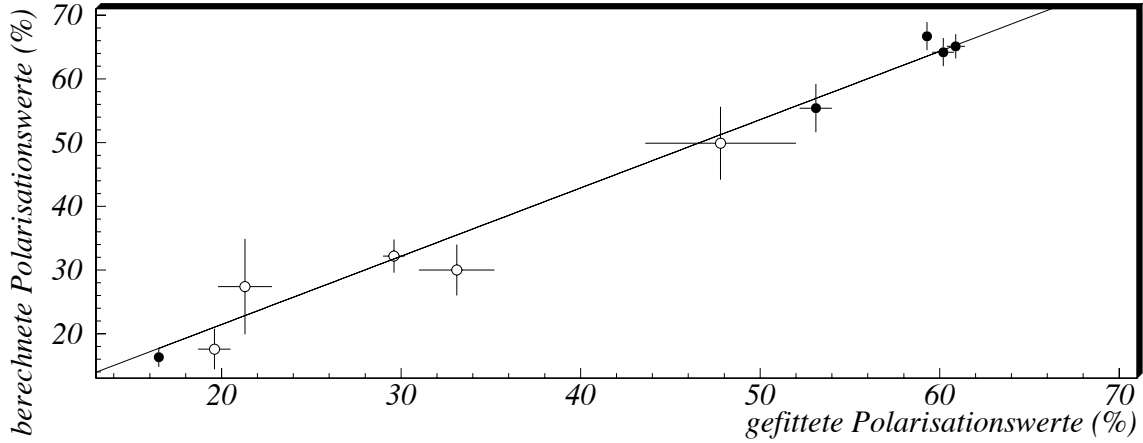


Abb. 8.1: Vergleich der mit Hilfe der Fits erhaltenen Polarisationswerte P_∞ mit den entsprechenden aus den Anstiegszeiten τ_∞ berechneten Werten $P_{\infty,\tau}$.

Mit Hilfe des Programmes „MINUIT“ [CER93] wurde anschließend eine Ursprungsgerade an die in der Abbildung 8.1 dargestellten Punkte gefittet und als Steigung der Geraden ein Wert von $m = 1.072$ ermittelt ($\chi^2 = 0.728$). In der Abbildung 8.1 ist diese Gerade durch die eingezeichnete Linie dargestellt. Unter Verwendung der Gleichungen

$$\mu(P_{\infty,i}) = 1.072 \cdot P_{\infty,i} \quad , \quad g_i = \frac{1}{(\Delta P_{\infty,\tau,i})^2} \quad (i = 1, \dots, 10)$$

wurde die Streuung σ der Polarisationswerte $P_{\infty,\tau,i}$ von der Fitgeraden berechnet.

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_i g_i \cdot (P_{\infty,\tau,i} - \mu(P_{\infty,i}))^2}{\sum_i g_i}} = 2.0\% \quad . \quad (8.3)$$

Dabei sind $P_{\infty,i}$ die aus dem Fit gemäß der Gleichung 8.2 für die zehn Messungen erhaltenen Polarisationsendwerte P_∞ . Die Bezeichnungen $P_{\infty,\tau,i}$ bzw. $\Delta P_{\infty,\tau,i}$ stehen für die aus den zehn verschiedenen Anstiegszeiten τ_∞ bzw. $\Delta\tau_\infty$ errechneten Polarisationswerte.

Unter der Annahme einer relativen Korrektur der Polarisationsachse um $\sim +7\%$ kann aus dem Wert für σ ein systematischer Fehler des Polarimeters von $\leq 3\%$ abgeschätzt werden.

Eine detaillierte Untersuchung verschiedener Anstiegszeiten der Jahre 1993 und 1994 ist das Hauptthema der Arbeit von G. Schmidt [Sch94].

8.2 Polarisation in Abhängigkeit von der Kalorimeterposition

Im August 1993 wurden zwei Messungen mit dem Ziel einer Überprüfung bestimmter Kalorimeteigenschaften durchgeführt, in welchen die Position des Kalorimeters schrittweise verändert wurde.

Obwohl jede Kalorimeteinstellung nach ca. 10 - 12 min wieder geändert wurde, können diese Messungen auch für eine Untersuchung der Stabilität der Polarisationsberechnung herangezogen werden.

Wie in dem Kapitel 3.2 erläutert wurde, wird aus dem Abstand der Verteilungsschwerpunkte für rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Laserlicht der Grad der transversalen Elektronenpolarisation berechnet. Hierfür werden die Verteilungsschwerpunkte aus den minütlich erstellten Histogrammen nach einer Energieselektion und einem „Abschneiden“ der äußeren η -Kanäle bestimmt.

Liegt der Gesamtschwerpunkt der Comptonphotonenverteilung aber nicht im Zentrum des Kalorimeters, sondern ist zu diesem vertikal verschoben, so kann das „Entfernen“ der äußeren Ereignisraten zu einer Veränderung der Lage der Verteilungsschwerpunkte und demzufolge zu einem falsch berechneten Polarisationsgrad führen.

In den genannten Messungen wurde das Kalorimeter zuerst auf den Comptonphotonenstrahl zentriert und anschließend bis zu einer maximalen vertikalen Abweichung von $-200\ \mu\text{m}$, relativ zum Gesamtschwerpunkt der Comptonphotonen, verschoben. Für jeden Zustand des Kalorimeters wurde danach ein Gleichgewichtspolarisationswert P_∞ nach der im Anhang A angegebenen Methode bestimmt.

