

Interner Bericht
DESY F35D-93-04
April 1993

Eigentum der **DESY** Bibliothek
Property of **DESY** library
Zugang: 31. Jan. 2000
Accessions:
Keine Ausleihe
Not for loan

Ersatz

Polarisationsmessungen am HERA Elektronenstrahl

von

D. Westphal

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

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

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

Polarisationsmessungen am HERA Elektronenstrahl

Diplomarbeit am Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Dirk Westphal

April 1993

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Elektronenpolarisation bei HERA	3
2.1	Theoretische Grundlagen	3
2.1.1	Sokolov-Ternov Effekt	3
2.1.2	Depolarisierende Effekte	4
2.2	Polarisationsmessung mit Comptonstreuung	6
2.2.1	Photonenpolarisation	6
2.2.2	Comptonstreuung	7
3	Das HERA Polarimeter	11
3.1	Der Laser und der Lichttransport	12
3.2	Der Wechselwirkungsbereich	14
3.3	Das Kalorimeter	15
3.4	Das Datennahmesystem und die Steuerung	17
3.5	Messungen mit dem Polarimeter	19
4	Eigenschaften des Kalorimeters	23
4.1	Grundlagen der Kalorimetrie	23
4.2	Ortsmessungen mit dem Kalorimeter	25
4.3	Monte Carlo Simulationen und Testmessungen	26
4.4	Überprüfung der Kalorimetereigenschaften	31
5	Bestimmung der Polarisation	37
5.1	Methoden der Polarisationsbestimmung	37
5.1.1	Auswertung der zweidimensionalen Asymmetrieverteilung	37
5.1.2	Differenz der Mittelwerte	39
5.2	Systematischer Fehler der Polarisationsmessung	40
6	Meßergebnisse zur Elektronenpolarisation	43
6.1	Messungen der Polarisationsaufbauzeit	43
6.2	Optimierung der transversalen Polarisation	45
6.2.1	Harmonische Beulen	45
6.2.2	Meßergebnisse	48
6.3	Polarisation als Funktion der Strahlenergie	52
6.4	Reproduzierbarkeit der Polarisation	55
7	Zusammenfassung	57

Abbildungsverzeichnis

1.1	Der HERA Speicherring.	1
2.1	Die Koordinatensysteme und die Geometrie der Comptonstreuung.	8
3.1	Das HERA Polarimeter.	11
3.2	Das optische System.	13
3.3	Die Magnetanordnung im Wechselwirkungsbereich.	14
3.4	Das Kalorimeter.	16
3.5	Das Schema des Datennahmesystems.	17
3.6	Die Ausselelektronik.	18
4.1	Energieverlust von Elektronen und Positronen beim Durchqueren von Blei.	24
4.2	Die Wirkungsquerschnitte für Photonen mit Blei.	24
4.3	Das normierte laterale Schauerprofil.	27
4.4	Die η - y Transformation.	28
4.5	Die vertikale Ortsauflösung σ_y als Funktion von y	29
4.6	Die vertikale Ortsauflösung σ_η als Funktion von y	30
4.7	Eine vertikale Verteilung in zehn Energiebereichen.	33
4.8	Eine vertikale Verteilung in zehn Energiebereichen.	34
5.1	Die vertikale Asymmetrie für den Meßlauf 4560.	38
5.2	Die Differenz der Mittelwerte für den Meßlauf 4560.	40
6.1	Erste Messung der Polarisationsaufbauzeit.	44
6.2	Zweite Messung der Polarisationsaufbauzeit.	44
6.3	Die Magnetanordnung im Bereich einer vertikalen Beule.	46
6.4	Anordnung der vertikalen Beulen entlang des HERA Elektronenrings.	47
6.5	Die transversale Polarisation als Funktion der Amplitude.	48
6.6	Die gemessene Polarisation.	49

6.7	Die gemessene transversale Polarisation für verschiedene Amplituden.	50
6.8	Die gemessene transversale Polarisation bei Änderung der Entkopplungsbeule.	51
6.9	Die gemessene transversale Polarisation als Funktion der Strahlenergie.	53
6.10	Die gemessene und die theoretisch berechnete transversale Polarisation als Funktion der Strahlenergie.	54

Tabellenverzeichnis

4.1 Systematische Unsicherheit der Parameter zur Beschreibung der Ortsmessung.	35
5.1 Systematische Fehler der Fitergebnisse aufgrund der verschiedenen Fehlerquellen.	41
6.1 Ergebnisse der Messung der Polarisationsaufbauzeit.	45
6.2 Reproduzierbarkeit der Polarisation bei identischen HERA Parametern.	55

Kapitel 1

Einleitung

Im Oktober 1991 wurde der Speicherring HERA (Hadron Elektron Ring Anlage), am Deutschen Elektronensynchrotron, in Betrieb genommen. In zwei getrennten Speicherringen zirkulieren Elektronen und Protonen in entgegengesetzter Richtung. Die Teilchen werden an zwei Stellen zur Kollision gebracht. Für die Nominalenergien der Elektronen von 30 GeV und der Protonen von 820 GeV ergibt sich eine Schwerpunktsenergie von 314 GeV . Die Wechselwirkungen werden mit Hilfe der Detektoren H1 (Halle Nord) und ZEUS (Halle Süd) untersucht (vgl. Abb. 1.1). In die Halle Ost wird ein weiteres Experiment (HERMES) installiert, mit dessen Hilfe die spinabhängige Strukturfunktion des Neutrons und Protons bestimmt werden soll. Hierzu soll der HERA Elektronenstrahl an einem polarisierten Gastarget gestreut werden.

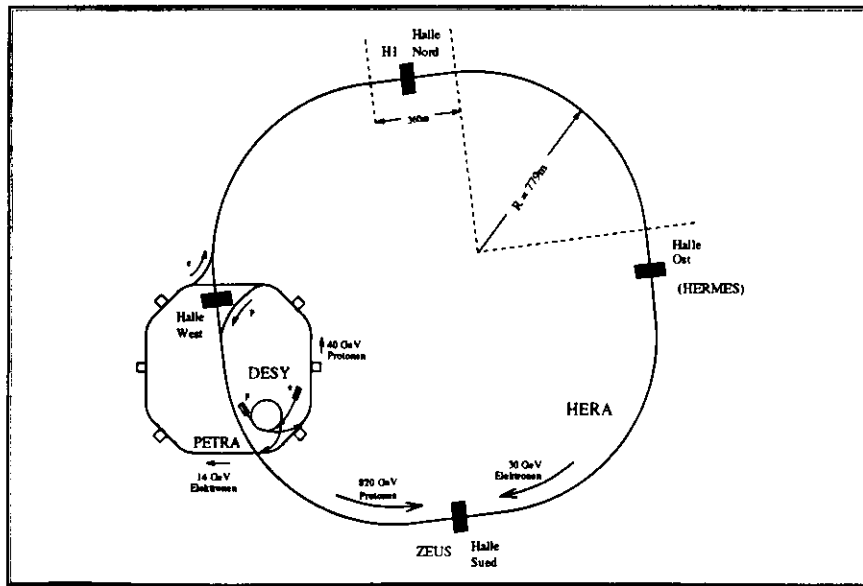


Abbildung 1.1: Der HERA Speicherring.

Die für das HERMES Experiment benötigten Elektronen müssen longitudinal polarisiert sein. Eine longitudinale Polarisation der Elektronen am Wechselwirkungspunkt kann durch spezielle Magnetanordnungen (Spinrotatoren) erreicht werden, sofern die Elektronen transversal polarisiert sind. In den Experimenten ZEUS und H1 kann ein polarisierter Elektronenstrahl eingesetzt werden, um die Spinabhängigkeit der Protonenstrukturfunktion zu messen und Tests des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung durchzuführen. Transversale Polarisation entsteht in den Kurven eines Elektronenspeicherringes aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes. Allerdings treten in realen Speicherringen depolarisierende Effekte auf, die den erreichbaren Grad der Polarisation stark vermindern. Durch eine speziell auf den HERA Elektronenring abgestimmte Optimierungsmethode ist es möglich, einen dieser depolarisierenden Effekte zu vermindern und damit den Polarisationsgrad deutlich zu erhöhen.

Die Methode zur Optimierung der Transversalpolarisation wird empirisch angewendet, so daß eine genaue und schnelle Messung der transversalen Elektronenpolarisation notwendig ist. Dies leistet ein in der Halle West installiertes Polarimeter. Im HERA Polarimeter wird links- und rechtszirkular polarisiertes Laserlicht elastisch am Elektronenstrahl gestreut (Compton-Effekt). Mit einem Wolfram-Szintillator-Kalorimeter werden Energie und Auftreffort der gestreuten Photonen gemessen und hieraus durch Bestimmung der Asymmetrie die Elektronenpolarisation ermittelt.

In Rahmen dieser Arbeit wurden durch einen Vergleich von gemessenen und simulierten Ortsverteilungen die Parameter zur Beschreibung der Eigenschaften des Kalorimeters und der auf das Kalorimeter projizierten Elektronenstrahlgröße verbessert. Durch die Verbesserung dieser Parameter wurden die Fitfunktionen, mit deren Hilfe aus den gemessenen Asymmetrien die Elektronenpolarisation bestimmt wird, verbessert und der systematische Fehler des Polarimeters verringert. Zusätzlich werden die Polarisationsmeßergebnisse der Meßperiode August/September 1992 vorgestellt, in der die Optimierungsmethode erstmals Anwendung fand. Mit ihrer Hilfe konnte der Grad der Transversalpolarisation im HERA Elektronenring auf über 55% gesteigert werden.

Kapitel 2

Elektronenpolarisation bei HERA

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Polarisation an Elektronenspeicherringen kurz zusammengefaßt. Im weiteren wird dann erklärt, wie beim HERA Polarimeter die elastische Streuung (Comptonstreuung) von Laserphotonen am Elektronenstrahl eingesetzt wird, um den Grad der transversalen Elektronenpolarisation zu messen.

2.1 Theoretische Grundlagen

2.1.1 Sokolov–Ternov Effekt

Durch Dipol- und Fokussierungsmagnete werden Elektronen in Speicherringen auf einer geschlossenen Bahn gehalten. Dabei emittieren sie Synchrotronstrahlung. Bei einem Teil dieser Emissionen treten Spinübergänge auf, wobei die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang, bei dem der Spin nach der Emission antiparallel zum Magnetfeld der Dipolmagnete steht größer ist, als die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang in einen Zustand mit parallelem Spin. Dadurch werden Elektronen, die zunächst unpolarisiert sind, in einem Speicherring transversal polarisiert, wobei sich die Spins der Elektronen entgegen der Magnetfeldrichtung ausrichten. Da im HERA Elektronenring das Magnetfeld der Dipolmagnete vertikal nach unten weist, richten sich die Spins nach oben aus.

Für Elektronen, die sich senkrecht zu den vertikalen homogenen konstanten Magnetfeldern von Dipolmagneten bewegen, folgt der Aufbau der transversalen Polarisation $P(t)$ einem Exponentialgesetz [Sok64]:

$$P(t) = \left| \frac{N \uparrow\uparrow - N \uparrow\downarrow}{N \uparrow\uparrow + N \uparrow\downarrow} \right| = P_{ST} (1 - e^{-t/\tau_{ST}}). \quad (2.1)$$

Dabei sind $N \uparrow\uparrow$ und $N \uparrow\downarrow$ die Zahl der Elektronen mit zum Magnetfeld parallelem bzw. antiparallelem Spin, τ_{ST} die Polarisationsaufbauzeit und P_{ST} die Gleichgewichtspolarisation. Dieser Effekt wurde von Sokolov und Ternov vorhergesagt.

Die Gleichgewichtspolarisation ist unabhängig von der Stärke des Magnetfeldes und der Strahlenergie:

$$P_{ST} = \frac{8\sqrt{3}}{15} = 92.4\% \quad (2.2)$$

Hingegen hängt die Polarisationsaufbauzeit von der Strahlenergie und vom Ablenkradius der

Dipolmagnete ρ ab:

$$\tau_{ST} = \left(\frac{5\sqrt{3} c \lambda_c r_0 \gamma^5}{8 C} \oint \frac{ds}{|\rho|^3} \right)^{-1}. \quad (2.3)$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit, λ_c die reduzierte Comptonwellenlänge der Elektronen, r_0 der klassische Elektronenradius, $\gamma = E_e/m_e$ der Lorentzfaktor, C der Ringumfang und s die longitudinale Koordinate.

In realen Speicherringen sind die Magnetfelder allerdings wesentlich komplizierter als von Sokolov und Ternov zur Ableitung von Gleichung 2.1 angenommen wurde. Neben Quadrupol- und Sextupolmagneten existieren Magnetfehlausrichtungen und Magnetfeldfehler. Die Emission eines Synchrotronstrahlungsquants bewirkt immer eine kleine Änderung der Energie des Elektrons. Diese kleinen Änderungen führen in einem realen Speicherring zur Spindiffusion, also zu einer Depolarisation des Elektronenstrahls. Eine Möglichkeit diese Depolarisation zu beschreiben, besteht in der Beschreibung der klassischen statischen Bewegung der Spins der Elektronen in einem allgemeinen Magnetfeld. Im nächsten Abschnitt wird die entsprechenden Bewegungsgleichung vorgestellt.

2.1.2 Depolarisierende Effekte

Der Polarisationsvektor \vec{P} im Ruhesystem eines relativistischen Elektrons in einem Speicherring präzessiert gemäß der Thomas-BMT Gleichung [Tho27, Bar59]:

$$\frac{d\vec{P}}{ds} = \frac{e\vec{P}}{m_e c \gamma} \times \left[(1 + a\gamma) \vec{B}_\perp + (1 + a) \vec{B}_\parallel \right], \quad a = \left(\frac{g-2}{2} \right) \quad (2.4)$$

wobei \vec{B}_\perp und \vec{B}_\parallel die Magnetfelder senkrecht und parallel zur Teilchenbahn, e die Elementarladung, m_e die Masse des Elektrons und g der g -Faktor des Elektrons sind. Die periodische Lösung von Gleichung 2.4 für ein Elektron auf einer geschlossenen Umlaufbahn wird mit $\hat{n}_0(s)$ bezeichnet. Während jedes Umlaufs eines Elektrons auf der geschlossenen Umlaufbahn, präzessiert dessen Polarisationsvektor um $\hat{n}_0(s)$ und die Anzahl der Spinumläufe bei einem Bahnlauf wird als Spintune ν bezeichnet. Die $\hat{n}_0(s)$ Achse ist eindeutig, solange ν nicht ganzzahlig ist.

Falls die Magnetfelder entlang der geschlossenen Umlaufbahn überall vertikal sind, ist auch \hat{n}_0 vertikal und der Spintune ist gerade $a\gamma$. In diesem Fall ist die Gleichgewichtspolarisation P_{ST} . In einem realen Speicherring ist das Magnetfeld entlang der geschlossenen Umlaufbahn allerdings nicht überall vertikal. Neben den Dipolmagneten gibt es falsch ausgerichtete Quadrupolmagnete und Magnetfeldfehler. Daher ist in einem realen Speicherring die periodische Lösung \hat{n}_0 nicht überall vertikal und ν kann von $a\gamma$ abweichen.

Für die folgende Überlegung wird der Sokolov-Ternov Effekt, also der Aufbau der Polarisation nach quantenmechanischen Gesetzen, vernachlässigt. Es werden einige Elektronen betrachtet, die sich auf der geschlossenen Umlaufbahn bewegen und deren Spins entlang der \hat{n}_0 Achse ausgerichtet sind. Die statistische Emission von Synchrotronstrahlung in den Dipolmagneten regt Energieoszillationen an, die die Elektronen aufgrund der vertikalen und horizontalen Dispersion der geschlossenen Umlaufbahn zu Betatronschwingungen anregen. Die Elektronen, die sich nicht mehr auf der geschlossenen Umlaufbahn befinden, geraten in den Bereich zusätzlicher Magnetfelder. Hierdurch präzessieren die Spins dieser Elektronen nicht mehr um \hat{n}_0 . Dies führt zu einer Diffusion der Spins und damit zur Depolarisation des Elektronenstrahls.

Die Stärke dieser Depolarisation wird durch die Zeitkonstante τ_D einer Exponentialfunktion beschrieben. Der Aufbau der Polarisation des Elektronenstrahls nach Sokolov-Ternov und die Depolarisation auf Grund der Spindiffusion treten in einem realen Speicherring immer gleichzeitig auf. Faßt man beide Effekte zusammen, so ergibt sich ein exponentieller Aufbau der Polarisation:

$$P(t) = P_{max} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (2.5)$$

mit der Gleichgewichtspolarisation

$$P_{max} = P_{ST} \left(\frac{\tau}{\tau_{ST}} \right) \quad (2.6)$$

und der Aufbauzeit

$$\tau = \frac{\tau_D \tau_{ST}}{\tau_D + \tau_{ST}} \quad (2.7)$$

Für HERA bei einer Energie von 26.66 GeV ist $\tau_{ST}=43.2 \text{ min}$. Für $\tau_D=10.0 \text{ min}$ ergibt sich eine Polarisationsaufbauzeit von $\tau=8.1 \text{ min}$ und eine Gleichgewichtspolarisation von $P_{max}=17.2\%$.

Die Spindiffusion ist in einem Speicherring ohne Spinrotatoren und Solenoide auf horizontale Magnetfelder zurückzuführen, die von transversal fehlausgerichteten Quadrupolmagneten erzeugt werden. Die horizontalen Felder bewirken Spindiffusion über zwei verschiedene Effekte :

- Die \hat{n}_0 Achse ist aufgrund der horizontalen Felder gegenüber der vertikalen Achse geneigt. Die vertikalen Magnetfelder in den Quadrupolmagneten in die die Elektronen geraten, die zu horizontalen Schwingungen angeregt werden, sind dann nicht überall parallel zur \hat{n}_0 Achse. Die Präzession der Spins um eine von \hat{n}_0 verschiedene Achse führt zur Spindiffusion.
- Die horizontalen Felder erzeugen aber auch vertikale Dispersion, so daß durch Energieoszillationen Elektronen zu vertikale Betatronschwingungen angeregt werden. Die horizontalen Felder in die nun diese Elektronen in den Quadrupolmagneten geraten, führen ebenfalls zu einer Präzession der Spins um eine von \hat{n}_0 verschiedene Achse und damit zur Spindiffusion. Dieser Effekt ist auch für eine vertikale \hat{n}_0 Achse zu beobachten.

Eine Minimierung der Spindiffusion kann im ersten Fall durch eine Korrektur der Neigung der \hat{n}_0 Achse gegenüber der vertikalen Achse und im zweiten Fall durch eine Minimierung der vertikalen Dispersion erreicht werden. Eine genaue Beschreibung der Spindiffusion ist in [Yok82] zu finden.

Die transversale Polarisation ist besonders klein, wenn die Präzession der Spins synchron mit den Betatron- oder Synchrotronoschwingungen ist, die die Spindiffusion verursachen. In einem solchen Fall ist die Resonanzbedingung

$$\nu = m + m_x \cdot Q_x + m_y \cdot Q_y + m_s \cdot Q_s \quad (2.8)$$

erfüllt. Dabei sind Q_x , Q_y und Q_s die Q-Werte der horizontalen, vertikalen Betatronschwingungen und der Synchrotronoschwingung und m , m_x, y, s ganze Zahlen. Die wichtigsten Resonanzen sind die Resonanzen erster Ordnung (m_x oder m_y oder $m_s = \pm 1$) und deren Synchrotron-Seitenbänder (m_x oder $m_y = \pm 1$ und $m_s = \pm 1, \pm 2, \dots$).

2.2 Polarisationsmessung mit Comptonstreuung

Zur Messung der Polarisation der Elektronen wird bei HERA die Spinabhängigkeit der Comptonstreuung genutzt. Die Comptonstreuung von zirkularpolarisierten Photonen eines Lasers an transversal polarisierten Elektronen ist asymmetrisch in Bezug auf die Bahnebene des Elektronenstrahls. Die Größe dieser Asymmetrie ist direkt proportional zur transversalen Polarisation der Elektronen. Die longitudinale Komponente der Polarisation der Elektronen kann durch Messung der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes bestimmt werden.

Im HERA Polarimeter wird die Laserintensität so eingestellt, daß die gestreuten Photonen einzeln nachgewiesen werden (*Einzel-Photonen-Methode*). Diese Methode kann angewendet werden, wenn die Untergrundstrahlung, die hauptsächlich aus Beam-Gas Bremsstrahlung besteht, und der Abstand zwischen zwei Elektronenpaketen klein ist. Im Gegensatz hierzu existiert die *Multi-Photonen-Methode*, bei der ein gepulster Laser mit einem Elektronenpaket mehrere tausend rückgestreute Photonen erzeugt. In diesem Kapitel wird zunächst die Beschreibung der Polarisation der Laserphotonen mit Hilfe der *Stokes Parameter* erläutert und dann der Wirkungsquerschnitt sowie die Kinematik der Comptonstreuung zusammengefaßt.

2.2.1 Photonenpolarisation

Die Stokes Parameter sind die Komponenten des Stokes Vektors $\vec{S}=(S_0, S_1, S_2, S_3)$, die definiert sind durch [Bor59]:

$$\begin{aligned} S_0 &= E_1^2 + E_2^2 \\ S_1 &= E_1^2 - E_2^2 \\ S_2 &= 2E_1 E_2 \cos \delta \\ S_3 &= 2E_1 E_2 \sin \delta \end{aligned} \quad (2.9)$$

wobei E_1 und E_2 orthogonale Komponenten des elektrischen Feldes mit der Phasendifferenz δ sind. Zur Normierung des Stokes Vektors verwendet man $S_0=1$.

Die Intensität des Lichtes kann in eine linear polarisierte, eine zirkular polarisierte und eine unpolarisierte Komponente aufgeteilt werden. Der Grad der linearen Polarisation ergibt sich aus $S_{lin}=\sqrt{S_1^2 + S_2^2}$ und die Orientierung der Linearkomponente wird durch den Azimutalwinkel ϕ_{lin} des elektrischen Feldes \vec{E}_{lin} beschrieben. Der Grad der Zirkularpolarisation folgt aus der Beziehung $S_{zir}=|S_3|$. Es gilt nach Konvention, daß $S_3 < 0$ rechtshändige Helizität, und $S_3 > 0$ linkshändige Helizität bedeutet. Da das Licht eines Lasers vollständig polarisiert ist, gilt in unserem Versuch $S=\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}=1$. Der Grad der Zirkularpolarisation kann damit durch Messung von S_{lin} bestimmt werden:

$$S_{zir} = |S_3| = \sqrt{1 - S_{lin}^2} \quad (2.10)$$

Die Richtung der Vektoren \vec{E}_1 und \vec{E}_2 ist in Bezug auf die Streuebene definiert. Die Streuebene wiederum ist definiert durch die Impulse des einlaufenden und des auslaufenden Photons \vec{k}_i bzw. \vec{k}_f . Der Vektor \vec{E}_1 liegt in dieser Ebene, der Vektor \vec{E}_2 senkrecht zu ihr. Die Orientierung der Streuebene im Raum ist durch Azimutalwinkel ϕ gegeben, da alle einlaufenden Photonen aus der gleichen Richtung kommen (Abbildung 2.1). Somit sind das

elektrische Feld und damit die Stokes Parameter vom Winkel ϕ abhängig. Wenn der Azimutalwinkel gerade ϕ_{lin} ist, ergibt sich $S_1(\phi_{lin})=S_{lin}$ und $S_2(\phi_{lin})=0$. Die Stokes Parameter für einen beliebigen Winkel ϕ können aus $\vec{S}(\phi_{lin})$ mit Hilfe der allgemeinen Transformation:

$$\begin{aligned} S_1(\phi_2) &= S_1(\phi_1) \cos 2(\phi_2 - \phi_1) + S_2(\phi_1) \sin 2(\phi_2 - \phi_1) \\ S_2(\phi_2) &= -S_1(\phi_1) \sin 2(\phi_2 - \phi_1) + S_2(\phi_1) \cos 2(\phi_2 - \phi_1) \\ S_3(\phi_2) &= S_3(\phi_1) \end{aligned} \quad (2.11)$$

berechnet werden. Im Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung treten nur die Komponenten $S_1(\phi)$ und $S_3(\phi)$ auf. Im weiteren werden daher nur diese beiden Komponenten betrachtet. Für beliebigen Azimutalwinkel ergibt sich:

$$S_1(\phi) = S_{lin} \cos 2(\phi - \phi_{lin}). \quad (2.12)$$

Die Komponente S_3 ist, nach der letzten Transformationsgleichung 2.11, nicht vom Azimutalwinkel ϕ abhängig.

