

Interner Bericht
DESY F35D-92-02
Juni 1992

Das Kalorimeter des HERA-Polarimeters - Installation, Kalibrierung, erste Messungen -

von

R. Kaiser

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugangs:	22. JUNI 1992	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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"**

Das Kalorimeter des HERA-Polarimeters

- Installation, Kalibrierung, erste Messungen -

Experimentelle physikalische Diplomarbeit
am Fachbereich Physik
der Universität Münster

angefertigt am
Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY)
Hamburg

vorgelegt von
Ralf Kaiser ✓

Mai 1992

" There is a theory which states that if ever anyone discovers exactly what the Universe is for and why it is here, it will instantly disappear and be replaced by something even more bizarre and inexplicable.

There is another theory which states that this has already happened."

Douglas Adams



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das HERA-Polarimeter	5
2.1	Polarisation an Elektron-Speicherringen	5
2.2	Das Prinzip der Polarisationsmessung	8
2.3	Aufbau und Funktionsweise des HERA-Polarimeters	12
2.4	Das Datennahmesystem	14
3	Das Kalorimeter des HERA-Polarimeters	19
3.1	Grundlagen der Kalorimetrie	19
3.2	Anforderungen an das Kalorimeter	22
3.3	Aufbau des Kalorimeters	23
3.4	Das Prinzip der vertikalen Ortsmessung	25
3.5	Eigenschaften des Kalorimeters	27
3.5.1	Energieauflösung	27
3.5.2	Ortsauflösung	28
3.5.3	Stabilität bei hohen Ereignisraten	29
3.5.4	Photostatistik und Verstärkung der Photomultiplier	30
3.5.5	Linearität	32
3.5.6	Uniformität	33
3.6	Installation des Kalorimeters im HERA-Tunnel	33
3.7	Positionierung des Kalorimeters	36
4	Die Kalibrierung des Kalorimeters	39
4.1	Allgemeines zur Kalibrierung	39
4.2	Horizontale Kalibrierung	42
4.3	Energiekalibrierung	46
4.4	Vertikale Kalibrierung	49

4.5	Kalibrierungsalgorithmus	53
4.6	Stabilität der Kalibrierung	55
5	Messungen mit dem HERA-Polarimeter	61
5.1	HERA-Strahlungsuntergrund	61
5.1.1	Zusammensetzung des HERA-Strahlungsuntergrundes	61
5.1.2	Synchrotronstrahlung	62
5.1.3	Beam-Gas-Bremsstrahlung	63
5.1.4	Comptonstreuung thermischer Photonen	67
5.2	Polarisationsmessungen	70
5.2.1	Comptonstreuung mit Laserphotonen	70
5.2.2	Elektronenpolarisation	73
5.2.3	Depolarisierende Resonanzen	75
6	Zusammenfassung	77
A	Abschätzung der notwendigen Genauigkeit bei der Installation des Kalorimeters	79
B	Theoretisches Modell zur vertikalen Kalibrierung	85
C	Das Modell des 'modifizierten Planck-Strahls'	91

Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Beschleuniger HERA	2
2.1	Comptonstreuung von Laserphoton und Elektron im Laborsystem	10
2.2	Energieabhängigkeit der Asymmetrie	11
2.3	Entsprechung von Energiecut und räumlichem (Ring-)Schnitt für die Comptonphotonen	11
2.4	Aufbau des HERA-Polarimeters	12
2.5	Optik des Polarimeters	13
2.6	Schema des Datennahmesystems	15
2.7	Ausleseelektronik des Polarimeters	16
3.1	Energieverlust von Elektronen und Positronen beim Durchlaufen von Materie	20
3.2	Photon-Wirkungsquerschnitt in Blei	20
3.3	Das Kalorimeter	24
3.4	Das Prinzip der vertikalen Ortsmessung	25
3.5	Asymmetriefunktion $\eta(y_0)$	26
3.6	Energieauflösung des Kalorimeters	27
3.7	Ortsauflösung des Kalorimeters	28
3.8	Versuchsaufbau der Stabilitätsmessung	29
3.9	Verhalten der relativen Pulshöhe bei hohen Frequenzen	30
3.10	LED-Signal entsprechend einem Strahlsignal von 5.0 GeV	31
3.11	Scatterplot der Kanäle R vs L	32
3.12	Relative Nichtlinearität F der Kanäle R und L	32
3.13	Uniformität der horizontalen und vertikalen Energiemessung	33
3.14	HERA - Geometrie	34
3.15	Koordinatenachsen zur Ausrichtung des Kalorimeters	34
3.16	Positionierung des Kalorimeters	36
3.17	Horizontale Positionierung des Kalorimeters im HERA-Tunnel	38

4.1	Signalweg in einem Sampling-Kalorimeter mit optischer Auslese	39
4.2	Horizontale Kalibrierung (Ausgabe des PAW-Macros RLCAL)	42
4.3	Bestimmung der Photostatistik aus $(L-R)/(L+R)$	43
4.4	Unterschied Δc_L der Kalibrationskonstanten c_L für Bremsstrahlungs- und Comptonphotonen	45
4.5	Unterschied Δz in der horizontalen Position von Bremsstrahlungs- und Comptonphotonen	45
4.6	Energiekalibrierung (Ausgabe des PAW-Macros ABSCAL)	46
4.7	Vertikale Kalibrierung (Ausgabe des PAW-Macros UDCAL)	50
4.8	Fit mit der theoretischen $Q(\eta)$ -Verteilung an gemessene Werte	51
4.9	Energieabhängigkeit des quadratischen Parabelkoeffizienten	53
4.10	Schematische Darstellung des Kalibrierungsalgorithmus	54
4.11	Stabilität der Pedestalwerte	55
4.12	Stabilität der LED-Messungen	55
4.13	Langzeitverhalten der horizontalen Kalibrierung	56
4.14	Stabilität der horizontalen Kalibrierung	56
4.15	Langzeitverhalten der Energiekalibrierung	57
4.16	Langzeitverhalten der relativen Kalibrierung von U und D	57
4.17	Stabilität der relativen Kalibrierung von U und D	58
4.18	Stabilität der relativen Kalibrierung von U+D zu L+R	58
5.1	Energiespektrum der Synchrotronstrahlung	62
5.2	HERA-Untergrundspektrum bei 26.5 GeV	64
5.3	Comptongestreute thermische Photonen im HERA-Strahlungsuntergrund	68
5.4	Comptonspektrum bei $E_e = 26.5$ GeV	70
5.5	Zweidimensionales NEVIS6-Histogramm	71
5.6	Projektionen des zweidimensionalen Nevis6-Histogramms	72
5.7	Zusammenhang zwischen Energie und η -Position der Comptonphotonen	72
5.8	η -Verteilungen für links- und rechtssirkular polarisierte Laserphotonen	73
5.9	Asymmetriekurve mit Fit entsprechend $P = 8.5\% \pm 1.4\%$	74
5.10	Asymmetrieverteilung für linear polarisiertes Laserlicht	74
5.11	Depolarisierende Resonanzen	75
5.12	Depolarisierende Resonanzen, Daten und SITROS-Simulation [BÖG92]	76
5.13	Depolarisation durch Änderung der Synchrotronfrequenz	76
A.1	Vereinfachung von $\eta(y)$	79
A.2	Schauermodell	80

A.3	Veränderung von ρ_y und $\eta(y)$ bei Drehung um die x-Achse	80
A.4	Veränderung von $\eta(y)$ bei Drehung um die x-Achse	81
A.5	y-Messung bei Drehung um die z-Achse	82
A.6	Modell des Compton-Strahlprofils	83
B.1	Abschwächungsfunktion $F(x)$ für den Szintillator SCSN38	85
B.2	Geometrie der einzelnen Szintillatorplatte	86
B.3	Fit mit der theoretischen $Q(y)$ -Verteilung an Daten	89
C.1	Planckspektrum und Energiespektrum des 'modifizierten Planck-Strahls'	93
C.2	Normiertes CTP-Spektrum	94

Tabellenverzeichnis

1.1	HERA-Parameter	1
3.1	Parameter des Kalorimeters	24
3.2	Photoelektronenzahl und Photostatistik bei 1 GeV	31
3.3	Photomultiplier-Parameter a,b	31
3.4	Maximale Kippwinkel für die Installation des Kalorimeters	35

Kapitel 1

Einleitung

Am 19. Oktober 1991 wurde der Beschleuniger HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) am Deutschen Elektronensynchrotron DESY mit der Beobachtung der ersten Elektron-Proton-Wechselwirkungen erfolgreich in Betrieb genommen. In HERA zirkulieren Elektronen und Protonen gegenläufig in getrennten Speicherringen und können in vier Experimentierhallen zur Kollision gebracht werden (Abb.1.1). Die Maximalenergie beträgt 30 GeV für Elektronen und 820 GeV für Protonen, was einer maximalen Schwerpunktsenergie von 314 GeV entspricht. Die wesentlichen HERA-Parameter sind in Tabelle 1.1 zusammengestellt.

Die Elektron-Proton-Wechselwirkungen werden mit zwei Detektoren, H1 und ZEUS, untersucht, die sich in den HERA-Hallen Nord bzw. Süd befinden (siehe Abb.1.1). Für die Halle Ost ist ein weiteres Experiment (HERMES) geplant, in dem der HERA-Elektronenstrahl an einem polarisierten Gastarget (Protonen, Deuteronen und ^3He) gestreut wird [HER90].

HERA-Parameter		
Umfang	6336 m	
Anzahl der Teilchenpakete	210	
Zeit zwischen Teilchenpaketen	96 ns	
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Teilchensorten	Elektronen	Protonen
Injektionsenergie	12 GeV	40 GeV
Maximalenergie	30 GeV	820 GeV
Strahlstrom	58 mA	163 mA
Teilchenzahl	$0.8 \cdot 10^{13}$	$2.1 \cdot 10^{13}$
Magnetfeld	0.165 T	4.65 T
Krümmungsradius der Dipole	608 m	588 m

Tabelle 1.1: HERA-Parameter

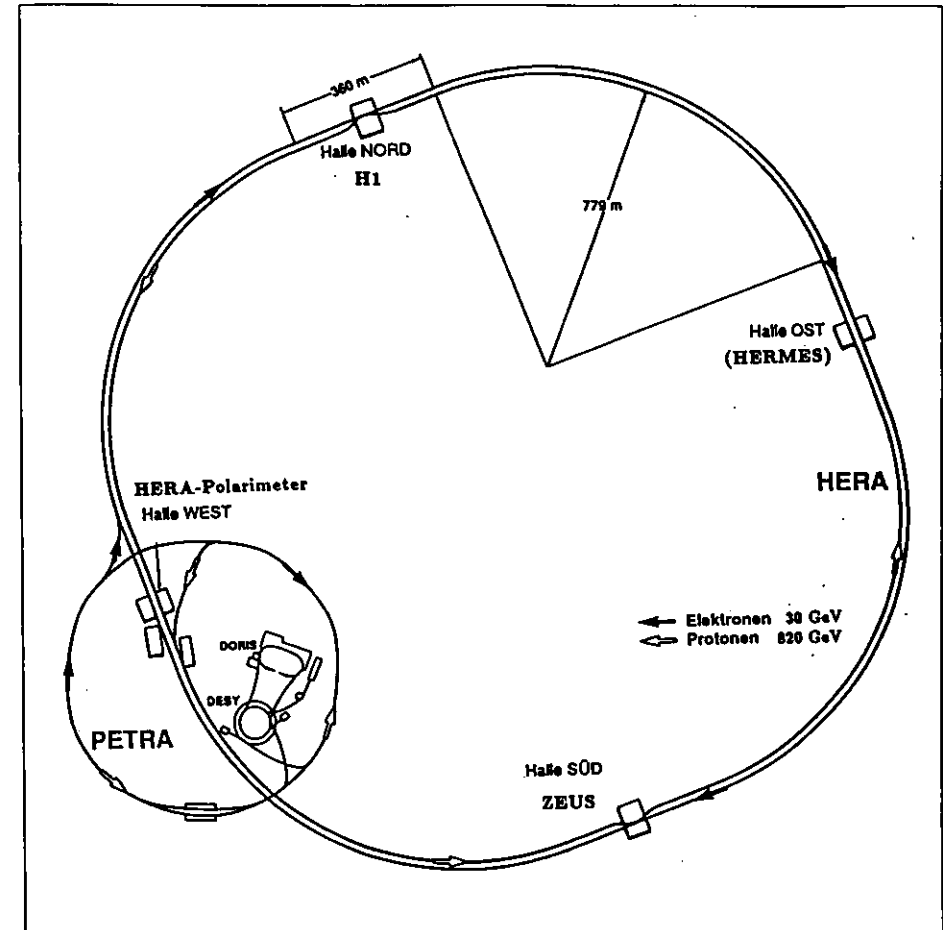


Abbildung 1.1: Der Beschleuniger HERA

Die Schwerpunkte des HERA-Experimentierprogrammes sind [WOL86] :

- die Bestimmung der Strukturfunktionen des Protons (bei Impulsüberträgen bis $50.000 (GeV/c)^2$),
- die Suche nach einer möglichen Substruktur von Quarks und Leptonen,
- Tests des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung bei hohen Energien,
- die Suche nach neuen Teilchen (SUSY-Teilchen, Leptoquarks etc.).

Ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl ermöglicht zusätzlich die Bestimmung der spin-abhängigen Strukturfunktionen von Proton und Neutron [HER90] und die genaue Untersuchung der Spinstruktur der Elektron-Proton-Kopplung [WOL86].

Zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls wird die aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes auftretende transversale Elektronenpolarisation [SOK64] ausgenutzt. Diese transversale Polarisation kann durch eine geeignete Variation der Maschinenparameter optimiert und dann mittels eines speziellen Magnetsystems, sogenannter Spinrotatoren, in eine longitudinale Polarisation in den Wechselwirkungszonen umgewandelt werden. Für die Optimierung des Polarisationsgrades ist demnach eine zuverlässige und genaue Messung der transversalen Elektronenpolarisation unabdingbar. Zu diesem Zweck wurde im Bereich der HERA-Halle West das HERA-Polarimeter aufgebaut (Abb.1.1).

Beim HERA-Polarimeter wird der Polarisationsgrad der Elektronen gemessen, indem abwechselnd links- und rechtszirkular polarisiertes Laserlicht am Elektronenstrahl elastisch gestreut wird (Compton-Effekt), und die Asymmetrie in der Verteilung der rückgestreuten Compton-Photonen als Funktion ihrer Energie gemessen wird. Einfallsort und Energie (im GeV-Bereich) der rückgestreuten Photonen werden mit einem Wolfram-Szintillator-Kalorimeter gemessen.

Um den Polarisationsgrad in kurzer Zeit (etwa 1 Minute) mit einer Genauigkeit von 1% messen zu können, muß dieses Kalorimeter in der Lage sein, Ereignisraten von 10^5 Hz zu verarbeiten. Dabei sollte es bei 10 GeV eine Ortsauflösung von etwa 0.5 mm und eine Energieauflösung von $< 10\%$ besitzen, und 'online' sehr genau kalibriert werden können.

In vorangegangenen Diplomarbeiten wurde der Bau des Kalorimeters sowie Testmessungen mit Elektronenstrahlen beschrieben [GOE90], [GRE91].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Zusammenstellung der Kalorimeter-Eigenschaften vervollständigt, das Kalorimeter im HERA-Tunnel installiert, eine Kalibrierungsmethode mit der erforderlichen Genauigkeit entwickelt und Messungen an HERA durchgeführt. Dabei wurde erstmals an HERA die Polarisation der Elektronen beobachtet. Zusätzlich wurde eine genaue Analyse der Untergrundreaktionen, Beam-Gas-Bremsstrahlung und Comptonstreuung thermischer Photonen, durchgeführt.

Kapitel 2

Das HERA-Polarimeter

2.1 Polarisation an Elektron-Speicherringen

Die Elektronen in einem Speicherring wie HERA sind zunächst unpolarisiert, d.h. die Ausrichtung der Elektronenspins ist rein statistisch. Infolge des Sokolov-Ternov-Effektes kann sich jedoch eine Polarisation der Elektronen aufbauen: Bei der Emission von Synchrotronstrahlungsquanten in den Dipolfeldern der Ablenkmagnete treten Spinübergänge auf, deren Übergangswahrscheinlichkeiten unterschiedlich groß sind. Übergänge, nach denen der Elektronenspin antiparallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist, werden bevorzugt. Auf diese Weise bildet sich eine Elektronenpolarisation aus, deren Aufbau unter idealen Umständen, bei homogenem Magnetfeld und flachem Speicherring, einem Exponentialgesetz gehorcht [SOK64].

$$P(t) = \left| \frac{N \uparrow\uparrow - N \uparrow\downarrow}{N \uparrow\uparrow + N \uparrow\downarrow} \right| = \frac{8\sqrt{3}}{15} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_P}} \right) \quad (2.1)$$

mit $P(t)$... Polarisationsgrad
 $N \uparrow\uparrow, (N \uparrow\downarrow)$... Zahl der Elektronen mit Spin parallel (antiparallel) zum Magnetfeld
 t ... Zeit [s]
 τ_P ... charakteristische Polarisationszeit [s]

Der asymptotische Grenzwert für die Polarisation ist nach 2.1 für alle Speicherringe und Strahlenergien gleich :

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

Im Gegensatz dazu hängt die charakteristische Polarisationszeit τ_P stark von Speicherringgeometrie und Strahlenergie ab :

$$\tau_P[s] = \frac{98.7 \rho^2 R}{E_e^5} \quad (2.3)$$

wobei E_e ... Elektronenenergie [GeV]
 ρ ... Krümmungsradius der Dipolmagnete [m]
 R ... mittlerer Radius des Speicherringes [m]

Für HERA bedeutet das eine charakteristische Polarisationszeit τ_P von etwa 46 Minuten bei 26.6 GeV.

In realen Speicherringen gibt es depolarisierende Effekte, die dem Sokolov-Ternov-Effekt entgegenwirken [LIM88, SCH78]. Diese Effekte lassen sich in drei Gruppen einteilen:

1. Spinresonanz

Depolarisation durch Spinresonanz tritt auf, wenn die Spinpräzessionsfrequenz f_s ein ganzzahliges Vielfaches der Umlauffrequenz f ist [LOH86] :

$$n = \frac{f_s}{f} = \frac{\gamma(g-2)}{2} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{E_e[\text{GeV}]}{m_e[\text{GeV}]} \quad (2.4)$$

und m_e ... Ruhemasse des Elektrons
 $(g-2)/2$... Anomalie des magnetischen Moments des Elektrons
 n ... ganze Zahl
 f_s ... Spinpräzessionsfrequenz
 f ... Umlauffrequenz

2. Resonanzen in den Synchrotron- und Betatronschwingungen

Der Spin eines Elektrons, das durch Synchrotron- oder Betatronschwingungen von der idealen Sollbahn abweicht, erfährt zusätzliche Drehungen in den Quadrupol- und Sextupolmagneten des Beschleunigers. Als Folge dieser zusätzlichen Drehungen kann es zu einem Auffächern der Spins, also zur Depolarisation des Strahls kommen. Besonders stark ist dieser Effekt, wenn sich diese Drehungen im Resonanzfall über viele Umläufe aufsummieren können, d.h. wenn gilt:

$$f_s = n f \pm i f_x \pm j f_y \pm k s \quad (2.5)$$

mit n, i, j, k ... ganze Zahlen
 $f_{x,y}$... Betatronfrequenzen
 s ... Synchrotronfrequenz

3. Strahl-Strahl-Wechselwirkungen

Wenn sich die Strahlen in den Wechselwirkungszonen durchdringen, bei HERA im Bereich der Elektron-Proton-Kollisionen, üben die Teilchen eines Strahls starke elektromagnetische Kräfte auf die Teilchen des anderen Strahls aus. Dabei kann der Spin eines Elektrons aus der Polarisationsrichtung gedreht oder das Teilchen aus dem idealen Orbit abgelenkt werden. Beides führt zu einer Depolarisation des Elektronenstrahls.

Depolarisierende Resonanzen stellen nicht nur einen unerwünschten Effekt dar, den es zu unterdrücken gilt, sondern sie werden bei Speicherringen auch als Möglichkeit für eine sehr genaue Energiekalibrierung verwendet [SCH78].

Betrachtet man nun die Depolarisation des Elektronenstrahls als ebenfalls exponentiell verlaufenden Konkurrenzprozeß zur Polarisation mit der charakteristischen Depolarisationszeit τ_D , so erhält man als Erweiterung von 2.1 :

$$P(t) = P_{max} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{eff}}} \right) \quad (2.6)$$

mit

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_D \tau_P}{\tau_D + \tau_P} \quad (2.7)$$

$$P_{max} = P_{\infty} \left(\frac{\tau_D}{\tau_D + \tau_P} \right) = P_{\infty} \frac{\tau_{eff}}{\tau_P} \quad (2.8)$$

Der Einfluß der depolarisierenden Effekte führt somit zu einer Verringerung der Maximalpolarisation und zu einer Verkürzung der charakteristischen Aufbauzeit der Polarisation. Das bedeutet, daß sich z. B. für $\tau_P = 46 \text{ min}$ und $\tau_D = 5 \text{ min}$ die maximale Polarisation zu $P_{max} = 9.1\%$ und die effektive Polarisationszeit zu $\tau_{eff} = 4.5 \text{ min}$ ergibt.

Es ist anzunehmen, daß zu Beginn der Messungen der HERA-e⁻-Ring nicht für eine Minimierung der depolarisierenden Effekte optimiert ist, und die Depolarisationszeit vergleichsweise kurz ist. Die daher zu erwartenden kurzen charakteristischen Aufbauzeiten und geringen Polarisationsgrade bedingen entsprechende Anforderungen an ein Polarimeter. Es sollte in der Lage sein, die Polarisation hinreichend schnell ($\sim 1 \text{ min}$) und mit guter Präzision ($\sim 1\%$) zu messen. Zudem ist eine schnelle und genaue Messung auch notwendig, um als Erfolgsindikator bei empirischen Optimierungsversuchen genutzt werden zu können. Ein derartiges, empirisches Verfahren ist notwendig, da hinreichend genaue Simulationen eine exakte Modellierung der Maschine verlangen und daher nicht zur Verfügung stehen.

Auch nach einer erfolgreichen Optimierung der Maschinenparameter zur Minimierung der depolarisierenden Effekte sind diese Anforderungen sinnvoll, da z.B. eine genaue Kenntnis von τ_{eff} für eine absolute Kalibrierung des Polarimeters genutzt werden kann, denn mit der Kenntnis der Strahlenergie folgt P_{max} aus τ_{eff} (siehe Gl. 2.8).

2.2 Das Prinzip der Polarisationsmessung

Zur Bestimmung des transversalen Polarisationsgrades der HERA-Elektronen werden abwechselnd rechts- und linkszirkular polarisierte Laserphotonen am Elektronenstrahl gestreut, und die Asymmetrien in den Verteilungen der rückgestreuten Comptonphotonen gemessen. Dabei werden einige Besonderheiten der Comptonstreuung polarisierter Elektronen und Photonen ausgenutzt, wie sie von Lipps und Tolhoek diskutiert werden [LIP54].

Der differentielle Compton-Wirkungsquerschnitt im Ruhesystem des Elektrons kann als Funktion der Polarisation von Elektron und Photon ausgedrückt werden (mit $\hbar=c=1$):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{P}, \vec{\xi}) = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{k_f^2}{k_i^2} \right) [\Phi_0 + \Phi_1(\vec{\xi}) + \Phi_2(\vec{P}, \vec{\xi})] \quad (2.9)$$

mit

$$\Phi_0 = (1 + \cos^2 \theta) + (|\vec{k}_i| - |\vec{k}_f|)(1 - \cos \theta) \quad (2.10)$$

$$\Phi_1(\vec{\xi}) = \xi_1 \sin^2 \theta \quad (2.11)$$

$$\Phi_2(\vec{P}, \vec{\xi}) = -\xi_3(1 - \cos \theta) \vec{P}(\vec{k}_i \cos \theta + \vec{k}_f) \quad (2.12)$$

wobei

r_e	... klassischer Elektronenradius
\vec{k}_i	... Impuls des einlaufenden ('initial') Photons
\vec{k}_f	... Impuls des gestreuten ('final') Photons
$\vec{\xi}$... Polarisationsvektor des einlaufenden Photons (ausgedrückt durch Stokes-Parameter)
\vec{P}	... Polarisationsvektor des einlaufenden Elektrons
θ	... Polarwinkel des gestreuten Photons relativ zum einlaufenden Photon

Man erkennt, daß der Term Φ_0 unabhängig von den Polarisationszuständen von Elektron und Photon ist und Φ_1 nur von der linearen Polarisation des Photons abhängt. Φ_2 ist offenbar von der Elektronenpolarisation und der zirkularen Photonenpolarisation abhängig und erlaubt bei Kenntnis von ξ die Bestimmung von \vec{P} . Im Falle zirkular polarisierter Photonen und transversal polarisierter Elektronen, d. h.:

$$\vec{\xi} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{P} = \begin{pmatrix} 0 \\ P \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

wird $\Phi_1(\vec{\xi}) = 0$, und $\Phi_2(\vec{P}, \vec{\xi})$ vereinfacht sich zu:

$$\Phi_2 = -\xi_3(1 - \cos \theta) P |\vec{k}_f| \sin \theta \cos \phi \quad (2.14)$$

so daß man in diesem Fall schreiben kann:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = f(\theta) + g(\theta)\xi_3 P \cos \phi \quad (2.15)$$

mit

$$f(\theta) = \Phi_0 \quad \text{und} \quad g(\theta) = -(1 - \cos\theta)|\vec{k}_j| \sin \theta \quad (2.16)$$

Dabei ist ϕ der Azimutalwinkel gemessen von der y -Achse, der Richtung der Elektronenpolarisation. Dank dieser $\cos \phi$ -Abhängigkeit unterscheiden sich die Wirkungsquerschnitte für eine Streuung nach oben ($\phi = 0^\circ$) und unten ($\phi = 180^\circ$). Um bei bekannter zirkularer Laserpolarisation ξ_3 die Elektronenpolarisation P zu bestimmen, wird die Asymmetrie $A(\theta, \phi)$ definiert:

$$A(\theta, \phi) = \frac{d\sigma_+(\theta, \phi) - d\sigma_-(\theta, \phi)}{d\sigma_+(\theta, \phi) + d\sigma_-(\theta, \phi)} \quad (2.17)$$

$$= \frac{\Phi_2(\theta, \phi)}{\Phi_0(\theta)} \quad (2.18)$$

$$= \xi_3 P \frac{g(\theta)}{f(\theta)} \cos \phi \quad (2.19)$$

Hierbei bezeichnen $d\sigma_+$ und $d\sigma_-$ die Wirkungsquerschnitte für rechtszirkular bzw. linkszirkular polarisierte Laserphotonen (entsprechend $\xi_3 = \pm 1$).

De facto wird nicht $A(\theta, \phi)$, sondern $A(E, y)$ gemessen, d.h. die Asymmetrie als Funktion der Comptonphoton-Energie und der y -Einschußposition des Comptonphotons im Detektor. Diese Variablen sind jedoch in diesem Fall äquivalent, und es gilt (siehe Abb.2.1):

$$A(E, y) = \frac{d\sigma_+(E, y) - d\sigma_-(E, y)}{d\sigma_+(E, y) + d\sigma_-(E, y)} = \frac{\Phi_2(E, y)}{\Phi_0(E, y)} = P\xi_3\Pi(E, y) \quad (2.20)$$

$\Pi(E, y)$ ist eine Proportionalitätskonstante, in die auch Detektoreigenschaften und Strahlparameter eingehen, und die mittels Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt werden kann [LOM90].

Die Einschußposition y ergibt sich aus dem Polarwinkel im Laborsystem θ_{Lab} , aus ϕ und aus dem Abstand D zwischen Wechselwirkungspunkt und Detektor (siehe Abb. 2.1):

$$y = D \tan(\theta_{Lab}) \sin \phi \quad (2.21)$$

Die Transformation zwischen θ (Elektronensystem) und θ_{Lab} (gemessen zwischen Elektronenrichtung und gestreutem Photon) erfolgt mittels:

$$\theta_{Lab} \simeq \tan(\theta_{Lab}) \simeq \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \theta}{(1 - \cos \theta)} \quad (2.22)$$

Im Laborsystem werden die Comptonphotonen in einem engen Strahl mit einem Öffnungswinkel $\sim 1/\gamma$ emittiert. Der Abstand D zum Detektor muß demnach hinreichend groß gewählt werden (Gl.2.21), um zusammen mit der Ortsauflösung des Detektors eine Messung der Asymmetrie $A(E, y)$ zu ermöglichen. Zusätzlich muß die HERA-Maschinenoptik so gewählt werden, daß die in das Kalorimeter projizierte vertikale Strahlgröße klein ist im Vergleich zur Breite der y -Verteilung der Comptonphotonen.

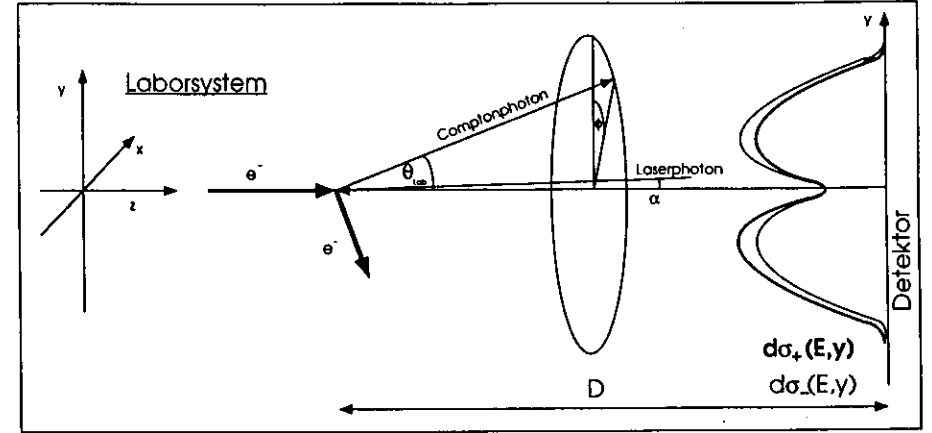


Abbildung 2.1: Comptonstreuung von Laserphoton und Elektron im Laborsystem

Die Energien des Comptonphotons E_γ und des Elektrons E_e im Laborsystem sind mit dem Streuwinkel θ im Elektronensystem verknüpft durch:

$$\cos \theta = \frac{E_e - E_\gamma \left(1 + \frac{m_e}{\gamma(1 + \cos \alpha)\hbar\omega} \right)}{E_e - E_\gamma} \quad (2.23)$$

Dabei bezeichnet α den Winkel zwischen einlaufendem Laserphoton und Elektron im Laborsystem. Die maximale Photonenergie E_{max} ('Compton-Kante') ergibt sich demnach für $\theta = 180^\circ$ zu:

$$E_{max} = \frac{2E_e}{2 + \frac{m_e}{\gamma(1 + \cos \alpha)\hbar\omega}} \quad (2.24)$$

Für typische HERA-Parameter, $E_e=26.6 \text{ GeV}$, Laserphotonenenergie $\hbar\omega = 2.41 \text{ eV}$ und $\alpha = 3.1 \text{ mrad}$, ergibt sich daraus $E_{max} = 13.18 \text{ GeV}$ bei $\theta_{Lab} = 0^\circ$. Zum Vergleich: Streuung unter $\theta = 90^\circ$ entspricht im Laborsystem $\theta_{Lab} = 20 \mu\text{rad}$ und $E_\gamma = 10.1 \text{ GeV}$. Die höherenergetischen Photonen befinden sich also in der Mitte des 'Compton-Strahls' und die Photonenergie fällt mit steigendem Öffnungswinkel θ_{Lab} .

Die Energieabhängigkeit der Asymmetrie (Abb.2.2) legt es nahe, nicht über alle Energien integriert zu messen, sondern nur den Energiebereich mit maximaler Asymmetrie zu verwenden; bei 26.6 GeV Strahlenergie ist das der Bereich von 5.4 bis 11.7 GeV . Dies bedeutet bei Vernachlässigung der endlichen Größe und Strahldivergenz des Elektronenstrahls, daß nur die Comptonphotonen innerhalb eines Ringes mit innerem Radius r_i und äußerem Radius r_a zur Polarisationsmessung verwendet werden (Abb.2.3).

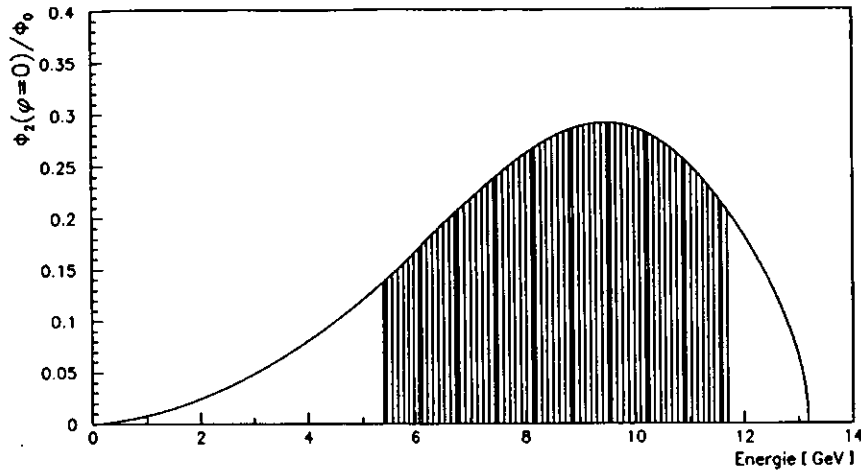


Abbildung 2.2: Energieabhängigkeit der Asymmetrie [LOM90]

Die Abmessungen des Ringes ergeben sich am Ort des Kalorimeters nach 2.21, 2.22 und 2.23 für $5.4 \text{ GeV} < E_\gamma < 11.7 \text{ GeV}$ und $D=65 \text{ m}$ zu $r_i = 0.31 \text{ mm}$ und $r_a = 1.05 \text{ mm}$.