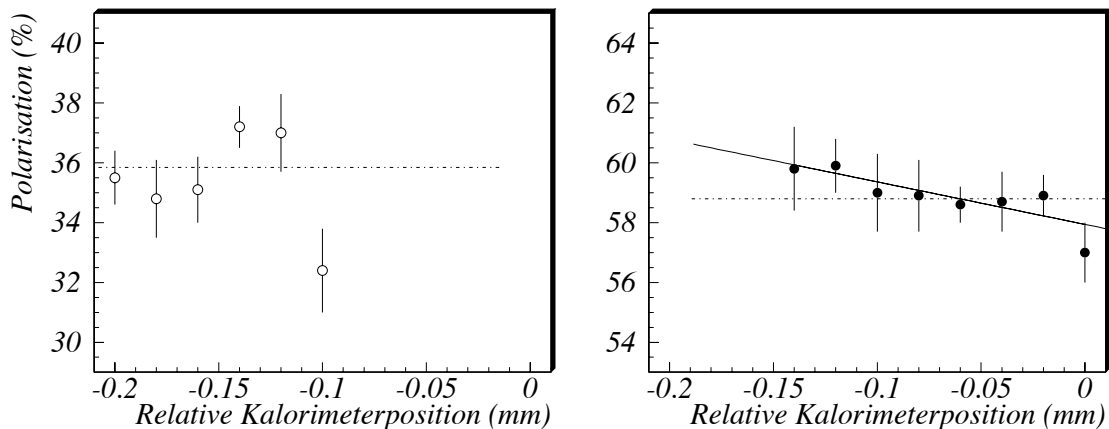


Abb. 8.2: Polarisationswerte bei verschiedenen, relativ zum Schwerpunkt der Comptonphotonenverteilung verschobenen, Kalorimeterpositionen.

In der Abbildung 8.2 sind die berechneten Polarisationswerte über den ent-

sprechenden relativen Verschiebung des Kalorimeters aufgetragen. Die durch das Symbol \circ dargestellten Meßpunkte wurden am 18.08.93 aufgenommen, die durch das Symbol \bullet gekennzeichneten Polarisationswerte am 19.08.93. Die beiden strichpunktierten Linien ($-\cdot-\cdot-$) kennzeichnen die jeweiligen Mittelwerte der Messungen, die durchgezogene Linie beschreibt den Verlauf einer durch die Meßpunkte gefitteten Geraden.

Der Abbildung 8.2 ist zu entnehmen, daß die Polarisationswerte der Messungen vom 18.08.93 (\circ) mit einem Wert von $\sigma = 1.5\%$ um ihren Mittelwert $P_{\infty, \text{mittel}} = 35.9 \pm 0.4\%$ streuen. Eine Korrelation zwischen den Polarisationswerten und der vertikalen Verschiebung des Kalorimeters kann aber nicht festgestellt werden.

Bei der zweiten Meßreihe (\bullet) kann ein leichter Anstieg der Polarisationswerte mit zunehmender vertikaler Abweichung des Kalorimeters erkannt werden. Die Änderung der Polarisation für eine Verschiebung des Kalorimeters von $140 \mu\text{m}$ lag bei $\Delta P \sim 2\%$, was einer relativen Polarisationserhöhung von $\sim 3.5\%$ entspricht. Eine eindeutige Aussage über eine Polarisationserhöhung bei größer werdender vertikaler Verschiebung kann aber nicht getroffen werden, da die gemessenen Polarisationswerte auch mit einem mittleren Gleichgewichtspolarisationswert von $P_{\infty, \text{mittel}} = 58.8 \pm 0.3\%$ verträglich sind.

Da im Verlauf der Messungen des Jahres 1993 darauf geachtet wurde, das Kalorimeter immer im Bereich von $\pm 100 \mu\text{m}$ zentriert zu halten, kann hieraus ein maximaler relativer Fehler des Polarisationsgrades $\leq 2.4\%$ abgeschätzt werden. Durch eine Wiederholung dieser Messung bei längeren Meßzeiten für jede Kalorimetereinstellung könnte dieser Effekt genauer untersucht werden.

9 Longitudinale Elektronenpolarisation

Wie in der Einleitung dieser Arbeit erwähnt wurde, wird für das HERMES-Experiment ein Teilchenstrahl longitudinal polarisierter Elektronen benötigt.

Da sich die Polarisation aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes antiparallel zum Magnetfeld der Ablenkmagnete ausbildet (vgl. 4.1) und die Richtung des Gleichgewichtspolarisationsvektors \vec{n}_o daher vertikal orientiert ist, müssen die transversal polarisierten Elektronen vor dem Wechselwirkungspunkt des HERMES-Experimentes in die longitudinale Richtung gedreht werden und nach dem Experimentbereich wieder zurück in die vertikale Richtung. Im Winter-Shutdown 1993/94 wurden die für diese Drehung des Teilchenspins benötigten Spin-Rotatoren in den HERA-Elektronenring eingebaut.

Nachdem Anfang Mai 1994 mit Hilfe verschiedener Harmonischer Beulen ein transversaler Polarisationsgrad von $P_\infty \sim 65\%$ erreicht worden war, wurden die Spin-Rotatoren, welche aus einer Abfolge horizontaler und vertikaler Dipolmagnete bestehen [Buo86], eingeschaltet.

Bei der darauffolgenden Messung der Elektronenpolarisation konnte, ohne eine weitere Optimierung des Elektronenmaschine, ein longitudinaler Polarisationsgrad der Elektronen von $P_{\infty, long} \geq 55\%$ [Dür94] beobachtet werden (siehe Abbildung 9.1).