Um für $S_1(\phi)$ einen Ausdruck zu finden, der nicht von der Richtung der Linearkomponente abhängt, wird $S_1(0)$ berechnet. Durch Anwenden der ersten Transformationsgleichung 2.11 ergibt sich:

$$\begin{aligned} S_1(0) &= S_1(\phi_{lin}) \cos(-2\phi_{lin}) + S_2(\phi_{lin}) \sin(-2\phi_{lin}) \\ &= S_{lin} \cos 2\phi_{lin}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

$S_1(\phi)$ ergibt sich durch eine weitere Rotation um $(\phi_2 - \phi_1)=\phi$. Bei dem im HERA Polarimeter verwendeten Aufbau, wird nur die vertikale Projektion der Verteilung der gestreuten Photonen gemessen. Daher kann über die horizontale Achse (x -Achse) integriert werden, wodurch sich der Ausdruck für $S_1(\phi)$ vereinfacht. Die Anteile für positive und negative z Werte heben sich in dem $\sin 2\phi$ Term gerade auf. Damit ergibt sich:

$$S_1(\phi) = S_1(0) \cos 2\phi. \quad (2.14)$$

Diese Gleichung beschreibt die Abhängigkeit des Stokes Parameters S_1 vom Streuwinkel für eine Projektion auf die vertikale Achse.

2.2.2 Comptonstreuung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung hängt von der Polarisation der einfallenden Photonen (\vec{S}) und der Polarisation der einfallenden Elektronen (\vec{P}) ab. Im Ruhesystem des Elektrons gilt [Lip54] (mit $\hbar=1, c=1$):

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega}(\vec{S}, \vec{P}) = \Sigma_0 + \Sigma_1(S_1) + \Sigma_2(S_3, \vec{P}) \quad (2.15)$$

mit

$$\begin{aligned} \Sigma_0 &= C((1 + \cos^2 \theta) + (k_i - k_f)(1 - \cos \theta)) \\ \Sigma_1(S_1) &= CS_1(\phi) \sin^2 \theta \\ \Sigma_2(S_3, \vec{P}) &= -CS_3(\phi)(1 - \cos \theta)(\vec{k}_i \cdot \cos \theta + \vec{k}_f) \cdot \vec{P} \\ C &= (1/2)r_0^2(k_f/k_i)^2 \\ k_i &= (1 + \cos \alpha)\gamma E_\lambda/m_e \\ k_f &= 1/(1 - \cos \theta + 1/k_i). \end{aligned} \quad (2.16)$$

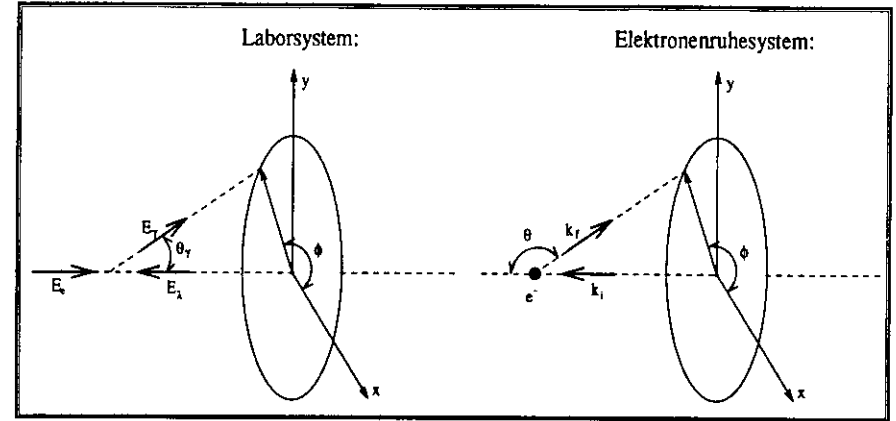


Abbildung 2.1: Die Koordinatensysteme und die Geometrie der Comptonstreuung im Laborsystem und im Elektronenruhesystem.

wobei r_0 der klassische Elektronenradius, E_λ die Energie des einlaufenden Photons im Laborsystem, α der Winkel zwischen einlaufenden Photonen und Elektronen im Laborsystem, m_e die Elektronenmasse und \vec{k}_i (\vec{k}_f) der Impuls des einlaufenden (auslaufenden) Photons in Einheiten der Elektronenmasse, im Elektronenruhesystem ist. Die Polarisation des einlaufenden Elektrons wird in kartesischen Koordinaten durch $\vec{P}=(P_X, P_Y, P_Z)$ beschrieben.

Abbildung 2.1 zeigt das gewählte Koordinatensystem im Laborsystem und im Ruhesystem des Elektrons. Das einfallende Photon bewegt sich in Richtung der positiven x -Achse und trifft fast frontal auf das Elektron. Die y -Achse steht senkrecht zur Ebene des Elektronenrings und die x -Achse zeigt in die Mitte des Rings. Der Azimutalwinkel ϕ wird von der positiven x -Achse ausgehend in Richtung auf die positive y -Achse gemessen.

Nun wird Gleichung 2.15 umgeschrieben, indem die Terme mit transversaler und longitudinaler Komponente der Polarisation der einlaufenden Elektronen separiert werden. Zusätzlich wird die Abhängigkeit der Stokes Parameter vom Azimutalwinkel ϕ berücksichtigt:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega}(\vec{S}, \vec{P}) = \Sigma_0 + S_1(0)\Sigma'_1 + S_3[P_Y\Sigma_{2Y} + P_Z\Sigma_{2Z}] \quad (2.17)$$

mit

$$\begin{aligned} \Sigma_0 &= C((1 + \cos^2 \theta) + (k_i - k_f)(1 - \cos \theta)) \\ \Sigma'_1 &= C \cos 2\phi \sin^2 \theta \\ \Sigma_{2Y} &= -C k_f \sin \phi \sin \theta (1 - \cos \theta) \\ \Sigma_{2Z} &= -C(1 - \cos \theta)(k_f + k_i) \cos \theta \end{aligned} \quad (2.18)$$

In der Ableitung 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. Aus diesem Grund ist die Gleichung von P_X unabhängig. Die Linearpolarisation des Laserlichts wird durch $S_1(0)$ berücksichtigt und dessen Abhängigkeit vom Azimutalwinkel in den Faktor Σ'_1 aufgenommen.

Die Energie des gestreuten Photons E_γ und Elektrons E_e im Laborsystem sind mit dem Streuwinkel θ im Elektronenruhesystem verknüpft über:

$$\cos \theta = \frac{E_e - E_\gamma \left(1 + \frac{m_e}{\gamma(1+\cos\alpha)E_\lambda}\right)}{E_e - E_\gamma} \quad (2.19)$$

Die maximale Energie besitzen die gestreuten Photonen für $\theta=180^\circ$:

$$E_{\gamma,max} = \frac{2E_e}{2 + \frac{m_e}{\gamma(1+\cos\alpha)E_\lambda}} \quad (2.20)$$

Die Transformation zwischen dem Streuwinkel im Elektronenruhesystem θ und dem Streuwinkel im Laborsystem θ_γ erfolgt durch:

$$\theta_\gamma \approx \tan \theta_\gamma = \frac{1}{\gamma \tan \frac{\theta}{2}} \quad (2.21)$$

Für die Parameter des HERA Polarimeters, $E_e=26.6 \text{ GeV}$, $E_\lambda=2.41 \text{ eV}$ und $\alpha=3.1 \text{ mrad}$ ergibt sich $E_{\gamma,max}=13.2 \text{ GeV}$ bei $\theta_\gamma=0^\circ$. Einem Streuwinkel von $\theta=90^\circ$ im Elektronenruhesystem entspricht im Laborsystem $\theta_\gamma=20 \text{ } \mu\text{rad}$ und $E_\gamma=8.8 \text{ GeV}$. Im Laborsystem werden die Photonen also in einen sehr schmalen Kegel um die Elektronenstrahlrichtung gestreut. Aufgrund der Ausdehnung und der Winkeldivergenz des Elektronenstrahls ergibt sich allerdings für konstante Winkel θ , und ϕ eine verschmierte Verteilung der Photonen.

Beim HERA Polarimeter wird der vertikale Auftreffort der gestreuten Photonen mit Hilfe eines Kalorimeters gemessen. Der vertikale Auftreffort y eines Photons ergibt sich aus dem Streuwinkel im Laborsystem θ_γ , dem Azimutalwinkel ϕ , dem Abstand zwischen Wechselwirkungspunkt und Kalorimeter $D=65 \text{ m}$ und der vertikalen Position des Elektrons am Wechselwirkungspunkt zu:

$$y = D \tan \theta_\gamma \sin \phi + y_0 \quad (2.22)$$

Gestreute Photonen gleicher Energie treffen in einem Ring mit dem Radius $R(E_\gamma) = D \tan \theta_\gamma$ auf das Kalorimeter. Für $E_\gamma=8.8 \text{ GeV}$ ergibt sich ein Radius auf dem Kalorimeter von $R=1.2 \text{ mm}$. Durch die Projektion auf die y -Achse entsteht, für eine gleichmäßige Verteilung in ϕ , eine symmetrische vertikale Verteilung mit zwei Maxima. Diese Verteilung wird für linear polarisierte Photonen, je nach der Orientierung von ϕ_{in} breiter oder schmaler (Σ'_1 in Gleichung 2.17). Sind die einlaufenden Elektronen allerdings transversal und die Photonen zirkular polarisiert, so ist Verteilung der gestreuten Photonen nicht mehr gleichmäßig in ϕ (Σ_{2Y} in Gleichung 2.17). Somit ergibt sich eine asymmetrische vertikale Verteilung der gestreuten Photonen bei Projektion auf die y -Achse. Eine genaue Beschreibung der Auswirkung der einzelnen Summanden in Gleichung 2.17 für verschiedene Polarisation der Elektronen und Photonen auf die vertikale Verteilung der gestreuten Photonen findet sich bei [Bar92]. Der Grad der transversalen Polarisation der Elektronen wird gemessen durch Analyse der Asymmetrie der vertikalen Verteilung der gestreuten Photonen bzw. durch Bestimmung der Verschiebung des Mittelwerts der vertikalen Verteilung.

Um das Problem der Messung des Mittelpunktes der Verteilung der gestreuten Photonen zu umgehen, wird die Asymmetrie der vertikalen Verteilungen für unterschiedliche Helizität der Photonen zur Bestimmung der transversalen Elektronenpolarisation berechnet. Diese Asymmetrie ist definiert als:

$$A(y, E_\gamma) = \frac{N_L(y, E_\gamma) - N_R(y, E_\gamma)}{N_L(y, E_\gamma) + N_R(y, E_\gamma)}$$

$$= P_Y \frac{\Sigma_{2Y}}{\Sigma_0} \quad (2.23)$$

dabei ist $N_L(y, E_\gamma)$ ($N_R(y, E_\gamma)$) die Zahl der Photonen mit einer Energie zwischen E_γ und $E_\gamma + \Delta E_\gamma$, und einem vertikalen Auftreffort zwischen y und $y + \Delta y$ für linkszirkular (rechtszirkular) polarisiertes Licht. Der systematischer Fehler durch langsame vertikale Verschiebung der Verteilung der gestreuten Photonen wird vermindert, indem mit 90 Hz zwischen den beiden Zuständen der Zirkularpolarisation geschaltet wird.

Es ist in der Praxis nicht möglich rein zirkular polarisiertes Licht zu erzeugen. Immer enthält das mit den Elektronen wechselwirkende Laserlicht auch eine kleine Linearkomponente. Zur Bestimmung der Elektronenpolarisation wird also die Asymmetrie zwischen zwei Photonenpolarisationszuständen $S_a=(S_{1a}, S_{3a})$ und $S_b=(S_{1b}, S_{3b})$ gemessen:

$$A(y, E_\gamma) = \frac{\sigma_a(y, E_\gamma) - \sigma_b(y, E_\gamma)}{\sigma_a(y, E_\gamma) + \sigma_b(y, E_\gamma)} \quad (2.24)$$

$$= \frac{\Delta S_1 \Sigma'_1 + \Delta S_3 [P_Y \Sigma_{2Y} + P_Z \Sigma_{2Z}]}{\Sigma_0 + \tilde{S}_1 \Sigma'_1 + \tilde{S}_3 [P_Y \Sigma_{2Y} + P_Z \Sigma_{2Z}]} \quad (2.25)$$

wobei $\Delta S_1 = (S_{1a} - S_{1b})/2$ und $\tilde{S}_1 = (S_{1a} + S_{1b})/2$ ist, mit einer analogen Definition für ΔS_3 und \tilde{S}_3 .

Mit Hilfe des HERA Polarimeter soll die transversale Polarisation gemessen werden. Die maximale vertikale Asymmetrie mit transversal polarisierten Elektronen wird gemessen, falls $\Delta S_3 \approx 1$ ist. Dann sind die Linearkomponenten der beiden Zustände sehr klein ($\tilde{S}_1 \approx 0$) und die Zirkularkomponenten haben entgegengesetzte Vorzeichen ($\tilde{S}_3 \approx 0$). Die Asymmetrie 2.25 vereinfacht sich dann zu:

$$A(y, E_\gamma) = \Delta S_1 \frac{\Sigma'_1}{\Sigma_0} + \Delta S_3 \left[P_Y \frac{\Sigma_{2Y}}{\Sigma_0} + P_Z \frac{\Sigma_{2Z}}{\Sigma_0} \right]. \quad (2.26)$$

Das HERA Polarimeter mißt die zweidimensionale Asymmetriefunktion $A(y, E_\gamma)$. In Kapitel 5 wird erläutert, wie hieraus die transversale Elektronenpolarisation bestimmt wird. Es wird auch die Berechnung der „online“ Werte der transversalen Elektronenpolarisation, durch Messung der Differenz der Mittelwerte der vertikalen Verteilungen für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht erläutert.

Kapitel 3

Das HERA Polarimeter

Zur Messung der transversalen Polarisation des HERA Elektronenstrahls wird links- und rechtszirkular polarisiertes Laserlicht am Elektronenstrahl elastisch gestreut. Aus der gemessenen Asymmetrie der Verteilung der rückgestreuten Compton-Photonen wird die transversale Elektronenpolarisation bestimmt. Die wichtigsten Komponenten des HERA Polarimeters (vgl. Abb. 3.1) werden in diesem Kapitel beschrieben. Dies sind :

- der Laser und der Lichttransport,
- der Wechselwirkungsbereich,
- das Kalorimeter,
- das Datennahmesystem und die Steuerung.

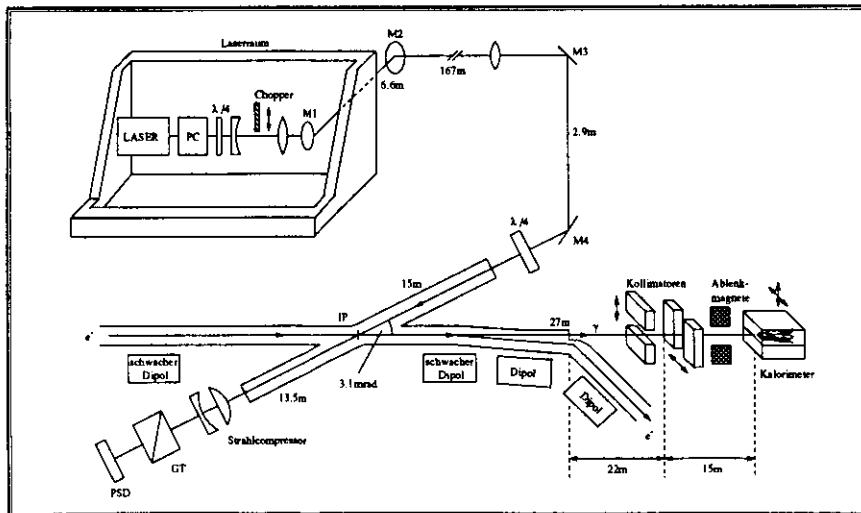


Abbildung 3.1: Das HERA Polarimeter.

3.1 Der Laser und der Lichttransport

Zur Messung der transversalen Elektronenpolarisation wird zirkular polarisiertes Licht am Wechselwirkungsbereich benötigt. Das optische System (Abb. 3.2) hat daher die Aufgabe, rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Laserlicht am Wechselwirkungsbereich auf den Elektronenstrahl zu fokussieren, sowie den Grad der Zirkularpolarisation des Lichts zu messen. Der Laser ist in einem eigenen Laserraum in der Westhalle installiert. Die Komponenten des Lichttransports befinden sich ebenfalls im Laserraum in der Westhalle sowie im HERA Tunnel.

Ein 25 W Argonlaser (Innova-200 der Firma Coherent) wird bei einer Leistung von 10 W auf der grünen Linie ($\lambda=514 \text{ nm}$) betrieben. Eine Pockelszelle (PC) ändert je nach Vorzeichen der anliegenden Hochspannung ($\sim 1000 \text{ V}$) den Polarisationszustand des ursprünglich linear polarisierten Lichts in rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht. Zwischen diesen beiden Polarisationszuständen wird bei den Messungen der transversalen Elektronenpolarisation, mit einer Frequenz von 90 Hz geschaltet, indem die Hochspannung mit dieser Frequenz durch einen Pulsgenerator verändert wird.

Hinter der Pockelszelle befindet sich ein $\lambda/4$ Plättchen, das das zirkular polarisierte Licht wieder in linear polarisiertes Licht umwandelt. Abhängig von der Zirkularität des einfallenden Lichts entsteht vertikal bzw. horizontal linear polarisiertes Licht, das dann durch ein Spiegelsystem (M1-M4) zum Wechselwirkungsbereich geführt wird. Auf die dielektrischen Spiegel (M1-M4) trifft also nur linear polarisiertes Licht. Hierdurch wird verhindert, daß sich die Zirkularpolarisation des Laserlichtes durch Phasenverschiebungen, die im allgemeinen bei der Reflexion an Spiegelflächen auftreten, vermindert.

Hinter dem $\lambda/4$ Plättchen ist ein Strahlaufler, bestehend aus den Linsen F1 und F2, sowie ein Chopper montiert. Der Chopper blockiert den Laserstrahl, um auch bei eingeschaltetem Laser (während einer Messung der transversalen Elektronenpolarisation) die Untergrundstrahlung vom Elektronenstrahl zu messen.

Das letzte Element des optischen Systems, das sich noch im Laserraum der Westhalle befindet, ist der Spiegel M1. Dieser Spiegel reflektiert den Laserstrahl horizontal in den HERA Tunnel. Nach einer zweiten horizontalen Reflexion (M2) verläuft der Laserstrahl parallel zum Elektronenstrahl an der Tunneldecke.

Kurz vor dem Spiegel M3 trifft der Laserstrahl auf das Linsendublett F3, das den Laserstrahl auf den Wechselwirkungsbereich fokussiert. Der Spiegel M3 reflektiert den Laserstrahl vertikal nach unten auf das Elektronenstrahlrohr, und der Spiegel M4 bewirkt, daß der Laserstrahl nach Passieren des Eintrittsfensters, unter einem Winkel von 3.1 mrad auf den Elektronenstrahl trifft. Vor Eintritt in das Elektronenstrahlrohr wird das linear polarisierte Laserlicht durch ein zweites $\lambda/4$ Plättchen wieder in zirkular polarisiertes Licht konvertiert.

Zwischen den Spiegeln wird der Laserstrahl jeweils durch ein evakuiertes Aluminiumrohr von 150 mm Durchmesser geführt. Hierdurch werden Turbulenzen in der Luft verringert und damit die Stabilität des Laserstrahls erhöht. Der Laserstrahl tritt insgesamt durch acht mit Antireflexbeschichtung versehene Fenster.

Die Spiegel M2 und M3 können rechnergesteuert, mit Hilfe von Schrittmotoren bewegt werden (Schrittweite: $0.2 \mu\text{rad}$). Die Spiegel M1 und M4 sind hingegen nur von Hand justierbar. Zur Kontrolle der Strahlposition auf den Spiegeln sind hinter den Spiegeln M3 und M4 positionsempfindliche Siliziumdioden montiert. Die Dioden ermitteln den Auftreffpunkt des Laserstrahls aus der durch den Spiegel hindurchtretenden Intensität. Zusätzlich sind hinter M2 sowie vor M3 und M4 Kameras montiert, die eine qualitative Information über die

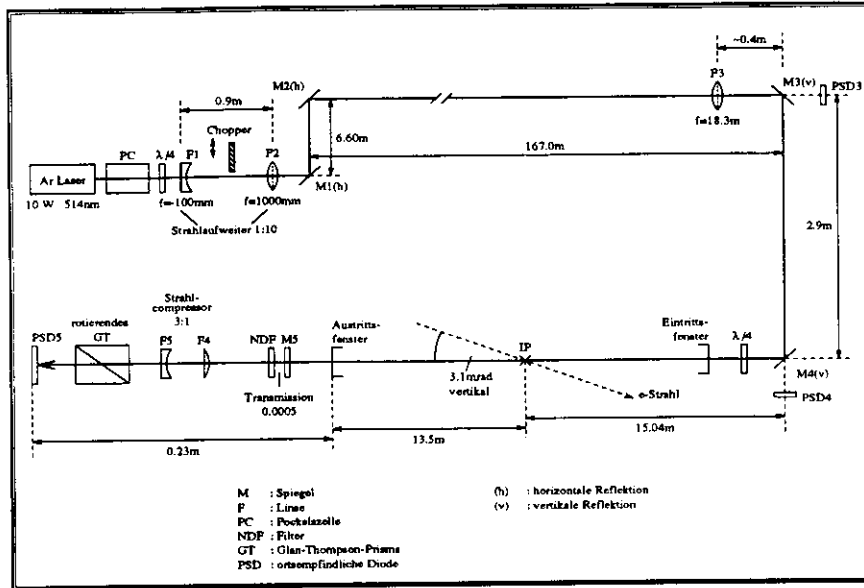


Abbildung 3.2: Das optische System.

Strahlposition liefern.

Die nicht comptongestreuerten Photonen verlassen das Elektronenstrahlrohr durch das Austrittsfenster. Der Spiegel M5 und ein Filter (NDF) verringern die Lichtintensität auf weniger als 1 mW (vgl. Abb. 3.2) und die Linsen F4 und F5 verringern den Durchmesser des Laserstrahls um den Faktor drei. Mit Hilfe eines rotierenden Glan-Thompson-Prismas und einer Diode (PSD5) kann dann der Polarisationszustand dieser Photonen untersucht werden. Das Glan-Thompson-Prisma ist ein Polarisator, der eine Linearkomponente des einfallenden Lichtes zur Seite spiegelt. Zur Messung des Polarisationszustandes der nicht comptongestreuerten Photonen versetzt ein Schrittmotor das Prisma in Rotation. Die Diode PSD5 mißt die Lichtintensität I in Abhängigkeit vom Drehwinkel ϕ . Die Funktion:

$$I(\phi) = I_0 + I_1 \cos 2(\phi - \phi_{lin}) \quad (3.1)$$

wird dann an die Daten angepaßt. Der Grad der Linearpolarisation S_{lin} ergibt sich aus den ermittelten Werten von I_0 und I_1 :

$$S_{lin} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{I_1}{I_0} \quad (3.2)$$

Zur Berechnung des Compton-Wirkungsquerschnittes werden aus S_{lin} und ϕ_{lin} (Winkel von I_{max}) die Stokesparameter $S_1(0)$ (vgl. Gl. 2.13) und S_3 (vgl. Gl. 2.10) berechnet. In der zur Zeit verwendeten Versuchsanordnung ist es nicht möglich, das Vorzeichen von S_3 sowie die Orientierung von ϕ_{lin} im Raum zu bestimmen. Das Lasersystem wird genauer in [Müc92] beschrieben.

3.2 Der Wechselwirkungsbereich

Im Wechselwirkungspunkt treffen zirkular polarisierte Photonen auf den Elektronenstrahl. Er befindet sich am Ende des geraden Abschnitts der Westhalle, bei WR134, kurz vor Beginn der Westkurve. Der Wechselwirkungsbereich ist so ausgelegt, daß die Untergrundstrahlung minimiert wird.

Die Untergrundstrahlung besteht aus Beam-Gas-Bremsstrahlung, Synchrotronstrahlung und comptongestreuerten thermischen Photonen [Lom93b]. Die Beam-Gas-Bremsstrahlung entsteht durch Streuung der Elektronen an den Restgasatomen im Elektronenstrahlrohr. Durch die gewählte Anordnung der Magnete des Elektronenstrahlrohres trifft nur die in einem 4 m langen geraden Abschnitt erzeugte Bremsstrahlung auf das Kalorimeter. Dieser 4 m lange gerade Abschnitt, der sowohl vom geraden Abschnitt der Westhalle (360 m lang) als auch von der Kurve isoliert ist (vgl. Abb. 3.3), wird begrenzt von zwei schwachen Dipolmagneten (Strahlkrümmungsradius $\rho=3215$ m). In diesem Abschnitt sind zusätzliche Vakuumpumpen installiert, um den Druck im Elektronenstrahlrohr und damit den Bremsstrahlungsuntergrund weiter zu vermindern. Synchrotronstrahlung ist elektromagnetische Strahlung, die von geladenen Teilchen auf gekrümmten Bahnen in Magnetfeldern emittiert wird. Nur die in den schwachen Dipolmagneten entstehende Synchrotronstrahlung trifft auf das Kalorimeter. Die Messung der Untergrundstrahlung ist in [Bar90, Lom93b] beschrieben.

