Untersuchung radiativer Ereignisse in der tief inelastischen ep-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Manfred Fleischer
aus Hamburg

Hamburg
1994

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. G. Weber
Prof. Dr. K. Meier

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. G. Weber
Prof. Dr. E. Lohrmann

Datum der Disputation: 15. Juni 1994

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. E. Lohrmann

Abstract

In this thesis a first systematic analysis of radiative deep inelastic events with tagged photons in deep inelastic ep-scattering at HERA is presented. The data has been recorded with the H1-detector at HERA in the first run period in fall 1992. The analysis of radiative events is based on an integrated luminosity of $\mathcal{L}_{int} = 22.5$ nb^{-1} in the sample of low four-momentum transfer ($Q^2 < 100$ GeV^2) resp. $\mathcal{L}_{int} = 23.8$ nb^{-1} in the sample of high four-momentum transfer ($Q^2 > 100$ GeV^2). The number of the observed events and the shape of all spectra of the measured radiative events are in good agreement with expectations. The influence of photon radiation on the event kinematics is studied. It is demonstrated that using events with radiation of a photon collinear to the incoming electron a new kinematic domain is accessible which for reasons of the H1-acceptance is inaccessible to nonradiative events.

Kurzfassung

In dieser Arbeit ist eine erste systematische Analyse von radiativen Ereignissen der tief inelastischen ep-Streuung bei HERA vorgestellt, bei denen das abgestrahlte Photon nachgewiesen wurde. Die Daten wurden im ersten Jahr des Meßbetriebes mit dem H1-Detektor bei HERA im Herbst 1992 aufgezeichnet. Die Analyse der radiativen Ereignisse mit kleinem Viererimpulsübertrag $Q^2 < 100$ GeV^2 basiert auf einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 22{,}5$ nb^{-1}; für Impulsüberträge $Q^2 > 100$ GeV^2 ist $\mathcal{L}_{int} = 23{,}8$ nb^{-1}. Die Untersuchung zeigt, daß sowohl die Anzahl der radiativen Ereignisse als auch die Form aller Spektren den Erwartungen entspricht. Die Auswirkungen der Abstrahlung von Photonen wird im Hinblick auf die Ereigniskinematik untersucht. Es wird gezeigt, daß prinzipiell mit Hilfe von radiativen Ereignissen mit einer Photonabstrahlung kollinear zum einlaufenden Elektron ein neuer kinematischer Bereich zugänglich wird, der durch die Messung von nicht-radiativen Ereignissen mit dem H1-Detektor aufgrund der begrenzten Akzeptanz eigentlich unzugänglich ist.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau der Materie ist ein seit jeher die Menschheit fesselndes und faszinierendes Problem. In diesem Jahrhundert sind auf diesem Gebiet der Forschung enorme Fortschritte zu verzeichnen gewesen. Anfang des Jahrhunderts gab es die ersten Streuversuche, die Aufschluß über die Struktur der Atome gaben. Lord Ernest Rutherford untersuchte 1910 die Streuung von α-Teilchen an einer Goldfolie [Rut11]. Er kam zu dem Ergebnis, daß fast die ganze Masse eines Atoms in einem relativ kleinen, elektrisch geladenen Kern konzentriert sein muß. Die Umgebung des Kernes besteht – wie wir heute wissen – aus einer Wolke leichter und niederenergetischer Elektronen, die die schweren α-Teilchen kaum ablenken konnten.

Die Energie der Projektile beim Zusammenstoß – oder genauer der Impuls im Schwerpunktsystem der Kollision – entspricht nach der Gleichung von de Broglie ($\lambda = h/p$) einer Wellenlänge. Höhere Energien bedeuten kürzere Wellenlängen und damit besseres Auflösungsvermögen.

In den letzten Jahrzehnten wurde die Energie der Projektile stetig vergrößert: 4 Jahrzehnte nach dem Rutherford-Experiment, bei dem die α-Teilchen eine Energie von einigen MeV hatten, wurden von Hofstadter Streuversuche mit 400 MeV Elektronen an ruhenden Protonen, Deuteronen und komplexen Kernen durchgeführt. Er fand heraus, daß die Protonen bei der verfügbaren Auflösung nicht als punktförmige Teilchen erscheinen, sondern eine Ausdehnung mit einem mittleren Ladungsradius von etwa 0,8 fm haben [Hof56]. In den 60-ger Jahren wurden Streuversuche mit hochenergetischen Elektronen am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg (zwei Gruppen unter der Leitung von F. Brasse und G. Weber) und am Standford Linear Accelerator Center (SLAC) in den USA (eine Gruppe unter der Leitung von J.I. Friedman, H.W. Kendall und R.E. Taylor) durchgeführt. 1964 wurden am DESY Elektronen mit einer Energie von bis zu 6 GeV verwendet. Am SLAC wurden 1966 Streuversuche mit Elektronen einer Energie von bis zu 16 GeV durchgeführt. Als Stoßpartner dienten u.a. Wasserstoffkerne (Protonen).

Von J. Bjorken und R. Feynman wurden aus den Ergebnissen dieser Experimente gefolgert, daß nicht nur allein die Protonen als Stoßpartner agieren, sondern auch subnukleare geladene Teilchen, sogenannte Partonen [Bjo69]. Später erkannte man, daß es sich bei diesen Partonen um die von M. Gell-Mann [Gel64] und G. Zweig [Zwe64] aufgrund von Symmetriebetrachtungen vorgeschlagen Quarks handelt.

Die 1992 in Betrieb genommene Hadronen-Elektronen-Ringanlage HERA [Wol86] mit ihren zwei Nachweisapparaten – dem H1-Detektor und dem ZEUS-Detektor – ist die konsequente Weiterentwicklung der früheren Experimente. Auch hier werden Kollisionen von hochenergetischen Elektronen (derzeit 26,7 GeV) mit nun aber auch hochenergetischen Protonen (derzeit 820 GeV) untersucht. Der dabei elementare Streuprozeß ist die Kollision eines Elektrons mit einem Parton (Quark) des Protons. Bei diesen tief inelastischen Prozessen wird die Kollisionskinematik neben der Schwerpunktenergie durch zwei weitere Parameter beschrieben, z.B. durch den Impulsanteil x des gestoßenen Quarks am Protonimpuls und den Impulsübertrag Q^2.

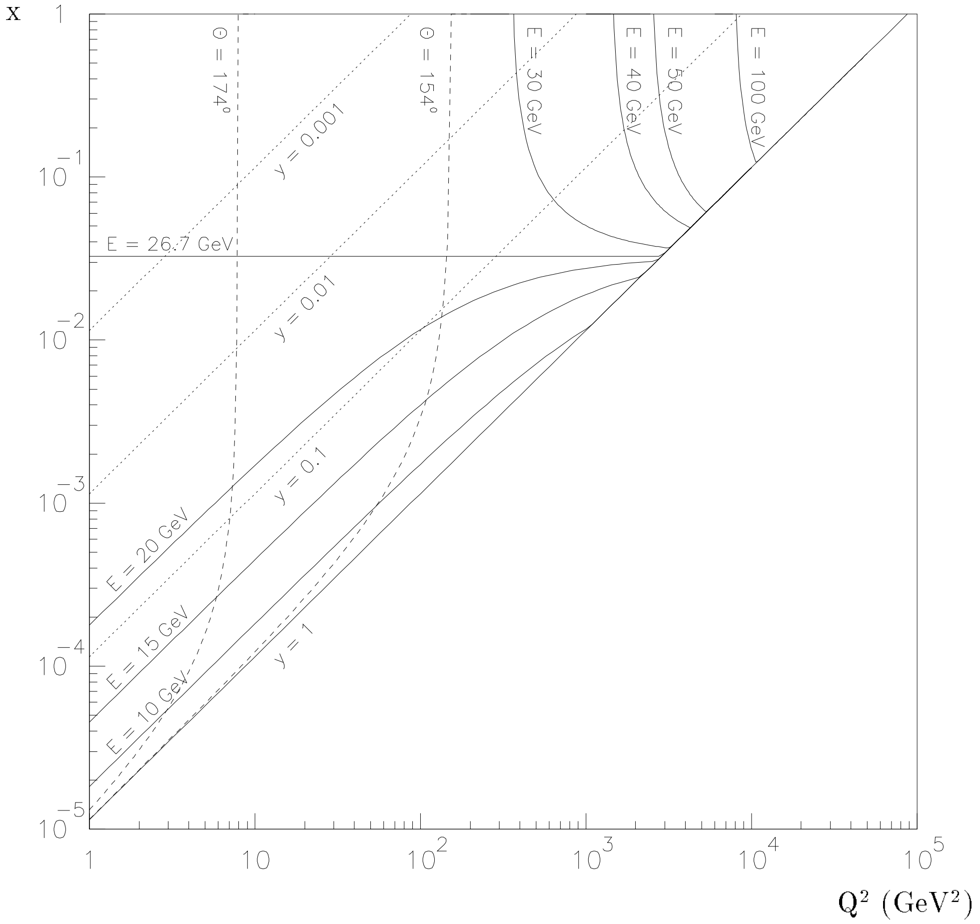


Abb. 1.1: **Die kinematische Ebene bei HERA-Energie (S=87576 GeV^2)** *Eingezeichnet sind Linien mit konstantem y (gepunktet), die Linien mit konstantem Elektronstreuwinkel θ (gestrichelt) und die Linien mit konstanter Energie des gestreuten Elektrons.*

In Abb. 1.1 ist die kinematische Ebene in Abhängigkeit dieser beiden Variablen dargestellt. Aus kinematischen Gründen (Energie- und Impulserhaltung) können die tief inelastischen Prozesse nur im Bereich oberhalb der eingezeichneten Diagonale angesiedelt sein. Für ein gegebenes x und Q^2 sind alle übrigen Meßgrößen festgelegt, z.B. der Winkel und die Energie des gestreuten Elektrons, oder auch die kinematische Variable y, die den normierten Impulsübertrag im Ruhesystem des Protons beschreibt. Andersherum kann man z.B. über die Messung von Energie und Winkel des gestreuten Elektrons die kinematischen Variablen x, y und Q^2 bestimmen.

In Abb 1.2 sind die vom H1-Detektor in der Meßperiode im Herbst 1992 aufgezeichneten Ereignisse in die kinematische Ebene entsprechend der mit Hilfe des gestreuten Elektrons rekonstruierten Kinematik eingeordnet. Beim Vergleich mit Abb. 1.1 fällt auf, daß jenseits der Isolinie von $\theta = 174°$ keine Ereignisse angeordnet sind.

Dies hängt mit der begrenzten geometrischen Akzeptanz des H1-Detektors zusammen: Wegen des Strahlrohres, in dem sich die hochenergetischen Elektronen und Protonen bewegen, gibt es in dem 4π-Detektor zwei Bereiche, in denen sich keine Nachweisgeräte befinden. Bei Ereignissen mit kleinem Impulsübertrag kann aufgrund der Öffnung für das Strahlrohr das gestreute Elektron nicht mehr nachgewiesen werden.

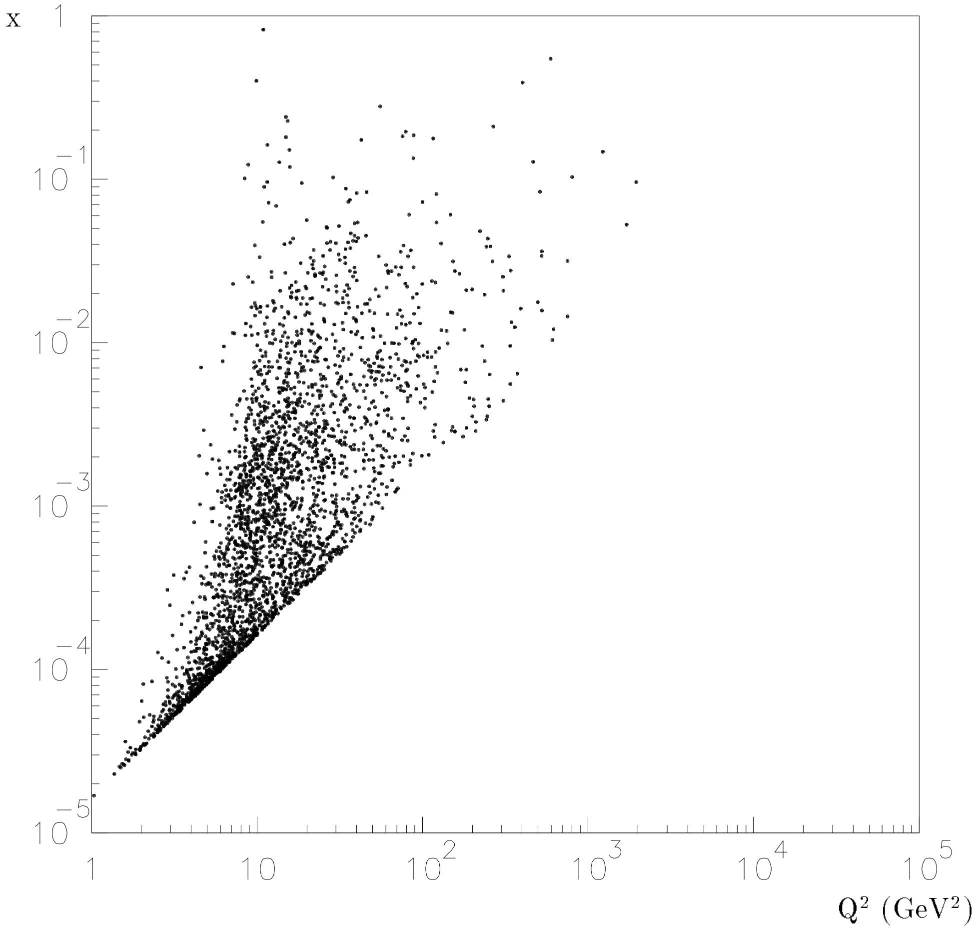


Abb. 1.2: **Verteilung von Ereignis-Kandidaten in der kinematischen Ebene** *Die eingezeichneten Punkte zeigen für die im Herbst 1992 aufgezeichneten Ereignisse die Lage in der kinematischen Ebene. Die eingetragenen Ereignisse wurden mit der Forderung selektiert, daß eine Energie von mindestens 8 GeV in einem Kalorimeter deponiert wurde und diese Energiedeposition als gestreutes Elektron identifiziert wurde. Bei kleinem x und kleinem Q^2 ist der Wirkungsquerschnitt besonders groß. [DeR93]*

Die Verteilung der Ereignisse läßt Rückschlüsse auf die Wahrscheinlichkeit der tief inelastischen Prozesse zu: Bei kleinem x und kleinem Q^2 befinden sich viele Ereignisse, die Wahrscheinlichkeit (genauer: der Wirkungsquerschnitt) ist dort sehr groß (proportional zu Q^{-4}). Mit zunehmendem Q^2 (und damit auch wachsendem x) wird der Wirkungsquerschnitt kleiner und die Verteilung der Ereignisse dünnt sich sichtbar aus.

Mit der tief inelastischen Streuung, die bei HERA in einem bisher unzugänglichen kinematischen Bereich bis zu einem maximalen Impulsübertrag $Q^2_{max} \leq 8,7 \cdot 10^4$ GeV^2 und einem minimalen Impulsanteil $x \geq 10^{-4}$ untersucht werden kann, können Messungen der Strukturfunktionen des Protons, Untersuchungen zur Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) und auch Untersuchungen der elektroschwachen Wechselwirkung durchgeführt werden. Erste Ergebnisse dieser Untersuchungen sind von der H1-Kollaboration, in deren Rahmen auch diese Arbeit entstand, veröffentlicht worden ([H1C92c], [H1C92d], [H1C93d], [H1C93e], [H1C93f], [H1C94a], [H1C94c]).

Bei HERA sind auch andere Studien möglich wie z.B. die Untersuchung von schweren Quarks oder die Suche nach bisher unentdeckten physikalischen Prozessen außerhalb des Standardmodells (angeregte Zustände des Elektrons, Bindungszustände von Quarks und Leptonen, skalare Partner zu Quarks und Leptonen, Substruktur von Quarks und Leptonen etc.; [H1C93a]).

Da die HERA-Maschine eine sehr effektive Photonenquelle ist (kollineare Abstrahlung eines quasi reellen Photons vom Elektron), können auch Wechselwirkungen dieser Photonen mit dem Proton untersucht werden ([H1C92a], [H1C92b], [H1C93b], [H1C94b]). Solche Photoproduktionsereignisse (γp-Ereignisse) zeichnen sich durch sehr kleine Impulsüberträge aus ($Q^2 \ll M_p^2$). Aufgrund des großen Wirkungsquerschnittes bilden Photoproduktionsereignisse den dominanten Untergrund in der Analyse der tief inelastischen ep-Streuung.

Gegenstand dieser Arbeit ist die tief inelastische ep-Streuung unter besonderer Berücksichtigung von Prozessen mit harter Photonabstrahlung. Eine Photonabstrahlung kann einen signifikanten Einfluß auf die Ereigniskinematik haben. Deshalb sind bei allen Untersuchungen von tief inelastischen Ereignissen radiative Prozesse zu beachten und ggf. Korrekturen vorzunehmen. Insbesondere bei Prozessen mit harter Photonabstrahlung (siehe Abb. 1.3) sind die Auswirkungen der Abstrahlung sehr auffällig und deshalb entsprechende Korrekturen groß.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Analyse von radiativen Ereignissen, die im Herbst 1992 mit dem H1-Detektor bei HERA gemessen wurden und bei denen die Abstrahlung eines energiereichen Photonen nachgewiesen wurde. Die Analyse dieser eindeutigen radiativen Ereignisse dient dem Verständnis der Strahlungskorrekturen und damit der Untersuchung von tief inelastischen Ereignissen. Ferner lassen sich die in der Hochenergiephysik üblichen Programme und Monte-Carlo-Generatoren, die radiative, tief inelastische Prozesse beschreiben, in der Hinsicht überprüfen, ob die Klasse der identifizierten radiativen Ereignisse richtig beschrieben wird.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich dazu in folgende Teile:

Nach dieser Einleitung werden in Kapitel 2 die Grundlagen der tief inelastischen Streuung diskutiert. Dabei werden insbesondere radiative Prozesse mit Photonabstrahlung behandelt und die Korrekturmechanismen erläutert.

Im Kapitel 3 wird das H1-Experiment vorgestellt. Zwei Detektorkomponenten (das Luminositäts-System und das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter), die für die Analyse der radiativen Ereignisse von entscheidender Wichtigkeit sind, werden im Rahmen dieses Kapitels ausführlich beschrieben und im Hinblick auf die Analyse untersucht.

Das Kapitel 4 enthält die Analyse der radiativen Ereignisse mit kleinem und großem Q^2. Dort wird neben exemplarisch analysierten Ereignissen die Selektion der Ereignisse und der verbleibende Untergrund diskutiert. Bei der dann folgenden Analyse steht die Frage im Mittelpunkt, ob die mit dem H1-Detektor in einer neuen kinematischen Domäne gemessenen radiativen Ereignisse den Vorhersagen der QED entsprechen. Ferner wird dort der Einfluß der harten Photonabstrahlung auf die Kinematik von tief inelastischen Ereignissen untersucht.

Das 5. Kapitel beinhaltet eine Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit und einen Ausblick auf die zukünftige Behandlung der radiativen Prozesse.

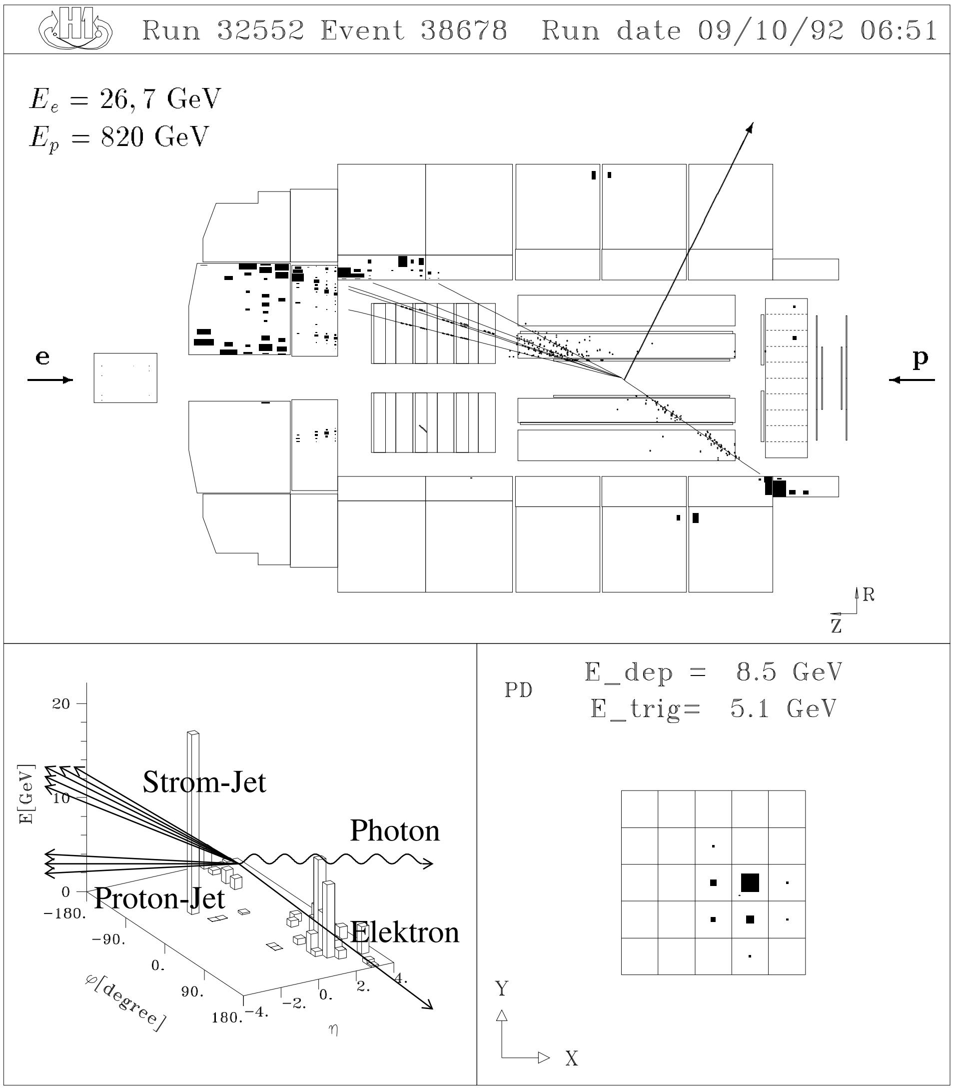


Abb. 1.3: **Tief inelastisches Ereignis mit Abstrahlung eines Photons**
Das Elektron im Endzustand ist in den Rückwärtsbereich des H1-Detektors gestreut und trifft dort in das Liquid-Argon-Kalorimeter. Der Strom-Jet trifft in den Vorwärtsbereich des Liquid-Argon-Kalorimeters. Bei der Analyse dieses Ereignisses fällt eine Diskrepanz zwischen den über das Elektron bestimmten kinematischen Variablen zu den über den hadronischen Endzustand bestimmten Variablen auf. Würde man z.B. der Elektronmessung glauben, so müsste der Strom-Jet unter einem Winkel von 120° (in Pfeilrichtung) in das Kalorimeter treffen, was offensichtlich nicht der Fall ist. Die Ungereimtheiten bei diesem Ereignis lassen sich auf eine Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron zurückführen. Dieses Photon wurde von einem in Richtung des einlaufenden Elektrons positionierten Kalorimeter, dem Photon-Detektor (PD) nachgewiesen. Nur bei Berücksichtigung des abgestrahlten Photons mit einer rekonstruierten Energie von 8,5 GeV kann dieses Ereignis richtig verstanden werden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen der tief inelastischen ep-Streuung

In Abb. 2.1 a ist die tief inelastische ep-Streuung in niedrigster Ordnung skizziert. Entsprechend dem Quark-Parton-Modell wird angenommen, daß das Proton aus drei Partonen, den Quarks, besteht (Abb. 2.1 b). Das Elektron tritt mit einem dieser Quarks durch den Austausch eines Bosons in Wechselwirkung. Bei Austausch eines neutralen Bosons (γ oder Z^0) behält das Elektron seine Identität. So geartete Ereignisse werden als neutrale Ströme (*neutral current*, NC) bezeichnet. Wird im Gegensatz dazu ein geladenes Boson (W^+ oder W^-) ausgetauscht, handelt es sich um einen geladenen Strom (*charged current*, CC). Dabei wandelt sich das Elektron in ein Neutrino um.

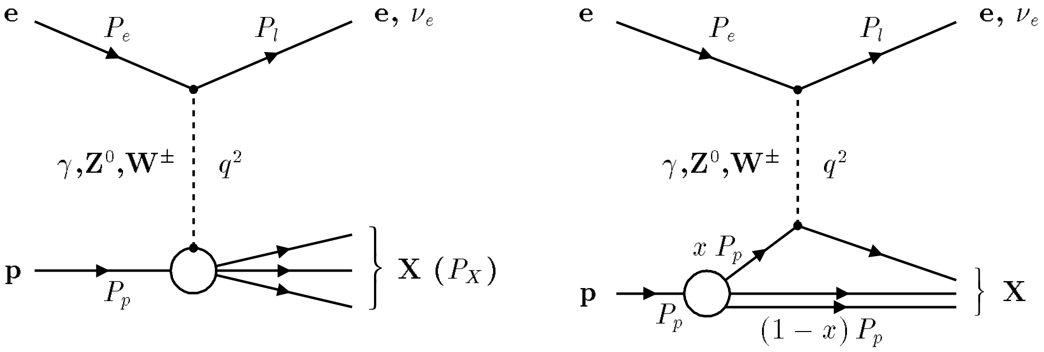


Abb. 2.1: **Die tief inelastische ep-Streuung in niedrigster Ordnung**
links dargestellt ohne Annahme über die Struktur des Protons,
rechts dargestellt entsprechend dem Quark-Parton-Modell.

Bei Berechnung des Wirkungsquerschnittes geht über das Matrixelement $\mathcal{M}$ der Propagator der Wechselwirkung ein. Das Matrixelement enthält sowohl den Impulsübertrag Q^2 als auch die Masse des ausgetauschten Bosons M_{Boson}:

$$\mathcal{M} \sim \frac{1}{M_{Boson}^2 + Q^2} \tag{2.1}$$

In neutralen Strömen dominiert bei kleinem Q^2 der Austausch von Photonen, da dort im Nenner die Masse verschwindet. Im Vergleich dazu ist der Wirkungsquerschnitt für geladene Ströme aufgrund der großen Masse der W-Bosonen sehr klein.

Bei sehr hohen Impulsüberträgen ($Q^2 \gg M_{Boson}^2$) sind die Wirkungsquerschnitte von neutralen und geladenen Stömen nahezu gleich, denn dann ist die Masse des Austauschbosons im Vergleich zum Impulsübertrag vernachlässigbar klein und hat keinen großen Einfluß mehr.

Ereignisse mit geladenen Strömen spielen in der Analyse der Daten der ersten Meßperiode in 1992 aufgrund des kleinen Wirkungsquerschnittes für geladene Ströme bei kleinem Q^2 nur eine untergeordnete Rolle. Deshalb wird im folgenden ausschließlich auf die neutralen Ströme eingegangen. Die Behandlung der geladenen Ströme ist in [Bri91] diskutiert worden. Erste Ergebnisse – basierend auf der zweiten Meßperiode – sind in [H1C94a] veröffentlicht worden. Eine detaillierte Analyse dieser Ereignisklasse ist in [Hap94] zu finden.

2.1 Die tief inelastische ep-Streuung in niedrigster Ordnung

2.1.1 Die Kinematik der tief inelastischen ep-Streuung

In der HERA-Physik ist es üblich, die Flugrichtung der Protonen als z-Richtung ($\theta = 0°$) zu wählen. Ohne Einschränkung der allgemeinen Gültigkeit kann die yz-Ebene so gewählt werden, daß sowohl das einlaufende Elektron als auch das auslaufende Elektron im Endzustand in dieser Ebene liegen. Für das einlaufende Elektron e und das Elektron im Endzustand e', das einlaufende Proton p und das gesamte hadronische System X im Endzustand ergeben sich dann – unter Vernachlässigung der Elektronmassen – folgende Vierervektoren:

$$P_e = \begin{pmatrix} E_e \\ 0 \\ 0 \\ -E_e \end{pmatrix} \quad P_p = \begin{pmatrix} E_p \\ 0 \\ 0 \\ p_p \end{pmatrix} \quad P_{e'} = \begin{pmatrix} E_{e'} \\ 0 \\ E_{e'}\, sin\, \theta_{e'} \\ -E_{e'}\, cos\, \theta_{e'} \end{pmatrix} \quad P_X = \begin{pmatrix} E_X \\ 0 \\ P_{X\perp} \\ P_{X\parallel} \end{pmatrix} \qquad (2.2)$$

Aufgrund der azimutalen Symmetrie und der Erhaltung von Impuls und Energie genügen drei Größen, um den Streuprozeß zu beschreiben, solange die Energie der einlaufenden Teilchen als konstant angenommen werden kann. Möglich sind:

- **S**, das Quadrat der Schwerpunktenergie:

  $$S \equiv (P_e + P_p)^2 = P_e^2 + 2\, P_e P_p + P_p^2 \approx 4 E_e E_p \quad . \qquad (2.3)$$

- $\mathbf{Q}^2$, das Quadrat des Viererimpulsübertrages:

  $$Q^2 \equiv -q^2 = -(P_e - P_{e'})^2 = -(P_e^2 - 2\, P_e P_{e'} + P_{e'}^2) \qquad 0 < Q^2 < S \quad , \qquad (2.4)$$

  wobei q^2 das Quadrat der invarianten Masse des virtuellen Austauschteilchens ist.

- $\mathbf{W}^2$, das Quadrat der invarianten Masse des gesamten hadronischen Systems:

  $$W^2 \equiv P_X^2 = (P_p + P_e - P_{e'})^2 \qquad m_p^2 \leq W^2 < S \quad . \qquad (2.5)$$

Neben den dimensionsbehafteten Größen W^2 und Q^2 können auch andere dimensionslose Variablen zur Beschreibung der Kinematik benutzt werden.

- **x**, die Bjorken-Skalen-Variable: Die tief inelastische ep-Streuung läßt sich entsprechend des Parton-Modells durch die elastische Streuung eines Elektrons an Quarks beschreiben. Mit Hilfe dieser Beschreibung versteht man dann die Bjorken-Skalenvariable x

  $$x \equiv \frac{Q^2}{2\,(P_p \cdot q)} \qquad 0 < x < 1 \quad , \qquad (2.6)$$

  als Impulsanteil des gestoßenen Quarks am Impuls des einlaufenden Protons vor der Wechselwirkung.

- **y**, der normierte Impulsübertrag im Ruhesystem des Protons:

$$y \equiv \frac{(P_p \cdot q)}{(P_p \cdot P_e)} \qquad 0 < y < 1 \quad . \tag{2.7}$$

Folgende Beziehung zeigt die Verknüpfung der vorausgegangenen Definitionen:

$$Q^2 = S\,x\,y \quad . \tag{2.8}$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich direkt, daß der maximal erreichbare Impulsübertrag Q^2_{max} das Quadrat der Schwerpunktenergie S ist. Bei HERA wurden 1992 und 1993 Elektronen mit einer Energie von 26,7 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV für die Streuexperimente verwendet. Der maximale Impulsübertrag ist damit $Q^2_{max} = S = 87576$ GeV^2.

Die kinematischen Variablen müssen aus im Laborsystem gemessenen Größen berechnet werden. Bei NC-Ereignissen bietet es sich an, die kinematischen Variablen über das gestreute Elektron, seine Energie $E_{e'}$ und den Streuwinkel $\theta_{e'}$ zu bestimmen. Bei Vernachlässigung der Elektronmasse ergibt sich:

$$Q^2_e = 4E_eE_{e'}\cos^2\frac{\theta_{e'}}{2} \tag{2.9}$$

$$x_e = \frac{E_{e'}\cos^2\frac{\theta_{e'}}{2}}{E_p\,(1-\frac{E_{e'}}{E_e}\sin^2\frac{\theta_{e'}}{2})} \tag{2.10}$$

$$y_e = 1-\frac{E_{e'}}{E_e}\sin^2\frac{\theta_{e'}}{2} \quad . \tag{2.11}$$

Da die Bestimmung der Energie $E_{e'}$ und des Winkels $\theta_{e'}$ aufgrund von Kalibrationsproblemen oder der Auflösung der Detektorkomponenten mit Meßfehlern behaftet ist, ist die Verwendung von Gl. 2.10 und 2.11 nicht im gesamten kinematischen Bereich sinnvoll. Ist z.B. die Energie des gestreuten Elektrons in der gleichen Größe wie die Energie des einlaufenden Elektrons, so haben die Meßfehler (proportional zu y^{-1}) einen sehr großen Einfluß auf die Bestimmung von x_e und y_e. Im H1-Experiment ist es deshalb üblich, nur bei $y > 0,1$ [Fel87] ausschließlich das gestreute Elektron zur Berechnung der Kinematik heranzuziehen.

In den ausgeklammerten Bereichen ist es sinnvoll, die kinematischen Variablen mit Hilfe des hadronischen Systems über den Energiefluß zu bestimmen. Entsprechend der Methode von Jacquet und Blondel [Blo79] werden alle im hadronischen Endzustand nachgewiesenen Teilchen i zur Berechnung herangezogen:

$$y_{JB} = \frac{\sum_i (E_i - P_{z,i})}{2E_e} \tag{2.12}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{p^2_\perp}{1-y_{JB}} \tag{2.13}$$

$$\text{mit}: \; p^2_\perp = (\sum_i p_{x,i})^2 + (\sum_i p_{y,i})^2 \quad . \tag{2.14}$$

Die Bjorken-Skalenvariable x ergibt sich dann entsprechend Gl. 2.8. Diese Methode hat erhebliche Vorteile bei kleinen Werten von y im Vergleich zur Bestimmung der Kinematik mit Hilfe des Elektrons, sie ist aber aufgrund des Nenners in Gl. 2.13 ungeeignet bei großem y.