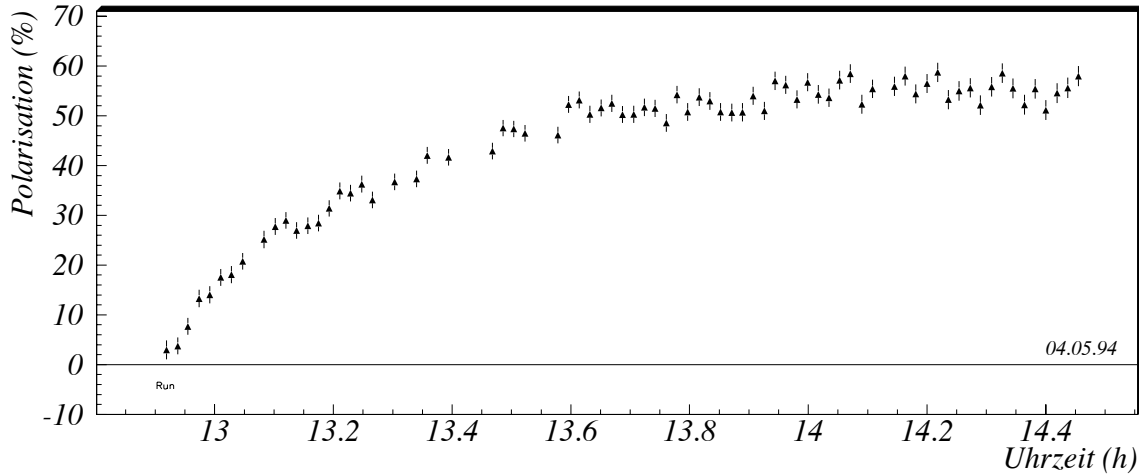


Abb. 9.1: Verlauf der Polarisationsmessung mit longitudinal polarisiertem Elektronenstrahl im Bereich des HERMES-Experimentes.

Dies war weltweit das erste Mal, daß in einem Elektronenspeicherring ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl erzeugt werden konnte. Eine ausführlichere Behandlung dieser Messungen wird in [Oel95] zu finden sein.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sollte bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen des Elektronenspeicherrings HERA durch die Verwendung verschiedener Optimierungsverfahren ein möglichst hoher Polarisationsgrad erreicht werden und die Stabilität und Reproduzierbarkeit der Elektronenpolarisation aufgezeigt werden. Darüberhinaus sollte mit Hilfe des Prinzips der Resonanzdepolarisation eine exakte Messung der Elektronenenergie des Speicherrings durchgeführt werden.

Nach einer Beschreibung des Aufbaus des verwendeten Compton-Polarimeters und einer Einführung in die Grundlagen der Polarisationsbestimmung mit Hilfe der Comptonstreuung polarisierter Photonen an polarisierten Elektronen wurden die für den Polarisationsgrad in einem Speicherring ausschlaggebenden Vorgänge erläutert.

Die zur Optimierung der transversalen Elektronenpolarisation verwendeten Methoden wurden im Anschluß vorgestellt und die damit durchgeführten Messungen eingehend beschrieben.

Mit diesen Messungen konnte gezeigt werden, daß bei reinem Elektronenstrahlbetrieb ein Polarisationsgrad von $P \sim 67\%$ erreicht werden kann. Eine hierbei ermittelte Einstellung des Elektronenspeicherrings ermöglicht auch unter Luminositätsbedingungen ohne weitere Optimierungen eine nur gering verminderte transversale Elektronenpolarisation. Die gemessenen Polarisationswerte waren dabei über mehrere Stunden stabil und konnten auch nach Monaten reproduziert werden. Eine Beeinträchtigung der Polarisierung durch Elektronen-Protonen-Kollisionen konnte im Rahmen der Messungen nicht festgestellt werden.

Bei einer während des Luminositätsbetriebes durchgeführten Optimierung der Elektronenpolarisation konnten Polarisationswerte von $P \sim 55\%$ erreicht werden. Dabei konnte festgestellt werden, daß eine Optimierung der Elektronenpolarisation parallel zur Datennahme der Experimente H1 und ZEUS vorgenommen werden kann, ohne daß hierdurch nachhaltige Beeinträchtigungen für die Meßbedingungen der Experimente zu befürchten sind.

Mit Hilfe der Resonanzdepolarisation, welche bei HERA erstmals erfolgreich angewendet wurde, wurde die Elektronenenergie mit einem maximalen Fehler von ~ 3 MeV bestimmt und eine Energieeichung des HERA-Elektronenspeicherrings durchgeführt. Bei dieser Energieeichung ergab sich eine mittlere Abweichung der nominellen Energie von den Energiewerten, welche mit Hilfe der Depolarisationsmessungen erstellt wurden, von ~ 35 MeV.

Durch die verschiedenen Untersuchungen zur transversalen Elektronenpolarisation und durch die Erzeugung des weltweit ersten longitudinal polarisierten Elektronenstrahls in einem Speicherring, bei welchem ein Polarisationsgrad von $P_{long} \geq 55\%$ beobachtet wurde, konnte gezeigt werden, daß eine Datennahme des Experimentes HERMES parallel zu den Experimenten H1 und ZEUS im Elektronenspeicherring von HERA erfolgen kann.

A Berechnung der Polarisationswerte P_∞

Im Verlauf der Kapitel 5, 7 und 8 wird desöfteren der asymptotische Polarisationsendwert P_∞ für eine bestimmte Maschinen-, Kompensator- oder Kalorimetereinstellung angegeben.