Die vertikale Ausdehnung, sowie die Winkeldivergenz des Elektronenstrahls, liefern einen Beitrag zum Fehler in der Messung des Winkels der gestreuten Photonen relativ zum Elektronenstrahl. Die Größe dieses Beitrages ergibt sich aus der auf das Kalorimeter projizierten Elektronenstrahlgröße. Der Elektronenstrahl wird mit Hilfe des zwischen den schwachen

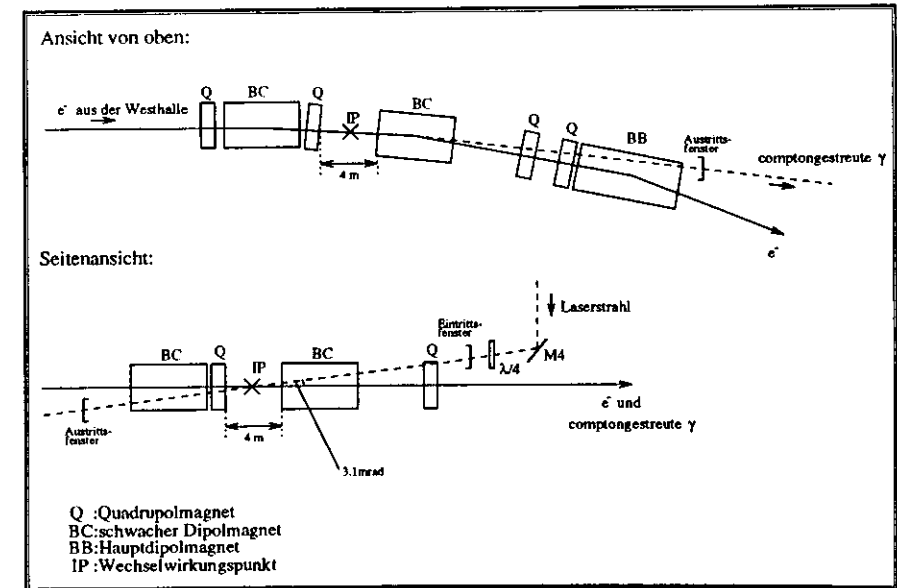


Abbildung 3.3: Die Magnetanordung im Wechselwirkungsbereich.

Dipolmagneten installierten Quadrupolmagneten vertikal fokussiert. Hierdurch ist die vertikale, auf das Kalorimeter projizierte Elektronenstrahlgröße $\sigma_{e,v}(65)$, wesentlich kleiner als die horizontale, auf das Kalorimeter projizierte, Elektronenstrahlgröße.

Im Wechselwirkungspunkt ist die horizontale Ausdehnung des Elektronenstrahls größer als die vertikale Ausdehnung. Da der Laserstrahl von oben auf den Elektronenstrahl trifft, wird somit die Luminosität nur gering durch zeitliche Veränderungen der Position des Elektronenstrahls beeinflusst.

Die Compton-gestreuten Photonen bewegen sich in dieselbe Richtung wie die Elektronen. Die Elektronen werden durch den zweiten schwachen Ablenkmagneten, und den ersten Ablenkmagneten ($\rho=608\text{ m}$) der Kurve, von den Photonen getrennt. Die Photonen verlassen das Elektronenstrahlrohr durch ein 0.5 mm dickes Aluminiumfenster und passieren zwei Kollimatoren. Die Kollimatoren sind beweglich und sollen einerseits das Kalorimeter in den Zeiten, in denen keine Messungen vorgenommen werden, vor Strahlung schützen, und andererseits den Strahlungsuntergrund, der nicht aus der Richtung des Wechselwirkungspunkts kommt, absorbieren.

Ein Paar vor dem Kalorimeter installierte Ablenkmagnete entfernt Konversionselektronen aus dem Photonenstrahl. Zwischen dem Austrittsfenster des Elektronenstrahlrohrs und den Kollimatoren, sowie zwischen den Ablenkmagneten und dem Kalorimeter, sind jeweils evakuierte Rohre installiert, durch die sich die Photonen bewegen. Hierdurch wird die Wahrscheinlichkeit der Konversion von Photonen vermindert. Die Rohre sind an den Enden mit Kunststoffolie verschlossen.

3.3 Das Kalorimeter

Die Compton-gestreuten Photonen treffen 65 m vom Wechselwirkungspunkt auf ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter. Mit dem Kalorimeter werden die Energie und der vertikale Auftreffort der Photonen gemessen. Der Abstand des Kalorimeters vom Wechselwirkungspunkt wurde gewählt, um einerseits den Photonenstrahl gut vertikal auf das Kalorimeter zu fokussieren, andererseits aber auch die zu messende vertikale Asymmetrie deutlich erkennen zu können. Berücksichtigt man diese beiden Forderungen, so stellt man fest, daß der im HERA Tunnel maximal mögliche Abstand von 65 m sinnvoll ist [Lom89].

Das Kalorimeter (Abb. 3.4) besteht aus je zwölf Lagen des Plastikszintillator SCSN38 als Auslesematerial und der Wolframlegierung DENSIMET17 als Absorber. Die Absorberplatten haben eine Größe von $60 \times 55 \times 6.22\text{ mm}^3$ und sind in einem Bleirahmen von $120 \times 100 \times 6.22\text{ mm}^3$ eingebettet. Ein Aluminiumrahmen hält die Szintillator- und Absorberplatten zusammen. Das im Szintillator emittierte Licht wird von Y7 dotierten PMMA-Wellenlängenschiebern auf Hamamatsu R580 Photomultiplier geleitet. Als aktives Material und für die optische Auslese wurde auf Bauelemente und Materialien zurückgegriffen, die auch im ZEUS Detektor verwendet werden [ZEU89]. Zwischen den Szintillatorplatten und den Wellenlängenschiebern sind Nylonfäden gespannt, und die Wellenlängenschieber werden mit Federn gegen diese Fäden gedrückt. Auf dieser Weise entstehen Schlitzstellen, die sicherstellen, daß die Totalreflexionen im Wellenlängenschieber nicht behindert werden. Mit Ausnahme der den Szintillatorplatten zugewandten Seite sind die Wellenlängenschieber mit Aluminiumfolie verkleidet.

Die Photomultiplier wandeln das Lichtsignal in ein elektrisches Signal um, wobei die Pulshöhe proportional zur Zahl der Photonen, und diese proportional zur Teilchenenergie

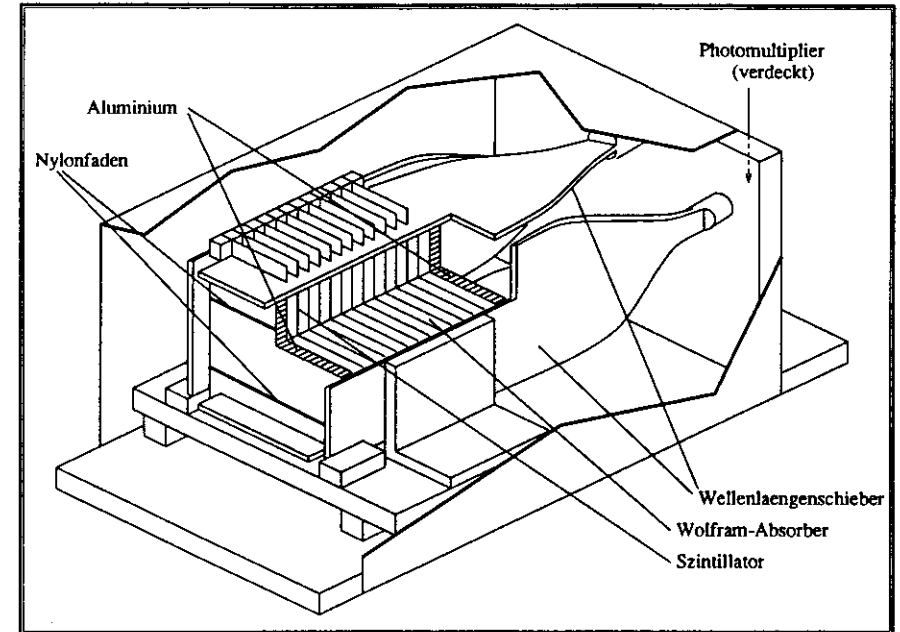


Abbildung 3.4: Das Kalorimeter.

ist. Sie werden mit einer aktiven Spannungsversorgung betrieben. Von außen werden sie mit Gleichspannung (maximal 24 V) versorgt, und eine Cockcroft-Walton-Kaskade erzeugt hieraus die zum Betrieb der Photomultiplier notwendigen Hochspannungen.

Leuchtdioden (LED) sind über Lichtleiter mit den hinteren Enden der Wellenlängenschieber verbunden. Diese LED können mit Hilfe eines Pulsers angesteuert werden. Auf diese Weise kann die Funktion der Photomultiplier und der nachfolgenden Elektronik überprüft, und die Photostatistik jedes einzelnen Photomultipliers gemessen werden.

Um den Auftreffort der Photonen bestimmen zu können sind die Szintillatorplatten in der Mitte horizontal geschlitzt. Die obere und untere Hälfte jeder Platte sind durch eine 0.01 mm dicke Aluminiumfolie gegeneinander optisch isoliert. Man erhält also praktisch zwei übereinander liegende Kalorimeter. Die Szintillatorplatten werden an allen vier Seiten ausgelesen. Auf den rechten und linken Wellenlängenschieber trifft Szintillatorlicht aus dem gesamten Kalorimeter. Auf den oberen (unteren) Wellenlängenschieber trifft hingegen nur Szintillatorlicht das im oberen (unteren) Kalorimetersegment entstanden ist. Die vier Auslesekanäle werden mit Up, Down, Left und Right bezeichnet. Zur Messung der Energie des einfallenden Photons wird die Summe zweier Auslesekanäle gebildet. Auf diese Weise erhält man die „vertikale“ Energie $E_V = E_U + E_D$ und die „horizontale“ Energie $E_H = E_R + E_L$. Die Summation verbessert die Uniformität der Energiemessung und reduziert Fluktuationen aufgrund der Photoelektronenstatistik an den Photomultipliern.

Die Kanäle R und L werden zur Kalibration des Kalorimeters verwendet und ein Vergleich der Energie in den Kanälen U und D ermöglicht eine Messung des vertikalen Auftreffortes

der Photonen. Man definiert die Größe η aus den Energien in den Kanälen U und D:

$$\eta = \frac{E_U - E_D}{E_U + E_D} \quad (3.3)$$

Es besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen dem Auftreffort der Photonen y und der gemessenen Asymmetrie η . Die Funktion $\eta(y)$ wird im folgenden als η - y Transformation bezeichnet. Installation und Kalibration des Kalorimeters werden in [Kai92] beschrieben.

3.4 Das Datennahmesystem und die Steuerung

Um bei einer Messung der transversalen Elektronenpolarisation mit dem Polarimeter eine statistische Genauigkeit von 1% zu erreichen, müssen etwa 10^6 Ereignisse gesammelt werden. Eine Messung soll aber höchstens eine Minute dauern, so daß das Datennahmesystem in der Lage sein muß Datenraten von 10^5 Hz zu verarbeiten. Im Polarimeter wird eine speziell für das ZEUS Kalorimeter entwickelte VME-Karte, die NEVIS-Karte, eingesetzt. In dieser Karte können in 4 Auslesekanälen Daten mit solchen Raten digitalisiert und verarbeitet werden. Zur Weiterverarbeitung der Meßdaten wird eine DEC-Station 3100 verwendet. Die Steuerungs- und Kontrollprogramme für das gesamte Polarimeter sind auf einer Micro-VAX III installiert. In Abbildung 3.5 ist die Steuerung und das Datennahmesystem schematisch dargestellt.

Über eine RS 232 Schnittstelle sind alle Geräte deren Steuerung nicht zeitkritisch ist wie der Laser, die positionsempfindlichen Dioden und die Motoren direkt an die Micro-VAX

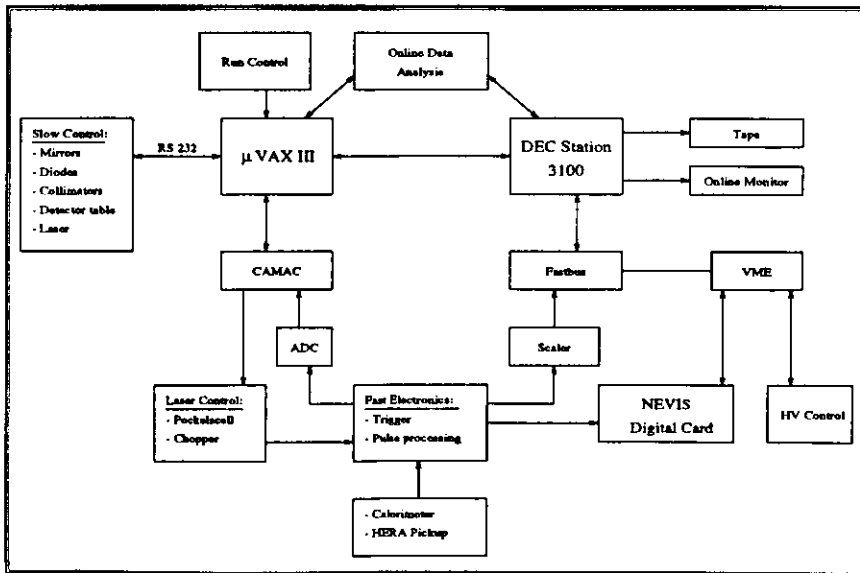


Abbildung 3.5: Das Schema des Datennahmesystems.

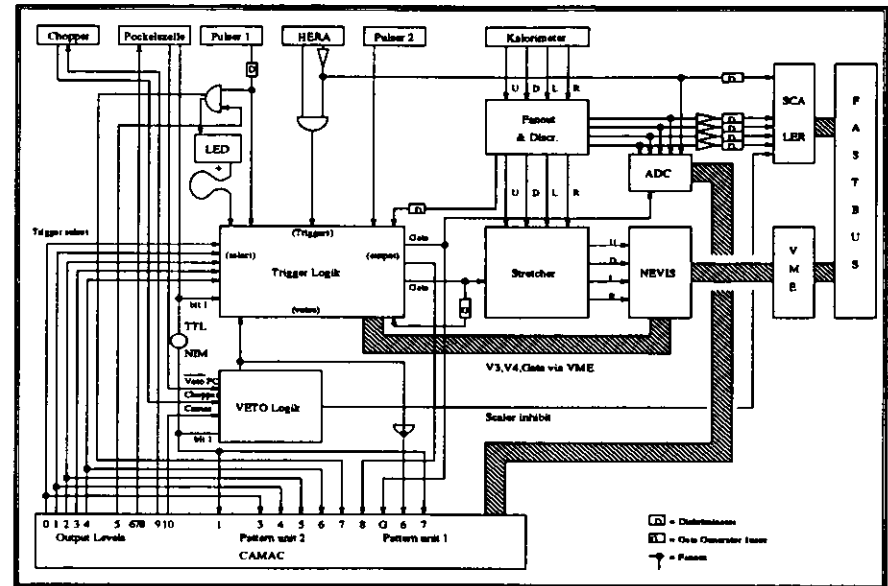


Abbildung 3.6: Die Ausleseelektronik.

angeschlossen. Mit Hilfe von Motoren können die Spiegel M2 und M3, das Glan-Thomson-Prisma, der Kalorimetertisch und die Kollimatoren bewegt werden. Ebenfalls über die Micro-VAX werden der Chopper und die Pockelszelle gesteuert. Der momentane Zustand dieser beiden Geräte wird ständig zurückgelesen.

In Abbildung 3.6 ist die Ausleseelektronik dargestellt. Die wichtigsten Komponenten sind die NEVIS-Karte, die Triggerlogik und die Vetologik. Auf der NEVIS-Karte befinden sich vier 12-bit ADCs mit $1 \mu s$ Konversionszeit und ein schneller Signalprozessor (Motorola DSP 56001) mit $100 ns$ Instruktionszyklus. Mit Hilfe der Triggerlogik ist es möglich zwischen fünf verschiedenen Triggern zu wählen. Die Vetologik stellt sicher, daß die Datennahme nur in den Zeiten stattfindet, in denen sich das Polarimeter in einem definierten Zustand befindet.

In der NEVIS-Karte werden die Meßdaten bereits verarbeitet, indem sie in Form von Histogrammen abgespeichert werden. Für verschiedene Phasen der Messung der transversalen Elektronenpolarisation (z. B. Messung der Pedestals oder Kalibration des Kalorimeters) stehen DSP-Programme zur Verfügung, die verschiedene Histogramme produzieren [Jan92, Mic93]. Die Histogramme werden jede Minute über die DEC-Station auf Magnetband geschrieben. Da auf der NEVIS-Karte nur wenig Speicherplatz zur Verfügung steht, werden nur jene DSP-Programme von der DEC-Station geladen, die für einen bestimmten Meßzyklus benötigt werden.

Alle für eine Messung der transversalen Elektronenpolarisation notwendigen Einstellungen der einzelnen Komponenten des Polarimeters werden auf der Micro-VAX vorgenommen. Mit Hilfe eines Kontrollprogramms können verschiedene DSP-Programme in die NEVIS-Karte geladen, ein Trigger gewählt oder Feedback-Systeme gestartet werden, wie z. B. das Ausrichten des Laserstrahls auf den Elektronenstrahl. Das Kontrollprogramm liefert außer-

dem Informationen über einzelne Komponenten. Hierzu gehören die Laserleistung, die Stellung der Spiegel, die an den Photomultipliern anliegende Hochspannung und die momentane transversale Elektronenpolarisation. Die einzelnen Komponenten des Datennahmesystems und der Steuerung werden in [Büs92] genauer beschrieben.

3.5 Messungen mit dem Polarimeter

In diesem Kapitel wird die Durchführung einer Messung der transversalen Elektronenpolarisation mit dem HERA Polarimeter beschrieben. Zu Beginn einer Meßschicht müssen einige Geräte eingeschaltet werden. Dies sind der Laser, die Vakuumpumpe für das Vakuumrohr durch das der Laserstrahl geführt wird, die Hochspannungsversorgung für die Pockelszelle, die Vakuumpumpe für das Vakuumrohr für die gestreuten Photonen, die Kameras und die Ablenkmagnete zum Entfernen von geladenen Teilchen, die durch das Aufschauern von Photonen in der Luft entstehen. Der größte Teil der Komponenten des Polarimeters, insbesondere die gesamte Elektronik, ist immer eingeschaltet.

Die Inbetriebnahme des Lasers geschieht nach einer festgelegten Prozedur. Der Laser muß zunächst bei kleiner Leistung (1 W) ungefähr 10 Minuten warmlaufen. Dann wird der Laser durch kleine Änderungen der Neigung des hinteren Resonatorspiegels, mit Hilfe zweier Einstellknöpfe justiert. Der Laser ist nun betriebsbereit und die Optik kann nachjustiert werden. Hierzu reduziert man zunächst die Laserleistung auf 0.01 W. Eine vor den Spiegel M3 gefahrene Zielscheibe wird auf einem Monitor im Laserraum beobachtet. Im Normalfall trifft der Laserstrahl auf die Zielscheibe und der Auftreffpunkt läßt sich durch kleine Verschiebungen der Linse F1 senkrecht zum Strahl, mit Hilfe zweier Einstellknöpfe, optimieren. Trifft der Laserstrahl nicht auf die Zielscheibe, so muß der Spiegel M2 bewegt werden. Veränderungen der Position der Linse F1 in Strahlrichtung ermöglichen eine Fokussierung des Laserstrahls. Schließlich wird die Zielscheibe wieder aus dem Strahl herausgefahren. Von nun an betreibt man den Laser bei einer Leistung von 10 W. Die Vakuumpumpen für das Lasertransportsystem kann ausgeschaltet werden, sobald der Druck in dem Rohr kleiner als 10^{-1} Torr ist. Durch Abschalten der Pumpe werden Vibrationen, die den Laserstrahl negativ beeinflussen, vermindert.

Die weiteren Einstellungen und Messungen zur Inbetriebnahme des Polarimeters werden mit Hilfe des Steuerungsprogramms auf der Micro-VAX durchgeführt. Als erstes zentriert man den Laserstrahl auf den Spiegel M3, indem man die Neigung des Spiegels M2 verändert. Dann wird die Polarisation des Laserlichts überprüft, und falls notwendig, verbessert. Hierzu wird zunächst der Laserstrahl auf das Glan-Thomson-Prisma gerichtet, (Spiegel M3 wird bewegt) und dann das Prisma in Rotation versetzt. Aus der, in Abhängigkeit vom Drehwinkel gemessenen Intensität, ergibt sich der Polarisationsgrad des Laserlichts. Durch Veränderung der Hochspannung die an der Pockelszelle anliegt, kann der Grad der Zirkularpolarisation des Lichtes optimiert werden. Um mit dem Glan-Thomson-Prisma eine gute Zirkularpolarisation zu messen, muß an die Pockelszelle eine unsymmetrische Hochspannung angelegt werden. Das heißt, die angelegte negative und positive Hochspannung ist nicht gleich groß und zum Wechselwirkungspunkt wird nicht zirkular polarisiertes Licht geführt, sondern elliptisch polarisiertes Licht. Durch das Eintrittsfenster (oder das Austrittsfenster) wird das Licht dann so verändert, daß schließlich auf das Glan-Thomson-Prisma zirkular polarisiertes Licht trifft. Während der ersten Messungen der transversalen Elektronenpolarisation im November 1991 wurde festgestellt, daß die Veränderung der Polarisation des Laserlichtes durch

das Eintrittsfenster verursacht wird [Lom92a].

Nachdem nun der Laser und die Pockelszelle eingestellt sind, werden die Pedestalwerte gemessen. Das Steuerungsprogramm lädt das entsprechende DSP-Programm in die NEVIS-Karte und selektiert den Pulsertrigger. Die ermittelten Pedestalwerte werden gespeichert, um sie bei einer Messung der transversalen Elektronenpolarisation direkt von den Rohdaten abzuziehen. Zur Überprüfung der Funktion des Kalorimeters führt man nun einen LED-Meßlauf durch. Wieder wird vom Steuerungsprogramm das entsprechende DSP-Programm geladen, der Trigger gewählt und schließlich die LEDs in Betrieb gesetzt. Entsprechen die gemessenen Histogramme dem erwarteten Aussehen, das heißt, ist die Abweichung in Mittelwert und Standardabweichung von Referenzhistogrammen kleiner als 2%, so kann davon ausgegangen werden, daß die Ausleseelektronik des Kalorimeters funktioniert, und die Verstärkung der Photomultiplier sich nicht wesentlich geändert hat. Jetzt öffnet man die Kollimatoren. Dieser Vorgang kann auf zwei Monitoren beobachtet werden. Der nächste Schritt besteht im horizontalen Ausrichten des Laserstrahls auf den Elektronenstrahl. Auf der Micro-VAX startet man ein Programm, das für fünf verschiedene Neigungen des Spiegels M3 die Rate der Comptonereignisse mißt. Durch die Meßwerte wird eine Gaußverteilung gefittet, und die Spiegelneigung so verändert, daß die Rate maximal wird. Nun wird das Kalorimeter in Bezug auf den Photonenstrahl zentriert. Die Daten für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht werden zusammengefaßt und der Mittelwert der Verteilung in η berechnet. Dieser Wert wird mit Hilfe der invertierten η - y Transformation in eine vertikale Abweichung vom Zentrum des Photonenstrahls umgerechnet, und der Kalorimetertisch dann entsprechend in der Höhe verfahren. Um das Kalorimeter mit diesem Verfahren vertikal zu zentrieren, muß es bereits grob vertikal und horizontal zentriert sein. Wie man das Kalorimeter grob (auf ca. 1 mm genau) zentriert, wird in [Kai92] beschrieben.

Der letzte Schritt, vor Beginn der eigentlichen Messung der transversalen Elektronenpolarisation, ist die Kalibration des Kalorimeters. Die Kalibration besteht aus drei Schritten in denen jeweils Kalibrationskonstanten, die die relative Abweichung des momentanen Signals vom Signal für das kalibrierte Kalorimeter angeben, ermittelt werden. Aus diesen Konstanten werden dann die Spannungen für die Photomultipliern berechnet [Gre91]. Das Steuerungsprogramm sorgt dann dafür, daß diese Spannungen auch an die Photomultipliern angelegt werden. Im ersten Kalibrationsschritt werden die Kanäle L und R relativ zueinander kalibriert. Die Anzahl der Ereignisse N für verschiedene Werte von $(L - R)/(L + R)$ wird in einem Histogramm dargestellt. Aus dem Mittelwert dieses Histogramms ergeben sich die Kalibrationskonstanten c_L und c_R . Das Histogramm wird von einem speziellen DSP-Programm erzeugt. Dasselbe DSP-Programm wird verwendet, um die Kanäle L und R in einem zweiten Schritt absolut zu kalibrieren. Bei der absoluten Kalibration betrachtet man das gemessene Energiespektrum der Photonen. In diesem Spektrum sind zwei wohl definierte Kanten erkennbar. Dies sind die Comptonkante und Bremsstrahlungskante, deren Energien sich eindeutig aus der Elektronenenergie und der Energie der einlaufenden Photonen ergeben. Die Comptonkante ist im Energiespektrum allerdings sehr viel besser erkennbar, so daß vom Steuerungsprogramm die Bremsstrahlungskante zur absoluten Kalibration nicht berücksichtigt wird. Die absolute Kalibration hat das Ziel, eine Zuordnung von ADC-Kanälen zu Energie zu finden. Im letzten Schritt der Kalibration des Kalorimeters werden die Kanäle U und D relativ zueinander, sowie die vertikale Energie E_V relativ zur horizontalen Energie E_H kalibriert. Der Quotient Q aus E_V und E_H ist eine Funktion von η . Die Kalibrationskonstanten c_D und c_U ergeben sich mit den Forderungen, daß $Q(\eta)$ eine gerade Funktion von η mit $Q(0)=1$ ist, aus einem Parabelfit an die Funktion $Q(\eta)$ [Gre91, Kai92]. Das für

die vertikale Kalibration benötigte Histogramm wird mit dem gleichen DSP-Programm erzeugt, mit dem auch die eigentlichen Messungen der transversalen Elektronenpolarisation durchgeführt werden. Es ist daher möglich, im Anschluß an jede Polarisationsmessung, die vertikale Kalibration zu überprüfen und falls nötig zu verbessern.