Ist in einem tief inelastischen Ereignis der hadronische Fluß deutlich ausgeprägt und die Flugrichtung des gestreuten Elektrons bekannt, kann die dem Ereignis zugrundeliegende Kinematik über die Doppel-Winkel-Methode bestimmt werden. Dazu wird neben dem Winkel des gestreuten Elektrons $\theta_{e'}$ der Winkel des Strom-Jets θ_h verwendet. Der Winkel θ_h kann aus dem energiegewichteten Mittel der Cosinus der Winkel $\theta_{h,i}$ aller Teilchen des hadronischen Endzustandes berechnet werden [Ben91]:

$$\cos\theta_h = \frac{\sum_i E_i \cos\theta_{h,i}}{\sum_i E_i} \quad . \tag{2.15}$$

Unter Verwendung der Winkel $\theta_{e'}$ und θ_h ergibt sich für die kinematischen Variablen:

$$y_{DW} = \frac{\sin\theta_{e'}\,(1-\cos\theta_h)}{\sin\theta_h + \sin\theta_{e'} - \sin(\theta_{e'}+\theta_h)} \tag{2.16}$$

$$Q^2_{DW} = 4\,E_e^2\,\frac{\sin\theta_h\,(1+\cos\theta_{e'})}{\sin\theta_h + \sin\theta_{e'} - \sin(\theta_{e'}+\theta_h)} \tag{2.17}$$

$$x_{DW} = \frac{E_e}{E_p}\,\frac{\sin\theta_h + \sin\theta_{e'} + \sin(\theta_{e'}+\theta_h)}{\sin\theta_h + \sin\theta_{e'} - \sin(\theta_{e'}+\theta_h)} \tag{2.18}$$

Da die hier diskutierten Methoden in charakteristischen kinematischen Bereichen besonders vorteilhaft, in anderen Bereichen aber unzureichend sind, ist es ratsam, je nach dem zu untersuchenden kinematischen Bereich die optimale Methode auszuwählen. Dabei kann es durchaus sinnvoll sein, unterschiedliche Methoden zu kombinieren und zwei verschiedene Methoden zur Bestimmung der kinematischen Variablen in ein und demselben Ereignis anzuwenden [Hoe91].

2.1.2 Berechnung des NC-Wirkungsquerschnittes in niedrigster Ordnung

Bei Berechnung des Wirkungsquerschnittes in niedrigster Ordnung für die ep-Streuung gehen die Strukturfunktionen des Protons ein. Für die Streuung von Elektronen (e^-) oder Positronen (e^+) – vermittelt über neutrale Ströme (γ oder Z) – kann der Wirkungsquerschnitt entsprechend der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^\pm)}{dx\,dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{x\,Q^4}\left[Y_+\,\mathcal{F}_2(x,Q^2) \mp Y_-\,x\,\mathcal{F}_3(x,Q^2) - y^2\,\mathcal{F}_L(x,Q^2)\right] \quad , \tag{2.19}$$

mit

$$Y_\pm = 1 \pm (1-y)^2 \tag{2.20}$$

und

$$\mathcal{F}_L(x,Q^2) = \mathcal{F}_2(x,Q^2) - 2\,x\,\mathcal{F}_1(x,Q^2) \quad . \tag{2.21}$$

Die Form-Faktoren $\mathcal{F}_1$, $\mathcal{F}_2$, $\mathcal{F}_3$ und $\mathcal{F}_L$ sind die Strukturfunktionen des Protons. Unter der Annahme, daß die Wechselwirkung nur über Photonen vermittelt wird, sind sie identisch mit den üblichen elektromagnetischen Strukturfunktionen F_1, F_2, F_3 und F_L (mit $F_3 = 0$). Diese Annahme ist insbesondere bei kleinem Q^2 eine gute Näherung und wird später auch angewendet. Die Strukturfunktionen in Gl. 2.19 beinhalten auch die elektroschwachen Kopplungskonstanten, da bei höheren Impulsüberträgen die schwache Wechselwirkung zunehmenden Einfluß hat:

$$\mathcal{F}_{1,2}(x,Q^2) = \sum_{i,j=\gamma,Z} \chi^i(Q^2)\,\chi^j(Q^2)\,(\lambda_V^{fij} - P_L\,\lambda_A^{fij})\,F_{1,2}^{i,j}(x,Q^2) \quad , \tag{2.22}$$

$$\mathcal{F}_3(x,Q^2) = \sum_{i,j=\gamma,Z} \chi^i(Q^2)\,\chi^j(Q^2)\,(\lambda_A^{fij} - P_L\,\lambda_V^{fij})\,F_3^{i,j}(x,Q^2) \quad . \tag{2.23}$$

Dabei ist P_L der Grad der longitudinalen Polarisation des Elektrons. Als weitere Abkürzungen wurden benutzt:

$$\chi^\gamma = 1 \quad , \qquad \chi^Z(Q^2) = \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2} \quad . \tag{2.24}$$

Ferner sind die elektroschwachen Kopplungskonstanten:

$$\begin{aligned} \lambda_V^{fij} &= v_f^i\, v_f^j + a_f^i\, a_f^j \quad , & (2.25) \\ \lambda_A^{fij} &= v_f^i\, a_f^j + a_f^i\, v_f^j \quad , & (2.26) \end{aligned}$$

mit Hilfe der Vektor- und Axial-Kopplungskonstanten v_f^i und a_f^i ausgedrückt:

$$\begin{aligned} v_f^\gamma &= -Q_f \ , & v_f^Z &= \tfrac{I_3^f - 2\, Q_f\, \sin^2\theta_W}{2\,\sin\theta_W\,\cos\theta_W} \ , \\ a_f^\gamma &= 0 \ , & a_f^Z &= \tfrac{I_3^f}{2\,\sin\theta_W\,\cos\theta_W} \ . \end{aligned} \tag{2.27}$$

Hier ist Q_f die Ladung, I_3^f die dritte Isopinkomponente der an der Wechselwirkung beteiligten Fermionen f und θ_W der Weinbergwinkel.

Im Quark-Parton-Modell lassen sich die Strukturfunktionen mit Hilfe von Verteilungsfunktionen $q_f(x,Q^2)$ und $\overline{q}_f(x,Q^2)$, die die Wahrscheinlichkeitsdichten dafür sind, ein Quark oder bzw. ein Antiquark einer entsprechenden Sorte (*flavour*) mit einem Impulsanteil x im Proton zu finden, ausdrücken:

$$\begin{aligned} F_2^{i,j}(x,Q^2) &= x \sum_f \left[q_f(x,Q^2) + \overline{q}_f(x,Q^2) \right] \lambda_V^{fij} \quad , & (2.28) \\ F_3^{i,j}(x,Q^2) &= \sum_f \left[q_f(x,Q^2) - \overline{q}_f(x,Q^2) \right] \lambda_A^{fij} \quad . & (2.29) \end{aligned}$$

Nimmt man nun vereinfachend an, daß

- in der Streuung eines Elektron am Proton die Wechselwirkung nur von einem Photon vermittelt wird (und deshalb die Polarisation irrelevant ist),
- die beteiligten Partonen strukturlose Teilchen mit Spin 1/2 sind, so daß die Callan-Gross Beziehung $2\,x\,F_1 = F_2$ gilt,

so vereinfacht sich Gl.2.19 sehr, und man kann für den Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung schreiben:

$$\frac{d^2\sigma_{NC}(e^-)}{dx\, dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{x\, Q^4} (1 - y + \frac{y^2}{2})\, F_2(x,Q^2) \tag{2.30}$$

Diese Formulierung des Wirkungsquerschnittes in niedrigster Ordnung ("Born-Wirkungsquerschnitt") liegt den Messungen der Strukturfunktion $F_2(x,Q^2)$ zugrunde, die auf der Basis der Meßdaten von 1992 von beiden HERA-Experimenten veröffentlicht wurden ([H1C93d] und [Zeus93]).

2.2 Strahlungskorrekturen in der ep-Streuung

Für neutrale Ströme sind alle Diagramme, die die Korrekturen der Ordnung α beschreiben, in Abb. 2.2 und 2.3 gezeigt. Dabei unterscheidet man folgende 4 Arten der Korrektur [Spi91]:

- **Rein leptonische Korrekturen:** In den Diagrammen der leptonischen Korrekturen koppelt jeweils ein Photon an eine Linie des Elektrons an. Es handelt sich dabei um Prozesse wie die Bremsstrahlung, also die Abstrahlung reeller Photonen vom einlaufenden oder auslaufenden Elektron (Abb. 2.2 a), oder die virtuelle Korrektur am Elektronvertex (Abb. 2.3 a).

- **Rein quarkonische Korrekturen:** Hier sind die analogen Prozesse zu den rein leptonischen Korrekturen zu finden (Abb. 2.2 b und Abb. 2.3 b). Diese Korrektur ist proportional zum Quadrat der Ladung und antiproportional zum Quadrat der Masse des Quarks und daher von geringerer Bedeutung als die rein leptonischen Korrekturen.

- **Interferenzen von leptonischen und quarkonischen Korrekturen:** Hierbei handelt es sich um die Boxdiagramme in Abb. 2.3 c und die entsprechenden Diagramme mit gekreuzter Anordnung von γ bzw. Z, sowie um die Interferenzen aus den Diagrammen in Abb. 2.2 a und b. Diese Korrekturen sind proportional zur Ladung des Quarks.

- **Rein schwache Korrekturen:** Alle übrigen Diagramme (Abb. 2.3 d – h) beschreiben die Korrekturen, bei denen kein zusätzliches Photon auftritt. Dieser Teil enthält die Selbstenergiekorrekturen (Abb. 2.3 d und e), die Korrekturen aufgrund der Mischung von γ und Z (Abb. 2.3 f), schwache Vertexkorrekturen am Elektron- und Quarkvertex (Abb. 2.3 g) sowie die Korrekturen aufgrund des Austausches von Paaren schwerer Bosonen (Abb. 2.3 h).

Von diesen 4 Beiträgen zu den Strahlungskorrekturen soll im folgenden nur die rein leptonischen Korrekturen behandelt werden, denn im Vergleich sind die Auswirkungen der anderen Korrekturen entweder vernachlässigbar klein oder werden implizit berücksichtigt:

- Der singuläre Teil der quarkonischen Korrekturen wird üblicherweise separiert und in die Parton-Verteilungen absorbiert, so daß die restlichen Korrekturen vernachlässigbar klein sind (kleiner als 2%, [Kri87]).

- Die Korrekturen aufgrund der Interferenz von leptonischer und quarkonischer Photonabstrahlung in Kombination mit den $\gamma\gamma$ und γZ Box-Diagrammen haben keinerlei Singularitäten. Die Größe der Korrekturen zum Wirkungsquerschnitt sind kleiner als 1% für $Q^2 < 4 \cdot 10^4$ GeV^2 [Spi91].

- Die Selbstenergie-Korrekturen werden üblicherweise als QED Teil dadurch berücksichtigt, daß die Feinstrukturkonstante α entsprechend variiert (*running* α):

  $$\alpha(Q^2) = \frac{\alpha(0)}{1 - \Delta(Q^2)} \quad . \tag{2.31}$$

  Während sich der leptonische Anteil analytisch bestimmen läßt, wird der hadronische Anteil aus experimentellen Daten gewonnen [Bur88]. Bei $Q^2 \approx M_z^2$ ergibt sich durch Einbeziehung von sowohl hadronischen als auch leptonischen Anteilen bei der Vakuumpolarisation (Abb. 2.3 d) für $\Delta(Q^2)$ ein Wert von 0,06 .

  Bei Ausklammerung der Selbstenergie-Korrekturen bleiben die übrigen schwachen Korrekturen unter 2 % [Spi91].

a b

Abb. 2.2: **Diagramme für die Ein-Photon-Bremsstrahlung**
a) Bremsstrahlung des ein- und auslaufenden Elektrons,
b) Bremsstrahlung des ein- und auslaufenden Quarks.

a b c

d e f

g

h

Abb. 2.3: **Diagramme von Strahlungskorrekturen der Ordnung O(α)**
Die hier gezeigten Korrekturen lassen sich klassifizieren in rein leptonische (a), rein quarkonische (b), in Interferenzen von leptonischen und quarkonischen (c) und schwache Korrekturen (d – h). Zu den Diagrammen (c) und (h) gehören auch die Konstellationen mit gekreuzten γ bzw. Z Linien.

Die verbleibenden, rein leptonischen Korrekturen können in drei Anteile separiert werden:

1. Virtuelle Korrekturen am Elektronvertex mit einer Divergenz in Form eines Logarithmus-Termes $ln(\lambda^2/Q^2)$ auf, der für kleines λ ("Photon-Masse") negativ unendlich wird.
2. Weiche Bremsstrahlung mit einer Photonenergie $k_0 < \epsilon$ mit einer Divergenz im Infrarotbereich auf (positiv unendlich). [1]
3. Harte Bremsstrahlung mit einer Photonenergie $k_0 > \epsilon$.

Da sowohl die virtuellen Korrekturen eine Singularität aufweisen als auch die weiche Bremsstrahlung infrarot divergent ist, werden diese beiden Teile zusammengefaßt. Dabei kompensieren sich die infraroten Singularitäten in der Art, daß die Summe der beiden Anteile endlich ist und einen multiplikativen Faktor zum Born-Wirkungsquerschnitt ergeben [Böh87].

Somit verbleiben letztendlich die radiativen Prozesse mit harter Bremsstrahlung für die folgenden Untersuchungen. Bei Bestimmung des Born-Wirkungsquerschnittes können die leptonischen Korrekturen aufgrund dieser Prozesse sehr groß sein: Je nach kinematischem Bereich und Strukturfunktion liefern sie Beiträge von –54 % bis deutlich über 800 % für $0,0001 < x_e < 0,5$ und $0,01 < y_e < 0,99$ ([Spi91], siehe dazu auch Abb. 2.6).

2.2.1 Wirkungsquerschnitt bei radiativen Prozessen

Zur Beschreibung des Wirkungsquerschnittes für radiative Prozesse $ep \rightarrow e\,\gamma\,X$ werden neben den in den Gleichungen 2.4, 2.6 und 2.7 definierten kinematischen Variablen Q^2, x und y folgende kinematische Größen (Mandelstam-Variablen) verwendet:

$$\begin{array}{llllll} s = & (P_e + P_q)^2\,, & t = & (P_e - P_{e'})^2 = -Q^2\,, & u = & (P_e + P_{q'})^2\,, \\ s' = & (P_{e'} + P_{q'})^2\,, & t' = & (P_q - P_{q'})^2 = -\hat{Q}^2\,, & u' = & (P_{e'} + P_q)^2\,. \end{array} \tag{2.32}$$

Die Variable s beschreibt die Schwerpunktenergie des Elektron-Quark-Subsystems, die über die Variables x_q mit dem Elektron-Proton-Schwerpunktsystem verbunden ist:

$$s = x_q\,S \quad . \tag{2.33}$$

Die hier eingeführte Größe x_q wird als Argument in der Parton-Verteilungsfunktion q_f fungieren. Damit ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt für die ep-Streuung unter Berücksichtigung von radiativen Prozessen [Kwi90]:

$$\frac{d^2\sigma}{dx\,dy} = \sum_f \int dx_q \frac{2\pi^2}{x_q\,S} \int d^{(3)}\rho \quad q_f(x_q, Q^2)\mid \mathcal{M}_f \mid^2 \quad . \tag{2.34}$$

Dabei beschreibt

$$\int d^{(3)}\rho = \int \frac{d^3P_{e'}}{2E_{e'}} \frac{d^3P_{q'}}{2E_{q'}} \frac{d^3k}{2E_\gamma}\, \delta^4\,(P_e + P_q - P_{e'} - P_{q'} - k) \tag{2.35}$$

den Phasenraum für drei Teilchen, der am einfachsten im Schwerpunktsystem des auslaufenden Quarks und des emittierten Photons parametrisiert werden kann. In diesem Schwerpunktsystem ($\vec{k} + \vec{P_q} = 0$) gilt:

$$\int d^{(3)}\rho = \int \frac{\pi\,y\,S}{2} \frac{E_\gamma}{4\,(E_e + E_q - E_{e'})}\,dx\;dy\;d\cos\theta_\gamma\;d\,\phi_\gamma \tag{2.36}$$

---

[1] Der Energieschnitt ϵ wird üblicherweise wesentlich kleiner als die Detektorauflösung gewählt. Die Summe der leptonischen Korrekturen ist unabhängig von ϵ .

Das Spin-gemittelte Matrixelement, das die leptonische Abstrahlung eines Photons mit dem Viererimpuls k beschreibt, hat folgende Form:

$$\begin{aligned} |\,\mathcal{M}_f\,|^2 \;=\; & \frac{\alpha^3}{32\,\pi^4} \sum_{i,j=\gamma,Z} \frac{1}{(t'-M_i^2)\,(t'-M_j^2)} \times \\ & \Bigg\{ \frac{-t'}{(k\cdot P_e)\,(k\cdot P_{e'})} \left[A_f^{ij}\,(s^2+s'^2+u^2+u'^2) + B_f^{ij}\,(s^2+s'^2-u^2-u'^2) \right] \\ & - \frac{m_e^2}{(k\cdot P_e)^2} \left[2\,A_f^{ij}\,(s'^2+u'^2) + 2\,B_f^{ij}\,(s'^2-u'^2) \right] \\ & - \frac{m_e^2}{(k\cdot P_{e'})^2} \left[2\,A_f^{ij}\,(s^2+u^2) + 2\,B_f^{ij}\,(s^2-u^2) \right] \Bigg\} \end{aligned} \qquad (2.37)$$

Für die Koeffizienten A_f^{ij} und B_f^{ij} gilt:

$$\begin{aligned} A_f^{ij} &= (\lambda_V^{fij} - P_L\,\lambda_A^{fij})\,\lambda_V^{fij} \quad , \\ B_f^{ij} &= (\lambda_A^{fij} - P_L\,\lambda_V^{fij})\,\lambda_A^{fij} \quad . \end{aligned}$$

Die elektroschwachen Kopplungskonstanten λ_A^{fij} und λ_V^{fij} sind entsprechend Gl. 2.25 und 2.26 definiert.

Unter der Annahme, daß die Wechselwirkung nur über ein Photon vermittelt wird, weist das Matrixelement $|\,\mathcal{M}_f\,|^2$ entsprechend Gl. 2.37 drei Pole auf. Es läßt sich zeigen [Kwi90], daß beim Austausch eines die Wechselwirkung vermittelnden Photons der in Gl. 2.34 eingeführte Wirkungsquerschnitt für radiative Ereignisse in folgende Form gebracht werden kann:

$$\frac{d^5\sigma}{dx\,dy\,d^3k} = \frac{M_1}{k\cdot P_e} + \frac{M_2}{k\cdot P_{e'}} + \frac{M_3}{\hat{Q}^2} \qquad (2.38)$$

Durch diese Separation können drei radiative Kanäle definiert werden:

1. Der Beitrag von $M_1/k\cdot P_e$, die sogenannte *Initial State Radiation* (Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand, im folgenden kurz **ISR**):
   Das Produkt der Vierervektoren im Nenner des ersten Summanden $k\cdot P_e$ wird sehr klein. Dieser radiative Kanal wird dominiert durch die Abstrahlung eines Photons kollinear zum einlaufenden Elektron ($\theta_e - \theta_\gamma \approx 0$). In Abb. 2.4 bilden die Ereignisse dieser Klasse die mit den gestreuten Elektronen unkorrelierte Anhäufung bei $\theta_\gamma \approx \pi$, d.h. in Richtung des einlaufenden Elektrons.

2. Der Beitrag von $M_2/k\cdot P_{e'}$, die sogenannte *Final State Radiation* (Abstrahlung eines Photons im Endzustand, im folgenden kurz **FSR**):
   Bei diesem radiativen Kanal ist die Abstrahlung eines Photons kollinear zum auslaufenden Elektron ($\theta_{e'} - \theta_\gamma \approx 0$) dominant, das entsprechende Vierervektor-Produkt im zweiten Summanden $k\cdot P_{e'}$ wird sehr klein. In Abb. 2.4 bevölkern die Ereignisse dieser Klasse den Bereich, in dem die Winkel vom gestreuten Elektron und vom Photon korreliert sind.

3. Der Beitrag von $M_3/\hat{Q}^2$, also die Abstrahlung eines Photons bei einem Impulsübertrag $\hat{Q}^2$ nahe null (*Quasi-real Compton Scattering*, **QED-Compton**):
   Dieser Prozeß kann interpretiert werden als die Abstrahlung eines quasi-reellen Photons vom hadronischen Stoßpartner (Proton, bzw. Quark) mit einer anschließenden Compton-Streuung.

Die Bedingung $\hat{Q}^2 = 0$ fixiert sowohl die Energie E_γ^C als auch den Streuwinkel des Photons θ_γ^C als Funktionen von x und y:

$$\begin{aligned} E_\gamma^C &= y\,E_e + x\,(1-y)\,E_p && (2.39)\\ \cos\theta_\gamma^C &= \frac{y\,E_e - x\,(1-y)\,E_p}{y\,E_e + x\,(1-y)\,E_p}\ . && (2.40)\end{aligned}$$

Aus den Gleichungen 2.39 und 2.40 folgt unmittelbar für den Transversalimpuls des Photons:

$$k_\perp^C = E_\gamma^C\ \sin\theta_\gamma^C = 2\sqrt{x\,(y-y^2)\,E_e\,E_p} = p_{e',\perp}\ \ , \qquad (2.41)$$

denn aufgrund von $\hat{Q}^2 = 0$ und der Impulserhaltung müssen sich die Transversalimpulse vom Photon und dem gestreuten Elektron balancieren.
Da sich der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses mit großer Genauigkeit berechnen läßt [Car91] und ferner die Ereignis-Signatur sehr charakteristisch ist (im Detektor werden nur zwei sich gegenseitig balancierende Teilchen nachgewiesen, dabei keine hadronische Aktivität), eignet sich dieser radiative Prozeß sehr gut zur langfristigen Bestimmung der integrierten Luminosität [Ker94].

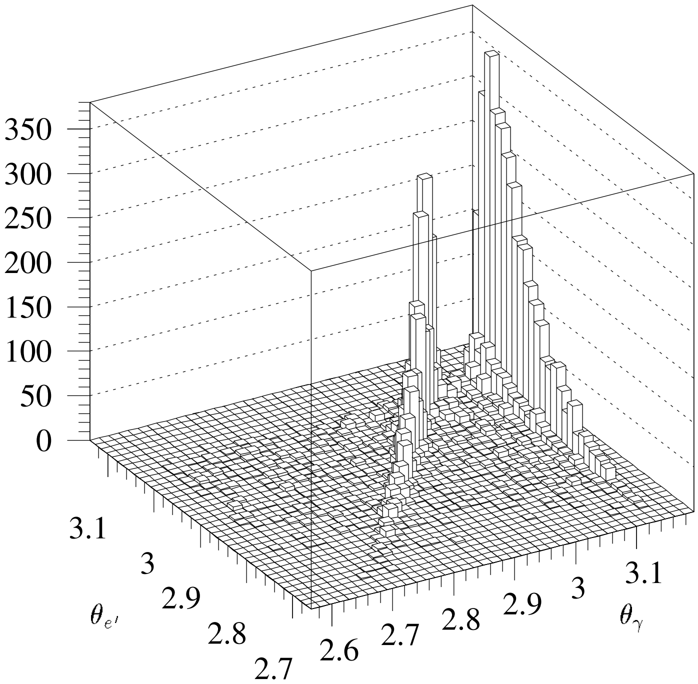


Abb. 2.4: **Die Winkelverteilung von abgestrahlten Photonen**
Die mit dem Monte-Carlo-Programm DJANGO (siehe Kap. 2.2.3) generierte Winkelverteilung von tief inelastischen Ereignissen ($Q_e^2 > 3$ GeV^2) mit harter Bremsstrahlung weist zwei Häufungsbereiche auf: Bei $\theta_\gamma \approx \pi$, d.h. kollinear zum einlaufenden Elektron, sind die Ereignisse mit ISR dominant vertreten. Für FSR ist die Korrelation von Photon-Winkel und Winkel des gestreuten Elektron charakteristisch.

2.2.2 Die Kinematik bei radiativen Ereignissen

Als **radiative** Ereignisse werden im folgenden alle Ereignisse bezeichnet, bei denen reelle Photonen mit einer Energie $k > \epsilon$ abgestrahlt werden. Diese Prozesse der tief inelastischen Streuung mit harter Bremsstrahlung sind in Abb. 2.5 skizziert.

Dadurch, daß das Photon den Viererimpuls k wegträgt, beschreiben die Gleichungen 2.3 - 2.7 die Kinematik nicht mehr richtig. Es kommt bei Anwendung der in Kap. 2.1.1 hergeleiteten Gleichungen zu einer Diskrepanz in der Kinematik zwischen der Bestimmung mit Hilfe des Lepton-Systems und der Bestimmung mit Hilfe des hadronischen Systems.

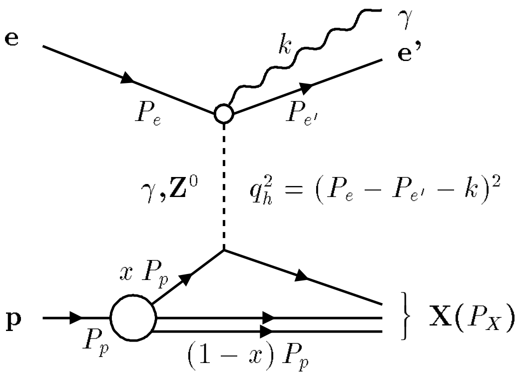


Abb. 2.5: **Diagramm der harten Bremsstrahlung**
bei Bremsstrahlung des ein- oder auslaufenden Elektrons

Aufgrund der Abstrahlung eines Photons auf der Elektronseite mit dem Vierervektor k ist nun der Viererimpuls des Austauschteilchens durch:

$$q_h \equiv P_e - P_{e'} - k \quad . \tag{2.42}$$

gegeben. Die für den hadronischen Vertex relevanten Parameter (siehe Abb. 2.5) haben folgende Form:

$$Q_h^2 = -(P_X - P_p)^2 \quad , \quad x_h = \frac{Q_h^2}{2\,P_p \cdot (P_X - P_p)} \quad , \quad y_h = \frac{P_p \cdot (P_X - P_p)}{P_p \cdot P_e} \tag{2.43}$$

Das hier eingeführte y_h ist identisch mit dem in Gl. 2.12 definierten y_{JB}.

Die über die leptonischen Viererimpulse definierte Gleichung 2.4 verändert sich bei Beachtung der Photonabstrahlung

$$\begin{aligned} \text{von}: \quad Q_e^2 &= \quad -(P_e - P_{e'})^2 &&= -q^2 \\ \text{in}: \quad Q_h^2 &= -(P_e - P_{e'} - k)^2 &&= -q_h^2 \quad . \end{aligned} \tag{2.44}$$

Die daraus resultierende Differenz ist:

$$Q_e^2 - Q_h^2 = -2\,q \cdot k = -2\,q_h \cdot k \quad . \tag{2.45}$$

Entsprechend ergibt sich für den Unterschied bei Bestimmung von y:

$$y_e - y_h = y_e - y_{JB} = \frac{k \cdot P_p}{P_e \cdot P_p} \geq 0 \quad . \tag{2.46}$$

Daraus folgt, daß bei Bremsstrahlungsreaktionen die Variable y über das Leptonsystem systematisch zu groß bestimmt wird. Ebenso läßt sich zeigen, daß bei der Bestimmung von x der Unterschied $x_h - x_e \geq 0$ ist [Sch93].

Im folgenden werden zwei spezielle Konstellationen in Hinsicht auf die Kinematik untersucht: Die Abstrahlung eines Photons kollinear zum einlaufenden Elektron und die Abstrahlung eines Photons kollinear zum auslaufenden Elektron.[2]

Die Abstrahlung eines Photons kollinear zum einlaufenden Elektron kann im Falle von ISR als eine Reduktion der Energie des Elektron-Strahls interpretiert werden [Kra91b]. Das kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlte Photon habe einen Viererimpuls:

$$k = (1 - z)\, P_e \quad , \tag{2.47}$$

d.h. ein Transversalimpuls des abgestrahlten Photons wird vernachlässigt. Dabei beschreibt z den Anteil der Elektronenenergie, der für den tief inelastischen Streuprozeß verbleibt. Die effektiv zur Verfügung stehende Energie E_{eff} ist dann kleiner als E_e:

$$E_{eff} = E_e - E_{miss} = z\, E_e \quad . \tag{2.48}$$

Die fehlende Energie E_{miss}, die vom Photon weggetragen wird, läßt sich über die Differenz von y_e und y_h bestimmen. Aus Gl. 2.47 folgt unter Berücksichtigung von Gl. 2.46 und Gl. 2.48:

$$\begin{aligned} k \cdot P_p &= (1 - z)\, P_e \cdot P_p && (2.49) \\ 1 - z &= \frac{k \cdot P_p}{P_e \cdot P_p} = y_e - y_h && (2.50) \\ E_{miss} &= E_e\,(y_e - y_h) = E_e\,(y_e - y_{JB}) && (2.51) \end{aligned}$$

Dabei werden y_e über die Messung des gestreuten Elektrons (Gl. 2.11) und y_{JB} über die Messung des hadronischen Systems (entsprechend Gl. 2.12) bestimmt.

Durch das Einsetzen von E_{eff} für E_e in Gl. 2.9 – 2.11 erhält man die wahren kinematischen Variablen Q^2_{true}, x_{true} und y_{true}, die die Wechselwirkung des virtuellen Photons mit dem hadronischen System beschreiben:

$$\begin{aligned} Q^2_{true} &= 4\, E_{e'}\,(E_e - E_{miss}) \cos^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \quad , && (2.52) \\ x_{true} &= \frac{(E_e - E_{miss})\, E_{e'} \cos^2 \frac{\theta_{e'}}{2}}{E_p\,(E_e - E_{miss} - E_{e'} \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2})} \quad , && (2.53) \\ y_{true} &= \frac{E_e - E_{miss} - E_{e'} \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2}}{E_e - E_{miss}} \quad . && (2.54) \end{aligned}$$

Wenn es sich um nicht-radiative Ereignisse handelt, so ist $E_{miss} = 0$, und damit die Beschreibung dann äquivalent zu den Gleichungen 2.9 bis 2.11.

Sollte es möglich sein, die Energie des kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahlten Photons zu messen, so kann man die Größe z auch mit Hilfe der gemessenen Energie E_γ bestimmen:

$$z = \frac{E_e - E_\gamma}{E_e} \quad . \tag{2.55}$$

---

[2] In Kap. 2.2.1 wurde die Bremsstrahlung kollinear zum einlaufenden Elektron als *Initial State Radiation* (ISR), die kollineare Abstrahlung zum auslaufenden Elektron als *final state radiation* (FSR) eingeordnet.

Bei Verwendung der Größe z vereinfachen sich die Gleichungen 2.52 bis 2.54 wie folgt:

$$Q^2_{true} = z\,Q^2_e \qquad x_{true} = \frac{x_e\,y_e\,z}{y_e + z - 1} \qquad y_{true} = \frac{y_e + z - 1}{z} \quad . \tag{2.56}$$

Bei dieser Formulierung werden die in den Gleichungen 2.9 bis 2.11 definierten Elektron-Variablen eingesetzt. Da z stets positiv und kleiner als 1 ist, folgt aus Gl. 2.56, daß bei Abstrahlung eines Photons kollinear zum einlaufenden Elektron der tatsächliche Impulsübertrag immer kleiner ist als das über die Elektron-Messung bestimmte Q^2_e.

Bei der kollinearen Abstrahlung eines Photons zum auslaufenden Elektron ist:

$$k = (1 - z')\,P_{e'} \quad . \tag{2.57}$$

Entsprechend Gl. 2.45 erhält man durch Einsetzen von der Definition aus Gl. 2.42:

$$Q^2_{true} - Q^2_e = 2\,(P_e - P_{e'} - k)\cdot k = 4\,E_\gamma\,E_e\,\cos^2\frac{\theta_{e'}}{2} \quad . \tag{2.58}$$

Im realen Detektor werden aber bei kollinearer Bremsstrahlung zum auslaufenden Elektron beide Cluster[3] – vom gestreuten Elektron und vom Photon – nicht voneinander zu trennen sein, d.h. es wird die Summe beider Energien gemessen. Löst man Gl. 2.58 nach Q^2_{true} auf:

$$Q^2_{true} = Q^2_e + 4\,E_\gamma\,E_e\,\cos^2\frac{\theta_{e'}}{2} = 4\,(E_{e'} + E_\gamma)\,E_e\,\cos^2\frac{\theta_{e'}}{2} \quad , \tag{2.59}$$

so stellt man fest, daß der Impulsübertrag trotz Abstrahlung richtig bestimmt wird. Dadurch, daß beide – Elektron und Photon – gemeinsam in einem Cluster im Kalorimeter ihre Energie deponieren, werden sie als ein gestreutes Elektron interpretiert. Der harte Streuprozeß wird somit – auch durch die anderen kinematischen Variablen – richtig beschrieben. Demzufolge sind für Prozesse mit zum auslaufenden Elektron kollinearer Bremsstrahlung keine Korrekturen erforderlich, solange Elektron und Photon aufgrund der groben Granularität des Detektors in einem Cluster rekonstruiert werden. Sollte jedoch z.B. durch Einwirkung eines Magnetfeldes eine Separation erfolgen, werden auch bei kollinearer Abstrahlung im Endzustand Korrekturen nötig sein.

2.2.3 Programme zur Berechnung von radiativen Korrekturen

Zur Berechnung von Strahlungskorrekturen existieren verschiedene Programme, die sich in der Leistungsfähigkeit deutlich unterscheiden. Das "ideale Programm" wäre komplett in Hinsicht auf alle existierenden Prozesse (NC und CC, Produktion schwerer Quarks, Photoproduktion etc.) und die zu beschreibenden radiativen Korrekturen (leptonische, quarkonische und schwache Korrekturen, deren Interferenzen, sowie Korrekturen höherer Ordnung, QCD-Korrekturen etc.). Dabei wären aber auch solche Kriterien wie Schnelligkeit, Zuverlässigkeit, Möglichkeit von Optionen, Bedienbarkeit, Eingabe- und Ausgabe-Formate u.a. von Relevanz. Da einige dieser Anforderungen schon im Konflikt zueinander stehen, ist es offensichtlich, daß solch ein "ideales Programm" nicht existiert. Jedes der z.Zt. existierenden Programme hat individuelle Vorzüge und Stärken, aber auch nachteilige Charakteristika.