Der Berechnung dieses maximalen Polarisationsgrades P_∞ wurden die Polarisationswerte zu Grunde gelegt, welche mit Hilfe der minütlich erstellten Histogramme bestimmt wurden (siehe Kapitel 3.2). Dabei wurden einzelne Meßpunkte nicht in die Berechnung mit einbezogen, wenn entweder die Anzahl der Ereignisse für „Chopper geöffnet“ oder die Untergrundrate („Chopper geschlossen“) um mehr als 50% von den übrigen Werten abwich.

An die Polarisationswerte des ausgewählten Bereiches wurden nach dieser Selektion vier verschiedene Kurven gefittet. Für jeden dieser Fits wurde der maximale Polarisationsendwert P_∞ bestimmt und ein χ^2 -Test durchgeführt. Der Polarisationsendwert P_∞ jenes Fittes, durch welchen das zeitliche Verhalten der Polarisation am besten beschrieben wurde und dessen reduziertes χ^2 ($\chi^2/\text{Anzahl der Freiheitsgrade}$) am geringsten war, wurde für den entsprechenden Bereich als zutreffend angenommen. Der angegebene Fehler ΔP_∞ ist der berechnete mittlere Fehler von P_∞ .

Für alle vier nachfolgend beschriebenen Fitfunktionen gilt:

- (t_i, p_i) : i-te Meßpunkt zur Zeit t_i und einem Polarisationwert p_i
- (t_1, p_1) : erster Meßpunkt des gewählten Bereiches
- (t_n, p_n) : letzter Meßpunkt des gewählten Bereiches
- g_i : $(\sigma_i)^{-2}$
- σ_i : statistischer Fehler des i-ten Meßpunktes

1. Mittelwert der Meßwerte: ($P_\infty = \mu$, $\Delta P_\infty = \sigma(\mu)$)

$$\mu = \frac{\sum_i p_i \cdot g_i}{\sum_i g_i}$$

$$\sigma(\mu) = \frac{\sigma_p}{\sqrt{\sum_i g_i}} \quad \text{mit} \quad \sigma_p = \sqrt{\frac{\sum_i g_i (p_i - \mu)^2}{\sum_i g_i}}$$

2. Lineare Regression um Mittelwert: ($P_\infty = \mu(t_n)$, $\Delta P_\infty = \sigma(\mu)$)

$$\mu(t_i) = \beta(t_i - \bar{t}) + \bar{p}$$

$$\text{mit } \bar{t} = \frac{\sum_i t_i \cdot g_i}{\sum_i g_i} \quad , \quad \bar{p} = \frac{\sum_i p_i \cdot g_i}{\sum_i g_i}$$

$$\beta = \frac{\frac{1}{\sum_i g_i} (\sum_i g_i \cdot (t_i - \bar{t})(p_i - \bar{p}))}{\frac{1}{\sum_i g_i} (\sum_i g_i \cdot (t_i - \bar{t})^2)}$$

$$\sigma(\mu) = \frac{\sigma}{\sqrt{\sum_i g_i}} \quad \text{mit} \quad \sigma = \sqrt{\frac{\sum_i g_i (p_i - \mu(t_i))^2}{\sum_i g_i}}$$

3. Lineare Regression um $(t_n; p_n)$: ($P_\infty = \mu(t_n)$, $\Delta P_\infty = \sigma(\mu)$)

$$\mu(t_i) = \beta(t_i - t_n) + p_n$$

$$\beta = \frac{\frac{1}{\sum_i g_i} (\sum_i g_i \cdot (t_i - t_n)(p_i - p_n))}{\frac{1}{\sum_i g_i} (\sum_i g_i \cdot (t_i - t_n)^2)}$$

$$\sigma(\mu) = \frac{\sigma}{\sqrt{\sum_i g_i}} \quad \text{mit} \quad \sigma = \sqrt{\frac{\sum_i g_i (p_i - \mu(t_i))^2}{\sum_i g_i}}$$

4. Exponentialfunktion: ($P_\infty = P_1$, $\Delta P_\infty = \Delta P_1$)

a) Ansteigender Kurvenverlauf:

$$P(t) = P_1 \cdot (1 - e^{\frac{t-t_1}{\tau}}) \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{P_1 \cdot 2593.5}{91.56 \cdot 3600}$$

b) Abfallender Kurvenverlauf:

$$P(t) = P_1 \cdot (1 + e^{\frac{t-t_1}{\tau}}) \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{P_1 \cdot 2593.5}{91.56 \cdot 3600}$$

χ^2 – Test:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{p_i - \mu(t_i)}{\sigma_i} \right)^2$$

$$\text{reduziertes } \chi^2 \quad : \quad \frac{\chi^2}{\nu} \quad \text{mit } \nu : \text{Anzahl der Freiheitsgrade}$$

Anmerkungen:

- Die Exponentialfunktionen wurden mit Hilfe des Programmes „MINUIT“ [CER93] gefittet, wobei der zu fittende Bereich durch die Angabe von t_o und t_n festgelegt wurde.
- War in dem ausgeählten Bereich ein deutliches Ansteigen oder Abfallen der Polarisationswerte zu erkennen, so wurde zwar die Exponentialfunktion über den gesamten zeitlichen Bereich gefittet, die Fitkurven 1. – 3. wurden aber nur für die letzten Punkte erstellt (mindestens 10 Punkte).