Die gesamte Kalibration des Kalorimeters, einschließlich der Messung der notwendigen Histogramme, dauert ca. 10 Minuten und wird ausführlich in [Kai92] beschrieben. Bei der beobachteten Stabilität der Kalibration des Kalorimeters ($\leq 0.5\%$ pro Tag) sollte die Kalibration, innerhalb einer Meßperiode, alle 24 Stunden wiederholt werden.

Nun wird die eigentliche Messung der transversalen Elektronenpolarisation gestartet. Innerhalb eines Meßzyklusses von einer Minute wird der Chopper so gesteuert, daß der Laserstrahl 20 Sekunden unterbrochen und 40 Sekunden nicht unterbrochen ist. Durch die Veränderung der Hochspannung an der Pockelszelle mit einer Frequenz von 90 Hz ist das Laserlicht jeweils die Hälfte der Zeit links- bzw. rechtszirkular polarisiert. Der bei Messungen der transversalen Elektronenpolarisation verwendete Trigger verlangt die Koinzidenz des HERA-Pickup Signals und des Kalorimetersignals (Schwelle: $E \geq 1.75 \text{ GeV}$). Das für einen Polarisationsmeßlauf verwendete DSP-Programm speichert die Daten als zweidimensionale Histogramme mit 128 Bins in η und 64 Bins in E . Für jeden der vier Zustände, in denen sich das Polarimeter aufgrund der Einstellungen von Pockelszelle und Chopper befinden kann, wird ein eigenes Histogramm erzeugt. Diese vier Histogramme werden jede Minute auf Magnetband geschrieben aber auch direkt ausgewertet. Aus der Differenz der Mittelwerte der Verteilungen für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht im Energieintervall zwischen 5.3 und 11.6 GeV wird die transversale Elektronenpolarisation „online“ ermittelt. Aus dem Mittelwert des Summenhistogramms von links- und rechtszirkular polarisiertem Licht wird die vertikale Position und damit die Zentrierung des Kalorimeters in Bezug auf den Photonenstrahl bestimmt. Der momentane Wert der transversalen Elektronenpolarisation, die vertikale Kalorimeterposition und die Datenraten werden auf dem Bildschirm angezeigt, auf Magnetband sowie auf eine Festplatte geschrieben. Am Ende eines Polarisationsmeßlaufes werden vier „Summenhistogramme“ gebildet. Dies sind jeweils die Summen der vier, während des Meßlaufs, jede Minute erzeugten Histogramme. Diese Summenhistogramme werden ebenfalls auf einer Festplatte gespeichert und stehen zur weiteren Analyse auf der DEC-Station zur Verfügung.

Das Kontrollprogramm auf der Micro-VAX erlaubt eine Überwachung fast aller Komponenten des Polarimeters auch während einer Messung der transversalen Elektronenpolarisation. Zu den wichtigsten Größen, die dauernd überwacht werden müssen, gehören die vertikale Position des Kalorimeters und die Datenraten. Wird die Abweichung der Kalorimeterposition vom Zentrum des Comptonstrahls größer als $50 \mu\text{m}$, so muß der Kalorimetertisch entsprechend verfahren werden. Ändern sich die Datenraten plötzlich, so deutet dieses auf eine Fehlfunktion im Polarimeter oder ein Problem beim HERA Elektronenstrahl hin.

Da Polarisationsmeßschichten meist über mehr als eine Elektronenfüllung andauern ist es möglich, die Zeitspannen zwischen zwei Füllungen zu nutzen, um die vertikale Kalibration, die Funktion und Polarisation des Lasers zu überprüfen und, falls nötig, zu verbessern. Die Erfahrungen in der Meßschichten im August und September 1992 haben gezeigt, daß das Polarimeter über lange Zeiträume ohne technisch Probleme betrieben werden kann. Die für die Kalibration des Kalorimeters eingesetzte Zeit ist nur ein kleiner Bruchteil der Meßzeit.

Kapitel 4

Eigenschaften des Kalorimeters

Im HERA Polarimeter werden die Energie und der vertikale Auftreffort von hochenergetischen Compton gestreuten Laserphotonen mit einem Kalorimeter gemessen. Nach einer kurzen Einführung in die grundlegenden Eigenschaften von Kalorimetern für hochenergetische Teilchen ($E \geq 1 \text{ GeV}$), werden die wesentlichen Eigenschaften des im Polarimeter eingesetzten Kalorimeters zusammengefaßt. Dies sind die Transformation zwischen der vertikalen Position y und der Meßgröße η , die vertikale Ortsauflösung und die Energieauflösung. Schließlich wird ein Vergleich zwischen den experimentellen Daten der Comptonstreuung und Modellrechnungen durchgeführt, um das Verständnis der Kalorimereigenschaften zu verbessern.

4.1 Grundlagen der Kalorimetrie

Als Kalorimeter bezeichnet man in der Hochenergiephysik Meßinstrumente, die die Energie von Teilchen messen. Die Größe eines Kalorimeters wird so gewählt, daß die Teilchen vollständig vom Kalorimeter absorbiert werden. Dabei deponieren die Teilchen ihre Gesamtenergie in dem Kalorimeter, indem sie mit dem Kalorimetermaterial wechselwirken und sich im Kalorimeter eine Kaskade von Teilchen immer kleinerer Energie ausbildet, ein sogenannter Schauer. Ein konstanter Teil der deponierten Teilchenenergie wird in ein meßbares Signal (z. B. elektrisches Signal, Szintillationslicht) umgewandelt.

Gegenüber anderen Instrumenten zur Messung der Energie von hochenergetischen Teilchen bieten Kalorimeter einige Vorteile [Fab84, Wig87]:

- Kalorimeter können für geladene Teilchen (e^\pm, π^\pm, \dots) und neutrale Teilchen (γ, π^0, \dots) verwendet werden.
- Unterschiede in der räumlichen Verteilung des Schauers können zur Teilchenidentifikation herangezogen werden.
- Für optimierte Kalorimeter ist die Energieauflösung σ_E/E proportional $1/\sqrt{E}$, wobei die benötigte Kalorimetertiefe nur linear mit $\log E$ anwächst.
- Sie können sehr schnell ausgelesen werden (Auslesezeiten unter 100 ns).
- Zur Energiemessung wird kein Magnetfeld benötigt.
- Sie können sehr fein segmentiert werden, so daß der Auftreffpunkt der Teilchen bestimmt werden kann.

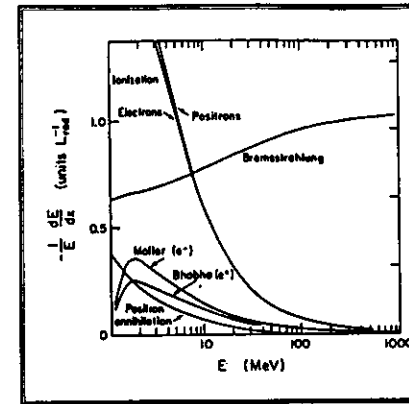


Abbildung 4.1: Die Anteile der verschiedenen Prozesse am Energieverlust von Elektronen und Positronen beim Durchqueren von Blei [Par88].

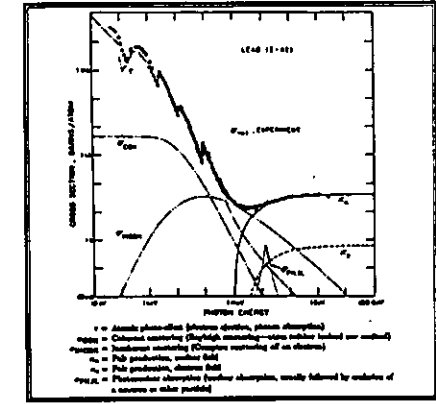


Abbildung 4.2: Die Beiträge zum Wirkungsquerschnitt von Photonen mit Blei [Par88].

Man unterscheidet im wesentlichen zwei Typen von Kalorimetern. Entweder findet die Absorption und die Signalerzeugung im selben Material statt (*homogene Kalorimeter*), oder Absorbermaterial und Auslesematerial, in dem das messbare Signal erzeugt wird, sind in getrennten Schichten vorhanden (*Sampling Kalorimeter*). Als Absorbermaterialien werden meist Metalle mit hoher Ordnungszahl verwendet, wie Blei oder Wolfram. Sampling Kalorimeter sind aus diesem Grund kleiner als vergleichbare homogene Kalorimeter.

Die weitere Beschreibung bezieht sich auf elektromagnetische Kalorimeter, also Kalorimeter mit denen die Energie und Position von Elektronen, Positronen oder Photonen bestimmt wird. Trifft ein hochenergetisches Photon auf ein Kalorimeter, so entstehen durch Paarbildung ein Elektron und ein Positron. Diese ebenfalls hochenergetischen geladenen Teilchen verlieren Energie durch Bremsstrahlung. Die hierbei entstehenden Photonen wechselwirken wieder über Paarbildung mit dem Kalorimeter, und die geladenen Teilchen weiterhin über die Bremsstrahlung. Die Anzahl der Teilchen im Schauer erhöht sich also immer weiter, wobei die Energie der einzelnen Teilchen abnimmt. Schließlich wird die Energie der Teilchen so klein, daß die geladenen Teilchen über Streuung und Ionisation mit dem Kalorimeter wechselwirken und die Photonen über Compton- und Photoeffekt. Die Anzahl der Schauer-Teilchen erhöht sich nun nicht mehr, und die Energie wird im Kalorimeter deponiert. In den Abbildungen 4.1 und 4.2 sind die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Prozesse für e^- , e^+ und γ in Abhängigkeit von der Energie dargestellt. Zur qualitativen und in etwa materialunabhängigen Beschreibung der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers werden als Parameter die Strahlungslänge X_0 , die kritische Energie ϵ und der Molière-Radius R_M verwendet.

Die kritische Energie ϵ , die Strahlungslänge X_0 und der Molière-Radius R_M sind von dem Material abhängig, in dem sich der Schauer entwickelt. Die kritische Energie ϵ ist jene Energie, bei der ein Elektron genausoviel Energie durch Bremsstrahlung wie durch Stöße verliert. Die Strahlungslänge X_0 ist die Strecke, nach der die Energie eines Elektrons auf

das $1/e$ -fache abgesunken ist. Durch sie wird die longitudinale Schauerentwicklung charakterisiert. Der Molière-Radius R_M hängt mit der kritischen Energie und der Strahlungslänge zusammen über [Ama81]:

$$R_M = \frac{E_s}{\epsilon} X_0 \quad (E_s = 21 \text{ MeV}). \quad (4.1)$$

In einem Zylinder mit Radius R_M um die Schauerachse sind 95% der Schauerenergie enthalten. Der Molière-Radius kann also zur Beschreibung der transversalen Schauerenausdehnung herangezogen werden.

4.2 Ortsmessungen mit dem Kalorimeter

Das im Polarimeter verwendete Kalorimeter mißt den vertikalen Auftreffort von Compton-gestreuten Laserphotonen und deren Energie. Das Kalorimeter ist horizontal geschlitzt. Die vertikale Auftreffposition wird allerdings nicht direkt gemessen. Gemessen werden E_U und E_D , die im oberen bzw. unteren Kalorimetersegment deponierte Energie, woraus die Meßgröße η , definiert als:

$$\eta = \frac{E_U - E_D}{E_U + E_D} \quad (3.3)$$

bestimmt wird. Zwischen dem vertikalen Auftreffort y_0 und der gemessenen Wert η besteht ein eindeutiger Zusammenhang, die η - y Transformation, die sich aus einer Parametrisierung des lateralen Schauerprofils $f(y - y_0) = \frac{dB}{dy}$ und den Energien E_U und E_D ergibt. Es gilt:

$$E_D = E_V \int_{-\infty}^0 f(y - y_0) dy \quad \text{bzw.} \quad E_U = E_V \int_0^{+\infty} f(y - y_0) dy \quad (4.2)$$

wobei $E_V = E_U + E_D$ die vertikale Energie ist. Aus der Anwendung dieser beiden Integrale in der Definition von η (Gl. 3.3), bei Kenntnis des lateralen Schauerprofils, ergibt sich die gesuchte η - y Transformation [Göt90, Bar92].

Im weiteren werden zur Beschreibung dreidimensionaler Schauerprofile Zylinderkoordinaten verwendet. Die z -Achse entspricht der verlängerten Flugrichtung der auftreffenden Teilchen, also der longitudinalen Richtung. Die transversale Position wird festgelegt durch den Abstand r vom Schauermittelpunkt und dem Winkel ϕ . Trifft das einlaufende Teilchen senkrecht auf das Kalorimeter, so ist das transversale Schauerprofil unabhängig von ϕ , da keine Vorzugsrichtung existiert, hängt allerdings von der Tiefe z ab, in der man den Schauer untersucht.

In unserem Fall ist das über z integrierte radiale Schauerprofil relevant, da das verwendete Kalorimeter das Signal über die gesamte Länge summiert. Darüber hinaus ist eine Projektion auf die vertikale Achse (y -Achse) notwendig, was einer Integration über die horizontale Richtung (x -Achse) entspricht. Schauerprofile, die nach dieser Integration nur noch von der y -Richtung abhängen, werden im weiteren als laterale Schauerprofile bezeichnet.

Bei radialen Schauerprofilen können zwei Bereiche unterschieden werden, deren Übergang bei etwa einem Molière-Radius liegt [Ama81]. Der in der Nähe der Schauerachse gelegene *Zentralbereich* entsteht durch hochenergetische Elektronen und Positronen ($E \gg \epsilon$). Diese bewirken die Ausbildung einer schmalen Verteilung, deren Breite mit zunehmender Tiefe

immer größer wird. Die Breite ist bestimmt durch die Vielfachstreuung der hochenergetischen Elektronen und Positronen. Der zweite Bereich, der *äußere Bereich*, ist wesentlich flacher und zeigt keine monotone Abhängigkeit von der Schauertiefe. Dieser Bereich wird bestimmt durch die Ausbreitung von Photonen und niederenergetischen Elektronen und Positronen.

Um die beobachteten beiden Bereiche der radialen Schauerentwicklung auch mit einer Parametrisierung beschreiben zu können, wurden in der Vergangenheit verschiedene Ansätze gewählt.

Häufig wird eine Parametrisierung des lateralen Schauerprofils mit Hilfe zweier exponentieller Verteilungen gewählt [Ako77, Bug86]:

$$f(y - y_0) = A_1 e^{-|y-y_0|/\lambda_1} + A_2 e^{-|y-y_0|/\lambda_2} \quad (4.3)$$

wobei y_0 der Auftreffort des Strahls ist.

Eine andere Parametrisierung des radialen Schauerprofils besteht aus der Summe zweier Gaußfunktionen [Abs79]:

$$f(r) = A_1 e^{-r^2/\lambda_1} + A_2 e^{-r^2/\lambda_2} \quad (4.4)$$

wobei der Auftreffort des Strahls $r_0=0$ ist. Ebenfalls vorzufinden ist eine Parametrisierung durch die Summe zweier Exponentialfunktionen [Fer88]:

$$f(r) = \left(A_1 e^{-\sqrt{r/\lambda_1}} + A_2 e^{-r/\lambda_2} \right) / r. \quad (4.5)$$

Unter der Annahme, daß das radiale Schauerprofil aus zwei Exponentialfunktionen der Form $A_i e^{-r/\lambda_i}$ zusammengesetzt ist, ergibt sich für das laterale Schauerprofil die Summe zweier Besselfunktionen [Bor91]:

$$f(y - y_0) = A_1 K_0\{\lambda_1(y - y_0)\} + A_2 K_0\{\lambda_2(y - y_0)\}. \quad (4.6)$$

Die freien Parameter A_1 , A_2 , λ_1 und λ_2 sind im allgemeinen Funktionen der Teilchenenergie. Außerdem ist es üblich normierte Schauerprofile zu verwenden, so daß

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(y - y_0) dy = 1 \quad \text{bzw.} \quad \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} f(r) r dr d\phi = 1 \quad (4.7)$$

gilt.

4.3 Monte Carlo Simulationen und Testmessungen

In der Vergangenheit wurden sowohl experimentelle Untersuchungen mit dem Kalorimeter [Göt90, Gre91, Kai92] als auch Monte Carlo Untersuchungen mit dem Programm EGS4 durchgeführt [Lom93a], um die Eigenschaften des Kalorimeters zu bestimmen. Sie sollen in diesem Abschnitt kurz zusammengefaßt werden.

Für die experimentell ermittelte η - y Transformation ergab sich, unter der Annahme eines lateralen Schauerprofils, in der Form von Gleichung 4.3:

$$\eta(y) = \frac{y}{|y|} \left[1 - \left(C_1 e^{-|y|/\lambda_1} + (1 - C_1) e^{-|y|/\lambda_2} \right) \right]. \quad (4.8)$$

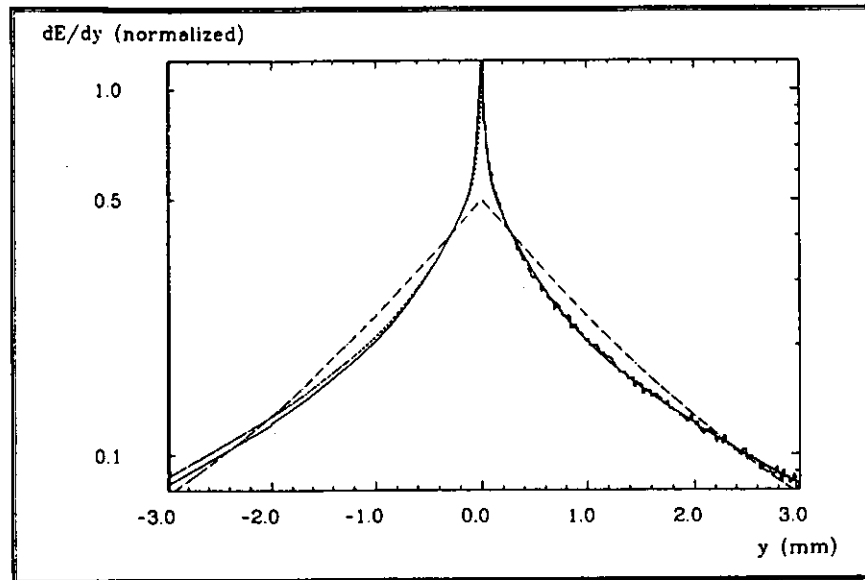


Abbildung 4.3: Das normierte, von EGS4 berechnete laterale Schauerprofil ($y \geq 0$), dessen Parametrisierung (durchgezogene Linie), das Ergebnis der Testmessung (gestrichelte Linie) sowie das Ergebnis der Überprüfung aus Kap. 4.4 (gepunktete Linie, $y \leq 0$).

Eine Testmessung mit 3 GeV Elektronen ergab folgende Werte für die Parameter $C_1=0.486 \pm 0.056$, $\lambda_1=1.14 \pm 0.05$ mm, $\lambda_2=7.14 \pm 0.51$ mm [Göt90].

Mit Hilfe des Monte Carlo Programms EGS4 wurde das laterale Schauerprofil für den Detektor simuliert. Es wurden ca. 500 Schauerentwicklungen für Photonen der Energie 10 GeV simuliert. Eine Parametrisierung des lateralen Schauerprofils mit zwei Exponentialfunktionen, gemäß Gleichung 4.3, beschrieb das simulierte Profil nicht. Es wurde eine Parametrisierung des lateralen Schauerprofils durch vier Exponentialfunktionen benötigt. Aus der Simulation ergab sich damit folgende η - y Transformation:

$$\eta(y) = \frac{y}{|y|} \left\{ 1 - \left[C_1 e^{-|y|/\lambda_1} + C_2 e^{-|y|/\lambda_2} + C_3 e^{-|y|/\lambda_3} + (1 - C_1 - C_2 - C_3) e^{-|y|/\lambda_4} \right] \right\} \quad (4.9)$$

mit den Parameterwerten $C_1=0.0214$, $\lambda_1=0.0297$ mm, $C_2=0.122$, $\lambda_2=0.366$ mm, $C_3=0.418$, $\lambda_3=1.803$ mm und $\lambda_4=6.930$ mm.

In Abbildung 4.3 sind das mit EGS4 berechnete laterale Schauerprofil, die Parametrisierung mit Hilfe von vier exponentiellen Verteilungen und die Parametrisierung nach Gl. 4.3, die sich aus der Testmessungen ergab, dargestellt. Für kleine y Werte (< 0.5 mm) liefert die mit Hilfe von EGS4 ermittelte Parametrisierung deutlich größere Wert. Bei y Werten zwischen 0.5 mm und 2.0 mm sowie für y Werte über 7.0 mm liegt die experimentell ermittelte Parametrisierung über der mit EGS4 simulierten. Die für die Durchführung der

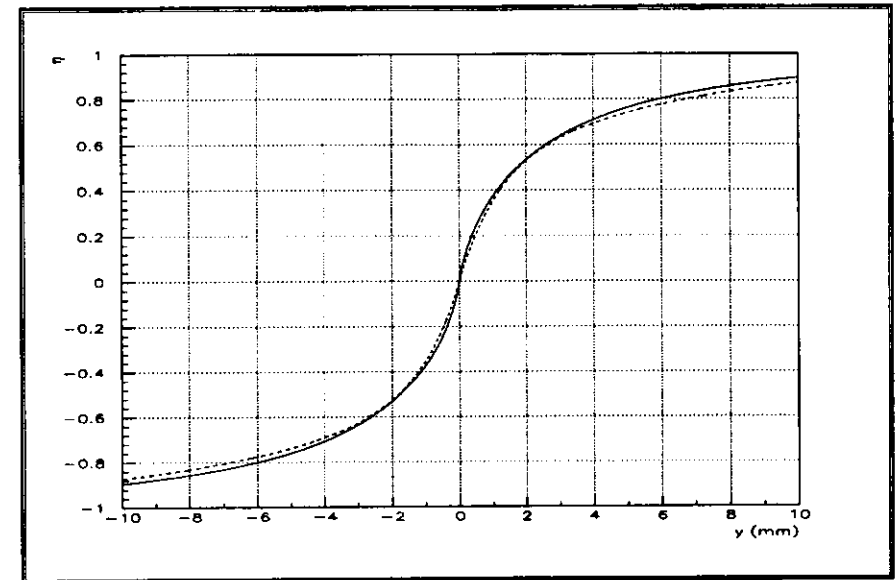


Abbildung 4.4: Die η - y Transformation nach Gl.4.8 (gestrichelte Linie) und nach Gl. 4.9 (durchgezogene Linie).

Polarisationsmessungen wichtige η - y Transformation ist für beide Parametrisierungen in Abbildung 4.4 dargestellt. Man sieht, daß trotz der recht großen Unterschiede in $f(y - y_0)$, die beiden Transformationen in dem Bereich, der für die Polarisationsmessung wesentlich ist, ($|y| \leq 2$ mm) maximal um 0.025 in η voneinander abweichen. Allerdings ist die aus der Simulation gewonnene Transformation im Bereich um $y=0$ wesentlich steiler.

Im folgenden soll die vertikale Ortsauflösung besprochen werden. Experimentell wurde sie für 1 und 3 GeV Elektronen in der bereits erwähnten Testmessung bestimmt [Göt90]. Zusätzlich wurden Monte Carlo Untersuchungen für Photonenergien von 3, 7, 10 und 13 GeV mit dem Programm EGS4 durchgeführt [Lom93a].

In Abbildung 4.5 ist die vertikale Ortsauflösung σ_y , als Funktion von y , für eine Energie von 3 GeV dargestellt. Die experimentell ermittelten Werte von σ_y wurden aus den gemessenen Asymmetriewerten η und den von einer Driftkammer gemessenen vertikalen Auftrefforten y_D berechnet. Für konstanten Auftreffort y_D ergab sich eine Verteilung in den gemessenen Asymmetrien. Die Verteilung war in etwa gaußförmig. Zu den Asymmetriewerten wurden, durch Anwenden der numerisch invertierten η - y Transformation (vgl. Gl. 4.8), die zugehörigen y Werte berechnet. Betrachtete man die Verteilungen von $y - y_D$ bei konstantem y_D , so ergab sich nur für $y_D \approx 0$ eine Gaußverteilung. Für alle übrigen y_D Werte ergaben sich unsymmetrische Verteilungen. Als Ortsauflösung σ_y wurden daher die Standardabweichungen dieser Verteilungen verwendet. Die Ergebnisse der Simulation für σ_y ergaben sich in analoger Weise aus dem bekannten vertikalen Auftreffort und den hierfür simulierten η Werten, wobei allerdings die invertierte η - y Transformation gemäß Gleichung 4.9 verwendet wurde.