Die Möglichkeit eines solchen Energiecuts ist einer der wesentlichen Vorteile der beim HERA-Polarimeter angewandten sogenannten 'Single-Photon-Methode', bei der die Comptonphotonen einzeln nachgewiesen werden. Zudem eröffnet die Energiemessung der einzelnen Photonen auch Möglichkeiten zur Bestimmung der longitudinalen Elektronenpolarisation. Die andere häufig verwendete Methode, die 'Multiple-Photon-Methode', wird z.B. beim LEP-Polarimeter benutzt [PLA89]. Bei der 'Multiple-Photon-Methode' arbeitet man mit einem gepulsten Laserstrahl hoher Leistung, um viele ($\sim 10^3$) Photonen pro Wechselwirkung zu erzeugen. Bei hohem Strahlungsuntergrund oder großem zeitlichen Abstand zwischen den Elektronenpaketen ist diese Methode vorteilhafter; die Comptonphotonen-Rate dominiert dann den Untergrund und die Dauer der Messung kann verkürzt werden. Bei HERA ist jedoch beides nicht der Fall, sodaß bei der Konstruktion des Polarimeters der 'Single-Photon-Methode' der Vorzug gegeben wurde.

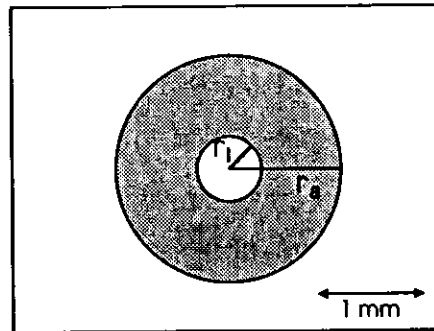


Abbildung 2.3: Entsprechung von Energiecut und räumlichem (Ring-)Schnitt für die Comptonphotonen

2.3 Aufbau und Funktionsweise des HERA-Polarimeters

Das HERA-Polarimeter ist ein räumlich weit ausgedehntes System, dessen Komponenten sich in der HERA-Halle West und im HERA-Tunnel befinden, bis zu 200 m vom Mittelpunkt der Halle entfernt. Die wesentlichen Komponentengruppen, die im Folgenden beschrieben werden, sind (siehe Abb. 2.4):

- das Laser- und Lichttransport-System,
- der HERA- e^- -Vakuumrohr-Abschnitt und die Strahlführung für die Comptonphotonen,
- das Kalorimeter,
- das Datennahmesystem.

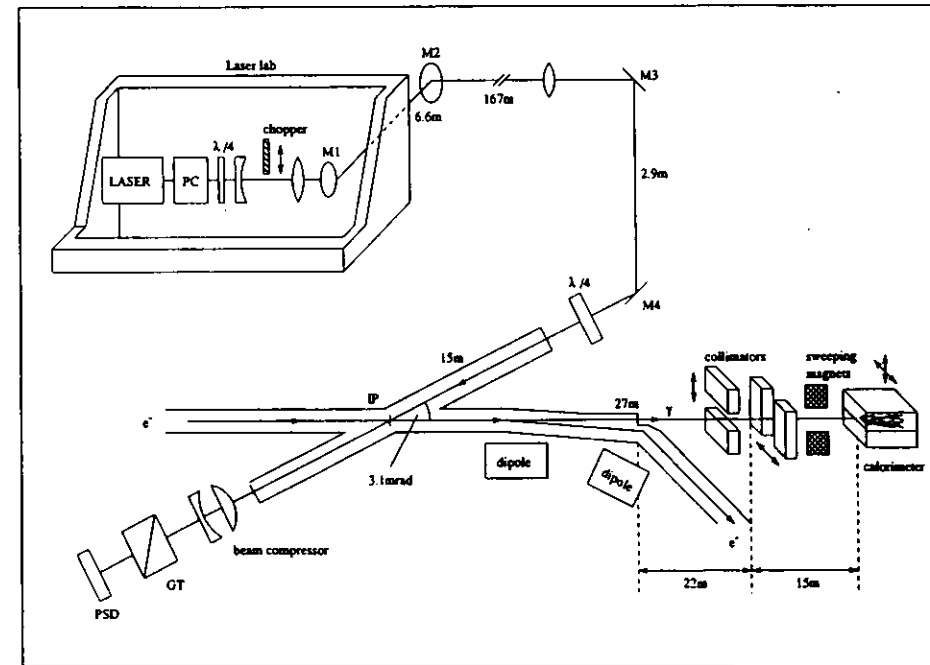


Abbildung 2.4: Aufbau des HERA-Polarimeters

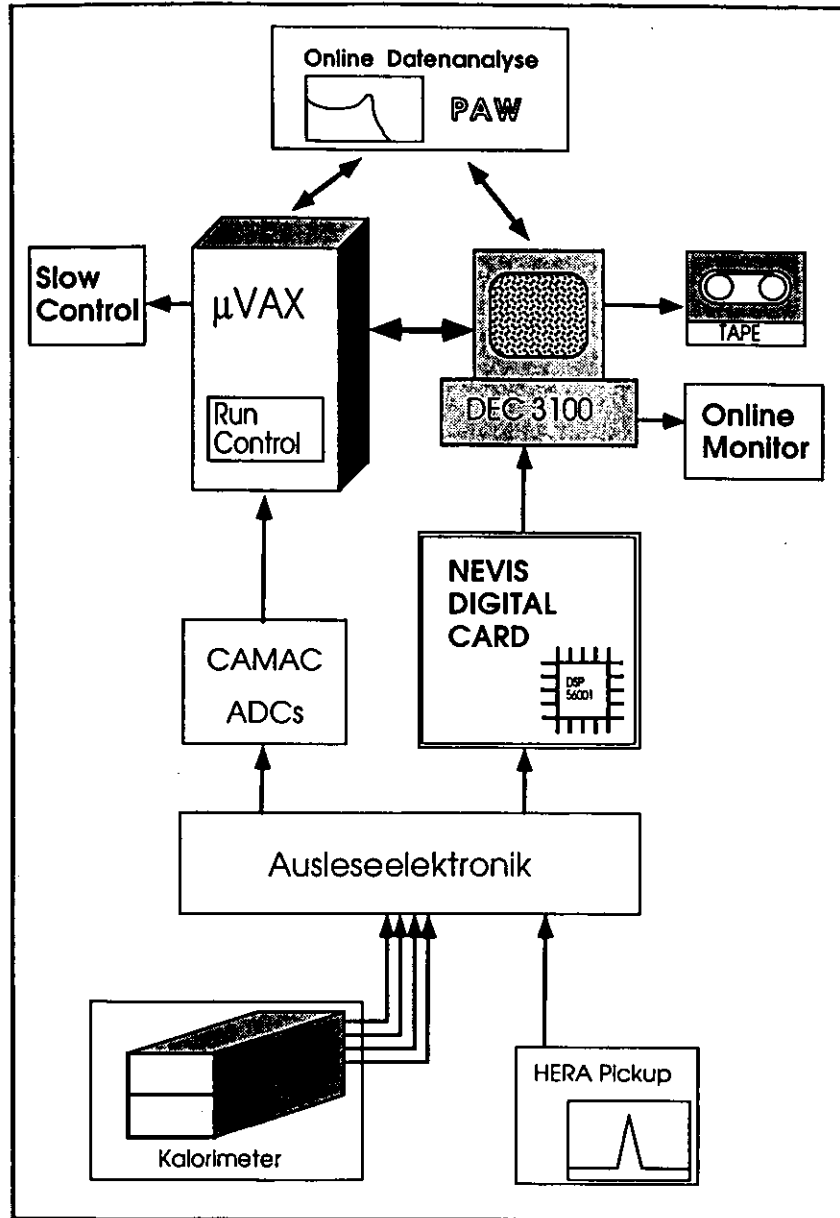


Abbildung 2.6: Schema des Datennahmesystems

Die Tatsache, daß die Polarimeter-Daten nicht mehr in Form der einzelnen Ereignisse, sondern als Histogramme, vorliegen, bedeutet eine Einschränkung für die Offline-Analyse der Daten. Aus diesem Grund wurden verschiedene Programme (im weiteren NEVIS-Programme NEVIS1-6 genannt) zur Datennahme entwickelt, die den DSP die für den jeweiligen Zweck (z.B. Pedestalmessung) notwendigen Histogramme generieren lassen [BUE92]. Zur Kontrolle, insbesondere in der Anfangsphase des Experiments, wurde ein Teil der Daten auch über CAMAC-ADCs ereignisweise abgespeichert.

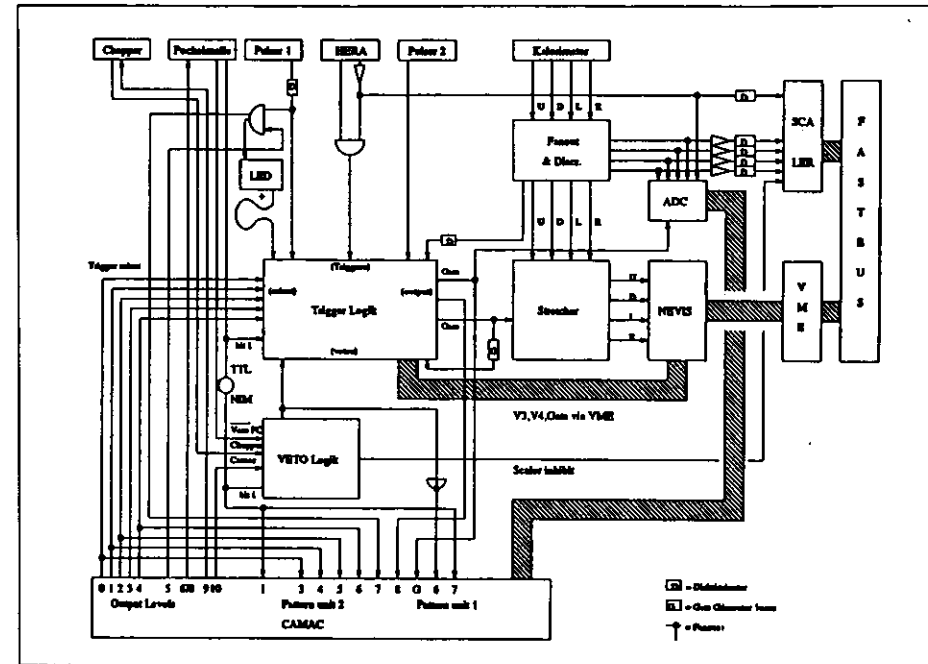


Abbildung 2.7: Ausleseelektronik des Polarimeters

Der Aufbau der gesamten Ausleseelektronik ist in Abb.2.7 zu sehen. Die Triggerlogik erlaubt die Selektion von fünf verschiedenen Triggern für unterschiedliche Messungen; so steht z.B. für Pedestal-Messungen ein Pulsgenerator mit entsprechendem Trigger zur Verfügung. Der bei Polarisationsmessungen benutzte Trigger verwendet die Koinzidenz von HERA-Pickup und Kalorimetersignal (Teilchenenergie gemessen als Summe der Kalorimeterkanäle Left und Right, oberhalb einer Schwelle von typischerweise 0.5 GeV). Eine detaillierte Beschreibung der gesamten Ausleseelektronik einschließlich Trigger findet sich in [BUE92].

Die beiden eingesetzten Rechner, MicroVAX und DEC 3100, erfüllen unterschiedliche Aufgaben. Auf der MicroVAX läuft das Hauptkontrollprogramm, d.h. von hier aus werden alle notwendigen Einstellungen vorgenommen ('Slow Control': Spiegel, Kollimatoren, Detektortisch, Laser) und die NEVIS-Programme selektiert. Die DEC 3100 RISC-Station wird einerseits für Hintergrundoperationen verwendet, wie das Laden der NEVIS-Programme auf die Digitale Karte und das Auslesen und das auf Band ('Tape') schreiben der NEVIS-Histogramme. Andererseits dient

sie der 'Online'-Datenanalyse nach jeder Messung mittels PAW [PAW89] und der Überwachung wichtiger Parameter des Experiments ('Online Monitor'), z.B. der Position des Detektors relativ zum Compton-Strahl und der Ereignisraten.

Kapitel 3

Das Kalorimeter des HERA-Polarimeters

3.1 Grundlagen der Kalorimetrie

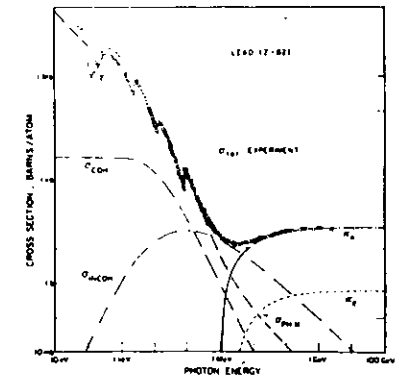
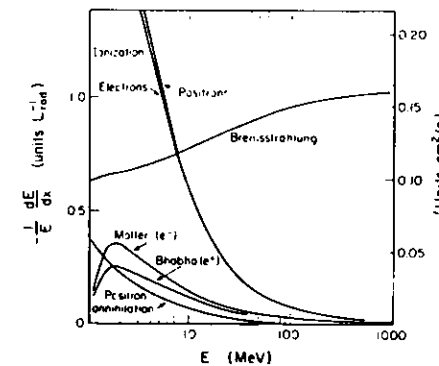
Kalorimeter sind Detektoren, die in Hochenergiephysik-Experimenten eingesetzt werden, um die Energie von Teilchen zu messen, die bei Elementarteilchenreaktionen gestreut oder erzeugt werden. Ein Kalorimeter ist im Prinzip ein Materieblock, der so tief ist, daß ein einfallendes Teilchen durch Wechselwirkungen mit der Materie in diesem Block abgebremst wird und dabei seine Energie vollständig abgibt. Diese Energie wird zum größten Teil in Wärme umgewandelt; in den ersten Kalorimeterexperimenten wurde diese Wärmemenge gemessen [ELL27], um die Teilchenenergie zu bestimmen, was der Detektorart ihren Namen gab (lat. *calor* : Wärme). Bei geeigneter Wahl des Materials wird jedoch auch ein gewisser Teil der Teilchenenergie in ein einfacher zu handhabendes Signal umgewandelt, z.B. in freie elektrische Ladungen oder in Licht. Dabei ist das so entstandene Signal proportional zur kinetischen Energie des einfallenden Teilchens und kann daher zur Messung derselben verwendet werden.

Kalorimeter haben eine Reihe vorteilhafter Eigenschaften, die ihre weit verbreitete Verwendung rechtfertigen [FAB84]:

- Sie erlauben den Nachweis sowohl von geladenen, als auch von neutralen Teilchen (z.B. Photonen).
- Ihre relative Energieauflösung verbessert sich proportional zu $1/\sqrt{E}$.
- Die notwendige Tiefe des Kalorimeters skaliert nur mit $\log E$.
- Segmentierte Kalorimeter liefern auch Informationen über Einfallsort und -winkel des Teilchens.
- Ihr unterschiedliches Antwortverhalten auf verschiedene Teilchenarten kann zur Teilchenidentifikation herangezogen werden.
- Sie können sehr schnell ausgelesen werden (Größenordnung 10...100 ns).

Grundsätzlich werden zwei Bauprinzipien für Kalorimeter unterschieden. Entweder wird im Absorbermaterial auch das nachweisbare Signal produziert (*homogenes Kalorimeter*), oder Absorbermaterial und Auslesematerial liegen getrennt in einzelnen Schichten vor (*Stichprobenkalorimeter*, 'Sampling Calorimeter'). Typische Materialien für homogene Kalorimeter sind z.B. Bleiglas, Natriumjodid (NaJ(Tl)) und BGO (Bismut-Germanium-Oxid). Als Absorbermaterialien für Stichprobenkalorimeter werden im allgemeinen Metalle mit hoher Ordnungszahl, wie Eisen, Blei oder Wolfram verwendet. Die Signale entstehen in Form von Licht, z.B. in Plastiksintillatoren, oder als freie Ladung in Halbleitern (Silizium), Gasen oder flüssigen Edelgasen (Argon). Stichprobenkalorimeter lassen sich aufgrund der vielfältigeren Möglichkeiten bei der Wahl von Absorber- und Auslesematerial besser an spezielle Anwendungen anpassen, verfügen aber im allgemeinen über eine schlechtere Energieauflösung als homogene Kalorimeter. Zusätzlich unterscheidet man je nach zu analysierender Teilchensorte elektromagnetische und hadronische Kalorimeter. Im Folgenden wollen wir uns auf elektromagnetische Kalorimeter, das sind Kalorimeter zum Nachweis von Elektronen, Positronen und Photonen, konzentrieren.

Ein hochenergetisches Elektron, Positron oder Photon erzeugt in Materie einen elektromagnetischen Schauer. Dieser Schauer entwickelt sich in zwei Phasen: Zunächst werden durch Bremsstrahlung der Elektronen/Positronen und Paarbildung der Photonen aus einem hochenergetischen Teilchen sukzessive viele niederenergetische Teilchen. Diese Teilchen deponieren in der zweiten Phase des Schauers ihre Energie mittels Ionisation und Anregung (e^+ , e^-) oder Compton- und Photoeffekt (γ) im Detektormaterial. (Siehe dazu auch Abb.3.1 und 3.2)



- γ = Atomic photo-effect (electron ejection, photon absorption)
- C_{COH} = Coherent scattering (Rayleigh scattering -- atom neither ionized nor excited)
- P_{INCOH} = Incoherent scattering (Compton scattering off an electron)
- P_e = Pair production, nuclear field
- P_e = Pair production, electron field
- P_A = Photoabsorption
- $P_A N$ = Photonuclear absorption (nuclear absorption, usually followed by emission of a neutron or other particle)

Abbildung 3.1: Beiträge zum Energieverlust von Elektronen und Positronen beim Durchlaufen von Materie nach [PAR88]

Abbildung 3.2: Beiträge zum Photon-Wirkungsquerschnitt in Blei nach [PAR88]

Wichtige Parameter zur Beschreibung der Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers sind die Strahlungslänge X_0 , die kritische Energie ϵ und der Molière-Radius R_M . Alle drei Größen hängen vom Material ab, in dem sich das Schauer entwickelt. Die Strahlungslänge X_0 entspricht der Materialdicke, nach deren Durchlaufen die mittlere Energie eines Elektrons auf das $1/e$ -fache abgesunken ist. Die kritische Energie ϵ bezeichnet die Energie, bei der ein Elektron genausoviel Energie durch Bremsstrahlung verliert wie durch Stöße. Der Molière-Radius ergibt sich aus Strahlungslänge und kritischer Energie nach:

$$R_M = \frac{E_s}{\epsilon} X_0 \quad (E_s = 21 \text{ MeV}) \quad (3.1)$$

Während die Strahlungslänge ein Maß für die longitudinale Schauerentwicklung ist, liefert R_M Aufschluß über die transversale Entwicklung des elektromagnetischen Schauers: In einem Zylinder mit Radius $2R_M$ werden 95 % der Schauerenergie deponiert. Für die Größen X_0 , ϵ , R_M gibt es einfache Abschätzungsformeln [AMA81]:

$$X_0 \simeq 180 \frac{A}{Z^2} \quad \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad \left(\frac{\Delta X_0}{X_0} < \pm 20\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.2)$$

$$\epsilon \simeq \frac{550}{Z} \quad [MeV] \quad \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.3)$$

$$R_M \simeq 7 \frac{A}{Z} \quad \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad \left(\frac{\Delta R_M}{R_M} < \pm 10\% \text{ für } 13 \leq Z \leq 92 \right) \quad (3.4)$$

mit A ... Massenzahl
Z ... Kernladungszahl

Eine wichtige Kenngröße elektromagnetischer Kalorimeter ist ihre Energieauflösung. Den nahelegendsten Beitrag hierzu liefert die Schauerstatistik. Da die Anzahl der Teilchen im Schauer N proportional zur Energie des primären Teilchens ist, folgt aus der Poissonstatistik für die Energieauflösung:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E} \right)_{stat} \sim \frac{\sigma(E)}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (3.5)$$

Bei Sampling-Kalorimetern wird im aktiven Material nur ein Bruchteil der tatsächlichen Schauerenergie nachgewiesen, die sogenannte 'Sampling Fraction'. Die Sampling Fraction S ist definiert als [DRE89]:

$$S = \frac{E_{vis}}{E_{vis} + E_{invis}} \quad (3.6)$$

mit E_{vis} ... sichtbarer Teil der Schauerenergie (im aktiven Material)
 E_{invis} ... unsichtbarer Teil der Schauerenergie (im Absorber)

Dabei berechnen sich die Energien E_{vis} und E_{invis} für ein minimal ionisierendes Teilchen nach:

$$E(mip) = \frac{dE}{dx}(mip) \cdot \Delta x \quad (3.7)$$

wobei $\frac{dE}{dx}(mip)$... mittlerer Energieverlust für ein mip $\left[\frac{MeV}{g/cm^2} \right]$ (siehe z.B. [PAR88])
 Δx ... Plattendicke $[g/cm^2]$

Statistische Schwankungen des auf diese Weise erfaßten Anteils des elektromagnetischen Schauers liefern den dominanten Beitrag zur Energieauflösung von elektromagnetischen Sampling-Kalorimetern.

Für Absorbermaterialien mit hohem Z , wie Blei, Wolfram oder Uran, wurde experimentell ein Beitrag dieser Sampling Fluktuationen von

$$\left(\frac{\sigma}{E} \right)_{Samp} \simeq 15\% \sqrt{\frac{t_{abs}(X_0)}{E[GeV]}} \quad (3.8)$$

festgestellt [DRE89]. Dieser Beitrag zur Energieauflösung ist also ebenfalls proportional zu $1/\sqrt{E}$. Dabei ist t_{abs} , die Dicke der Absorberplatten in Einheiten von X_0 .

Es gibt weitere Beiträge zur Energieauflösung, die sich je nach Bauart des Kalorimeters im Einfluß unterscheiden. Bei optischer Auslese mittels Photomultipliern spielt z.B. die Statistik der Photoelektronen eine Rolle. Die einzelnen Beiträge zur Energieauflösung summieren sich quadratisch.

Eine ausführliche Diskussion elektromagnetischer Kalorimeter findet sich z.B. in [FAB84], [FUE90] oder [WIG87].

3.2 Anforderungen an das Kalorimeter

Die Aufgabe des Kalorimeters im HERA-Polarimeter besteht in der Messung von Energie und vertikaler Verteilung der Comptonphotonen, um so die Asymmetrie $A(E,y)$ zu bestimmen. Diese Messung muß den an das Polarimeter gestellten Anforderungen bezüglich Schnelligkeit (~ 1 Minute) und Genauigkeit ($\sim 1\%$) genügen. Hierdurch werden die drei wichtigsten Anforderungen an das Kalorimeter definiert:

- Energieauflösung $\frac{\sigma(E)}{E} \leq 10\%$ (für $E = 10 \text{ GeV}$)
- Ortsauflösung $\sigma_y < 0.5 \text{ mm}$ (für $E = 10 \text{ GeV}$)
- Stabilität bei Ereignisraten von bis zu 100 kHz

Die Energieauflösung muß hinreichend gut sein, um Energiecuts (siehe Kap.2.2) genau genug durchführen zu können. Für diesen Zweck ist eine Auflösung von 10% im Bereich maximaler Asymmetrie ($\sim 10 \text{ GeV}$) ausreichend.

Die gemessene vertikale Verteilung der Compton-Photonen am Ort des Detektors wird durch zwei Einflüsse verschmiert. Einerseits bewegen sich nicht alle Elektronen vor der Wechselwirkung mit den Laserphotonen exakt auf den Punkt $y = 0$ am Kalorimeter zu, sondern sie bilden eine Verteilung mit der Streuung $\sigma_D = 0.5 \text{ mm}$ [LOM90]. Andererseits trägt die endliche Ortsauflösung des Kalorimeters σ_y zur Verschmierung bei. Sie sollte kleiner sein als σ_D , also $\sigma_y < 0.5 \text{ mm}$, wiederum für den Energiebereich um 10 GeV .

Für die geforderte Meßgenauigkeit und -geschwindigkeit des Polarimeters sind Ereignisraten von etwa 10^6 Hz notwendig. Das Kalorimeter muß also in der Lage sein, bei sehr hohen Ereignisfrequenzen stabil zu arbeiten.

Diese Hauptanforderungen ziehen weitere nach sich. Die wichtigste ist die Forderung nach einer sehr genauen und zeitlich stabilen Kalibrierung des Kalorimeters. Sie ist sowohl für die Energie- als auch für die Ortsmessung des Kalorimeters von ausschlaggebender Bedeutung. Ferner ist es sinnvoll, das weitere Verhalten des Kalorimeters z.B. bezüglich Linearität und Uniformität der Energiemessung zu studieren.

3.3 Aufbau des Kalorimeters

Das Kalorimeter besteht aus je zwölf Lagen Absorber- und Auslesematerial und wird optisch über Wellenlängenschieber (WLS) und Photomultiplier (PMT) ausgelesen. Es handelt sich somit um ein Stichproben- bzw. 'Sampling'-Kalorimeter.

Als Absorbermaterial wird die Wolframlegierung DENSIMET17 verwendet; die Wolframplatten ($60 \times 55 \text{ mm}^2$) sind von einem Bleirahmen ($120 \times 100 \text{ mm}^2$) umgeben. Für aktives Material und optische Auslese wurde auf Bauelemente und Materialien zurückgegriffen, die auch im ZEUS-Kalorimeter verwendet werden: Der Plastikszintillator SCSN38 als aktives Material, Y7 dotierte PMMA-Wellenlängenschieber und Hamamatsu R580 Photomultiplier [ZEU89]. Absorber- und Szintillatorplatten werden von einem Aluminiumrahmen zusammengehalten (siehe Abb.3.3)

Die Besonderheit des Kalorimeters besteht in der vertikalen Segmentierung, die die Ortsmessung für die einfallenden Photonen erlaubt. Zu diesem Zweck sind die Szintillatoren in der Mitte horizontal geschlitzt, und oberer und unterer Teil sind mit 0.01 mm dicker Aluminiumfolie optisch gegeneinander isoliert. Auf diese Weise erhält man praktisch zwei Kalorimetersegmente übereinander.

Die Szintillatorplatten werden an allen vier Seiten von Wellenlängenschiebern ausgelesen; diese vier Auslesekanäle werden (in Strahlrichtung gesehen) mit Up, Down, Left, Right bezeichnet. Aufgrund der horizontalen Schlitzung des Kalorimeters wird von den Kanälen U bzw. D nur das Signal im oberen bzw. unteren Teil des Kalorimeters gemessen, während L und R vom gesamten Signal erreicht werden. Das Lichtsignal gelangt über die WLS in vier Photomultiplier mit aktiver Spannungsversorgung. Die PMTs müssen von außen nur mit maximal 24 Volt Gleichspannung versorgt werden, um daraus dann intern über eine Cockcroft-Walton-Kaskade Hochspannungen bis zu 1800 Volt zu produzieren. Diese Konstruktion führt zu einigen Vorteilen, unter anderem zu einem besonders stabilen Verhalten der Photomultiplier bei hohen Raten.

Die vier Wellenlängenschieber sind am hinteren Ende, kurz vor den PMTs, über Lichtleiter mit einem LED-Pulser verbunden, was jederzeit eine Überprüfung der PMT-Funktion und der Photostatistik erlaubt. Das Kalorimeter ist mittels schwarzer Kunststoffolie und einer innen geschwärzten Aluminiumhülle lichtdicht verpackt.

Die wichtigsten Parameter der Kalorimeterkonstruktion sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

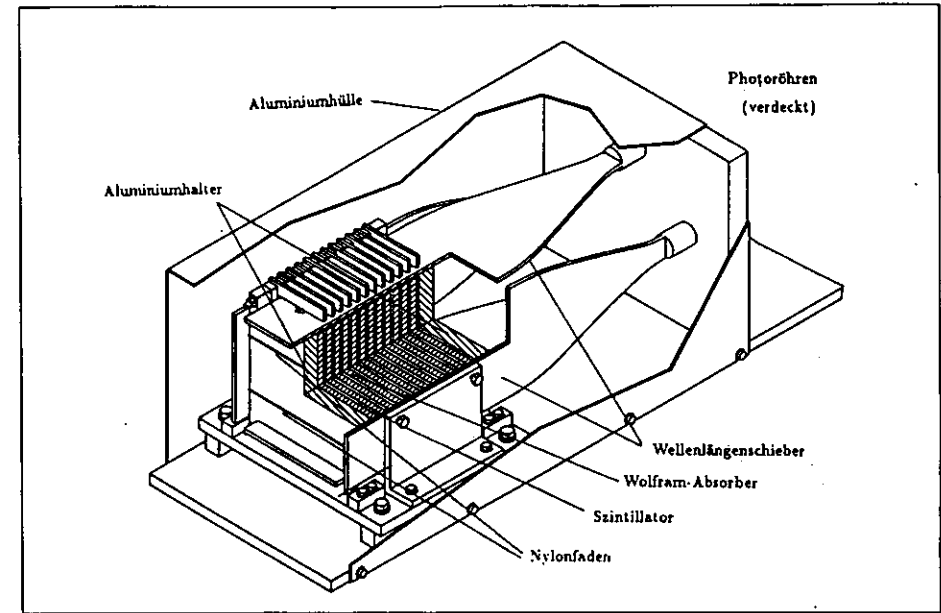


Abbildung 3.3: Das Kalorimeter

Absorberplatten	
Abmessungen	$60 \times 55 \times 6.22 \text{ mm}^3$ (in $120 \times 100 \times 6.22 \text{ mm}^3 \text{ Pb-Rahmen}$)
Material	DENSIMET17 (90.5% W, 6.5% Ni, 3% Fe/Cu)
Strahlungslänge X_0	6.52 g/cm^2
Molière-Radius R_M	1 cm
Dichte	17.16 g/cm^3
gesamte Tiefe	$19.6 X_0$
Ausleseplatten	
Abmessungen	$120 \times (2 \times 50) \times 2.6 \text{ mm}^3$
Material	Plastikszintillator SCSN38
mittlere Dichte	1.023 g/cm^3
Optische Auslese	
WLS-Abmessungen	$100 \times 2 \times \sim 250 \text{ mm}^3$
WLS-Material	PMMA & Y7
Photomultiplier	Hamamatsu R580
Auslesekanäle	4 (Up, Down, Left, Right)

Tabelle 3.1: Parameter des Kalorimeters

3.4 Das Prinzip der vertikalen Ortsmessung

Ein Teilchen, das das Kalorimeter in der Nähe des horizontalen Schlitzes trifft, deponiert aufgrund der Bildung eines elektromagnetischen Schauers einen Teil seiner Energie im oberen, und den Rest im unteren Teil des Detektors. Das Verhältnis zwischen der in der oberen Detektorhälfte nachgewiesenen Energie U und der im unteren Teil gemessenen Energie D ist bei korrekter Kalibrierung des Detektors ein Maß für die Einschußposition y_0 des Teilchens (siehe 3.4).

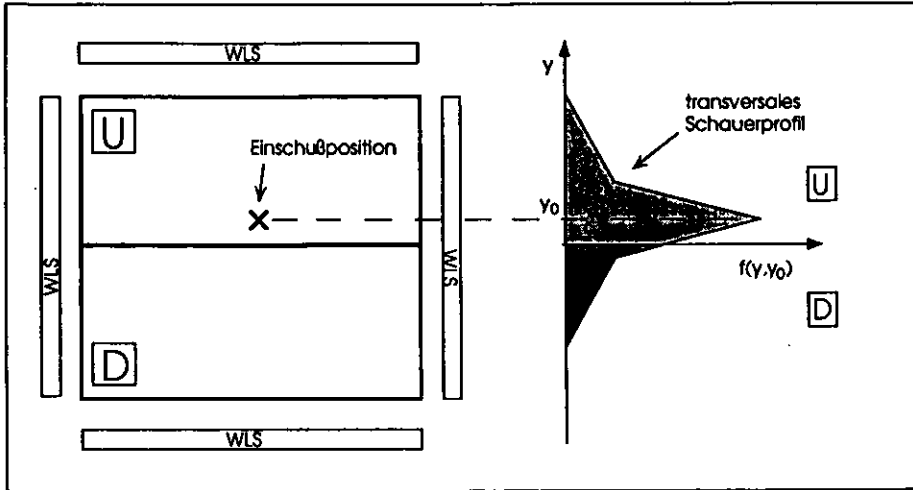


Abbildung 3.4: Das Prinzip der vertikalen Ortsmessung

Das transversale Profil eines elektromagnetischen Schauers spiegelt die beiden Mechanismen wieder, die zur transversalen Ausbreitung des Schauers beitragen:

- Vielfachstreuung hochenergetischer Elektronen/Positronen im Zentrum des Schauers
- Diffusion niederenergetischer Photonen im äußeren Bereich des Schauers

Das transversale Schauerprofil eines Teilchens mit Einfallsort y_0 projiziert auf die y-Achse kann daher als Summe zweier Exponentialfunktionen parametrisiert werden:

$$E_{ges} f(y, y_0) = E_{ges} (a_1 e^{-b_1 |y - y_0|} + a_2 e^{-b_2 |y - y_0|}) \quad (3.9)$$

mit der Normierung

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(y, y_0) dy = 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{a_1}{b_1} + \frac{a_2}{b_2} = \frac{1}{2} \quad (3.10)$$

Für die Aufteilung der Gesamtenergie E_{ges} auf die Kalorimeterhälften folgt:

$$E_{ges} = U + D = E_{ges} \int_0^{\infty} f(y, y_0) dy + E_{ges} \int_{-\infty}^0 f(y, y_0) dy \quad (3.11)$$

Das Verhältnis der Energien U und D kann mit dieser Parametrisierung direkt als Funktion des Einfallsortes y_0 des Teilchens ausgedrückt werden. Dazu wird die Asymmetrie $\eta(y_0)$ der Energieverteilung definiert (siehe Abb. 3.5):

$$\eta(y_0) = \frac{(U - D)}{(U + D)} \quad (3.12)$$

Für senkrechten Teilcheneinfall folgt daraus mit obiger Parametrisierung:

$$\eta(y_0) = \frac{y_0}{|y_0|} \left[1 - e^{-b_2 |y_0|} + \frac{2a_1}{b_1} (e^{-b_2 |y_0|} - e^{-b_1 |y_0|}) \right] \quad (3.13)$$

Die Parameter a_1, b_1, b_2 sind aus Messungen von H.Götschel bei 1 und 3 GeV bestimmt worden [GOE90]. Für 3 GeV ergaben sich $a_1 = 0.036 \pm 0.003, b_1 = 0.140 \pm 0.010, b_2 = 0.880 \pm 0.035$.