B Meßergebnisse

• Kapitel 5.1

Polarisation P_∞ in Abhängigkeit vom Synchrotrontune Q_s (10.05.93)

Uhrzeit	$Q_s \pm \Delta Q_s$	$P_\infty \pm \Delta P_\infty$ (%)	red. χ^2
5.183 - 5.383	0.063 ± 0.0006	7.3 ± 0.4	0.800
5.383 - 5.617	0.066 ± 0.0006	13.0 ± 0.8	0.950
5.617 - 5.883	0.068 ± 0.0006	14.1 ± 0.7	0.525
5.883 - 6.217	0.070 ± 0.0006	16.8 ± 0.5	1.135
6.217 - 6.724	0.072 ± 0.0006	15.8 ± 0.5	0.910
6.724 - 7.283	0.074 ± 0.0006	15.2 ± 0.6	1.717

• Kapitel 5.2

Polarisation P_∞ in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E (20./21.11.93)

Uhrzeit	$E \pm \Delta E$ (MeV)	$P_\infty \pm \Delta P_\infty$ (%)	red. χ^2
22.371 - 23.258	26559.4 ± 1.5	2.7 ± 0.3	1.394
23.258 - 23.666	26569.5 ± 1.5	7.5 ± 0.5	1.525
23.924 - 00.323	26579.1 ± 1.5	27.6 ± 1.0	1.562
00.323 - 00.745	26589.1 ± 1.5	8.4 ± 0.5	1.831
00.745 - 01.408	26599.2 ± 1.5	39.3 ± 1.2	1.200
01.408 - 02.048	26608.8 ± 1.5	45.4 ± 1.0	1.062
02.048 - 02.471	26618.8 ± 1.5	50.8 ± 2.9	1.292
02.471 - 02.848	26628.4 ± 1.5	53.3 ± 1.8	1.702
02.848 - 03.427	26638.5 ± 1.5	69.4 ± 1.9	1.719
03.509 - 03.935	26648.5 ± 1.5	62.1 ± 2.9	1.222
04.073 - 04.509	26658.1 ± 1.5	62.3 ± 1.5	1.006
04.509 - 04.894	26668.2 ± 1.5	61.2 ± 2.0	1.570
04.894 - 05.348	26678.2 ± 1.5	49.2 ± 2.6	1.103
05.348 - 05.974	26687.8 ± 1.5	50.0 ± 1.8	1.364
05.974 - 06.470	26697.9 ± 1.5	45.5 ± 2.3	1.385
06.470 - 06.961	26707.4 ± 1.5	20.4 ± 0.8	1.368
06.961 - 07.552	26717.5 ± 1.5	31.6 ± 1.2	1.515

• Kapitel 5.3.2

1. Optimierung mit Hilfe der Harmonischen Beule +1imag. (09.05.93)

Uhrzeit	Beulenamplitude	$P_{\infty} \pm \Delta P_{\infty}$ (%)	red. χ^2
21.638 - 21.942	0 mm	15.7 ± 0.4	1.656
21.942 - 22.111	- 2 mm	7.4 ± 0.6	2.390
22.111 - 22.221	- 4 mm	2.4 ± 0.6	1.049
22.221 - 22.426	0 mm	15.2 ± 1.2	1.058
22.426 - 22.633	+ 2 mm	16.7 ± 0.4	0.553
22.633 - 22.817	+ 4 mm	10.2 ± 0.7	1.077
22.817 - 22.992	+ 6 mm	5.5 ± 0.6	0.965
22.992 - 23.162	+ 8 mm	1.3 ± 0.9	1.106
23.162 - 23.413	+ 1 mm	18.2 ± 1.9	1.017

2. Optimierung mit Hilfe der Harmonischen Beule +0real (12./13.05.93)

Uhrzeit	Beulenamplitude	$P_{\infty} \pm \Delta P_{\infty}$ (%)	red. χ^2
23.636 - 23.884	0 mm	13.7 ± 1.0	1.155
23.884 - 24.115	+ 1 mm	12.2 ± 1.2	1.887
24.115 - 24.360	+ 2 mm	8.8 ± 0.8	1.502
24.360 - 24.650	+ 3 mm	6.3 ± 1.9	1.017

Uhrzeit	Beulenamplitude	$P_{\infty} \pm \Delta P_{\infty}$ (%)	red. χ^2
02.861 - 02.985	0 mm	15.5 ± 0.4	0.667
02.985 - 03.157	+ 1 mm	12.2 ± 0.3	1.108
03.157 - 03.324	- 1 mm	14.7 ± 1.2	0.985
03.324 - 03.466	- 2 mm	10.1 ± 1.2	1.310
03.466 - 03.592	- 3 mm	7.5 ± 0.5	0.879

3. Optimierung mit Hilfe der Harmonischen Beule +0imag. (13.05.93)

Uhrzeit	Beulenamplitude	$P_{\infty} \pm \Delta P_{\infty}$ (%)	red. χ^2
03.592 - 03.851	0 mm	15.4 ± 0.4	0.667
03.851 - 04.109	- 1 mm	8.7 ± 1.1	2.506
04.109 - 04.358	- 2 mm	6.0 ± 0.6	0.753
04.358 - 05.051	+ 1 mm	29.5 ± 0.6	1.739
05.051 - 05.742	+ 2 mm	56.8 ± 1.1	1.022
05.742 - 06.071	+ 3 mm	46.9 ± 0.5	1.085
06.071 - 06.476	+ 4 mm	22.9 ± 0.9	0.773
06.476 - 06.800	0 mm	13.3 ± 1.2	0.476