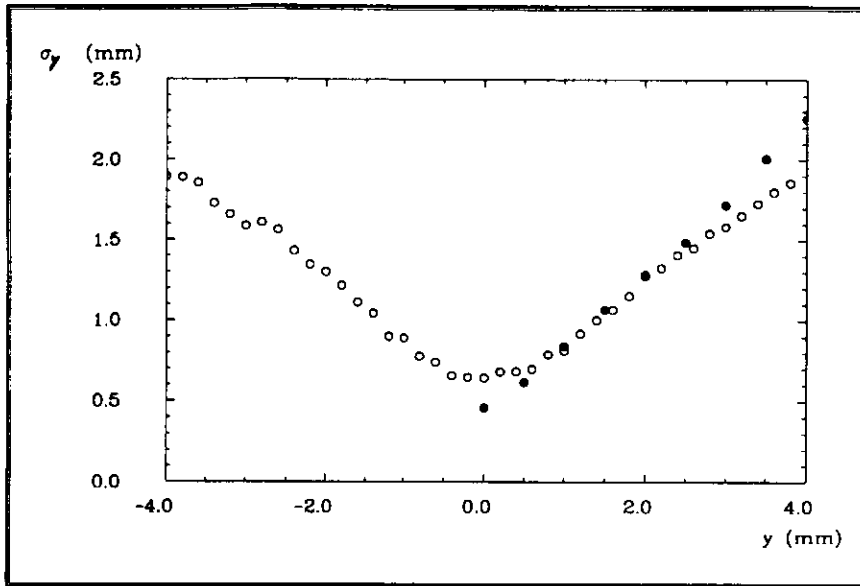


Abbildung 4.5: Die vertikale Ortsauflösung σ_y als Funktion von y aus der Testmessung (offene Kreise) und der Monte Carlo Simulation (gefüllte Kreise) für 3 GeV.

Durch Variation des vertikalen Auftrefforts ergab sich die dargestellte y Abhängigkeit. In Schlitznähe ($y=0$) ergab sich aus der Simulation eine Ortsauflösung von $\sigma_y=0.39$ mm, gemessen wurde allerdings nur ein Wert von $\sigma_y=0.52$ mm. Diese Abweichung konnte durch die Ortsauflösung der Driftkammer und die Dispersion des Teststrahls erklärt werden. Für große Abstände von der Kalorimetermitte wurde eine bessere Ortsauflösung gemessen, als nach der Simulation zu erwarten war. Man erkennt, daß die vertikale Ortsauflösung näherungsweise eine lineare Funktion des Abstands vom Schlitz ist. Im weiteren wird die Ortsauflösung in der Meßgröße η , also σ_η betrachtet, da alle späteren Monte Carlo Berechnungen zum Kalorimeterverhalten in η durchgeführt werden.

Aus der für verschiedene Energien durchgeführten Simulation ergab sich, wie erwartet, daß die Ortsauflösung mit wachsender Energie besser wird (vgl. Abb. 4.6). Eine einfache Parametrisierung der vertikale Ortsauflösung, als Funktion der Energie und der vertikalen Position, ist [Bar92]:

$$\sigma_\eta = \sqrt{\frac{1 - \eta^2}{N_p E [\text{GeV}]}} \quad (4.10)$$

Für den Parameter N_p ergab sich aus dem Vergleich der Monte Carlo Ergebnissen mit der Parametrisierung ein Wert von 15 GeV^{-1} . Die Parametrisierung der vertikalen Ortsauflösung wird in Abbildung 4.6 mit den EGS4 Ergebnissen für Energien von 3 und 10 GeV verglichen. Für große Abstände vom Schlitz stimmen die Werte überein, in Schlitznähe sind die mit Hilfe der Simulation ermittelten Werte größer.

Eine weitere, für Kalorimeter wichtige Eigenschaft, ist die Energieauflösung. Eine Monte

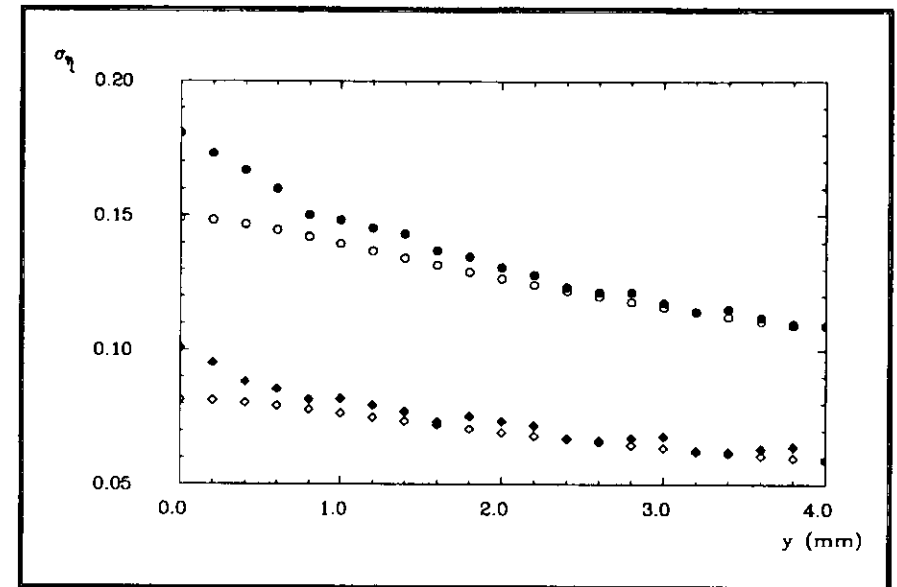


Abbildung 4.6: Die vertikale Ortsauflösung σ_η als Funktion von y aus der Monte Carlo Simulation (gefüllte Symbole) und für die Parametrisierung Gl. 4.10 (leere Symbole) für Energien von 3 GeV (Kreise) und 10 GeV (Raute).

Carlo Simulation zur Bestimmung der Energieauflösung auf Grund von Sampling Fluktuationen und die Energieauflösung auf Grund der Photostatistik, also der statistische Fluktuation in der Anzahl der Photoelektronen, ergeben einen theoretischen Wert für die Energieauflösung von [Gre91]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{23.2\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (4.11)$$

Die Energieauflösung des Kalorimeters wurde mehrfach gemessen. Eine Messung im November 1990 mit Elektronen der Energie 2-6 GeV ergab [Kai92]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \oplus b \quad (4.12)$$

mit $a=22.8\%$ und $b=3.2\%$. Der konstante Beitrag ist auf die Energieunschärfe des Teststrahls zurückzuführen. Der gemessene Wert stimmt gut mit dem theoretisch ermittelten Wert überein.

Die Uniformität des Kalorimeters, also die Unabhängigkeit der Energiemessung vom Einschubort, wurde ebenfalls in den Testmessungen bestimmt. Sie liegt bei $\pm 1\%$ im zentralen Bereich. In der Energieskala wurde eine kleine Nichtlinearität von 2% für 20 GeV gemessen [Bar92].

4.4 Überprüfung der Kalorimereigenschaften

Die, mit Hilfe von Testmessungen und Monte Carlo Simulationen ermittelten Eigenschaften des Kalorimeters, werden nun durch den Vergleich von gemessenen und simulierten Verteilungen für Comptonstreuung überprüft. Die Messung der transversalen Elektronenpolarisation beruht auf der vertikalen Asymmetrie der gestreuten Photonen, deren Vorzeichen sich beim Wechsel von links- auf rechtszirkular polarisiertes Licht ändert. Addiert man die während einer Messung der transversalen Elektronenpolarisation erhaltenen vertikalen Verteilungen für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht, so heben sich die Asymmetrien gerade auf. Man erhält also eine Verteilung, die von der transversalen Elektronenpolarisation unabhängig ist, und die mit Vorhersagen von Monte Carlo Rechnungen verglichen werden kann. In die Monte Carlo Berechnung der vertikalen Verteilung gehen der Comptonwirkungsquerschnitt, die Elektronenenergie, die Elektronenstrahlgröße und die Kalorimereigenschaften ein.

Durch Vergleich der gemessenen mit den simulierten Verteilungen können die Kalorimereigenschaften und die Elektronenstrahlgröße bestimmt werden. Hierzu werden die im Monte Carlo angenommenen Kalorimereigenschaften und die Elektronenstrahlgröße so lange variiert, bis die Übereinstimmung zwischen den simulierten Verteilungen und den gemessenen Verteilungen optimal ist. Gleichzeitig wird damit die Richtigkeit der Programme überprüft.

Das Monte Carlo Programm erzeugt einen Streuwinkel θ und einen Azimutalwinkel ϕ für ein Photon, gemäß der Häufigkeitsverteilung der Comptonstreuung im Elektronenruhesystem. Für unpolarisierte Photonen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt vom Azimutalwinkel unabhängig, und für den Streuwinkel gilt:

$$\frac{d\sigma_c}{d\theta} = (1/2)r_0^2 \left(\frac{k_f}{k_i}\right)^2 \left((1 + \cos^2 \theta) + (k_i - k_f)(1 - \cos \theta) \right) 2\pi \sin \theta \quad (4.13)$$

wobei r_0 der klassische Elektronenradius und k_i (k_f) der Impuls des einlaufenden (auslaufenden) Photons im Elektronenruhesystem ist. Mit Hilfe der Gleichung 2.21 wird der Streuwinkel in das Laborsystem transformiert, so daß nun der Streuwinkel θ_γ und der Azimutalwinkel ϕ des gestreuten Photons im Laborsystem bekannt sind. Da die Energie des einlaufenden Photons und die Elektronenenergie bekannt sind, kann mit Hilfe des Streuwinkel θ_γ die Energie des gestreuten Photons im Laborsystem E_γ berechnet werden. Aus den Winkeln θ_γ und ϕ ergibt sich eindeutig der vertikale Auftreffort des Photons auf dem Kalorimeter. Für konstante Winkel ergibt sich für die vertikalen Auftrefforte eine Gaußverteilung, deren Breite von der vertikalen, auf das Kalorimeter projizierten Elektronenstrahlgröße $\sigma_{e,y}(65)$ abhängt (vgl. Kap. 3.2). Dieses wird im Monte Carlo Programm berücksichtigt, indem zum Auftreffort y die Zahl δy addiert wird, die aus einer gaußförmigen Verteilung der Breite $\sigma_{e,y}(65)$ ermittelt wird. Für den vertikalen Auftreffort wird mit Hilfe der η - y Transformation, der zugehörige Wert η berechnet. Schließlich werden für den η Wert und die Energie E_γ , analog zum vertikalen Auftreffort, Abweichungen generiert, um die vertikale Ortsauflösung und die Energieauflösung des Kalorimeters zu berücksichtigen. Hierzu werden in η und in der Energie E_γ jeweils Gaußverteilungen verwendet, deren Breite durch die vertikale Ortsauflösung $\sigma_\eta(E_\gamma)$ bzw. durch die Energieauflösung σ_E gegeben ist.

Im Monte Carlo Programm kann eine Verschiebung des Kalorimeters in Bezug auf den Strahl der gestreuten Photonen angegeben werden. In der Beschreibung der vertikale Ortsauflösung $\sigma_\eta(E_\gamma)$ taucht der Parameter N_p auf. Ein zweiter Parameter in der Monte Carlo Rechnung ist die vertikale, auf das Kalorimeter projizierte Elektronenstrahlgröße $\sigma_{e,y}(65)$.

Die beiden Parameter sollen durch den Vergleich der simulierten und gemessenen Verteilungen bestimmt werden.

Mit dem Monte Carlo Programm wurden, für verschiedene Werte von N_p und $\sigma_{e,y}(65)$ jeweils $2 \cdot 10^6$ Ereignisse erzeugt, und die beiden Werte E_γ und η in zweidimensionale Histogramme mit 128 Bins in η und 64 Bins in E abgespeichert. Dieses entspricht den Histogrammen die während der Messungen vom DSP-Programm NEVIS6 erzeugt werden. Um eine Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation erreichen zu können, mußte für Simulation und Messung die Zuordnung von Energiekanälen zur Energie (in GeV) identisch sein. Die Zuordnung wird beschrieben durch das Energie-Kanal Verhältnis E_{KA} , das für jeden Meßlauf durch einen Vergleich der gemessenen und simulierten vertikalen Verteilungen bestimmt wurde. Dieses Verhältnis ändert sich durch jede Energiekalibration des Kalorimeters.

Die simulierten Verteilungen wurden mit den gemessenen Verteilungen des Meßlaufs 3910 verglichen. Hierbei handelt sich um eine Polarisationsmessung vom 22. August 1992 mit hoher Statistik (ca. $7 \cdot 10^6$ Ereignisse), die bei einer Elektronenenergie von 26.665 GeV mit einem Elektronenstrom von $I \approx 1.5 mA$ durchgeführt wurde. Die gemessenen und simulierten η Verteilungen wurden in 10 Energieintervallen von 1 GeV zwischen 4 und 14 GeV verglichen.

Abbildung 4.7 zeigt die gemessene Verteilung und eine Monte Carlo Simulation mit folgenden Annahmen:

- Verwendung der η - y Transformation nach (Gl. 4.8),
- Ortsauflösung nach Gl. 4.10 mit $N_p=10GeV^{-1}$,
- Energieauflösung gemäß $\sigma_E/E=24\%/\sqrt{E[GeV]}$,
- vertikale, auf das Kalorimeter projizierte Elektronenstrahlgröße $\sigma_{e,y}(65)=0.3 mm$.

Die gewählten Werte für die Parameter lieferten für die verwendete Transformation die beste Übereinstimmung von Simulation und Messung [Bar92].

Für kleine Energien (4.8 bis 9.5 GeV) stimmen die gemessene und die simulierte Verteilung ungefähr überein. Bei Energien über 9.5 GeV sind allerdings deutliche Unterschiede erkennbar. In den gemessenen Verteilungen sind auch bei diesen Energien noch zwei Maxima erkennbar. Die Monte Carlo Simulation liefert bei Energien über 11.5 GeV nur ein Maximum. Die simulierte Verteilung ist für kleine Energien breiter, und für große Energien schmaler, als die gemessene Verteilung.

Die Ereignisse im höchsten Energieintervall entsprechen einem Streuwinkel θ von 180° , und die Photonen folgen nach der Streuung der Elektronenstrahlrichtung. Die Ortsverteilung dieser Photonen ist, analog zum Elektronenstrahl, gaußförmig. Die gemessene Verteilung weist in der Mitte ($\eta \approx 0$) ein Minimum auf, das in der simulierten Verteilung nicht beobachtet wird. Daraus kann geschlossen werden, daß die im Monte Carlo verwendete η - y Transformation um $y=0$ eine zu flache Steigung hat. Bei Verwendung einer, in der Umgebung von $y=0$, steileren Transformation, sollten sich auch in den simulierten Daten zwei Maxima ergeben.

Die mit EGS4 ermittelte Transformation (Gl. 4.9) besitzt diese Eigenschaft, und sie liefert eine wesentlich bessere Übereinstimmung von Simulation und Messung. Allerdings waren die Maxima in den simulierten Verteilungen deutlicher als in den gemessenen. Außerdem war die simulierte Verteilung für kleine Energien (4.8 bis 7.7 GeV) breiter und für große Energien (11.5 bis 14.4 GeV) schmaler. Diese Abweichungen wurden durch folgende Veränderungen in

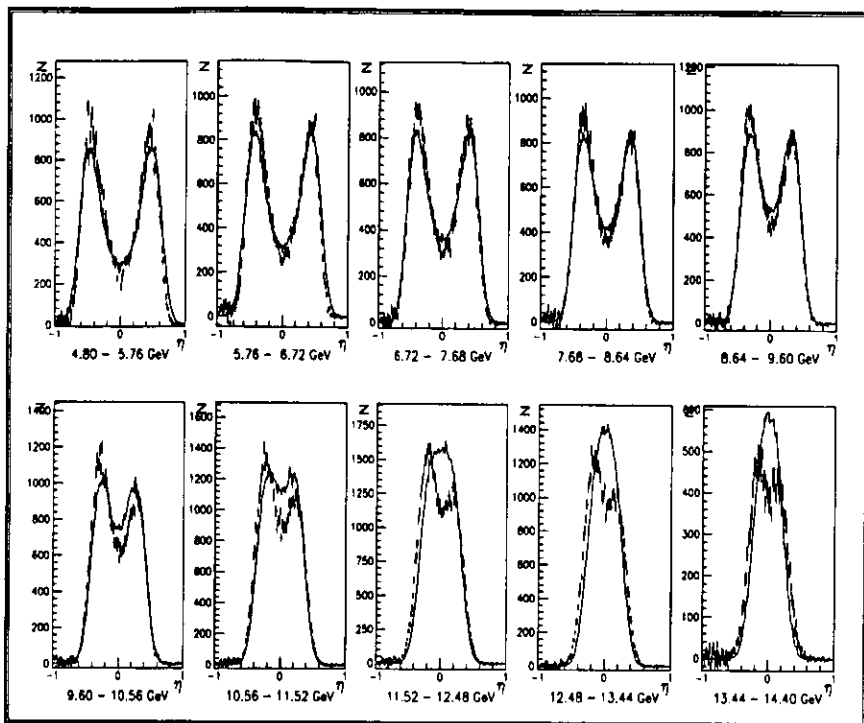


Abbildung 4.7: Die in Meßlauf 3910 gemessene vertikale Verteilung und eine Monte Carlo Simulation (durchgezogene Kurve) in zehn Energiebereichen.

der Monte Carlo Berechnung vermindert. Die Faktoren vor den beiden ersten Exponentialfunktionen C_1 und C_2 wurden verkleinert, der Parameter N_p und die Elektronenstrahlgröße $\sigma_{e,y}(65)$ vergrößert. Durch Berücksichtigung einer Verschiebung des Kalorimeters in Bezug auf den Photonenstrahl von $-50 \mu\text{m}$ im Monte Carlo Programm gelang es dann auch die unterschiedliche Höhe der Maxima richtig zu simulieren.

Abbildung 4.8 zeigt die Meßergebnisse aus Meßlauf 3910 und das Ergebnis dieser Monte Carlo Simulation mit den optimierten Parametern:

- η - y Transformation :

$$\eta(y) = \frac{y}{|y|} \left\{ 1 - \left[C_1 e^{-|y|/\lambda_1} + C_2 e^{-|y|/\lambda_2} + C_3 e^{-|y|/\lambda_3} + (1 - C_1 - C_2 - C_3) e^{-|y|/\lambda_4} \right] \right\} \quad (4.14)$$

mit den Parametern $C_1=0.010$, $\lambda_1=0.0297 \text{ mm}$, $C_2=0.112$, $\lambda_2=0.366 \text{ mm}$, $C_3=0.418$, $\lambda_3=1.803 \text{ mm}$ und $\lambda_4=6.930 \text{ mm}$,

- Ortsauflösung nach Gl. 4.10 mit $N_p=15 \text{ GeV}^{-1}$,

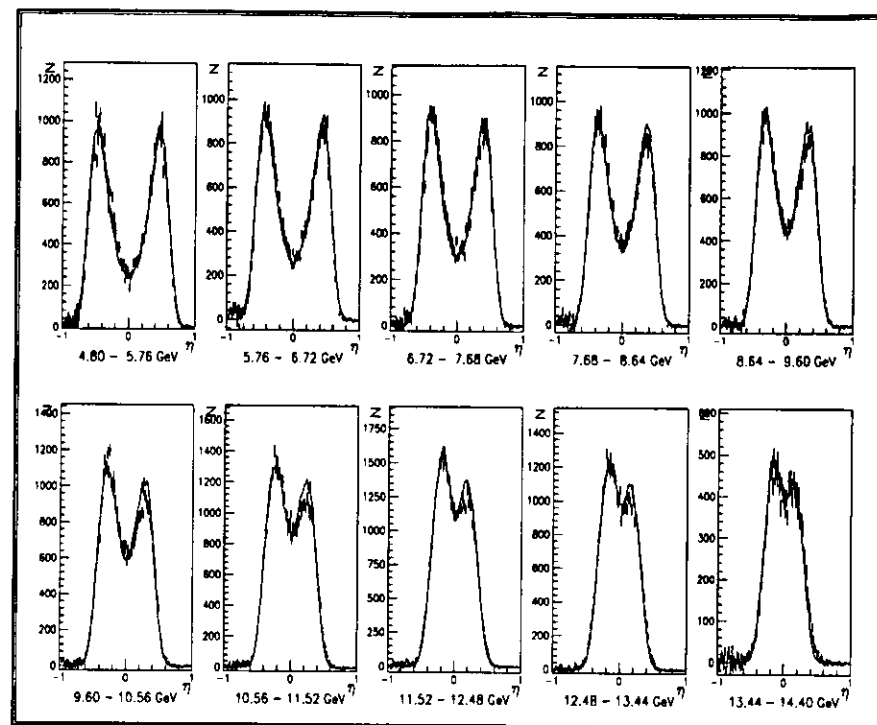


Abbildung 4.8: Die in Meßlauf 3910 gemessene vertikale Verteilung und eine Monte Carlo Simulation (durchgezogene Kurve) in zehn Energiebereichen bei Verwendung der η - y Transformation (Gl. 4.14).

- Energieauflösung gemäß $\sigma_E/E=24\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$,
- Zentrierung des Kalorimeter von $-50 \mu\text{m}$,
- vertikale, auf das Kalorimeter projizierte Elektronenstrahlgröße $\sigma_{e,y}(65)=0.4 \text{ mm}$.

Die simulierte und die gemessene Verteilung stimmen nun gut überein. Die Verkleinerung der Faktoren der beiden ersten Exponentialfunktionen C_1 und C_2 gegenüber dem EGS4 Ergebnis läßt sich wie folgt erklären. Bei der Simulation der Schauerentwicklung im Kalorimeter mit dem Monte Carlo Programm EGS4 wurde angenommen, daß sich die Schlitze der einzelnen Szintillatorplatten exakt in der gleichen Höhe befinden. Die Bautoleranzen sind aber etwa $\pm 50 \mu\text{m}$. Dieses führt zu einer Verkleinerung des Maximums im simulierten Schauerprofil für sehr kleine y Werte ($y \leq 0.5 \text{ mm}$). Diese Verkleinerung entspricht in der Parametrisierung kleineren Werten von C_1 und C_2 (vgl. Abb. 4.3).

Im weiteren wurden Verteilungen simuliert, wobei jeweils einzeln die Parameter C_1 , C_2 , λ_1 , N_p oder $\sigma_{e,y}(65)$ geändert wurden, bis ein Unterschied zwischen simulierter und gemessener Verteilung zu erkennen war. Die ermittelten Abweichungen der Parameterwerte ent-

Parameter	Nominalwert	Maximalwert	Minimalwert
C_1	0.010	0.015	0.005
C_2	0.112	0.132	0.092
λ_1	0.03 mm	0.04 mm	0.02 mm
N_p	15 GeV ⁻¹	19 GeV ⁻¹	11 GeV ⁻¹
$\sigma_{e,\nu}(65)$	0.4 mm	0.5 mm	0.3 mm

Tabelle 4.1: Systematische Unsicherheit der Parameter zur Beschreibung der Ortsmessung.

sprechen dann den Unsicherheiten der Parameterwerte. In Tabelle 4.1 sind die Ergebnisse dieser Untersuchung zusammengefaßt.

Die durch einen Vergleich von Simulation mit Meßlauf 3910 ermittelten Parameterwerte wurden dann mit weiteren Messungen verglichen (Meßläufe 4120, 4162, 4550 und 4560). Um die beste Übereinstimmung zu erreichen, wurden jeweils die Parameter N_p und $\sigma_{e,\nu}(65)$ leicht geändert. Alle Änderungen lagen aber innerhalb der in Tabelle 4.1 angegebenen Wertebereiche. In den untersuchten Meßläufen waren deutlich unterschiedliche Höhen der Maxima erkennbar, die in allen Fällen durch Änderung der Zentrierung des Kalorimeters in Bezug auf den Photonenstrahl in der richtigen Größenordnung simuliert werden konnten.

In der Simulation wurden zwei Effekte nicht berücksichtigt, die die gemessenen vertikalen Verteilungen beeinflussen. Dieses waren die Nichtlinearität der Energieskala und die lineare Polarisationskomponente des Laserlichts. Die Nichtlinearität war beim Vergleich von gemessenen und simulierten Daten nicht erkennbar. Je nach Winkel der Linearkomponente kann es zu einer Verbreiterung oder Verengung der vertikalen Verteilung kommen. Während der hier verwendeten Messungen war die Linearkomponente ca. 10%. Der Winkel dieser Komponente kann in unserem Aufbau nicht gemessen werden. Der Effekt einer Verbreiterung oder Verengung konnte in den simulierten Verteilungen durch eine Änderung des Parameters $\sigma_{e,\nu}(65)$ ausgeglichen werden.