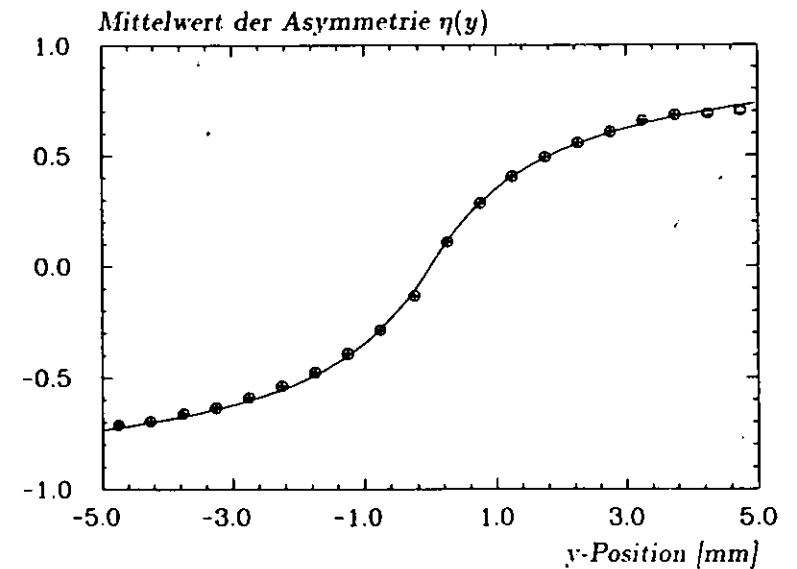


Abbildung 3.5: Asymmetriefunktion $\eta(y_0)$ [GOE90]

3.5 Eigenschaften des Kalorimeters

3.5.1 Energieauflösung

Die Energieauflösung des Kalorimeters ist mehrfach bestimmt worden, unter anderem im November 1990 am DESY Teststrahl 21 mit Elektronen von 2-6 GeV (Abb.3.6). Ein Fit an die Daten mit der Funktion

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (3.14)$$

liefert die Werte $a \simeq 22.8\%$ und $b \simeq 3.2\%$ (Abb.3.6). Dabei ist der konstante Beitrag b auf die Energieunschärfe des Teststrahls zurückzuführen. Der mit $1/\sqrt{E}$ skalierende Term kommt im wesentlichen durch die Einflüsse von 'Sampling Fluktuationen' und Photostatistik zustande.

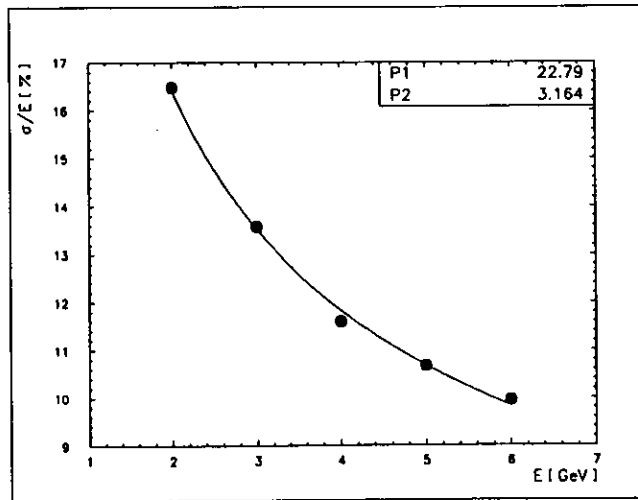


Abbildung 3.6: Bestimmung der Energieauflösung des Kalorimeters

Während Formel 3.8 mit den Parametern des Kalorimeters ein grobe Abschätzung von

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{comp}} \simeq \frac{19.2\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (3.15)$$

liefert, sagen Monte-Carlo-Rechnungen einen Wert von $22\%/\sqrt{E}$ voraus. Der Einfluß der Photostatistik (vgl. Kap. 3.5.4) beträgt etwa

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{photo}} \simeq \frac{7.5\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (3.16)$$

Zusammen liefert dies einen theoretischen Wert von

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{theor}} \simeq \frac{\sqrt{(22\%)^2 + (7.5\%)^2}}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \simeq \frac{23.2\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (3.17)$$

in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis. Dies entspricht bei 10 GeV einer Energieauflösung von ungefähr 7.5%, womit die Anforderung ($\leq 10\%$) erfüllt ist.

3.5.2 Ortsauflösung

Die vertikale Ortsauflösung σ_y wurde am DESY-Teststrahl mit Hilfe einer Driftkammer für 1 und 3 GeV Elektronen bestimmt [GOE90]. In Schlitznähe ergaben sich Auflösungen von 1.6 mm bei 1 GeV bzw. 0.52 mm bei 3 GeV (Abb.3.7). Da aufgrund der besseren Statistik bei höheren Energien ein Verhalten von $\sigma_y \sim 1/\sqrt{E}$ zu erwarten ist (durch Messungen bestätigt z.B. von [AKO77]), ist bei $E = 10$ GeV mit einer Ortsauflösung von $\sigma_y \simeq 0.3$ mm zu rechnen; die Anforderung $\sigma_y < 0.5$ mm ist somit erfüllt. Monte-Carlo-Studien sagten eine etwas bessere Ortsauflösung voraus (0.39 mm bei 3 GeV) [LOMPM]. Die beobachtete Abweichung kann durch geringe Schwankungen der Szintillatorschlitze um die ideale Schlitzebene, die Ortsauflösung der Driftkammer und die Strahldispersion am DESY-Teststrahl erklärt werden.

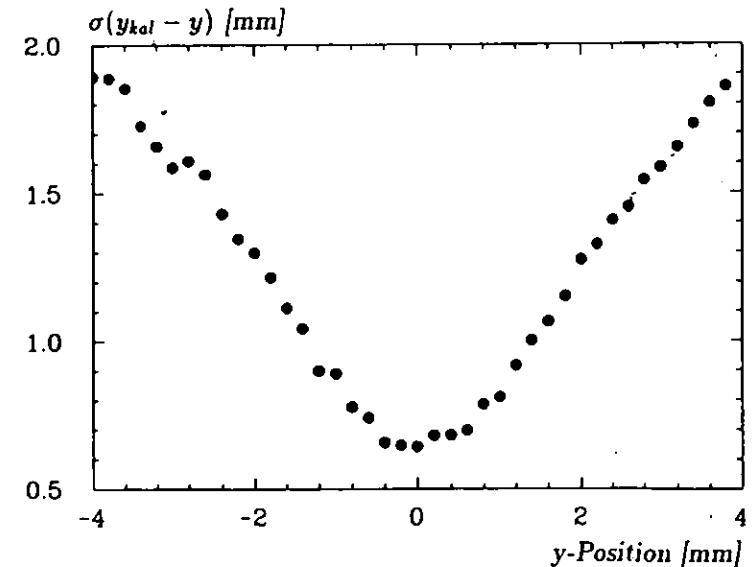


Abbildung 3.7: Ortsauflösung des Kalorimeters als Funktion von y bei 3 GeV [GOE90]

3.5.3 Stabilität bei hohen Ereignisraten

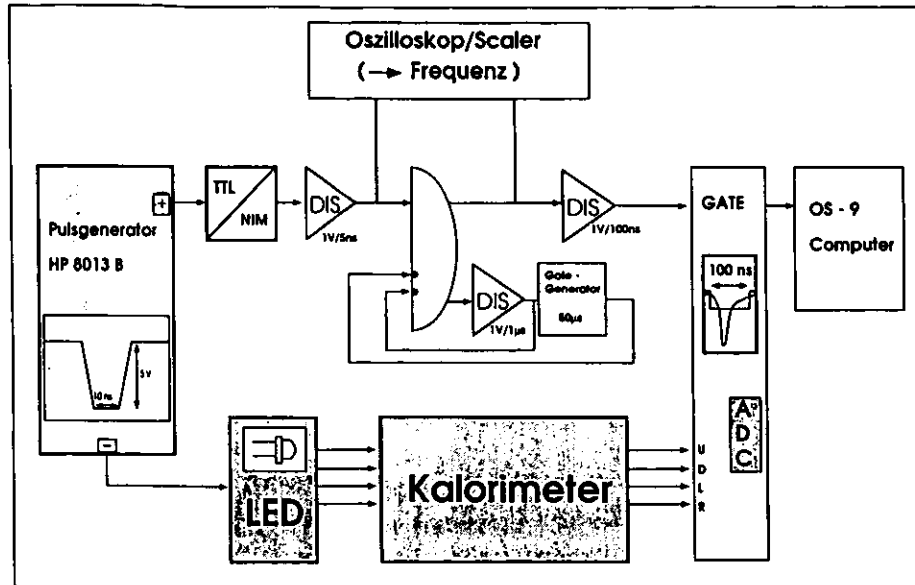


Abbildung 3.8: Versuchsaufbau der Stabilitätsmessung

Die Stabilität der Photomultiplier bei hohen Ereignisraten wurde im Mai 1991 mit einem speziellen Versuchsaufbau untersucht. Die Lichtpulse einer roten LED (635 nm) werden über Lichtleiter in die Wellenlängenschieber in unmittelbarer Nähe der Photomultiplier eingespeist. Die Frequenz des Pulsengenerators (HP 8013B) wurde von niedrigen zu hohen Frequenzen variiert und mittels Oszilloskop, bzw. bei niedrigen Frequenzen mit Scalern, gemessen. Da die CAMAC-ADCs die verwendeten hohen Frequenzen nicht verarbeiten können, wurde eine einfache Veto-Logik vorgeschaltet (Abb.3.8).

Das Ergebnis der Messung ist in Abb.3.9 dargestellt; die statistischen Fehler sind kleiner als die dargestellten Punkte. Bis zu Ereignisraten von 400 kHz ist die Abschwächung der PMT-Signale kleiner als 2%, bei 100 kHz beträgt sie nur etwa 1%. Bei höheren Frequenzen im MHz-Bereich bricht die PMT-Funktion durch eine Überschreitung des maximalen Anodenstroms zusammen. Da die mittlere Ladung pro Puls ungefähr 100 pC betrug, kann der maximale Anodenstrom abgeschätzt werden zu:

$$I_{A(max)} = \frac{Q}{Puls} \cdot f_{max} \approx 100pC \cdot 400kHz = 40\mu A \quad (3.18)$$

Als Resultat dieser Messungen ist eine stabile Funktion des Kalorimeters mit Abweichungen von weniger als 2% bei Ereignisraten von einigen 10^5 Hz zu erwarten.

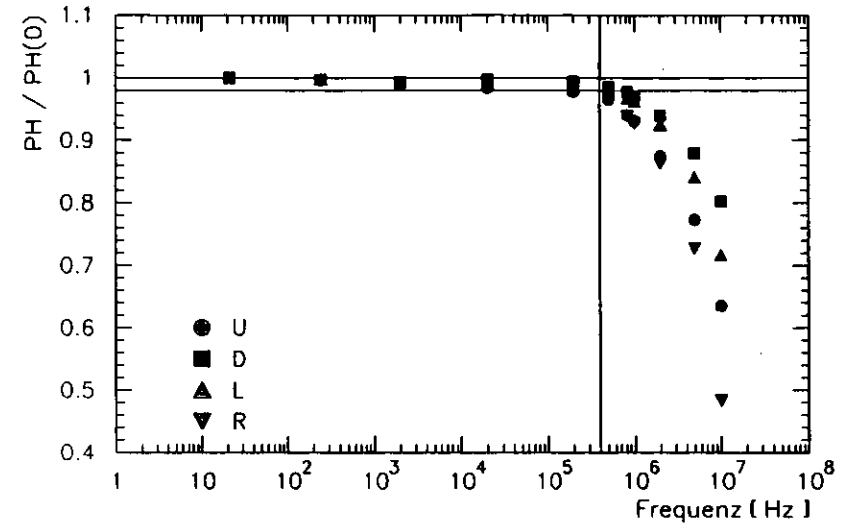


Abbildung 3.9: Verhalten der relativen Pulshöhe bei hohen Frequenzen

3.5.4 Photostatistik und Verstärkung der Photomultiplier

Das Kalorimeter ist zur Überwachung der Photomultiplierfunktion mit einem LED-System ausgestattet. Dabei werden die Lichtpulse einer roten LED über Lichtleiter in die Wellenlängenschieber kurz vor den Photomultipliern eingespeist. Es wurde dieselbe LED/Pulser-Kombination verwendet wie in Kap.3.5.3 beschrieben. Die typische Betriebsfrequenz beträgt $\sim 1kHz$. Dieses System bietet neben der Überwachung der Photoröhren auch die Möglichkeit, Photostatistik und Verstärkung der PMTs zu bestimmen.

Aus dem Mittelwert $\langle x \rangle$ und der Standardabweichung σ der gaußförmigen Pulshöhenspektren (vgl. Abb. 3.10) läßt sich die Photoelektronenzahl N_{pe} bestimmen. Es gilt:

$$N_{pe} = \left(\frac{\langle x \rangle}{\sigma} \right)^2 \quad (3.19)$$

Daraus folgt nach der Poisson-Statistik mittels

$$\left(\frac{\sigma}{\langle x \rangle} \right)_{Photo} \approx \frac{1}{\sqrt{N_{pe}}} \quad (3.20)$$

der Beitrag der Photostatistik zur Energieauflösung des Kalorimeters. Die Meßergebnisse für Photoelektronenzahl und Photostatistik sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Durch Variation der Photomultiplierspannungen läßt sich auf diese Weise auch das Verstärkungsverhalten der Photomultiplier in Abhängigkeit von der PMT-Spannung feststellen. Dabei gilt für die Mittelwerte der Pulshöhenspektren:

$$\langle x \rangle = aV^b \quad (3.21)$$

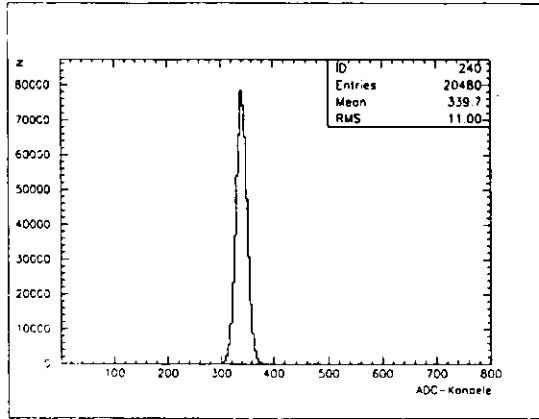


Abbildung 3.10: Pulshöhenspektrum des LED-Signals in Kanal R, entsprechend einem Strahlensignal von 5.0 GeV

Kanal	N_{Pe}	Photostatistik [%]
U	181.05 ± 0.35	7.43
D	142.35 ± 0.51	8.38
L	202.73 ± 0.86	7.02
R	191.10 ± 1.63	7.24

Tabelle 3.2: Photoelektronenzahl und Photostatistik bei 1 GeV

und für die Verstärkung G ('Gain') der Photomultiplier gilt [ZEU89]:

$$G = \frac{\langle x \rangle \alpha}{N_{Pe} e} \tag{3.22}$$

- mit
- a, b ... Parameter
 - V ... PMT-Spannung [V]
 - α ... Empfindlichkeit der ADCs [pC/Kanal]
 - e ... Elementarladung ($1.602 \cdot 10^{-19} C$)

Die Parameter a, b wurden in einer früheren Messung bestimmt [GRE91]:

PMT	$a/10^{-20}$ Kanäle	b
U	161.6 ± 0.6	6.60 ± 0.02
D	73.5 ± 0.2	6.70 ± 0.01
L	130.9 ± 0.3	6.63 ± 0.01
R	159.9 ± 0.3	6.61 ± 0.01

Tabelle 3.3: Photomultiplier-Parameter a, b

Die Kenntnis dieser Parameter ermöglicht es, eine grobe Kalibrierung des Detektors vorzunehmen, indem die Spannungen so eingestellt werden, daß die Verstärkungen aller vier Photomultiplier gleich sind.

3.5.5 Linearität

Für die Untersuchung der Linearität des Kalorimeters wurden 62 000 Bremsstrahlungereignisse im Energiebereich von 4-26 GeV aus HERA-Messungen mit CAMAC-ADCs verwendet. Da in diesem Fall kein absolutes Vergleichsmaß zur Verfügung steht, ist es nur möglich, die relative Nichtlinearität zweier Kanäle zu bestimmen. Ein Scatterplot der Kanäle R gegen L (Abb.3.11) liefert den qualitativen Eindruck hervorragend linearen Verhaltens. Zur Quantifizierung dieser Linearität wurde ein linearer Fit der Form $R = aL$ an die Daten durchgeführt, und daraufhin die relative Nichtlinearität F definiert als

$$F = \frac{R - aL}{aL} \tag{3.23}$$

Das Ergebnis ist in Abb.3.12 dargestellt. Abgesehen vom Bereich der Bremsstrahlungskante ist die relative Nichtlinearität von L und R kleiner als $\pm 0.5\%$.

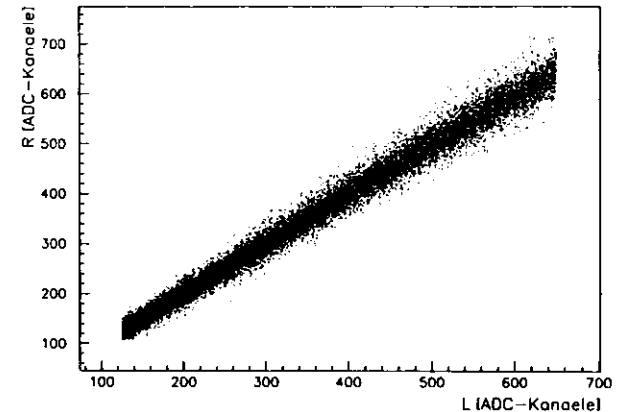


Abbildung 3.11: Scatterplot der Kanäle R vs L

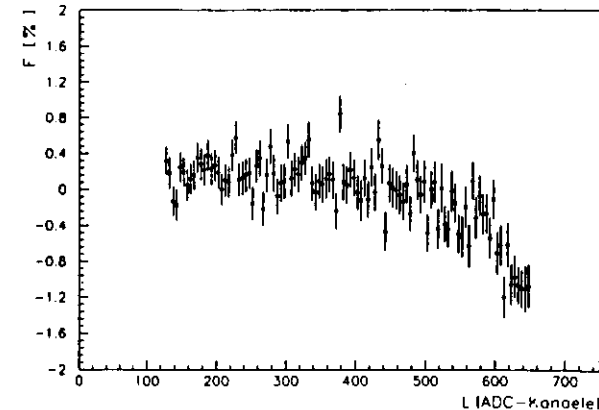


Abbildung 3.12: Relative Nichtlinearität F der Kanäle R und L

3.5.6 Uniformität

Wie die Linearität ist die Uniformität, d.h. die Unabhängigkeit der Energiemessung vom Ein- und Auslauf des Teilchens, ein wichtiges Qualitätsmerkmal für Kalorimeter. Zur Bestimmung der Uniformität wurden ebenfalls CAMAC-Bremsstrahlungs-Daten aus HERA-Messungen im Energiebereich von 4-26 GeV verwendet. Betrachtet werden die horizontale Energie $E_h = L + R$ und die vertikale Energie $E_v = U + D$, die jeweils normiert gegen η als Ortskoordinate aufgetragen werden.

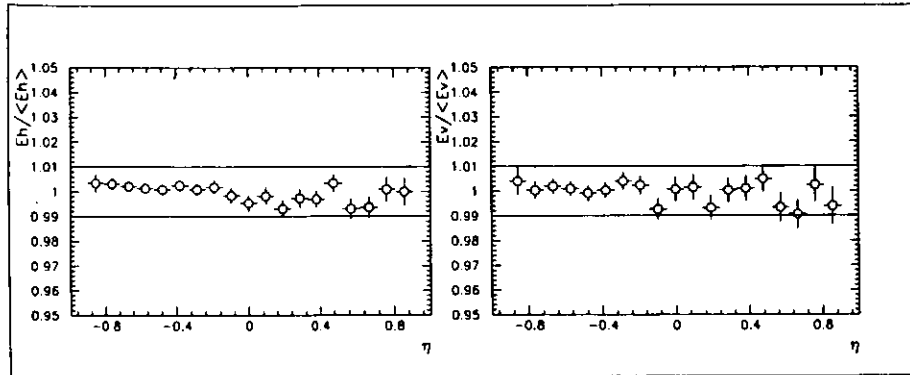


Abbildung 3.13: Uniformität der horizontalen und vertikalen Energiemessung

Wie aus Abb.3.13 ersichtlich, ist für beide Energiemessungen die prozentuale Abweichung von der idealen Uniformität deutlich kleiner als $\pm 1\%$.

Die unterschiedliche Größe der Fehlerbalken geht darauf zurück, daß das Kalorimeter bei diesen Messungen nicht zentriert war, so daß die Bremsstrahlungsphotonen überwiegend den unteren Teil des Kalorimeters trafen.

3.6 Installation des Kalorimeters im HERA-Tunnel

Das Kalorimeter wurde Ende Mai 1991 im HERA-Tunnel installiert. Es befindet sich 200 Meter vom Mittelpunkt der Westhalle entfernt am Beginn des Tunnelbogens in Richtung Nordhalle. Der Detektor ist auf einen horizontal und vertikal beweglichen Tisch montiert und zur Abschirmung gegen Synchrotronstrahlung von einer 5 cm dicken Bleihütte umgeben. Diese Abschirmung wird an der Stirnseite durch eine Lage Bleiziegel (10 cm dick) verstärkt; hier befindet sich auch die etwa $10 \times 10 \text{ cm}^2$ große Einlaßöffnung für die Compton-Photonen.

Da eine verkippte Aufstellung des Kalorimeters zu einem nicht senkrechten Einfall der Compton-Photonen, und damit zu möglicherweise verfälschten Polarisationsmessungen führen könnte, ist die korrekte Ausrichtung des Kalorimeters von besonderer Bedeutung.

Zunächst ist festzuhalten, daß HERA nicht genau in der horizontalen Ebene liegt, sondern um $\theta = 10 \text{ mrad}$ relativ zu ihr gekippt ist. Der höchste Punkt des Ringes befindet sich zwischen West- und Südhalle, $36,2^\circ$ vom Mittelpunkt der Südhalle entfernt [MEY91] (siehe Abb.3.14).

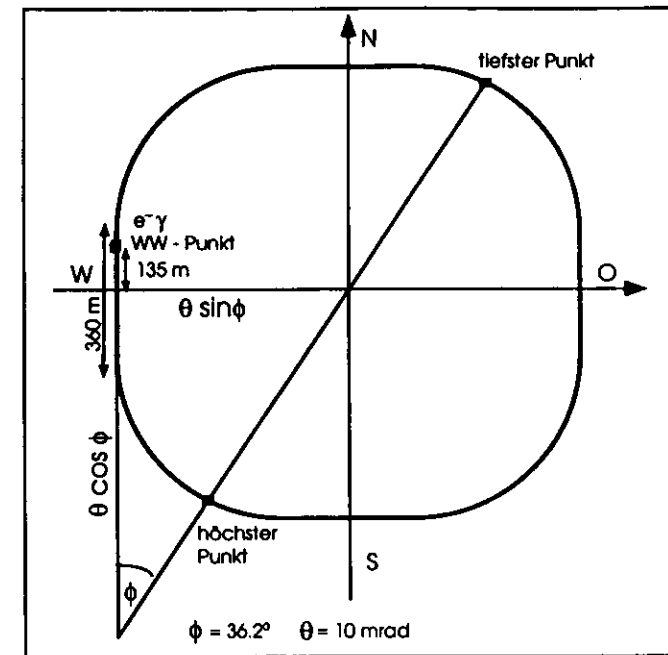


Abbildung 3.14: HERA - Geometrie

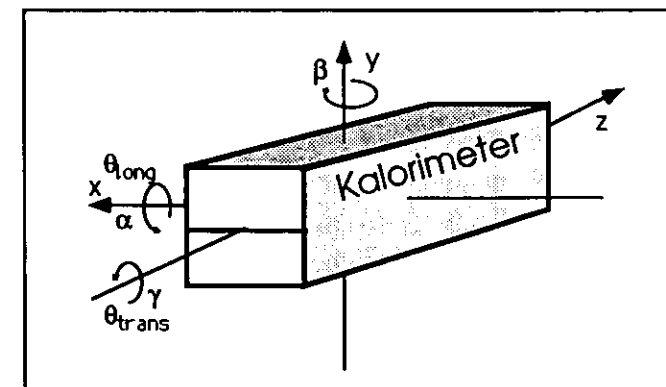


Abbildung 3.15: Koordinatenachsen zur Ausrichtung des Kalorimeters

Die Ausrichtung des Kalorimeters muß somit derart erfolgen, daß die Schlitzebene des Kalorimeters in der HERA-Strahlebene liegt, und die Stirnfläche des Detektors senkrecht zum Strahl steht. Da sich der $e^- \gamma$ -Wechselwirkungspunkt innerhalb des geraden Tunnelabschnittes der Westhalle befindet (abgesehen von einem vernachlässigbar schwachen Ablenkmagneten), sind die Kippwinkel in longitudinaler (θ_{long}) und transversaler Richtung (θ_{trans}) für den Detektor identisch mit denen der Westhalle. Sie berechnen sich zu:

$$\theta_{long}(\phi) = \theta \cos \phi = 8.1 \text{ mrad} \quad (3.24)$$

$$\theta_{trans}(\phi) = \theta \sin \phi = 5.9 \text{ mrad} \quad (3.25)$$

für $\phi = 36.2^\circ$ und $\theta = 10 \text{ mrad}$ (siehe Abb.3.14).

Der Einfluß von Abweichungen von der idealen Ausrichtung des Kalorimeters durch Drehung um eine der Koordinatenachsen (Abb.3.15) auf die Polarisationsmessung wurde am DESY Teststrahl 21 gemessen (y-Achse), bzw. durch Modellrechnungen abgeschätzt (x,z-Achse). Dabei wurde die Forderung aufgestellt, daß der Fehler $\Delta\eta$ in der η -Bestimmung eines einzelnen Photons durch diese Abweichungen kleiner als 1% sein soll. Die Modellrechnungen werden in Anhang A dargestellt. Es ergeben sich folgende maximale Kippwinkel relativ zur HERA-Strahlebene:

Achse	Winkel	maximaler Kippwinkel	gemessener Wert
x	α	10 mrad	2.6 mrad \pm 1.0 mrad
y	β	170 mrad	2.0 mrad \pm 1.0 mrad
z	γ	8 mrad	1.4 mrad \pm 1.0 mrad

Tabelle 3.4: Maximale Kippwinkel für die Installation des Kalorimeters

Die (unkritische) Ausrichtung relativ zur y-Achse erfolgte schlicht durch Positionierung des Kalorimeters parallel zu den Detektortischkanten. Für die Ausrichtung relativ zu x- und z-Achse wurden Stahlfolienstücke von 1mm Dicke als Unterlegscheiben für drei der vier Tischbeine verwendet.

Die drei Drehwinkel α, β, γ relativ zur idealen Ausrichtung wurden eine Woche nach der beschriebenen Installation des Detektors vermessen, und lagen deutlich unter den angesetzten Maximalwerten (siehe Tab.3.4)

Der Winkel ψ zwischen den Normalenvektoren von HERA-Strahlebene und Kalorimeter-Schlitzebene berechnet sich aus diesen Werten zu :

$$\cos \psi = \cos \alpha \cos \gamma \quad \Rightarrow \quad \psi \leq 4.3 \text{ mrad} \quad (3.26)$$

Der Einfluß der Ausrichtung des Kalorimeters auf die Messung von η (und damit auf die Polarisationsmessung) ist hiernach deutlich kleiner als 1%.

3.7 Positionierung des Kalorimeters

Nach der Ausrichtung der Kalorimeter-Schlitzebene parallel zur Strahlebene muß das Kalorimeter noch so positioniert werden, daß der Compton-Strahl die Kalorimetermitte trifft. Dazu werden zwei Besonderheiten der Kalorimeterkonstruktion ausgenutzt:

- der Bleirahmen um die Wolfram-Absorberplatten,
- die optische Trennung der Szintillatorhälften.

Mit Hilfe des steuerbaren Kalorimetertisches wird ein horizontaler und ein vertikaler Kalorimeter-Scan durchgeführt. Das Summensignal L+R wird gegen die x-Position des Detektortisches aufgetragen, und die Signale von U und D gegen die y-Position (Abb.3.16).

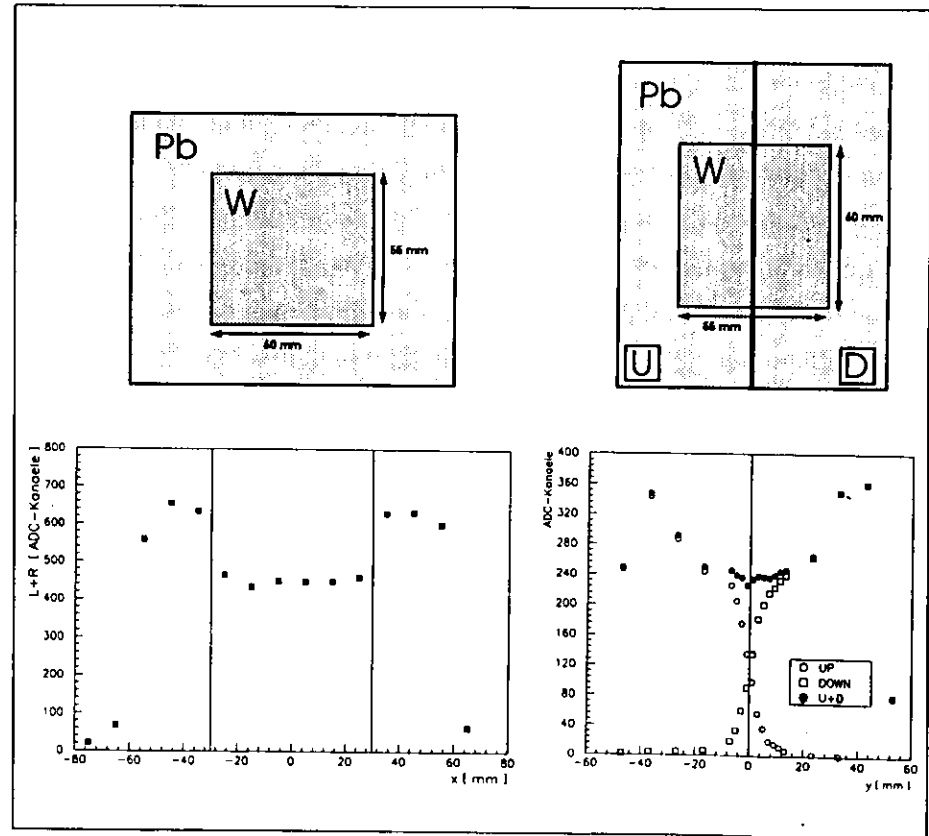


Abbildung 3.16: Horizontale und vertikale Positionierung des Kalorimeters (3 GeV Elektronen, DESY Teststrahl 21, Kalorimeter kalibriert)

Der horizontale Scan läßt eine Erhöhung des Signals im Blei/Szintillator-Teil des Kalorimeters um etwa 50% erkennen. Die horizontale Kalorimetermitte befindet sich genau in der Mitte zwischen den beiden erkennbaren Pb/W-Grenzen. Die horizontale Positionierung des Detektors mit Hilfe dieses Effektes besitzt eine Genauigkeit von $\pm 1 \text{ mm}$. Der Effekt wird durch die größere 'Sampling Fraction' in Pb/Szintillator relativ zu W/Szintillator verursacht. Für die Parameter des Kalorimeters (vgl. Tab.3.1) ergeben sich die Sampling Fractions $S|_{\text{Pb}}$ und $S|_{\text{W}}$ nach Gleichung 3.6 und 3.7 zu:

$$\frac{S|_{\text{Pb}} \approx 0.06}{S|_{\text{W}} \approx 0.04} \Rightarrow \frac{S|_{\text{Pb}}}{S|_{\text{W}}} \approx 1.5 \quad (3.27)$$

in Übereinstimmung mit der gemessenen Größe des Effektes (Abb.3.16).

Der vertikale Scan zeigt neben dem Pb/W-Effekt deutlich die Position des Szintillatorschlitzes, d.h. die vertikale Kalorimetermitte, da aufgrund der optischen Trennung der Szintillatorhälften in den Kanälen U und D nur ein Teil der Schauerenergie nachgewiesen wird. Auf diese Weise ist eine vertikale Positionierung des Kalorimeters mit einer Genauigkeit von $\pm 0.5 \text{ mm}$ möglich.