• Kapitel 5.3.4

1. Optimierung mit Hilfe der Harmonischen Beule +0imag. (31.10.93)

Uhrzeit	Beulenamplitude	$P_{\infty} \pm \Delta P_{\infty}$ (%)	red. χ^2
... - 17.621	0 mm	30.5 ± 1.0	
17.621 - 17.825	+ 1 mm	13.9 ± 0.9	0.865
17.825 - 18.563	- 0.5 mm	32.5 ± 0.7	1.070
18.563 - 18.997	+ 0.5 mm	20.5 ± 0.8	0.630
18.997 - 19.630	- 1 mm	30.1 ± 0.8	1.678

2. Optimierung mit Hilfe verschiedener Harmonischer Beulen (30.10./01.11.93)

Ziffern 1 – 9 entsprechen den Zeitabschnitten der Abbildung 5.14.

Uhrzeit	Beule	Beulenamplitude	Ziffer	$P_{\infty} \pm \Delta P_{\infty}$ (%)	red. χ^2
20.700 - 21.323	+1imag	0 mm	1	31.7 ± 0.7	1.827
21.323 - 21.625	+1imag	+ 1 mm	2	16.6 ± 0.7	3.211
21.625 - 22.114	+1imag	- 1 mm	3	22.7 ± 0.7	1.110
22.114 - 22.516	+0imag	- 0.5 mm	4	37.4 ± 1.5	1.046
22.516 - 22.711	+0real	- 1 mm	5	14.6 ± 0.9	1.230
22.711 - 23.591	+0real	+ 1 mm	6	31.2 ± 0.5	0.997
23.591 - 24.438	+0real	+ 0.5 mm	7	45.3 ± 0.7	1.182
24.438 - 24.991	+1real	+ 1 mm	8	41.4 ± 1.2	1.240
24.991 - 01.670	+1real	+ 0.5 mm	9	53.7 ± 1.1	1.283

• Kapitel 6.2

Energieeichung des HERA-Elektronenspeicherringes

Datum	Uhrzeit	$f_{depol} \pm \Delta f_{depol}$ (Hz)	E_{depol} (MeV)	E_{nom} (MeV)	E_{diff} (MeV)
29.09.93	14.664 - 14.684	23596 ± 18	26659.8 ± 0.2	26694.9	35.1
30.09.93	11.824 - 11.842	23531 ± 32	26660.4 ± 0.3	26695.4	35.0
30.09.93	12.024 - 12.042	23484 ± 16	26660.9 ± 0.2	26695.4	34.5
30.09.93	12.297 - 12.315	23524 ± 16	26660.5 ± 0.2	26695.4	34.9
30.09.93	12.369 - 12.388	23506 ± 17	26660.7 ± 0.2	26695.4	34.7
30.09.93	12.787 - 12.806	23396 ± 17	26661.7 ± 0.2	26696.0	34.3
30.09.93	13.098 - 13.116	23350 ± 16	26662.1 ± 0.2	26696.0	33.9
19.10.93	15.091 - 15.109	23496 ± 32	26660.8 ± 0.3	26696.5	35.7
19.10.93	15.345 - 15.363	23498 ± 16	26660.7 ± 0.2	26696.5	35.8
19.10.93	15.600 - 15.619	23498 ± 16	26660.7 ± 0.2	26696.5	35.8
19.10.93	15.839 - 15.858	23500 ± 17	26660.7 ± 0.2	26696.5	35.8

Datum	Uhrzeit	$f_{depol} \pm \Delta f_{depol}$ (Hz)	E_{depol} (MeV)	E_{nom} (MeV)	E_{diff} (MeV)
20.10.93	09.660 - 09.679	23286 ± 32	26662.7 ± 0.3	26697.0	34.3
20.10.93	09.972 - 09.991	23295 ± 17	26662.6 ± 0.2	26697.0	34.4
20.10.93	10.522 - 10.540	23313 ± 6	26662.5 ± 0.1	26697.0	34.5
21.10.93	13.782 - 13.801	23459 ± 34	26661.1 ± 0.4	26694.9	33.8
21.10.93	14.019 - 14.037	23459 ± 32	26661.1 ± 0.3	26694.9	33.8
21.10.93	14.299 - 14.311	23434 ± 5	26661.3 ± 0.1	26694.9	33.6
21.10.93	17.334 - 17.352	23444 ± 16	26661.2 ± 0.2	26694.9	33.7
25.10.93	00.708 - 00.726	23450 ± 32	26661.2 ± 0.3	26694.9	33.7
25.10.93	01.018 - 01.036	23418 ± 10	26661.5 ± 0.1	26694.9	33.4
21.11.93	19.994 - 20.013	23582 ± 20	26660.0 ± 0.2	26696.5	36.5
21.11.93	20.629 - 20.639	23617 ± 16	26659.6 ± 0.2	26696.5	36.9

• Kapitel 7

Polarisation P_∞ in Abhängigkeit vom ZEUS-Kompensator-Strom
(24.05.93)

Uhrzeit	Kompensator-Strom	$P_\infty \pm \Delta P_\infty$ (%)	red. χ^2
03.936 - 04.486	712 A	40.4 ± 0.9	1.004
04.486 - 04.828	700 A	43.3 ± 3.1	0.412
04.828 - 05.101	670 A	41.6 ± 1.4	1.044
05.101 - 05.347	640 A	41.7 ± 1.2	0.616
05.347 - 05.602	610 A	41.5 ± 1.6	1.121
05.602 - 05.894	580 A	40.4 ± 3.8	0.886
05.894 - 06.161	520 A	42.5 ± 1.6	0.888
06.161 - 06.473	430 A	34.7 ± 3.0	1.396
06.473 - 06.635	350 A	33.2 ± 2.5	1.487