Kapitel 5

Bestimmung der Polarisation

In diesem Kapitel werden die beiden Methoden vorgestellt, mit denen die Polarisation der Elektronen aus den während der Polarisationsmessung erzeugten Histogrammen bestimmt wird. Zusätzlich wird der systematische Fehler der Polarisationswerte abgeschätzt.

5.1 Methoden der Polarisationsbestimmung

5.1.1 Auswertung der zweidimensionalen Asymmetrieverteilung

Bei der ersten Methode wird aus den für jeden Meßlauf gespeicherten vier Summenhistogrammen die Asymmetrie $A(\eta, E_\gamma)$ berechnet. Im ersten Schritt werden, getrennt für links- und rechtszirkular polarisiertes Laserlicht, von den Histogrammen der Comptonstreuung (Chopper geöffnet) die Histogramme der Untergrundmessung (Chopper geschlossen), unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Meßzeiten, subtrahiert. Auf diese Weise ergibt sich je ein Histogramm für links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht, in dem überwiegend Comptonstreuereignisse enthalten sind. Da die Histogramme der Comptonstreuung und der Untergrundmessung nacheinander, für unterschiedliche Zeiten gemessen werden, und beide Effekte statistischer Natur sind, verursacht diese Methode der Untergrundsubtraktion einen kleinen systematischen Fehler. Die Division der Differenz der beiden Histogramme durch deren Summe liefert die gesuchte Asymmetrie (vgl. Definition 2.24).

In Kapitel 2 wurde die zweidimensionale Asymmetriefunktion $A(y, E_\gamma)$ (Gl. 2.26) abgeleitet. Die dort verwendeten Funktionen Σ'_1/Σ_0 , Σ_{2Y}/Σ_0 und Σ_{2Z}/Σ_0 ergeben sich aus dem Comptonwirkungsquerschnitt und der Geometrie des HERA Polarimeters. Da mit dem Kalorimeter der Auftreffort in der Variable η gemessen wird, wurde die Asymmetrie $A(y, E_\gamma)$ durch Anwenden der η - y Transformation, unter Berücksichtigung der Orts- und Energieauflösung des Kalorimeters und der auf das Kalorimeter projizierten Elektronenstrahlgröße in die Asymmetrie $A(\eta, E_\gamma)$, umgewandelt. Dabei ändert sich in erster Näherung nur die Abszisse und nicht die Asymmetrie A .

Eine Analyse der zweidimensionalen Asymmetriefunktion $A(\eta, E_\gamma)$ ermöglicht die Bestimmung der transversalen und der longitudinalen Polarisation der Elektronen. Durch Integration der Asymmetriefunktion über η , erhält man die Energieasymmetriefunktion $A(E_\gamma)$. Da die Integrale von Σ'_1 und Σ_{2Y} über η Null ergeben, gilt:

$$A(E_\gamma) = \Delta S_3 P_Z \frac{\int \Sigma_{2Z} d\eta}{\int \Sigma_0 d\eta}$$

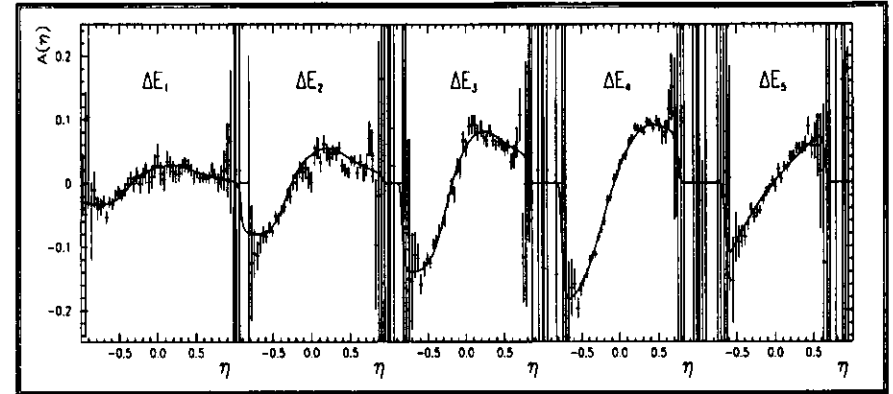


Abbildung 5.1: Die gemessene vertikale Asymmetrie, für den Meßlauf 4560, als Funktion von η in fünf Energiebereichen und der Fit nach Gleichung 5.2.

$$A(E_\gamma) = \Delta S_3 P_Z \Sigma_{2Z}/\Sigma_0. \quad (5.1)$$

Die longitudinale Polarisation der Elektronen kann also durch einen Fit der gemessenen Energieasymmetrie, bei Kenntnis der Fitfunktion Σ_{2Z}/Σ_0 , mit Gleichung 5.1 bestimmt werden. Der Fit liefert einen Wert für $\Delta S_3 P_Z$, aus dem, bei Kenntnis des Grades der Zirkularpolarisation des Lasers, die longitudinale Polarisation der Elektronen berechnet wird. Es ergab sich bei allen Polarisationsmessungen ein Grad der longitudinalen Polarisation der Elektronen, der im Rahmen des statistischen Fehlers (± 0.01) mit Null übereinstimmt.

Zur Bestimmung der transversalen Polarisation der Elektronen wird die Asymmetrie in fünf Energiebereichen ($E_\gamma, E_\gamma + \Delta E_\gamma$) als Funktion von η untersucht. Der Term Σ_{2Z}/Σ_0 ist unabhängig von η , liefert aber einen energieabhängigen Beitrag zur Funktion $A(\eta)$. Dieser Beitrag kann allerdings vernachlässigt werden, da P_Z in guter Näherung Null ist. Die vertikale Asymmetrie $A(\eta)$ ergibt sich zu:

$$\begin{aligned} A(\eta) &= \Delta S_1 \frac{\int_{\Delta E_\gamma} \Sigma'_1 dE_\gamma}{\int_{\Delta E_\gamma} \Sigma_0 dE_\gamma} + \Delta S_3 P_Y \frac{\int_{\Delta E_\gamma} \Sigma_{2Y} dE_\gamma}{\int_{\Delta E_\gamma} \Sigma_0 dE_\gamma} \\ &= \Delta S_1 \Sigma'_{1/0} + \Delta S_3 P_Y \Sigma_{2Y/0} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Bei Kenntnis der Fitfunktionen $\Sigma'_{1/0}$ und $\Sigma_{2Y/0}$ werden die freien Parameter ΔS_1 und $\Delta S_3 P_Y$ durch einen Fit (Funktion 5.2) an die vertikale Asymmetrie bestimmt. Die beiden Parameter sind nicht korreliert, da $\Sigma'_{1/0}$ eine gerade und $\Sigma_{2Y/0}$ eine ungerade Funktion von η ist.

In Abbildung 5.1 ist die gemessene vertikale Asymmetrie des Meßlaufs 4560, zusammen mit dem Fit gemäß Gleichung 5.2 in fünf Energieintervallen, dargestellt. Für diesen Meßlauf ergeben sich die fünf Energieintervalle zu ΔE_i (in GeV): $(E_{min}, E_{max})_i = (1.9, 3.9)_1; (3.9, 5.8)_2; (5.8, 7.7)_3; (7.7, 10.6)_4$ und $(10.6, 13.6)_5$. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Fit. Durch die in Kapitel 4 beschriebene Verbesserung der Beschreibung der Kalorimereigenschaften und die hierdurch bewirkte Veränderung der Fitfunktionen $\Sigma'_{1/0}$ und $\Sigma_{2Y/0}$ gelang es, diese Übereinstimmung deutlich zu verbessern. Dieses wird deutlich bei einem Vergleich von Abbildung 5.1 und Abbildung 26 in [Bar92]. Der Fit liefert für den Meßlauf 4560 als Ergebnis $\Delta S_1 = 8.9\% \pm 0.4\%$ und $\Delta S_3 P_Y = 54.8\% \pm 0.7\%$.

Der Wert für ΔS_1 stimmt nicht mit dem vom Glan-Thomson-Prisma bestimmten Grad der Linearpolarisation des Laserlichts überein. Mit dem Glan-Thomson-Prisma wurden Werte von 3% bzw. 4% Linearkomponente im Laserlicht für die beiden zirkularen Polarisationszustände gemessen. Ähnliche Differenzen zwischen der Messung mit dem Glan-Thomson-Prisma und dem Fitergebnis sind für alle Messungen ab Sommer 1992 beobachtbar. Das heißt, das Austrittsfenster verändert die Polarisation des Laserlichts und der mit dem Glan-Thomson-Prisma bestimmte Grad der Zirkularpolarisation des Laserlichts ist ab Sommer 1992 nicht mehr identisch mit dem Grad der Zirkularpolarisation am Wechselwirkungspunkt. Um die transversale Elektronenpolarisation P_Y aus den Fitergebnis $\Delta S_3 P_Y$ zu bestimmen, muß der Grad der Zirkularpolarisation des Laserlichts am Wechselwirkungspunkt ΔS_3 unabhängig bestimmt werden. Aufgrund der Veränderung der Eigenschaft des Austrittsfensters ist der mit dem Glan-Thomson-Prisma bestimmte Grad der Zirkularpolarisation des Laserlichts mit einem systematischen Fehler von ca. 10% behaftet. Für ΔS_3 ergibt sich also ein Wert zwischen 0.90 und 0.99. In dieser Kapitel werden nur die Fitergebnisse $\Delta S_3 P_Y$ angegeben.

5.1.2 Differenz der Mittelwerte

Zur Bestimmung der transversalen Polarisation wird bei einer zweiten Methode die Differenz der Mittelwerte der vertikalen Verteilungen für links- und rechtszirkular polarisiertes Laserlicht $\Delta\eta(E_\gamma)$ berechnet. Hierzu werden, für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht, von den Histogrammen der Comptonstreuung (Chopper geöffnet) die Histogramme der Untergrundmessung (Chopper geschlossen) subtrahiert. Für diese Histogramme werden dann die Mittelwerte der vertikalen Verteilungen, $\langle\eta\rangle_L$ für links- und $\langle\eta\rangle_R$ für rechtszirkular polarisiertes Licht, berechnet. Es gilt:

$$\Delta\eta(E_\gamma) = \frac{\langle\eta\rangle_L - \langle\eta\rangle_R}{2} = \Delta S_3 P_Y \Pi(E_\gamma) \quad (5.3)$$

Die Funktion $\Pi(E_\gamma)$, die sogenannte Analysierstärke, ist von der Energie der gestreuten Photonen abhängig. Sie erreicht ihr Maximum für eine Energie von ungefähr 8.0 GeV. Sie entspricht der Differenz der Mittelwerte für $\Delta S_3 P_Y=1$, kann also aus einer Monte Carlo Simulation der vertikalen Verteilungen für transversal polarisierte Elektronen und zirkular polarisiertes Laserlicht ermittelt werden. In diese Berechnung fließen ebenfalls die Kalorimereigenschaften und die auf das Kalorimeter projizierte Elektronenstrahlgröße ein.

In Abbildung 5.2 ist die gemessene Differenz der Mittelwerte der vertikalen Verteilungen des Meßlaufs 4560, zusammen mit einem Fit gemäß Gleichung 5.3 dargestellt. Die Änderung der Funktion $\Pi(E_\gamma)$ durch die Verbesserung der Beschreibung der Kalorimereigenschaften führt zu einer deutlichen Verbesserung in der Übereinstimmung zwischen Messung und Fit (vgl. Abbildung 5.2 und Abbildung 27 in [Bar92]). Als Fitergebnis ergibt sich $\Delta S_3 P_Y=53.1\% \pm 1.0\%$. Dieses Ergebnis und das Fitergebnis aus der Auswertung der vertikalen Asymmetrie stimmen im Rahmen der statistischen Fehler überein.

Die Methode der Differenz der Mittelwerte erlaubt eine schnelle Bestimmung der transversalen Polarisation noch während der Messung („online Polarisationswerte“). Hierzu werden die vier, jede Minute erzeugten, Histogramme mit Hilfe von Gleichung 5.3 ausgewertet. Es wird die Differenz der Mittelwerte in einem Energieintervall berechnet, in dem die Funktion $\Pi(E_\gamma)$ groß ist. Für das HERA Polarimeter wurde der Energiebereich zwischen 5.3 und 11.6 GeV gewählt. Die Analysierstärke Π in diesem Energiebereich vergrößert sich durch die

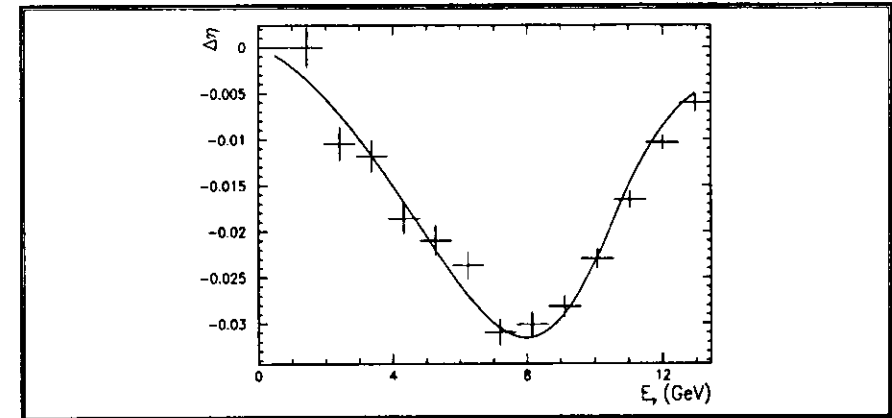


Abbildung 5.2: Die gemessene Differenz der Mittelwerte, für den Meßlauf 4560, als Funktion von E_γ und der Fit nach Gleichung 5.3.

Verbesserung der Beschreibung der Kalorimereigenschaften und der auf das Kalorimeter projizierten Elektronenstrahlgröße von 0.0456 (vgl. [Bar92]) auf 0.0493. Das bedeutet, die bisher bestimmten „online-Resultate“ für $\Delta S_3 P_Y$ sind zu groß.

Die in Kapitel 6 zusammengefaßten „online“ Polarisationswerte wurden mit der „alten“ Analysierstärke unter der Annahme $\Delta S_3=1$ berechnet. Für diese Polarisationsmessungen wurde die Vergrößerung der Analysierstärke nicht berücksichtigt, da ab Sommer 1992 der Grad der Zirkularpolarisation des Laserlichts am Wechselwirkungspunkt ΔS_3 kleiner als 1 war und sich die Vergrößerung von Π und die Verkleinerung von ΔS_3 teilweise kompensieren.

5.2 Systematischer Fehler der Polarisationsmessung

Bei der Messung der transversalen Elektronenpolarisation treten statistische und systematische Fehler auf. Der statistische Fehler verringert sich bei der Erhöhung der Zahl der gemessenen Photonen. Um einen absoluten statistischen Fehler von weniger als 1% zu erreichen, müssen ca. 10^6 Comptonphotonen mit dem Kalorimeter gemessen werden [Bar92].

Neben dem Wirkungsquerschnitt fließen in die Berechnung der Fitfunktionen $\Sigma_{1/0}$, $\Sigma_{2Y/0}$ und $\Pi(E_\gamma)$ die Kalorimereigenschaften und die auf das Kalorimeter projizierte Elektronenstrahlgröße ein. Systematische Fehler in den Parametern, die diese Eigenschaften beschreiben, verursachen Unsicherheiten in den Fitfunktionen und führen somit zu systematischen Fehlern bei der Messung der transversalen Elektronenpolarisation. In Tabelle 4.1 sind die Unsicherheiten der Werte der wesentlichen Parameter angegeben. Die systematischen Fehler der übrigen Parameter, insbesondere die Unsicherheit in der Kenntnis der Energieauflösung des Kalorimeters, haben einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Fitfunktionen. Andere Quellen für systematische Fehler in den Fitfunktionen sind Annahmen in Bezug auf die Bedingungen während der Messung. Der Einfluß eines Fehlers bei der Korrektur für der Untergrundstrahlung, der Kalibration des Kalorimeters, der Zentrierung des Kalorimeters in Bezug auf den Photonenstrahl und der Bestimmung der Pedestalwerte wurden in [Bar92] untersucht.

Parameter bzw. Meßbedingung	Nominalwert	minimaler maximaler Wert	relative Änderung der Fitergebnisse (%)		
			für $\Sigma'_{1/0}$	für $\Sigma_{2\gamma/0}$	für $\Pi(E_\gamma)$
η - y Transformation C_1	0.010	0.005 0.015	0.5 -0.8	-0.8 0.7	1.3 -1.4
η - y Transformation C_2	0.112	0.092 0.132	1.4 -2.9	-2.4 2.4	4.2 -4.2
η - y Transformation λ_1	0.03 mm	0.02 mm 0.04 mm	0.0 0.0	0.0 0.0	0.0 0.0
Ortsauflösung N_p	15.0 GeV ⁻¹	11.0 GeV ⁻¹ 19.0 GeV ⁻¹	8.9 -5.3	1.1 -0.6	0.0 0.0
Elektronenstrahlgröße $\sigma_{e,y}(65)$	0.4 mm	0.3 mm 0.5 mm	-11.8 14.0	-4.5 5.9	-2.3 2.6
Untergrundkorrektur	$\times 1.0$	$\times 0.8$ $\times 1.2$	-0.5 0.3	0.2 -0.2	0.0 0.0
Kalibration	1.0	0.98 1.02	-0.6 0.4	1.5 -1.6	0.1 -0.1
Zentrierung des Kalorimeters	0 μ m	+50 μ m -50 μ m	0.4 -0.7	-2.6 2.4	0.3 0.2
Pedestalfehler	5 ADC	0 ADC Ka. 10 ADC Ka.	2.5 -2.8	-1.5 1.4	-1.1 0.9
gesamter systematischer Fehler			17.1	7.4	5.3

Tabelle 5.1: Systematische Fehler der Fitergebnisse aufgrund der verschiedenen Fehlerquellen, teilweise aus [Bar92] übernommen.

In Tabelle 5.1 sind die relativen Änderungen in den Fitergebnissen ΔS_1 (für $\Sigma'_{1/0}$) und $\Delta S_3 P_\gamma$ (für $\Sigma_{2\gamma/0}$ und $\Pi(E_\gamma)$) für den Meßlauf 4560, in Bezug auf die Verwendung der Nominalwerte der Parameter, für die minimalen und maximalen Parameterwerte zusammengefaßt. Die Änderungen der Fitergebnisse für einen Fehler in der Korrektur der Untergrundstrahlung, in der Kalibration des Kalorimeters, in der Zentrierung des Kalorimeters und in den Pedestalwerten wurden aus [Bar92] übernommen. Der totale systematische Fehler des Polarimeters wird abgeschätzt, indem die maximalen Fehler jeder einzelnen Fehlerquelle quadratisch addiert werden. Aufgrund der in Tabelle 5.1 zusammengefaßten Ergebnisse wird der systematische Fehler des Polarimeters, bei Verwendung der Fitfunktion, die mit Hilfe der in Kapitel 4 bestimmten Parameter zur Beschreibung der Kalorimereigenschaften berechnet wurden, auf $0.074\Delta S_3 P_\gamma$ bzw. $0.053\Delta S_3 P_\gamma$ geschätzt. In [Bar92] lieferte eine Abschätzung bei Verwendung der „alten“ Beschreibung der Kalorimereigenschaften, einen systematischen Fehler des Polarimeters von $0.10\Delta S_3 P_\gamma$. Der systematische Fehler des HERA Polarimeters konnte also, durch eine Verbesserung der Beschreibung der Kalorimereigenschaften verringert werden. Durch Messung der Polarisationsanstiegszeit kann der systematische Fehler des Polarimeters auch experimentell bestimmt werden (vgl. Kapitel 6.1).

Für alle Polarisationsmessungen ab Sommer 1992 wurde allerdings die Unsicherheit in der Kenntnis von ΔS_3 (ca. 10%) zum dominanten systematischen Fehler der Polarisationswerte. Aus diesem Grund wurden das Eintritts- und das Austrittsfenster im Januar 1993 ausgetauscht.

Kapitel 6

Meßergebnisse zur Elektronenpolarisation

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Polarisationsmessungen zusammengefaßt, die im August und September 1992 durchgeführt wurden.

6.1 Messungen der Polarisationsaufbauzeit

Durch Messung der Polarisationsaufbauzeit τ ist es möglich den systematischen Fehler des Polarimeters zu bestimmen, da der asymptotische Wert der transversalen Polarisation P_{max} mit der gemessenen Aufbauzeit τ verknüpft über ist (vgl. Gl. 2.6):

$$P_{max} = P_{ST} \left(\frac{\tau}{\tau_{ST}} \right) \quad (6.1)$$

Für den HERA-Elektronenring bei einer Energie von 26.66 GeV ist $P_{ST} = 91.6\%$ und $\tau_{ST} = 43.2 \text{ min}$.

In der Meßperiode 1992 wurden zwei Messungen der Polarisationsaufbauzeit durchgeführt. Bei beiden Messungen war der asymptotische Wert der transversalen Polarisation größer als 40%.

Der Elektronenstrahl wurde vor Beginn beider Messungen durch Vergrößerung der Amplitude einer oder mehrerer harmonischer Beulen depolarisiert. Bei der ersten Messung verwendete man zur Depolarisation die harmonische Beule +1 Real mit einer Amplitude von 6 mm. Nach der Depolarisation des Elektronenstrahls, wurden die Amplituden der harmonischen Beulen wieder auf die Ausgangswerte eingestellt. Die transversale Polarisation steigt dann gemäß (vgl. Gl. 2.5):

$$P(t) = (P_0 - P_{max})e^{-(t-t_0)/\tau} + P_{max} \quad (6.2)$$

wobei t_0 der Zeitpunkt ist zu dem der Polarisationsaufbau beginnt, und P_0 der Wert der transversalen Polarisation zu Beginn des Aufbaus.

In den Abbildungen 6.1 und 6.2 sind die beiden Messungen der Aufbauzeit zusammen mit dem Fit gemäß Gl. 6.2 dargestellt. In den Fits sind t_0 , P_0 , P_{max} und τ freie Parameter. Schwierigkeiten ergaben sich bei dem Fit der Daten der zweiten Messung (Abb. 6.2). Aufgrund der sehr kurzen Zeitspanne zwischen Ende der Depolarisation und Beginn der Aufbauzeitmessung konnte der Parameter P_0 nicht durch einen Fit gemäß Gl. 6.2 bestimmt

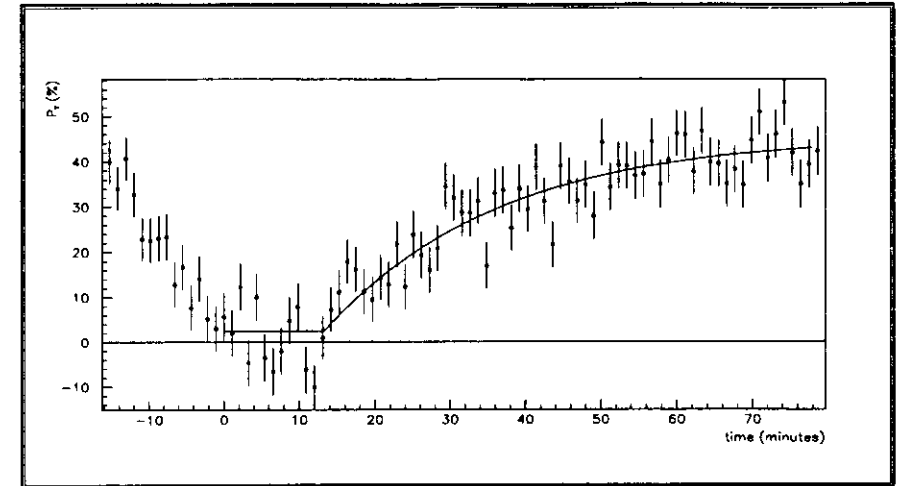


Abbildung 6.1: Erste Messung der Polarisationsaufbauzeit.

werden. Deshalb wurde hier P_0 aus dem Mittelwert der Werte der transversalen Polarisation für $0 \text{ min} \leq t \leq 6 \text{ min}$ berechnet und erst danach ein Fit nach Gl. 6.2 mit konstantem P_0 durchgeführt. Ungefähr eine Stunde nach Beginn dieser Messung fiel eine Beschleunigungskavität aus. Hierdurch verringerte sich die Synchrotronfrequenz und der Elektronenstrahl wurde depolarisiert. Nachdem die Kavität wieder eingeschaltet wurde, nahm der transversale

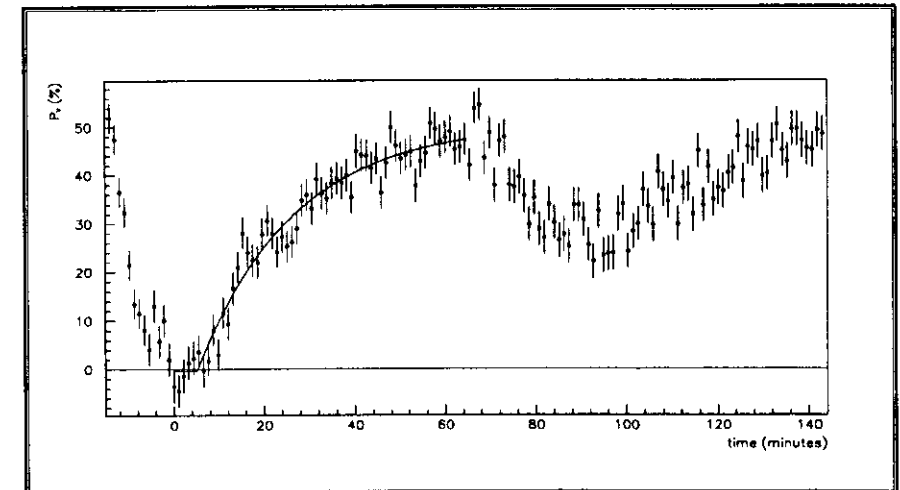


Abbildung 6.2: Zweite Messung der Polarisationsaufbauzeit.

	t_0 in min	P_0 in %	τ in min	P_{max} in %	P_{max} aus τ in %
Erste Messung	13.3 ± 1.7	2.5 ± 1.5	23.3 ± 4.3	45.8 ± 2.6	49.8 ± 9.2
Zweite Messung	5.1 ± 0.9	-0.4 ± 1.5	21.6 ± 2.5	50.6 ± 1.9	46.2 ± 5.4

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Fits gemäß Gl. 6.2.