Die Positionierung des Kalorimeters im unkalibrierten Zustand, z.B. zu Beginn einer Meßzeit, ist ungenauer, und legt im Regelfall ein iteratives Vorgehen nahe, d.h. vorläufige Positionierung \rightarrow Kalibrierung \rightarrow Positionierung. Dabei wird aufgrund der höheren Genauigkeit für die vertikale Positionierung des kalibrierten Kalorimeters die Messung von $\langle \eta(y) \rangle$ verwendet, wobei angesetzt wird:

$$\langle \eta(y) \rangle = 0 \quad \Leftrightarrow \quad y = 0 \quad (3.28)$$

Dieses Verfahren wird auch zur Überwachung der vertikalen Kalorimeterposition während der Messungen verwendet und ist genau auf $\pm 50 \mu\text{m}$.

Da bei HERA-Messungen kein monochromatischer Strahl vorliegt, wie bei den Messungen am Teststrahl 21, sondern Bremsstrahlung oder Compton-Photonen mit kontinuierlichen Spektren, werden zur Positionierung die Ereignisraten oder die Mittelwerte der Spektren oberhalb eines relativ hoch angesetzten Schwellenwertes verwendet. Abbildung 3.17 zeigt eine derartige horizontale Positionierung in HERA. Aufgetragen ist die Zählrate pro Minute (Bremsstrahlung) oberhalb einer Schwelle von 150 mV für L+R gegen die x-Position des Kalorimetertisches. Die horizontale Mitte des Kalorimeters wird durch Achsenspiegelung der Daten festgestellt; im dargestellten Fall liegt die Mitte bei $x = 8.5 \text{ mm}$.

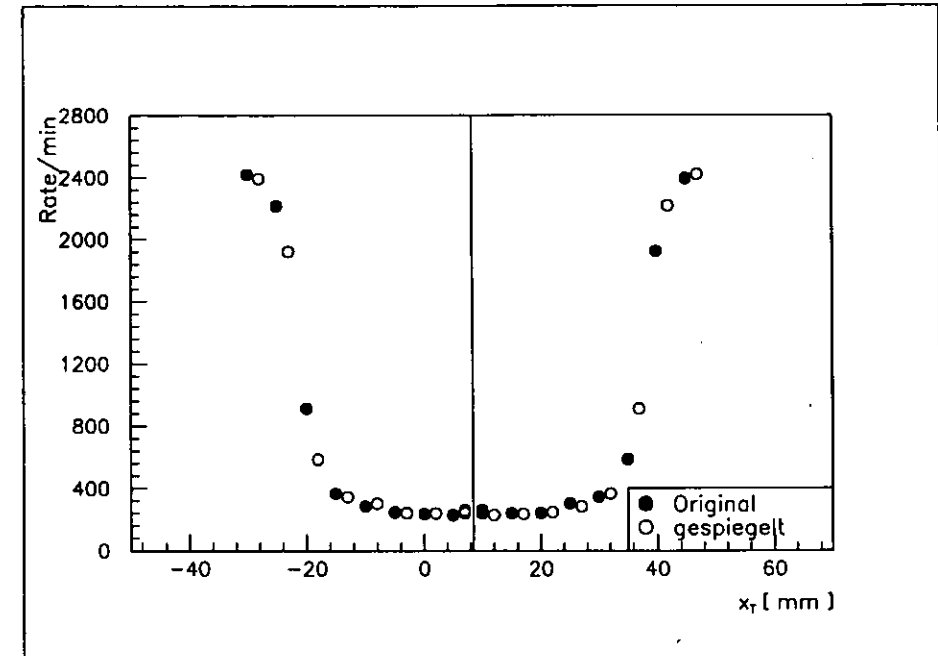


Abbildung 3.17: Horizontale Positionierung des Kalorimeters im HERA-Tunnel

Kapitel 4

Die Kalibrierung des Kalorimeters

4.1 Allgemeines zur Kalibrierung

Mit 'Kalibrierung' (oder 'Kalibration') bezeichnet man die Eichung von Meßgeräten, in diesem Fall die Eichung eines Kalorimeters, und zwar sowohl den Vorgang als auch dessen Resultat. Bei einem Meßgerät mit mehreren Kanälen können relative Kalibrierung (Übereinstimmung der Meßergebnisse der einzelnen Kanäle) und absolute Kalibrierung (die Eichung der Meßkala) unterschieden werden.

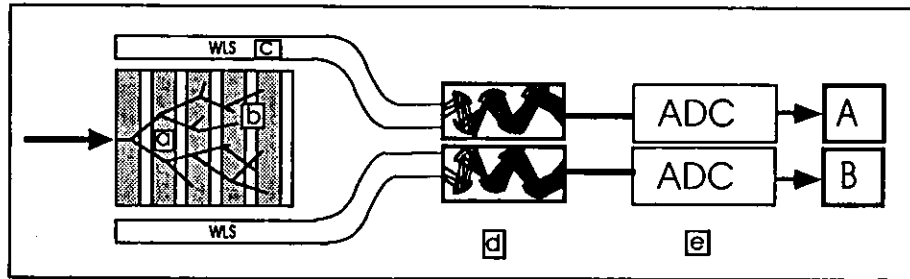


Abbildung 4.1: Signalweg in einem Sampling-Kalorimeter mit optischer Auslese

Als Beispiel für die Kalibrierung eines Kalorimeters betrachten wir ein Sampling-Kalorimeter mit zwei optischen Auslesekanälen (Abb.4.1). Der Signalweg im Kalorimeter führt von der Energie des einfallenden Teilchens über die Zwischenschritte

- Schauerentwicklung (a),
- Lichterzeugung im Szintillator (b),
- Lichttransport durch Wellenlängenschieber (c),
- Umwandlung des Lichtes in einen Spannungspuls mittels Photomultiplier (d),
- Digitalisierung des Spannungspulses durch ADCs (e),

zu den Meßwerten A und B. Die Kalibrierung des Kalorimeters besteht aus der relativen Kalibrierung der Kanäle A und B (d.h. gleiches Signal bei gleicher deponierter Energie) und der absoluten Kalibrierung der Auslesekanäle (d.h. definierte Umrechnung von Signal in Teilchenenergie).

Es gibt zwei Möglichkeiten zur Verwirklichung der Kalibrierung: Einerseits kann die Einstellung und Funktionsweise der beiden Auslesekanäle verändert werden, in diesem Fall vor allem durch Veränderung der Photomultiplerviervärkungen. Zum anderen können Kalibrationsfunktionen eingeführt werden, um die Meßwerte geeignet umzurechnen. Falls es sich um ein lineares System handelt, genügen Kalibrationskonstanten c_A und c_B und die Subtraktion der Nullwerte der ADCs (Pedestals) A_0 , B_0 :

$$A \Rightarrow A' = c_A(A - A_0) \quad (4.1)$$

$$B \Rightarrow B' = c_B(B - B_0) \quad (4.2)$$

$$\text{so daß gilt: } A' = B' \quad (4.3)$$

Übliche Verfahren der Kalorimeterkalibrierung verwenden als Signalquellen z.B.:

- LED- oder Lasersysteme,
- monoenergetische Teststrahlen,
- radioaktive Quellen,
- kosmische Myonen.

Diese verschiedenen Verfahren unterscheiden sich bezüglich der Eignung zur relativen und absoluten Kalibrierung, der Möglichkeit zur Verwendung 'in situ', der Dauer des Kalibrierungsvorganges und des Anfangspunktes in der Signalkette (s.o.). Ein LED-System z.B. kann in situ, am Verwendungsort des Kalorimeters, betrieben werden, setzt aber erst in der Mitte der Signalkette im Wellenlängenschieber an, und muß selbst wiederum kalibriert werden. Ein monoenergetischer Teststrahl hingegen bietet hervorragende Möglichkeiten zu relativer und absoluter Kalibrierung, erfordert aber den Ausbau des Kalorimeters. Bei größeren Kalorimetern, z.B. bei denen der beiden HERA-Detektoren ZEUS und H1, werden daher verschiedene Kalibrierungsverfahren kombiniert [ZEU89].

Das Kalorimeter des HERA-Polarimeters wird über vier Kanäle (U,D,L,R) ausgelesen (vgl. Kap.3.3). Diese vier Kanäle müssen relativ zueinander und absolut kalibriert werden, wobei besonderes Gewicht auf der relativen Kalibrierung von U und D liegt, da sie zur Ortsmessung der Comptonphotonen dienen (vgl. Kap.3.4), während für L und R die absolute Kalibrierung von größerer Wichtigkeit ist, da die Summe L+R die Energiemessung liefert.

Die Kalibrierung läuft nach erfolgter Positionierung des Kalorimeters (gem. Kap.3.7) in drei Schritten ab (vgl. Kap.4.5):

1. relative Kalibrierung der Kanäle R und L ('Horizontale Kalibrierung')
2. absolute Kalibrierung der Kanäle R und L ('Energiekalibrierung')
3. relative Kalibrierung der Kanäle U und D, sowie relative Kalibrierung vom U+D zu L+R ('Vertikale Kalibrierung')

Nach dem dritten Schritt sind alle vier Kanäle relativ und absolut kalibriert.

Als Resultat der Kalibrierung ergeben sich fünf Kalibrationskonstanten, c_U, c_D, c_L, c_R und c_{ABS} für die relative bzw. absolute Kalibrierung der vier Kanäle, die sich mittels

$$c_X^* = c_X \cdot c_{ABS} \quad X = U, D, L, R \quad (4.4)$$

auf vier Kalibrationskonstanten reduzieren. Im Idealfall einer perfekten Kalibrierung sind alle Kalibrationskonstanten betragsweise gleich 1. Die Kalibrationskonstanten können im Meßprogramm direkt verwendet werden, oder sie können zur Berechnung neuer Spannungen für die Photomultiplier dienen. Für die Berechnung der neuen Photomultiplierspannung V_{NEU} gilt nach Gleichung 3.21 mit den Werten aus Tabelle 3.3:

$$V_{NEU} \approx \frac{6.6}{\sqrt{c_X}} \cdot V_{ALT} \quad X = U, D, L, R, ABS \quad (4.5)$$

Aus der Verwendung des Kalorimeters zur Polarisationsmessung und der Situation im HERA-Tunnel ergeben sich besondere Anforderungen an die Kalibrierung:

- hohe Genauigkeit (besonders der relativen UD-Kalibrierung),
- geringe Dauer des Kalibrierungsvorganges.

Die Anforderung an die Genauigkeit der Kalibrierung wird durch die Kalibrationsbedingung ausgedrückt:

$$\begin{aligned} 0.99 &\leq c_{U,D,L,R} \leq 1.01 \\ 0.97 &\leq c_{ABS} \leq 1.03 \end{aligned} \quad (4.6)$$

Der Einfluß der Kalibrierung auf die Messung der Elektronenpolarisation ist auf diese Weise kleiner als 1% [LOMPM].

Aufgrund der Struktur des zu messenden Spektrums, mit Comptonkante (Gl.2.24) und Bremsstrahlungskante (Kap.4.3), bietet sich die besondere Möglichkeit, die HERA-Meßdaten des Kalorimeters zur Kalibrierung desselben zu verwenden und dabei alle Vorteile eines Teststrahls in situ zur Verfügung zu haben.

Für die Kalibrierung wurden spezielle DSP-Programme (NEVIS4, NEVIS5; vgl. [BUE92], [JAN92]) und umfangreiche PAW-Macro-Programme verwendet. Die PAW-Macros (entsprechend den drei Kalibrierungsschritten benannt: RLCAL, ABSCAL, UDCAL) erlauben eine einfache, interaktive Bedienung und berechnen aus den von den NEVIS-Programmen erzeugten Histogrammen die Kalibrationskonstanten und neue Photomultiplierspannungen. Der gesamte Kalibrierungsvorgang dauerte bei den HERA-Messungen im November 1991 typischerweise etwa 10 Minuten; aufgrund der zeitlichen Stabilität der Kalibrierung reichte eine Kalibrierung pro Meßschicht (8h) aus. Zur Ermöglichung von Korrekturen während der 'Offline'-Analyse der Daten sind die notwendigen Histogramme für die vertikale Kalibrierung auch im Polarisationsmeßprogramm (NEVIS6) enthalten.

In den folgenden Unterkapiteln werden der Kalibrierungsalgorithmus und damit zusammenhängende Meßergebnisse im Detail dargestellt; dabei wird unter anderem auch die zeitliche Stabilität der Kalibrierung betrachtet.

4.2 Horizontale Kalibrierung

Die relative Kalibrierung der horizontalen Kalorimeterkanäle L und R geht von dem Ansatz aus, daß bei Teilcheneinschuß in der Mitte des Kalorimeters nach der Kalibrierung beide Kanäle im Mittel die gleichen Meßwerte liefern sollen (siehe Gl.4.3):

$$c_L < L > \stackrel{!}{=} c_R < R > \quad (4.7)$$

Zusätzlich wird gefordert, daß sich die Summe L+R im Mittel nicht ändert;

$$c_L < L > + c_R < R > \stackrel{!}{=} < L + R > \quad (4.8)$$

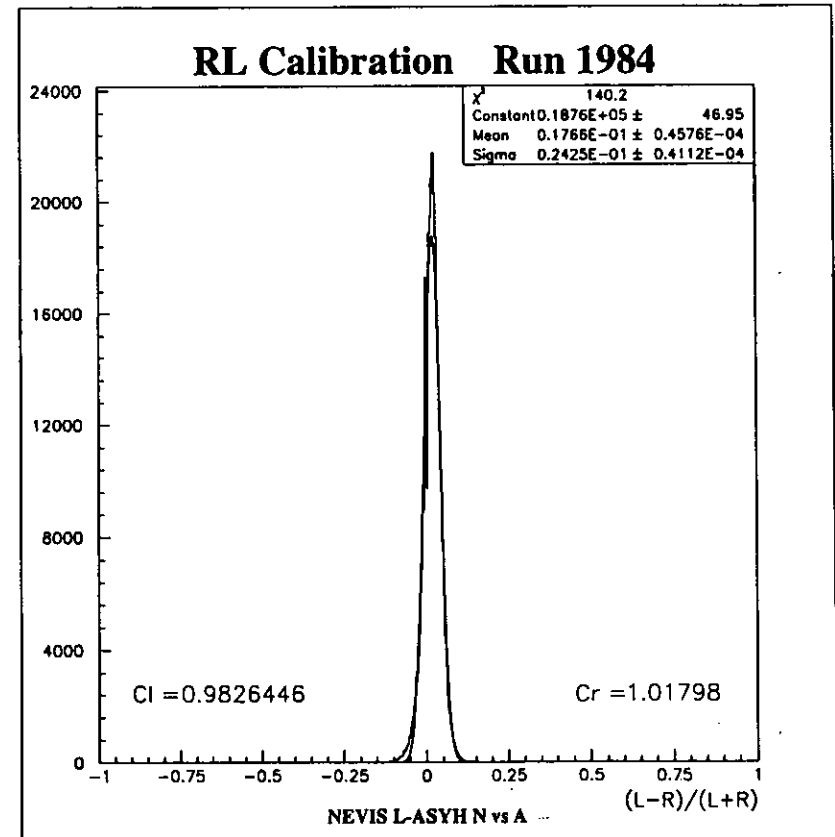


Abbildung 4.2: Horizontale Kalibrierung mittels Gaußfit an $(L - R)/(L + R)$; die Darstellung entspricht der Ausgabe des PAW-Macros RLCAL

Zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten c_L und c_R wird der Mittelwert g des Histogrammes von $(L - R)/(L + R)$ verwendet. Das Histogramm wird vom DSP-Programm NEVIS5 erstellt; der Mittelwert des Histogrammes wird durch einen Gaußfit festgestellt (siehe Abb.4.2). Aus den Bedingungen 4.7, 4.8 folgt:

$$c_L = \frac{\langle L + R \rangle}{2 \langle L \rangle} = \frac{1}{1 + g} \quad (4.9)$$

$$c_R = \frac{\langle L + R \rangle}{2 \langle R \rangle} = \frac{1}{1 - g} \quad (4.10)$$

Diese Gleichungen gelten unabhängig von der Teilchenenergie, also auch für ein Energiespektrum. Für monoenergetische Teilchen ist die Verteilung $(L - R)/(L + R)$ gaußförmig mit einer Streuung, die durch die Photostatistik bestimmt ist, während sich der Beitrag der Sampling-Fluktuationen herauskürzt. Auf diese Weise erhält man eine besonders schmale Verteilung ('Peak') und erreicht eine hohe Genauigkeit bei der Bestimmung von c_L und c_R .

Die Betrachtung der dargestellten Messung (Run 1984) ergibt $\sigma_{RL} = 0.024$. Bei einer mittleren Energie $\langle E \rangle = 7.4 \text{ GeV}$ für diese Messung errechnet sich die Photostatistik zu:

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{Photo}} = \frac{6.5\%}{\sqrt{\langle E \rangle [\text{GeV}]}} \quad (4.11)$$

entsprechend einer Photoelektronenzahl N_{Pe} von etwa 230 pro GeV .

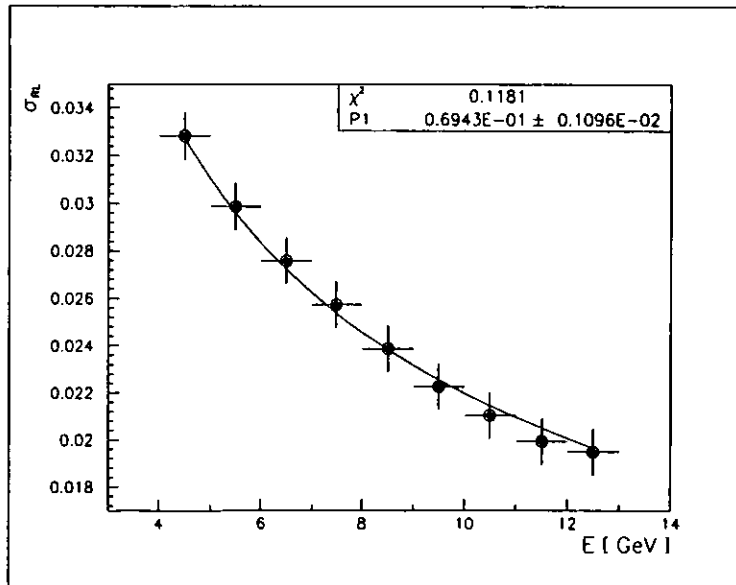


Abbildung 4.3: Bestimmung der Photostatistik aus der Breite σ_{RL} der Verteilung von $(L - R)/(L + R)$

Eine genauere Analyse der Photostatistik ist durch die Verwendung von CAMAC-Daten möglich (100.000 Comptonphoton-Ereignisse). Die Breite σ_{RL} wird gegen die Teilchenenergie E aufgetragen. Ein Fit mit der Funktion

$$\sigma_{RL}(E) = \frac{a}{\sqrt{\langle E \rangle [\text{GeV}]}} \quad (4.12)$$

ergibt $a = 6.9\% \pm 0.1\%$ (vgl. Abb. 4.3). Dies entspricht der Photoelektronenzahl $N_{Pe} = 210 \pm 6$ pro GeV , in guter Übereinstimmung mit den Resultaten in Kapitel 3.5.4.

Für eine Kalibrierung wurden etwa 10^6 Ereignisse genommen, womit sich ein statistischer Fehler von etwa

$$\delta c_{L,R} \approx 1 \cdot 10^{-4} \quad (4.13)$$

ergibt. Der Vergleich unmittelbar aufeinanderfolgender Messungen ergibt etwas größere Schwankungen in der Bestimmung der Kalibrationskonstanten in der Größenordnung $2 \cdot 10^{-3}$. Dieser Unterschied kann möglicherweise auf geringe Instabilitäten der PMT-Spannungsversorgung im mV -Bereich zurückgeführt werden, wie sie bei der Installation des Kalorimeters im HERA-Tunnel festgestellt wurden. Diese Schwankungen haben Frequenzen von 50 bzw. 150 Hz und Amplituden von etwa 20 mV und gehen auf Schwankungen in der HERA-Spannungsversorgung relativ zur Masse zurück. Insgesamt kann die Genauigkeit der horizontalen Kalibrierung mit $\sim 0.2\%$ abgeschätzt werden.

Bei der Betrachtung der Energieabhängigkeit der horizontalen Kalibrierung unter Verwendung von CAMAC-Daten (Comptonphotonen und Bremsstrahlung, bzw. Bremsstrahlung allein) ergaben sich für Comptonphotonen signifikant andere Kalibrationskonstanten als für Bremsstrahlung. Dies wird in Abb.4.4 dargestellt: Die Differenz von $c_L(\text{Brems})$ und $c_L(\text{Brems} + \text{Compton})$ ist im reinen Bremsstrahlungsbereich ($> 15 \text{ GeV}$) praktisch 0, während sich für die von Comptonphotonen dominierten Daten offenbar ein um $4 \cdot 10^{-3}$ abweichender Wert für c_L ergibt. Da es sich um Daten aus derselben Messung handelt, die ereignisweise vorliegen, und nur die Differenz $\Delta c_L = c_L(\text{Brems}) - c_L(\text{Brems} + \text{Compton})$ betrachtet wird, sind systematische Fehler in der Bestimmung von c_L vernachlässigbar. Die Fehlerbalken entsprechen daher dem statistischen Fehler; die unterschiedliche Größe ergibt sich aus dem Energiespektrum der verwendeten Daten.

Als Erklärung für diesen Effekt bietet sich ein Unterschied in der horizontalen Position der Schwerpunkte von Bremsstrahlungs- und Comptonphotonen im Kalorimeter an. Aus Δc_L läßt sich dieser Abstand bestimmen: Das Licht im Szintillator wird mit der Abschwächlänge λ abgeschwächt, und der Abstand zwischen Bremsstrahlungs- und Comptonphotonen im Kalorimeter sei Δx . Dann gilt (vgl. Abb.4.5):

$$\left\langle \frac{L - R}{L + R} \right\rangle = \frac{L_0 e^{-\frac{|\sigma_{\text{max}} - \Delta x|}{\lambda}} - R_0 e^{-\frac{|\sigma_{\text{max}} + \Delta x|}{\lambda}}}{L_0 e^{-\frac{|\sigma_{\text{max}} - \Delta x|}{\lambda}} + R_0 e^{-\frac{|\sigma_{\text{max}} + \Delta x|}{\lambda}}} \quad (4.14)$$

Mit den Annahmen, daß das Kalorimeter zentriert und mit Bremsstrahlung kalibriert sei (d.h. $L_0 = R_0$), folgt aus Gl.4.14 für $\Delta x > 0$:

$$\left\langle \frac{L - R}{L + R} \right\rangle = \frac{e^{\frac{\Delta x}{\lambda}} - e^{-\frac{\Delta x}{\lambda}}}{e^{\frac{\Delta x}{\lambda}} + e^{-\frac{\Delta x}{\lambda}}} = \tanh\left(\frac{\Delta x}{\lambda}\right) \quad (4.15)$$

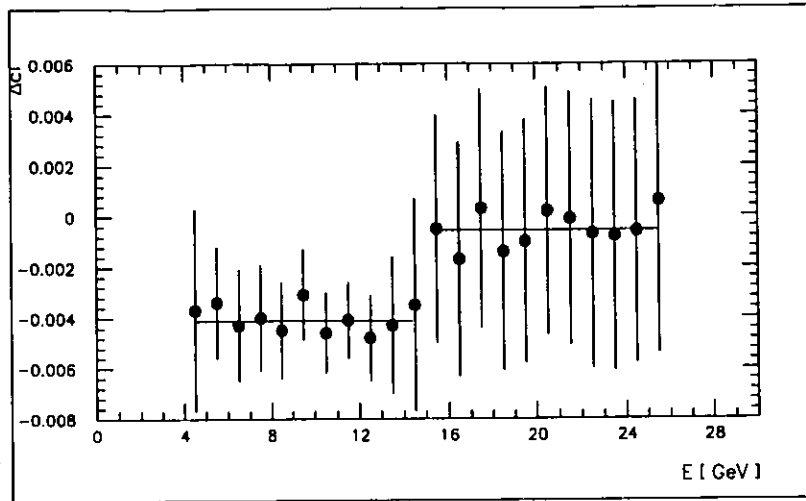


Abbildung 4.4: Unterschied Δc_L der Kalibrationskonstanten c_L für Bremsstrahlungs- und Comptonphotonen

Mit $\lambda = 17.9 \text{ mm}$ (siehe Kap.4.4) und $c_L \approx 1.004$ ergibt sich aus Gl.4.15:

$$\Delta z = 17.9 \text{ mm} \cdot \arctan(0.004) \approx 60 \mu\text{m} \quad (4.16)$$

Dieser Unterschied in der horizontalen Position der Schwerpunkte von Bremsstrahlungs- bzw. Comptonphotonen-Verteilungen kann dadurch erklärt werden, daß der Quadrupol in der Wechselwirkungszone als Ablenkmagnet wirkt.

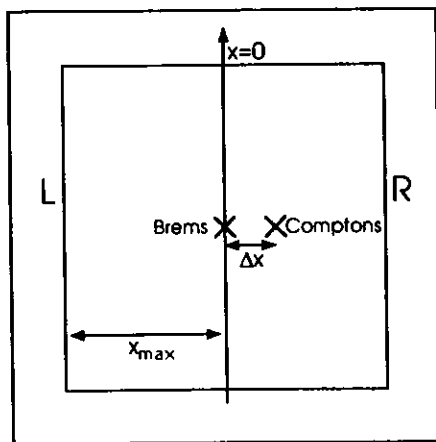


Abbildung 4.5: Unterschied Δz in der horizontalen Position von Bremsstrahlungs- und Comptonphotonen

4.3 Energiekalibrierung

Für die Energiekalibrierung des Kalorimeters werden zwei bei bekannter Elektronenenergie klar definierte Kanten im Energiespektrum der Polarimeterdaten verwendet. Das Spektrum der Comptonphotonen besitzt eine scharfe Kante bei der maximalen Energie der Photonen, die 'Compton-Kante' (Gl.2.24). Der Strahlungsuntergrund wird im hochenergetischen Teil durch das Spektrum der Beam-Gas-Bremsstrahlung dominiert, das einem etwa $1/E$ -förmigen Verlauf folgt und ebenfalls eine Kante aufweist. Die Position der Bremsstrahlungs-Kante entspricht der Elektronenstrahlenergie (siehe auch Kap.5.1). Zum Auffinden dieser Kanten wird das Spektrum der als Summe der Kanäle L und R gegebenen horizontalen Energie E_H numerisch abgeleitet. An den Positionen der Kanten ergeben sich so zwei 'Peaks', deren Mittelpunkte durch Gaußfits bestimmt werden. Während für die Comptonkante das unveränderte Spektrum (dN/dE) aus Comptonphotonen und Bremsstrahlung verwendet wird, wird für die Bremsstrahlungskante das $E \cdot dN/dE$ -Spektrum verwendet, um die $1/E$ -Abhängigkeit auszugleichen (siehe Abb.4.6).

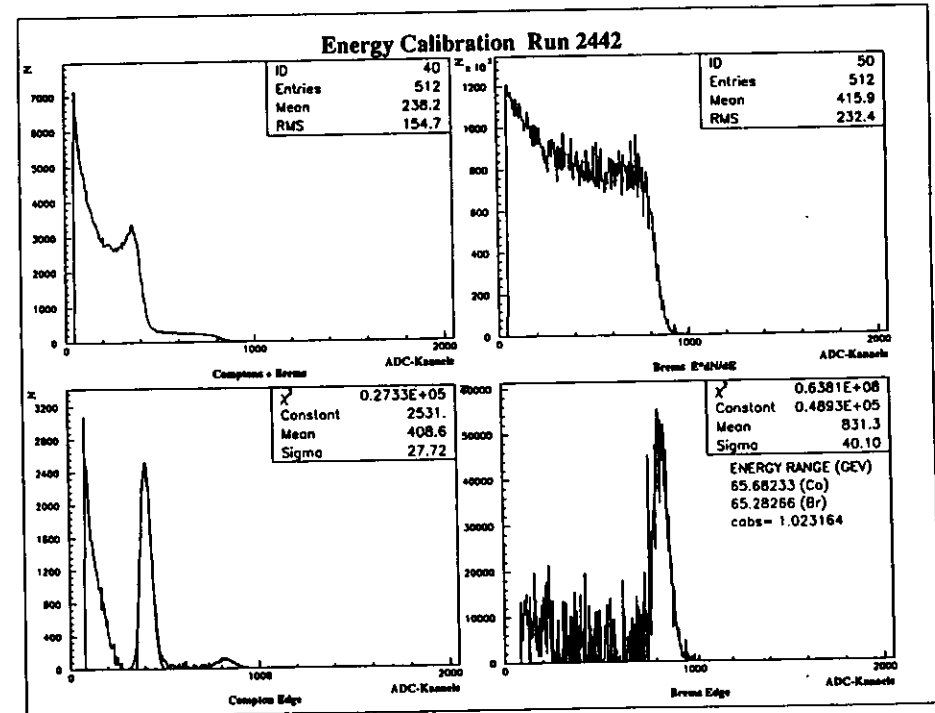


Abbildung 4.6: Energiekalibrierung mittels numerischer Ableitung der Spektren von Comptonphotonen und Bremsstrahlung; die Darstellung entspricht der Ausgabe des PAW-Macros ABCAL

Aus den Positionen der Kanten wird die Energie pro ADC-Kanal berechnet, mit dem Sollwert verglichen, und daraus die Kalibrationskonstante c_{ABS} bestimmt:

$$c_{ABS} = \frac{E/\text{Kanal(Compton)} + E/\text{Kanal(Brems)}}{2E/\text{Kanal(Soll)}} \quad (4.17)$$

Bei ungenügender Statistik im Bereich der Bremsstrahlungskante wird zur Energiekalibrierung nur die Comptonkante verwendet.

Für die Energiekalibrierung können die gleichen Daten wie für die horizontale Kalibrierung verwendet werden (NEVIS5). Das entsprechende Kalibrierungsmacro (ABSCAL) verwendet zur Berechnung von c_{ABS} die Angabe des Soll-Energiebereiches über alle ADC-Kanäle durch den Benutzer. Ein üblicher Sollwert für den Energiebereich ist 64 GeV, entsprechend 1 GeV pro Energiekanal im Polarisationsmeßprogramm NEVIS6.

Die Verwendung von Gaußfits zur Feststellung der Peakmittelpunkte und damit der Kantenpositionen läßt sich durch folgende Überlegung rechtfertigen: Das Energiespektrum wird als kastenförmig angenommen, d.h.:

$$f(E') = \begin{cases} A & E' \leq E_0 \\ 0 & E' > E_0 \end{cases} \quad (4.18)$$

Die Energieauflösung des Kalorimeters sei im Bereich der Comptonkante unabhängig von der Energie und wird als Gaußfunktion mit der Breite σ beschrieben:

$$g(E - E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E - E')^2}{2\sigma^2}} \quad (4.19)$$

Beide Annahmen sind in Kantennähe näherungsweise erfüllt. Die negative Ableitung $F(E)$ des Faltungintegrals der Funktionen f und g entspricht dann dem 'Peak' im numerisch abgeleiteten Spektrum und ist gegeben als:

$$F(E) = -\frac{d}{dE} \int_0^\infty dE' f(E')g(E - E') \quad (4.20)$$

$$= -\int_0^{E_0} \frac{d}{dE} \left[\frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E - E')^2}{2\sigma^2}} \right] dE' \quad (4.21)$$

$$= \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \left[e^{-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}} - e^{-\frac{E^2}{2\sigma^2}} \right] \quad (4.22)$$

$$\simeq \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{für } E \simeq E_0 \quad (4.23)$$

$$= Ag(E - E_0) \quad (4.24)$$

Für große Energien E ist $F(E)$ demnach eine Gaußfunktion mit dem Mittelwert der Kantenposition E_0 und der Streuung der Energieauflösung σ bei dieser Energie.

Die Breite σ der numerischen Ableitung kann zur näherungsweise Bestimmung der Energieauflösung des Kalorimeters benutzt werden. Aus den Comptonkanten von Spektren bei 26.6 GeV Elektronenenergie erhält man so eine Energieauflösung von

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{Compton}} = \frac{24.0\% \pm 0.6\%}{\sqrt{E[\text{GeV}]}} \quad (4.25)$$

in zufriedenstellender Übereinstimmung mit den Ergebnissen in Kap.3.5.1. Die Statistik der Bremsstrahlungskanten ist im allgemeinen zu schlecht für die Bestimmung der Energieauflösung; Messungen mit guter Statistik, wie der abgebildete Run 2442 (Abb.4.6), liefern vergleichbare Resultate.

Die Betrachtung direkt aufeinanderfolgender Messungen und der Vergleich zwischen Compton- und Bremsstrahlungskante führt auf eine Abschätzung der Genauigkeit der Energiekalibrierung von etwa $\pm 1\%$. Dabei ergibt sich, daß die Bremsstrahlungskante systematisch etwas ($< 1\%$) tiefer liegt, als von der Lage der Comptonkante her erwartet, was auf eine geringe Nichtlinearität der Energiemessung von bis zu 2% im Bereich der Bremsstrahlungskante schließen läßt.

Ferner konnte durch Bestimmen der Energiekalibrierung unmittelbar vor und nach einer horizontalen Kalibrierung die Unabhängigkeit beider Kalibrierungsschritte festgestellt werden; die Unterschiede in der Energiekalibrierung lagen im Promillebereich. Da allerdings für beide Kalibrierungsschritte die Daten des gleichen DSP-Programms verwendet werden, wird nach Veränderung der Energiekalibrierung bei der Überprüfung im Regelfall auch die horizontale Kalibrierung mitüberprüft.