• Kapitel 8.1

Messung der Polarisationsaufbauzeit

Datum	t_{start}	t_{end}	$P_{\infty} \pm \Delta P_{\infty}$	red. χ^2	$\tau_{\infty} \pm \Delta \tau_{\infty}$	$P_{\infty, \tau} \pm \Delta P_{\infty, \tau}$
13.05.93	08.175	10.283	60.9 ± 0.5	0.972	30.8 ± 0.9	65.1 ± 1.9
18.08.93	23.558	03.188	59.3 ± 0.2	1.285	31.5 ± 1.0	66.7 ± 2.2
28.09.93	12.972	14.069	16.5 ± 0.2	1.004	7.8 ± 0.7	16.3 ± 1.5
20.10.93	10.028	10.394	33.1 ± 2.1	0.794	14.2 ± 1.9	30.0 ± 4.0
25.10.93	01.091	01.586	21.3 ± 1.5	1.049	12.9 ± 3.6	27.4 ± 7.5
25.10.93	01.676	02.131	19.6 ± 0.9	0.807	8.3 ± 1.5	17.6 ± 3.2
29.10.93	17.459	17.843	47.8 ± 4.2	0.985	23.6 ± 2.7	49.9 ± 5.7
31.10.93	10.214	11.310	29.6 ± 0.6	1.064	15.2 ± 1.2	32.2 ± 2.6
01.11.93	04.416	05.769	53.1 ± 0.9	1.704	26.2 ± 1.8	55.4 ± 3.8
20.11.93	06.599	08.337	60.2 ± 0.6	1.498	30.3 ± 1.1	64.2 ± 2.2

• Kapitel 8.2

Polarisation P_{∞} in Abhängigkeit von der Kalorimeterposition

1. 18.08.93

Uhrzeit	relative Position (μm)	$P_{\infty} \pm \Delta P_{\infty}$	red. χ^2
14.770 - 15.083	200	35.5 ± 0.9	0.717
15.083 - 15.354	180	34.8 ± 1.3	1.497
15.354 - 15.577	160	35.1 ± 1.1	0.931
15.577 - 15.801	140	37.2 ± 0.7	0.908
15.801 - 16.037	120	37.0 ± 1.3	1.075
16.037 - 16.183	100	32.4 ± 1.4	0.950

2. 19.08.93

Uhrzeit	relative Position (μm)	$P_{\infty} \pm \Delta P_{\infty}$	red. χ^2
01.305 - 01.545	0	57.0 ± 1.0	1.228
01.545 - 01.784	20	58.9 ± 0.7	0.556
01.784 - 02.023	40	58.7 ± 1.0	1.114
02.023 - 02.245	60	58.6 ± 0.6	0.377
02.245 - 02.474	80	58.9 ± 1.2	1.289
02.474 - 02.723	100	59.0 ± 1.3	1.755
02.723 - 02.976	120	59.9 ± 0.9	0.745
02.976 - 03.200	140	59.8 ± 1.4	1.604

Literaturverzeichnis

- [Arn92] L. Arnaudon et al.,
Measurement of LEP Beam Energy by Resonant Spin Depolarisation
CERN - SL / 92 - 16, 25.03.1992 .
- [Arn94] L. Arnaudon et al.,
Energy calibration of LEP in 1993 with resonant depolarisation
SL-MD Note 94-yy, in Vorbereitung.
- [Bar59] V. Bargmann, L. Michel, V.L. Telegdi,
Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogenous Electromagnetic Field
Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 435 .
- [Bar93] D.P. Barber et al.,
The HERA Polarimeter and the first observation of electron spin polarization at HERA
Nucl. Inst. & Meth., A329 (1993) 79 .
- [Bar94] D.P. Barber et al.,
High spin polarisation at the HERA electron storage ring
Nucl. Inst. & Meth., A338 (1994) 166 .
- [Bar94b] D.P. Barber,
persönliche Mitteilung.
- [Bia94] W. Bialowons,
persönliche Mitteilung.
- [Bög93] M. Böge,
persönliche Mitteilung.
- [Bög94] M. Böge,
Analysis of Spin Depolarizing Effects in Electron Storage Rings
Doktorarbeit, Universität Hamburg, 1994, DESY 94-087 .
- [Buo86] J. Buon & K. Steffen,
HERA variable-energy "Mini" Spin Rotator and head-on ep collision scheme with choice of electron helicity
Nucl. Inst. & Meth., A245 (1986) 248 .
- [Büs92] Ch. Büscher,
Aufbau eines Compton-Polarimeters zur Messung der transversalen Elektronenpolarisation am Speicherring HERA
Diplomarbeit, Max-Planck-Inst. f. Kernphysik, Heidelberg, 1992 .