Polarisationsgrad des Elektronenstrahls wieder zu (vgl. Abb. 6.2 für $t \geq 90$ min) und erreichte schließlich dasselbe Niveau wie vor dem Ausfall der Kavität.

In Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse der Fits für die beiden Messungen der Aufbauzeit zusammengefaßt. In den letzten beiden Spalten ist das Ergebnis für P_{max} nach Gl. 6.2, dem Wert für P_{max} bei Verwendung von Gl. 6.1 mit dem Ergebnis für τ gegenübergestellt.

Für beide Messungen stimmt der über die gemessene Aufbauzeit τ bestimmte asymptotische Wert der transversalen Polarisation, innerhalb des Fehlers, mit dem Fitergebnis überein. Aufgrund des sehr großen statistischen Fehlers in τ von 18% bzw. 11% ist es nicht möglich die Abschätzung aus [Bar92], daß der systematische Fehler des Polarimeters kleiner als $0.10\Delta S_3 P_y$ ist, zu überprüfen.

Durch Messung der Polarisationsaufbauzeit bei höherem Elektronenstrom sollte es in der nächsten Meßperiode möglich sein, die Gültigkeit der ermittelten Analysierstärke zu überprüfen, sowie den systematischen Fehler des Polarimeters zu messen, und mit dem in Kapitel 5 ermittelten Wert zu vergleichen.

6.2 Optimierung der transversalen Polarisation

Um im HERA Elektronenring einen möglichst hohen transversalen Polarisationsgrad zu erreichen, wurde ein speziell auf diesen Elektronenring abgestimmtes Optimierungsschema angewandt. Die zwei folgenden Abschnitte liefern einen kurzen Einblick in die grundlegenden Eigenschaften der Optimierungsmethode und fassen die gemessenen Ergebnisse zusammen.

6.2.1 Harmonische Beulen

In einem Elektronenring mit Fehlern in der Aufstellung der Quadrupolmagnete und Fehlern in den Magnetfeldern sind horizontale Magnetfelder vorhanden, die, wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben, zur Spindiffusion führen. Der in einem solchen Elektronenring erreichbare Polarisationsgrad liegt deutlich unterhalb des Sokolov-Ternov Wertes von $P_{ST}=91.6\%$. Simulationen zeigen, daß nach einer konventionellen Korrektur der geschlossenen Umlaufbahn der dominante Effekt zur Entstehung der Spindiffusion die Neigung von $\tilde{\pi}_0$ relativ zur vertikalen Achse in Verbindung mit den horizontalen Betatronschwingungen ist. Die bei HERA angewandete Korrekturmethode hat daher das Ziel, die Neigung von $\tilde{\pi}_0$ zu vermindern. Um dieses zu erreichen verwendet man eine Korrekturmethode, die schon bei den Speicherringen PETRA und TRISTAN [Kim92] erfolgreich Anwendung fand. Der grundlegende Formalismus wird in [Mai83, Bar85] beschrieben und die bei HERA verwendete Realisierung in [Gia92, Bar93]. Es werden hier lediglich einige grundlegende Eigenschaften des Korrekturschemas, sowie dessen Anwendung beim HERA Elektronenstrahl, erläutert.

Die Neigung von $\tilde{\pi}_0$ wird durch Minimierung der Fourierkoeffizienten f_k der sogenannten Spin-Orbit-Funktion korrigiert. Die Minimierung der Fourierkoeffizienten f_k erreicht man durch Justieren der geschlossenen Umlaufbahn unter Verwendung vertikaler Korrekturmagnete.

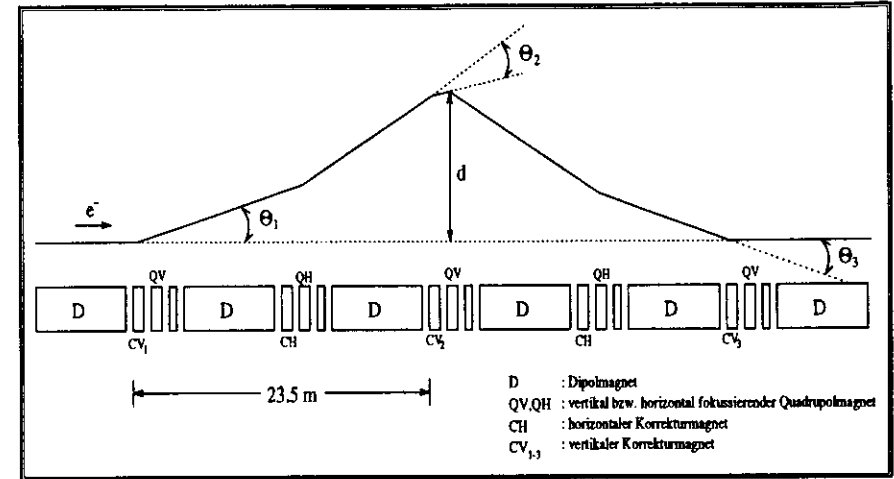


Abbildung 6.3: Die Magnetanordnung im Bereich einer vertikalen Beule.

nete. Dieses sind Dipolmagnete, die den Elektronenstrahl in vertikale Richtung ablenken. Durch drei aufeinanderfolgende vertikale Korrekturmagnete wird eine sogenannte Beule in die geschlossene Umlaufbahn eingefügt (vgl. Abbildung 6.3). Mit Hilfe der vertikalen Korrekturspule CV_1 wird der Elektronenstrahl von der ursprünglichen geschlossenen Umlaufbahn entfernt, und schließlich mit den Spulen CV_2 und CV_3 wieder auf diese Umlaufbahn zurückgeführt. Unter der Annahme, daß die Neigung von $\tilde{\pi}_0$ überwiegend zurückzuführen ist auf die Fourierkoeffizienten f_k , für die k nahe bei dem nicht ganzzahligen Anteil des Spintunes $\bar{\nu}$ liegt, müssen nur wenige Koeffizienten kontrolliert werden, um den Grad der transversalen Polarisation im Speicherring zu erhöhen. Da die Größe der Fehlauseilung der Quadrupolmagnete und damit die Störfelder $\Delta\vec{B}$ nicht genau meßbar sind, muß die Stärke der Korrekturen empirisch durch Messung der Polarisation als Funktion der Amplitude der verschiedenen Fourierkoeffizienten bestimmt werden.

Das anzuwendende Korrekturschema muß einige zusätzliche Forderungen erfüllen, um eine Erhöhung der transversalen Polarisation in einem realen Elektronenring zu bewirken:

- Die maximale Korrektur des Neigung von $\tilde{\pi}_0$ soll mit minimalen Veränderungen der vertikalen geschlossenen Umlaufbahn erreicht werden.
- Die Korrekturen sollen orthogonal sein, um eine unabhängige Optimierung der Amplituden der einzelnen Harmonischen zu ermöglichen.
- Die Korrekturen sollen eine minimale Änderung der Elektronenbahn an den Wechselwirkungspunkten (ZEUS, H1, Polarimeter) bewirken, damit eine Optimierung der transversalen Polarisation auch unter Luminositätsbedingungen möglich ist.

Für den HERA Elektronenring bei einer Energie von 26.7 GeV ist der Spintune $\nu \approx 60.5$ und damit $\bar{\nu} \approx 0.5$. Ziel des Korrekturschemas ist es, die Harmonischen, die $\bar{\nu}$ am nächsten sind, also $k=-1, 0, 1$ und 2, zu minimieren. Da die Fourierkoeffizienten f_k komplexe Größen

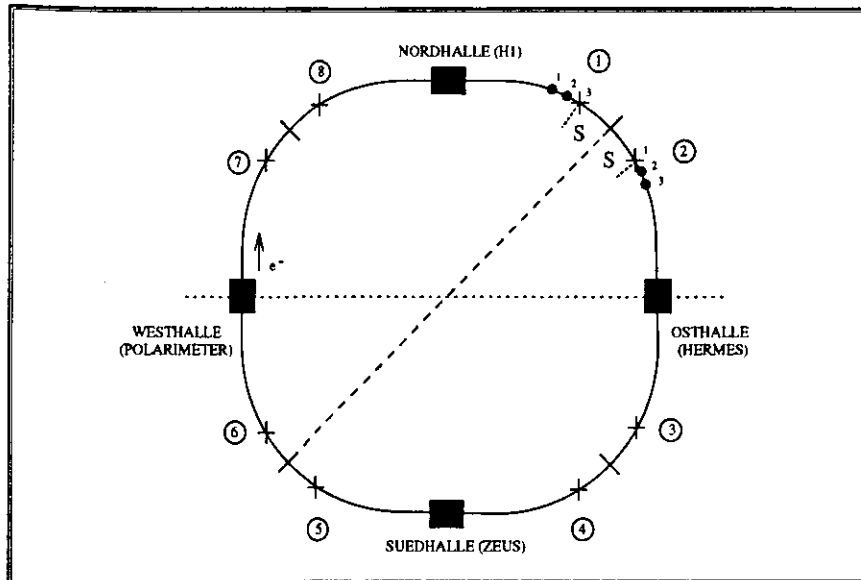


Abbildung 6.4: Anordnung der acht vertikalen Beulen (eingekreiste Zahlen) entlang des HERA Elektronenrings.

sind, existiert für die vier angegebenen Harmonischen jeweils ein Real- und Imaginärteil. Eine „Familie“ von acht geschlossenen vertikalen Beulen, die sich in den Kurven des Elektronenrings befinden, ermöglichen eine Minimierung der acht Komponenten der vier betrachteten Harmonischen. Zwischen der Amplitude jeder dieser acht Komponenten und den acht verschiedenen Amplituden der Beulen d_i besteht ein eindeutiger Zusammenhang. Diese Beziehung findet man in [Bar85].

Die Amplitude einer Komponente wird mit D bezeichnet, und sie ist die maximale Amplitude $d_{i,max}$ der acht Beulen der Familie. Es wurden umfangreiche Simulationsrechnungen vorgenommen, um die optimale Familie von Beulen für HERA zu finden [Gia92]. Die Länge einer Beule wurde möglichst klein gewählt, um die vertikale Dispersion des Elektronenstrahls zu minimieren. Die Verteilung der acht Beulen entlang des HERA Elektronenrings ist in Abbildung 6.4 wiedergegeben. Je zwei Beulen sind in einer Kurve angeordnet, wobei S der Abstand zwischen der Mitte der Kurve und dem ihr nächsten Korrekturmagneten ist. Die optimale Familie bei einer Energie von 26.7 GeV ergibt sich für $S=119 \text{ m}$.

Der zu messende Grad der transversalen Polarisation ist abhängig von der Größe und Lage der Fehlausrichtungen der Quadrupolmagnete im Ring, die nicht genau gemessen werden können. Es ist daher entscheidend, daß die gewählte Familie für verschiedene Fehlausrichtungen wirksam ist. Dieses wird überprüft, indem eine Vielzahl verschiedener Fehlausrichtungen am Computer simuliert wird. Die Wirkung der vier Komponenten der zwei Harmonischen $k=0$ und 1 für eine spezielle Annahme von Magnetfehlausrichtungen im HERA Elektronenring zeigt Abbildung 6.5. Es ist der Grad der transversalen Polarisation als Funktion der Amplitude D für die vier Komponenten dargestellt. In diesem speziellen Beispiel zeigt sich,

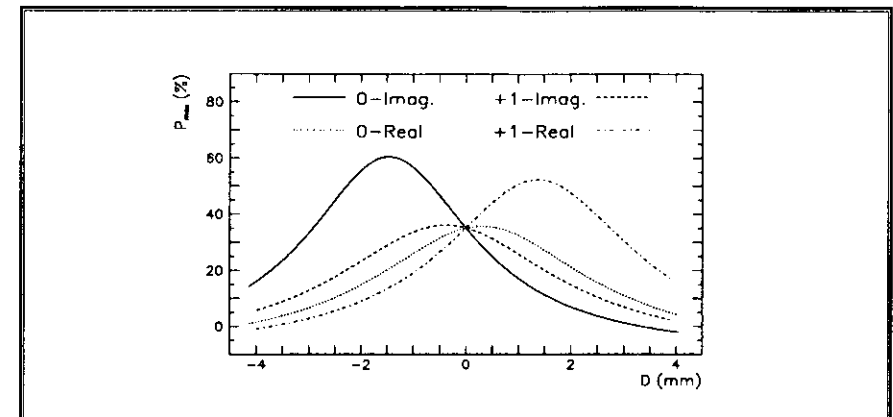


Abbildung 6.5: Die transversale Polarisation als Funktion der Amplitude der Komponenten der Harmonischen $k=0$ und 1 für eine simulierte Verteilung der Magnetfehlausrichtungen entlang des Rings.

daß die Komponenten 0-Imaginär und 1-Real verwendet werden können, um die transversale Polarisation deutlich zu erhöhen. Die Komponenten der Harmonischen $k=-1$ und 2 haben eine schwächere Wirkung auf die transversale Polarisation. Das Ergebnis der Simulationsrechnungen ist, daß die gewählte Familie für eine Energie von 26.7 GeV einen Grad der transversalen Polarisation zwischen 60% und 80% für verschiedene Annahmen zur Magnetfehlausrichtung liefert. Die maximale Korrekturamplitude ist $D_{max}=5.0 \pm 1.6 \text{ mm}$.

6.2.2 Meßergebnisse

In der Meßperiode 1992 wurde die Methode der Optimierung der transversalen Polarisation mit Hilfe der harmonischen Beulen beim HERA Elektronenring mit Erfolg eingesetzt. Der im November 1991 gemessene Grad der transversalen Polarisation von 8% erhöhte sich durch Justieren einiger Quadrupolmagnete auf ca. 18% im April 1992 [Lom92b].

Bei allen hier zusammengefaßten Messungen waren sowohl die Solenoide der Experimente H1 und ZEUS und deren Kompensationsmagnete, als auch die Magnete des Protonenrings nicht in Betrieb. Vor Beginn der Optimierung der transversalen Polarisation, durch Anwenden der harmonischen Beulen, wurden ein *Energiescan*¹ und ein *Synchrotronfrequenzscan*² durchgeführt. Als Ergebnis der beiden Scans wurden folgende Parameter für die weitere Optimierung festgelegt:

- Umlaufspannung $U_0 = 155 - 165 \text{ MV}$, dies entspricht einer gemessenen Synchrotronfrequenz f_s zwischen 3.5 und 3.7 kHz und damit einem Q_s -Wert zwischen 0.07 und 0.08 ,
- Strahlenergie E von 26.700 und 26.719 GeV .

¹Messung der transversalen Polarisation in Abhängigkeit von der Strahlenergie

²Messung der transversalen Polarisation in Abhängigkeit von der Synchrotronfrequenz

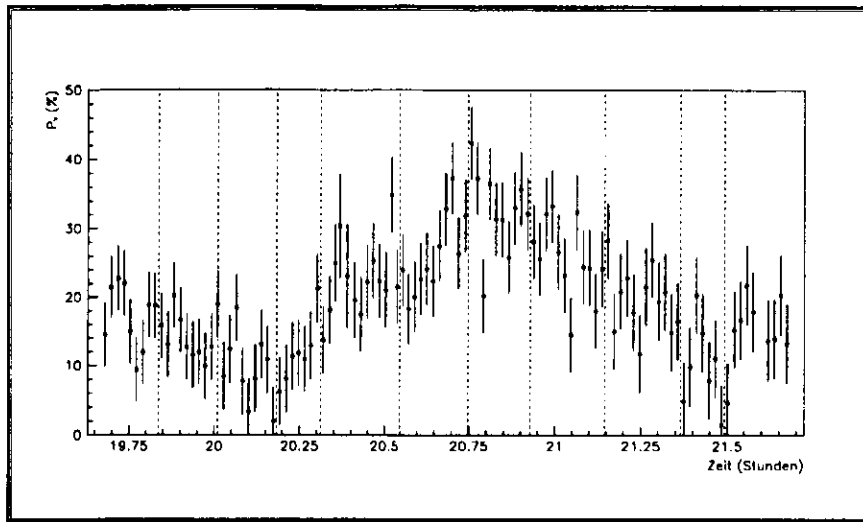


Abbildung 6.6: Messung der transversalen Polarisation bei Änderung der Amplituden der Komponente 1-Imaginär (senkrechte Linien).

Gegenüber der Optik des Elektronenrings bei Luminositätsmessungen wurden zusätzlich die Q -Werte der horizontalen und vertikalen Betatronschwingung verkleinert, auf $Q_x=47.12$ und $Q_y=47.20$. Hierdurch liegt die Energie der linearen Betatronresonanzen näher bei den ganzzahligen Resonanzen ($\nu=60$ bzw. 61), wodurch der Energieabstand dieser Resonanzen vergrößert wird. Die angegebenen Parameter waren bei allen hier zusammengefaßten Messungen eingestellt. Messungen in deren Verlauf Änderungen eines dieser Parameter, etwa durch Ausfall einer Kavität auftraten, wurden nicht berücksichtigt.

Die Messungen in der Meßperiode August und September 1992 wurden mit dem Ziel durchgeführt, eine möglichst hohen Polarisationsgrad zu erreichen. Abbildung 6.6 zeigt eine typische Messung der transversalen Polarisation als Funktion der Zeit. Die senkrechten Linien deuten an, zu welchen Zeitpunkten die Amplitude des Imaginärteils der Harmonischen $k=1$ geändert wurde. Die Polarisation und die Depolarisation des Elektronenstrahls laufen sehr langsam ab. Wegen der begrenzten zur Verfügung stehenden Zeit und der endlichen Strahllebensdauer von etwa 4 Stunden war es nicht möglich, nach Einstellen einer Amplitude einer Komponente so lange zu warten, bis sich der Wert P_{max} einstellt. Ein Fit gemäß Gleichung 6.2 ermöglicht zwar prinzipiell eine Bestimmung von P_{max} , ist aber hier nicht sinnvoll, da die Messungen jeweils über einen zu kurzen Zeitraum durchgeführt wurden, um die Aufbauzeit zu bestimmen. Der für eine Amplitude einer Komponente gemessene Grad der transversalen Polarisation wurde als Mittelwert der letzten fünf gemessenen Werte bestimmt. Der Mittelwert wird über fünf Werte gebildet, um einerseits den Effekt der langen Polarisationsaufbauzeit zu berücksichtigen, andererseits den statistischen Fehler zu verringern. Stellt man also die gemessene transversale Polarisation in Abhängigkeit der Amplitude D dar, so sind die Polarisationswerte mit einem systematischen Fehler behaftet. Dieser hängt ab, von dem Grad der transversalen Polarisation zu Beginn der Messung, vom Wert von

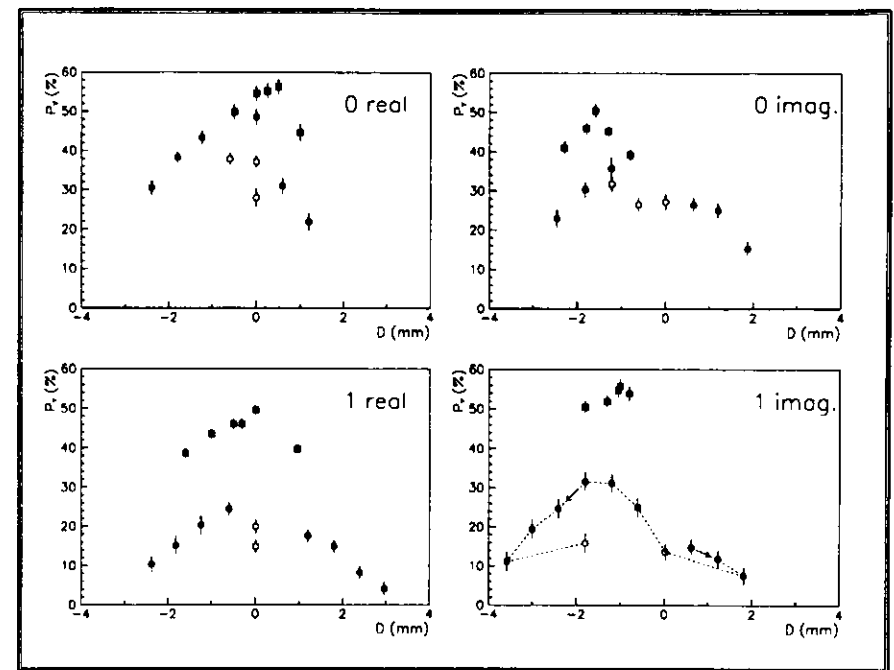


Abbildung 6.7: Gemessene transversale Polarisation für verschiedene Amplituden der Komponenten der Harmonischen $k=1$ und 0 .

P_{max} und von der Dauer der Messung. Es ist deshalb nicht verwunderlich, daß sich nicht immer glatte Kurven ergeben bzw. die Meßwerte nicht immer reproduzierbar sind.

In Abbildung 6.7 sind die Ergebnisse der Messungen der transversalen Polarisation in Abhängigkeit der Amplitude der Komponenten der Harmonischen $k=0$ und 1 dargestellt. Die mit Kreisen gekennzeichneten Messungen für den Imaginärteil von $k=1$ entsprechen den in Abbildung 6.6 dargestellten. Man erkennt, daß die vierte und die letzte Messung nach einer Depolarisation des Elektronenstrahls durchgeführt und noch während des Aufbaus der transversalen Polarisation wieder beendet wurden. Für diese beiden Messungen liegt der als Mittelwert über die letzten fünf gemessenen Polarisationswerte ermittelte Wert in Abbildung 6.7 deutlich unter P_{max} . Diese beiden Meßpunkte sind daher durch ein offenes Symbol gekennzeichnet. Entsprechend sind in den anderen drei Darstellungen ebenfalls offene Symbole verwendet worden, falls der entsprechende Wert aufgrund der kurzen Meßzeit deutlich zu niedrig liegt. Diese Punkte sollten bei der Bestimmung der Amplitude, für die die maximale Polarisation erreicht wird, nicht berücksichtigt werden.

In Abbildung 6.7 sind für jede der Komponenten der beiden Harmonischen $k=0$ und 1 , jeweils zwei Messungen der transversalen Polarisation in Abhängigkeit von der Amplitude dargestellt. Die jeweils mit einem Kreis gekennzeichnete Messung wurde zu Beginn ohne, oder mit maximal einer bereits optimierten Komponente, durchgeführt. Die gemessenen Polarisationswerte liegen zwischen 25% und 45%. Messungen, die mit einem Quadrat

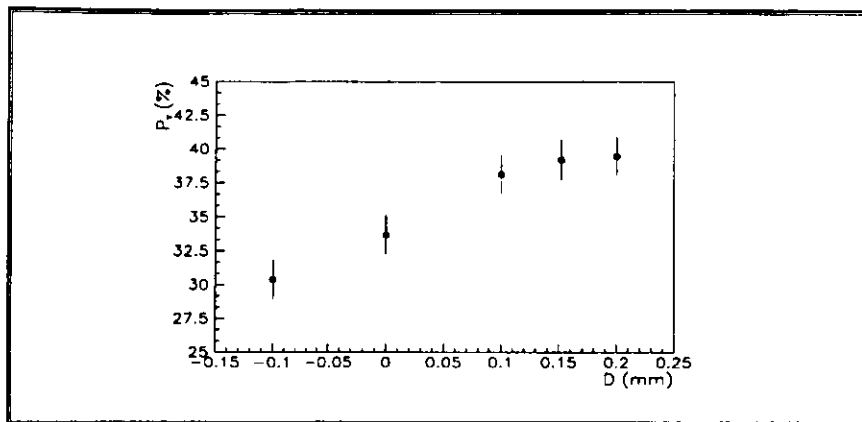


Abbildung 6.8: Gemessene transversale Polarisation bei Änderung der Amplitude der Entkopplungsbeule.

gekennzeichnet sind, wurden zu einem späteren Zeitpunkt durchgeführt. Hier waren bereits mehrere Komponenten optimiert, so daß der Grad der transversalen Polarisation größer ist. Bei diesen Messungen wurde jede Messung über einen längeren Zeitraum durchgeführt (ca. 20 Minuten), so daß hier der Effekt der Aufbauzeit kleinere Auswirkung hat.