---

[3] Die Energie von aufgeschauerten Teilchen ist meist über mehrere Kalorimeterzellen verteilt, die zu einem Gebilde namens "Cluster" kombiniert werden. Zur Rekonstruktion von Clustern siehe z.B. Kap. 3.4.2.

Im folgenden sollen einige der wichtigsten Programme zur Berechnung von Strahlungskorrekturen vorgestellt werden, die sich in der bisherigen Analyse bewährt haben. Die z.Zt. existierenden Programme zur Berechnung radiativer Korrekturen teilen sich in zwei Gruppen auf:

- **Analytische Programme:** Diese Programme basieren auf analytischen Formalismen, sie beinhalten die analytische Integration über den Phasenraum des Photons und sie können über numerische Integrationsalgorithmen den Wirkungsquerschnitt bestimmen.
- **Monte-Carlo-Programme:** Diese Programme simulieren den differentiellen Wirkungsquerschnitt und generieren dabei Ereignisse, die dann weiterverarbeitet und entsprechend dem Ansprechverhalten eines Detektors aufbereitet werden. Diese generierten, simulierten und rekonstruierten Ereignisse stehen dann für einen direkten Vergleich mit gemessenen Ereignissen zur Verfügung.

Das in der HERA-Physik gebräuchlichste analytische Programm ist **TERAD** [Akh91]. Es berechnet mit semi-analytischen Methoden den doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt der tief inelastischen ep-Streuung für NC- und CC-Ereignisse. Mit TERAD kann der Wirkungsquerschnitt für drei verschiedene Sätze kinematischer Variablen berechnet werden. Möglich dabei sind die leptonischen, die hadronischen und die gemischten kinematischen Variablen. Bei der Berechnung werden leptonische und schwache Korrekturen der $\mathcal{O}(\alpha)$ berücksichtigt.

Bei den Monte-Carlo-Programmen sind zwei verschiedene Generatoren in Gebrauch:
HERACLES [Kwi91] ist ein Ereignis-Generator, der bei der Simulation von NC und CC Prozessen sowohl die leptonischen Korrekturen als auch die quarkonischen sowie deren Interferenzen der $\mathcal{O}(\alpha)$ beinhaltet. Ferner sind alle virtuellen *one-loop* Korrekturen implementiert. Die Integration des differentiellen Querschnittes wird unter Benutzung der leptonischen kinematischen Variablen durchgeführt. Dabei können die einzelnen QED-Korrekturen (leptonische ISR und FSR, QED-Compton, quarkonische Korrekturen) separat angefordert und generiert werden. Ferner kann der Benutzer von HERACLES die elektroschwachen virtuellen Korrekturen in den nicht radiativen Wirkungsquerschnitt einbeziehen und die schwachen Korrekturen in Hinsicht auf seine Analyse ein/abschalten. Als Parton-Verteilungen können z.B. alle im PDFLIB [Plo92] implementierten Funktionen gewählt werden. HERACLES selber generiert die Ereignisse auf Parton-Ebene. Die Fragmentierung und Hadronisation des gestreuten Quarks und des restlichen Proton-Fragmentes wird mit den Programmen LEPTO [Ing91] und JETSET [Sjö87] vorgenommen. Alle drei Programme (HERACLES, LEPTO und JETSET) werden über das Programm **DJANGO** [Schu91] miteinander verbunden.

LESKO-F [Jad91] ist ein Ereignisgenerator, der bei der Simulation von NC Prozessen nur die leptonischen und die wichtigsten virtuellen Korrekturen der $\mathcal{O}(\alpha)$ beinhaltet. Alle Berechnungen werden im Gegensatz zu HERACLES in hadronischen Variablen durchgeführt. In LESKO-F ist für das hadronische System ein p_T-Schnitt implementiert, so daß es schon bei der Generierung möglich ist, eine dem Experiment und der Analyse sehr angepaßte Selektion vorzunehmen. So können schon im Generator diejenigen Ereignisse verworfen werden, die für eine Analyse wertlos sind, ohne daß weitere zeitaufwendige Rechnungen (Fragmentierung, Hadronisation, Simulation und Rekonstruktion) nötig sind. Ebenso wie bei HERACLES wird die nach der Generierung auf Parton-Niveau folgende Fragmentierung und Hadronisation mit LEPTO und JETSET vorgenommen. Alle drei Programme (LESKO-F, LEPTO und JETSET) werden über das Programm **FRANEQ** [Pla91] miteinander verbunden.

2.3 Radiative Korrekturen in der Analyse von tief inelastischen Ereignissen

Der mit Hilfe des gestreuten Elektrons gemessene Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma^M/dx_e dy_e$ enthält a priori auch Anteile von Prozessen höherer Ordnung. Diese Anteile müssen vom gemessenen Wirkungsquerschnitt subtrahiert werden, um den reinen Born-Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma^B/dxdy$ zu bestimmen. Als Ansatz für die Beziehung zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt und dem Born-Wirkungsquerschnitt dient ([Sch49] , [Mo69]):

$$\frac{d^2\sigma^M}{dx_e\,dy_e} = (1 + \delta(x_e, y_e))\,\frac{d^2\sigma^B(x = x_e, y = y_e)}{dx\,dy} \quad . \tag{2.60}$$

Hier ist $\delta(x_e, y_e)$ der Anteil der radiativen Korrekturen. Bei HERA liegt die Unsicherheit über die Größe dieser Korrekturen weniger auf der technischen Seite (z.B. bei der Integration des Matrixelementes) als vielmehr in der Unkenntnis der Strukturfunktion. Deshalb wurden frühzeitig Untersuchungen durchgeführt, in denen für unterschiedliche Parametrisierungen der Strukturfunktion die leptonischen Korrekturen bestimmt wurden [Kra91a]. In Abb. 2.6 a sind für vier verschiedene Strukturfunktionen die leptonischen Korrekturen in Abhängigkeit von y_e dargestellt. Es zeigt sich, daß die leptonischen Korrekturen deutlich von der gewählten Strukturfunktion abhängen.

Abb. 2.6: **Leptonische Korrekturen zum Wirkungsquerschnitt**
Links: Verschiedene Strukturfunktionen (aus [Plo92]) zeigen ein deutlich unterschiedliches Verhalten in der Größe der Strahlungskorrekturen. [Kra91a]
Rechts: Unter Verwendung der Strukturfunktion von Duke und Owens sind die Korrekturen für unterschiedliche kinematische Bereiche gezeigt. Die Sterne repräsentieren die Ergebnisse von dem Generator HERACLES, die Linen zeigen die Ergebnisse des analytisch orientierten Programmes TERAD. [Spi91]

Ferner wurden Untersuchungen für unterschiedliche kinematische Bereiche vorgenommen. Dazu wurden bei verschiedenen Werten von x_e die leptonischen Korrekturen für radiative NC-Ereignisse in Abhängigkeit von y_e bestimmt (Abb. 2.6 b). Die zwei für die Berechnung der Korrekturen verwendeten Programme TERAD und HERACLES zeigen eine sehr gute Übereinstimmung in allen untersuchten kinematischen Bereichen [Spi91].

In beiden Abbildungen (2.6 a und b) ist sichtbar, daß bei großem y_e die Korrekturen besonders groß werden. Gerade in diesem Bereich von y_e sind die radiativen Prozesse mit Emission energiereicher Photonen anzutreffen. Wenn es gelingt, diese Ereignisse mit harter Bremsstrahlung eindeutig zu identifizieren, kann man die Strahlungskorrekturen drastisch reduzieren [Jad90]. Die verbleibenden Korrekturen sind klein und nicht mehr so sensitiv im Hinblick auf die gewählte Strukturfunktion [Kra91b]. In Abb. 2.7 ist das mögliche Potential zur Reduzierung der Korrekturen mit Hilfe dieser Methode gezeigt.

δ

Abb. 2.7: **Das Potential der Verringerung von Strahlungskorrekturen durch Identifizierung von radiativen Ereignissen**
Für den Bereich $4 \cdot 10^{-4} < x_e < 8 \cdot 10^{-4}$ sind die notwendigen leptonischen Korrekturen $\delta = \frac{d^2\sigma^M}{dx_e\,dy_e} / \frac{d^2\sigma^B}{dx\,dy}$ aufgetragen: Ohne Selektion von radiativen Ereignissen sind die Korrekturen sehr viel größer als mit Selektion, z.B. durch Anwendung eines Energie-Schnittes (Sterne), durch Ausnutzung der Diskrepanz zwischen y_e und y_{true} (Kreise) und durch Ausnutzung der Diskrepanz zwischen Q^2_e und Q^2_{true} (Rauten). [Kra91b]

2.4 Bestimmung von F_L mit Hilfe radiativer Ereignisse

Um die longitudinale Strukturfunktion $F_L(x, Q^2)$ von $F_2(x, Q^2)$ zu separieren, ist es erforderlich, bei unterschiedlicher Schwerpunktenergie die Variation des Wirkungsquerschnittes $\sigma(ep \rightarrow eX)$ zu messen [Kra91]. Die Variation der Schwerpunktenergie ist einerseits durch eine Reduzierung von Elektron- und/oder Protonenergie möglich. Andererseits bieten die radiativen Ereignisse mit Abstrahlung eines Photons kollinear zum einlaufenden Elektron ähnliche Möglichkeiten, da bei diesen Ereignissen die Abstrahlung des Photons eine Reduzierung der Elektronenergie um den Faktor z (siehe Kap. 2.2.2) bewirkt. Die effektive Energie kann dann durch die Messung des kollinear abgestrahlten Photons mit Hilfe einer in Flugrichtung der Elektronen positionierten Detektorkomponente bestimmt werden.

Unter der Annahme, daß das Photon in einen Kegel mit einem Öffnungswinkel θ_{max} (in der Größenordnung von $\approx$ 0,5 mrad) abgestrahlt wird, ergibt sich – bei Integration über alle Winkel des abgestrahlten Photons innerhalb des Kegels – für den differentiellen Wirkungsquerschnitt des tief inelastischen, radiativen Prozesses $ep \to e\gamma X$:

$$\frac{d^3\sigma}{dx\,dQ^2\,dz} = \alpha^3\,P(z)\,\frac{1+(1-Q^2/xzS)^2}{x\,Q^4}\,\left[\,F_2(x,Q^2)-(1-\eta)\,F_L(x,Q^2)\,\right] \quad , \tag{2.61}$$

mit:

$$P(z) = \frac{1+z^2}{1-z}\,\ln\frac{E_e^2\,\theta_{max}^2}{m_e^2} - \frac{z}{1-z} \quad , \tag{2.62}$$

und:

$$\eta = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2} = \frac{2\,x\,z\,(x\,z-Q^2/S)}{x^2z^2+(x\,z-Q^2/S)^2} \quad . \tag{2.63}$$

Diese Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes basiert auf den schon in Kap. 2.2 besprochenen Näherungen. Ferner sei der Öffnungswinkel des Kegels nicht zu klein: $\theta_{max} \gg m_e/E_e$.

Die Bestimmung der longitudinalen Strukturfunktion läßt sich unabhängig von der integrierten Luminosität vornehmen. Dabei beschränkt man sich – wie bei Ereignissen mit kleinem Q^2 üblich – aussschließlich auf Wechselwirkungen mit reinem Photon-Austausch. Für die Strukturfunktionen F_2 und F_L gilt dann:

$$F_2 = \frac{Q^2}{4\,\pi\,\alpha}\,(\sigma_L+\sigma_T) \qquad F_L = \frac{Q^2}{4\,\pi\,\alpha}\,\sigma_L \quad , \tag{2.64}$$

wobei σ_L und σ_T die Wirkungsquerschnitte für die Absorption longitudinal bzw. transversal polarisierter Photonen sind. Durch Einführung der Größe $R = \sigma_L/\sigma_T$ läßt sich Gl. 2.61 umschreiben:

$$\frac{d^3\sigma}{dx\,dQ^2\,dz} = \alpha^3 P(z)\,\frac{1+(1-Q^2/xzS)^2}{x\,Q^4}\,\frac{1+R\,\eta}{1+R}\,F_2(x,Q^2) \quad , \tag{2.65}$$

Die longitudinale Strukturfunktion ergibt sich dann über:

$$F_L(x,Q^2) = \frac{R}{R+1}\,F_2(x,Q^2) \quad . \tag{2.66}$$

Untersuchungen [Kra91] haben gezeigt, daß bei der Messung von $F_L(x,Q^2)$ auf der Basis einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 200\ \mathrm{pb}^{-1}$ etwa 12000 Ereignisse erwartet werden, bei denen das Photon in den Winkelbereich $\theta_e - \theta_\gamma < 0{,}5$ mrad emittiert wird und die Energie des Photons $E_\gamma > 7{,}5$ GeV ist. Bei einer Bestimmung von $F_L(x,Q^2)$ ist dann ein in Abhängigkeit des untersuchten kinematischen Bereiches statistischer Fehler von 5 – 20 % und ein systematischer Fehler von etwa 20 % zu erwarten. Bei wesentlich kleinerer integrierter Luminosität ist die Messung von R zu ungenau, so daß von einer Bestimmung von F_L mit Hilfe der hier beschriebenen Methode abgesehen werden muß.

Vor diesem Hintergrund ist es sicher ratsam, binnen kurzer Zeit bei hoher Luminosität und veränderten Strahl-Energien die Daten zu sammeln. So könnten sowohl der statistische Fehler als auch der systematische Fehler verringert werden. Der Vorteil der Methode, F_L über die radiativen Prozesse zu bestimmen, liegt in der Möglichkeit, daß die radiativen Ereignisse während des normalen Meßbetriebes aufgezeichnet werden, ohne den Meßbetrieb zu stören, und daß ferner diese Methode nicht von der Messung der integrierten Luminosität abhängt.

Kapitel 3

Das H1-Experiment

3.1 Der Speicherring HERA

Im Speicherring HERA (Hadron–Elektron–Ring–Anlage, Abb. 3.1) werden Elektronen mit einer Energie von derzeit 26,7 GeV und Protonen mit einer Energie von 820 GeV zur Kollision gebracht. HERA besteht aus zwei separaten Speicherringen, die in dem 6,3 km langen Ringtunnel übereinander angeordnet sind. Die Protonen werden mit Hilfe von supraleitenden und die Elektronen mit normalleitenden Magneten auf der Bahn gehalten. Nur im Bereich der Wechselwirkungszonen in den Experimentierhallen Nord und Süd werden die Teilchenstrahlen so umgelenkt, daß sich Elektronen und Protonen in einem gemeinsamen Strahlrohr bewegen und dort zur Kollision gebracht werden können. Um diese Wechselwirkungspunkte herum sind die zwei Detektoren H1 und ZEUS aufgebaut.

Die Teilchen werden mit Hilfe von Linearbeschleunigern und unter Verwendung der bestehenden Ringanlagen DESY und PETRA vorbeschleunigt und dann in HERA eingespeist. Die Protonen, auf eine Energie von 40 GeV vorbeschleunigt, werden zuerst eingespeist und dann auf

Abb. 3.1: **Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger**
Elektronen und Protonen werden erst in Linearbeschleunigern (Elektronen-Linac und H^--Linac), anschließend in DESY und PETRA vorbeschleunigt. Erst dann werden die Teilchenpakete in HERA eingespeist und auf die Nominalenergien beschleunigt (Protonen: 820 GeV; Elektronen: 26,7 GeV).

die Nominalenergie von 820 GeV beschleunigt. Erst danach werden auf 12 GeV vorbeschleunigte Elektronen in HERA eingespeist und auf 26,7 GeV beschleunigt. Erst nachdem in beiden Ringen die Nominalenergien erreicht sind, wird die Strahlführung so eingestellt, daß es zu Kollisionen kommt.

Um eine integrierte Luminosität von 200 pb^{-1} pro Jahr (Design) zu erlangen, ist es geplant, die beschleunigten Teilchen in 210 Teilchenpaketen mit jeweils ca. 10^{11} Teilchen pro Paket (*bunch*) zur Kollision zu bringen. Der Abstand zwischen den Kollisionen ist 96 ns. In der '92 Datennahme waren aber aus technischen Gründen lediglich jeweils 10 der 210 vorgesehenen Pakete gefüllt, die restlichen 200 leer. Von diesen jeweils 10 Teilchenpaketen kollidierten aber nur 9 Pakete, ein Elektron-Bunch und ein Proton-Bunch hatten zwecks Untergrundstudie keinen Kollisionspartner. Im Herbst 1992 wurde ein durchschnittlicher Strom von 280 μA pro Elektron-Bunch und 200 μA pro Proton-Bunch erreicht. Bei diesen Strahlbedingungen ist eine durchschnittliche instantane Luminosität von etwa $1 \cdot 10^{29}$ cm$^{-2}s^{-1}$ erzielt worden. Die in diesem Zeitraum (Herbst 1992) bei HERA produzierte Luminosität ist ca. 50 nb^{-1}, die mit dem H1-Detektor gewonnenen Daten entsprechen aber nur einer integrierten Luminosität von etwa 32 nb^{-1}, da aufgrund von schlechter Strahl-Qualität, Totzeit und technischer Probleme die angebotene Luminosität nicht voll verwertet werden konnte. Beschränkt man sich aber nur auf die Messungen, bei denen alle für die Analyse wichtigen Detektorkomponenten einwandfrei arbeiteten, so entspricht das einer integrierten Luminosität von etwa 23 nb^{-1}.

3.2 Aufbau des H1-Detektors

Bei Kollisionen von 26,7 GeV Elektronen mit Partonen von 820 GeV Protonen stimmt das Schwerpunktsystem im allgemeinen nicht mit dem Laborsystem überein. Die HERA-Detektoren H1 und ZEUS sind deshalb asymmetrisch aufgebaut. Damit wird berücksichtigt, daß bei Streuprozessen ein überwiegender Anteil der Energie vorwärts in Richtung des Protonenstrahls fließt [Ing87]. Als Vorwärtsrichtung ($\theta = 0°$) gilt die Flugrichtung der Protonen, die in Abb. 3.2 von rechts oben in den Detektor eintreten.

Die HERA-Detektoren sind so strukturiert, möglichst alle Teilchen im Endzustand nachzuweisen und verschiedene Größen der Teilchen zu messen, wie Energie, Impuls, Ladung und Flugrichtung. Beim H1-Detektor (Abb. 3.2) wird der Wechselwirkungspunkt (WWP) zunächst von Driftkammern und Vieldraht-Proportionalkammern umschlossen. Diese Spurenkammern ($\boxed{2}$,$\boxed{3}$) liegen im Innern des Liquid-Argon-Kalorimeters [H1C93], das den Vorwärts- und Zentralbereich abdeckt. Es besteht aus einem elektromagnetischem Teil $\boxed{4}$ mit Blei und einem hadronischen Teil $\boxed{5}$ mit Edelstahl als Absorber. Das gesamte Liquid-Argon-Kalorimeter befindet sich in einem Kryostaten $\boxed{15}$, der für eine konstante Temperatur des verflüssigten Argons sorgt. Weiter außen befindet sich eine supraleitende Spule $\boxed{6}$, die ein homogenes axiales Magnetfeld von 1,2 T erzeugt. Ein mit Streamerkammern instrumentiertes Eisenjoch $\boxed{10}$ ist umrandet von Myonenkammern $\boxed{9}$. Es dient zur Rückführung des magnetischen Flusses, ferner zum Nachweis von Myonen und als zusätzliches hadronisches Kalorimeter. Um einen möglichst großen Raumwinkel zur vollständigen Erfassung aller Teilchen im Endzustand abzudecken, wird das zylindrisch aufgebaute Liquid-Argon-Kalorimeter in der Nähe des Strahlrohres durch das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) $\boxed{12}$ ergänzt. Ferner befindet sich in Vorwärtsrichtung ein kleines hadronisches Kalorimeter (PLUG) $\boxed{13}$. Außerhalb des zentralen H1-Detektors befindet sich in Vorwärtsrichtung noch ein Myonspektrometer ($\boxed{9}$,$\boxed{11}$) und in Elektronrichtung das Luminositäts-System.

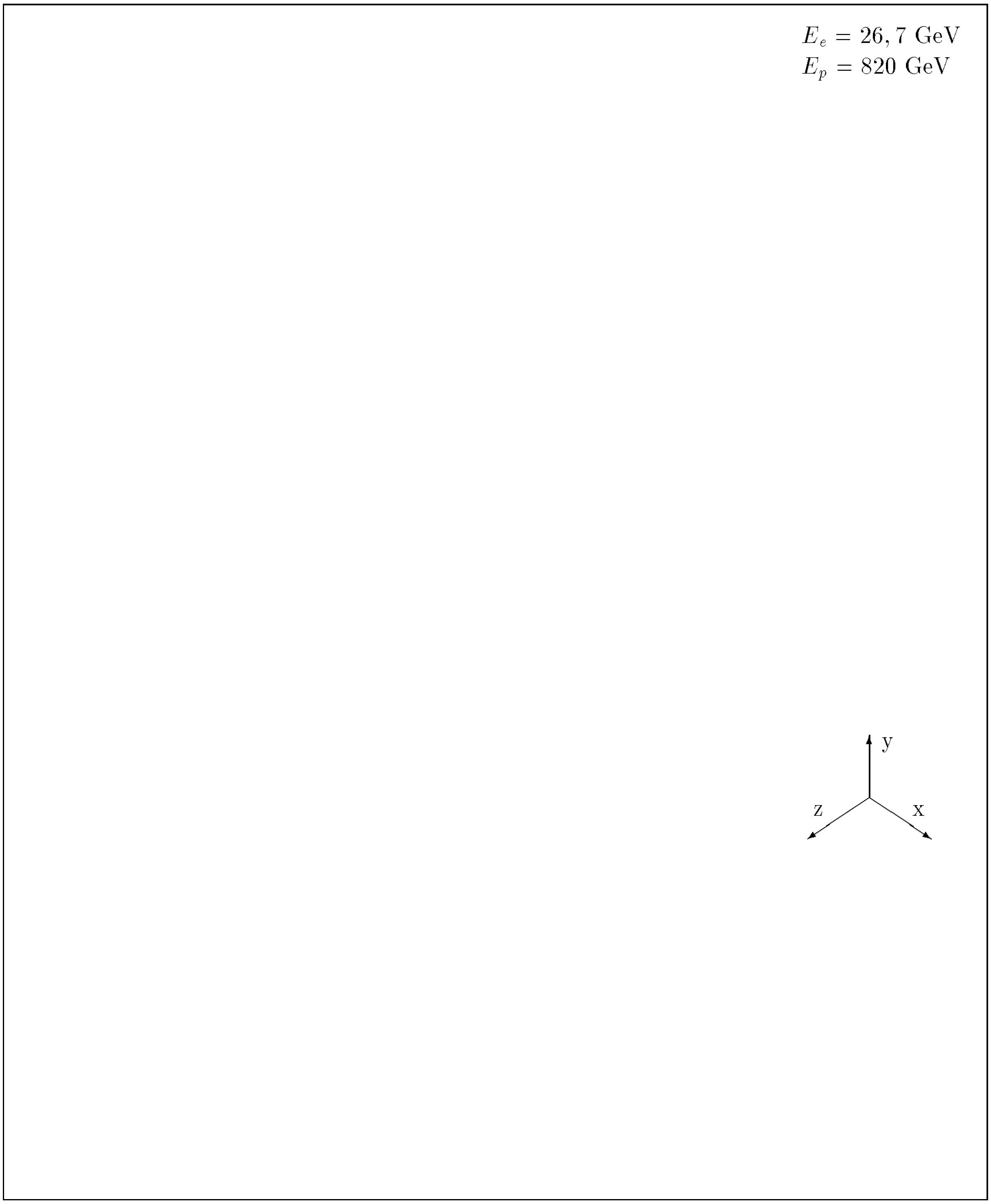


Abb. 3.2: **Der H1-Detektor**
Perspektivische Darstellung aus [H1C86]

Kalorimeter:		
• Liquid-Argon-Kalorimeter (EMC)	Blei – Argon	30784 Kanäle
Winkelbereich - Zellengröße	$4^\circ < \theta < 154^\circ$	10 bis 100 cm^2
Dicke - Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$	20 bis 30 X_0	$12\ \% / \sqrt{E_e} \oplus 1\ \%$
• Liquid-Argon-Kalorimeter (HAC)	Stahl – Argon	13568 Kanäle
Winkelbereich - Zellengröße	$4^\circ < \theta < 138^\circ$	50 bis 2000 cm^2
Dicke - Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	4,7 bis 7 λ_{abs}	$50\ \% / \sqrt{E_h} \oplus 2\ \%$
• Rückwärtskalorimeter (BEMC)	Blei – Szintillator	472 Kanäle
Winkelbereich - Zellengröße	$151^\circ < \theta < 177^\circ$	$16 \times 16\ \mathrm{cm}^2$
Dicke - Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$	22 X_0 (1 λ_{abs})	$10\ \% / \sqrt{E_e} \oplus 3\ \%$
• Vorwärtskalorimeter (PLUG)	Kupfer – Silizium	336 Kanäle
Winkelbereich - Zellengröße	$0,7^\circ < \theta < 3,3^\circ$	$5 \times 5\ \mathrm{cm}^2$
Dicke - Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	4,25 λ_{abs} (44,6 X_0)	$150\ \% / \sqrt{E_h}$
• Tailcatcher (TC)	Eisen - Streamerkammern	3888 Kanäle
Winkelbereich - Zellgröße	$6^\circ < \theta < 172^\circ$	900 bis 2000 cm^2
Dicke - Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	4,5 λ_{abs}	$100\ \% / \sqrt{E_h}$
• Elektron-Tagger (ET)	Tl(CL/Br)	49 Kanäle
Winkelbereich - Zellengröße	$179,7^\circ < \theta$	2,2 × 2,2 cm^2
Dicke - Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$ *(Design)*	21,5 X_0	$10\ \% / \sqrt{E_e} \oplus 1\ \%$
• Photon-Detektor (PD)	Tl(Cl/Br)	25(+1) Kanäle
Winkelbereich - Zellengröße	$\pi - 0,45\ \mathrm{mrad} < \theta < \pi$	$2 \times 2\ \mathrm{cm}^2$
Dicke - Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$ *(Design)*	21,5 X_0	$10\ \% / \sqrt{E_e} \oplus 1\ \%$
Spurenkammern:		
• Zentralbereich (CJC,CIZ,COZ,CIP,COP)		$\approx$ 10000 Kanäle
Winkelbereich - Radiale Abmessungen	$10^\circ < \theta < 170^\circ$	$150 < r < 850$ mm
Ortsauflösung der Jet-Driftkammer	$\sigma_{r\phi} = 190\ \mu\mathrm{m}$	$\sigma_z = 22,0$ mm
Ortsauflösung der z-Driftkammern	$\sigma_{r\phi} = 25$ und 58 mm	$\sigma_z = 350\ \mu\mathrm{m}$
Impulsauflösung - dE/dx Auflösung	$\sigma_p/p^2 = 0.01\ \mathrm{GeV}^{-1}$	$\sigma_{dE}/dE = 10\ \%$
• Vorwärtsbereich (Radials,Planars,FWPC)		$\approx$ 5000 Kanäle
Winkelbereich - Radiale Abmessungen	$7^\circ < \theta < 25^\circ$	$150 < r < 750$ mm
Ortsauflösung	$\sigma_r = 35$ mm	$\sigma_{x,y} = 230\ \mu\mathrm{m}$
• Rückwärtsbereich (BWPC)		$\approx$ 2500 Kanäle
Winkelbereich - Radiale Abmessungen	$155^\circ < \theta < 175^\circ$	$135 < r < 650$ mm
Ortsauflösung		$\sigma_{x,y} = 1$ mm
• Flug-Zeitmessung (ToF-1, ToF-0)	Szintillator	16 + 8 Zähler
Position und Abmessungen von ToF-1	$z = -1,95$ m	$317 \times 317 \times 30\ \mathrm{mm}^3$
Position und Abmessungen von ToF-0	$z = -2,25$ m	$317 \times 634 \times 30\ \mathrm{mm}^3$
Zeitauflösung		$\sigma_t = 2$ ns
• VETO-Wand (innen, außen)	Szintillator	4 + 10 Zähler
Position und Abmessungen (innere Wand)	$z = -6,5$ m	100 × 90 × 0,6 cm^3
Position und Abmessungen (äußere Wand)	$z = -8,1$ m	$500 \times 400 \times 1\ \mathrm{cm}^3$
Zeitauflösung innen (außen)		$\sigma_t = 3\ (8)$ ns
Myon-Detektoren:		
• Instrumentiertes Eisen:	$\approx$ 132000 digitale Kanäle	$\approx$ 4000 analoge Kanäle
Winkelbereich - Impulsauflösung (Design)	$4^\circ < \theta < 171^\circ$	$\sigma_p/p \approx 0,35$
Ortsauflösung	$\sigma_{wire} = 3 - 4$ mm	$\sigma_{strip} = 10 - 15$ mm
Winkelauflösung	$\sigma_\theta = 15$ mrad	$\sigma_\phi = 10$ mrad
• Vorwärts-Myon-Toroid		1520 Kanäle
Winkelbereich - Impulsauflösung (Design)	$3^\circ < \theta < 17^\circ$	$0,25 < \sigma_p/p < 0,32$

Tab. 3.1: **Die Komponenten des H1-Detektors im Überblick** [H1C93c]

Die Konstruktionsparameter der wesentlichen Detektorkomponenten sind in Tab. 3.1 zusammengestellt. Für eine umfassende Detektorbeschreibung soll auf [H1C93c] verwiesen werden. Da das Luminositäts-System und das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) für die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse von besonderer Bedeutung sind, werden diese Detektorkomponenten in den folgenden Abschnitten ausführlich beschrieben.

3.3 Das Luminositäts-System

Das Luminositäts-System wurde in erster Linie zur schnellen und momentanen Messung der Luminosität bei Elektron-Proton-Kollisionen konstruiert. Das Prinzip basiert auf der Kenntnis des sehr großen und mit großer Genauigkeit berechenbaren Wirkungsquerschnittes der Bremsstrahlungsreaktion $ep \rightarrow ep\gamma$. Das Luminositäts-System wurde so ausgelegt, daß es die unter kleinem Winkel abgestrahlten Photonen in Koinzidenz mit dem gestreuten Elektron separat in zwei räumlich getrennten Kalorimetern nachweist (Abb. 3.3), dem Photon-Detektor und dem Elektron-Tagger. In dieser Reaktion (Abb. 3.4) ergibt die Summe von Photon- und Elektronenergie die Energie des einlaufenden Elektrons. Diese Bremsstrahlungsreaktionen haben somit eine sehr charakteristische Signatur, so daß sie eindeutig identifiziert werden können.

Abb. 3.3: **Das Luminositäts-System in perspektivischer Darstellung**
Der Photon-Detektor (3) ist 102,9 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt in Flugrichtung der Elektronen ($\theta = 180°$) aufgebaut. Vor dem Photon-Detektor befinden sich ein Čerenkov-Zähler (5), ein Filter und ein Kollimator (6). Der Elektron-Tagger (4) ist neben dem Strahlrohr der Elektronen 33,4 m entfernt vom Wechselwirkungspunkt aufgebaut. Der Photon-Detektor und der Elektron-Tagger lassen sich in vertikaler Richtung bewegen (1,2) und können somit vor ungewollter Bestrahlung geschützt werden [H1L93].

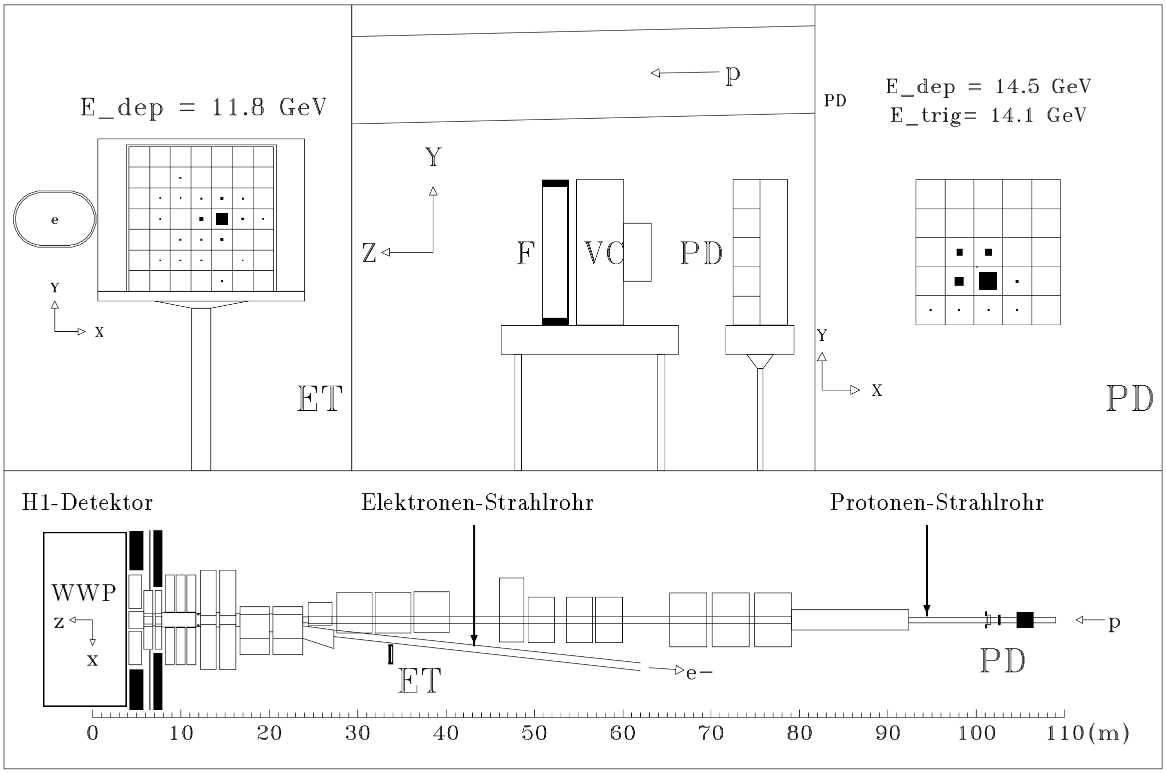


Abb. 3.4: **Bremsstrahlungsreaktion im Luminositäts-System**
Das gestreute Elektron deponiert 11,8 GeV im Elektron-Tagger (ET, oben links), das abgestrahlte Photon 14,5 GeV im Photon-Detektor (PD, oben rechts). Im unteren Bild ist die Aufsicht des Luminositäts-Systems dargestellt, im mittleren Bild oben ist die Ansicht des Photonarmes – bestehend aus Filter (F), VETO-Zähler (VC) und Photon-Detektor (PD) – gezeigt.