Bei der 'Offline'-Analyse der Daten können Energieskala und Energieauflösung als Fitparameter verwendet werden; man ist dabei daher nicht an die Ergebnisse der hier beschriebenen 'Online'-Energiekalibrierung gebunden. Deren Zuverlässigkeit und Genauigkeit hat sich jedoch als völlig ausreichend erwiesen.

4.4 Vertikale Kalibrierung

Bei der vertikalen Kalibrierung werden in einem Schritt sowohl die Kanäle U und D relativ zueinander kalibriert, als auch die vertikale Energiemessung $E_V = U + D$ relativ zur horizontalen Energie $E_H = L + R$. In einem Kalorimeter, in dem das Signal unabhängig von der Einschussposition des Teilchens ist, ist der Quotient Q der Energien E_V und E_H unabhängig von η identisch gleich 1:

$$Q(\eta) = \frac{E_V}{E_H}(\eta) = \frac{U + D}{L + R}(\eta) = 1 \quad \forall \eta \quad (4.26)$$

$$\text{mit} \quad \eta = \frac{U - D}{U + D}$$

Messungen ergeben jedoch für $Q(\eta)$ eine kleine parabelförmige Abhängigkeit, so daß anstelle von Gl.4.26 zwei Forderungen den Ansatz für die vertikale Kalibrierung bilden:

$$1. \quad Q(\eta) = Q(-\eta) \quad (4.27)$$

(Achsensymmetrie der Verteilung um $\eta = 0$; relative Kalibrierung von U und D)

$$2. \quad Q(0) = 1 \quad (4.28)$$

(relative Kalibrierung von U+D und L+R; absolute Kalibrierung von U und D)

Zur Bestimmung der Kalibrationskonstanten c_U und c_D wird ein Fit mit einer Parabelfunktion der Form

$$Q(\eta) = a\eta^2 + b\eta + c \quad (4.29)$$

an die Verteilung $Q(\eta)$ durchgeführt. Aus der Bedingung, daß nach der Kalibrierung, also für

$$Q'(\eta') = \frac{c_U U + c_D D}{L + R} \quad \text{mit} \quad \eta' = \frac{c_U U - c_D D}{c_U U + c_D D} \quad (4.30)$$

die Bedingungen 4.27 und 4.28 erfüllt sein sollen, ergeben sich mit 4.29 für die Kalibrationskonstanten die Ausdrücke:

$$c_U = \frac{1 - 2a/c - b/c}{c(1 - 2a/c)} \quad (4.31)$$

$$c_D = \frac{1 - 2a/c + b/c}{c(1 - 2a/c)} \quad (4.32)$$

Die Herleitung dieser Gleichungen findet sich in [GRE91]. Nach der Verwendung der so erhaltenen Kalibrationskonstanten c_U und c_D bzw. der entsprechenden Veränderung der Photomultiplierspannungen für U und D, erhält man als $Q(\eta)$ -Verteilung eine symmetrische 'Parabel' mit $Q(0) = 1$ (siehe Abb.4.7).

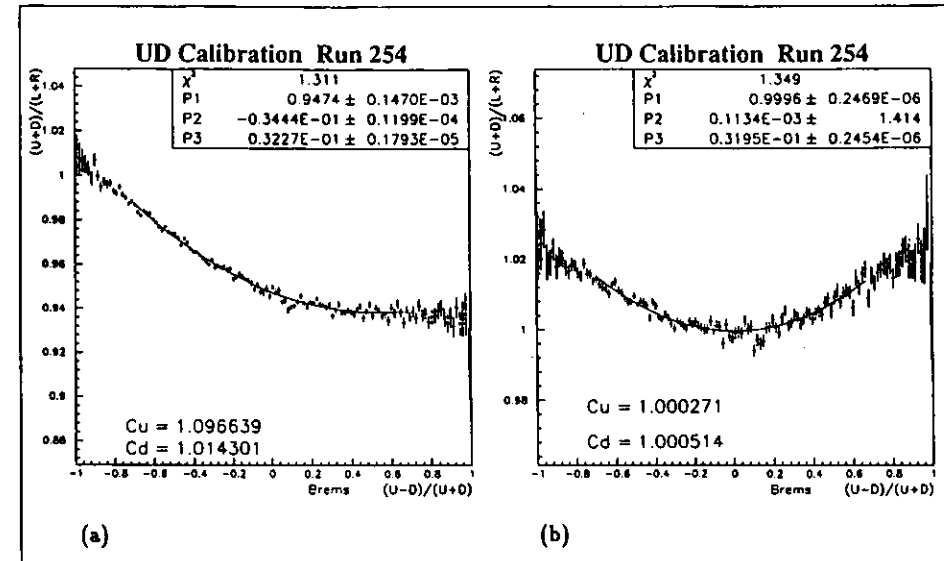


Abbildung 4.7: Vertikale Kalibrierung mittels Parabelfit an $Q(\eta)$. Dargestellt ist die Verteilung vor (a) und nach der Kalibrierung (b); die Parameter a(P3), b(P2) und c(P1), sowie c_U und c_D sind angegeben. Die Darstellung entspricht jeweils der Ausgabe des PAW-Macros UDICAL.

Die für die vertikale Kalibrierung notwendigen Histogramme werden vom DSP-Programm NEVIS4 bereitgestellt. Sie sind zur zusätzlichen Kontrolle, bzw. zur Bereitstellung der Kalibrationskonstanten für die Offline-Analyse, auch im Programm NEVIS6, das zur Polarisationsmessung verwendet wird, enthalten. Der Parabelfit erstreckt sich aus Gründen der Statistik nur über den mittleren η -Bereich von etwa -0.7 bis 0.7. Im kalibrierten Zustand ergeben sich in Übereinstimmung mit 4.27 und 4.28 die Fitparameter zu $c \approx 1$, $b \approx 0$, $a \approx 0.032$, und c_U, c_D werden gleich 1.

Die Parabelform der $Q(\eta)$ -Verteilung kann aus einer Modellüberlegung hergeleitet werden, die davon ausgeht, daß das Licht im Szintillatormaterial mit der Abschwächlänge λ abgeschwächt wird, und der Reflexionskoeffizient R_{Al} der Reflexion am Szintillatorschlitz, bzw. an der Aluminiumfolie, kleiner als 1 ist. Dieses Modell wird in Anhang B ausführlich dargestellt und führt zu einem Ausdruck für die Abhängigkeit des Energiequotienten Q von der Einschussposition des Teilchens y_0 :

$$Q(y_0) = \frac{K_1 \left[\frac{e^{-\frac{|y_0|}{\lambda}} + R_{Al} e^{-\frac{|y_0|}{\lambda}}}{1 + R_{Al}} \right] + \left(\frac{1 - R_{Al}}{1 + R_{Al}} \right) (K_2 e^{-b_1 |y_0|} + K_3 e^{-b_2 |y_0|})}{K_1 + \left(\frac{1 - R_{Al}}{1 + R_{Al}} \right) (K_2 + K_3)} \quad (4.33)$$

$$\begin{aligned} \text{mit } K_1 &= a_1 \left[\frac{1}{b_1 + \frac{1}{\lambda}} + \frac{1}{b_1 - \frac{1}{\lambda}} \right] + a_2 \left[\frac{1}{b_2 + \frac{1}{\lambda}} + \frac{1}{b_2 - \frac{1}{\lambda}} \right] \\ K_2 &= a_1 \left[\frac{1}{b_1 - \frac{1}{\lambda}} - \frac{1}{b_1 + \frac{1}{\lambda}} \right] \quad K_3 = a_2 \left[\frac{1}{b_2 - \frac{1}{\lambda}} - \frac{1}{b_2 + \frac{1}{\lambda}} \right] \end{aligned} \quad (4.34)$$

Dabei sind a_1, b_1, b_2 die Parameter der transversalen Schauerentwicklung gemäß Gl.3.9. Da der Zusammenhang zwischen η und y nicht analytisch umkehrbar ist (Gl.3.13), ist man zur Bestimmung von $Q(\eta)$ aus Gl.4.33 auf die numerische Umkehrung mittels Computer angewiesen. Mit der so erhaltenen theoretischen $Q(\eta)$ -Verteilung wurde ein Fit an Bremsstrahlungsdaten (4-26 GeV) im Bereich $-0.6 \leq \eta \leq 0.6$ durchgeführt (Abb.4.8). Dabei ergab sich mit $R_{AI} = 0.85 \pm 0.05$ (nach [LAN62]) der Wert $\lambda = 17.9 \text{ mm} \pm 1.5 \text{ mm}$ für die effektive Abschwächlänge, in Übereinstimmung mit Literaturwerten für die Abschwächlänge des Szintillators SCSN38 bei kleinen Längen [KAM83]. Der im Vergleich zu anderen Messungen (z.B. [GLO91]) kleine Wert für λ ergibt sich aus der Geometrie des Kalorimeters und den vergleichsweise kurzen Distanzen.

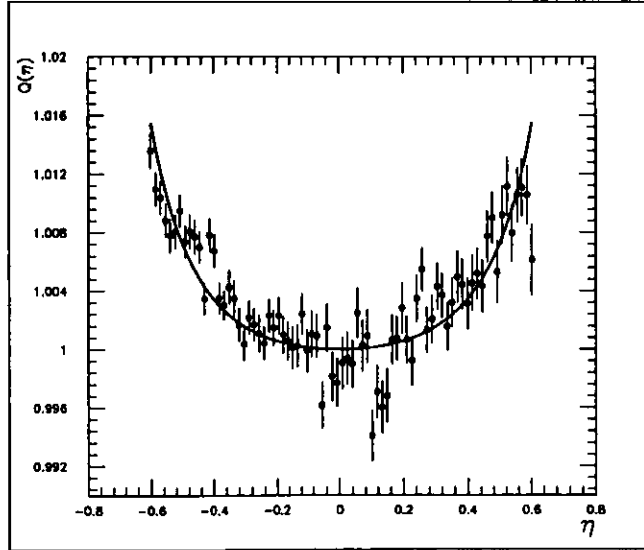


Abbildung 4.8: Fit mit der theoretischen $Q(\eta)$ -Verteilung an gemessene Werte

Eine Taylorentwicklung von Gl.4.33 bis zum quadratischen Term (vgl. Anhang B) führt zusammen mit einem linearisierten Ansatz für $\eta(y_0)$ der Form

$$\eta(y_0) \simeq \frac{\eta(y_0 = 1) - \eta(y_0 = -1)}{2} y_0 = \eta(1) y_0 \quad (4.35)$$

auf

$$Q(\eta) \simeq 1 + C\eta^2 \quad \text{mit} \quad C = \frac{A_2}{A_0} \cdot \frac{1}{\eta(1)^2} \quad (4.36)$$

$$\text{wobei} \quad A_0 = K_1 + \left(\frac{1 - R_{AI}}{1 + R_{AI}} \right) (K_2 + K_3) \quad (4.37)$$

$$A_2 = \frac{K_1}{2\lambda^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{1 - R_{AI}}{1 + R_{AI}} \right) (K_2 b_1^2 + K_3 b_2^2) \quad (4.38)$$

Dies erklärt die Parabelform der gemessenen $Q(\eta)$ -Verteilungen. Einsetzen der Werte für λ, R_{AI} und der Schauerparameter aus [GOE90] (vgl. Kap.3.4) ergibt den Wert $C \approx 0.02$, in zufriedenstellender Übereinstimmung mit der gemessenen Größe des quadratischen Terms. Der verwendete Parabelfit stellt somit eine für diesen Zweck zulässige Vereinfachung von Gl.4.33 dar, die wesentlich einfacher zu handhaben ist als diese.

Eine Abschätzung des statistischen Fehlers von c_U und c_D ergibt aus 4.31 und 4.32 mit $a, b \ll c$ und $c \approx 1$:

$$\delta c_U \simeq \delta c_D \simeq \delta b + \delta c \quad (4.39)$$

Mit den für die Messungen im November 1991 typischen Werten $\delta b \approx 3 \cdot 10^{-4}$ und $\delta c \approx 2 \cdot 10^{-4}$ ist der statistische Fehler der vertikalen Kalibrierung kleiner als $5 \cdot 10^{-4}$. Wie bei der horizontalen Kalibrierung legt jedoch auch hier der Vergleich unmittelbar aufeinanderfolgender Messungen eine Abschätzung der Genauigkeit der Kalibrationskonstanten in der Größenordnung von 0.2% nahe (vgl. auch Kap.4.6).

Die Betrachtung der Energieabhängigkeit der vertikalen Kalibrierung (Bremsstrahlungsdaten 4-24 GeV, CAMAC) führt zu der Beobachtung einer näherungsweise linearen Abhängigkeit des quadratischen Parabelterms von der Energie. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist die Annahme, daß die Parameter der transversalen Schauerentwicklung energieabhängig sind, d.h. daß sich die Verteilung der Schauerenergie auf die beiden Schauerkomponenten (Kap.3.4) mit steigender Energie ändert.

Zur Überprüfung dieser Hypothese wurde der quadratische Parabelterm wie in Gl.4.36 angenommen und für den Schauerparameter a_1 eine Energieabhängigkeit der allgemeinen Form

$$a_1(E) = P_1 + P_2 \cdot E^{P_3} \quad (4.40)$$

angesetzt. Der χ^2 -Fit mit der Funktion $C(a_1(E))$ an die Daten (Abb.4.9) gelingt gut und liefert für den Schauerparameter a_1 :

$$a_1(E) \simeq 0.01 + 0.02 \cdot E^{0.25} \quad (4.41)$$

Dies ergibt für eine Teilchenenergie von 3 GeV gerade $a_1 = 0.036$, in Übereinstimmung mit dem Messergebnis in [GOE90], während sich bei $E = 1 \text{ GeV}$ ein geringer Unterschied ergibt (0.030 zu 0.037 in [GOE90]). Das Fehlen weiterer Meßergebnisse für a_1 , insbesondere bei höheren Energien, läßt eine genauere Überprüfung der Hypothese nicht zu.

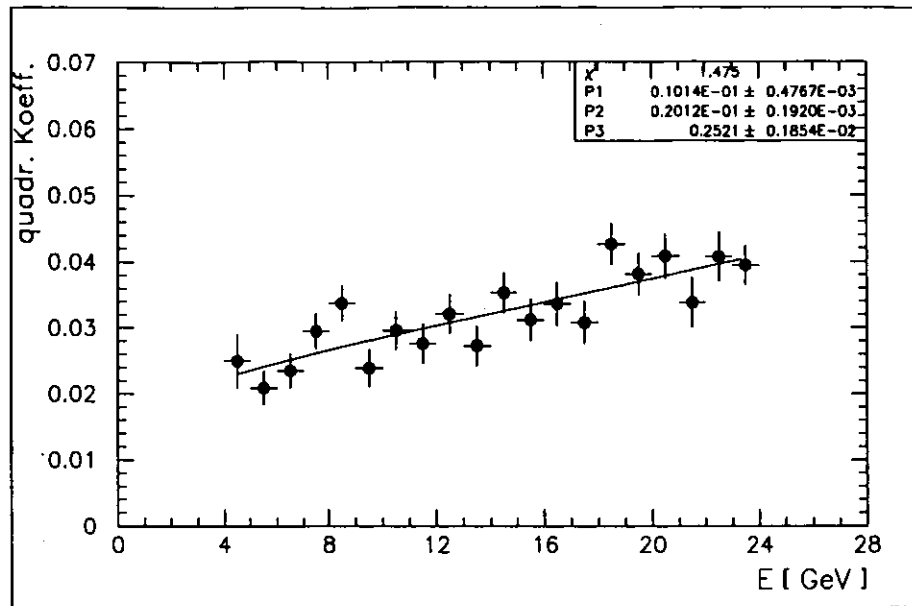


Abbildung 4.9: Energieabhängigkeit des quadratischen Parabelkoeffizienten

4.5 Kalibrierungsalgorithmus

Der in den vorangegangenen Abschnitten im Detail beschriebene Kalibrierungsalgorithmus wird in Abb.4.10 als schematische Übersicht dargestellt: Ausgehend von einem unkalibrierten Kalorimeter, das zuvor relativ zum Strahl positioniert wurde, werden zunächst die horizontalen Kalorimeterkanäle L und R relativ zueinander kalibriert. Im zweiten Schritt wird die horizontale Energiemessung $E_H = L + R$ mittels Compton- und Bremsstrahlungskante absolut kalibriert. Schließlich werden die Kanäle U und D in einem Schritt relativ und absolut kalibriert. Dabei wird jeweils die Kalibrationsbedingung (Gl.4.6) überprüft und gegebenenfalls werden die Kalibrationskonstanten in den Meßprogrammen oder die Spannungen der Photomultiplier (PMT-HV) verändert. Am Ende dieses Prozesses sind alle Kanäle des Kalorimeters relativ und absolut kalibriert.

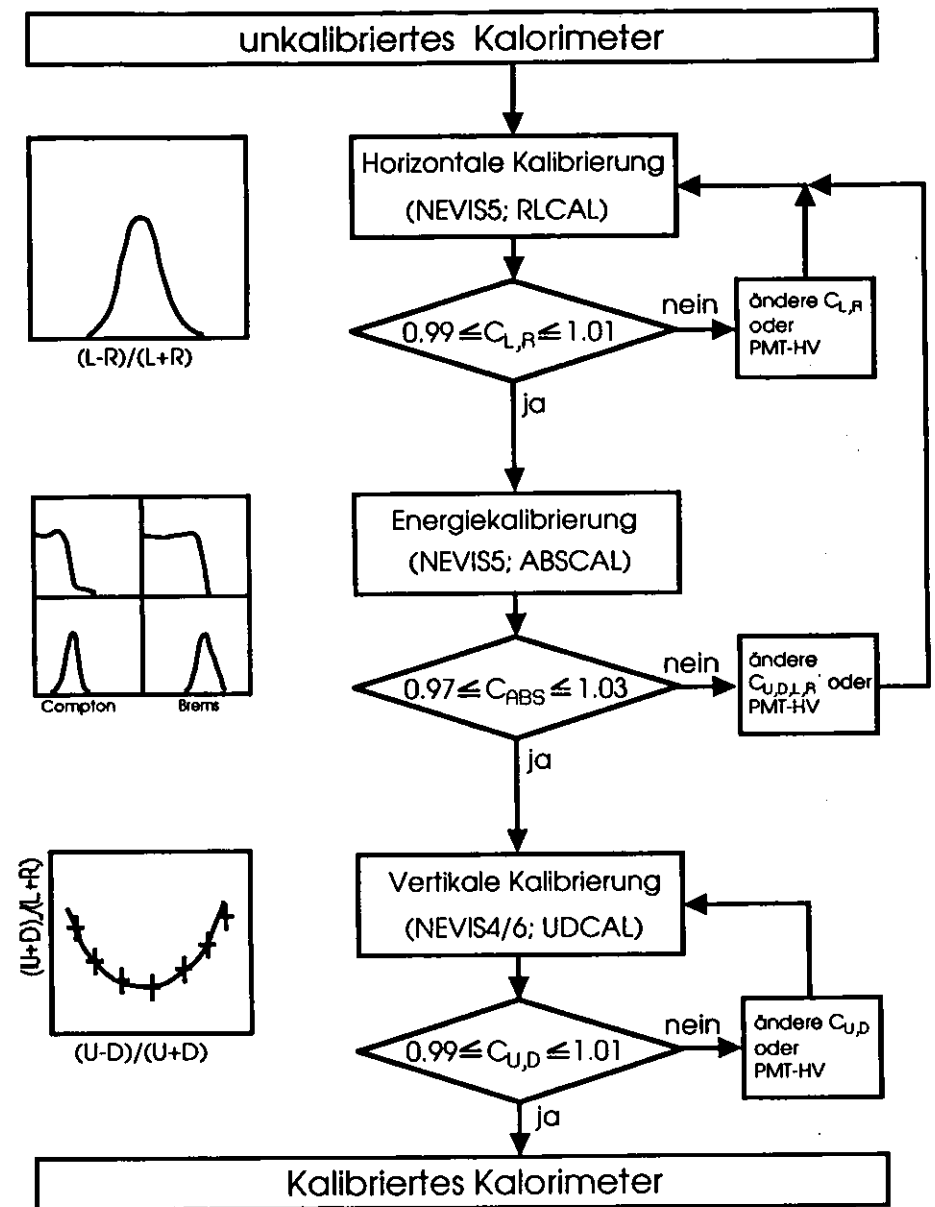


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des Kalibrierungsalgorithmus

4.6 Stabilität der Kalibrierung

Vor Beginn jeder Messreihe, insbesondere vor jeder Kalibrierung, werden die Pedestalwerte der ADCs der Kalorimeterkanäle neu bestimmt, und durch LED-Messungen wird die Funktion der Photomultiplier überprüft. Durch Auswerten dieser Messungen gewinnt man ein Bild von der Stabilität der ADC- und PMT-Funktion, die beide die Stabilität der Kalibrierung beeinflussen. Wie in Abb.4.11 und 4.12 zu sehen, sind sowohl Pedestalwerte, als auch LED-Meßergebnisse ausgesprochen stabil. Die Abweichungen liegen innerhalb von ± 0.3 ADC-Kanälen über 240 Stunden für Pedestals und $\pm 0.5\%$ über 45 Stunden für LED-Messungen.

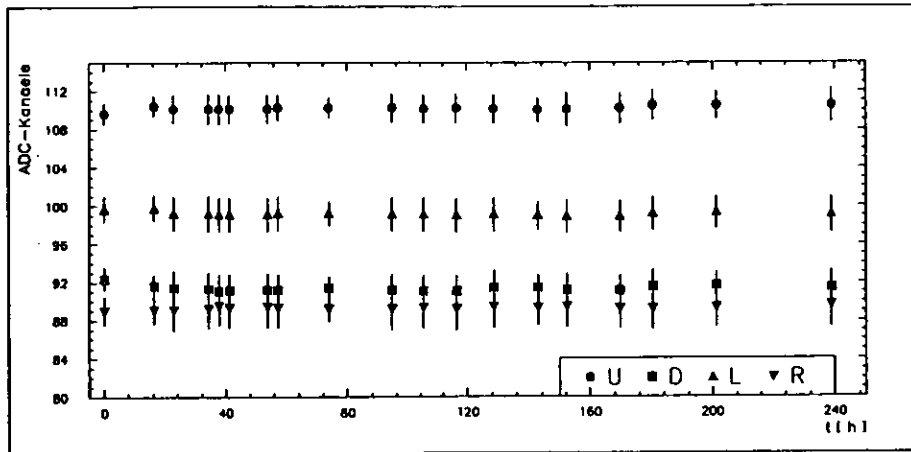


Abbildung 4.11: Stabilität der Pedestalwerte

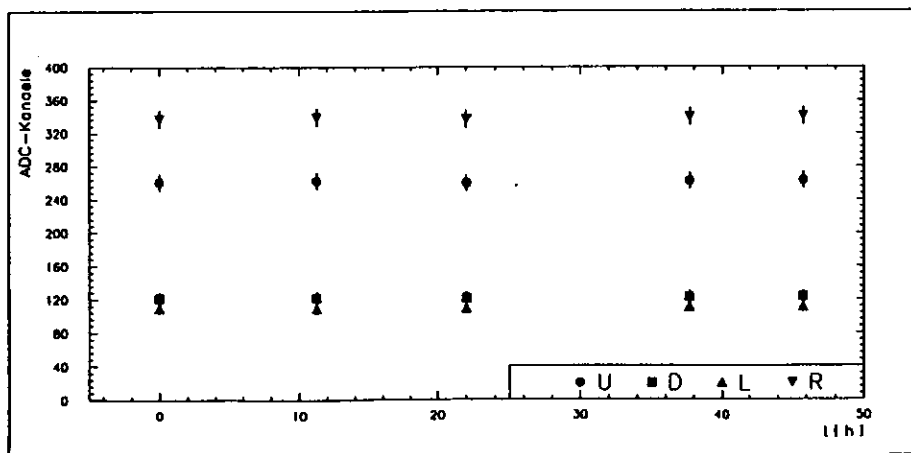


Abbildung 4.12: Stabilität der LED-Messungen

Das Langzeitverhalten der horizontalen Kalibrierung während der November-Messungen 1991 ist in Abb.4.13 dargestellt. Aufgetragen ist die Kalibrationskonstante c_L gegen die Zeit; die horizontale Linie markiert $c_L = 1$, während die vertikalen Linien die Zeitpunkte der Kalibrierungen markieren. Der Erfolg der Kalibrierungen ist deutlich erkennbar.

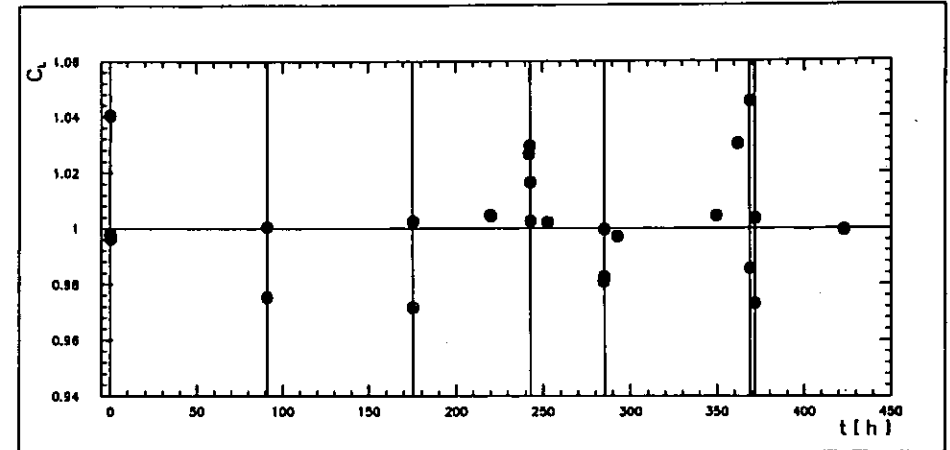


Abbildung 4.13: Langzeitverhalten der horizontalen Kalibrierung

Zur Quantifizierung der Stabilität der horizontalen Kalibrierung wurden die Meßergebnisse für c_L auf den Anfangswert nach erfolgter Kalibrierung bezogen, d.h. es wurde die Differenz $|c_L(t) - c_L(t=0)|$ aufgetragen. Wie in Abb.4.14 zu sehen ist, liegen alle Punkte unterhalb der 1% in 18 Stunden entsprechenden Linie.

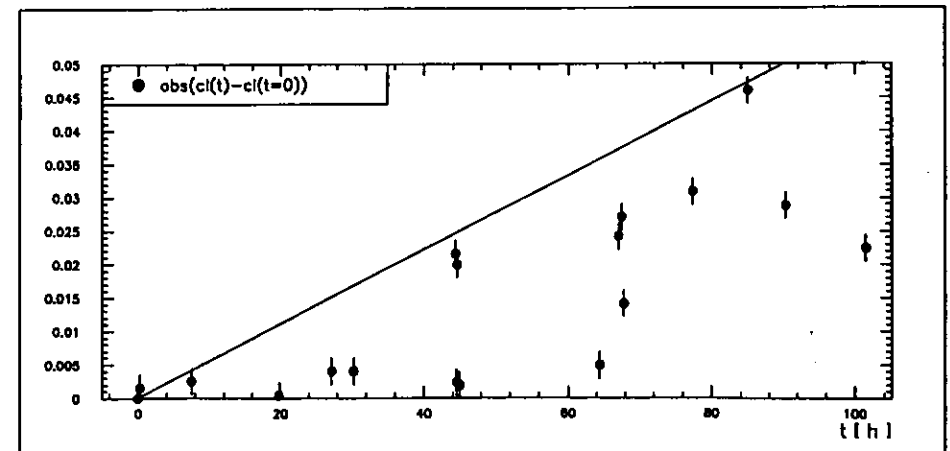


Abbildung 4.14: Stabilität der horizontalen Kalibrierung

Das Verhalten der Energiekalibrierung, aufgetragen in Form der Energie pro ADC-Kanal, über 180 Stunden (Abb.4.15) zeigt eine gute zeitliche Stabilität. Die Abweichungen bleiben in der Größenordnung $\pm 1\%$.

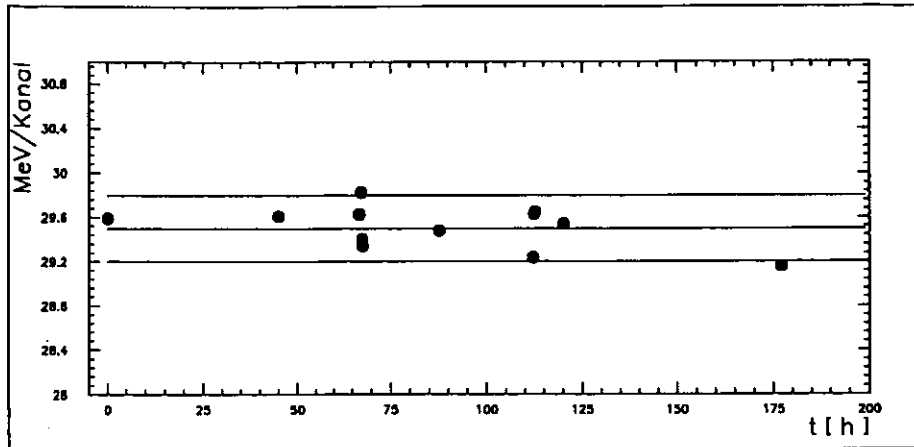


Abbildung 4.15: Langzeitverhalten der Energiekalibrierung; die horizontalen Linien entsprechen dem Bereich $\pm 1\%$

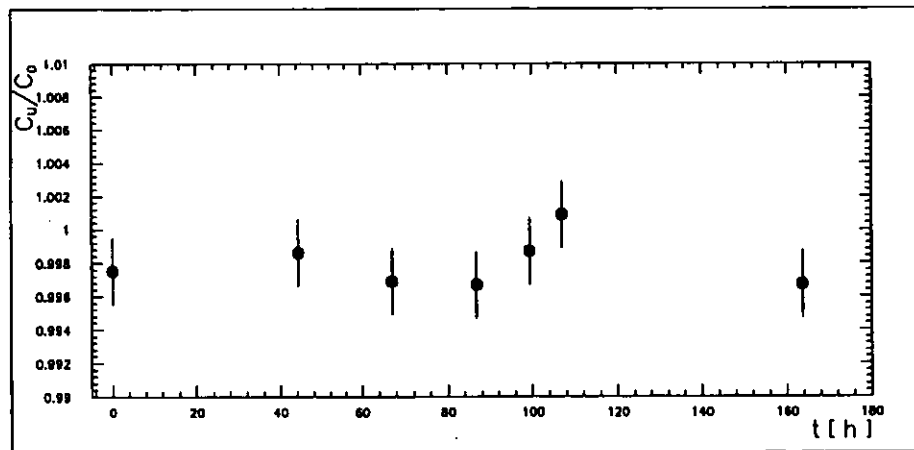


Abbildung 4.16: Langzeitverhalten der relativen Kalibrierung von U und D

Beim Studium der Stabilität der für die Polarisationsmessung besonders wichtigen vertikalen Kalibrierung stehen durch Verwendung von NEVIS6-Daten zusätzlich zu Langzeitdaten auch Daten über kürzere Zeiträume (einige Stunden) zur Verfügung. Aufgetragen wird jeweils der Quotient der Kalibrationskonstanten c_U und c_D als direktes Maß für die relative Kalibrierung der Kanäle U und D. Wie aus Abb.4.16 ersichtlich, war die relative Kalibrierung dieser Kanäle über einen Zeitraum von 160 Stunden innerhalb von $\pm 0,5\%$ stabil.

Die genauere Betrachtung von Abb.4.17 zeigt, daß hier der Quotient von c_U und c_D über 8 Stunden nur innerhalb von $\pm 0,35\%$ um den Mittelwert von 0,995 schwankt.

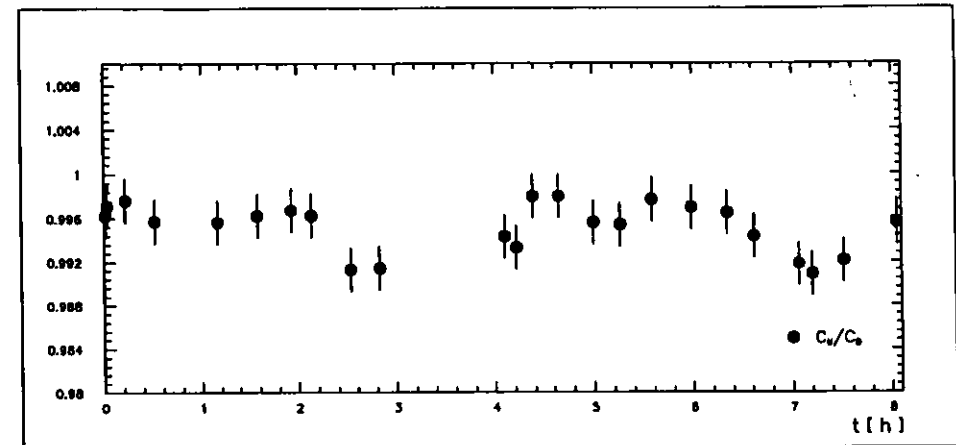


Abbildung 4.17: Stabilität der relativen Kalibrierung von U und D über 8 Stunden (NEVIS6-Daten)

Schließlich kann noch das Verhalten der relativen Kalibrierung von $E_V = U + D$ zu $E_H = L + R$ betrachtet werden. Ein zweckmäßiges Maß hierfür stellt das arithmetische Mittel von c_U und c_D dar. Wie in Abb.4.18 zu sehen, liegen diese Werte über 8 Stunden innerhalb von etwa $\pm 0,2\%$, also in der Größe der Genauigkeit der Kalibrierung.