Zwischen den mit Kreisen und den mit Quadraten gekennzeichneten Messungen in Abbildung 6.7 wurde eine weitere Änderung am HERA Elektronenring vorgenommen. Das Strahlprofil eines Elektronenspeicherringes hat die Form einer Ellipse. Messungen dieser sogenannten Strahlellipse im November 1991 zeigten, daß sie im HERA Elektronenring bei 12 GeV ungefähr 12° gegenüber der horizontalen Achse geneigt ist. Diese Neigung führt zu einer starken Zunahme der vertikalen Dispersion des Elektronenstrahls und reduziert damit den Grad der transversalen Polarisation. Durch eine, über den gesamten Ring verteilte vertikale Beule, eine sogenannte Entkopplungsbeule, mit einer mittleren Amplitude von 0.5 mm, gelang es die Neigung zu kompensieren, und einen Grad der transversalen Polarisation von 18% zu erreichen. Die transversale Polarisation wurde durch Änderungen der Amplitude der Entkopplungsbeule optimiert. Diese Änderungen waren allerdings so klein, daß auf einem Synchrotronstrahlungsmonitor kein Veränderung der Neigung der Strahlellipse erkennbar war. In Abbildung 6.8 ist der Grad der transversalen Polarisation in Abhängigkeit der Änderung der Amplitude der Entkopplungsbeule dargestellt. Dabei entspricht eine Amplitude von $D=0$ dem Ausgangszustand. Man erkennt, daß bei Änderungen der Amplitude um 0.2 mm der Grad der transversalen Polarisation von 34% auf 40% gesteigert werden konnte.

Die Ergebnisse der Messungen aus Abbildung 6.7 können folgendermaßen zusammengefaßt werden:

- Die Imaginärteile der Harmonischen $k=0$ und $k=1$ ergeben ein Maximum der transversalen Polarisation für eine Amplitude $D \neq 0$ und zwar bei $D=1.8 \text{ mm} \pm 0.5 \text{ mm}$ für 1 imag. und $D=1.6 \text{ mm} \pm 0.5 \text{ mm}$ für 0 imag.. Diese beiden Komponenten bewirken eine Vergrößerung der transversalen Polarisation.
- Die Realteile der Harmonischen $k=0$ und 1 ergeben ein Maximum der transversalen

Polarisation für eine Amplitude $D \approx 0$.

- Qualitativ stimmen die gemessenen Kurven mit den Erwartungen überein. Ein quantitativer Vergleich der gemessenen mit den theoretisch vorhergesagten Kurven (Abb. 6.5) erscheint nicht sinnvoll, da die gemessenen Punkte großen systematischen Ungenauigkeiten unterliegen.

Die oben angegebenen Werte für D und deren Fehler, sind Abschätzungen aufgrund von Abbildung 6.7, unter Berücksichtigung der großen systematischen Ungenauigkeit der verwendeten Methode zur Ermittlung der Polarisationswerte. Die Komponenten der Harmonischen $k=-1$ und 2 wurden ebenfalls untersucht. Es wurden Amplituden D bis zu $\pm 2 \text{ mm}$ verwendet, ohne daß eine signifikante Änderung der transversalen Polarisation beobachtet werden konnte. Der nach der Optimierung gemessene Grad der transversalen Polarisation ist $56.0\% \pm 1.6\% \pm 5.6\%$. Der erste Fehler gibt den statistischen, der zweite den systematischen Fehler an.

Für die Komponente 0-Imaginär wurde eine Änderung des vertikalen Auftreffortes der Comptonphotonen auf dem Kalorimeter bei einer Änderung der Amplitude der harmonischen Beule beobachtet. Dabei entsprach eine Änderung der Amplitude der Beule von 1 mm einer Änderung des Auftreffortes von $300 \mu\text{m}$, das entspricht einer Änderung der vertikalen Richtung der Elektronenbahn am Polarimeterwechselwirkungspunkt pro Änderung der Amplitude der harmonischen Beule von $4.6 \mu\text{rad mm}^{-1}$. Man erkennt hieran, daß diese harmonische Beule nicht geschlossen war.

6.3 Polarisation als Funktion der Strahlenergie

Die transversale Gleichgewichtspolarisation P_{max} hängt von der Strahlenergie des Elektronenstrahls ab. Gemessen wurde die transversale Polarisation in einem schmalen Energiebereich um 26.7 GeV. Diese Energie entspricht gerade $\bar{\nu}=0.5$ und der untersuchte Energiebereich liegt zwischen $\bar{\nu} \approx 0.35$ und $\bar{\nu} \approx 0.6$. In diesem Bereich erwartet man, wie in Kapitel 2.1.2 erklärt, mehrere Resonanzen höherer Ordnung, aber auch die maximale transversale Polarisation. Es ist daher aus zwei Gründen wichtig die transversale Polarisation für verschiedene Strahlenergien zu messen. Zum einen kann durch diese Messungen die Energie bestimmt werden, für die die transversale Polarisation maximal wird, und zum anderen erlauben diese Messungen einen Vergleich zwischen theoretisch berechneten und gemessenen Werten.

Während der Meßperiode im August und September 1992 wurden mehrere Messungen der transversalen Polarisation als Funktion der Strahlenergie durchgeführt. Sie lassen sich in zwei Gruppen unterteilen und zwar in Messungen vor der Optimierung der transversalen Polarisation und in Messungen nach der Optimierung. In Abbildung 6.9 sind die Ergebnisse zusammengefaßt. Meßpunkte einer Meßreihe sind durch Linien verbunden. Die Parameter des HERA Elektronenring stimmten für verschiedene Messungen nicht genau überein. Dieses erklärt, weshalb im linken Bild für $E=26.700 \text{ GeV}$ und im rechten Bild für $E=26.737 \text{ GeV}$, zwei unterschiedliche Werte gemessen wurden. Im einen Fall befindet man sich bei dieser Energie in einer Synchrotron-Seitenbandresonanz und der Grad der transversalen Polarisation ist klein. Bei der anderen Messung lag eine andere Synchrotronfrequenz vor, so daß bei derselben Energie keine Resonanz auftrat.

Das linke Bild zeigt zwei Messungen die vor der Optimierung durchgeführt wurden. Es wird ein maximaler Grad der transversalen Polarisation von 25% erreicht. Die erste Messung,

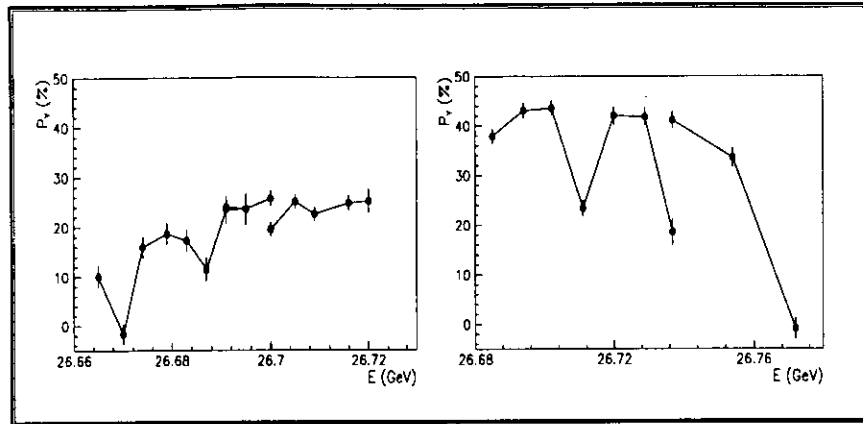


Abbildung 6.9: Gemessene transversale Polarisation als Funktion der Strahlenergie für den nicht optimierten (linkes Bild) und den optimierten (rechtes Bild) Elektronenring.

die mit einer Energie von 26.670 GeV begann, mußte aufgrund von Strahlverlusten mehrfach unterbrochen werden. Nach jeder neuen Injektion wurden jeweils die letzten Meßwerte der vorangegangenen Messung noch einmal überprüft. Die gemessenen Werte stimmen so gut überein, daß in Abbildung 6.9 kein Unterschied zwischen den beiden Messungen erkennbar ist. Das heißt, daß die Elektronenpolarisation vor und nach Einschuss einer neuen Elektronenfüllung reproduzierbar ist. Im rechten Bild der Abbildung 6.9 sind zwei Energiescans dargestellt, die nach der Optimierung der transversalen Polarisation gemessen wurden.

Die gemessenen Werte werden nun mit theoretischen Berechnungen verglichen. Die theoretischen Berechnungen verwenden das Monte Carlo Programms SITROS [Kew89, Bög92], welches auch die Resonanzen höherer Ordnung, insbesondere die Synchrotron-Seitenbandresonanzen, berücksichtigt. Zur Monte Carlo Berechnung müssen die Magnetfehlausrichtungen im HERA Elektronenring vorgegeben werden. Die berechneten Kurven sind also nur für eine Simulation der Magnetfehlausrichtungen gültig und können daher nur zur Abschätzung der im HERA Elektronenring zu erwartenden transversalen Polarisation herangezogen werden. In der Rechnung wurden die Werte $Q_x=47.11$, $Q_y=47.19$ und $Q_z=0.072$ verwendet. Die Lage der Resonanzen ist abhängig von den Q-Werten und der Energie, die Stärke einer Resonanz hängt hingegen von der Verteilung der Magnetfehlausrichtungen entlang des Elektronenrings ab.

In Abbildung 6.10 sind die gemessenen und die berechneten Werte für die transversale Polarisation als Funktion der Energie gemeinsam dargestellt. Eine Übereinstimmung zwischen den gemessenen Kurven und den theoretischen Berechnungen erreicht man für eine Verschiebung der Energieskala der gemessenen Werte von -64 MeV . Diese Verschiebung ist verträglich mit der Unsicherheit der Energieskala des Elektronenstrahls von $\pm 50 \text{ MeV}$. Für die Messungen im November 1991 wurde eine Verschiebung der Energieskala von nur -38 MeV ermittelt [Bar92]. Die Differenz zwischen diesen beiden Resultaten entspricht in etwa dem Abstand zweier Synchrotron-Seitenbandresonanzen und ist daher auf die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Verschiebung mit Hilfe des Auges, und nicht auf eine Veränderung

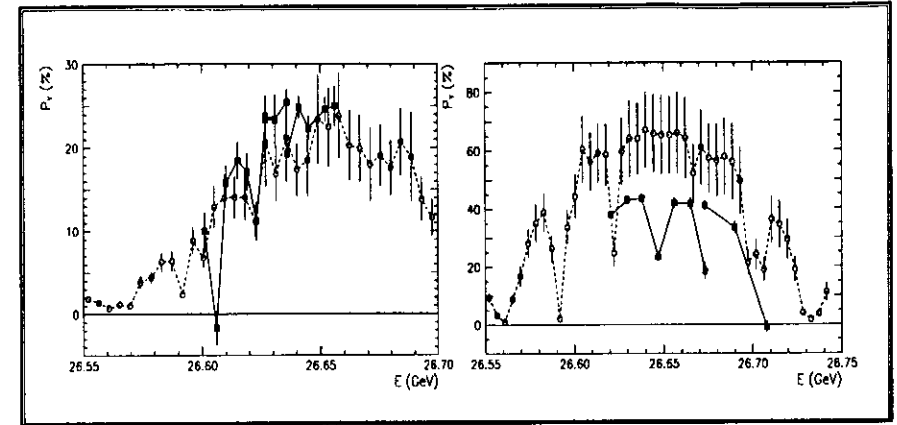


Abbildung 6.10: Gemessene (gefüllte Vierecke) und theoretisch berechnete (offene Kreise) transversale Polarisation als Funktion der Strahlenergie für den nicht optimierten (linkes Bild) und den optimierten (rechtes Bild) Elektronenring.

in der Energiekalibration des HERA Elektronenringes zurückzuführen.

Der vorhergesagte und der gemessene Grad der transversalen Polarisation stimmen für einen nicht optimierten Elektronenring sehr gut überein, wie das linke Bild in Abbildung 6.10 zeigt. Nach der Optimierung wird ein Grad der transversalen Polarisation von ca. 70% vorhergesagt. Es konnten allerdings nur 42% transversale Polarisation gemessen werden. Diese sehr große Differenz ist teilweise auf die Methode zur Bestimmung der Meßwerte zurückzuführen. Für jede Energie stand eine Zeit von 25 Minuten zur Messung des Grades der transversalen Polarisation zur Verfügung. Der in Abbildung 6.10 eingetragene Wert ist der Mittelwert über die letzten fünf Minuten. Da aufgrund der sehr langen Aufbauzeit nach nur 20 Minuten die Gleichgewichtspolarisation P_{max} noch nicht erreicht ist, sind alle Meßwerte im rechten Bild von Abbildung 6.10 systematisch zu klein.

Folgendes Beispiel zeigt wie groß dieser Effekt ist. Angenommen P_{max} ist 55%, dann ist die Aufbauzeit $\tau=25.6$ Minuten. Ein Aufbau der Polarisation von 0% auf 40% dauert dann 33 Minuten und weitere 28 Minuten sind nötig um den Aufbau von 40% auf 50% zu beobachten. Dieser Effekt ist bei kleinerem Polarisationsgrad nicht so groß (linkes Bild in 6.10), da hier die Aufbauzeit deutlich kleiner ist. Der gemessene maximale Grad der transversalen Polarisation für eine optimierten Elektronenring von $56.0 \pm 1.6\%$, liegt deutlich näher am theoretisch berechneten Maximalwert.

Die in den theoretischen Kurven vorhergesagte Resonanzstruktur ist in den Meßwerten deutlich erkennbar. Da die in den Simulationen verwendeten Q-Werte nicht exakt mit den bei der Messung verwendeten übereinstimmen, sind die Energieabstände der Resonanzen nicht identisch. Die drei „Einschnitte“ in der ersten Messung haben einen Abstand von weniger als 20 MeV und in der zweiten Messung ist dieser Abstand ca. 30 MeV . Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die theoretisch vorhergesagten und die gemessenen Energiescans qualitativ übereinstimmen.

Runnummer	Datum	Uhrzeit	P_y in %
4036	22.08	20:47	31.5 ± 2.4
4124	23.08	10:13	48.6 ± 2.0
4142	23.08	13:34	37.2 ± 1.6
4264	03.09	10:00	42.3 ± 1.6
4268	03.09	10:35	45.9 ± 1.5
4272	03.09	11:25	40.1 ± 1.8
4280	03.09	12:50	41.0 ± 2.0

Tabelle 6.2: Reproduzierbarkeit der Polarisation bei identischen HERA Parametern.

6.4 Reproduzierbarkeit der Polarisation

Die Reproduzierbarkeit der transversalen Polarisation wurde 1992 nicht systematisch untersucht. Man kann allerdings aufgrund der großen Menge gemessener Polarisationswerte Aussagen über die Reproduzierbarkeit der transversalen Polarisation im HERA Elektronenring machen.

Eine Aussage in Bezug auf die Kurzzeitreproduzierbarkeit wurde bereits im letzten Abschnitt getroffen. Während des ersten, vor der Optimierung durchgeführten, Energiescans ging der Elektronenstrahl mehrfach verloren und mußte neu injiziert werden. Hierzu wird der HERA Elektronenring neu mit Elektronen von 12.0 GeV gefüllt, die dann auf eine Energie von 26.7 GeV beschleunigt werden. Dann wird die Umlaufspannung erhöht um die gewünschte Synchrotronfrequenz zu erreichen, und die Q -Werte der horizontalen und vertikalen Betatronschwingung werden auf $Q_x=47.12$ und $Q_y=47.20$ eingestellt. Die letzten gemessenen Energiewerte wurden mit der neuen Elektronenfüllung jeweils noch einmal vermessen. Die neuen Werte von 23.8 ± 1.5 bzw. 23.4 ± 1.5 stimmten sehr gut mit den alten Werten der transversalen Polarisation von 23.4 ± 2.9 bzw. 23.3 ± 3.1 überein.

Eine Aussage über die Langzeitreproduzierbarkeit kann aus der Tatsache gewonnen werden, daß auch nach Meßpausen von einer Woche, bei Einstellung der in den vorangegangenen Messungen bestimmten optimalen HERA Parameter, wieder transversale Polarisationsgrade von über 45% erreicht werden konnten. Diese Werte erreichte man ohne eine neue Optimierung der harmonischen Beulen. Hieraus ergibt sich die Aussage, daß auch die Langzeitreproduzierbarkeit der transversalen Polarisation im HERA Elektronenring gut ist.

Um ein Beispiel der guten Reproduzierbarkeit wiederzugeben sind in Tabelle 6.2 Werte der transversalen Polarisation zusammengefaßt, bei denen die Parameter des HERA Elektronenrings exakt gleich waren. Die ersten drei Werte wurden am 22. und 23. August 1992 gemessen und die anderen vier Werte am 3. September 1992. Es zeigt sich, daß alle Werte gut miteinander übereinstimmen, insbesondere wenn man berücksichtigt, daß der erste und der dritte Meßwerte eine untere Grenze der Gleichgewichtspolarisation darstellen, da diese beiden Messungen während eines Aufbaus der transversalen Polarisation begonnen und schon nach kurzer Zeit wieder beendet wurden.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird das HERA Polarimeter beschrieben. Das HERA Polarimeter mißt Energie und Asymmetrie von am Elektronenstrahl Compton-gestreuten Photonen, für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht. Daraus wird die longitudinale und die transversale Elektronenpolarisation bestimmt. Energie und Auftreffort der gestreuten Photonen werden mit einem Wolfram-Szintillator Kalorimeter gemessen. Die Ortsbestimmung wird im Rahmen dieser Arbeit untersucht und im Vergleich zu vorhergehenden Testmessungen wesentlich verbessert. Damit konnte der systematische Fehler des Polarimeters verkleinert werden. Die Messung der Polarisationsaufbauzeit, die eine experimentelle Bestimmung des systematischen Fehlers erlaubt, wurde durchgeführt.

Schließlich werden die Polarisationsmessungen zusammengefaßt, in denen 1992 die transversale Elektronenpolarisation bei HERA durch die Optimierungsmethode der harmonischen Beulen auf über 55% gesteigert werden konnte. Schwierigkeiten bei der Optimierung ergaben sich aufgrund der langen Polarisationsaufbauzeit und des statistischen Fehlers aufgrund der geringen Intensitäten des Elektronenstrahls. Bei weiterer sorgfältiger Optimierung mit höherem Elektronenstrom ist eine weitere Steigerung der transversalen Elektronenpolarisation wahrscheinlich.

Literaturverzeichnis

- [Abs79] G. Abshire et al.,
Measurement of Electron and Pion Cascades in a Lead-Acrylic Shower Scintillator Detector,
Nuclear Instruments and Methods 164 (1979), 67.
- [Ako77] G. A. Akopdjanov et al.,
Determination of Photon Coordinates in a Hodoscope Cherenkov Spectrometer,
Nuclear Instruments and Methods 140 (1977), 441.
- [Ama81] U. Amaldi,
Fluctuations in Calorimetry Measurements,
Physica Scripta 23 (1981), 409.
- [Bar85] D. P. Barber et al.,
A General Harmonic Spin Matching Formalism for the Suppression of Depolarization caused by closed Orbit Distortion in Electron Storage Rings,
DESY 85-044 (1985).
- [Bar90] D. P. Barber et al.,
Background Measurements for the HERA Electron Polarimeter,
DESY HERA 90-19 (1990).
- [Bar92] D. P. Barber et al.,
The HERA Polarimeter and the First Observation of Electron Spin Polarization at HERA,
DESY 92-136 (1992).
- [Bar93] D. P. Barber et al.,
High Spin Polarization at the HERA Electron Storage Ring,
DESY 93-38 (1993).
- [Bar59] V. Bargmann et al.,
Precession of the Polarization of Particles Moving in a Homogeneous Electromagnetic Field,
Phys. Rev. Lett. 2 (1959), 435.
- [Bög92] M. Böge,
Nonlinear Spin Tracking with SITROS,
Proc. Harz-Seminar Bad Lauterberg,
DESY HERA 92-07 (1992).
- [Bor91] E. Borchi et al.,
Systematic Investigation of the Local Hardening Effect and Lateral Electromagnetic Shower Development,
CERN-PPE/91-34 (1991).
- [Bor59] M. Born und E. Wolf,
Principles of Optics,
Pergamon Press (1959).
- [Bug86] L. Bugge,
On the Determination of Shower Central Positions from Lateral Samplings,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A242 (1986), 228.
- [Büs92] Ch. Büscher,
Aufbau eines Compton-Polarimeters zur Messung der transversalen Elektronenpolarisation am Speicherring HERA,
Dipomarbeit, Universität Heidelberg (1992).
- [Fab84] C. W. Fabjan,
Calorimetry in High-Energy Physics,
in: T. Ferbel,
Techniques and Concepts of High Energy Physics III,
Conf. St. Croix (1984).
- [Fer88] G. Ferri et al.,
The Structure of Lateral Electromagnetic Shower Development in Si/W and Si/U Calorimeters,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A273 (1988), 123.
- [Gia92] E. Gianfelice-Wendt,
Polarization Studies - Linear Theory,
Proc. Harz-Seminar Bad Lauterberg,
DESY HERA 92-07 (1992).
- [Göt90] H. Götschel,
Ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation bei HERA,
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1990),
DESY F35D-90-01.
- [Gre91] H. Grefsmann,
Ein Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation in HERA,
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1991).
- [Jan92] Th. Janke,
Schnelle Meßwerterfassung und Datenaufbereitung mit digitalen Signalprozessoren für das Strahlpolarimeter des HERA-Teilchenbeschleunigers,
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1992).

- [Kai92] R. Kaiser,
Das Kalorimeter des HERA-Polarimeters,
Diplomarbeit, Universität Münster (1992),
DESY F35D-92-02.
- [Kew89] J. Kewisch et al.,
Nonlinear Spin Acceptance in Electron Storage Rings,
Phys. Rev. Lett. 62 (1989), 419.
- [Kim92] Y. Kimura,
Status of TRSITAN,
Vortrag bei 15th International Conference on High Energy Accelerators,
Hamburg (1992).
- [Lip54] F. W. Lipps und H. A. Tolhoek,
Polarization Phenomena of Electrons and Photons,
Physica XX (1954), 395.
- [Lom89] M. Lomperski,
The Position of the Compton Photon Detector,
DESY interner Bericht (1989).
- [Lom92a] M. Lomperski,
Persönliche Mitteilung.
- [Lom92b] M. Lomperski,
The Observation of Electron Spin Polarization at HERA,
Vortrag bei 15th International Conference on High Energy Accelerators,
Hamburg (1992).
- [Lom93a] M. Lomperski,
Ph. D. thesis, University of Wisconsin, Madison,
April 1993.
- [Lom93b] M. Lomperski,
*Compton Scattering off Blackbody Radiation and other Backgrounds of the HERA
Polarimeter*,
in Vorbereitung.
- [Mai83] H. Mais und G. Ripkin,
*Theory of Spin-Orbit Motion in Electron-Positron Storage Rings
- Summary of Results*,
DESY 83-062 (1983).
- [Mic93] B. Micheel,
*Entwicklung eines Bedien- und Kontrollsystems für das Strahl-Polarimeter des
HERA-Teilchenbeschleunigers*,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, in Vorbereitung.

- [Müc92] A. Mücklich,
Messung der transversalen Elektronenpolarisation am Speicherring HERA,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1992).
- [Par88] Particle Data Group,
Review of Particle Properties,
Physics Letters B 204 (1988).
- [Sok64] A. A. Sokolov und I. M. Ternov,
On Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation,
Soviet Physics Doklady 8 No. 12 (1964), 1203.
- [Tho27] L. H. Thomas,
The Kinematics of an Electron with an Axis,
Philos. Mag. 3 (1927), 1.
- [Wig87] R. Wigmans,
Energy Loss of Particles in Dense Matter-Calorimetry,
in: C. W. Fabjan, J. E. Pilcher,
Proceedings of the ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics,
Triest (1987).
- [Yok82] K. Yokoya,
Improvement of Radiative Polarization in Plane Storage Rings,
KEK 81-19 (1982).
- [ZEU89] ZEUS Collaboration,
The ZEUS Detector,
Status Report 1989.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann danke ich für die Möglichkeit, meine Diplomarbeit am DESY in der Polarimetergruppe durchführen zu können.

Meinem Betreuer Dr. R. Klanner danke ich für seine zahlreichen Anregungen, durch die ich viel gelernt habe.

Besonders möchte ich mich bei Mark Lomperski bedanken der stets Zeit fand meine Fragen ausführlich zu beantworten.

Bei allen Mitgliedern der HERA Polarimetergruppe, insbesondere bei Dr. M. Düren, bedanke ich mich für die Unterstützung.

Ferner bedanke ich mich bei den Diplomanden Kai Desler, Ralf Kaiser und Bernd Micheel die mir bei der Lösung manches Problems hilfreich zur Seite standen.

Schließlich möchte ich mich noch bei meinen Eltern bedanken, deren Unterstützung mir das Studium erst ermöglicht hat.

Erklärung

Ich erkläre, die vorliegende Diplomarbeit unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Quellen selbständig angefertigt zu haben.

Hamburg, im April 1993

Dirk Westphal