Eine weitere Aufgabe des Luminositäts-Systems neben der Messung der Luminosität ist die Identifikation von gestreuten Elektronen bei Photoproduktionsereignissen. Ferner wird in dieser Arbeit die Fähigkeit des Luminositäts-Systems genutzt werden, unter kleinen Winkeln in Elektronrichtung emittierte Photonen nachzuweisen. Deshalb sind im folgenden der Aufbau des Luminositäts-Systems, dessen Kalibration, die Effizienz und die Arbeitsweise näher beschrieben.

3.3.1 Aufbau des Luminositäts-Systems

Ein unter kleinem Winkel emittiertes Bremsstrahlungsphoton bewegt sich zunächst im Proton-Strahlrohr. Nach Passieren von Dipolmagneten, die für eine vertikale Ablenkung des Protonstrahls sorgen, können die Bremstrahlungsphotonen bei $z = -92.3$ m das Protonstrahlrohr durch ein "Fenster"verlassen. Der Photon-Detektor ist bei $z = -102.9$ m aufgebaut. Er besteht aus 25 quadratischen Kristallen[1] mit eine Länge von 21,5 X_0 [2] , die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Vor dem Photon-Detektor befinden sich ein Kollimator, ein Filter und ein

---

[1] Die Kristalle sind aus KRS-15, einem Čerenkov-Radiator, hergestellt.

[2] Die Strahlungslänge X_0 ist die mittlere Wegstrecke, in der ein hochenergetisches Elektron den (1–1/e)-ten Teil seiner Energie durch Bremsstrahlung verliert.

	Elektron-Arm	Photon-Arm	
Detektor	Elektron-Tagger (ET)	Photon-Detektor (PD)	VETO (VC)
Abstand WWP – Detektors	33,4 m	102,9 m	101,2 m
Aktives Material	TlCl(78%) + TlBr(22%)	TlCl(78%) + TlBr(22%)	H_2O
Strahlungslänge X_0	0,93 cm	0,93 cm	36,1 cm
Molière Radius R_m	2,1 cm	2,1 cm	8,2 cm
Laterale Größe $x \times y$	154×154 mm^2	100×100 mm^2	100×100 mm^2
Laterale Segmentierung	$7 \times 7 = 49$ Zellen	$5 \times 5 = 25$ Zellen	1 Zelle
Longitudinale Ausdehnung	20 cm	20 cm	35 cm
Longitudinale Dicke	21,5 X_0	21,5 X_0	1 X_0
Ortsauflösung $\sigma_{x,y}$	$\leq$ 1,2 mm	$\leq$ 1,2 mm	
Energieauflösung σ_E/E (Design)	$10/\sqrt{E} \oplus 1$ %	$10/\sqrt{E} \oplus 1$ %	
Zeitauflösung σ_t	$<$ 3 ns	$<$ 3 ns	
Abstand des Strahlrohrfensters	27,3 m	92,3 m	
Material des Strahlrohrfensters	1 mm Stahl	1,5 mm Cu-Be + 0,5 mm Cu	
Material und Dicke des Filters		0,5 X_0 Cu + 1,5 X_0 Pb	

Tab. 3.2: **Die Komponenten des Luminositäts-Systems**

Wasser-Čerenkov-Zähler. Hinter dem Photon-Detektor ist eine 2 m dicke Eisenwand aufgebaut. Die Komponenten des Photon-Armes erfüllen folgende Aufgaben:

- Der Photon-Detektor (PD) ist die zentrale Komponente des Photon-Arms, in dem die Energie gemessen wird.
- Der Kollimator mit einem Durchmesser von 9 cm definiert die Akzeptanz des Photon-Detektors.
- Der Filter (F) – aufgebaut aus einer Kupferplatte mit 0.5 X_0 und zwei Bleiplatten mit insgesamt 1.5 X_0 – sorgt für Absorption der niederenergetischen Synchrotronstrahlung.
- Der Wasser-Čerenkov-Zähler (VC) wird von zwei Photomultipliern ausgelesen. Der eine generiert ein Triggersignal, das als Veto benutzt werden kann, der andere dient zur Energiemessung (welche zur Energiemessung des Photon-Detektors addiert wird).
- Die Eisenwand hinter dem Photon-Detektor dient als Abschirmung gegen Teilchen aus Wechselwirkungen des Protonstrahles mit der Strahlrohrwand und dem Restgas.

Das gestreute Elektron einer Bremsstrahlungsreaktion bewegt sich zunächst im selben Teilchenpaket weiter und passiert einige Quadrupolmagnete und Dipolmagnete. Diese Dipolmagnete dienen zur horizontalen Ablenkung des Elektronenstrahls und im Falle des gestreuten Elektrons als magnetisches Spektrometer: Das Elektron der Bremsstrahlungsreaktion wird aufgrund der niedrigeren Energie stärker abgelenkt, so daß es bei z = – 27,3 m das Strahlrohr durch ein "Fenster" verläßt und bei z = – 33,4 m in den Elektron-Tagger (ET) trifft. Allerdings spielt dabei die Energie des gestreuten Elektrons eine entscheidende Rolle: Ist die Energie des Elektrons größer als ca. 20 GeV so ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß das Elektron nicht den ET trifft und zwischen ET und Strahlrohr entschwindet. Ist die Energie kleiner als ca. 10 GeV so entschwindet das Elektron meist auf der anderen Seite des ET.

Auf die Effizienz des Elektron-Taggers wird im Kapitel 3.10 ausführlich eingegangen. Die Eigenschaften des Luminositäts-Systems sind in Tab. 3.2 zusammengefaßt.

3.3.2 Kalibration des Luminositäts-Systems

Zur Kalibration des Luminositäts-Systems werden die Bremsstrahlungsreaktionen $e\,p \rightarrow e\,p\,\gamma$ und $e\,A \rightarrow e\,A\,\gamma$ verwendet. Bei diesen Reaktionen ist:

$$E_e + E_\gamma = 26,7 \text{ GeV} \ . \tag{3.1}$$

Sofern das Elektron und das Photon jeweils ihre gesamte Energie im aktiven Material der Detektorkomponenten deponiert haben, kann man die Ereignisse zur Kalibration verwenden. Da diese Reaktionen einen sehr großen Wirkungsquerschnitt σ (s.u.) haben, kommt es hinreichend oft dazu, daß gleichzeitig eine ep-Wechselwirkung im zentralen H1-Detektor registriert wird und eine Bremsstrahlungsreaktion stattfindet. So kann man auch nachträglich mit Hilfe aufgezeichneter Daten die Kalibrations-Konstanten bestimmen.

Während der Datennahme in 1992 gab es drei spezielle Runs, in denen nur die Daten des Luminositäts-Systems mit folgenden Triggerbedingungen[3] gespeichert wurden:

- **Run 33608** (50256 Ereignisse)
  Trigger: $ET \wedge PD \wedge \overline{VC}$, Wirkungsquerschnitt: σ = 2,65 mb.
  In diesem Run wurden nur Bremsstrahlungsereignisse aufgezeichnet, bei denen das Photon kein Signal im Wasser-Čerenkov-Zähler hinterließ und erst im Photon-Detektor aufschauerte. Das Photon deponiert also seine gesamte Energie im Photon-Detektor und somit ist die Bedingung erfüllt, daß die Summe von E_{ET} und E_{PD} 26,7 GeV ergibt. Dieser Run wurde dazu verwendet, die Kalibrations-Konstanten der ET- und PD-Kristalle zu bestimmen.

- **Run 33609** (50591 Ereignisse)
  Trigger: $ET \wedge VC$, Wirkungsquerschnitt: σ = 23,8 mb.
  Da in diesem Run explizit eine Energiedeposition im Wasser-Čerenkov-Zähler verlangt wurde und die Kristalle von Photon-Arm und Elektron-Arm schon mit den Daten aus Run 33608 kalibriert worden sind, kann mit diesen Ereignissen der für die Energiemessung zuständige Kanal des Wasser-Čerenkov-Zählers kalibriert werden.

- **Run 33611** (100394 Ereignisse)
  Trigger: VC, Wirkungsquerschnitt: σ = 243,6 mb.
  Durch diese "weiche" Triggerbedingung kann innerhalb einer kurzen Zeit eine große Anzahl von Bremsstrahlungsereignissen aufgezeichnet werden, die in allen Komponenten des Luminositäts-Systems Energie deponiert haben könnten. Dieser Run dient zu Kontrollzwecken und für Studien der einzelnen Komponenten.

Die drei obengenannten Runs wurden innerhalb von nur 40 Minuten aufgezeichnet, einer so kurzen Zeitspanne, daß sich weder die Strahlbedingungen stark verändert haben noch die Elektronik des Luminositäts-Systems großen Schwankungen unterlegen war. Die in den ersten zwei Runs bestimmten Kalibrationsparameter sind somit aufgrund konstanter Bedingungen auch im dritten Run 33611 zutreffend (siehe dazu Abb. 3.6). Für die weiteren Studien von Akzeptanz und Effizienz des Luminositäts-Systems wird deshalb dieser Run 33611 mit bestmöglicher Kalibration bei großer Statistik und weicher Triggerbedingung verwendet.

---

[3] Die Triggerbedingung "ET" bedeutet eine Energiedeposition von mehr als ca. 5 GeV im Elektron-Tagger, "PD" bedeutet eine Energiedeposition von mehr als ca. 5 GeV im Photon-Detektor. "VC" ist gleichbedeutend mit einem Signal im Wasser-Čerenkov-Zähler, "$\overline{VC}$" ist die entsprechende Negation.

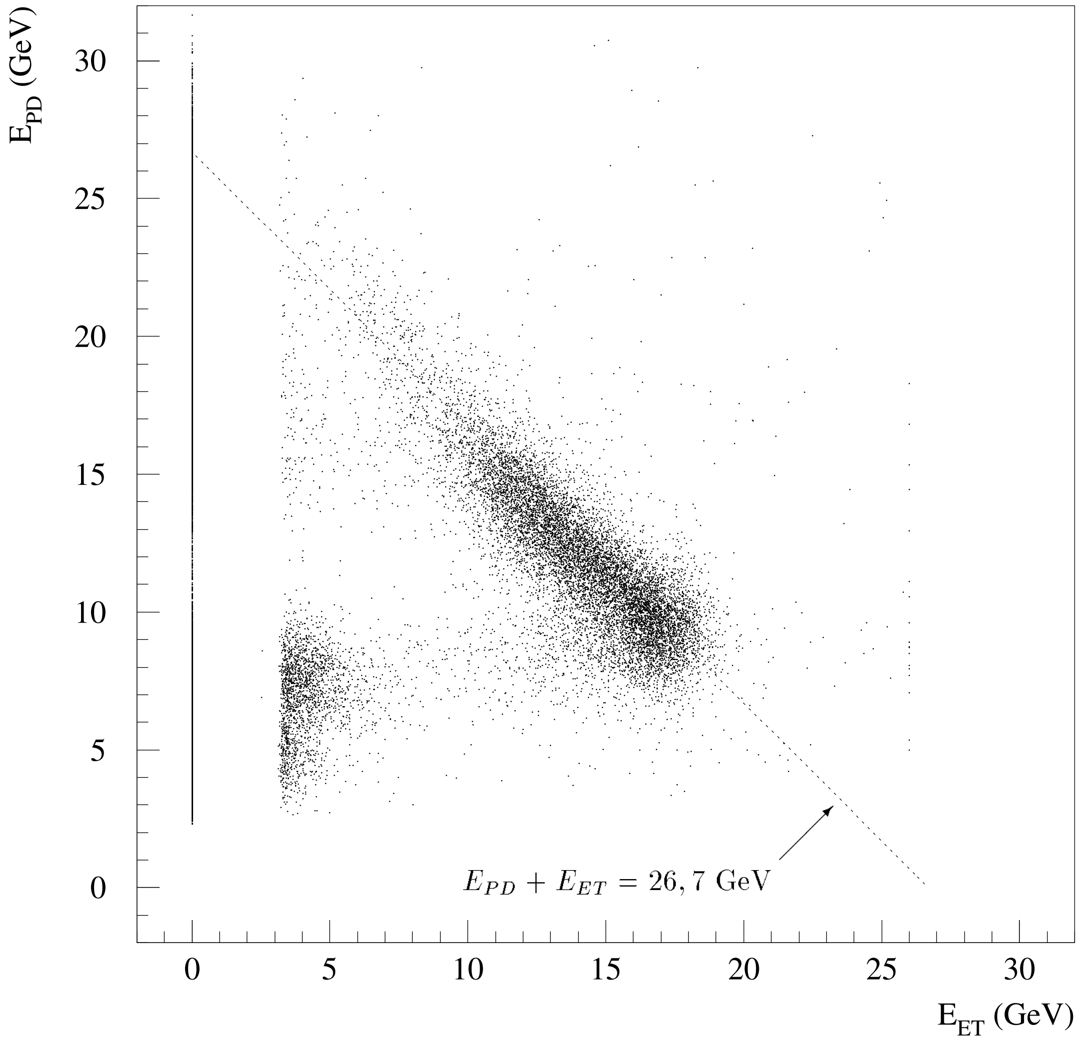


Abb. 3.5: **Korrelation von E_{PD} und E_{ET} in Run 33611**
Die in diesem Bild eingetragenen Ereignisse sind allesamt vom Čerenkov-Zähler getriggert worden und haben eine Energie E_{PD} im Photon-Arm deponiert. Aufgrund eines Energieschnittes im Rekonstruktionsprogramm werden aber nur Energien rekonstruiert, die im jeweiligen Detektor größer als ca. 3 GeV sind. Deutlich zu erkennen ist die für Bremsstrahlungsereignisse typische Korrelation von Photon- und Elektronenergie. Die Anhäufung von Ereignissen bei kleinem E_{PD} und E_{ET} beruht auf Leckverlusten, die auf die energieabhängige Akzeptanz des Elektron-Taggers zurückzuführen sind (siehe dazu Kap. 3.3.3).

Die Bedingung aus Gl. 3.1 kann lediglich für eine Relativkalibration der beiden Detektorkomponenten verwendet werden. Das ist sichtbar in Abb. 3.5, in der die Korrelation von der im Photon-Arm deponierten Energie und der im Elektron-Tagger deponierten Energie für Run 33611 aufgetragen ist: Die eingezeichnete Gerade ist durch Gl. 3.1 definiert, entlang der alle Punkte frei verschoben werden können, solange es keine weitere Bedingung gibt, die die Lage der Punkte festlegt.

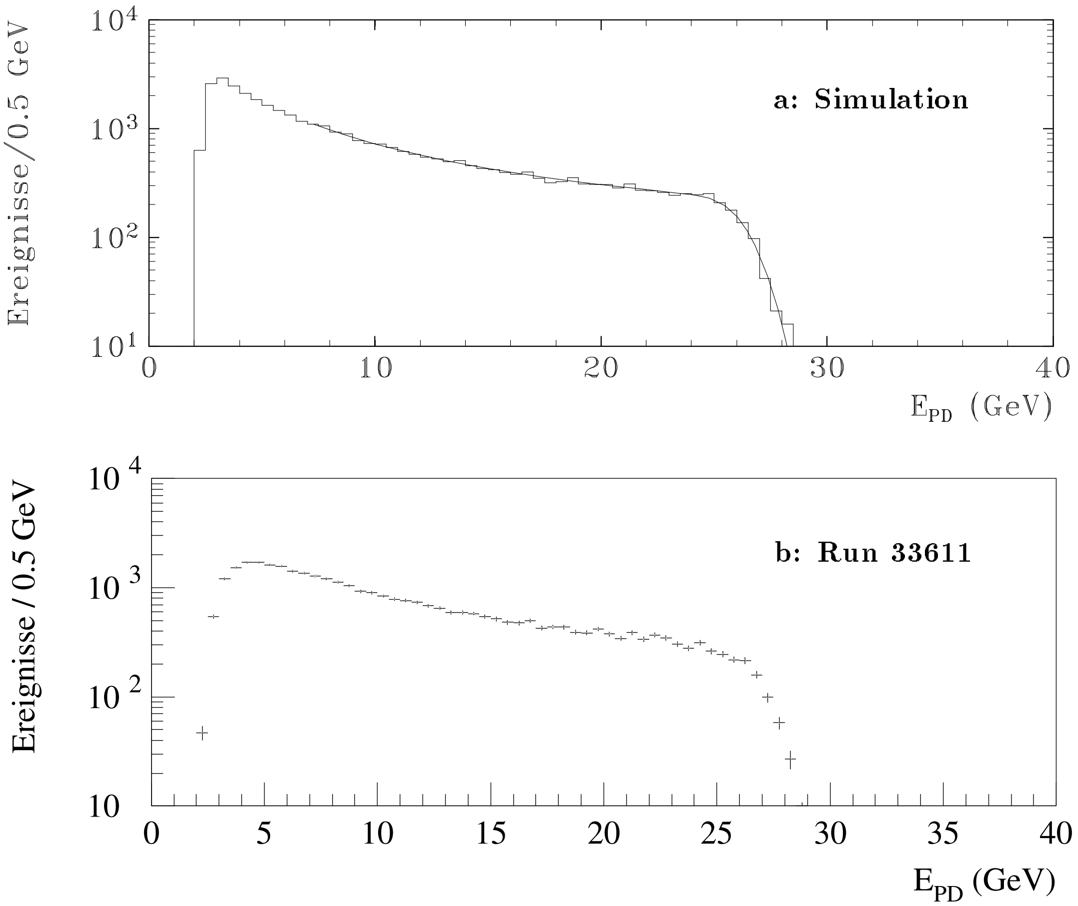


Abb. 3.6: **Energiespektrum von Photonen im Photon-Detektor**
Das obere Spektrum ist mit dem Program BHGEN [Lev93b] generiert worden. Dabei wurde eine Energieauflösung entsprechend Gl. 3.2 verwendet. Die Anzahl der generierten Ereignisse ist auf die Anzahl der gemessenen Ereignisse normiert. Das Energiespektrum der in Run 33611 gemessenen Ereignisse ist im unteren Histogramm abgebildet. Bei der Rekonstruktion wurden die aus Run 33608 und 33609 extrahierten Kalibrationskonstanten verwendet. Die hochenergetische Flanke, die zur Fixierung der Energieskala dient, stimmt bei den in Run 33611 gemessenen Ereignissen unter Verwendung der o.g. Kalibration bis auf 1% mit der generierten Flanke überein.

Diese weitere Bedingung liefert das Energiespektrum im Photon-Arm: Die Energie des abgestrahlten Photons kann nicht beliebig groß sein, maximal ist es die Energie des einlaufenden Elektrons von 26,7 GeV. Dazu vergleicht man ein simuliertes Energiespektrum (Abb. 3.6 a) mit dem tatsächlich gemessenem Energiespektrum (Abb. 3.6 b) und bestimmt mit Hilfe der hochenergetischen Flanke die absolute Kalibration des Photon-Armes und damit dann auch die des Elektron-Armes.

Von Nachteil, der sich auf die Energieauflösung auswirkt, ist die Abhängigkeit der Kalibrationskonstanten von PD und ET von der Zählrate. Bei hoher Zählrate, d.h. bei hoher Luminosität und/oder schlechten Strahlbedingungen, ist die Verstärkung der Signale deutlich größer als bei

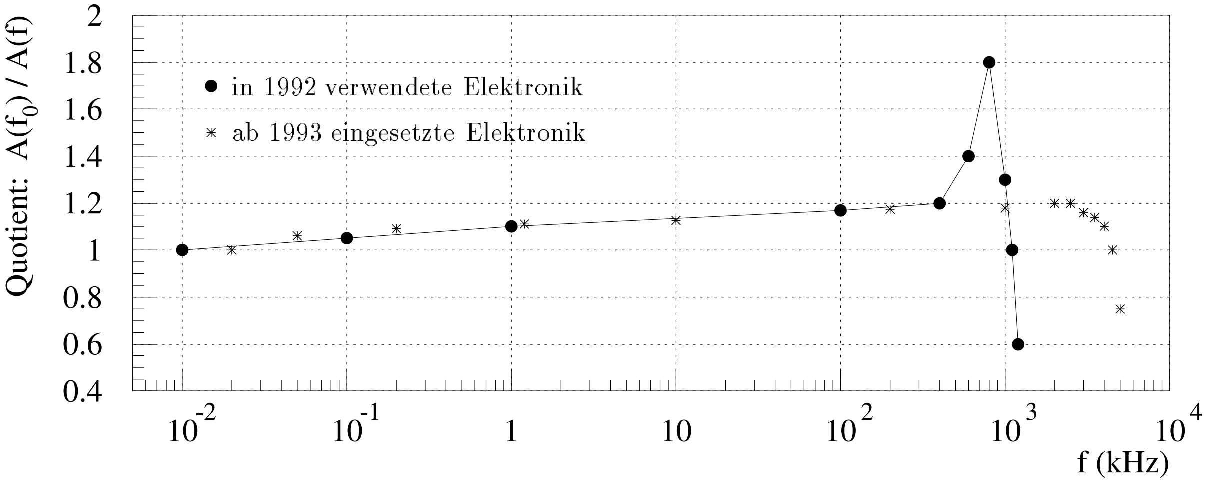


Abb. 3.7: **Stabilität des Luminositäts-Systems**
Im Laboraufbau ist mit Hilfe von Lichtpulsen die Zählratenabhängigkeit von der derzeitig benutzten und der zukünftig einzusetzenden Elektronik getestet worden. Mit zunehmender Rate steigt zunächst die relative Verstärkung und bricht bei einer kritischen Frequenz zusammen. In 1992 lagen typische Zählraten des Photon-Detektors im Bereich zwischen 10 und 100 kHz [Lev93c].

kleiner Zählrate. Die Zählratenabhängigkeit ist in einem Laboraufbau mit Hilfe von Lichtpulsen aus Leuchtdioden gemessen worden und in Abb. 3.7 dargestellt. Für die Stabilität innerhalb einer Elektron-Füllung eines HERA-Runs kann es zu Veränderungen in der Größenordnung von 3 bis 10 % kommen [Lev93c].

Diese Zählratenabhängigkeit führte dazu, daß für die in 1992 gemessenen Daten die Kalibration nicht mit Hilfe der speziellen Runs 33608, 33609 und 33611 bestimmt wurde, sondern nachträglich mit aufgezeichneten Bremsstrahlungsereignissen. Von allen getriggerten Bremsstrahlungsereignissen wurde nur jedes 2^{13}-te Ereignis aufgezeichnet. Die Anzahl dieser selektierten Ereignisse sowie der bei zufälliger Koinzidenz mit anders getriggerten Ereignissen aufgezeichneten Bremsstrahlungsereignisse entspricht der integrierten Luminosität des betreffenden Runs unter Berücksichtigung der individuellen Untergrundbedingungen. Bei einer auf diesen Ereignissen basierenden Kalibration ist also eine mit der Luminosität gewichtete Mittelung gewährleistet, die unterschiedliche Zählraten und andere Effekte implizit berücksichtigt.

Nach dieser Vorgehensweise wurde eine für alle Runs im Herbst 92 gültige Kalibration ermittelt, die auch in der in Kapitel 4.1 und 4.2 beschriebenen Analyse radiativer Ereignisse Verwendung findet. Die Energieauflösung hat sich dadurch von

$$\sigma/E = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \qquad (E \text{ in GeV}) \tag{3.2}$$

auf

$$\sigma/E = \frac{13\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\% \qquad (E \text{ in GeV}) \tag{3.3}$$

verschlechtert, wobei der statistische Fehler für die einzelnen elektronischen Kanäle aufgrund unterschiedlicher Zählraten verschieden ist. Da zusätzlich der Photon-Arm im Vergleich zum Elektron-Arm bei gleicher Elektronik einer etwa dreimal höheren Zählrate ausgesetzt ist, führt diese Asymmetrie auch zu einer Mißkalibration zwischen den beiden Detektor-Armen. Diese Probleme sollen in den folgenden Datennahme-Perioden dadurch gelöst werden, daß schon während der Datennahme das Luminositäts-System momentan ("*online*") kalibriert wird. Dazu können dann alle identifizierten Bremsstrahlungsereignisse verwendet werden, und man braucht nicht mehr auf die aufgezeichneten Ereignisse zurückgreifen.

Für die folgenden Untersuchungen von Akzeptanz und Effizienz wird Run 33611 mit der nicht gemittelten, optimalen Kalibration aus Run 33608 und 33609 benutzt; die Aulösung ist dann durch Gl. 3.2 beschrieben.

3.3.3 Akzeptanz und Effizienz des Luminositäts-Systems

Von den im Run 33611 aufgezeichneten Bremsstrahlungsereignissen haben ca. 10 % im Photon-Arm mehr als 4 GeV und im Elektron-Arm mehr als 8 GeV Energie deponiert. Die Verteilung der Clusterschwerpunkte in den beiden Detektoren ist für diese Ereignisse in den Abb. 3.8 dargestellt. Die Verteilungen spiegeln die Beschaffenheit des Elektronstrahles wieder, der in vertikaler Richtung gut und in horizontaler Richtung weniger gut fokussiert ist. In horizontaler Richtung sind die Verteilungen deshalb breiter. Darüber hinaus sind in Abb. 3.8 und in Abb. 3.9 für die oben genannten Ereignisse ($E_{PD} > 4$ GeV und $E_{ET} > 8$ GeV) bei beiden Detektoren Strukturen entsprechend der Granularität der Kristallmatrix erkennbar. Die Breite der Verteilungen ist im Falle des Photon-Detektors auf die jeweilige Beschaffenheit des Elektronstrahls zurückzuführen, im Falle des Elektron-Taggers spiegelt sich hauptsächlich die Wirkung der von den Elektronen durchquerten Magneten wieder, die als Spektrometer fungieren.

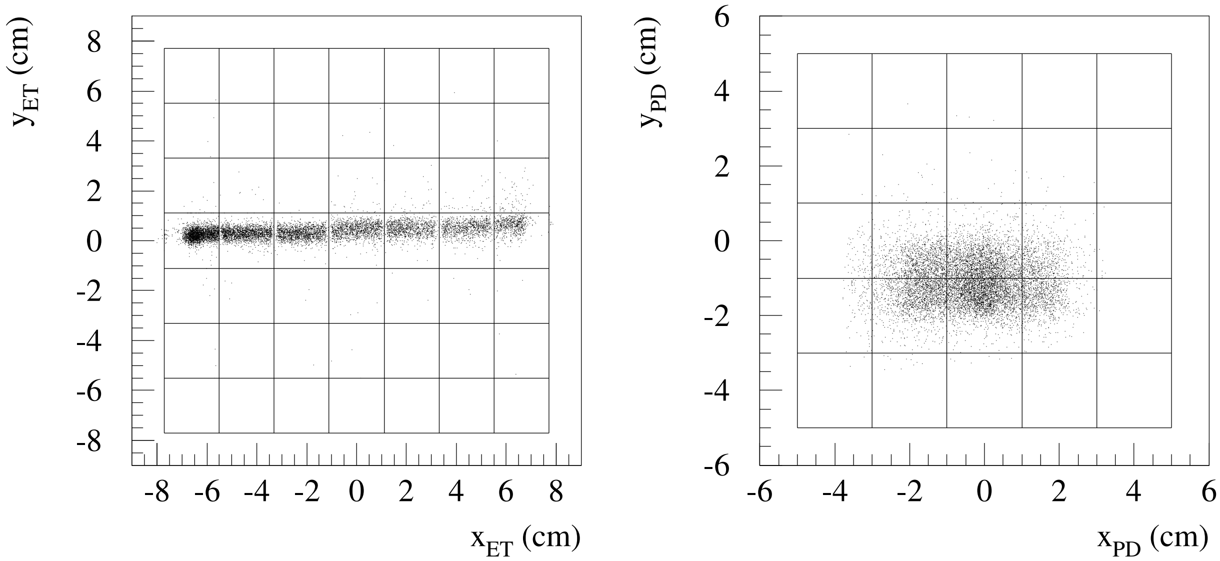


Abb. 3.8: **Rekonstruierte Clusterschwerpunkte im ET und im PD**
In beiden Detektoren ist sichtbar, daß der Elektronstrahl in vertikaler Richtung gut fokussiert ist. Im Photon-Detektor (rechts) bemerkt man aber, daß der Strahldurchmesser in horizontaler Richtung im Vergleich zur vertikalen Richtung größer ist, also der Strahl schlechter fokussiert ist. Daß sich die Verteilung im Elektron-Tagger in horizontaler Richtung wie ein Band erstreckt, liegt an den vom gestreuten Elektron durchquerten Magneten, die als magnetisches Spektrometer wirken.

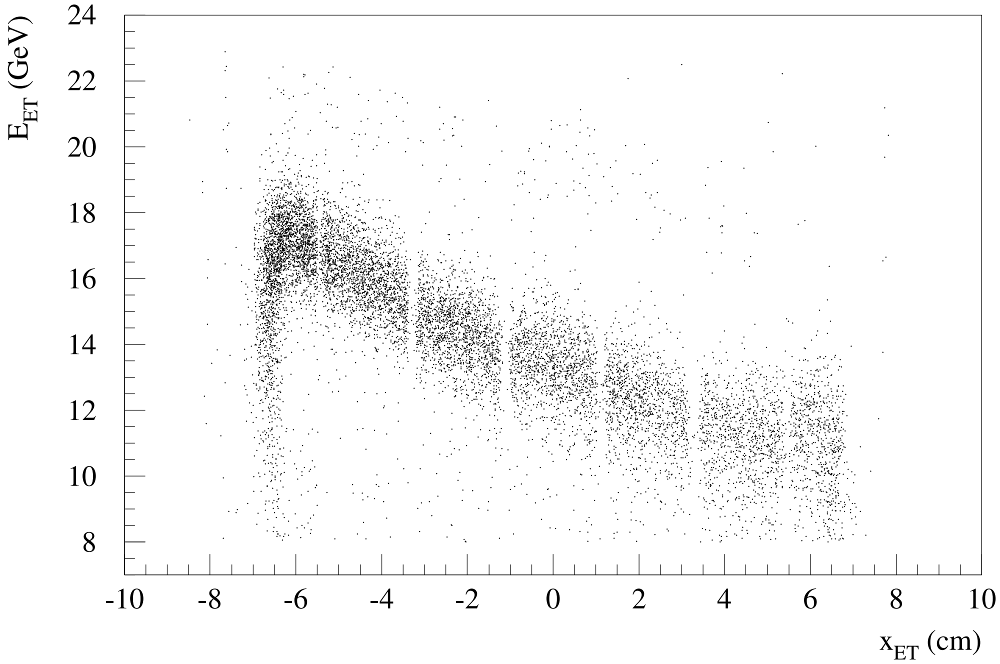


Abb. 3.9: **Akzeptanz des Elektron-Taggers**
Die Lage des Clusterschwerpunkts im Elektron-Tagger ist von der Elektronenergie abhängig. Nahe des Elektronstrahlrohrs (x_{ET} < -6 cm) sieht man deutlich den Effekt, daß aufgrund der Geometrie des ETs und der hohen Energie des gestreuten Elektrons nur noch ein Teil der Elektronenergie deponiert wird. Die leeren Bereiche in x-Richtung entsprechen den Kristallgrenzen, wo der verwendete Clusteralgorithmus nur unzureichend die tatsächliche Clusterposition rekonstruiert.

Wie schon in Kapitel 3.3.1 angesprochen, ist die Akzeptanz des Elektron-Taggers geometrischer Natur und stark abhängig von der Energie des in den Elektron-Arm gestreuten Elektrons: Das Elektron wird bei hoher Energie durch die Dipolmagneten schwächer abgelenkt und läuft auf der Strahlrohrseite am Elektron-Tagger vorbei. Mit kleiner werdender Energie trifft das Elektron den ET – zunächst nur teilweise, dann voll. Bei noch niedrigerer Energie läuft dann das Elektron wieder vorbei, ohne den Tagger getroffen zu haben. Dieses Verhalten ist in Abb. 3.9 zu sehen: Die Korrelation zwischen Energie und x-Koordinate des Clusterschwerpunkts im Elektron-Tagger zeigt das zuvor diskutierte Verhalten.

Will man die elastischen Bremsstrahlungsereignisse ("Bethe-Heitler-Ereignisse") aus der Menge der radiativen Ereignisse herausfiltern, kann man den Elektron-Tagger dahin überprüfen, ob in ihm Energie deponiert wurde. Solche Ereignisse können dann aus der Analyse ausgeklammert werden. Diese Methode führt aber nur in einem beschränkten Energieintervall zum Erfolg. Deshalb soll im folgenden die Effizienz des Elektron-Taggers bestimmt werden, um in den ineffizienten Bereichen evt. andere Methoden anzuwenden.

Die Effizienz des Elektron-Taggers kann dadurch bestimmt werden, daß man die Ereignisse von Run 33611 mit einer Energiedeposition im Photon-Arm selektiert und in zwei Klassen unterteilt:

- Bremsstrahlungsereignisse bei denen in beiden Armen des Luminositäts-Systems Energie deponiert wurde (offenes Histogramm in Abb. 3.10 a);

- Ereignisse, bei denen nur im Photon-Arm Energie deponiert wurde (schattiertes Histogramm in Abb. 3.10 a).

Der Quotient aus diesen beiden Verteilungen, ergibt die Verteilung in Abb. 3.10 b. Aus dieser Quotientenverteilung bekommt man nach Subtraktion von eins die Effizienz des Elektron-Taggers in Abhängigkeit der Photonenergie (Abb. 3.10 c). Unter der Annahme, daß die Energie im Elektron-Tagger E_{ET} = 26,7 GeV − E_{PD} ist, kann man die Effizienz auch in Abhängigkeit der Elektronenergie errechnen (Abb. 3.10 d). Allerdings handelt es sich dann bei E_{ET} um eine konstruierte Größe, ohne Berücksichtigung der Möglichkeit, daß das gestreute Elektron den Tagger nur teilweise trifft und nicht seine gesamte Energie deponiert. So geartete Ereignisse befinden sich in Abb. 3.5 bei kleinen Photonenergien und vermeintlich kleinen Elektronenergien.