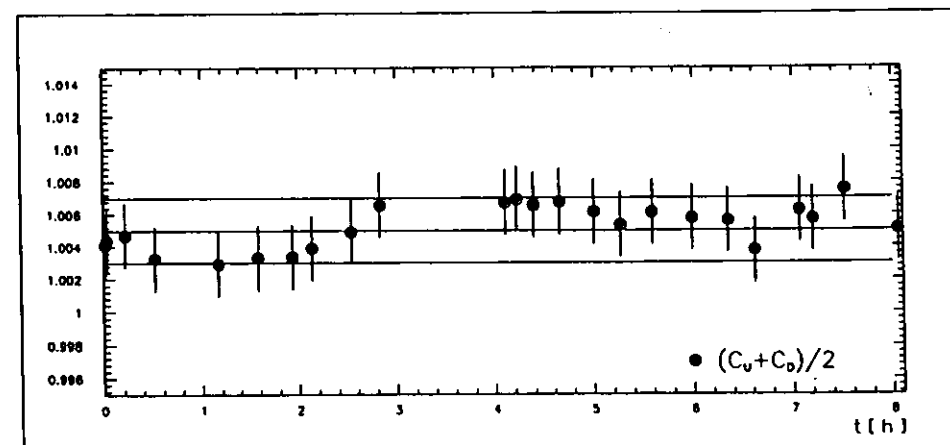


Abbildung 4.18: Stabilität der relativen Kalibrierung von U+D zu L+R; die horizontalen Linien entsprechen dem Bereich $\pm 0,2\%$

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß nach den vorliegenden Daten die relative und absolute Kalibrierung aller Kalorimeterkanäle über längere Zeiträume stabil ist. Bei Durchführung einer Kalibrierung des Kalorimeters zu Beginn jeder Meßschicht, also etwa alle 8 Stunden, sollte die Genauigkeit der Kalibrierung jederzeit besser als 1% sein. Mit einer typischen Dauer des Kalibrierungsvorganges von etwa 10 Minuten sind somit alle in Kap.4.1 an die Kalibrierung des Kalorimeters bezüglich Genauigkeit und Schnelligkeit gestellten Anforderungen erfüllt. Zudem steht mit den in den NEVIS6-Daten enthaltenen Histogrammen zur vertikalen Kalibrierung ein Werkzeug für 'Offline'-Korrekturen zur Verfügung.

Kapitel 5

Messungen mit dem HERA-Polarimeter

5.1 HERA-Strahlungsuntergrund

5.1.1 Zusammensetzung des HERA-Strahlungsuntergrundes

Der Strahlungsuntergrund vom HERA-Elektronenring im Bereich des Polarimeters setzt sich aus drei Komponenten zusammen:

- Synchrotronstrahlung,
- Beam-Gas-Bremsstrahlung,
- Comptongestreuete thermische Photonen.

Der dominierende Untergrundprozess ist die Beam-Gas-Bremsstrahlung (BGB), deren näherungsweise $1/E$ -förmiges Spektrum sich über den gesamten Energiebereich bis zur Elektronenenergie E_e erstreckt. Im niederenergetischen Teil des Untergrundspektrums, bis zur Größenordnung von etwa 100 keV, befinden sich die Synchrotronstrahlungsphotonen. Comptongestreuete thermische Photonen (CTP) bilden einen Teil des nieder- und mittlereenergetischen Untergrundes. Ihre Energie reicht bei HERA-Energien (bis 30 GeV) bis etwa 1 GeV und sie können bei sehr guten Druckverhältnissen im Vakuumrohr in diesem Bereich die Bremsstrahlung überwiegen. Alle drei Untergrundreaktionen können als Streuung der HERA-Elektronen an Photonen (virtuelle bei Synchrotronstrahlung und BGB, reelle bei CTP) mit unterschiedlichen spektralen Verteilungen aufgefaßt werden. Bei der Rekonstruktion des HERA-Untergrundspektrums müssen Mehrfacheffekte (z.B. BGB-Doubles) berücksichtigt werden, die aufgrund der großen Elektronenzahl pro Paket ($\sim 10^{11}$) auftreten. Die einzelnen Untergrundkomponenten und die zugehörigen Meßergebnisse des HERA-Polarimeters werden in den folgenden drei Abschnitten diskutiert.

5.1.2 Synchrotronstrahlung

Elektronen emittieren auf ihren gekrümmten Bahnen in den Magnetfeldern eines Speicherrings elektromagnetische Strahlung, die Synchrotronstrahlung. Das Energiespektrum der Synchrotronstrahlung (Abb.5.1) wird beschrieben durch [LOH86]:

$$S(x) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \cdot x \cdot \int_x^\infty K_{5/3}(z) dz \quad \text{wobei} \quad x = \frac{u}{u_c} \quad (5.1)$$

Dabei ist die charakteristische Energie u_c der Synchrotronstrahlung gegeben durch:

$$u_c \text{ [eV]} = \frac{2.218 \cdot 10^3 E_e^3}{\rho} \quad (5.2)$$

mit	u	... Energie [eV]
	$K_{5/3}$... modifizierte Besselfunktion zweiter Ordnung
	E_e	... Elektronenenergie [GeV]
	ρ	... Krümmungsradius des Magneten [m]

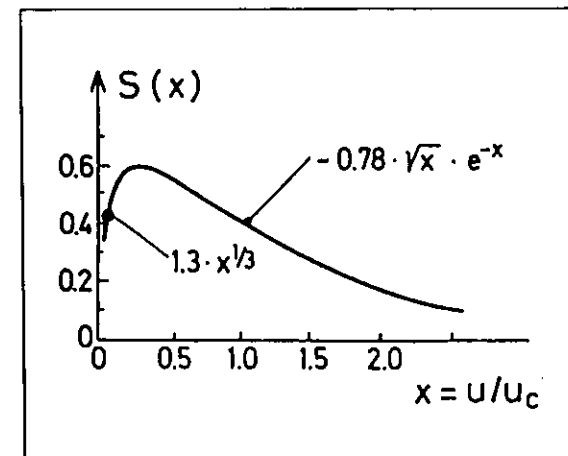


Abbildung 5.1: Energiespektrum der Synchrotronstrahlung [LOH86]

Die bei HERA in den Dipolmagneten ($\rho = 608 \text{ m}$) emittierte Synchrotronstrahlung besitzt bei einer Elektronenenergie von 30 GeV nach Gl.5.2 eine charakteristische Energie u_c von 98.5 keV.

Der Synchrotronstrahlungsanteil des HERA-Untergrundes wurde vom Polarimeter im September 1989 untersucht [BAR90]. Im Bereich des Polarimeters entsteht Synchrotronstrahlung nur in den beiden schwachen Ablenkmagneten (vgl. Kap.2.3) mit $\rho = 3215 \text{ m}$ und in einem Quadrupol. Die Strahlung aus den schwachen Dipolmagneten hat eine charakteristische Energie von 12.8 keV bei einer Elektronenenergie von 26.5 GeV ; die Strahlung aus dem Quadrupol ist ihr gegenüber vernachlässigbar. Aufgrund der enormen Anzahl emittierter Synchrotronstrahlungsphotonen pro Elektronenpaket wird die Synchrotronstrahlung als effektive Verschiebung des Pedestals des Untergrundspektrums gemessen. Diese Verschiebung steigt mit der Strahlenergie an und ist proportional zur Teilchenzahl im Elektronenpaket. Bei den Messungen im September 1989 wurde das Kalorimeter mit einer Szintillatorplatte vor dem ersten Wolframabsorber betrieben, um den Nachweis der Synchrotronstrahlung zu ermöglichen. Die Meßergebnisse waren in guter Übereinstimmung mit den erwarteten Werten. Sie lassen für Messungen mit normaler Kalorimetergeometrie (Wolframabsorber als erste Platte) und Elektronenenergien bis 30 GeV keine meßbaren Effekte durch Synchrotronstrahlung erwarten.

Bei den Polarimetermessungen in Juli und November 1991 wurden mit normaler Kalorimetergeometrie und Elektronenenergien von 12 bzw. 26.5 GeV Pedestalverschiebungen von weniger als 10 ADC-Kanälen ($\hat{=} 0.150 \text{ GeV}$) festgestellt, die jedoch unabhängig von der Strahlenergie waren und somit nicht auf Synchrotronstrahlung zurückgehen. Die Pedestalverschiebungen werden möglicherweise durch einen 'Pickup' durch Elektronik oder Kalorimeter verursacht, und bedürfen einer weiteren Untersuchung bei zukünftigen Messungen. Es erscheint jedoch offensichtlich, daß die Synchrotronstrahlung, wie erwartet, praktisch vollständig in der ersten Wolframplatte des Kalorimeters absorbiert wird.

5.1.3 Beam-Gas-Bremsstrahlung

Die hochenergetischen Elektronen in einem Speicherring emittieren bei der Streuung an Restgasatomen elektromagnetische Strahlung, die Beam-Gas-Bremsstrahlung (BGB). Der differentielle Wirkungsquerschnitt dieser Bremsstrahlung wird durch die Bethe-Heitler-Formel beschrieben. Für ein Material der infinitesimalen Dicke dx kann die Bethe-Heitler-Formel materialunabhängig als mittlere Anzahl von Bremsstrahlungsphotonen im Energieintervall $[E, E+dE]$ pro Elektron der Energie E_e angegeben werden [TSA74]:

$$\frac{d^2 N}{dx dE} = \frac{1}{E} \left[\frac{4}{3}(1-y) + y^2 \right] \quad \text{mit } y = \frac{E}{E_e} \quad (5.3)$$

wobei E_e ... Elektronenenergie [GeV]
 dx ... Materialdicke [X_0]

Durch Multiplikation von Gl.5.3 mit E und Integration über das Energiespektrum (von 0 bis E_e) erhält man für die mittlere Energie $\langle E \rangle_{BGB}$ eines normalisierten Bremsstrahlungsspektrums den Ausdruck:

$$\langle E \rangle_{BGB} = E_e dz \quad (5.4)$$

Für den Fall, daß die Materialdicke x klein ist gegen die Strahlungslänge X_0 des Materials, können Vielfachreaktionen vernachlässigt werden, und die mittlere abgestrahlte Energie $\langle E \rangle_{BGB}$ ist proportional zu x . Für ein Elektronenpaket mit N_e Elektronen gilt dann einfach:

$$\langle E \rangle_{BGB} \approx N_e E_e x \quad (5.5)$$

Damit kann aus der mittleren pro Teilchenpaket als Bremsstrahlung abgestrahlten Energie die Materialdicke x des Restgases im Vakuumrohr bestimmt werden.

Bei den Messungen des Polarimeters im November 1991 wurden Untergrundspektren bei 12 und 26.5 GeV Elektronenenergie aufgenommen. Um das gesamte Spektrum zu messen, wurde ohne Schwellwert und mit dem HERA-Pickup-Signal als Triggersignal gemessen (vgl. Kap.2.4). In Abb.5.2 ist das Untergrundspektrum bei 26.5 GeV Elektronenenergie zusammen mit einem theoretischen Fit dargestellt.

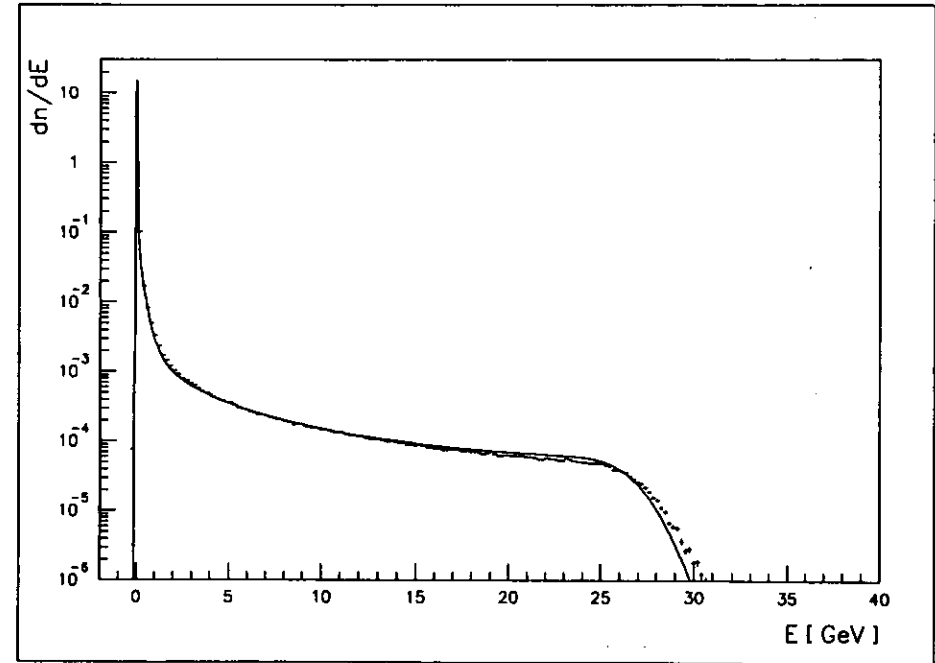


Abbildung 5.2: HERA-Untergrundspektrum bei 26.5 GeV mit Rekonstruktion (Runs 2038-2060 November 1991)

Dieser Fit an die Untergrunddaten wurde mittels eines in [BAR90] beschriebenen analytischen Verfahrens durchgeführt.

Dabei wird das gesamte Bremsstrahlungsspektrum als Summe der Beiträge von Singles, Doubles und n-fachen Ereignissen dargestellt:

$$\frac{dN}{dE}(E) = \frac{dN_1}{dE}(E) + \frac{dN_2}{dE}(E) + \dots = \sum_n \frac{dN_n}{dE}(E) \quad (5.6)$$

Der einzelne Term $\frac{dN_n}{dE}$ ist das Produkt der Wahrscheinlichkeit eines n-fachen Ereignisses P_n mit dem normalisierten n-fach-Energiespektrum $\frac{d\Pi_n}{dE}$:

$$\frac{dN_n}{dE}(E) = P_n \frac{d\Pi_n}{dE}(E) \quad (5.7)$$

Die Wahrscheinlichkeit P_n ist hierbei gemäß der Poisson-Statistik gegeben als:

$$P_n = P(n, \mu) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (5.8)$$

mit μ ... mittlere Anzahl von Bremsstrahlungsphotonen pro Elektronenpaket.

Bei der Rekonstruktion des Untergrundspektrums mit dieser Methode wird μ als Fitparameter verwendet. Da man einen Ausgangswert für μ annehmen muß, handelt es sich um einen iterativen Prozeß [LOMPM].

Für die Rekonstruktion des im November 1991 gemessenen Untergrundspektrums wurde in Erweiterung des beschriebenen Verfahrens auch der Beitrag durch comptongestreuete thermische Photonen (CTP) berücksichtigt (siehe auch Kap.5.1.4). Bei Werten für die mittlere Photonenzahl pro Elektronenpaket von $2.55 \cdot 10^{-2}$ (BGB) bzw. $2.47 \cdot 10^{-2}$ (CTP) können höhere n-Tupel als Doubles vernachlässigt werden, und man erhält in Erweiterung von Gl.5.6:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{dN_{BGB(1)}}{dE} + \frac{dN_{BGB(2)}}{dE} + \frac{dN_{CTP(1)}}{dE} + \frac{dN_{CTP(2)}}{dE} + \frac{dN_{BGB(1)+CTP(1)}}{dE} \quad (5.9)$$

$$\text{mit } \frac{dN_{BGB(1)}}{dE} = P_{BGB(1)} \cdot P_{CTP(0)} \cdot \frac{d\Pi_{BGB(1)}}{dE} \quad (5.10)$$

und analog.

Für den Mittelwert $\langle E \rangle$ des Untergrundspektrums aus Bremsstrahlung und comptongestreuten thermischen Photonen gilt dann:

$$\langle E \rangle \simeq \langle E \rangle_{BGB} + \langle E \rangle_{CTP} \quad (5.11)$$

Die Materialdicke des Restgases ergibt sich demnach zusammen mit Gl.5.5 zu:

$$x[X_0] = \frac{\langle E \rangle - \langle E \rangle_{CTP}}{N_e E_e} \quad (5.12)$$

Angewandt auf die Untergrundmessung bei 26.5 GeV (Abb.5.2) ergibt sich nach Gl.5.12 mit $N_e = 4.488 \cdot 10^{10}$, $\langle E \rangle = 0.03669$ GeV und $\langle E \rangle_{CTP} = 0.0036$ GeV die Materialdicke x des Restgases zu

$$x = 2.78 \cdot 10^{-14} X_0 \quad (5.13)$$

Der Einfluß der thermischen Photonen auf die Bestimmung von x ist in diesem Fall etwa 10%, und sollte daher bei sehr guten Druckverhältnissen und hohen Elektronenenergien berücksichtigt werden (vgl. Kap.5.1.4).

Aus der Materialdicke x kann der Druck im HERA-Elektronenring im Bereich des Polarimeter-Wechselwirkungspunktes bestimmt werden. Es gilt [BAR90]:

$$p[\text{mbar}] = \frac{x X_0}{L} \left(\frac{RT}{M} \right) \quad (5.14)$$

mit	X_0	... Strahlungslänge (38 g/cm ² für N ₂)
	R	... Gaskonstante (8.314 · 10 ⁴ mbar cm ³ mol ⁻¹ K ⁻¹)
	T	... Temperatur (300 K)
	M	... Molmasse (28 g/mol für N ₂)
	L	... Länge des Vakuumrohrabschnitts (940 cm)

Damit ergibt sich ein Druck von $p_{N_2} = 1.0 \cdot 10^{-9}$ mbar.

Berücksichtigt man, daß die tatsächliche Zusammensetzung des Restgases eher 80 % H₂ und 20 % CO entspricht [BAR90], so erhält man mit $M=7.22$ g/mol und $X_0 = 40.9$ g/cm² den Druck $p = 4.18 \cdot 10^{-9}$ mbar. Dieses Meßergebnis stimmt mit den in der HERA-Südhalle durch die ZEUS LUMI-Gruppe im November 1991 bestimmten Werten überein [LUM92].

Aus dem Druck p kann schließlich die Lebensdauer τ des Elektronenstrahls abgeschätzt werden. Es gilt [KOU77]:

$$\tau[h] \simeq 2.82 \cdot 10^{-8} \frac{X_0}{Mp} \quad (5.15)$$

In unserem Fall ergibt sich daraus eine Lebensdauer von 9.2 Stunden.

Der Vergleich mit den Messungen im September 1989 [BAR90] zeigt, daß der Druck im HERA-Elektronenring um fast eine Größenordnung verbessert werden konnte.

Die Abweichung zwischen theoretischer Kurve und Daten im hochenergetischen Bereich des Untergrundspektrums (Abb.5.2) ist vermutlich auf eine geringe Nichtlinearität (< 2%) in der Energiemessung zurückzuführen (vgl. Kap.4.3). Möglicherweise wurde das Spektrum zudem aufgrund von Konversionsprozessen der Photonen zwischen HERA-Vakuumrohr und Kalorimeter beeinflusst. Durch Vielfachstreuung der Elektronen bzw. Positronen kann ein Teil der Photonenergie aus dem Bereich der Kalorimeteröffnung herausstreuen, und so effektiv einen Teil des Spektrums zu niedrigeren Energien verschieben. Für zukünftige Messungen wurde daher auch zwischen dem Austrittsfenster des HERA-Vakuumrohrs und dem Kalorimeter (vgl. Abb.2.4) ein Vakuumrohr installiert.

5.1.4 Comptonstreuung thermischer Photonen

Das Vakuumrohr eines Elektronenspeicherrings kann als schwarzer Strahler bei Zimmertemperatur aufgefaßt werden, der mit einem Gas thermischer Photonen gefüllt ist, deren Energieverteilung durch das Planck-Spektrum beschrieben wird. Diese thermischen Photonen können an den hochenergetischen Elektronen des Beschleunigers gestreut werden. Aufgrund der hohen Elektronenenergie ist die Energie der gestreuten thermischen Photonen groß genug, um diese mit einem Kalorimeter nachzuweisen, und sie stellen einen wesentlichen Teil des nieder- und mittlereenergetischen Strahlungsuntergrundes dar.

Die Beobachtung comptongestreuter thermischer Photonen als Bestandteil des Strahlungsuntergrundes in Elektronen-Speicherringen wurde zuerst von V.I.Telnov im Jahr 1986 vorgeschlagen [TEL86]. Zuvor war der Effekt zwar bekannt, aber nur in der Astrophysik diskutiert worden (z.B. bei [BLU70]). Die experimentelle Verifizierung des Effektes geschah durch zwei Arbeitsgruppen am LEP-Beschleuniger des CERN in Genf, wo 1990 die Streuung thermischer Photonen an Elektronen [DEH90] und 1991 an Positronen [BIN91] nachgewiesen wurde. Bei den Messungen des HERA-Polarimeters im November 1991 wurden comptongestreute thermische Photonen (CTP) als Teil des Strahlungsuntergrundes identifiziert; damit dürfte HERA der zweite Beschleuniger sein, an dem CTP gemessen wurden.

Das Planck-Spektrum der thermischen Photonen besitzt eine mittlere Energie \bar{E} von

$$\bar{E} = 2.70 k_B T \quad (5.16)$$

mit k_B ... Boltzmannkonstante ($8.617 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$)
 T ... Temperatur [K]

Für $T=300 \text{ K}$ ist demnach $\bar{E} = 0.07 \text{ eV}$.

Die Maximalenergie nach der Comptonstreuung E'_{max} beträgt für die Photonenenergie E :

$$E'_{max} \approx 4\gamma^2 E \quad \text{mit } \gamma = \frac{E_e}{m_e} \quad (5.17)$$

wobei E_e ... Elektronenenergie
 m_e ... Ruhemasse des Elektrons

Für HERA erhält man mit $E = \bar{E}$ eine Abschätzung für die erwartete Energie der CTP bei $T=300 \text{ K}$ und $E_e = 26.5 \text{ GeV}$ von

$$E'_{max} \approx 0.75 \text{ GeV}. \quad (5.18)$$

Im Bereich unter 1 GeV sollten daher die CTP im Untergrundspektrum deutlich erkennbar sein.

Die erwartete Anzahl von CTPs pro Elektronenpaket μ_{CTP} kann nach [MEL90] abgeschätzt werden zu:

$$\mu_{CTP} \approx \sigma_T \cdot L \cdot n_\gamma \cdot N_e \quad (5.19)$$

mit σ_T ... Thomson-Wirkungsquerschnitt ($6.7 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$)
 L ... Länge des Vakuumrohrabschnitts (940 cm [BAR90])
 n_γ ... Photonendichte ($20.3 \text{ T}^3 \text{ cm}^{-3}$)
 N_e ... Elektronenanzahl pro Paket ($1.322 \cdot 10^{11}$ pro 1 mA Strahlstrom)

Mit Gl.5.19 erhält man für 1 mA Strahlstrom:

$$\mu_{CTP} \approx 0.05 \quad (5.20)$$

Der Anteil comptongestreuter thermischer Photonen am niederenergetischen HERA-Strahlungsuntergrund im Bereich bis 2 GeV ist in Abb.5.3 dargestellt. Die Abbildung entspricht dem niederenergetischen Teil von Abb.5.2.

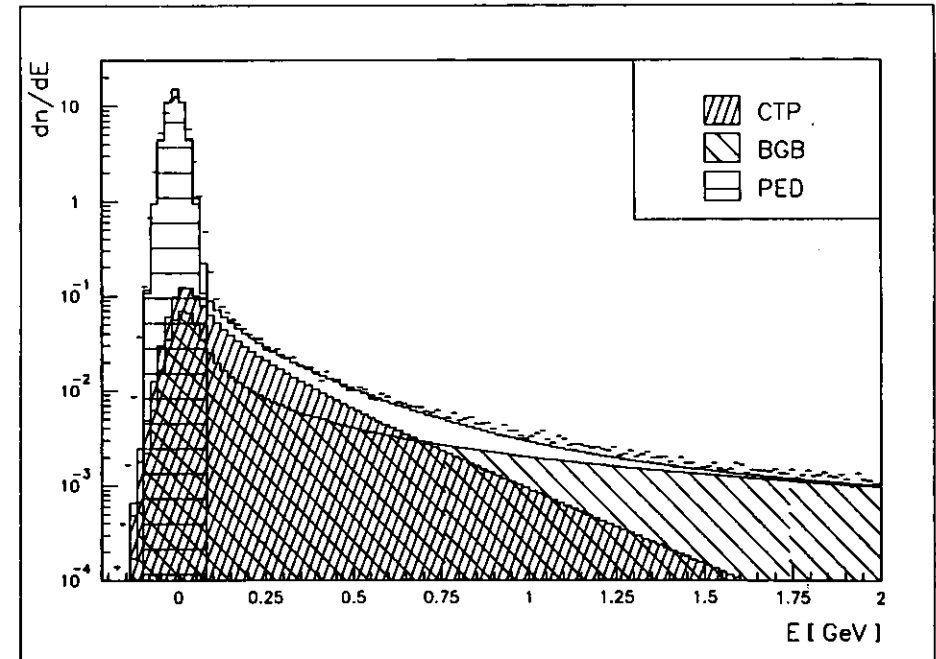


Abbildung 5.3: Niederenergetischer Teil des HERA-Strahlungsuntergrundes bei $E_e = 26.5 \text{ GeV}$ (vgl. Abb. 5.2). Dargestellt sind Daten und Fit sowie die Anteile von comptongestreuten thermischen Photonen (CTP), Bremsstrahlung (BGB) und Pedestal (PED).

Für die Berücksichtigung der CTP bei der Rekonstruktion des Untergrundspektrums benötigt man das normierte Spektrum $\frac{dN_{CTP}(E)}{dE}$ (vgl. Kap.5.1.3). Für die Berechnung dieses Spektrums wurde das Modell eines Photonenstrahls mit modifiziertem Planck-Spektrum verwendet, der den Elektronenstrahl frontal unter einem Winkel von $\theta = 0^\circ$ trifft. Dieses Modell des 'modifizierten Planck-Strahls' wird in Anhang C ausführlich dargestellt. Das Modell führt auf einen Ausdruck für die Anzahl von CTPs pro Volumenelement dV im Energieintervall $[E, E+dE]$:

$$\frac{d^2 N}{dV dE} = \frac{dn}{dE} = L \int \frac{d\sigma}{dE} \frac{dn'}{dE'} dE' \quad (5.21)$$

$$\text{mit} \quad \frac{dn'}{dE'} = \frac{64 E'^2}{\hbar^3 c^3} \int_0^\pi \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}(1-\beta \cos \theta)} - 1} \frac{\sin \theta (1 - \beta \cos \theta)}{(1 + \beta \cos \theta)^3} d\theta \quad (5.22)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dE}$ ergibt sich aus der Klein-Nishina-Formel für die Comptonstreuung ohne Berücksichtigung der Polarisation (vgl. auch Kap.2.2).

Die Integration von Gl.5.21 wird numerisch durchgeführt, und durch Normalisierung des Ergebnisses erhält man das gewünschte Spektrum $\frac{dN_{CTP}(E)}{dE}$.

Wie in Abb.5.3 erkennbar, dominieren die CTP den Strahlungsuntergrund unterhalb von 0.7 GeV, in Übereinstimmung mit der Abschätzung 5.18, und überwiegen dabei die Bremsstrahlung um fast eine Größenordnung. Der Fit liefert als mittlere CTP-Anzahl pro Elektronenpaket $\mu_{CTP} = 2.47 \cdot 10^{-2}$ bei einem Strahlstrom von 0.34 mA, entsprechend 0.07 bei 1 mA, in Übereinstimmung mit der Abschätzung 5.20.

Die ebenfalls als Fitparameter verwendete Temperatur des Vakuumrohrs ergibt sich aus dem Fit zu $T = 350K \pm 10K$. Dieser Wert weicht um mehr als 10% vom erwarteten Wert $T = 300K$ ab. Diese Abweichung geht vermutlich wie beim Untergrundverhalten an der Bremsstrahlungskante (Kap. 5.1.3) auf den Einfluß zwischen Vakuumrohr und Kalorimeter konvertierter Photonen zurück. Die eigentlich zur Vermeidung dieses Effektes installierten Ablenk magneten ('sweeping magnets', Kap.2.3) funktionierten bei der Messung leider nicht. Da der Defekt nach den Messungen behoben werden konnte, und zudem ein Vakuumrohr zwischen HERA-Vakuumrohr und Kalorimeter installiert wurde, wird dieser Einfluß bei zukünftigen Messungen vermieden werden können.

5.2 Polarisationsmessungen

5.2.1 Comptonstreuung mit Laserphotonen

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, werden Laserphotonen an den HERA-Elektronen Compton-gestrent, um die transversale Elektronenpolarisation zu bestimmen. Das Energiespektrum der Compton-gestrenten Laserphotonen ergibt sich wie bei den thermischen Photonen aus der Klein-Nishina-Formel; die Laserphotonen sind dabei jedoch monoenergetisch mit $\hbar\omega = 2.41 \text{ eV}$. Abbildung 5.4 zeigt ein vom HERA-Polarimeter gemessenes Compton-Spektrum bei einer Elektronenenergie E_e von 26.5 GeV zusammen mit einem theoretischen Fit und dem zugehörigen Untergrundspektrum. Der Fit wurde analog zur in Kap.5.1.3 beschriebenen Rekonstruktion des Strahlungsuntergrundes durchgeführt; dabei wurde die Energieauflösung des Kalorimeters mit $24\%/\sqrt{E}$ angesetzt (vgl. Kap.4.3). Die Ereignisraten für Comptonstreuung bzw. Untergrundeignisse betragen bei den Messungen im November 1991 typischerweise 2.5 kHz bzw. 300 Hz bei einem Schwellwert von 1.75 GeV, entsprechend einem Signal/Untergrund-Verhältnis von etwa 8:1.

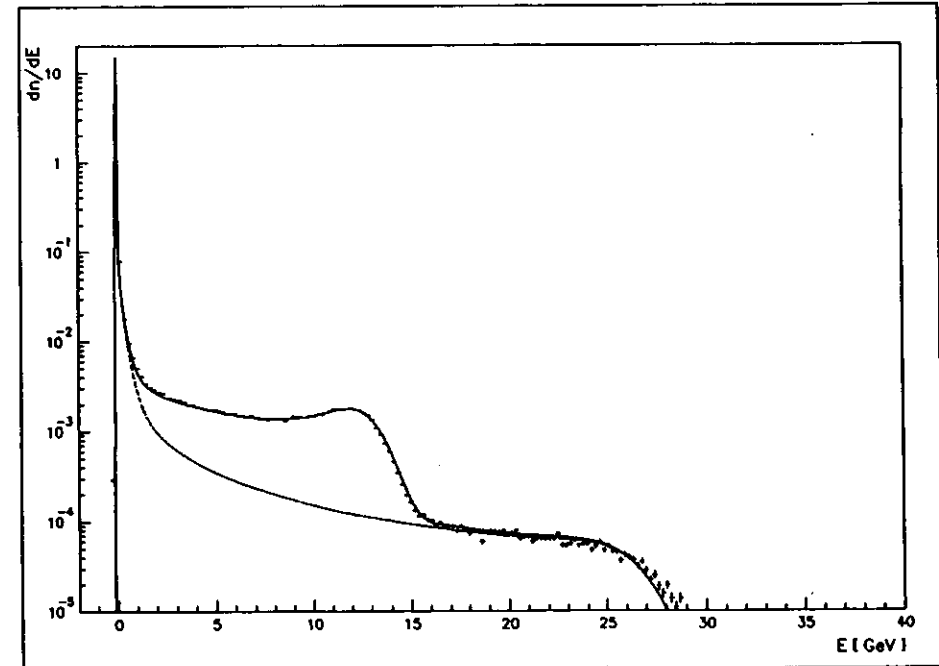


Abbildung 5.4: Compton-Spektrum bei $E_e = 26.5 \text{ GeV}$ mit theoretischem Fit und Strahlungsuntergrund (- -)

Die mit dem DSP-Programm NEVIS6 gewonnenen Daten zur Bestimmung der Polarisation werden in jeweils vier zweidimensionalen Histogrammen mit 64 Energikanälen und 128 Kanälen in η (der Ortskoordinate, vgl. Kap.3.4) abgespeichert. Die vier Histogramme enthalten die Daten für links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Laserlicht und die zugehörigen Untergrunddaten. Zur Veranschaulichung ist in Abb.5.5 ein solches zweidimensionales Histogramm dargestellt. Durch Projektion auf die E- bzw. η -Achse erhält man hieraus das Compton-Energiespektrum und die Verteilung der Photonen in η (Abb.5.6).