- [Cal92] A. Caldwell et al.
ZEUS Note 92-022, 1992 .
- [CER93] CERN Program Library entry Y250,
HBOOK - Statistical Analysis and Histogramming
CERN, Genf, Juni 1993 .
- [CER94] CERN Program Library entry Q121,
Physics Analysis Workstation
CERN, Genf, März 1994 .
- [Col68] E. Collett,
The Description of Polarization in Classical Physics
American Journal of Physics, 36 (1968) 713 .
- [Dür92a] M. Düren,
The HERA Polarimeter
Proc. of Workshop on Polarized Electron Sources and Elektron Spin
Polarimeters,
Nov. 7.-8., 1992, Nagoya .
- [Dür92b] M. Düren,
Electron spin polarization measurements at HERA
Proc. of 10th Int. Symp. of High Energy Spin Physics,
Nov. 9.-14., 1992, Nagoya,
T. Hasegawa et al. edt., Universal Academy Press (1993), 950 p.
- [Dür94] M. Düren,
Longitudinal electron polarization at HERA and the status of HERMES
Proc. of 27th Int. Conference on High Energy Physics,
Glasgow, 20.-27. Juli 1994, in Vorbereitung .
- [Dyc87] R.S. Van Dyck Jr. et al.,
New High Precision Comparison of Electron and Positron g-Factors
Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 26 .
- [Göt90] H. Götschel,
Ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation bei HERA
Experimentelle Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990 .
- [Gre91] H. Greßmann,
Ein Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation in HERA
Diplomarbeit, Universität Hamburg (FB Physik), 1991.

- [Gue90] R.D. Guenther,
Modern Optics
John Wiley & Sons, New York, 1990, S.43 .
- [Hec91] E. Hecht,
Optik
1. unveränderter Nachdruck, Addison-Wesley, Bonn, 1991, S. 340ff .
- [HER93] The HERMES Collaboration,
Technical Design Report
DESY-PRC 93/06, MPIH-V20-1993, 1993 .
- [Kai92] R. Kaiser,
Das Kalorimeter des HERA-Polarimeters
Diplomarbeit, Universität Münster (FB Physik), 1992 .
- [Lan92] L.D. Landau, E.M. Lifschitz,
Lehrbuch der theoretischen Physik II
12. überarbeitete Auflage, Akademie Verlag, Berlin, 1992, S.15ff .
- [Lip54] F.W. Lipps, H.A. Tolhoek,
Polarization Phenomena of Electrons and Photons I/II
Physica XX (1954) 395 .
- [Lom94] M. Lomperski,
persönliche Mitteilung.
- [Müc92] A. Mücklich,
Messung der transversalen Elektronenpolarisation am Speicherring HERA
Diplomarbeit, Max-Planck-Inst. f. Kernphysik, Heidelberg, 1992 .
- [Oel95] Ph. Oelwein,
Diplomarbeit, Max-Planck-Inst. f. Kernphysik, Heidelberg,
in Vorbereitung .
- [Sch94] G. Schmidt,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, in Vorbereitung .
- [Sok63] A.A. Sokolov, I.M. Ternov,
On Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation
Soviet Physics Doklady 8 (1964) 1203 .

- [**Sto52**] G.G. Stokes,
Trans. Camb. Phil. Soc., 9 (1852) 399 .
reprinted in:
G.G. Stokes ,
Mathematical and Physical Papers,
Vol. III, Camb. Univ. Press (1901) 233 .
- [**Ter62**] I.M. Ternov, Yu.M. Loskutov, L.I. Korovina,
Possibility of polarizing an electron beam by relativistic radiation in a magnetic field
Sov. Phys. JETP 14 (1962) 921 .
- [**Tho27**] L.H. Thomas,
The Kinematics of an Electron with an Axis
Philos. Mag. 3 (1927) 1 .
- [**Wes93**] D. Westphal,
Polarisationsmessung am HERA Elektronenstrahl
Diplomarbeit, Universität Hamburg (FB Physik), 1993 .
- [**Wol86**] G. Wolf,
HERA: Physics, Machine and Experiments
DESY 86-089, August 1986 .

Danksagung

Ich danke allen, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben:

- Meinem Sohn Jonathan, der nicht erst seit seinem Erscheinen im März diesen Jahres die Arbeit zu einem großen Teil , wenn auch nicht in physikalischer, so doch auf seine ganz eigene Art und Weise, beeinflußt hat und der in den letzten Monaten leider viel zu kurz gekommen ist.
- Prof. Dr. Klaus Rith für die Vergabe der Diplomarbeit und die Unterstützung im Verlauf ihrer Erstellung. Die Erfahrungen und Erlebnisse jeglicher Art, die mir während des letzten Jahres zuteil wurden, haben einen bleibenden Eindruck hinterlassen.
- Dr. Michael Düren für die ausgesprochen gute Betreuung in allen Bereichen, die mit dem Polarimeter in Verbindung standen. Es hat mir umheimlich viel Spaß gemacht, mit ihm zu arbeiten.
- Klaus Ackerstaff, Philipp Oelwein, Wolfgang Wander und Kirsten Zapfe für das angenehme Arbeitsklima und die vielen kleinen Tips, ohne die sicher vieles nicht so reibungslos von statten gegangen wäre.
- Der HERA-Polarimetergruppe, wobei hier Michael Böge, Desmond Barber und Frank Zetsche besonders genannt werden müssen, da sie mir jederzeit für die dümsten Fragen zur Verfügung standen.
- Der HERA-Maschinengruppe für die gute Zusammenarbeit, vor allem aber Reinhard Brinkmann.
- Andi, Gerd, Jens, Kai und Martin zwar auch für das Korrekturlesen der Arbeit, aber viel mehr für die amüsanten Tage in Erlangen und Hamburg, die einfach nichts mit Physik zu tun hatten.
- Meiner Imke, die selber am allerbesten weiß, wofür ich ihr danken möchte.

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Erlangen, den 31. Juli 1994

Carsten Großhauser