ϵ	15	16	17	18	19	20	21	22
6	0.52	0.57	0.60	0.62	0.61	0.59	0.56	0.53
7	0.57	0.62	0.65	0.66	0.65	0.63	0.59	0.56
8	0.63	0.67	0.71	0.72	0.70	0.67	0.63	0.59
9	0.71	0.74	0.77	0.77	0.75	0.71	0.66	0.62
10	0.79	0.82	0.84	0.84	0.80	0.75	0.70	0.64
11	0.88	0.90	0.91	0.89	0.85	0.79	0.72	0.66
12	0.93	0.94	0.94	0.92	0.87	0.80	0.72	0.66
13	0.96	0.96	0.96	0.93	0.87	0.79	0.70	0.63
14	0.97	0.97	0.97	0.93	0.85	0.76	0.67	0.59

Tab. 3.3: **Elektron-Tagger Effizienz in Abhängigkeit der Elektronenergie** *Vertikal ist die untere Grenze, horizontal die obere Grenze eines Energieintervalls aufgetragen (in GeV). Die Effizienz des Elektron-Taggers liegt z.B. für Elektronenergien zwischen 8 und 18 GeV bei 72 %.*

ϵ	13	14	15	16	17	18	19	20
4	0.58	0.61	0.63	0.63	0.61	0.58	0.55	0.53
5	0.64	0.67	0.69	0.68	0.65	0.62	0.59	0.56
6	0.72	0.74	0.75	0.74	0.70	0.67	0.63	0.59
7	0.81	0.82	0.82	0.80	0.76	0.71	0.66	0.62
8	0.89	0.90	0.89	0.85	0.80	0.74	0.69	0.64
9	0.95	0.94	0.92	0.88	0.81	0.75	0.69	0.64
10	0.97	0.96	0.93	0.88	0.80	0.73	0.67	0.62
11	0.97	0.96	0.92	0.86	0.78	0.70	0.63	0.58
12	0.97	0.95	0.90	0.83	0.74	0.65	0.59	0.53

Tab. 3.4: **Elektron-Tagger Effizienz in Abhängigkeit der Photonenergie** *Vertikal ist die untere Grenze, horizontal die obere Grenze eines Energieintervalls aufgetragen (in GeV).*

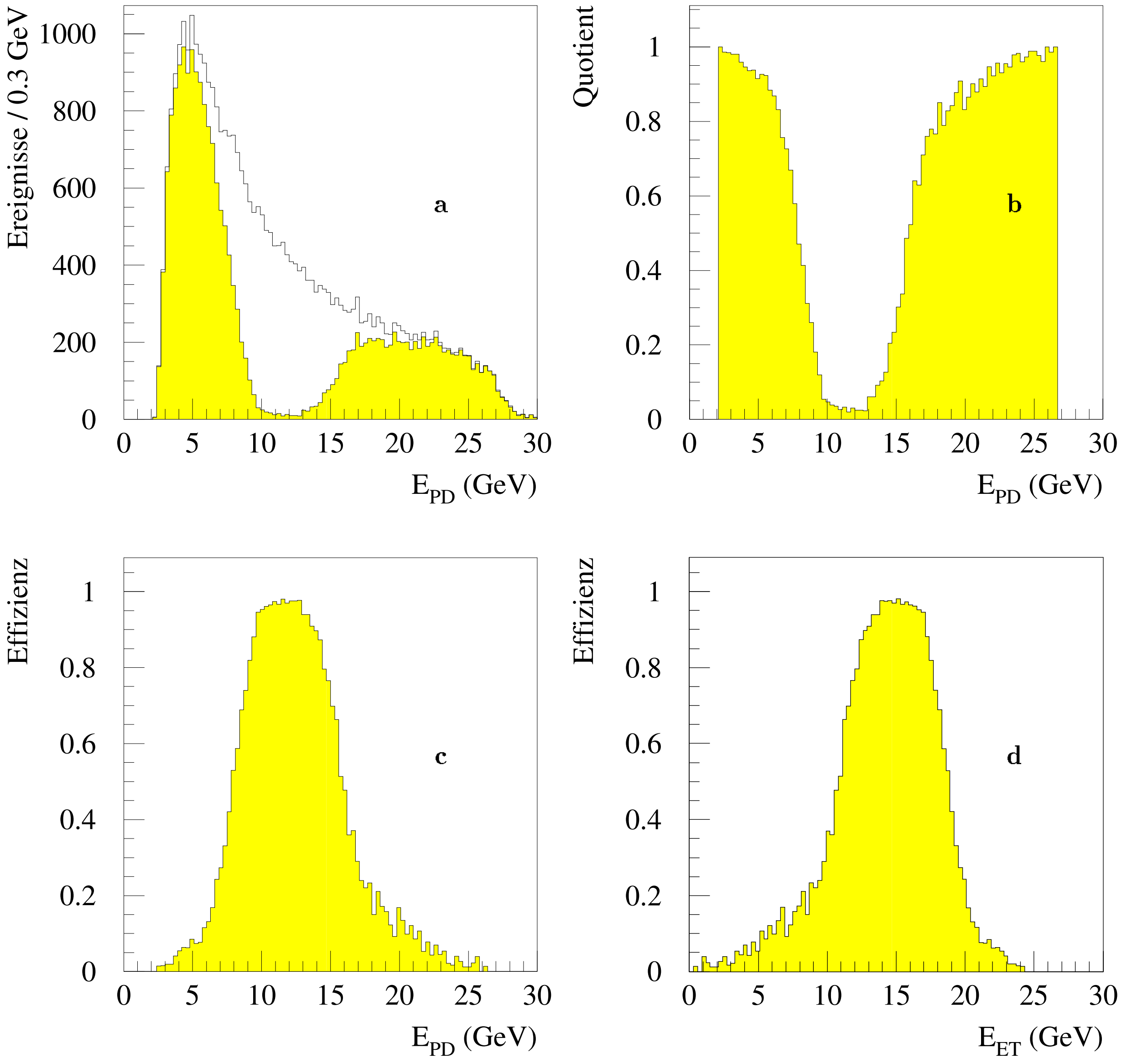


Abb. 3.10: **Effizienz des Luminositäts-Systems**
Das offene Histogramm in (a) zeigt das im Photon-Detektor gemessene Energiespektrum. Jene Ereignisse, die nur im Photon-Detektor aber nicht im Elektron-Tagger Energie deponiert hatten, bilden die schattierte Fläche in (a). Der Quotient von den Ereignissen ohne Deposition im ET und allen Ereignissen mit einer Energiedeposition von maximal 26,7 GeV im PD ist in (b) abgebildet. Daraus wurde die Effizienz errechnet, einmal in Abhängigkeit der Photonenergie (c) und in Abhängigkeit der Elektronenergie (d), die aus der Photonenergie gemäß $E_e = 26,7 - E_\gamma$ *abgeleitet wurde.*

3.3.4 Datenverarbeitung und Rekonstruktion im Luminositäts-System

Das Luminositäts-System hat vor dem Hintergrund der unterschiedlichen Anforderungen zwei verschiedene Zweige der Datenverarbeitung:

- Zur kontinuierlichen Messung der momentanen Luminosität während der H1-Datennahme werden Ereignisse mit den in Kap. 3.3.2 eingeführten Triggerbedingungen zwar gezählt, aber im allgemeinen nicht einzeln aufgezeichnet. Dieser ”Luminositäts”-Zweig arbeitet unabhängig vom zentralen Trigger, liefert aber dem Kontrollraum von H1 und HERA Informationen über momentane Strahlbedingungen. Diese Informationen werden regelmäßig und in kurzen Abständen (ca. alle 10 - 30 sec) neu bereitgestellt und den aufgezeichneten Ereignissen beigefügt.
- Nur in dem Fall, daß der zentrale Trigger die Datenauslese anfordert (siehe Kap. 3.5), wird die im Luminositäts-System gemessene Energie aufgezeichnet. Die elektronische Signalaufbereitung erfolgt unabhängig von der Luminositätsmessung. Alle Informationen des Luminositäts-Systems (z.B. über den Trigger, die Signalhöhe, den Ort der Energiedeposition ...) werden zu allen anderen Meßergebnissen des betreffenden Ereignisses hinzugefügt und gespeichert.

Bei der Analyse kann man somit an mehreren Stellen Informationen vom Luminositäts-System bekommen: In einer Tabelle (”*Event-Header*”), die für jedes gespeicherte Ereignis erstellt ist, findet man die zeitlich gemittelten Informationen über die bei der Messung herrschenden Strahlbedingungen. Ferner werden im Fall einer Energiemessung weitere Tabellen errechnet, in denen die Energiedeposition gespeichert wird. Bei dieser Berechnung gehen die Kalibrationskonstanten, Clusteralgorithmen etc. ein, die hier nicht weiter beschrieben werden sollen.

Es gibt einen wichtigen Unterschied in der Rekonstruktion von gemessenen und simulierten Daten des Luminositäts-Systems: Die im Photon-Arm deponierte Energie wird aus der im Photon-Detektor und der im Wasser-Čerenkov-Zähler deponierten Energie im Fall von H1-Daten rekonstruiert. In der Rekonstruktion von *simulierten* Daten ist das nicht der Fall, da der Wasser-Čerenkov-Zähler im Simulationsprogramm nicht beschrieben ist [Lev93a]. Folglich wäre dann die rekonstruierte Photonenergie systematisch kleiner als die generierte Energie. Bei der Analyse von simulierten Daten wird deshalb die generierte Photonenergie mit 13 % verschmiert, was für eine wirklichkeitsnahe Detektor-Beschreibung sinnvoll und entsprechend Gl. 3.3 durchaus statthaft ist.

3.3.5 Messung der Luminosität

In der späteren Analyse wird insbesondere von der Fähigkeit des Luminositäts-Systems, unter kleinen Winkeln abgestrahlte Photonen nachzuweisen, Gebrauch gemacht. Darüber hinaus ist aber beim Vergleich von simulierten mit gemessenen Daten die Kenntnis der integrierten Luminosität von Wichtigkeit. Diese Messung, für die das Luminositäts-System eigentlich gebaut wurde, soll hier im folgenden kurz erläutert werden:

Der Wechselwirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \rightarrow ep\gamma$ war erstmalig von H. Bethe und W. Heitler berechnet [Bet34] worden. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei der Streuung hochenergetischer Elektronen ($E_e, E_{e'} \gg m_e$) an Protonen mit der Energie E_p gilt [Alt74]:

$$\frac{d\sigma_{BH}}{dE_\gamma} = 4\,\alpha\,r_e^2\,\frac{E_{e'}}{E_\gamma\,E_e}\left(\frac{E_e}{E_{e'}} + \frac{E_{e'}}{E_e} - \frac{2}{3}\right)\left(ln\frac{4E_pE_eE_{e'}}{m_pm_eE_\gamma} - \frac{1}{2}\right) \quad . \qquad (3.4)$$

Die Rate von elastischen Bremsstrahlungsereignissen R_L ist verbunden mit der momentanen Luminosität über:

$$R_L = \sigma^* \, L \quad . \tag{3.5}$$

Dabei ist σ^* der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlungsereignisse im Akzeptanzbereich des Luminositäts-Systems.

Grundsätzlich sind nur die Ereignisse vom Typ $ep \rightarrow ep\gamma$ charakteristisch für die Luminosität. Ereignisse, bei denen eine Bremsstrahlung am Restgas stattgefunden hat ($eA \rightarrow eA\gamma$), dürfen für die Messung der Luminosität nicht berücksichtigt werden, da die Rate dieser Ereignisse nur für die Population der Elektronpakete, aber nicht für die Population der Protonpakete charakteristisch ist. Dazu wird mit Hilfe der nicht kollidierenden Elektron-Teilchenpaketen (*electron pilot bunches*) die Rate dieses Reaktionstyps (R_{pilot}) gemessen. Die Angaben über die Population (gemessen in mA) aller Teilchenpakete I_{tot} und die Füllung des Pilot-bunches I_{pilot} werden von HERA bereitgestellt.

In Simulationsrechnungen wurde der Wirkungsquerschnitt σ^*_{TB} berechnet, daß bei einer Bremsstrahlungsreaktion sowohl das Elektron als auch das Photon in den Akzeptanzbereich des Luminositäts-Systems gestreut wird und eine Triggerbedingung TB (z.B. $ET \wedge PD \wedge \overline{VC}$) erfüllt ist. Legt man diese berechenbaren Werte zugrunde (siehe Kap. 3.3.2), so bekommt man bei Verwendung dieser bestimmten Triggerbedingung TB durch die Messung der totalen Rate $R_{tot,TB}$ für die Luminosität:

$$L = \frac{f_{corr}}{\sigma^*_{TB}} \, (R_{tot,TB} - R_{pilot} \, \frac{I_{tot}}{I_{pilot}}) \tag{3.6}$$

Der Korrekturfaktor f_{corr} vereint die berechenbaren Einflüsse der Triggereffizienz und der vertikalen oder horizontalen Verschiebung der Strahlführung.

Die systematischen Fehler bei dieser Messung der Luminosität sind in Tab. 3.5 aufgeschlüsselt zusammengestellt. Für die Messung der integrierten Luminosität in 1992 ergibt sich daraus resultierend ein systematischer Fehler von 7 %.

Systematischer Fehler in % durch:	Design	in 1992 erreicht
Korrekturen zum Wirkungsquerschnitt	0,1	0,5
Akzeptanzkorrekturen	4,5	5,5
Untergrundseparation	0,1 – 0,5	2,0
Triggereffizienz	1,0	2,5
Absolute Kalibration	0,5	2,0
Gesamter systematischer Fehler	< 5	7

Tab. 3.5: **Systematische Fehler der Luminositätsmessung** [Lev93c].

Eine andere Methode zur Bestimmung der Luminosität basiert auf den QED-Compton-Ereignissen (siehe Kap. 2.2.1), bei denen sowohl das gestreute Elektron als auch das abgestrahlte Photon im Rückwärtsbereich des zentralen H1-Detektors nachgewiesen wird. Diese Methode ist in [Cou92] und [Ker94] dokumentiert. Die Messung der Luminosität über die QED-Compton-Ereignisse hat bei der geringen integrierten Luminosität in 1992 aufgrund des kleinen Wirkungsquerschnittes (verglichen mit dem von Bremsstrahlungsereignissen) einen sehr großen statistischen Fehler. Langfristig gesehen wird sie aber zu genaueren Resultaten führen können.

3.4 Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter

Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (engl: **B**ackward **E**lectro-**M**agnetic **C**alorimeter; im folgenden abgekürzt: BEMC) befindet sich im Innenbereich des H1-Detektors (siehe Abb. 3.11). Es besteht aus 88 Kalorimetermodulen, die in einer Aluminiumtonne entsprechend Abb. 3.12 angeordnet sind. Das BEMC deckt den Winkelbereich von 151° bis 177° ab. Es ergänzt somit das Liquid-Argon-Kalorimeter, dessen im Rückwärtsbereich montierten Module (BBE) nur bis zu einem Polarwinkel von 155° reichen.

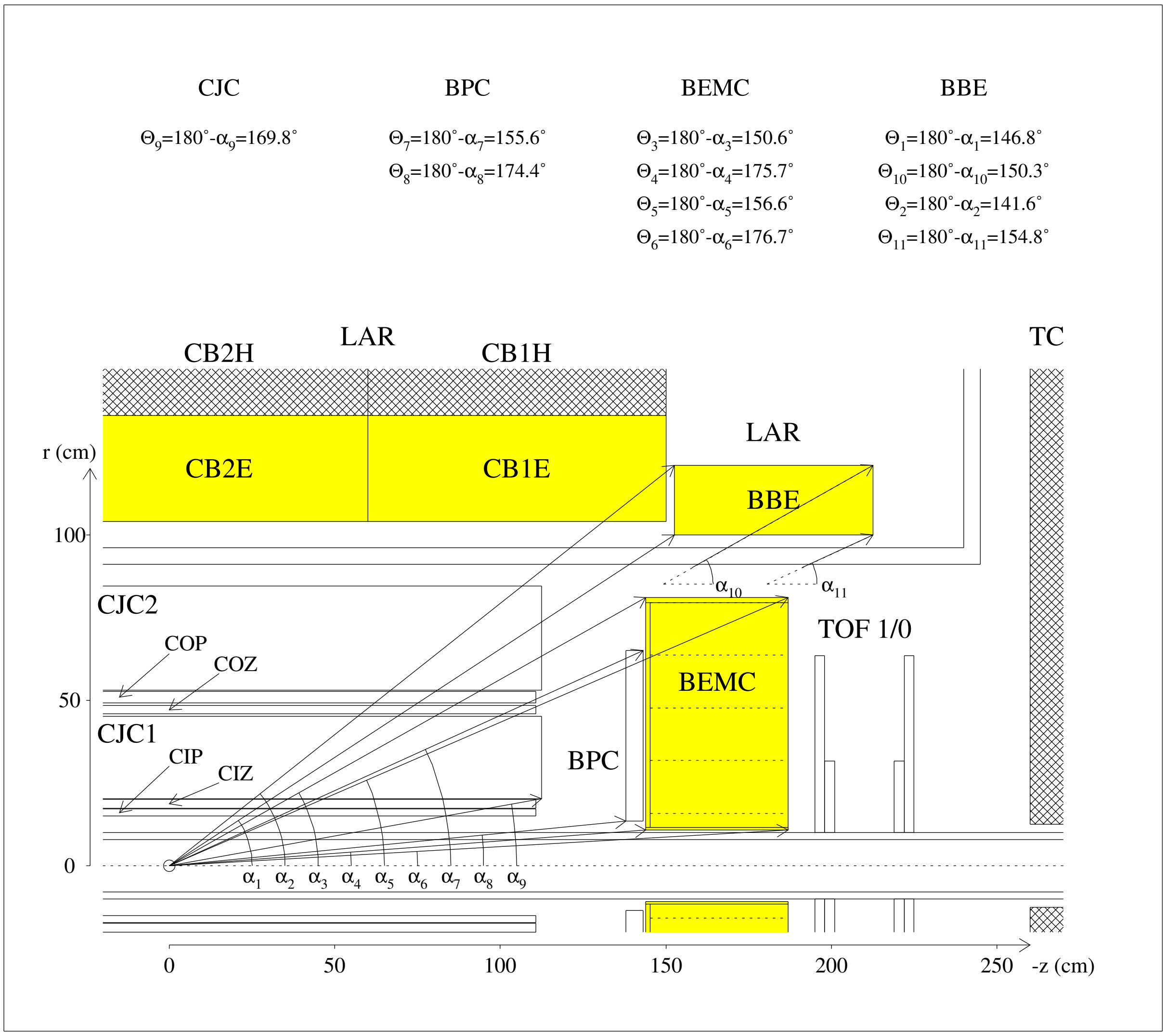


Abb. 3.11: **Der Rückwärtsbereich des H1-Detektors**
Die oben in der Zeichnung angegebenen Winkel Θ_i *beziehen sich auf die Flugrichtung der Protonen. Es gilt deshalb:* $\Theta_i = 180^\circ - \alpha_i$

Das BEMC ist vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen hinter den zentralen Spurenkammern angeordnet. Diese Spurenkammern ermöglichen unter Zuhilfenahme der rückwärtigen Proportionalkammer (*Backward Proportional Chamber*, BWPC) die Rekonstruktion der in den Rückwärtsbereich führenden Spuren. Hinter dem BEMC befinden sich ein Flugzeit-System (*Time of Flight System*, ToF) und ein hadronisches Kalorimeter (*Tail Catcher*, TC).

Das BEMC ist optimiert auf die Energiemessung von gestreuten Elektronen in tief inelastischen Ereignissen. Bei der Konstruktion des BEMC waren somit folgende Gesichtspunkte von besonderer Wichtigkeit (vgl. [Gen91]):

- Das BEMC befindet sich im magnetischen Feld der supraleitenden Spule. Diese Umgebung schränkt die Auswahl photosensitiver Elemente stark ein: Zwar sind Photomultiplier erhältlich, die in starken Magnetfeldern eingesetzt werden können, jedoch wurden Silizium-Photodioden ausgewählt aufgrund vergleichsweise niedriger Kosten und des geringeren Platzbedarfs. Durch die Wahl von Photodioden bedingt, kommen ladungsempfindliche Vorverstärker zum Einsatz.

- Der Meßbereich und die Dicke des BEMC sind durch die HERA-Kinematik bestimmt: Nahezu elastisch gestreute Elektronen deponieren ca. 30 GeV (bei Design-Strahlenergie). Aus dieser Bedingung ergibt sich die auf elektromagnetische Prozesse abgestimmte Dicke des BEMC von 21,6 X_0.

- Die vom BEMC generierten Triggersignale sollen eine Zeitauflösung ermöglichen, die feiner ist als der HERA-Zyklus von 96 ns.

- Die Kalibration der Energie soll mit dem Ziel durchgeführt werden, eine Präzision von 1 % zu erreichen. Bei einer solchen Genauigkeit ist es ferner erforderlich, daß bei der Rekonstruktion einer Schauerenergie Nichtlinearitäten, Inhomogenitäten, Magnetfeldeinfluß, Leckverluste etc. beachtet und ggf. korrigiert werden.

Die aus diesen Anforderungen resultierenden Konstruktionsparameter sind in Tab. 3.6 zusammengefaßt.

Abstand zum Wechselwirkungspunkt (WWP):			144,0 cm
Mittlere Dichte des sensitiven Bereiches:			4,6 g/cm^3
Sensitive Länge (insgesamt):	21,6 X_0	0,98 λ	34,25 cm
Sensitive Länge (had. Teil):	6,5 X_0	0,29 λ	10,35 cm
Molière Radius:			3,4 cm
Minimaler sensitiver Radius:			15,9 cm
Maximaler sensitiver Radius:			$\approx$ 79 cm
Maximaler Winkelbereich:			$150,6^\circ < \theta < 176,7^\circ$
Bereich in Pseudorapidität[4]:			$-1.3 > \eta > -3.5$
Vollständige Absorption von Elektronen aus dem WWP			
- im Winkelbereich:			$156,2^\circ < \theta < 173,6^\circ$
- in Pseudorapidität:			$-1.6 > \eta > -2,9$

Tab. 3.6: **Konstruktionsparameter des BEMC** (aus [BM92a] und [Fle93a])

---

[4] Die Pseudorapidität ist definiert als $\eta = -ln\ tan(\theta/2)$

3.4.1 Aufbau des BEMC

Die 88 Module des BEMC (siehe Abb. 3.13) sind aus 50 Szintillatorplatten (4 mm dick) und 49 Bleiplatten (2,5 mm dick) aufgebaut, die hintereinander in abwechselnder Folge angeordnet sind ("*Sampling-Struktur*"). Die sensitive Länge der einzelnen Module ist 34,25 cm, was bei dem verwendenten Szintillatormaterial SCSN 38 und der Bleilegierung – Pb(94 %) + Sb(6 %) – insgesamt 21,6 X_0 ergibt [Fle93a]. Ein 30 GeV Elektron kann somit vom BEMC nahezu vollstängig absorbiert werden. Die korrespondierende hadronische Länge[5] ist nur etwa 0,98 λ, weswegen das BEMC nur sehr bedingt geeignet ist, die Energie von Hadronen zu messen.

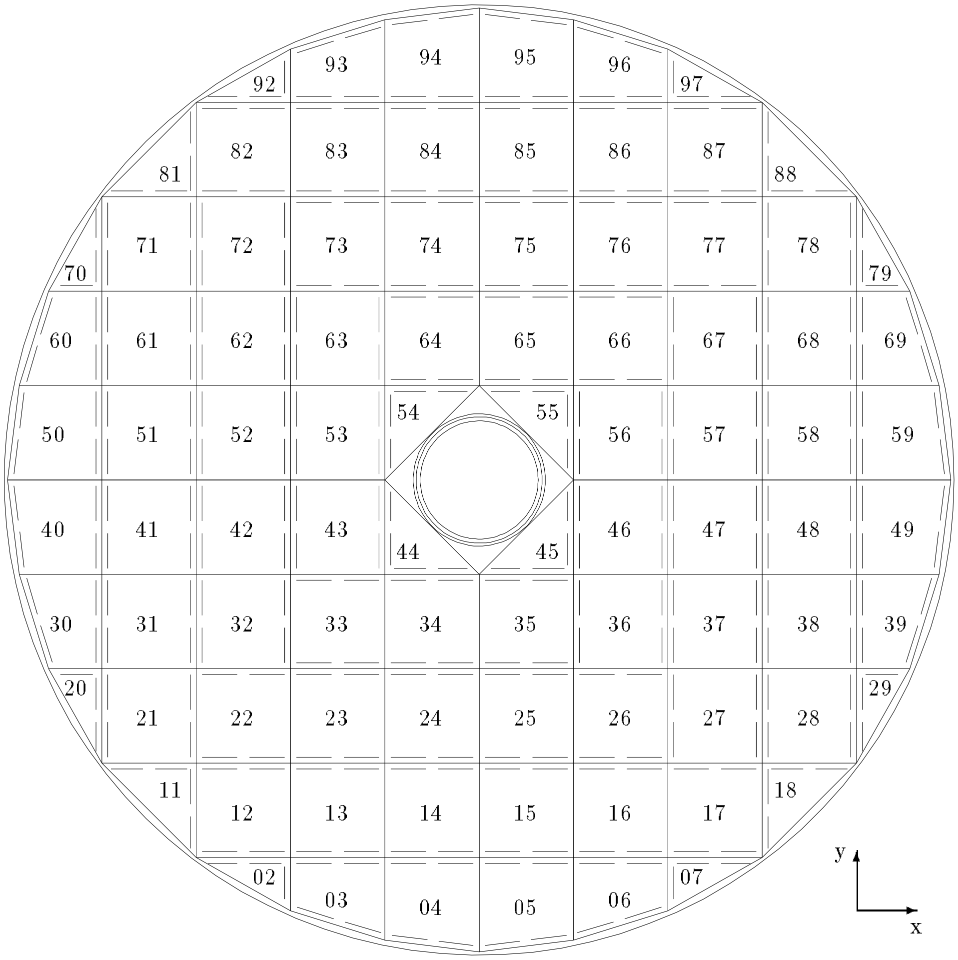


Abb. 3.12: **Ansicht des BEMC**
(Vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen.) Eingezeichnet ist die Lage der langen Wellenlängenschieber aller Module. Sie wurden so angeordnet, daß Teilchen beim Durchqueren des BEMC nur eine möglichst kurze Wegstrecke im Bereich der Wellenlängenschieber verbringen.

---

[5] Die nukleare Absorptionslänge λ (auch: Wechselwirkungslänge) ist für Hadronen eine zur Strahlungslänge X_0 analoge Größe, die die mittlere Wegstrecke eines hochenergetischen Pions zwischen zwei Wechselwirkungen beschreibt.

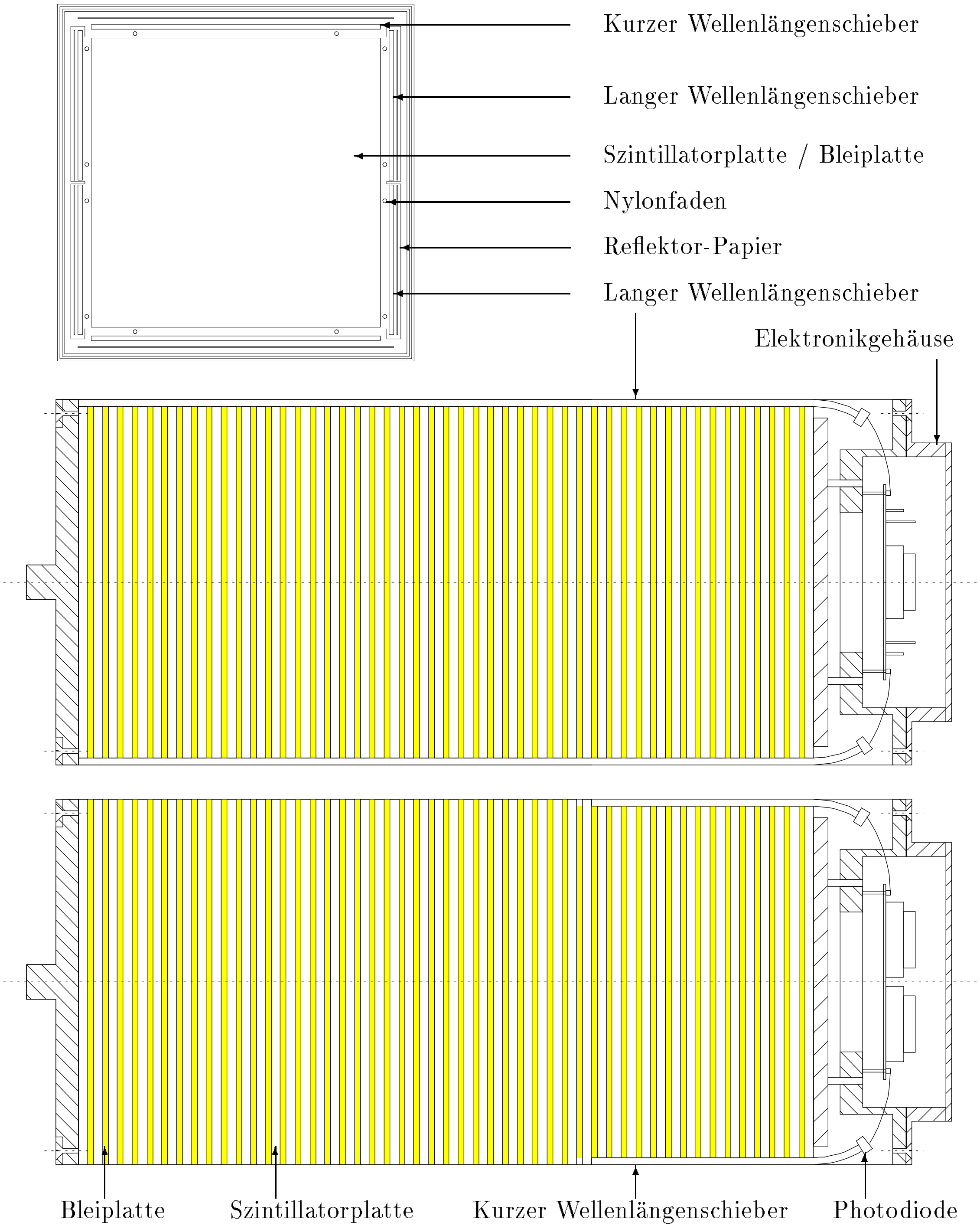


Abb. 3.13: **Schnitt durch ein BEMC-Modul mit quadratischem Querschnitt** *Die schattierten Bereiche kennzeichnen die Bleiplatten, die sich mit Szintillatorplatten abwechseln. Die langen Wellenlängenschieber grenzen an alle Szintillatorschichten (oben abgebildet), während die kurzen Wellenlängenschieber nur an den hinteren 15 Schichten anliegen. Auf den Stirnflächen der Wellenlängenschieber sind Photodioden aufgeklebt, deren Signale von ladungsempfindlichen Vorverstärkern, die im Elektronikgehäuse untergebracht sind, verarbeitet werden.*

Die Sampling-Struktur wird an zwei gegenüberliegenden Seiten von je zwei 3 mm dicken Szintillatorstäben[6] ("Wellenlängenschieber") ausgelesen, die die volle Länge der Module abdecken. An den beiden verbleibenden Seiten befindet sich jeweils ein Wellenlängenschieber, der die volle Breite der letzten 15 Sampling-Schichten abdeckt. Diese beiden Wellenlängenschieber sollen eine Elektron-Hadron-Separation ermöglichen. Die Einkopplung des Szintillationslichts in die Wellenlängenschieber erfolgt über einen Luftspalt, der durch 0,3 mm dicke Nylonfäden gegeben ist.

Die langen Wellenlängenschieber werden von jeweils einer Photodiode ausgelesen, die kurzen Wellenlängenschieber von zwei Photodioden. Jedem Wellenlängenschieber ist ein elektronischer Kanal zugeordnet. d.h. es gibt für jeden Wellenlängenschieber eine komplette elektronische Kette. Das bedeutet aber auch, daß die Signale der zwei Photodioden bei den kurzen Wellenlängenschiebern von einem gemeinsamen Vorverstärker etc. ausgelesen werden. Dieser Umstand hat u.a. ein unterschiedliches Rauschverhalten zur Folge (siehe dazu Abb. A.5 und die Erläuterungen im Anhang A).

Um eine optimale Raumausfüllung von dem runden Querschnitt des BEMC zu erreichen, sind verschiedenförmige Modultypen konstruiert worden. Die insgesamt 88 Module teilen sich auf in:

- 56 Module mit quadratischem Querschnitt. Diese Module haben 6 elektronische Kanäle und sind in Abb. 3.13 dargestellt. Die Module wurden unterschiedlich orientiert eingebaut, mit der Absicht, den Weg durch die Region der langen Wellenlängenschieber (*Crack-Region*) für Teilchen, die aus dem Wechselwirkungspunkt kommen, zu minimieren.
- 8 Module mit großem trapezoidem Querschnitt im äußeren Bereich des BEMC. Sie haben – wie auch die quadratischen Module – 6 elektronische Kanäle.
- 8 Module mit kleinem trapezoidem Querschnitt. Diese Module haben aus Platzgründen nur 4 lange, aber keine kurzen Wellenlängenschieber.
- 8 Module mit großem dreieckigem Querschnitt. Bei diesen Modulen liegen jeweils 2 lange Wellenlängenschieber an den zwei kurzen Seiten. Vier dieser Module befinden sich im Bereich des Strahlrohres. Aufgrund der Nähe zum Strahlrohr erfahren diese vier Module eine besonders hohe Zählrate.
- 8 Module mit kleinem dreieckigem Querschnitt. Diese Module haben aus Platzgründen nur jeweils 3 lange Wellenlängenschieber und befinden sich nur im Außenbereich des BEMC.

Bei allen Modulen ist es möglich, in die – vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen – letzte Szintillatorplatte UV-Licht einzukoppeln, um so den gesamten Signalweg überprüfen zu können. Die Konzeption und Entwicklung dieses Systems sowie die Resultate der Voruntersuchungen sind in [Sch89], [Fle90] und [Gri91] dokumentiert, die Installation und Inbetriebnahme dieses Lasermonitorsystems ist in [Schr91], [Zar93] und [Pic94] beschrieben.