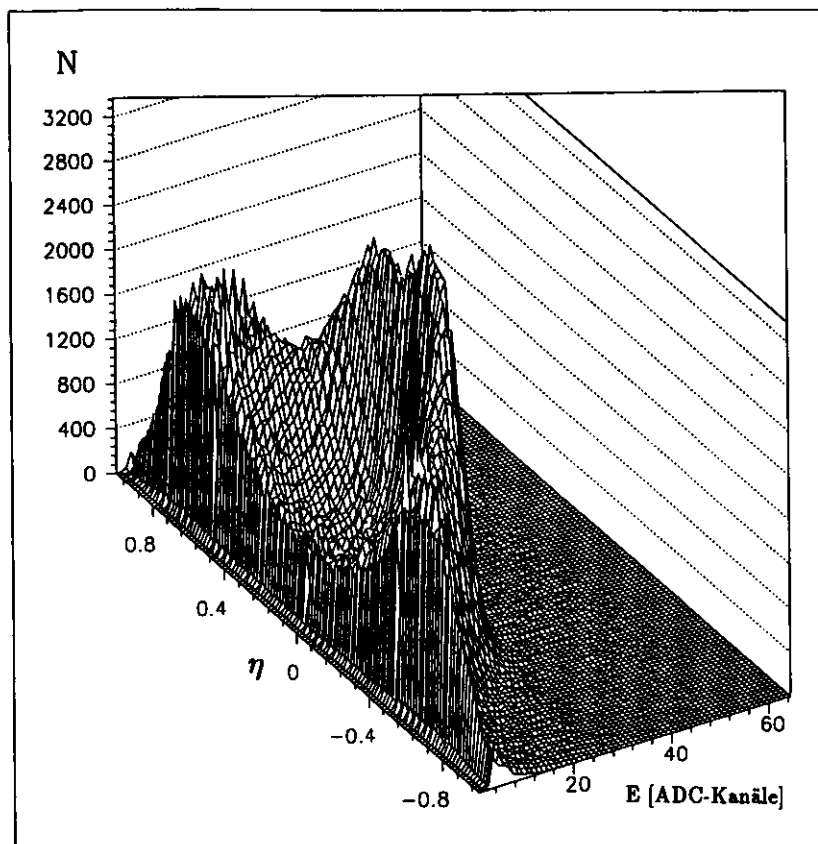


Abbildung 5.5: Typisches zweidimensionales NEVIS6-Histogramm (linkszirkular polarisiertes Laserlicht, Run 2258, $E_e=26.66$ GeV, ein E-Kanal entspricht 0.5 GeV)

Der Zusammenhang zwischen der Energie E der Comptonphotonen und ihrem Streuwinkel θ_{Lab} (vgl. Kap.2.2) wird deutlich, wenn das 2D-Histogramm als 'Boxplot' dargestellt wird (Abb.5.7). Es ist klar zu erkennen, daß sich die höherenergetischen Photonen in der Mitte des Strahls befinden, und die Photonenenergie mit steigendem Öffnungswinkel θ_{Lab} , d.h. größerem $|\eta|$, fällt.

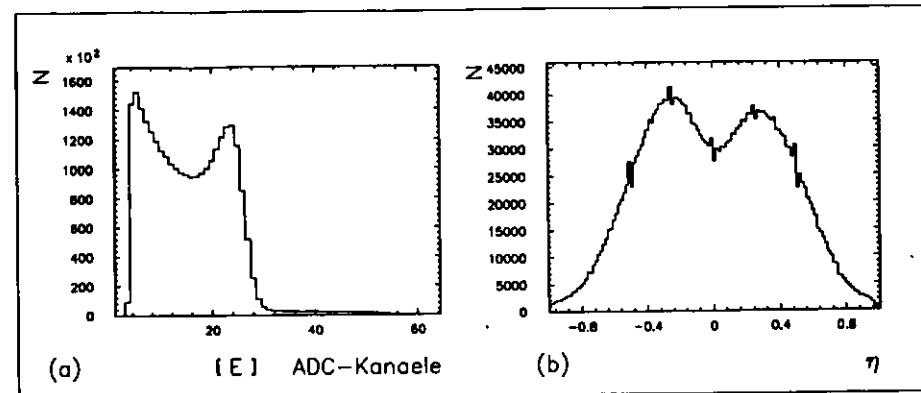


Abbildung 5.6: Projektion des zweidimensionalen Histogramms aus Abb.5.5 auf die E-Achse (a) bzw. auf die η -Achse (b)

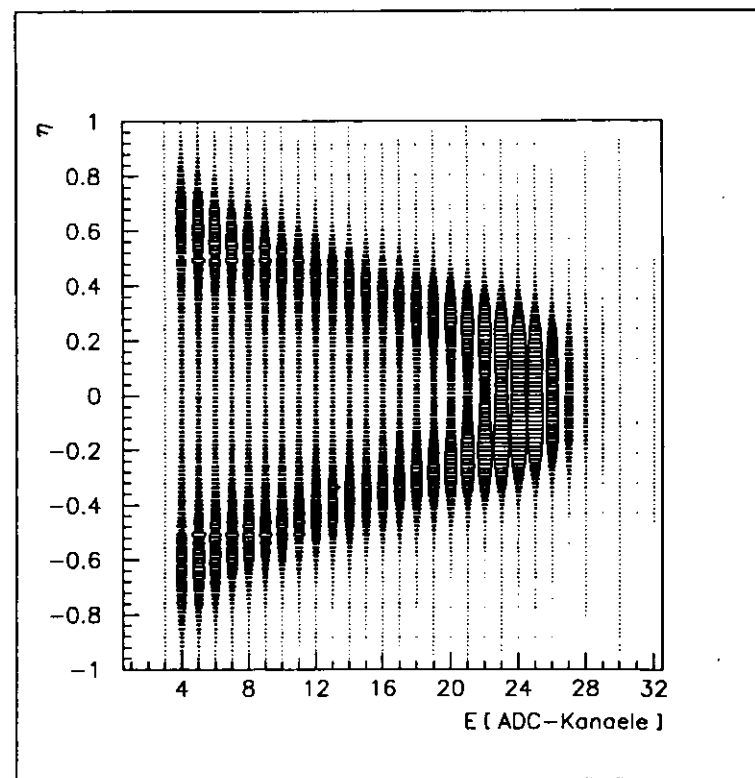


Abbildung 5.7: Zusammenhang zwischen Energie und η -Position der Comptonphotonen (ein E-Kanal entspricht 0.5 GeV)

5.2.2 Elektronenpolarisation

Im November 1991 wurde am HERA-Elektronenring erstmals Elektronenpolarisation beobachtet. Diese Polarisation betrug bis zu 8.5 %. Aufgrund der vergleichsweise geringen Strahlströme und damit relativ niedrigen Ereignisraten der Comptonphotonen (etwa 2.5 kHz) konnte die kurze effektive Polarisationszeit von etwa 4 Minuten (nach Gl.2.8) nicht bestimmt werden.

Zur Bestimmung des Polarisationsgrades wurden zwei Verfahren verwendet: Das Online-Verfahren, das die Mittelwerte $\langle \eta_L \rangle$ und $\langle \eta_R \rangle$ der η -Verteilungen für links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Laserlicht im Energiebereich von 5.4 bis 11.7 GeV verwendet, und das Offline-Verfahren, das eine genauere Analyse der Daten erlaubt.

Beim Online-Verfahren errechnet sich der Polarisationsgrad P gemäß:

$$P[\%] = 1101 \cdot (\langle \eta_R \rangle - \langle \eta_L \rangle) \quad (5.23)$$

Der Proportionalitätsfaktor (1101) ergibt sich aus Monte-Carlo-Studien [LOMPM]. In Abbildung 5.8 werden η -Verteilungen für links- und rechtszirkular polarisiertes Laserlicht und die zugehörigen Mittelwerte dargestellt. Aus den Mittelwerten errechnet sich mit Gl.5.23 eine Polarisation von 8.6%.

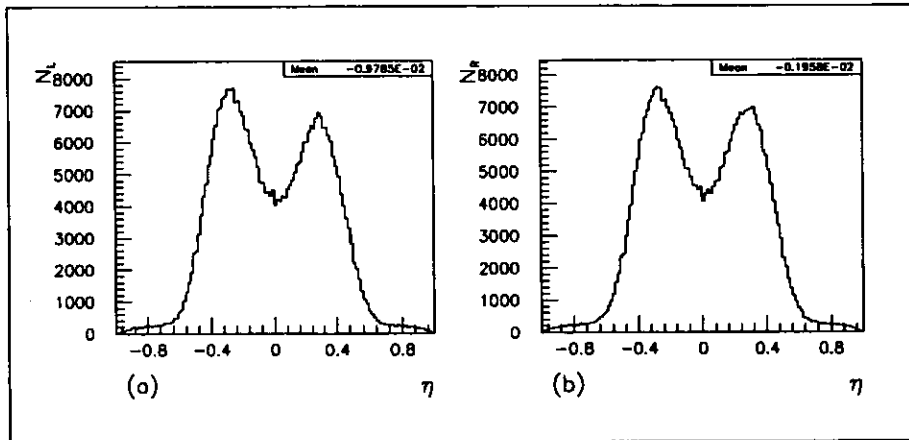


Abbildung 5.8: η -Verteilungen für links- (a) und rechtszirkular polarisierte Laserphotonen (b) (Energiebereich 5.4 bis 11.7 GeV, Run 2292)

Beim Offline-Verfahren wird ein Fit an die in Kap.2.2 definierte Asymmetrie $A(E, y)$ im Energiebereich von 5.4 bis 11.7 GeV durchgeführt. Dabei wird η als Ortskoordinate beibehalten, der Fit somit direkt für $A(\eta)$ berechnet [LOMPM]. Zusätzlich zur Polarisationsmessung ist es durch diesen Fit möglich, den Anteil linear polarisierten Laserlichtes, und damit auch den zirkularen Polarisationsgrad, festzustellen. Im in Abb.5.9 dargestellten Fall handelt es sich um die gleichen Daten wie in Abb.5.8; der Fit ergibt eine Elektronenpolarisation von $8.5\% \pm 1.4\%$, und einen linearen Laserlichtanteil von $2.3\% \pm 0.1\%$, was einer zirkularen Laserpolarisation von 99.9 % entspricht.

Weitere Möglichkeiten der Fitmethode bestehen darin, daß offline die Kalibrierung korrigiert, die Lage der Energiecuts optimiert und systematische Fehler bestimmt werden können.

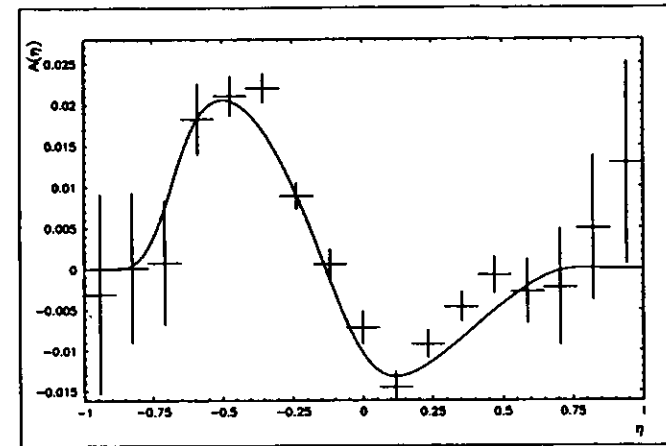


Abbildung 5.9: Asymmetriekurve mit Fit entsprechend $P = 8.5\% \pm 1.4\%$

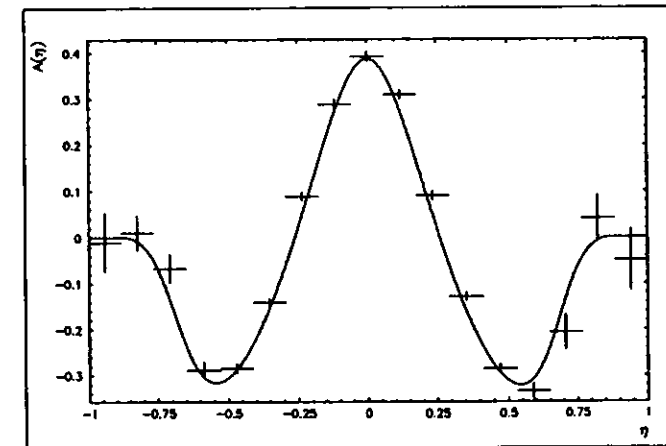


Abbildung 5.10: Asymmetrieverteilung für linear polarisiertes Laserlicht

Die Möglichkeit, durch die Fitmethode auch die lineare Laserpolarisation festzustellen, kann zur Überprüfung des Verfahrens dienen. Zu diesem Zweck wurden Messungen mit linearer Laserpolarisation (zwei zueinander senkrechte Polarisationsebenen) durchgeführt. Die Messungen bestätigen die Funktionsfähigkeit der Fitmethode: Der Fit in Abb.5.10 entspricht $88\% \pm 1\%$ linearer Laserpolarisation, die Messung der Laserpolarisation mittels Analysator ergab 91% bei der gleichen Messung, in guter Übereinstimmung. Beide Methoden zur Polarisationsbestimmung sind somit funktionsfähig und liefern übereinstimmende Ergebnisse. Die Ergebnisse aus der Online-Methode können daher für die Optimierung der Maschinenparameter herangezogen werden.

5.2.3 Depolarisierende Resonanzen

Zur Bestimmung der Lage der in Kap.2.1 beschriebenen depolarisierenden Nebenresonanzen (Gl.2.5) wurde ein Energiescan in 10 MeV-Schritten zwischen $E_e = 26.59 \text{ GeV}$ und 26.75 GeV durchgeführt. Dieser Bereich liegt in der Mitte zwischen den Spinresonanzen $n=60$ und $n=61$ (Gl.2.4), so daß Polarisation zu erwarten ist. Die Synchrotronfrequenz f_s betrug dabei 3.25 kHz . Das Ergebnis der Messung ist in Abb.5.11 dargestellt; einzelne depolarisierende Resonanzen sind deutlich zu erkennen.

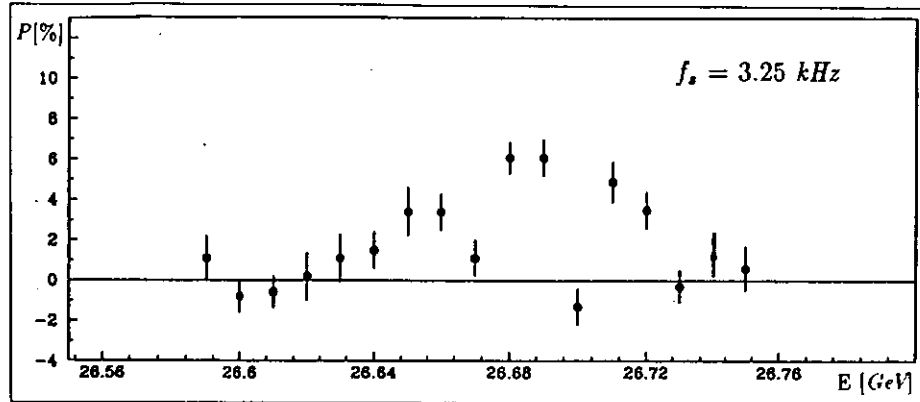


Abbildung 5.11: Depolarisierende Resonanzen

Die Lage der depolarisierenden Resonanzen stimmt grob mit Simulationsrechnungen durch M.Böge mit dem Programm SITROS überein (siehe Abb.5.12 [BÖG92]). Dabei ist zu berücksichtigen, daß die Energieskala der HERA-Elektronen nur mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 30 \text{ MeV}$ bekannt ist, was den Vergleich von Daten und Simulation erschwert.

Durch Variieren der Synchrotronfrequenz wird die Lage der Resonanzen in den Synchrotron- und Betatronschwingungen (Kap.2.1) verschoben. Auf diese Weise ist es möglich, den Elektronenstrahl gezielt zu depolarisieren. Im November 1991 wurden Messungen zum Studium dieses Effektes durchgeführt, indem die Synchrotronfrequenz f_s zwischen 2.7 kHz und 2.4 kHz variiert wurde. Wie in Abb.5.13 zu sehen ist, wurde dabei die Elektronenpolarisation von 8 % auf 4 % abgesenkt und wieder auf 8 % erhöht.

Simulationsrechnungen durch E.Gianfelice [GIA92] zeigen an, daß durch eine Optimierung der Maschinenparameter, ausgeführt als 8 'Beulen' im Elektronenorbit, der Polarisationsgrad in HERA erheblich verbessert werden kann. Die Rechnungen, die allerdings große Unsicherheiten besitzen, da die genauen Maschinenfehler nicht bekannt sind, lassen eine Polarisation von bis zu 80 % erhoffen.

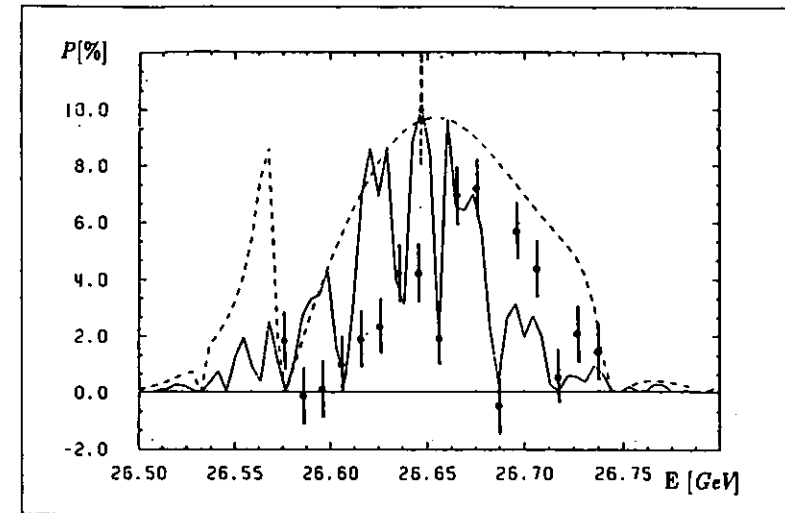


Abbildung 5.12: Depolarisierende Resonanzen, Daten und SITROS-Simulation [BÖG92]

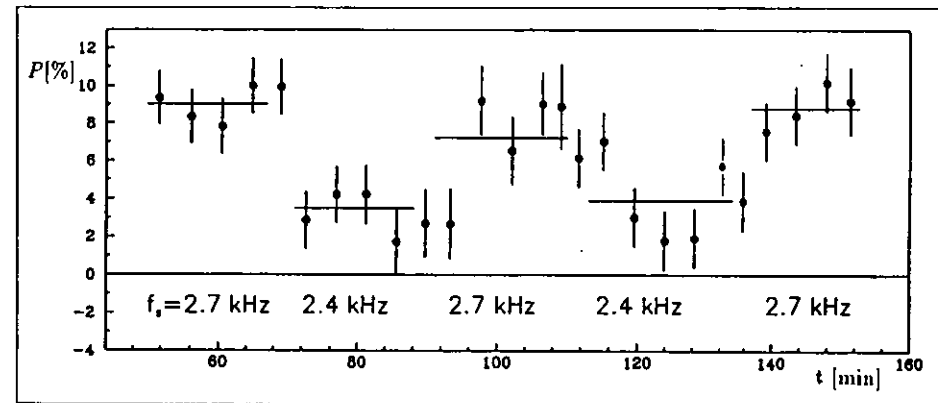


Abbildung 5.13: Depolarisation durch Änderung der Synchrotronfrequenz

Kapitel 6

Zusammenfassung

Das HERA-Polarimeter nutzt die Asymmetrie in der Verteilung comptongestreuter zirkular polarisierter Laserphotonen aus, um die transversale Polarisation der HERA-Elektronen zu bestimmen. Zur Bestimmung dieser Asymmetrie werden mit einem Wolfram-Szintillator-Kalorimeter Einfallsort und Energie der Comptonphotonen gemessen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Kalorimeter für die Verwendung zur Polarisationsmessung vorbereitet und an den ersten Polarisationsmessungen in Juli und November 1991 teilgenommen:

- Die Zusammenstellung der Kalorimereigenschaften wurde mit Daten vom DESY Teststrahl 21, Daten aus LED-Messungen und HERA-Daten vervollständigt.
- Das Kalorimeter wurde im HERA-Tunnel installiert. Dabei wurde der HERA-Geometrie Rechnung getragen, und die notwendige Genauigkeit bei der Installation eingehalten, um die Polarisationsmessungen nicht zu beeinflussen.
- Ein Kalibrierungsalgorithmus für das Kalorimeter wurde entwickelt und die entsprechende Software dazu bereitgestellt.
- Bei der Messung des HERA-Strahlungsuntergrundes wurden an HERA comptongestreuete thermische Photonen nachgewiesen.
- Die Messungen im November 1991 ergaben eine Elektronenpolarisation von 8.5 % ohne Optimierung der Maschinenparameter. Bei Studien zur Elektronenpolarisation konnten depolarisierende Resonanzen nachgewiesen werden.

Das Kalorimeter des HERA-Polarimeters stellt ein zuverlässiges Instrument zur Messung der Elektronenpolarisation in HERA dar, dessen Funktionsfähigkeit bei ersten Messungen im Jahr 1991 unter Beweis gestellt werden konnte.

Anhang A

Abschätzung der notwendigen Genauigkeit bei der Installation des Kalorimeters

Eine ungenügend genaue Ausrichtung des Kalorimeters könnte zu einer Verfälschung der Polarisationsmessungen führen. Die zu beantwortenden Fragen in diesem Zusammenhang sind:

- Was passiert qualitativ, wenn das Kalorimeter schlecht ausgerichtet ist?
- Wie gut muß die Ausrichtung des Kalorimeters sein?

Um diese Fragen zu beantworten, wird im Folgenden betrachtet, wie $\eta(y) = (U - D)/(U + D)$ durch eine unvollkommene Kalorimeterausrichtung beeinflusst wird. Für die Abschätzung der notwendigen Genauigkeit bei der Installation des Kalorimeters wird gefordert, daß der Effekt $\Delta\eta$ auf $\eta(y)$ kleiner als 1% sein soll. Die Bezeichnungen der Achsen und Winkel entsprechen Abb.3.15.

x-Achse

Zunächst werden zwei Vereinfachungen eingeführt:

1. $\eta(y)$

$$\eta(y) = \begin{cases} -1 & y \leq -2mm \\ \frac{1}{2}y & -2mm < y < 2mm \\ 1 & y \geq 2mm \end{cases}$$

(siehe Abb.A.1)

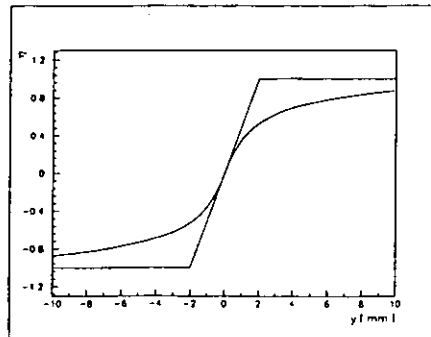


Abbildung A.1: Vereinfachung von $\eta(y)$

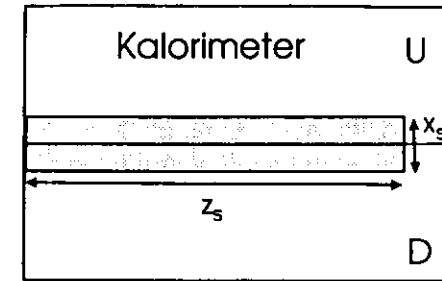


Abbildung A.2: Schauermodell

- Das elektromagnetische Schauer, das die Comptonphotonen im Kalorimeter erzeugen, wird zweidimensional als Rechteck mit homogener Energiedichte $\rho=1$ und Abmessungen $z_s = 100 \text{ mm}$ und $y_s = 4 \text{ mm}$ angenommen.

Betrachten wir nun mit diesen Vereinfachungen, wie sich bei Drehungen um kleine Winkel ($\alpha < 40 \text{ mrad}$) um die x-Achse die Energiedichte ρ_y und die Funktion $\eta(y)$ verändern:

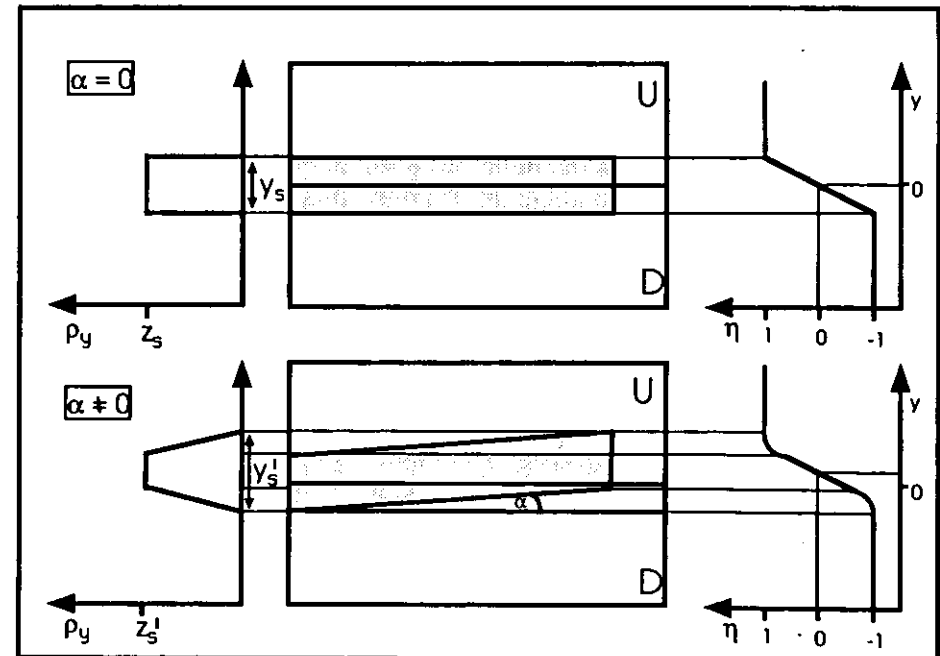


Abbildung A.3: Veränderung von ρ_y und $\eta(y)$ bei Drehung um die x-Achse

Dabei gilt für die Energiedichteverteilung ρ_v :

$$z'_s \approx z_s \quad (\text{A.2})$$

$$y'_s \approx y_s + z_s \tan \alpha \quad (\text{A.3})$$

und für $\eta(y)$ sind zwei Effekte zu beobachten (siehe Abb.A.4):

- Der y -Bereich Δy mit konstanter Steigung wird kleiner.
- Der Nullpunkt verschiebt sich ($y(\eta = 0) \neq 0$) um \bar{y} .

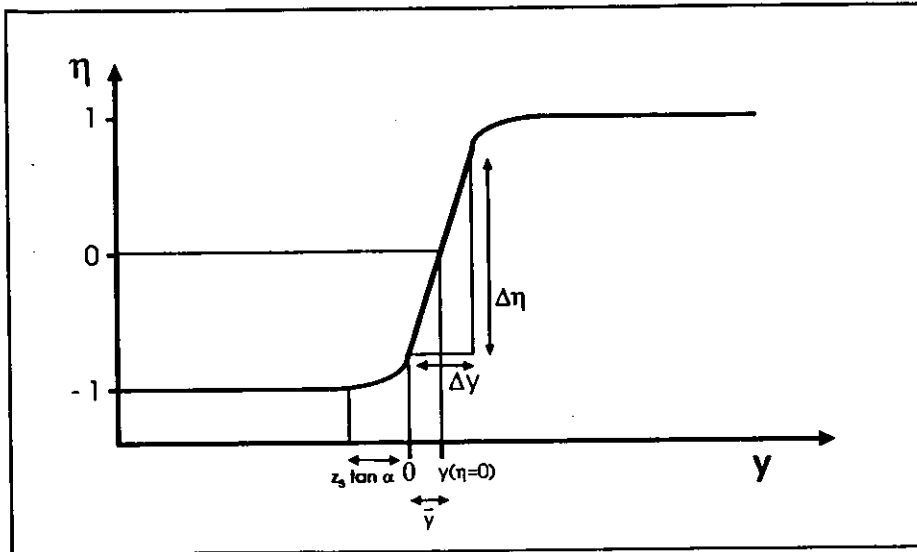


Abbildung A.4: Veränderung von $\eta(y)$ bei Drehung um die x -Achse

Mit A.2, A.3 und der Annahme, daß für $y_s \ll z_s$ die deponierte Energie proportional zur Schauertiefe sein soll, ergibt sich:

$$\Delta y = y_s - z_s \tan \alpha \quad (\text{A.4})$$

$$\bar{y} \approx \frac{z_s}{2} \sin \alpha \quad (\text{A.5})$$

Die Steigung der Funktion ändert sich bei diesem Modell erst für Winkel $\alpha > 40 \text{ mrad}$. Es gilt:

$$\frac{d\eta}{dy}(\alpha) \approx \frac{\Delta\eta}{\Delta y}(\alpha) = \frac{2 - 2 \frac{z_s \tan \alpha}{y_s}}{y_s - z_s \tan \alpha} \quad (\text{A.6})$$

Mit $z_s = 100 \text{ mm}$ und $y_s = 4 \text{ mm}$ folgt:

$$\frac{\Delta\eta}{\Delta y}(\alpha) = \frac{1}{2} \quad \forall \alpha < 40 \text{ mrad} \quad (\text{A.7})$$

Für $\alpha > 40 \text{ mrad}$ wird $z'_s < z_s$; damit verkleinert sich auch $d\eta/dy$.

Die Forderung, daß Δy nicht kleiner als 3 mm werden soll, liefert nach A.4 die Bedingung $\alpha < 10 \text{ mrad}$. In diesem Fall ist nach A.6 die Veränderung von $\Delta\eta/\Delta y$ vernachlässigbar klein. Die Verschiebung der gesamten $\eta(y)$ -Kurve um $\bar{y}(\alpha = 10 \text{ mrad}) = 0.5 \text{ mm}$ sollte die Polarisationsmessung nicht beeinflussen, da sie für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht gleich ist.

y-Achse

Da $\eta(y)$ unabhängig von x ist, hat die Drehung um kleine Winkel β theoretisch keinen Einfluß auf $\eta(y)$. Hierzu gab es Messungen am DESY Teststrahl 21 im Dezember 1990, die bestätigten, daß sich für $\beta = 10^\circ (\hat{=} 170 \text{ mrad})$ die Mittelwerte aller vier Kanäle des Kalorimeters um weniger als 0.5% veränderten.

z-Achse

Betrachten wir zunächst einzelne Teilchen. Da U und D unabhängig von x sind, besteht der Effekt einer Drehung um die z -Achse darin, daß der Detektor einen anderen y -Ort des Teilchens sieht (y_D) als den realen y -Ort y_R .

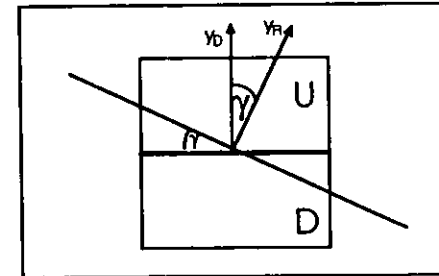


Abbildung A.5: y -Messung bei Drehung um die z -Achse

Es gilt:

$$\frac{y_D}{y_R} = \cos \gamma \quad \Rightarrow \quad \frac{y_D}{y_R} > 0.99 \quad \Leftrightarrow \quad \gamma < 140 \text{ mrad} \quad (\text{A.8})$$

Zusätzlich zur y -Messung einzelner Teilchen könnten sich auch Probleme mit dem $\cos \phi$ -Profil des Compton-Strahls ergeben. So könnten z.B. Teilchen in der oberen Kalorimeterhälfte (U_p) nachgewiesen werden, die in der unteren ($Down$) sein sollten. Als einfaches Modell kann ein elliptisches Strahlprofil mit Halbachsen $a = 5 \text{ mm}$ und $b = 2.5 \text{ mm}$ und unterschiedlichen, homogenen Teilchendichten d_1 und d_2 in oberer und unterer Strahlhälfte dienen. Die hieraus erhaltenen Abschätzungen für den Einfluß auf $\eta(y)$ stellen Obergrenzen dar.

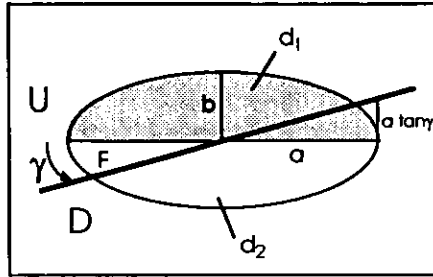


Abbildung A.6: Modell des Compton-Strahlprofils

Für $y = 0$ und $\gamma = 0$ ergibt sich:

$$\eta(\gamma = 0) = \eta_0 = \frac{d_1 - d_2}{d_1 + d_2} \quad (\text{A.9})$$

Für kleine $\gamma \neq 0$ erhält man:

$$F \simeq \frac{1}{2} a \cdot a \tan \gamma \simeq \frac{a^2}{2} \gamma \quad (\text{A.10})$$

und daraus:

$$U(\gamma) \simeq \frac{\pi}{2} a b d_1 - (d_1 - d_2) \frac{a^2}{2} \gamma \quad (\text{A.11})$$

$$D(\gamma) \simeq \frac{\pi}{2} a b d_1 + (d_1 - d_2) \frac{a^2}{2} \gamma \quad (\text{A.12})$$

Hieraus ergibt sich $\eta(y = 0, \gamma)$ zu:

$$\eta(y = 0, \gamma) = \eta_0(1 - \Delta\eta) \quad \text{mit} \quad \Delta\eta = \frac{2a\gamma}{\pi b} \quad (\text{A.13})$$

Die Forderung $\Delta\eta < 1\%$ führt dann auf

$$\gamma < \frac{\pi}{200} \cdot \frac{b}{a} = 8 \text{ mrad} \quad (\text{A.14})$$

Als Resultat dieser Abschätzungsmodelle ergeben sich die Maximalwerte der Kippwinkel α, β, γ zu (vgl. Tab.3.3):

$$\alpha_{\max} = 10 \text{ mrad} \quad (\text{A.15})$$

$$\beta_{\max} = 170 \text{ mrad} \quad (\text{A.16})$$

$$\gamma_{\max} = 8 \text{ mrad} \quad (\text{A.17})$$

Die verwendeten Abschätzungsmodelle sind vergleichsweise einfach und beschreiben die auftretenden Effekte eher qualitativ. Da es sich jedoch um Abschätzungen handelt, in denen die Effekte größer sind als die tatsächlich auftretenden, sind die angegebenen Maximalwerte echte Obergrenzen.