3.4.2 BEMC Datenverarbeitung und Rekonstruktion

Entscheidend für die Qualität der Bestimmung einer Energie im BEMC ist, daß alle möglichen und der Messung abträglichen Einflüsse bei der Berechnung der Energie eines aufgeschauerten

---

[6] Die Szintillatorstäbe sind aus dem Material Y7 hergestellt. Sie werden im folgenden auch als "Wellenlängenschieber" bezeichnet, da von ihnen das blaue, von den Szintillatorplatten kommende Licht in grünes Szintillationslicht umgewandelt wird.

Teilchens beachtet werden. Im Bereich des BEMC gibt es insbesondere folgende Einflüsse, die beachtet werden müssen:

1. Nichtlinearitäten der BEMC-Elektronik und Schwankungen der Verstärkung:
   Mit Hilfe schneller Prozessoren werden schon während der Datenverarbeitung direkt nach der Messung eines Ereignisses entsprechende Korrekturen vorgenommen, die auf Kalibrationsmessungen mit einem elektronischen Pulser basieren (siehe dazu Anhang A.4).

2. Äußere Einflüsse, wie Effekte aufgrund von Magnetfeld und Stickstoff-Atmosphäre:
   Da die BEMC-Module wegen des Einsatzes von Plastik-Szintillatoren ein vom Magnetfeld abhängiges Verhalten haben [Har90], werden entsprechend des jeweils vorhandenen Magnetfeldes die Signale multiplikativ korrigiert. Veränderungen in der Signalentwicklung, die aufgrund der Einwirkung einer Stickstoff-Atmosphäre auf das Szintillatormaterial zurückzuführen sind [Gül94], werden nicht gesondert korrigiert, sondern sind implizit bei Kalibration mittels gemessener Daten (siehe Kap. 3.4.3) berücksichtigt.

3. Inhomogenitäten bei der transversalen Lichtauslese in den BEMC-Modulen:
   Da die Lichtauslese nicht vollkommen homogen über die Querschnittsfläche eines BEMC-Modules vorgenommen werden kann ([Eis90] und [Esc91]), wurde direkt neben den Szintillatorplatten entsprechend schattiertes Papier angebracht. Noch verbleibende Inhomogenitäten werden in Abhängigkeit der einzelnen Diodensignale mit Hilfe von Tabellen korrigiert. Dabei ist es auch möglich, eventuell ausgefallene oder besonders problematische elektronische Kanäle gesondert zu behandeln.

4. Energieverluste in nicht sensitiven Bereichen (*dead material corrections*):
   Die Energieverluste in den am BEMC angrenzenden Bereichen in nicht sensitivem Material werden in Abhängigkeit zu der im BEMC und in den benachbarten Kalorimetern deponierten Energie korrigiert.

5. Grenzflächen-Effekte an den Modul-Grenzen (*crack corrections*):
   Da die Energiedeposition in den Bereichen der Wellenlängenschieber nicht im gleichen Maße verläuft wie die Deposition im Bereich der Samplingstruktur, müssen entsprechende Korrekturen in Abhängigkeit der Geometrie und des Streuwinkels vorgenommen werden.

Die vier letztgenannten Korrekturen werden bei der Rekonstruktion eines Ereignisses gemacht [BM92b]. Dies geschieht für die Korrektur (2) auf dem Niveau von einzelnen elektronischen Kanälen. Nach Anwendung der Korrektur entsprechend Punkt (3) kann die in jedem einzelnen Modul deponierte Energie bestimmt werden.

Die Rekonstruktion der in den Modulen des BEMC deponierten Energie basiert auf dem Prinzip der Bildung von Clustern. Testmessungen im Teststrahl haben in Übereinstimmung mit Monte-Carlo-Untersuchungen gezeigt, daß meist mehrere BEMC-Module bei der Messung eines aufgeschauerten Teilchens involviert sind. Deshalb wird die von einem Teilchen deponierte Energie aus Signalen von mehreren – maximal 9 – Modulen gebildet. Das entstehende Gebilde – die Zusammenfassung mehrerer benachbarter Zellen, in denen Energie deponiert worden ist – wird im folgenden "Cluster" genannt[7]. Bei der Bestimmung der Energie eines BEMC-Clusters werden dann die Korrekturen entsprechend Punkt (4) und (5) vorgenommen.

---

[7] Die Rekonstruktion von Energie erfolgt auch in den anderen H1-Kalorimetern in Form von Clustern.

3.4.3 Kalibration des BEMC

Die Kalibration des BEMC – wie auch der anderen H1-Kalorimeter – geschieht auf den unterschiedlichen Ebenen mit verschiedenen Methoden.

Zunächst sind im Jahr 1990 alle BEMC-Module im DESY-Teststrahl mit 5 GeV Elektronen vermessen worden. Neben der Absolut-Eichung wurde so auch einer Relativ-Eichung aller Module – insbesondere deren optischen Ketten – zueinander vorgenommen. Einige Module sind ferner 1991 im CERN-Teststrahl bis zu einer Elektronenergie von 60 GeV vermessen worden. Dort sind auch Untersuchungen zum Ansprechverhalten auf Hadronen und Myonen vorgenommen worden. Die Ergebnisse in Abb. 3.14 zeigen, daß Hadronen aufgrund der kleinen nuklearen Absorptionslänge von etwa 1 λ die BEMC-Module meist nur als minimal ionisierende Teilchen (mip) durchqueren, 30 GeV-Elektronen aber ein Großteil ihrer Energie in einem Modul deponieren. Die Auswertungen dieser Messungen sind Gegenstand anderer Arbeiten ([Gen91], [Kas94], [Pep94] und [Pic94]).

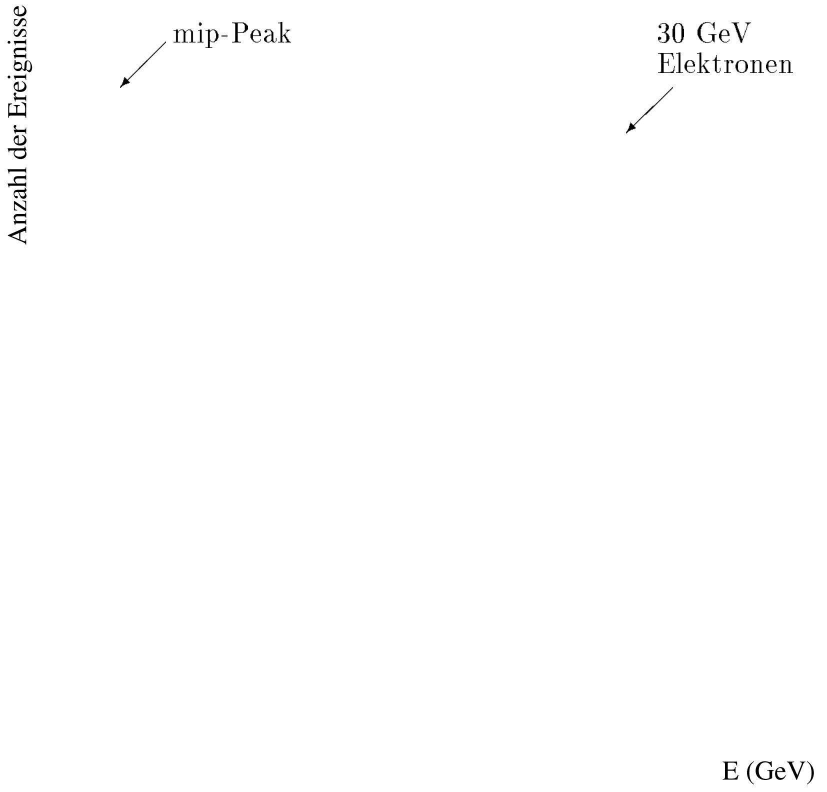


Abb. 3.14: **Energiedeposition von 30 GeV-Pionen in einem BEMC Modul** *Die am CERN Teststrahl bei senkrechtem Einschuß durchgeführte Messung (Punkte) wurde mit der Monte-Carlo-Simulation (Histogramm) verglichen. Dazu wurden bei der Simulation der Pionen entsprechend niedrige Energieschnitte verwendet. Die Monte-Carlo-Verteilung – normiert auf die Anzahl der gemessenen Ereignisse im mip-Peak – zeigt eine gute Übereinstimmung zu den Meßdaten. Der Peak bei 30 GeV beruht auf dem Anteil von Elektronen im Teststrahl. [BM92b]*

Um den Betrieb des BEMC bei bestmöglicher Kalibration zu gewährleisten, wird in regelmäßigen Abständen die Elektronik kontrolliert und ggf. neu kalibriert. Der Aufbau, die Kontrolle und die Stabilität der BEMC-Elektronik sind im Anhang A dokumentiert.

Ferner wird mit Hilfe der gemessenen Daten die Kalibration überprüft und bei Verschiebungen die Energieskala wieder korrigiert. Das kann mit Ereignissen der tief inelastischen Streuung über zwei verschiedene Methoden geschehen:

- **Doppelwinkel-Methode:** In einem tief inelastischen Ereignis stehen zur Bestimmung der Kinematik mehr Meßwerte zur Verfügung als nötig. Ist der Vertex der Reaktion bekannt und ist es möglich mit Hilfe der Spurenkammern sowohl den Winkel des gestreuten Elektrons θ_e als auch den Winkel des Hadron-Jets θ_h zu bestimmen, so kann man aus der Kenntnis der beiden Winkel die Energie des gestreuten Elektrons $E_{e'}$ berechnen[8]

  $$E_{e'} = \frac{2\ E_{e,in}}{\sin\theta_e\ (\tan\frac{\theta_e}{2} + \tan\frac{\theta_h}{2})} \tag{3.7}$$

  und die tatsächlich kalorimetrisch gemessene Energie daraufhin korrigieren [Gol93].

- **Kinematischer Peak:** Im Energiespektrum der bei kleinem Q^2 gestreuten Elektronen gibt es einen ausgegrägten Peak. Dieser Peak beruht auf dem Umstand, daß sich die Energie gestreuter Elektronen bei kleinem Q^2 über mehrere Größenordnungen in x nur wenig ändert (siehe Abb. 1.1) und der Wirkungsquerschnitt für diese Art von Ereignissen aufgrund des Matrixelementes groß ist. Der in den Daten gemessene Peak (oder besser: die hochenergetische Flanke des Peaks) wird mit Monte-Carlo-Simulationen verglichen. Durch eine Skalierung des gemessenen Spektrums kann dann die Kalibration überprüft und ggf. korrigiert werden.

Beide Methoden haben verschiedene Stärken und Schwächen: Bei vielen tief inelastischen Ereignissen mit kleinem Q^2 kann entweder der Vertex und/oder der Jet-Winkel nicht bestimmt werden, da der hadronische Endzustand nicht so gut ausgeprägt ist oder größtenteils im Strahlrohr verschwindet. Für solche Ereignisse ist die Doppelwinkelmethode nicht brauchbar. Andererseits sind bei der Simulation des kinematischen Peaks verschiedene Annahmen über das nicht sensitive Material vor dem BEMC, über die in den Monte-Carlo-Simulationen verwendete Strukturfunktion und über die Auflösung zu machen. Diese Annahmen führen zu einem systematischen Fehler von insgesamt 2 %.

Die im Herbst 1992 aufgezeichneten Daten wurden zunächst entsprechend der Methode mit Hilfe des kinematischen Peaks kontrolliert, und die Energieskala im BEMC wurde entsprechend korrigiert. Die dafür verwendete Strukturfunktion ist MRSD– [Mar93]. Für die Auflösung aufgrund von Module-zu-Modul-Ungleichheiten wurde ein konstanter Term von 2,5 % verwendet [Fle93c]. Die Übereinstimmung nach der Korrektur ist für den Bereich des kinematischen Peaks in Abb. 3.15 gezeigt. Der mit dieser Methode verbundene statistische Fehler ist 1 % , der systematische ist 2 % bei den Daten von 1992. Die Energieauflösung kann durch

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,42}{E} \oplus \frac{0,1}{\sqrt{E}} \oplus 0,03 \qquad (E \text{ in GeV}) \tag{3.8}$$

beschrieben werden, wobei der erste Term die von der Energie unabhängigen Einfüsse auf die Auflösung – wie z.B. das Rauschen – beschreibt, der zweite die durch die Sampling-Struktur

---

[8] Zur Herleitung von Gl. 3.7 siehe Anhang C.

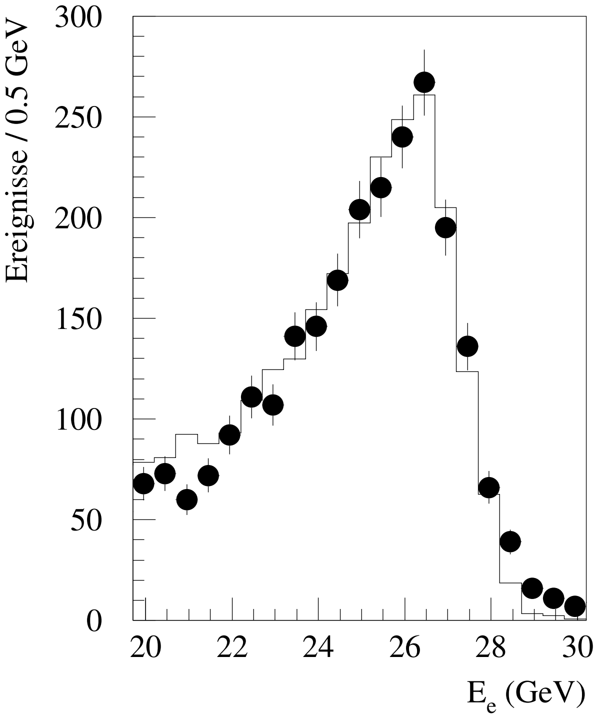


Abb. 3.15: **Der kinematische Peak im Energiespektrum der Elektronen** *Messung und Simulation zeigen – nach Korrektur der Energieskala – eine gute Übereinstimmung. Der Fehler der Kalibration mit Hilfe des kinematischen Peaks teilt sich auf in 1 % statistischer und 2 % systematischer Natur.*

der Module bedingte Auflösung beschreibt und der dritte Term die Einflüsse aller Restinhomogenitäten – insbesondere die Modul-zu-Modul-Ungleichheiten - - beinhaltet.

Die Ergebnisse bzgl. der Kalibration wurden mit Hilfe der Doppelwinkelmethode verifiziert. Dabei zeigte sich, daß bei dieser Methode aufgrund der Unabhängigkeit von Monte-Carlo-Simulationen zwar der statistische Fehler kleiner ist, der systematische Fehler bei der Auswahl der Ereignisse aber größer ist. Die detaillierten Ergebnisse der Analyse über Auflösung und Kalibration des BEMC sind in [Pep94] zu finden.

3.4.4 Der BSET Trigger

Der *BEMC-Single-Electron-Tri gger* [Ban90] ist auf die Erkennung von Elektronen optimiert worden. Dabei wird vor dem Hintergrund der BEMC-Granularität als kleinste entscheidungsrelevante Einheit die in einem BEMC-Modul deponierte Energie verwendet. Zur Bestimmung dieser Energie wird das Summensignal derjenigen Dioden gebildet, die mit langen Wellenlängenschiebern verbunden sind.

Die Algorithmus des BSET-Triggers [Ban92] sieht vor, sowohl die Anzahl und als auch die Energie der im BEMC zu verzeichnenden Cluster zu erfassen. Dazu werden zunächst alle Module entsprechend der in ihnen deponierten Energie klassifiziert. Danach wird auf der Basis dieser Klassifizierung die Bestimmung von Anzahl und Energie der Cluster vorgenommen.

Zur Klassifizierung werden für jedes BEMC-Modul deshalb zwei verschiedene Schwellenenergien definiert:

- **LT** (*low threshold*): Bei Energien in einem Modul, die größer als diese niedrige Energieschwelle sind, wird das Signal dieses Modules bei der Bildung von Summensignalen berücksichtigt. Dieser Energieschwellenwert liegt typischerweise 2 - 3 σ über dem Rauschen.
- **HT** (*high threshold*): Bei Energien in einem Modul, die größer als diese höhere Energieschwelle sind, werden solche Module als Initiator eines Trigger-Clusters angesehen. Für diese höheren Energieschwellenwerte sind Energien zwischen 2,3 GeV und 3,6 GeV verwendet worden.

Der BSET-Trigger bestimmt 4 qualitativ verschiedene Größen: Die Multiplizität, ein Veto basierend auf Informationen aus den inneren dreieckigen Modulen, die Clusterenergie und die Gesamtenergie ohne Cluster-Bildung:

1. Bestimmung der Anzahl an Trigger-Clustern bei niedrigen Energieschwellenwerten LT:
   Alle Module über dem niedrigen Schwellenwert werden gezählt. Die inneren dreieckigen Module werden allerdings nur in dem Fall berücksichtigt, daß auch die benachbarten Module oberhalb des niedrigen Schwellenwertes liegen.

2. Bestimmung der Anzahl an Trigger-Clustern bei hohen Energieschwellenwerten HT:
   Die Module mit Energiedepositionen oberhalb der hohen Energieschwelle HT gelten als Cluster-Initiatoren. Ferner ist es möglich, die Anzahl der inneren dreieckigen Module zu bestimmen, bei denen die Energie oberhalb des hohen Schwellenwertes liegt. Die Bedingung "$\overline{\text{IST}}$" gibt dann an, daß in keinem der innern dreieckigen Module eine wesentliche Energiedeposition stattgefunden hat. Ziel in diesem Schritt ist die Klärung der Frage, ob es genau einen Cluster (Bedingung "EQ1") oder ob es mehr als einen Cluster im BEMC gibt ("GE1").

3. Bestimmung der Trigger-Cluster-Energie:
   Zur Bestimmung der Trigger-Cluster-Energie werden die Energie des Cluster-Initiators sowie die Energien der an den Initiator angrenzenden Module oberhalb der niedrigen Energieschwelle summiert. Die resultierende Energie des Trigger-Clusters E_{CL} wird mit 3 verschiedenen Energieschwellenwerten verglichen und entsprechend in drei Kategorien (CL1, CL2 und CL3) klassifiziert. Diese Energieschwellenwerte nahmen im Laufe der 92' Meßzeit folgende Werte an: "CL1" mit $E_{CL} > 2 - 3$ GeV, "CL2" mit $E_{CL} > 2 - 4$ GeV und "CL3" mit $E_{CL} > 15$ GeV.

4. Bestimmung der gesamten im BEMC deponierten Energie:
   Alle Module mit einer Energie größer als dem niedrigen Schwellenwert LT werden zur Bildung der Summe herangezogen. Der für die Bedingung "BTOT" verwendete Energieschwellenwert lag in 1992 zwischen 2,4 und 5,7 GeV.

Die Bedingungen EQ1, GE1, CL1, CL2, CL3, BTOT und $\overline{\text{IST}}$ werden in Form von Signalen an den zentralen H1-Trigger weitergeleitet. Dort werden dann die vom BSET-Trigger näherungsweise bestimmten Teilgrößen (Multiplizität, Energiedeposition etc.) mit den Triggerbedingungen anderer Detektorkomponenten kombiniert, so daß diese Bedingungen den bei physikalischen Streuprozessen zu erwartenden Konstellationen entsprechen. Auf der Basis dieser Bedingungen wird dann vom zentralen H1-Trigger (siehe Kap. 3.5) die Entscheidung gefällt, ein Ereignis auszulesen oder es zu verwerfen.

Für NC-Ereignisse bei kleinem Q^2 liefert der BSET-Trigger die entscheidenden Triggerinformationen. Weil sich die Analyse der tief inelastischen ep-Streuung in erster Linie auf das gestreute Elektron konzentriert, wurde die Effizienz in Abhängigkeit des energiereichsten rekonstruierten Clusters bestimmt (Abb. 3.16). Die Effizienz ist entsprechend dieser Analyse [Kur93] bei 10 GeV nahezu 100 %.

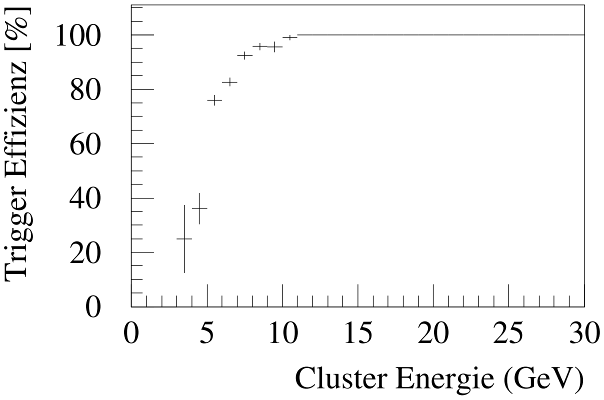


Abb. 3.16: **Triggereffizienz für den energiereichsten Cluster im BEMC**
Die Effizienz wurde in [Kur93] für tief inelastische Ereignisse mit einem $Q^2 < 100$ *GeV*^{2} *bestimmt.*

3.5 Trigger und Datenverarbeitung im H1-Experiment

Bei einem Beschleunigerbetrieb entsprechend dem HERA-Design zirkulieren Elektronen und Protonen in bis zu jeweils 210 von 220 möglichen Teilchenpaketen. Bei dieser Konstellation ist die Frequenz der Kollisionen 10,4 MHz, d.h. alle 96 ns ist eine physikalisch interessante Wechselwirkung möglich.

Der dominante physikalische Prozeß ist die Photoproduktion. Bei der Design-Luminosität von $1,5 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1} ist die zu erwartende Rate dieser Ereignisse aufgrund des Wirkungsquerschnittes in der Größenordnung von 100 Hz. Alle anderen Prozesse, wie z.B. die tief inelastische ep-Streuung, haben eine sehr viel kleinere Rate, zusammen in der Größenordnung von nur einigen Hz.

Neben diesen physikalisch interessanten Prozessen gibt es aber auch andere Prozesse – wie z.B. die Wechselwirkung von Teilchen des Strahles mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwand selbst, sowie Synchrotronstrahlung –, die eine um mehrere Größenordnungen höhere Ereignis-Rate haben ($\approx 10 - 100$ kHz bei Design-Luminosität). Somit ist die Existenz eines sehr schnell und effizienten Triggers von entscheidender Bedeutung für die Datennahme der HERA-Experimente.

Im H1-Experiment wurde das Problem der hohen Rate anfallender Ereignisse bei vergleichsweise niedriger Rate relevanter Wechselwirkungen – vor dem Hintergrund einer im Vergleich zur Kollisionsrate langsamen Signalverarbeitung – durch zwei sich ergänzende Konzepte [Els92] gelöst:

- Eine Pipeline: Die Signale der Detektorkomponenten werden für jede Kollision der Teilchenpakete (*bunch crossing*) in eine elektronische Pipeline eingebracht. Dadurch erfolgt eine Zwischenspeicherung aller Detektorsignale. Parallel dazu wird in den einzelnen Detektorkomponenten auf der Basis von eventuell vorhandenen Signalen eine Bedingung bestimmt, die das Ereignis klassifiziert. Ist ein deutliches Signal in einer Detektorkomponente diagnostiziert worden, wird der Zeitpunkt des Ereignisses festgehalten (t_0). Die vorab bestimmten Bedingungen werden dann an den zentralen Trigger weitergeleitet, der die Entscheidung trifft, ob ein Ereignis physikalisch interessant sein könnte. Sollte diese Entscheidung, die innerhalb von 2,3 μs (24 *bunch crossings* a' 96 ns) gefällt wird, positiv ausfallen, wird die Pipeline in allen Detektorkomponenten angehalten, das betreffende Ereignis entnommen und dann weiterverarbeitet. Andernfalls verfällt die Messung, ohne daß eine weitere Datenverarbeitung stattfindet.
  Dies Konzept hat den Vorteil, daß die eigentliche Triggerung der Ereignisse trotz einer zeitaufwendigen Entscheidungsfindung (aufgrund der zeitaufwendigen Signalgenerierung und der Signallaufzeiten) ohne Totzeit vorgenommen werden kann.

- Die Architektur von mehreren Triggerebenen: Die endgültige Entscheidung, ein Ereignis aufzuzeichnen oder es zu verwerfen, kann auch noch während der Datenauslese und *Online*-Datenverarbeitung zu einer späteren Zeit auf anderen Ebenen fallen. Im H1-Experiment sind insgesamt 4 Entscheidungsebenen (L1 – L4) vor der endgültigen Aufzeichnung und eine Entscheidungsebene (L5) nach der Aufzeichnung und vor der Analyse der Daten vorgesehen.
  Diese verschiedenen Triggerebenen sorgen für eine effektive Reduktion der Datenmenge unter Zuhilfenahme der verfeinerten und genaueren Informationen bei zunehmendem Kenntnisstand während der Datenverarbeitung.

Die meisten Detektorkomponenten stellen so vollständige Informationen für die erste Triggerebene zur Verfügung, daß zuverlässig physikalisch interessante Ereignisse getriggert werden können. Die Aufgabe aller Triggerebenen ist dabei, Untergrundereignisse weitestgehend herauszufiltern. Dies geschieht bei der zweiten und dritten Ebene synchron zur Auslese und Datenauslese und *Online*-Datenverarbeitung, und ist anders als in der ersten Triggerebene mit einer Totzeit verbunden, bei der letzten Ebene asynchron. Eine negative Entscheidung in einer der Ebenen L1 – L3 bewirkt den unverzüglichen Abbruch der Datenauslese und -verarbeitung. Die für den Datentransfer und die *Online*-Datenverarbeitung benötigte Zeit und der dabei wachsende Kenntnisstand über das Ereignis ermöglicht den einzelnen Triggerebenen, für ihre jeweilige Entscheidung unterschiedlich viele Informationen heranzuziehen: Je höher die Triggerebene angesiedelt ist, desto mehr Zeit steht für Informationsbeschaffung in der betreffenden Triggerebene zur Verfügung und um so sicherer kann die Entscheidung gefällt werden, ein Ereignis zu verwerfen oder es zu erhalten. Das Ziel bei der Konstruktion der einzelnen Triggerebenen ist es, frühestmöglich durch eine signifikante Reduktion der Datenmenge die Entscheidungszeit für die jeweils nachfolgenden Ebenen zu verlängern, um somit dort komplexere Entscheidungsprozesse zu ermöglichen.

Unabhängig von der anfallenden Luminosität ist letztendlich die begrenzende Größe die Frequenz, mit der Ereignisse aufgezeichnet, transferiert und gespeichert werden können: Die maximal erreichte Rate hierfür ist in der Größenordnung von 5 – 8 Hz. In 1992 war auf der anderen Seite die Ereignisrate in der ersten Triggerebene nicht höher als etwa hundert Hz. Die Reduktion der getriggerten Ereignisse mußte also "nur" mit einem Faktor ≤ 100 vorgenommen werden. Bei Design-Luminosität ist unter Annahme der veranschlagten 10 – 100 kHz Untergrundrate eine entsprechend effizientere Reduktion erforderlich.

Ein weiteres begrenzendes Kriterium ist durch die Analyse der anfallenden Daten gegeben: Die zu analysierende Datenmenge darf nicht ins Unermeßliche steigen. Physikalische Wechselwirkungen, die einen hinreichend großen Wirkungsquerschnitt haben (wie z.B. Photoproduktion) müssen frühzeitig erkannt und dann je nach Lage der Analyse[9] schon bei der Datennahme verworfen werden.

Für diese zukünftig zu praktizierenden Verfahrensweise wurde ein Konzept vorgesehen, Ereignisse mit bestimmten Triggerbedingungen in der Datenverarbeitung zu unterdrücken. Dieses Konzept sieht vor, nur jedes n-te Ereignis mit einer spezifisch gewählten Triggerkonstellation zu verarbeiten, die übrigen Ereignisse mit der entsprechenden Triggerkonstellation werden ignoriert und verfallen dann. Der Grad der Unterdrückung – n – ist frei wählbar. Dieses Konzept der Unterdrückung (”*prescaling*”) wurde 1992 allerdings nur im Fall hoher Ereignisraten bei physikalisch uninteressanten Ereignissen angewendet, die lediglich zur Überprüfung von Detektorfunktionen und Effizienzen genutzt wurden.

3.5.1 Die Triggerebenen im H1-Experiment

Im H1-Experiment sind fünf Triggerebenen vorgesehenen:

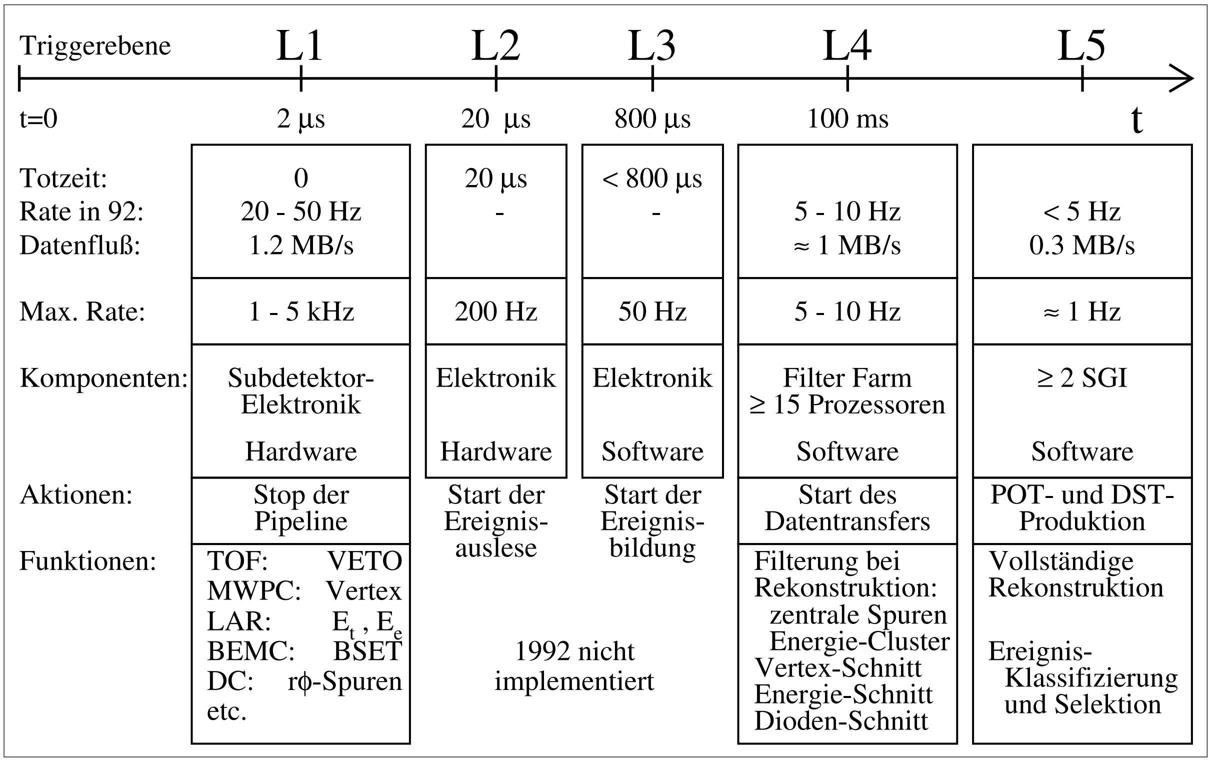
- L1-Trigger: Der Entscheidungsprozeß ist auf dieser Ebene mehrteilig: Zunächst werden von allen Detektorkomponenten Signale generiert und zur zentralen Trigger-Einheit geschickt. Dort werden diese synchronisierten Signale kombiniert. Sollten bei diesen logischen Verknüpfungen eine oder mehrere der bis zu 128 definierbaren Bedingungen (siehe dazu Kap. 3.5.2) erfüllt sein, wird dann im letzten Schritt von der zentralen Trigger-Einheit ein Signal generiert und allen Detektorkomponenten wieder zurückgeleitet. Dieses Signal ”L1-keep” stoppt die Pipeline und startet die Auslese eines Ereignisses. Die insgesamt benötigte Zeit von der Wechselwirkung bis zum Anhalten der Pipeline beträgt 2,3 μs.

- L2-Trigger: Die zweite Triggerebene basiert ebenfalls auf der Elektronik der Detektorkomponenten, jedoch wird hier die Verarbeitung der Signale erst durch das ”L1-keep”-Signal in Gang gesetzt. Dann werden die Signale von verschiedenen Detektorkomponenten entsprechend der zu erwartenden Topologie eines Ereignisses verknüpft. So ist z.B. vorgesehen, die bei bestimmten physikalischen Prozessen vorhandene räumliche Korrelation von Spurenkammer-Signalen mit Kalorimeter-Signalen auszunutzen. Diese Triggerebene war 1992 und 1993 noch nicht implementiert. Es liegen aber zwei Vorschläge für die Realisation dieser Triggerebene vor. Die Anforderung an diese Triggerebene ist, binnen 20 μs eine Entscheidung zu treffen mit dem Ziel, die Rate um einen Faktor ≈ 5 zu reduzieren. Erst nachdem der L2-Trigger eine positive Entscheidung getroffen hat, werden zeitintensive Operationen der *Online*-Datenverarbeitung wie DSP-Kalkulationen (Anhang A.4) etc. aufgenommen.

- L3-Trigger: Hier soll die Reduktion mit Hilfe von Software vorgenommen werden, die auf die Topologie der Ereignisse abgestimmt ist (z.B. die Forderung nach einem BWPC-Signal in unmittelbarer Nähe eines BEMC-Clusters). Die mit einem schnellen Prozessor getroffene Entscheidung in dieser Triggerebene soll nach einigen hundert μs bereitstehen. Auch diese L3-Triggerebene war 1992 und 1993 noch nicht implementiert.

---

[9] Z.B. für den Fall, daß der statistische Fehler wesentlich kleiner als der systematische Fehler ist.



Triggerebene	L1	L2	L3	L4	L5
t=0	2 µs	20 µs	800 µs	100 ms	t
Totzeit:	0	20 µs	< 800 µs		
Rate in 92:	20 - 50 Hz	-	-	5 - 10 Hz	< 5 Hz
Datenfluß:	1.2 MB/s			≈ 1 MB/s	0.3 MB/s
Max. Rate:	1 - 5 kHz	200 Hz	50 Hz	5 - 10 Hz	≈ 1 Hz
Komponenten:	Subdetektor-Elektronik Hardware	Elektronik Hardware	Elektronik Software	Filter Farm ≥ 15 Prozessoren Software	≥ 2 SGI Software
Aktionen:	Stop der Pipeline	Start der Ereignis-auslese	Start der Ereignis-bildung	Start des Datentransfers	POT- und DST-Produktion
Funktionen:	TOF: VETO MWPC: Vertex LAR: E_t , E_e BEMC: BSET DC: rϕ-Spuren etc.	1992 nicht implementiert		Filterung bei Rekonstruktion: zentrale Spuren Energie-Cluster Vertex-Schnitt Energie-Schnitt Dioden-Schnitt	Vollständige Rekonstruktion Ereignis-Klassifizierung und Selektion

Abb. 3.17: **Die H1-Triggerebenen**
Trigger-Architektur, aus [Els92a].

- L4-Trigger: Ist ein Ereignis vollständig ausgelesen, wird eine teilweise Rekonstruktion des ausgelesenen Ereignisses in einem Prozessor-Cluster (”*Filter-Farm*”) vorgenommenen. Nach erfolgter Rekonstruktion sind alle für eine Entscheidung relevanten Informationen verfügbar. Der Kenntnisstand ist nun optimal: Bei den rekonstruierten Energien handelt es sich um kalibrierte Größen, alle Informationen über das aufgezeichnete Ereignis können nun beliebig kombiniert werden, ohne daß es weiterer Hardware bedarf, die Topologie des Ereignisses kann mit Hilfe von physikalisch motivierten Algorithmen untersucht werden. Eine Klasse von Untergrundereignissen, die 1992 mit dem L4-Trigger aufgespürt wurde, ist im im Bereich des BEMC durch die Synchrotronstrahlung verursacht worden: Trifft ein Photon eine einzelne Diode im BEMC, so wird aufgrund der Ionisation in der betreffenden Diode eine sehr große Energie rekonstruiert (mehr als 90 % der in dem betreffenden Modul deponierten Energie), während alle anderen Dioden des betreffenden BEMC-Modules keinerlei signifikante Energiedeposition zu verzeichnen haben. Diese Konstellation kann im L4-Trigger erkannt werden. Sollte bei einem solchem Ereignis im H1-Detektor keine weitere Aktivität zu verzeichnen sein, wird das betreffende Ereignis durch den L4-Trigger verworfen. Bei Ereignissen, in denen im BEMC Energie deponiert wurde, ermöglicht die Überprüfung der Diodensignale eine Reduktion der Datenmenge um einen Faktor ≈ 4.

Alle Ereignisse, die den L4-Trigger passiert haben, werden aufgezeichnet und gespeichert. Dabei sammelt sich aber immer noch eine für die folgenden Analysen unvertretbar große Datenmenge an. Um die für eine Analyse relevanten Ereignisse schnell aufzufinden, wird eine Klassifizierung aller Ereignisse vorgenommen. Entsprechend der Klassifizierung können bestimmte

Ereignisklassen separiert werden, so daß die bei einer Analyse zu verarbeitende Datenmenge minimiert wird.

- L5-Ebene: Die L5-Klassifizierung wird entsprechend der Ereignis-Signatur vorgenommen. Dabei ist die Klassifizierung nicht exklusiv, so daß ein Ereignis durchaus mehreren Ereignisklassen angehören kann. Das Ergebnis der L5-Klassifizierung wird an einer sehr gut zugreifbaren Stelle dem gespeicherten Ereignis zugefügt, so daß dadurch eine zeitaufwendige Selektion vermieden werden kann und eine zügige Analyse möglich wird (siehe dazu auch Anhang B).

Es bleibt festzuhalten, daß die eigentliche Totzeit lediglich von der Auslese und dem Datentransfer (ca. 1 ms) geprägt ist. Die Verarbeitung der Daten kann asynchron erfolgen und hat – für kleine Raten – keinen Einfluß auf die Totzeit. Das Zeitverhalten der einzelnen Triggerebenen ist in Abb. 3.17 dargestellt.

3.5.2 L1-Triggerbedingungen für tief inelastische Prozesse

Entscheidend für die physikalische Analyse ist, daß in der L1-Triggerebene alle physikalisch relevanten Prozesse mit möglichst hoher Effizienz erkannt und ausgelesen werden. Dabei gruppieren sich die für die Physik interessanten Trigger in folgende 4 Kategorien:

- Vertex orientierte Triggerbedingungen: Der Ursprung eines Ereignisses befindet sich bei einer ep-Wechselwirkung in einem räumlich begrenzten Bereich, in dem sich die Teilchenpakete durchdringen ($\sigma_z \approx 40$ cm). Ereignisse, die ihren Ursprung (Vertex) weit außerhalb dieser Wechselwirkungszone haben, werden einheitlich als Untergrund verworfen.
  Eine für die Erkennung von Untergrundereignissen sehr nützliche Detektorkomponente ist das Flugzeitsystem (ToF). Die beiden 30 cm voneinander entfernten Szintillatorebenen des ToF liefern eine Zeitinformation für den Fall, daß sie von Teilchen getroffen werden. Eine Zeitinformation, die nicht kompatibel zu einer Wechselwirkung im WWP ist, wird als Veto genutzt, resultierend in der Triggerbedingung "$\overline{\text{TOF}}$". Das trifft bei durch den Protonenstrahl erzeugten Untergrundereignissen zu, die weit außerhalb der Wechselwirkungszone im Rückwärtsbereich des H1-Detektors ihren Ursprung haben. Eine Zeitinformation, die zu einer ep-Wechselwirkung im WWP kompatibel ist, resultiert in der Bedingung "TOF_{IA}".
  Neben diesem Flugzeit-System werden Spurenkammern verwendet, um eine Information über die Position des Vertex zu bekommen [Eic93]. Dazu wird versucht, durch die Kombination von Signalen der Proportionalkammern Geraden ("rays") zu konstruieren, die in Richtung auf die Strahlachse führen. Zeigt die Mehrzahl dieser Geraden in dieselbe Region innerhalb eines vorher definierten Bereiches um den nominellen Wechselwirkungspunkt, so führt das zu der Bedingung "ZVTX". Ferner wird versucht, mit Hilfe der zentralen Driftkammern Spuren in der r-ϕ Projektion zu finden. Bei einer Spur, die aus der Region der Strahlachse kommen, ergibt sich die Triggerbedingung "DC-$r\phi_{thr0}$".

- Kalorimetrische Triggerbedingungen: Für den Trigger wurde das Liquid-Argon-Kalorimeter in Trigger-Türme und übergeordnete Groß-Türme aufgeteilt, die Informationen über die in den Bereichen dieser Türme deponierte Energie liefern. Mit Hilfe dieser reduzierten Granularität läßt sich eine effiziente Summation der im Bereich des Liquid-Argon-Kalorimeters deponierten Energie durchführen. Auf der Basis der Summensignale werden

entsprechende Triggerbedingungen generiert. So ist z.B. ”$\mathrm{LAR}_{Elektron}$” eine auf Elektronen optimierte Triggerbedingung, die auf der Basis der im elektromagnetischen Teil des Liquid-Argon-Kalorimeters deponierten Energie generiert wird.
Neben diesen Triggerinformationen gibt es als weiteren wichtigen Trigger im Bereich der Kalorimeter noch den BSET-Trigger, der schon im Kap. 3.4.4 vorgestellt wurde.

- Myon-Trigger: Zur Triggerung von Ereignissen mit Myonen (Myonen bei Produktion von schweren Quarks, kosmischen Myonen etc.) werden Informationen aus dem instrumentierten Eisenjoch und dem Myonspektrometer herangezogen.

- Luminositäts-Trigger: Dieser Trigger basiert ausschließlich auf den Signalen des Luminositäts-Systems. Die Arbeitsweise ist schon in Kap. 3.3.5 vorgestellt worden.

In der Physik-Analyse ist von entscheidender Bedeutung, mit welcher Effizienz der H1-Trigger gearbeitet hat. Dabei ergibt sich – aufgrund der Kombination von Informationen verschiedener Detektorkomponenten – die resultierende Effizienz über die entsprechende Kombination der einzelnen Effizienzen. Diese Effizienz muß beim Vergleich mit den Ereignissen aus Monte-Carlo-Simulationen berücksichtigt werden.

Bei der Analyse der Triggerbedingungen [Kur93] hat sich abschließend herausgestellt, daß zukünftig bei tief inelastischen NC-Ereignissen allein mit Hilfe der folgenden 4 Triggerbedingungen nahezu der gesamte kinematische Bereich abgedeckt werden kann:

Kleines Q^2 (< 100 GeV^2), kleines y ($E_{e'} \approx 26{,}7$ GeV): $\mathrm{CL2} \wedge \overline{\mathrm{IST}} \wedge \overline{\mathrm{TOF}}$
Kleines Q^2 (< 100 GeV^2), großes y ($E_{e'} \ll 26{,}7$ GeV): $\mathrm{CL1} \wedge \overline{\mathrm{IST}} \wedge \overline{\mathrm{TOF}} \wedge \mathrm{DC}\text{-}r\phi_{thr0}$
Kleines Q^2 (< 100 GeV^2), großes y ($E_{e'} \ll 26{,}7$ GeV): $\mathrm{BTOT} \wedge \mathrm{TOF}_{IA} \wedge \overline{\mathrm{TOF}}$
Großes Q^2 (> 100 GeV^2): $\mathrm{LAR}_{Elektron} \wedge \overline{\mathrm{TOF}}$

Diese Aufstellung für tief inelastische NC-Ereignisse zeigt, daß die Triggerinformationen des Flugzeitsystems von besonderer Wichtigkeit sind. Ferner sind je nach Impulsübertrag (Q^2) die BEMC-Trigger oder der Liquid-Argon-Elektron-Trigger involviert. Nur bei kleinen Elektronenergien sind zusätzlich Informationen anderer Detektorkomponenten nötig, um die Rate der zu verarbeitenden Ereignisse zu minimieren.

Kapitel 4

Analyse von radiativen Ereignissen in der tief inelastischen ep-Streuung

4.1 Analyse von radiativen Ereignissen mit kleinem Q^2

In diesem Kapitel sollen radiative Ereignisse untersucht werden, bei denen das gestreute Elektron in das BEMC trifft. Bei dieser Signatur handelt es sich ausschließlich um Ereignisse mit einem Impulsübertrag $Q^2 < 100\ \mathrm{GeV}^2$ (siehe Abb. 1.1). Die Ereignissignatur soll zunächst anhand eines der ersten aufgezeichneten radiativen Ereignisse diskutiert werden. Anschließend wird die Selektion von radiativen Ereignissen, bei denen ein zum einlaufenden Elektron kollinear abgestrahltes Photon im Photon-Detektor nachgewiesen wurde, sowie auch der in der selektierten Menge verbliebene Untergrund beschrieben. Die Analyse dieser radiativen Ereignisse ist dann in Kap. 4.1.5 dokumentiert.

Aufgrund der groben Granularität des BEMC und dem im Bereich des BEMC gebräuchlichen Clusteralgorithmus können nahe zusammenfallende Energiedepositionen nicht eindeutig separiert werden, sondern werden als ein Cluster rekonstruiert. Vor diesem Hintergrund ist die zum auslaufenden Elektron kollineare Photonabstrahlung nicht auflösbar und wird deshalb nicht weiter betrachtet.

4.1.1 Studie von Ereignis 364 in Run 26149

In den innerhalb der ersten Meßperiode (im Juli 1992) aufgezeichneten Daten gab es zwei tief inelastische Ereignisse, bei denen ein Photon kollinear zum einlaufenden Elektron nachgewiesen wurde. Das Ereignis mit der größeren Photonenergie ist in Abb. 4.1 dargestellt.

In diesem Ereignis hat des gestreute Elektron 11,5 GeV im BEMC deponiert, der Elektronstreuwinkel ist 172°. In Vorwärtsrichtung sieht man mehrere Spuren und eine signifikante Deposition von Energie in das Liquid-Argon-Kalorimeter. Im Photon-Arm sind 15,1 GeV deponiert worden, während im Elektron-Tagger keine Energiedeposition zu verzeichnen ist.

Versucht man über die Meßgrößen des Elektrons in Anlehnung an das Quark-Parton Modell die Richtung des gestoßenen Quarks – und somit die Richtung des Hadron-Jets – zu bestimmen[1], so bekommt man über:

$$\tan\frac{\theta_h}{2} = \frac{2\,E_e}{E_{e'}\,\sin\theta_{e'}} - \tan\frac{\theta_{e'}}{2} \quad , \tag{4.1}$$

daß sich der Hadron-Jet in rückwärtige Richtung mit $\theta_h = 174°$ bewegen müßte, wie es in Abb. 4.1 mit der gestrichelten Linie angedeutet ist. Das entspricht aber offensichtlich nicht der Beobachtung.

---

[1] Zur Herleitung von Gl. 4.1 siehe Anhang C.

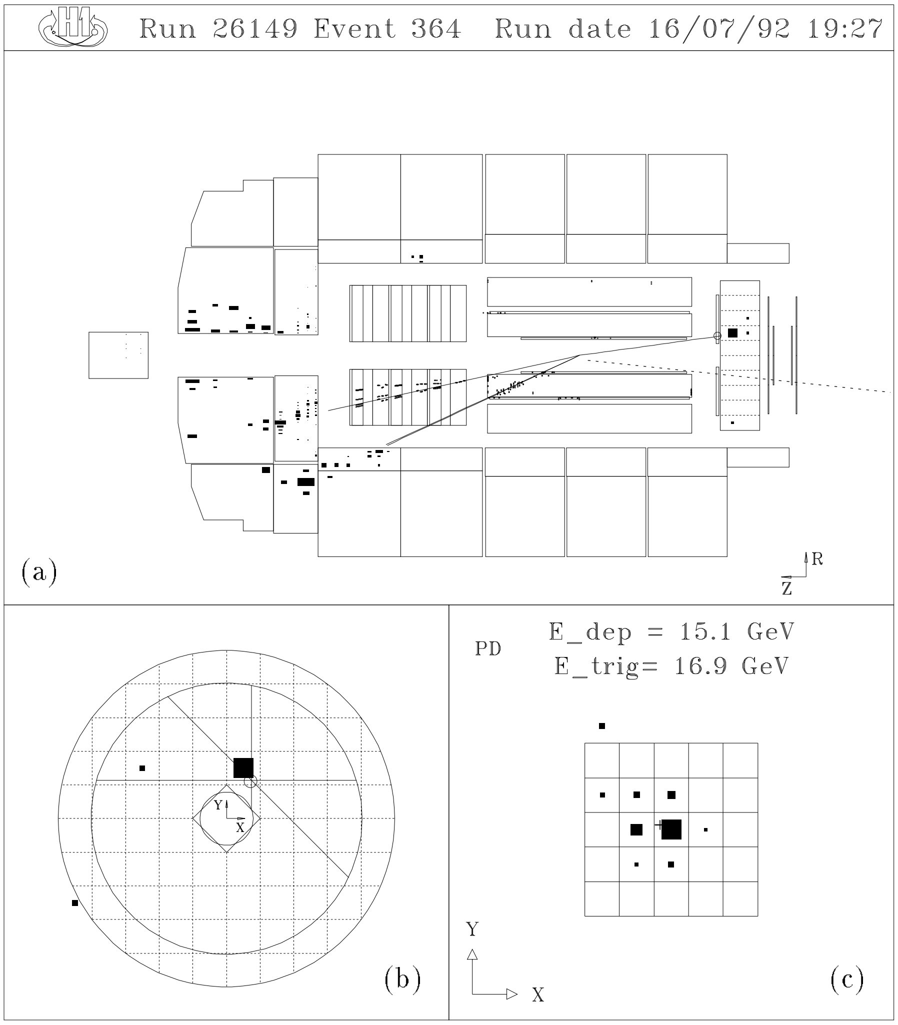


Abb. 4.1: **Tief inelastisches Ereignis mit Abstrahlung eines Photons kollinear zum einlaufenden Elektron bei kleinem Q^2**
Das gestreute Elektron (mit $E_{e'}$ = 11,5 GeV) wurde unter einem Winkel von 172° im BEMC nachgewiesen, ein im Anfangszustand abgestrahltes Photon hat im Photon-Detektor eine Energie von 15.1 GeV deponiert. Der Hadron-Jet trifft in das vordere Liquid-Argon Kalorimeter und kompensiert den Transversalimpuls des Elektrons.

Nimmt man an, daß das einlaufende Elektron zunächst ein Photon abgestrahlt hat, so bekommt man durch Einsetzen von E_e = 26,7 GeV – 15,1 GeV in Gl. 4.1 einen Winkel von 18° für den Hadron-Jet. Dies Ergebnis ist in voller Übereinstimmung mit der Richtung des beobachteten Hadron-Jets. Das in Abb. 4.1 gezeigte Ereignis kann somit als ein radiatives Ereignis mit Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand (im folgenden kurz: ISR-Ereignis) klassifiziert werden.

Die Fragestellung kann auch entgegengesetzt verlaufen: Ist die Energie des abgestrahlten Photons berechenbar unter Berücksichtigung des hadronischen Endzustands (verbunden mit y_{JB}) und des gestreuten Elektrons?

Mit $y_e = 0,57$ und dem über das Hadron-System bestimmte $y_{JB} = 0,01$ ergibt sich gemäß

$$E_{miss} = E_e\,(y_e - y_{JB}) \tag{4.2}$$

eine dem Ereignis im zentralen H1-Detektor fehlende Energie von 15,0 GeV. Diese berechnete Energie stimmt sehr gut mit der im Photon-Arm gemessenen Energie von 15,1 GeV überein.

4.1.2 Datenselektion

Die im folgenden beschriebene Analyse basiert ausschließlich auf den im Herbst 1992 aufgezeichneten Daten. Dazu wurden alle Runs herangezogen, in denen die für die Messung wichtigen Detektorkomponenten einwandfrei funktionierten. Die integrierte Luminosität für diese ausgewählten Runs ist 22,5 $\text{nb}^{-1} \pm$ 1,6 nb^{-1}.

Die in dieser Run-Periode verwendeten L1-Trigger für tief inelastische Ereignisse mit kleinem Impulsübertrag basieren auf einer der folgenden Triggerbedingungen:

- $\text{CL2} \wedge \overline{\text{TOF}}$
- $\text{CL1} \wedge \overline{\text{TOF}} \wedge \text{TOF}_{IA}$
- $\text{BTOT} \wedge \overline{\text{TOF}} \wedge \text{TOF}_{IA}$
- $\text{BTOT} \wedge \overline{\text{TOF}} \wedge \text{ZVTX}$

In der L4-Triggerebene wurden im Bereich des BEMC lediglich die Diodensignale überprüft (siehe Kap. 3.5.1). Dabei wurden aufgrund einer für in BEMC-Module gestreute Teilchen untypischen Energieverteilung zwischen den einzelnen Dioden (siehe Kap. 3.5.1) ca. 80 % der reinen BEMC-Ereignisse verworfen.

Nach der Rekonstruktion[2] und Klassifizierung wurden nur Ereignisse zur Selektion herangezogen, die folgende sehr sichere und für tief inelastische Prozesse sehr charakteristische Minimalanforderungen erfüllen:

A.1 Alle Ereignisse haben entweder eine gute Spur in den Spurenkammern oder mindestens eine Energie von 4 GeV im BEMC deponiert.

A.2 Im Umkreis von 15 cm um den Schwerpunkt eines Clusters im BEMC mit $E < 22$ GeV muß auch von der BPC ein Signal gekommen sein. Der Radius von 15 cm ist in Anlehnung an die laterale Größe der BEMC-Module gewählt worden.

A.3 Das ToF-System zeigt entweder keinerlei Aktivität, oder das System hat ein Signal zu einem für eine Wechselwirkung typischen Zeitpunkt. Damit können Untergrundreaktionen herausgefiltert werden, die aufgrund einer Wechselwirkung des Protonenstrahls mit dem Restgas oder mit der Strahlrohrwand weit abseits in vom nominellen Wechselwirkungspunkt im Rückwärtsbereich des H1-Detektors stattfanden.

Diese Kriterien sind Bestandteil der L5-Klassifizierung zweier H1-interner Ereignisklassen. Diese Ereignisklassen dienen als Ausgangs-Menge für die Selektion. In ihnen sind 191591 Ereignisse enthalten [Lap93].

Diese beiden Klassen wurden dann entsprechend der folgenden Kriterien durchsucht, die nun insbesondere auf radiative, tief inelastische Ereignisse mit kollinearer Abstrahlung eines Photons abgestimmt sind:

---

[2] Diese hier beschriebene Selektion basiert auf der Rekonstruktion mit dem im H1-Experiment gebräuchlichen Programm H1REC in der Version 3.08.

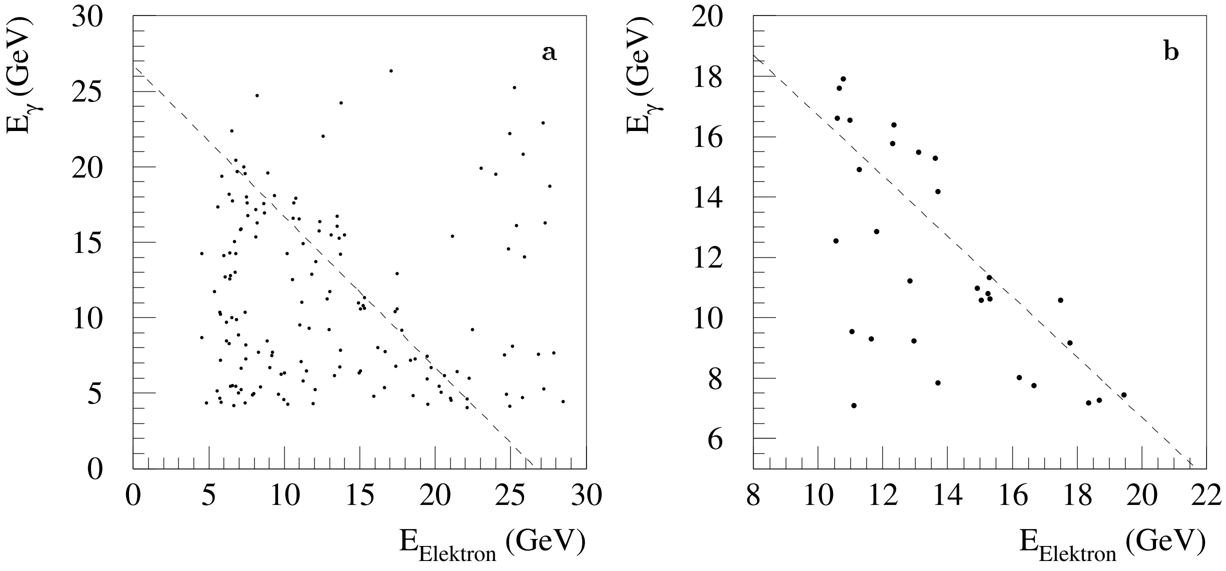


Abb. 4.2: **Korrelation von Photon- und Elektronenergie bei radiativen Ereignis-Kandidaten**
Die Summe $E_\gamma + E_{e'}$ = 26,7 GeV ist jeweils mit der gestrichelten Gerade gekennzeichnet.
a) Die in der Vorselektion vorhandenen radiativen Ereignis-Kandidaten bevölkern auch Bereiche, die deutlich außerhalb des kinematisch zugänglichen Bereiches unterhalb der Geraden liegen.
b) Die bei Anwendung der in Kap. 4.1.2 aufgelisteten Kriterien selektierten Ereignisse befinden sich meist unterhalb oder aufgrund der Energieauflösung nahe der eingezeichneten Geraden.

B.1 Im Photon-Arm muß eine Energie von mindestens 4 GeV deponiert worden sein. Dadurch werden im wesentlichen Ereignisse mit niederenergetischer Synchrotronstrahlung ausgeschlossen.

B.2 Auch für die Ereignisse, die aufgrund der Spuren selektiert wurden, wird eine Energiedeposition im BEMC von mindestens 4 GeV verlangt (Ereignisklasse 21).

B.3 Der rekonstruierte Clusterschwerpunkt des energiereichsten Clusters muß außerhalb der inneren dreieckigen BEMC-Module liegen. Durch diese Bedingung sollen Ereignisse mit Leckverlusten ins Strahlrohr ausgeschlossen werden.

Bei Anwendung dieser Kriterien verbleiben 158 Ereignisse. Diese Ereignisse sind in Abb. 4.2a eingebracht. Deutlich zu erkennen ist eine Anhäufung der Ereignisse bei $E_{Elektron} \approx 26{,}7$ GeV. Bei dieser Anhäufung handelt es sich um jeweils zwei verschiedene Ereignisse, die zufällig koinzident stattfanden, aber in keinem kausalen Zusammenhang zueinander stehen: Eine elastische Bremsstrahlungsreaktion und ein tief inelastisches Ereignis mit Energiedeposition im BEMC. Dadurch, daß der Wirkungsquerschnitt für quasi-elastisch gestreute Elektronen sehr groß ist ("kinematischer Peak", siehe Kap. 3.4.3), ist in diesem Bereich der Elektronenergie auch die Wahrscheinlichkeit für Koinzidenzen von Bethe-Heitler-Ereignissen und tief inelastischen Ereignissen groß.

Diese Bedingungen der Vorselektion wurden durch folgende Kriterien verschärft, die härtere Anforderungen bei der Elektronidentifizierung stellen:

C.1 Im BEMC muß mindestens eine Energie von 10 GeV deponiert worden sein. Dadurch kann insbesondere der Untergrund von γp-Ereignissen reduziert werden. Ferner liegt ab einer Energie von 10 GeV die Triggereffizienz bei 100 % (siehe Abb. 3.16).

C.2 Die laterale Ausdehnung des Clusters $R_{cluster}$ [3] muß kleiner als 5 cm sein. Diese Bedingung ist sehr ähnlich in der Wirkungsweise wie entsprechende Anforderungen an die Größe R_{ebdi} [4], bei der die Energieverteilung auf die am Cluster beteiligten BEMC-Module als Bewertungsgrundlage dient. Beide Bedingungen helfen Ereignisse mit überwiegend hadronischer Aktivität (z.B. in γp-Ereignissen) im BEMC auszusortieren.

Insgesamt 68 Ereignisse konnten mit diesen Bedingungen selektiert werden. Für die Analyse des verbleibenden Untergrunds Kap. 4.1.3 wurde – wegen der kleinen Anzahl – zunächst auf schärfere Kriterien (z.B. Forderung nach einem rekonstruierten Vertex in einem Bereich von ± 50 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt, Schnitte bei höheren Energien etc.) verzichtet.

Entsprechend der im folgenden Kapitel 4.1.3 diskutierten Methoden zur Untergrundunterdrückung, ist es für die Analyse der radiativen Ereignisse sinnvoll, folgende weitere Anforderungen zu stellen:

D.1 Keine Energiedeposition im Elektron-Tagger. Diese Bedingung hilft zum einen Ereignisse mit koinzidenten Bethe-Heitler-Prozessen zu verwerfen und würde ggf. auch Photoproduktionsereignisse mit im Elektron-Tagger nachgewiesenen Elektronen verwerfen.

D.2 Die im zentralen Detektor fehlende Energie muß der im Photon-Detektor gemessenen Energie entsprechen. Deshalb wird gefordert, daß $\delta_E = (E_\gamma - E_{miss})/E_\gamma > 0,5$.

Nach Anwendung dieser beiden Schnitte verbleiben 30 Ereignisse. Die Korrelation der Photon- und Elektronenergie ist für diese Ereignisse in Abb. 4.2 b gezeigt. Aufgrund der mit Fehlern behafteten Energiemessung beider Detektorkomponenten[5] ist auch der Bereich jenseits der eingezeichneten Geraden bevölkert. Bei den betreffenden Ereignissen kann es zu Problemen bei der Bestimmung der kinematischen Variablen kommen (siehe Kap. 4.12).

Von diesen 30 Ereignissen haben 22 Ereignisse einen rekonstruierten Vertex in einem Bereich von ± 50 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Ein Schnitt auf den rekonstruierten Vertex wird aber erst bei dem mengenmäßigem Vergleich mit simulierten Ereignissen vorgenommen

4.1.3 Untergrundstudie

Wie im vorigen Kapitel angesprochen, beruht ein wesentlicher Bestandteil des Untergrunds in den bisher selektierten Ereignissen auf der zufälligen Koinzidenz von einem tief inelastischen – nicht unbedingt radiativen – Ereignis mit einem Bethe-Heitler-Ereignis. Dabei steht aber die

---

[3] Der BEMC-Clusterradius ist definiert als: $R_{cluster} = \frac{1}{E} \sum_i^n E_i \sqrt{(x_i - x_{cluster})^2 + (y_i - y_{cluster})^2}$. Die Summe wird aus allen Stacks i des Clusters gebildet.

[4] R_{ebdi} ist definiert als: $R_{ebdi} = \frac{1}{n} \sum_i^n \frac{|E_i - \bar{E}|}{\bar{E}}$. Bei der Untersuchungen von γp-Ereignissen hat sich herausgestellt, daß die Größe R_{ebdi} für hadronische Cluster im BEMC kleiner als 1,38 ist.

[5] Zur Energieauflösung siehe Gl. 3.3 (Luminositäts-System) und Gl. 3.8 (BEMC).

Bremsstrahlungsreaktion in keinem kausalen Zusammenhang mit dem zeitgleichen tief inelastischen Ereignis. Der Anteil dieser Reaktionen kann über diejenigen Bethe-Heitler-Ereignisse abgeschätzt werden, bei denen auch im Elektron-Tagger Energie deponiert worden ist. In [Fav93] wurde gezeigt, daß bei den im Herbst '92 herrschenden Strahlbedingungen die Wahrscheinlichkeit für eine Koinzidenz von einem Bethe-Heitler-Ereignis mit einem beliebig getriggerten Ereignis für Photonenergien größer als 4 GeV bei (0,8 ± 0,2) % lag. In der Menge der selektierten ISR-Kandidaten, die mit der Forderung nach Energiedeposition im Photon-Detektor selektiert wurden, bilden aber diese Überlapp-Ereignisse den wesentlichen Untergrund, der im folgenden diskutiert wird.

In der Menge von ISR-Kandidaten, die auf der Basis von Energiedeposition im BEMC und im Photon-Detektor selektiert wurde (68 Ereignisse auf der Basis der Kriterien A1 – C2), gibt es 7 Ereignisse, bei denen im Elektron-Tagger zwischen 8 und 18 GeV deponiert worden sind. Mit der Kenntnis des Photonspektrums (siehe Abb. 3.6 a) und der Effizienz des Elektron-Taggers (Tab. 3.4), läßt sich die Anzahl der Bethe-Heitler-Ereignisse bestimmen, die in dem betrachteten Energiebereich mit einer Photonenergie größer als 4 GeV zu erwarten sind. Für ca. 34 % der selektierten Ereignisse wird eine Koinzidenz von einem Bethe-Heitler-Ereignis mit einem tief inelastischen Ereignis erwartet [Fav93]. Auf die 68 selektierten Ereignisse bezogen werden etwa 23 Ereignisse erwartet, die noch fälschlich in der selektierten Menge enthalten sind.

Diese so gearteten Ereignisse lassen sich, wie im folgenden gezeigt wird, aus der Ereignismenge ausschließen: Bei Ereignissen mit zum einlaufenden Elektron kollinearer Abstrahlung eines Photons ist die im zentralen Detektor fehlende Energie gleich der Energie des abgestrahlten Photons. Die dem Ereignis fehlende Energie läßt sich entsprechend Gl. 4.2 berechnen oder auch auf der Basis einer Energiebilanz:

$$E_{miss} = E_e - \frac{1}{2} \sum_i (E^i - P_z^i) \qquad (4.3)$$

wobei E^i die Energie und p_z^i der Impulsanteil parallel zur Protonrichtung sind. Die Summe auf der Basis der im Kalorimeter gemessenen Energie bezieht alle nachgewiesenen Teilchen (Cluster) ein, wobei aber das Luminositäts-System ausgeschlossen sein soll. Bildet man den Quotienten

$$\delta_E = \frac{E_\gamma - E_{miss}}{E_\gamma} \quad , \qquad (4.4)$$

so ist bei idealer Messung $\delta_E = 0$ für ISR-Ereignisse, während bei der Koinzidenz von einem Bethe-Heitler-Ereignis und einem tief inelastischen Ereignis $\delta_E = 1$ ist, weil dem tief inelastischen Ereignis keine Energie fehlt. Diese Größe δ_E ermöglicht also eine Separation, ohne von dem ineffizienten Elektron-Tagger abhängig zu sein.

Die diskriminative Fähigkeit wurde zunächst in Monte-Carlo-Simulationen überprüft. Dazu wurden 34 % der mit dem Generator DJANGO 1.0 generierten, simulierten und rekonstruierten tief inelastischen Ereignisse (welche nur zu einem Teil radiativer Art sind) mit Bremsstrahlungsereignissen aus dem Run 33611 (siehe Kap. 3.3.2) überlagert [Fav93]. Die δ_e Verteilung ist in Abb. 4.3 dargestellt. Eine Doppelpeak-Struktur ist deutlich erkennbar; allerdings sind die beiden Peaks aufgrund der Energieauflösung nicht ganz voneinander separiert: Die Verteilungen der unterschiedlichen Ereignistypen (Ereignisse mit ISR und Koinzidenzen von einem Bethe-Heitler-Ereignis mit einem tief inelastischen Ereignis) durchdringen sich gegenseitig.

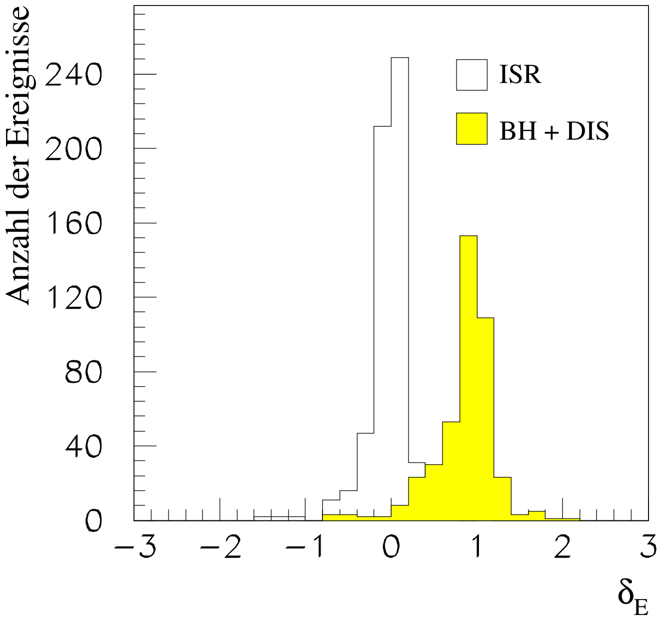


Abb. 4.3: **δ_E-Verteilung bei simulierten Ereignissen**
In allen Ereignissen ist ein Photon in den Photon-Arm gestreut worden. Die schattierte Fläche markiert tief inelastische Ereignisse, die koinzident mit einem Bethe-Heitler-Ereignis stattfinden, das offene Histogramm markiert radiative, tief inelastische Ereignisse.