Anhang B

Theoretisches Modell zur vertikalen Kalibrierung

Im Folgenden wird ein theoretisches Modell zur Erklärung der Parabelform der für die vertikale Kalibrierung verwendeten Verteilung $Q(\eta)$ entwickelt. Dabei wird von der Annahme ausgegangen, daß dieses Verhalten auf zwei Effekte zurückgeht:

1. Das Szintillationslicht wird beim Durchqueren des Szintillators SCSN38 abgeschwächt. Es folgt dabei einer Abschwächungsfunktion $F(x)$, die durch

$$F(x) = A_1 e^{-\frac{x}{L_1}} + A_2 e^{-\frac{x}{L_2}} \quad (\text{B.1})$$

parametrisiert werden kann. Die Werte der Parameter sind $A_1 = 130$, $A_2 = 105$, $L_1 = 13.1$ mm, $L_2 = 970$ mm [KAM83] (vgl. Abb.B.1).

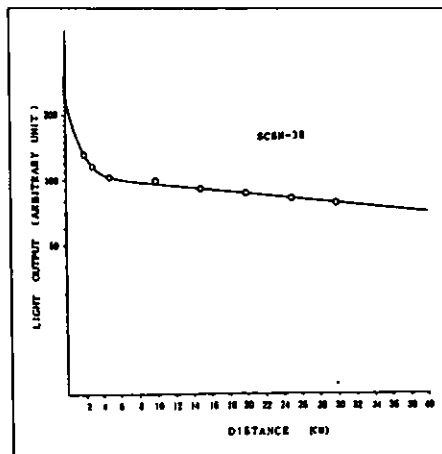


Abbildung B.1: Abschwächungsfunktion $F(x)$ für den Szintillator SCSN38 [KAM83]

Bei fester Geometrie des Experimentes und damit vorgegebender Distanz x wird eine Abschwächlänge λ gemessen, mit

$$13.1 \text{ mm} \leq \lambda \leq 970 \text{ mm} \quad (\text{B.2})$$

Da die tatsächliche Distanz, die das Licht im Szintillator zurücklegt, aufgrund des Lichttransportes mittels Totalreflexion verlängert wird, handelt es sich um eine effektive Abschwächlänge.

2. Am Schlitz des Szintillators, an dem die Szintillatorhälften mit Aluminiumfolie optisch gegeneinander isoliert sind, wird das Szintillationslicht reflektiert. Die Wellenlänge dieses Lichtes beträgt etwa 400 nm [KAM83]. Der Reflexionskoeffizient R_{Al} des Aluminiums kann nach [LAN62] für diesen Wellenlängenbereich mit

$$R_{Al} = 0.85 \pm 0.05 \quad (\text{B.3})$$

angesetzt werden.

Betrachten wir nun, wie sich daraus das Verhalten von $Q(\eta)$ erklären läßt. Wir beginnen mit einem einzelnen minimal ionisierenden Teilchen, das eine Szintillatorplatte durchquert, und dabei Licht produziert. (Abb.B.2)

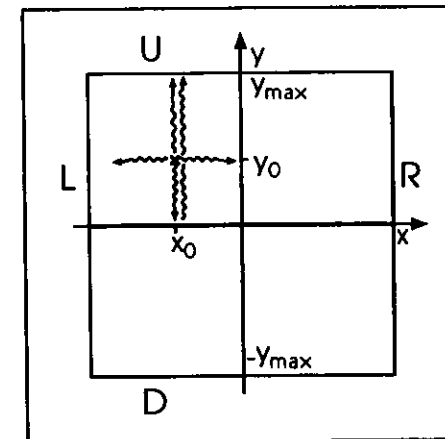


Abbildung B.2: Geometrie der einzelnen Szintillatorplatte

Das bei (x_0, y_0) produzierte Licht breitet sich isotrop aus, und wird von den Wellenlängenschiebern der Kanäle U, L und R aufgenommen. Der Kanal D 'sieht' im Fall von Abb.B.2 nichts, aufgrund der optischen Isolierung bei $y = 0$. Dafür besteht das Licht, das bei U registriert wird aus zwei Komponenten: Der direkten, und der bei $y = 0$ reflektierten.

Betrachten wir nun zunächst den Quotienten aus vertikaler und horizontaler Energie $Q(y) = \frac{E_V}{E_H} = \frac{U+D}{L+R}(y)$ in Abhängigkeit von der Einschussposition y . Hierzu machen wir einige Annahmen:

$$\bullet \quad \frac{U+D}{L+R}(y=\epsilon) = \frac{U+D}{L+R}(y=-\epsilon) = 1 \quad (\text{B.4})$$

Bezeichnung: $U(\epsilon) = U_0$ etc., mit $\epsilon > 0$, $\epsilon \approx 0$

$$\bullet \quad U_0 = D_0 \quad (\text{Das Kalorimeter ist kalibriert}) \quad (\text{B.5})$$

• L_0 und R_0 sind unabhängig von y .

• Die Breite des Szintillatorschlitzes ist vernachlässigbar klein.

Aus der Abschwächung und Reflexion des Szintillatorlichts gemäß Gl.B.2,B.3 ergibt sich zusammen mit diesen Annahmen das Verhalten von $U(y)$ und $D(y)$ zu

$$U(y) = U_0 \theta(y, 0) \frac{e^{|\frac{y}{\lambda}|} + R_{Al} e^{-|\frac{y}{\lambda}|}}{1 + R_{Al}} \quad (\text{B.6})$$

$$D(y) = D_0 (1 - \theta(y, 0)) \frac{e^{|\frac{y}{\lambda}|} + R_{Al} e^{-|\frac{y}{\lambda}|}}{1 + R_{Al}} \quad (\text{B.7})$$

$$\text{mit} \quad \theta(y, 0) = \begin{cases} 1 & y > 0 \\ 0 & y < 0 \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

Aus den Annahmen B.4, B.5 folgt dann:

$$Q_1(y) = \frac{U+D}{L+R}(y) = \frac{e^{|\frac{y}{\lambda}|} + R_{Al} e^{-|\frac{y}{\lambda}|}}{1 + R_{Al}} \quad (\text{B.9})$$

Wenn wir dieses einfache Einteilchen-Modell realitätsnäher gestalten wollen, müssen wir berücksichtigen, daß reale Teilchen in Kalorimetern Schauer bilden, d.h. wir müssen Gl.B.9 mit einer geeigneten Darstellung der transversalen Schauerentwicklung falten. Dabei greifen wir auf die schon in Kap.3.4 verwendete Parametrisierung $f(y, y_0)$ zurück:

$$f(y, y_0) = a_1 e^{-b_1 |y - y_0|} + a_2 e^{-b_2 |y - y_0|} \quad (\text{B.10})$$

$$\text{mit} \quad \int_{-\infty}^{\infty} f(y, y_0) dy = 1 \quad (\text{B.11})$$

Sei OBDA $y_0 > 0$, so ergibt sich die Faltung für die Summe der vertikalen Kanäle zu

$$(U+D)_S(y_0) = U_0 \int_0^{y_0} Q_1(y) f(y, y_0) dy \quad (\text{B.12})$$

$$+ U_0 \int_{y_0}^{y_{\max}} Q_1(y) f(y, y_0) dy \quad (\text{B.13})$$

$$+ D_0 \int_{-y_{\max}}^{y_0} Q_1(y) f(y, y_0) dy \quad (\text{B.14})$$

Daraus folgt mit B.4 und B.5:

$$Q_S(y_0) = \left(\frac{U+D}{L+R} \right)_S(y_0) = \int_{-y_{\max}}^{y_{\max}} Q_1(y) f(y, y_0) dy \quad (\text{B.15})$$

Mit der Annahme, daß das Schauer ganz im Kalorimeter eingeschlossen ist (d.h. $y_{\max} \rightarrow \infty$), ist das Resultat der Integration von B.15:

$$Q_S(y_0) = K_1 \left[\frac{e^{|\frac{y_0}{\lambda}|} + R_{Al} e^{-|\frac{y_0}{\lambda}|}}{1 + R_{Al}} \right] + \left(\frac{1 - R_{Al}}{1 + R_{Al}} \right) (K_2 e^{-b_1 |y_0|} + K_3 e^{-b_2 |y_0|}) \quad (\text{B.16})$$

$$\text{mit} \quad K_1 = a_1 \left[\frac{1}{b_1 + \frac{1}{\lambda}} + \frac{1}{b_1 - \frac{1}{\lambda}} \right] + a_2 \left[\frac{1}{b_2 + \frac{1}{\lambda}} + \frac{1}{b_2 - \frac{1}{\lambda}} \right] \quad (\text{B.17})$$

$$K_2 = a_1 \left[\frac{1}{b_1 - \frac{1}{\lambda}} - \frac{1}{b_1 + \frac{1}{\lambda}} \right] \quad (\text{B.18})$$

$$K_3 = a_2 \left[\frac{1}{b_2 - \frac{1}{\lambda}} - \frac{1}{b_2 + \frac{1}{\lambda}} \right] \quad (\text{B.19})$$

Die genauere Betrachtung von Gl.B.16 zeigt, daß als Effekt der Faltung mit der transversalen Schauerentwicklung die Gl.B.4 entsprechende Forderung $Q_S(0) = 1$ nicht mehr exakt erfüllt ist. Aus diesem Grund erfolgt eine Normierung von Gl.B.16 zu:

$$Q(y_0) = \frac{Q_S(y_0)}{Q_S(0)} = \frac{K_1 \left[\frac{e^{|\frac{y_0}{\lambda}|} + R_{Al} e^{-|\frac{y_0}{\lambda}|}}{1 + R_{Al}} \right] + \left(\frac{1 - R_{Al}}{1 + R_{Al}} \right) (K_2 e^{-b_1 |y_0|} + K_3 e^{-b_2 |y_0|})}{K_1 + \left(\frac{1 - R_{Al}}{1 + R_{Al}} \right) (K_2 + K_3)} \quad (\text{B.20})$$

Es ist leicht erkennbar, daß für $a_1, a_2, b_1, b_2 > 0$ und $b_1, b_2 > 1/\lambda$ $K_{1,2,3} > 0$ gilt. Ferner werden für $b_1, b_2 \ll \lambda$ $K_1 \approx 1, K_2 \approx K_3 \approx 0$, und im Grenzfall $R_{Al} \rightarrow 1$ geht B.20 in einen einfachen Cosinus Hyperbolicus über:

$$Q(y_0) \Big|_{\substack{R_{Al} \rightarrow 1 \\ \lambda \rightarrow \infty}} = \cosh \left(\frac{y_0}{\lambda} \right) \quad (\text{B.21})$$

Da die Funktion

$$\eta(y_0) = \frac{y_0}{|y_0|} \left[1 - e^{-b_2 |y_0|} + \frac{2a_1}{b_1} (e^{-b_2 |y_0|} - e^{-b_1 |y_0|}) \right] \quad (\text{B.22})$$

analytisch nicht umkehrbar ist, wurde B.20 als Fitfunktion mit dem Fitparameter λ für numerisch von η auf y transformierte Daten verwendet (Abb.B.3). Dabei handelt es sich um Bremsstrahlungsdaten (CAMAC) im Energiebereich von 4-26 GeV. Aufgrund der Verteilung der Daten (schlechte Statistik für große η) und der begrenzten Gültigkeit der $\eta - y$ -Transformation, wurde nur der Bereich $-0.6 < \eta < 0.6$ (entsprechend $|y| < 2.5$ mm) verwendet.

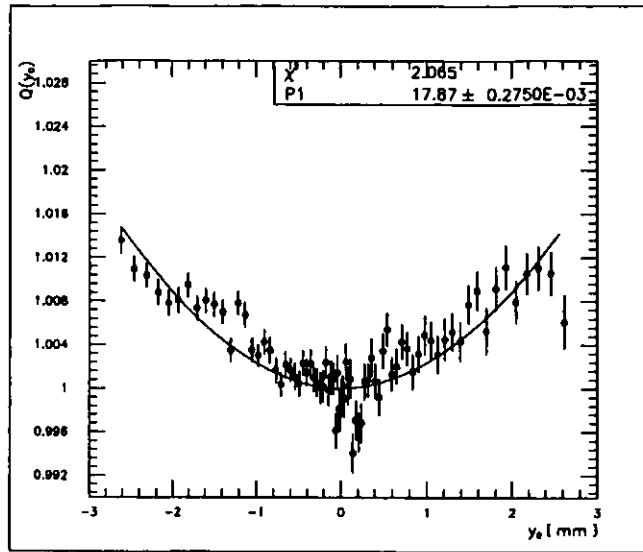


Abbildung B.3: Fit mit der theoretischen $Q(y)$ -Verteilung an Daten

Der χ^2 -Fit ergab für $R_{AI} = 0.085 \pm 0.05$ eine effektive Abschwächlänge $\lambda = 17.9 \text{ mm} \pm 1.5 \text{ mm}$ in Übereinstimmung mit B.2. Die entsprechende (numerisch) rücktransformierte $Q(\eta)$ -Funktion wurde in Kap.4.4 dargestellt (Abb. 4.8). Der erkennbare 'Dip' in der $Q(y)$ -Verteilung der Daten bei $y \approx 0$ ist vermutlich auf Randeffekte im Szintillator zurückzuführen.

Die Taylorentwicklung von Gl.B.20 bis zum quadratischen Term ergibt:

$$\begin{aligned} Q(y_0) &\approx A_0 + A_1|y_0| + A_2|y_0|^2 \\ &= 1 + \frac{A_1}{A_0}|y_0| + \frac{A_2}{A_0}|y_0|^2 \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

$$\text{mit } A_0 = K_1 + \left(\frac{1 - R_{AI}}{1 + R_{AI}} \right) (K_2 + K_3) \quad (\text{B.24})$$

$$A_1 = \left(\frac{1 - R_{AI}}{1 + R_{AI}} \right) \left(\frac{K_1}{\lambda} - b_1 K_2 - b_2 K_3 \right) \quad (\text{B.25})$$

$$A_2 = \frac{K_1}{2\lambda^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{1 - R_{AI}}{1 + R_{AI}} \right) (K_2 b_1^2 + K_3 b_2^2) \quad (\text{B.26})$$

Dabei gilt, wie das Einsetzen typischer Werte für die Schauerparameter sowie λ und R_{AI} zeigt:

$$\frac{A_1}{A_0} \approx 0 \quad (\text{B.27})$$

Ein linearisierter Ansatz für $\eta(y_0)$ als

$$\eta(y_0) \approx \frac{\eta(y_0 = 1) - \eta(y_0 = -1)}{2} y_0 = \eta(1) y_0 \quad (\text{B.28})$$

ergibt schließlich mit Gl.B.23 und B.27:

$$Q(\eta) \approx 1 + C\eta^2 \quad (\text{B.29})$$

$$\text{mit } C = \frac{A_2}{A_0} \cdot \frac{1}{\eta(1)^2} \quad (\text{B.30})$$

Dies erklärt die Parabelform der Funktion $Q(\eta)$, die für die vertikale Kalibrierung des Kalorimeters ausgenutzt wird.

Anhang C

Das Modell des 'modifizierten Planck-Strahls'

Wie in Kap.5.1.4 beschrieben, wird für die Rekonstruktion des HERA-Untergrundspektrums das normalisierte Energiespektrum der Comptongestreuerten thermischen Photonen benötigt. Das für die Berechnung dieses Spektrums verwendete Modell des 'modifizierten Planck-Strahls' geht davon aus, daß die thermischen Photonen im Ruhesystem des Elektrons (S^*) in einem engen Strahl mit Öffnungswinkel $\sim 1/\gamma$ einfallen. Für hohe Elektronenenergien, und damit große γ , kann daher die Comptonstreuung der thermischen Photonen näherungsweise als Streuung des Elektrons an einem Strahl von Photonen unter $\theta = 0$ betrachtet werden, wenn man das Planck-förmige Energiespektrum dieser Photonen im Laborsystem geeignet modifiziert. Daher auch der Name des Modells: 'modifizierter Planck-Strahl'.

Betrachten wir zunächst, wie sich das Energiespektrum und die räumliche Verteilung des Photonengases verändern, wenn man vom Laborsystem S in das Ruhesystem des Elektrons S^* übergeht. Für ein Elektron, daß sich in x -Richtung bewegt, transformiert sich der Viererimpuls P_γ eines einzelnen Photons beim Übergang nach S^* mittels Lorentz-Boost gemäß:

$$P_\gamma^* = \begin{bmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ -E \cos \theta \\ -E \sin \theta \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma E(1 + \beta \cos \theta) \\ -\gamma E(\beta + \cos \theta) \\ -E \sin \theta \\ 0 \end{bmatrix} \quad (C.1)$$

$$\text{mit } \beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (C.2)$$

wobei v ... Elektronengeschwindigkeit
 c ... Lichtgeschwindigkeit
 E ... Energie des thermischen Photons
 θ ... Polarwinkel zwischen einlaufendem Elektron und Photon im Laborsystem
 P_γ^* ... Viererimpuls des Photons in S^*

Für den Polarwinkel θ^* im Ruhesystem des Elektrons S^* gilt dabei:

$$\tan \theta^* = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\sin \theta}{\beta + \cos \theta} \quad (C.3)$$

Für große γ 'sieht' das Elektron demnach praktisch einen Strahl thermischer Photonen mit Öffnungswinkel $\sim 1/\gamma$. Die Energie des einzelnen Photons transformiert sich beim Übergang nach S^* gemäß Gl.C.1:

$$E^* = \gamma E(1 + \beta \cos \theta) \quad (C.4)$$

Das Planck-Spektrum der Photonen im Laborsystem wird beschrieben durch:

$$\frac{d^2 N}{dV dE} = \frac{dn}{dE} = \frac{E^2}{\pi^2 \hbar^3 c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{E}{k_B T}} - 1} \quad (C.5)$$

Für das Energiespektrum der thermischen Photonen in S^* ergibt sich daraus mit C.4 und unter der Annahme einer isotropen Verteilung des Photonengases im Laborsystem:

$$\frac{dn}{dE^*} = \int_\Omega \frac{d^2 n}{dE d\Omega} \frac{dE}{dE^*} d\Omega \quad (C.6)$$

$$= \frac{8E^{*2}}{\hbar^3 c^3 \gamma} \int_0^\pi \frac{\sin \theta}{(1 + \beta \cos \theta)^3} \frac{d\theta}{e^{\frac{E}{k_B T \gamma(1 + \beta \cos \theta)}} - 1} \quad (C.7)$$

Nehmen wir nun an, alle Photonen hätten $\theta = 0$, bildeten also einen Strahl, der das Elektron frontal trifft. In diesem Fall transformiert sich ihre Energie beim Übergang nach S^* gemäß C.4 zu:

$$E^* = (1 + \beta)\gamma e \simeq 2\gamma E \quad (C.8)$$

Um das korrekte Energiespektrum in S^* (Gl.C.7) mit einem Photonenstrahl zu erhalten, muß daher für die veränderte Energie der Photonen E' im Laborsystem gelten:

$$2\gamma E' = \gamma E(1 + \beta \cos \theta) \quad (C.9)$$

Das entsprechend veränderte Energiespektrum in S hat demnach die Form:

$$\frac{dn}{dE'} = \int_\Omega \frac{d^2 n}{dE d\Omega} \frac{dE}{dE'} d\Omega \quad (C.10)$$

$$\text{mit } \frac{dE}{dE'} = \frac{2}{(1 + \beta \cos \theta)} \quad (C.11)$$

Da aber für die Photonen nicht wirklich $\theta = 0$ gilt, muß die unterschiedliche Luminosität bei verschiedenen Einfallswinkeln berücksichtigt werden. Wir führen dazu eine Dichte dn' ein [SUZ76]:

$$dn' = (1 - \beta \cos \theta) dn \quad (C.12)$$

Zusammen mit dem Luminositätsterm dn'/dn erhalten wir so schließlich das Energiespektrum des 'modifizierten Planck-Strahls' in S :

$$\frac{dn'}{dE'} = \int_\Omega \frac{d^2 n}{dE d\Omega} \frac{dE}{dE'} \frac{dn'}{dn} d\Omega \quad (C.13)$$

$$= \frac{64E'^2}{\hbar^3 c^3} \int_0^\pi \frac{1}{e^{\frac{E}{k_B T \gamma(1 + \beta \cos \theta)}} - 1} \frac{\sin \theta (1 - \beta \cos \theta)}{(1 + \beta \cos \theta)^3} d\theta \quad (C.14)$$

Abbildung C.1 stellt das Spektrum des 'modifizierten Planck-Strahls' dem normalen Planckspektrum bei $T = 300\text{ K}$ gegenüber.

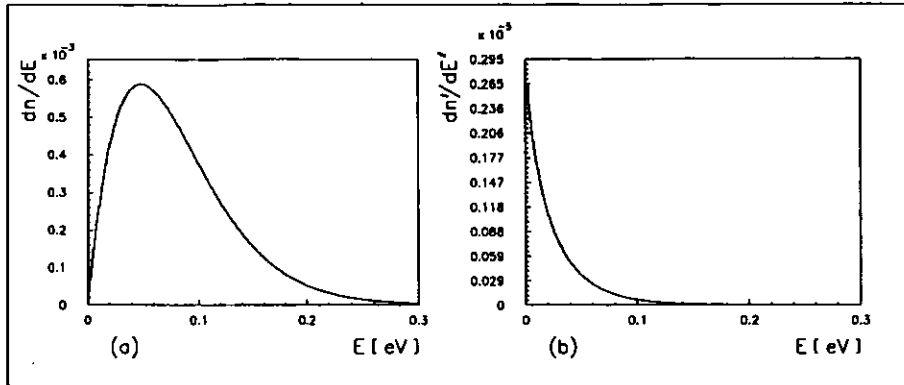


Abbildung C.1: Planckspektrum für $T = 300\text{ K}$ (a) und Energiespektrum des 'modifizierten Planck-Strahls' für $E_e = 26,5\text{ GeV}$ (b).

Mit diesem Spektrum (C.14) und dem Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung $\frac{d\sigma}{dE}$ ergibt sich das Energiespektrum der comptongestreuerten thermischen Photonen zu:

$$\frac{d^2 N}{dV dE} = \frac{dn}{dE} = L \int \frac{d\sigma}{dE} \frac{dn'}{dE'} dE' \quad (\text{C.15})$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dE}$ ergibt sich aus der Klein-Nishina-Formel für die Comptonstreuung ohne Berücksichtigung der Polarisation (vgl. auch Kap.2.2):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left(\frac{k_f^2}{k_i^2} \right) [1 + \cos^2 \theta' + (|\vec{k}_i| - |\vec{k}_f|)(1 - \cos \theta')] \quad (\text{C.16})$$

wobei r_e ... klassischer Elektronenradius
 \vec{k}_i ... Impuls des einlaufenden ('initial') Photons
 \vec{k}_f ... Impuls des gestreuten ('final') Photons
 θ' ... Polarwinkel des gestreuten Photons relativ zum einlaufenden Photon in S'

Die Integration von C.15, und damit die tatsächliche Berechnung des Spektrums der comptongestreuerten thermischen Photonen erfolgt numerisch in drei Schritten:

1. Berechnung der Comptonspektren für jeden Energiebin $[E', E' + dE']$ mittels Klein-Nishina-Formel.
2. Gewichtung der Comptonspektren mit normierter Wahrscheinlichkeit aus $\frac{dn'}{dE'}$ gemäß Gl.C.14.
3. Summation aller Comptonspektren

Diese Art der Berechnung des CTP-Spektrums stellt eine natürliche Erweiterung des für Bremsstrahlungsspektren entwickelten und in Kap.5.1.3 beschriebenen Verfahrens dar. Das auf diese Weise berechnete normierte Energiespektrum comptongestreuter thermischer Photonen ist in der folgenden Abbildung C.2 dargestellt.

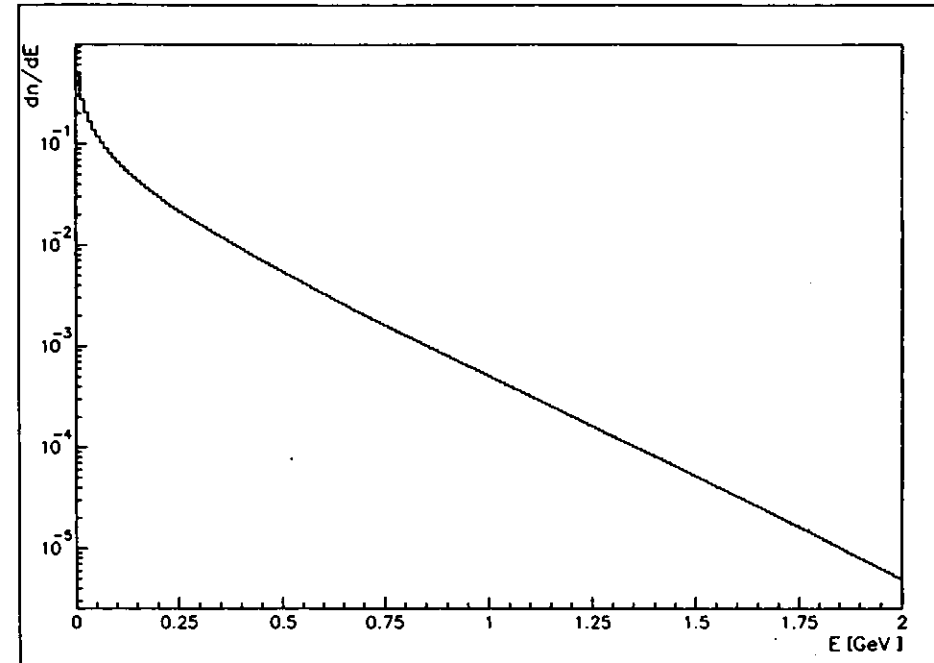


Abbildung C.2: Normiertes Energiespektrum comptongestreuter thermischer Photonen für $E_e = 26,5\text{ GeV}$ und $T = 300\text{ K}$

Literaturverzeichnis

- [AKO77] G.A.Akopdjanov et al.,
Determination of Photon Coordinates in a Hodoskope Cherenkov Spectrometer,
NIM 140(1977) 441-445
- [AMA81] U.Amaldi,
Fluctuations in Calorimetry Measurements,
Physica Scripta, Vol.23, 409-424, 1981
- [BAR90] D.P.Barber et al.,
Background Measurements for the HERA Electron Polarimeter,
DESY HERA 90-19,
November 1990
- [BIN91] C.Bini et al.,
Scattering of thermal photons by a 46 GeV positron beam at LEP,
Physics Letters B, Vol.262, No.1,
Juni 1992
- [BLU70] G.R.Blumenthal, R.J.Gould,
Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases,
Reviews of Modern Physics, Vol.42, No.2,
April 1970
- [BÖG92] M.Böge,
Nonlinear Spin Tracking with SITROS,
Proc. Harz-Seminar Bad Lauterberg,
DESY HERA 92-07,
April 1992
- [BUE92] Ch.Büscher,
Aufbau eines Compton-Polarimeters zur Messung der transversalen Elektronenpolarisation am Speicherring HERA,
Diplomarbeit, Universität Heidelberg,
März 1992

- [CAL92] A.Caldwell et al.,
Design and Implementation of a High Precision Readout System for the ZEUS Calorimeter,
ZEUS-Note 92-022,
Dezember 1991
- [DEH90] B.Dehning et al.,
Scattering of high energy electrons off thermal photons,
Physics Letters B, Vol.249, No.1,
Oktober 1990
- [DRE89] G.Drews et al.,
Experimental Determination of Sampling Fluctuations in Uranium and Lead Hadronic Calorimeters,
NIM A290(1990)335-345
- [ELL27] C.D.Ellis, W.A.Wooster,
The Average Energy of Disintegration of Radium E,
Proceedings of the Royal Society,
A 117 (1927) 109, Kap.1
- [FAB84] C.W.Fabjan,
Calorimetry in High-Energy Physics,
In: T.Ferbel, Techniques and Concepts of High Energy Physics III,
Conf.St.Croix, 1984
- [FUE90] A.Fürtjes,
Verhalten des ZEUS Uran-Szintillator-Kalorimeters für niederenergetische Teilchen mit Energien von 0.2 - 10 GeV,
Diplomarbeit, Universität Münster, 1990,
DESY F35-90-02
- [GIA92] E.Gianfelice-Wendt,
Polarization Studies - Linear Theory,
Proc. Harz-Seminar Bad Lauterberg,
DESY HERA 92-07,
April 1992
- [GLO91] G.Gloth,
Uniformitätsmessungen am ZEUS-Kalorimeter mit Hilfe von radioaktiven Präparaten und ihre Analyse,
Diplomarbeit, Universität Hamburg,
August 1991
- [GOE90] H.Götschel,
Ein Wolfram-Szintillator-Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation bei HERA,
Diplomarbeit, Universität Hamburg,
Juli 1990

- [GRE91] H.Greifmann,
Ein Kalorimeter zur Messung der Elektronenpolarisation in HERA,
Diplomarbeit, Universität Hamburg,
Oktober 1991
- [HER90] The HERMES Collaboration,
A Proposal to Measure the Spin-Dependent Structure Functions
of the Neutron and the Proton at HERA,
Januar 1990
- [JAN92] Th.Janke,
Schnelle Meßwerterfassung und Datenaufbereitung mit digitalen
Signalprozessoren für das Strahlpolarimeter des HERA-Teilchenbeschleunigers,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1992
- [KAM83] T.Kamon et al.,
A New Scintillator and Wavelength Shifter,
NIM 213(1983) 261-269
- [KOU77] J.S.Kouptsidis,
Vakuum Problems of Electron Storage Rings,
Proc. 7th Intern. Vac. Congr. & 3rd Intern. Conf. Solid Surfaces,
Wien 1977
- [LAN62] Landolt-Börnstein,
II. Band 8.Teil 'Optische Konstanten'
Springer Verlag, 1962
- [LIM88] T.Limberg,
Polarisationsrechnungen für Speicherringe bei sehr hohen Energien
DESY HERA 88-14,
September 1988
- [LIP54] F.W.Lipps, H.A.Tolhoek,
Polarization Phenomena of Electrons and Photons,
Physica XX(85-98,395-405), 1954
- [LOH86] E.Lohrmann,
Hochenergiephysik,
Teubner, 1986
- [LOM90] M.Lomperski,
Fun! With Compton Cross Sections!
DESY interner Bericht, 1990
- [LOMPM] M.Lomperski,
Persönliche Mitteilungen

- [LUM92] ZEUS Luminosity Monitor Group,
Comments on the Residual Gas Background to the e-P Bremsstrahlung
Measured by the ZEUS Luminosity Monitor during November of 1991,
ZEUS-Note 92-010,
Januar 1992
- [MEL90] A.C.Melissinos, G.von Holtey,
Scattering of the LEP Beam from the 300° K thermal Radiation,
A Possible Measurement,
LEP Note 628,
Januar 1990
- [MEY91] G.Meyer,
Geometrie des HERA-Ringes,
DESY-MPL interne Note, 1991
- [PAW89] R.Brun et al.,
PAW - Physics Analysis Workstation,
CERN Programm Library Entry Q121, 1989
- [PAR88] Particle Data Group,
Review of Particle Properties,
Physics Letters B, Volume 204,
April 1988
- [PLA89] M.Piacidi, R.Rossmannith,
e⁺e⁻ Polarimetry at LEP,
NIM A274(1989) 79-94
- [SCH78] R.F.Schwitters,
Experimental Review of Beam Polarization in High Energy e⁺e⁻ Storage Rings,
in: High Energy Physics with Polarized Beams and Polarized Targets
(ARGONNE 1978),
AIP-Conference No.51(91-109)
- [SOK64] A.A.Sokolov, I.M.Ternov,
On Polarization and Spin Effects in the Theory of Synchrotron Radiation,
Soviet Physics - DOKLADY, Vol.8.No.12(1203-1205),
Juni 1964
- [SUZ76] T.Suzuki,
General Formulae of Luminosity for Various Types of Colliding Beam Machines,
KEK-76-3,
Juli 1976
- [TEL86] V.I.Telnov,
Scattering of Electrons on Thermal Radiation Photons
in Electron-Positron Storage Rings,
Institute of Nuclear Physics Novosibirsk,
Preprint 86-175,
Novosibirsk 1986

- [TSA74] Y.S.Tsai,
Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons,
Review of Modern Physics, Vol.46, No.4,
Oktober 1974
- [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, Juni 1987
- [WOL86] G.Wolf,
HERA: Physics, Machine and Experiments,
DESY 86-089,
August 1986
- [ZEU89] ZEUS Collaboration,
The ZEUS Detector,
Status Report 1989,
März 1989

Danksagung

Für die Unterstützung, die ich bei der Erstellung meiner Diplomarbeit von vielen Seiten erhalten habe, möchte ich mich herzlich bedanken.

Den Professoren E.Lohrmann und R.Santo danke ich für die Gelegenheit, meine Diplomarbeit in der anregenden und interessanten Atmosphäre des DESY anfertigen zu können.

Bei Dr. Robert Klanner, der diese Arbeit betreut hat, möchte ich mich besonders bedanken. Ich habe viel bei ihm gelernt.

Die Zusammenarbeit mit Mark Lomperski, der mich immer wieder unterstützt hat, hat viel Spaß gemacht. Mark, thanks, working with you has always been a lot of fun.

Bei den Diplomanden und Doktoranden von ZEUS und HERA-Polarimeter habe ich mich wohlgeföhlt und einige neue Freunde unter ihnen gefunden.

Der Studienstiftung des deutschen Volkes danke ich für die finanzielle Unterstützung meines Studiums, die es mir ermöglicht hat, die teuren Hamburger Brötchen zu bezahlen.

Meinen Eltern danke ich für all die Unterstützung und Zuwendung während meiner mittlerweile zwanzigjährigen Schulzeit, ohne die mir vieles nicht möglich gewesen wäre.

And very special thanks to Marianne for always being on my side.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Diplomarbeit unter Angabe aller verwendeten Quellen und Hilfsmittel selbständig angefertigt zu haben.

Hamburg, im Mai 1992

Ralf Kaiser