In Abb. 4.4 a ist die simulierte Verteilung aus Abb. 4.3 mit der Verteilung der selektierten Ereignisse überlagert worden. Die beiden Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung in Bezug auf die Lage und die Höhe der Peaks. Die mit Hilfe der im Elektron-Tagger nachgewiesenen Elektronen hergeleitete Annahme, daß ca. 34 % der tief inelastischen Ereignisse auf Koinzidenzen mit zurückzuführen sind, ist durch die gute Übereinstimmung der beiden Verteilungen bestätigt worden.

In Abb. 4.4 b ist die Korrelation der gemessenen Photonenergie mit der im zentralen Detektor fehlenden Energie E_{miss} gezeigt. Es gibt dort zwei Häufungsbereiche: Einen, in dem die mit dem Photon-Arm gemessene Photonenergie E_γ mit E_{miss} korreliert ist, und ein Band bei $E_{miss} = 0$ GeV mit unkorrelierter Photonenergie. Die Verteilung zeigt für simulierte Ereignisse dasselbe Verhalten.

Die einfachste Art der Untergrundunterdrückung ist die Bedingung, daß im Elektron-Tagger keine Energie deponiert wurde ($E_{ET} \leq$ 0,5 GeV). Dieses Kriterium ist aber direkt mit der energieabhängigen Effizienz des Elektron-Taggers (siehe Kap. 3.3.3) verbunden und somit nur wirksam für mittlere Energien im Photon-Arm (siehe dazu Abb. 3.10). Durch den Vergleich von Abb. 4.4 b und Abb. 4.5 b kann man direkt die Wirkungsweise erkennen: Nur im Bereich zwischen 8 und 16 GeV Photonenergie sind Bethe-Heitler-Ereignisse erfaßt worden. Für größere und für kleinere Photonenergien ist dieses Kriterium unwirksam.

Benutzt man nun die Größe δ_E zur Separation ($\delta_E \leq 0,5$), so kann man den verbleibenden Untergrund wirksam unterdrücken. Dabei wird entsprechend der Monte-Carlo-Studie weniger als 1 % der tatsächlichen radiativen Ereignisse verworfen. Allerdings sind noch 2 % der mit Bethe-Heitler-Ereignissen koinzidenten Monte-Carlo-Ereignisse in der selektierten Menge enthalten. Bei diesen Ereignissen ist aber die Photonenergie kleiner als 7 GeV.

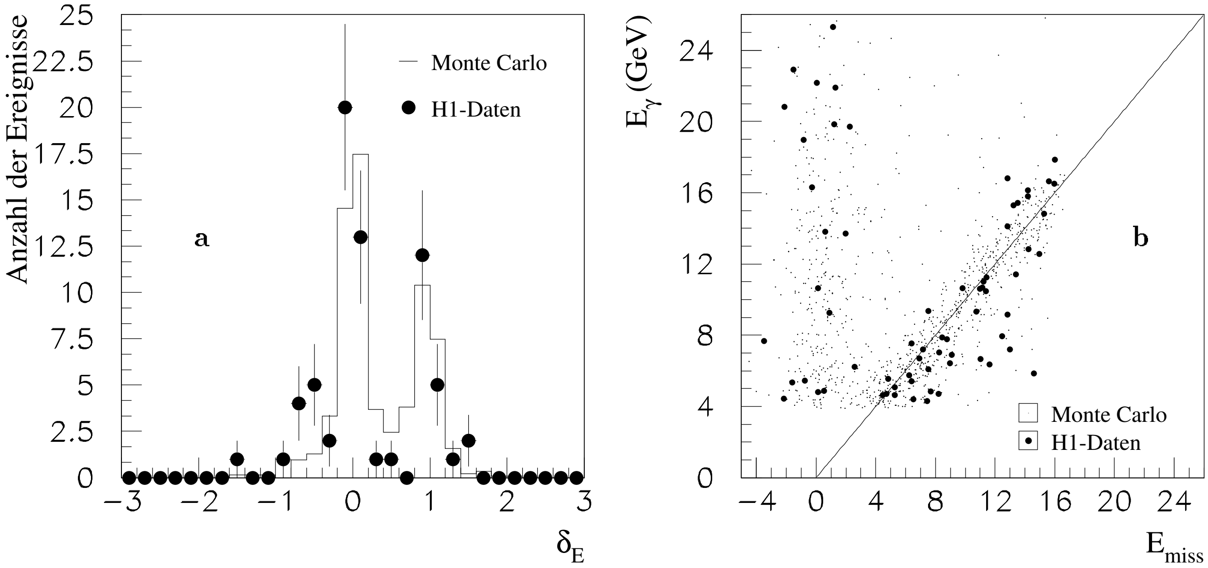


Abb. 4.4: **Verteilungen ohne Untergrundunterdrückung**
a) δ_E-Verteilungen für ISR-Kandidaten und Monte-Carlo-Ereignisse;
b) Korrelation von der im Photon-Arm deponierten Energie E_γ mit der im zentralen H1-Detektor fehlenden Energie E_{miss}.

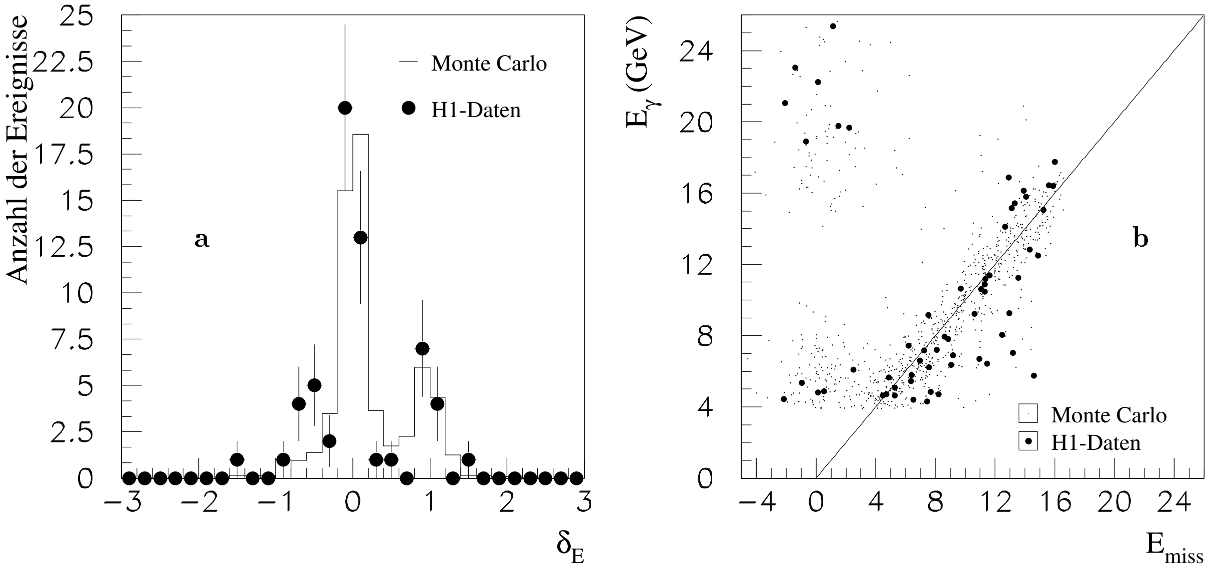


Abb. 4.5: **Verteilungen bei Untergrundunterdrückung mit Hilfe des ETs**
Im Elektron-Tagger darf für ISR-Ereignisse keine signifikante Deposition von Energie zu verzeichnen sein: $E_{ET} \leq 0{,}5$ GeV.
a) δ_E-Verteilungen für ISR-Kandidaten und Monte-Carlo-Ereignisse;
b) Korrelation von der im Photon-Arm deponierten Energie E_γ mit der im zentralen H1-Detektor fehlenden Energie E_{miss}.

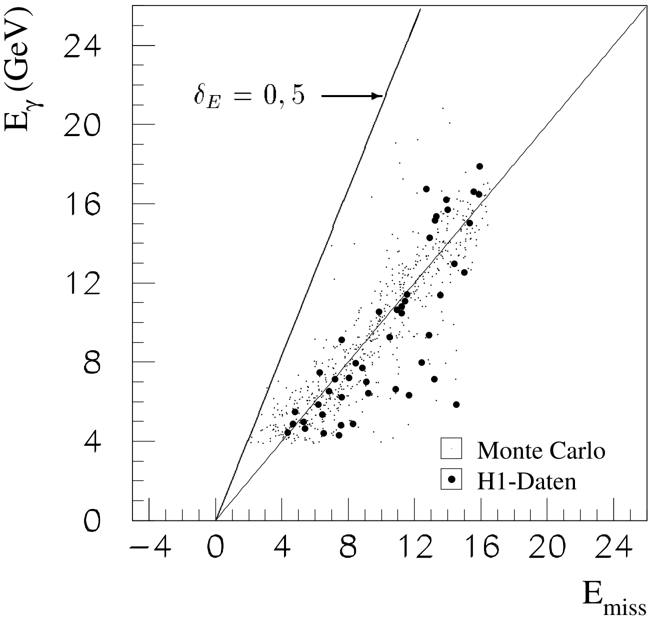


Abb. 4.6: **Untergrundunterdrückung mit Hilfe von E_{ET} und E_{miss}**
Im Elektron-Tagger ist keine signifikante Energiedeposition zu verzeichnen ($E_{ET} \leq$ 0,5 GeV) und die dem Ereignis fehlende Energie entspricht der im Photon-Detektor gemessenen Energie ($\delta_E \leq 0.5$)
Gezeigt ist die Korrelation der im Photon-Arm deponierten Energie E_γ mit der im zentralen H1-Detektor fehlenden Energie E_{miss}.

Um dieser Kontamination vorzubeugen, wird in der folgenden Analyse zusätzlich der Schnitt bei der geforderten Photonenergie auf 7 GeV erhöht. Dadurch ist die Kontamination der verbleibenden Ereignismenge entsprechend der Monte-Carlo-Studie deutlich unter 1 % gesunken, und eine fälschliche Eingruppierung wird vermieden. Mit diesen Selektionsbedinungen bleiben 30 radiative Ereignisse für die Analyse übrig.

Der Untergrund an Photoproduktionsereignissen wird zum einen durch die Anforderung, daß keine Energie im Elektron-Tagger deponiert worden ist, minimiert. Durch die Bedingung $E_{ET} = 0$ werden ausnahmslos alle getaggten γp-Ereignisse verworfen. Zum anderen helfen – bei den nicht getaggten γp-Ereignissen – die im Kap. 4.1.2 diskutierten Schnitte auf die transversale Größe der BEMC-Cluster und auf die im BEMC deponierte Energie von 10 GeV, die Kontamination klein zu halten.

Zur Überprüfung wurden zwecks Untergrundstudien mit RAYVDM [Bro91] und PYTHIA [Sjö91] simulierte γp-Ereignisse[6] auf die bisher diskutierten Schnitte hin überprüft. Bezogen auf die integrierte Luminosität von 22,5 nb^{-1} und unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeit für den Überlapp mit Bethe-Heitler-Ereignissen von 0,8 % fanden sich 1,5 ± 0,8 Ereignisse. Die Kontamination mit γp-Ereignissen nach Anwendung aller Schnitte in der selektierten Datenmenge (30 Ereignisse, basierend auf den Kriterien A.1 – D.2) ist damit (5 ± 2,7) %.

Die verbleibende Kontamination aufgrund von nicht radiativen Ereignissen und γp-Ereignissen wird nicht separat korrigiert, sondern im systematischen Fehler berücksichtigt.

---

[6] Es handelt sich ausschließlich um γp-Ereignisse mit einer Energiedeposition von mehr als 6 GeV im BEMC. Die in den Datensätzen enthaltenen Ereignisse entsprechen einer integrierten Luminosität von 48 nb^{-1} für PYTHIA und 24 nb^{-1} für RAYVDM [Wul94].

4.1.4 Ereignis-Simulation

Für den Vergleich mit gemessenen H1-Daten werden Monte-Carlo-Ereignisse herangezogen, die mit DJANGO 1.0 generiert wurden. Diese Ereignisse sind nach der Hadronisation und Fragmentation über LEPTO und JETSET von dem Detektor-Simulations-Programm[7] verarbeitet worden. Anschließend werden die simulierten Ereignisse genau wie die realen im H1 Detektor gemessenen Ereignisse weiterverarbeitet. Diese Rekonstruktion wurde mit dem Programm H1REC [8] vorgenommen.

Bei der Detektor-Simulation wurde auf eine wirklichkeitsnahe Beschreibung aller Detektorfunktionen geachtet. Neben den schon in Kap. 3.4.2 angesprochenen Korrekturen ist bei der Simulation und Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse auch die für die einzelnen Detektorkomponenten charakteristische Auflösung berücksichtigt worden. Ferner sind spezielle Probleme, die es zur Zeit der Messung gab, in die Detektorbeschreibung eingegangen. So sind z.B. die Probleme, die es im Bereich der Spurenkammern aufgrund von defekten Drähten/Kanälen gegeben hat, in der Simulation und Rekonstruktion nachgeahmt worden.

Somit ist gewährleistet, daß das Ansprechverhalten des Detektors und die unterschiedlichen Effizienzen in den Daten und in der Simulation weitgehend übereinstimmen. Lediglich die verbleibenden Ineffizienzen, die auf Probleme des Triggers zurückzuführen sind, und Effekte bei der Bestimmung der Luminosität müssen noch berücksichtigt werden.

Bei der Generierung der Ereignisse, die im folgenden zum Vergleich mit den H1-Daten herangezogen werden, wurden folgende Einstellungen und kinematischen Schnitte verwendet:

• Die gewählte Strukturfunktion ist	MRSD– bzw. MRSD0 [Mar93].
• Skalenvariable x_e:	$x_e > 0,00004$
• Variable y_e:	$y_e > 0,00005$
• Impulsübertrag Q_e^2:	$Q_e^2 > 3$ GeV^2
• Invariante hadronische Masse W:	$W > 1$ GeV

Von den generierten Ereignissen wurden nur diejenigen Ereignisse simuliert, bei denen der Elektronstreuwinkel kleiner als 175° ist, das gestreute Elektron also nicht im Strahlrohr verschwindet, sondern ins BEMC trifft.

Von 72100 mit der Strukturfunktion MRSD– generierten Ereignissen wurden 46436 Ereignisse entsprechend des Winkel-Schnittes simuliert und rekonstruiert. Der diesen selektierten Ereignissen zugrundeliegende Wirkungsquerschnitt ist 357 nb auf der Basis aller hier angeführten Schnitte. Die der Analyse zugänglichen Monte-Carlo-MRSD– Datensätze[9] entsprechen einer integrierten Luminosität von 130 nb^{-1}.

Dementsprechend wurden 50000 Ereignisse mit der Strukturfunktion MRSD0 generiert, von denen wiederum 31535 Ereignisse entsprechend dem Winkelschnitt von 175° selektiert, simuliert und rekonstruiert wurden. Der diesen selektierten Ereignissen zugrundeliegende Wirkungsquerschnitt ist 235 nb auf der Basis der oben angeführten Schnitte. Die diesen Monte-Carlo-Daten[10] entsprechende integrierte Luminosität ist 134 nb^{-1}.

---

[7] Das Detektor-Simulations-Programm H1SIM wurde in der Version 3.03 verwendet.

[8] Zur Rekonstruktion der simulierten Ereignisse wurde H1REC in der Version 3.09 verwendet.

[9] Es handelt sich um die Datensätze "HERA02.DJANGO10.SEL.MRSDM.F3.R30900.A00 – A30".

[10] Es handelt sich um die Datensätze "HERA02.DJANGO10.SEL.MRSD0.CJCDET.H1REC01 – H1REC25".

Für den Vergleich mit den H1-Daten müssen aber noch Triggereffizienzen und Effekte bei der Bestimmung der Luminosität berücksichtigt werden:

- Dadurch, daß die Flugzeitmessung des ToF als VETO eingesetzt wurde, ist auch ein Teil der echten tief inelastischen Ereignisse fälschlicherweise vom L1-Trigger verworfen worden. Untersuchungen bei der Bestimmung der Strukturfunktion F_2 [H1C93d] haben ergeben, daß diese verworfenen Ereignisse einen Anteil von (4 ± 3) % ausmachten.

- Der Ursprungsort (Vertex) einer Reaktion wird mit Hilfe von zum Strahlrohr weisenden Spuren bestimmt. Für einen quantitativen Vergleich ist es wegen der Detektor-Akzeptanz erforderlich, einen Schnitt auf den Ereignis-Vertex vorzunehmen[11], um Ereignisse auszuschließen, die fernab vom nominellen Wechselwirkungspunkt liegen. Dadurch wird nur ein Teil der tatsächlichen Luminosität genutzt. Ferner werden somit die Anteile von hinterherlaufenden Elektron-Teilchenpaketen (*satellite-bunches*) ausgeschlossen. Diese Satelliten-Teilchenpakete, die sich in der '92 Meßzeit in kurzem Abstand hinter den in Phase laufenden Elektronen-Teilchenpaketen bewegten, wurden aber bei Bestimmung der Luminosität berücksichtigt. Insgesamt bedingt der Vertex-Schnitt eine Korrektur in der Größe von (10 ± 2) % [H1C93d].

In allen folgenden Histogrammen, bei denen die Verteilungen der Monte-Carlo-Daten auf die im H1-Experiment angesammelte integrierte Luminosität normiert sind, werden diese o.g. Korrekturen berücksichtigt.

4.1.5 Analyse von radiativen Ereignissen mit kollinearer ISR

Bei Anwendung der in Kap. 4.1.2 diskutierten Selektionsbedingungen in Verbindung mit den in Kap. 4.1.3 studierten Kriterien (basierend auf E_{ET} und δ_E) verbleiben für die Analyse 30 Ereignisse. Für diese 30 selektierten Ereignisse wurde über das gestreute Elektron das Quadrat des Impulsübertrages entsprechend Gl. 2.9 bestimmt. In Abb. 4.7 a ist zu sehen, daß die Ereignisse ein Q^2_e kleiner als 100 GeV^2 haben. Ereignisse mit kleinem Q^2 sind aufgrund des Wirkungsquerschnittes (siehe Gl. 2.30) deutlich bevorzugt.

Die Q^2_e-Verteilung der simulierten Ereignisse in Abb. 4.7 a ist konsistent mit der Verteilung der gemessenen Ereignisse. Im Intervall von 0 – 5 GeV^2 würde man naiverweise ein weiteres Ansteigen erwarten, aber dort ist sowohl der Schnitt in Q^2_e bei Generierung der Monte-Carlo-Ereignisse als auch der Winkelschnitt aufgrund der Akzeptanz des BEMC spürbar.

Die Verteilungen der kinematischen Variablen y_e und y_{JB} sind in Abb. 4.7 b und c gezeigt. Die Variable y_e wurde auf der Basis der vom gestreuten Elektron im BEMC deponierten Energie $E_{e'}$ und des mit Hilfe der BWPC bestimmten Streuwinkels $\theta_{e'}$ gemäß Gl. 2.11 berechnet. Ist für ein Ereignis der Vertex unbestimmt, so wird der nominelle Wechselwirkungspunkt bei der Berechnung des Elektronstreuwinkels $\theta_{e'}$ verwendet.

Das y_{JB} wurde über die in den Kalorimetern deponierte Energie bestimmt. Dabei wurden allerdings nur Cluster verwendet, die sich nicht im Luminositäts-System befinden und die nicht dem gestreuten Elektron zugeordnet sind. In dem Fall jedoch, daß Spuren aus dem Ereignis-Vertex direkt zu einem Cluster hinführen, wurden nur diese Spuren zur Bestimmung der Energie herangezogen. Die Berechnung von y_{JB} erfolgte entsprechend Gl. 2.12.

---

[11] In dem im nächsten Kapitel diskutierten Vergleich darf der rekonstruierte Vertex der Ereignisse in den H1-Daten wie auch im Monte-Carlo nicht weiter als ± 50 cm vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt sein.

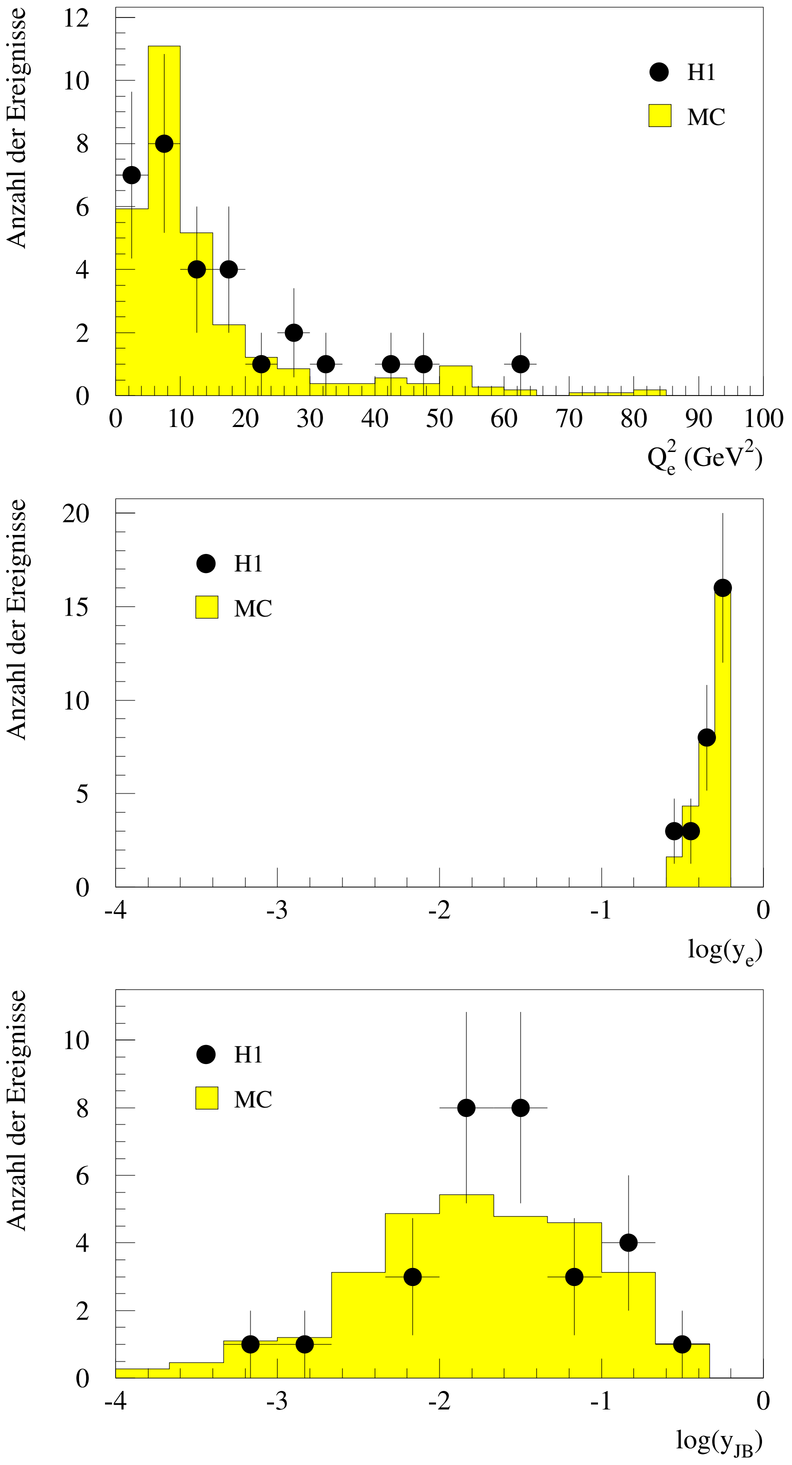


Abb. 4.7: **Rekonstruierte kinematische Variablen im Monte-Carlo und in den H1-Daten**

Die Monte-Carlo-Verteilungen sind auf die Anzahl der selektierten H1-Ereignisse normiert.

Oben ist die Verteilung von Q_e^2*, in der Mitte die Verteilung von* y_e *und unten die Verteilung von* y_{JB} *abgegebildet.*

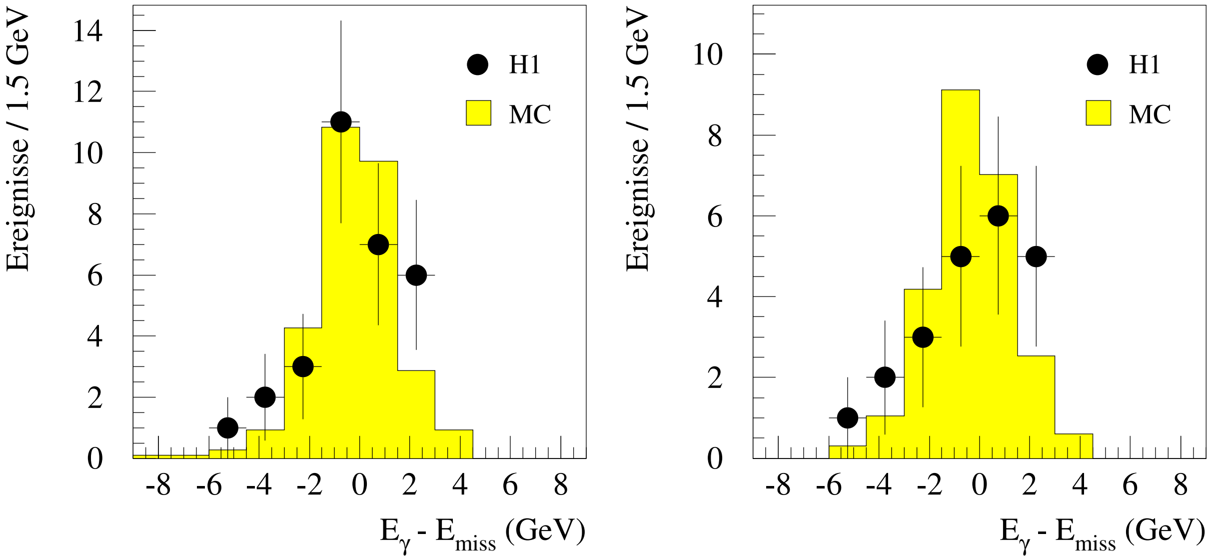


Abb. 4.8: E_{miss}**-Verteilung bei radiativen Ereignissen**
Links: E_{miss}*-Verteilung aller selektierten Ereignisse im Vergleich mit der auf die Anzahl der Ereignisse normierten Monte-Carlo-Simulation.*
Rechts: E_{miss}*-Verteilung unter Berücksichtigung der Vertex-Bedingung. Die Monte-Carlo-Verteilung (MRSD–) ist hier auf die integrierte Luminosität der selektierten Daten normiert.*

Der Vergleich von Abb. 4.7 b mit Abb. 4.7 c zeigt deutlich einen Unterschied zwischen der Messung mit Hilfe des gestreuten Elektrons und der Messung über die Hadronen. Dabei sind die gemessenen Verteilungen jeweils konsistent mit den Monte-Carlo-Simulationen.

Bei allen Ereignissen liegt y_e ausnahmslos zwischen 0,25 und 0,625 , wobei der maximale Wert $y_{max} = 0,625$ durch die Selektion von Elektronen mit einer Mindest-Energie von 10 GeV bedingt ist. Der andere Grenzwert $y_{min} = 0,25$ ist durch den physikalisch zugängigen Phasenraum bestimmt, der aufgrund der Energie des Photons von mindestens 7 GeV eingeschränkt ist. Die über den hadronischen Endzustand bestimmten Variablen y_{JB} sind im Durchschnitt um eine Größenordnung kleiner. Diese auftretende Differenz ist entsprechend Gl. 2.46 absehbar gewesen. Die Größe der Abweichung ist für den Fall der kollinearen Abstrahlung eines Photons proportional zur Energie des Photons.

Aus der Kenntnis der Differenz zwischen y_e und y_{JB} läßt sich entsprechend Gl. 2.51 die dem Ereignis im zentralen H1-Detektor (d.h. unter Ausschluß des Luminositäts-Systems) fehlende Energie bestimmen. In Abb. 4.8 ist die Verteilung der Differenz zwischen der gemessenen Energie E_γ und der berechneten Energie E_{miss} aufgetragen. Da aber bei der Bestimmung von E_{miss} der Winkel des gestreuten Elektrons eingeht, ist dessen Bestimmung ohne Kenntnis des Vertex problematisch. Es gibt zwei Möglichkeiten, diesem Problem zu begegnen:

- Man verwendet alle 30 selektierten Ereignisse, und benutzt für den Fall, daß kein Ereignis-Vertex rekonstruiert werden konnte, den nominellen Wechselwirkungspunkt zur Berechnung der Streuwinkel. In diesem Fall ist zum einen die Berechnung von y_e nur näherungsweise richtig. Außerdem ist dann die Detektor-Akzeptanz nicht bestimmbar und folglich die Berechnung der Effizienzen mit großen Fehlern behaftet. Daher ist in diesem Fall die Normierung der Monte-Carlo-Verteilung nicht exakt möglich.

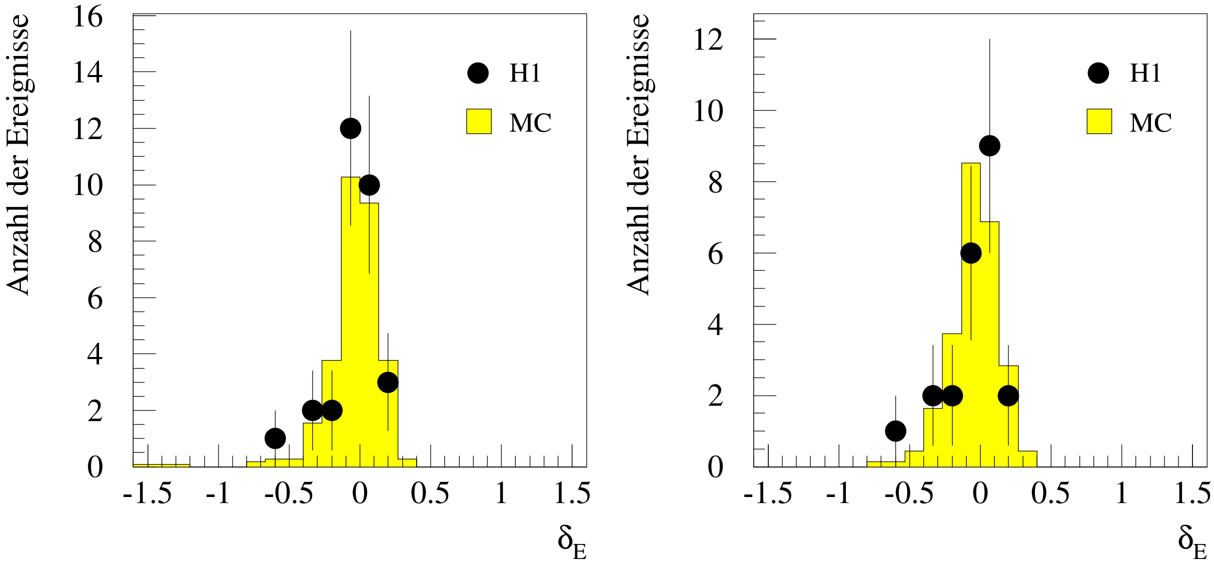


Abb. 4.9: δ_E-**Verteilung bei radiativen Ereignissen**
Links: δ_E*-Verteilung aller selektierten Ereignisse im Vergleich mit der auf die Anzahl der Ereignisse normierten Monte-Carlo-Simulation.*
Rechts: δ_E*-Verteilung unter Berücksichtigung der Vertex-Bedingung. Die Monte-Carlo-Verteilung (MRSD–) ist hier auf die integrierte Luminosität der selektierten Daten normiert.*

- Man wendet einen Schnitt auf den Vertex an, der dann z.B. in einem Intervall zwischen -50 cm und $+50$ cm liegen muß. Dadurch wird zwar die Anzahl der selektierten Ereignisse weiter von 30 auf 22 verringert, aber eine zweifelsfreie Normierung der Monte-Carlo-Verteilungen ist dann möglich.

Beiden Fällen ist in den folgenden Abbildungen 4.8 bis 4.11 Rechnung getragen: In den linken Abbildungen sind jeweils die Verteilungen ohne Vertex-Schnitt gezeigt, wobei dann die Monte-Carlo-Verteilungen (mit der Strukturfunktion MRSD–) auf die Anzahl der ursprünglich selektierten Ereignisse (30) normiert wurde. Rechts sind die Verteilungen mit dem Vertex-Schnitt gezeigt, wobei die Normierung der Monte-Carlo-Verteilungen dann – unter Berücksichtigung der oben diskutierten Ineffizienzen – auf die integrierte Luminosität der selektierten Daten vorgenommen wurde.

Beide Verteilungen von E_{miss} zeigen im Rahmen der Statistik eine gute Übereinstimmung. Die Verteilungen von δ_E, die unter Verwendung von E_{miss} entsprechend Gl. 4.4 bestimmt wurden, zeigen ebenfalls für beide Ansätze eine sehr gute Übereinstimmung. Aus Abb. 4.9 ist zu entnehmen, daß die Diskrepanz zwischen gemessener und rekonstruierter Photonenergie kleiner als 20 % ist.

In den Abbildungen 4.10 und 4.11 sind die Energiespektren von abgestrahlten Photonen und gestreuten Elektronen gezeigt und mit den entsprechenden Monte-Carlo-Verteilungen abgebildet. Beide Spektren fallen monoton mit zunehmender Energie ab. Die niederenergetische Grenze im Photonspektrum ist 7 GeV und ist gewählt worden, um eine eindeutige Separation der radiativen, tief inelastischen Ereignisse von tief inelastischen Ereignissen mit überlagerten, koinzidenten Bethe-Heitler-Prozessen zu ermöglichen. Die niederenergetische Grenze von 10 GeV in der Elektronenergie ist im Hinblick auf die Triggereffizienz des BEMC und zwecks

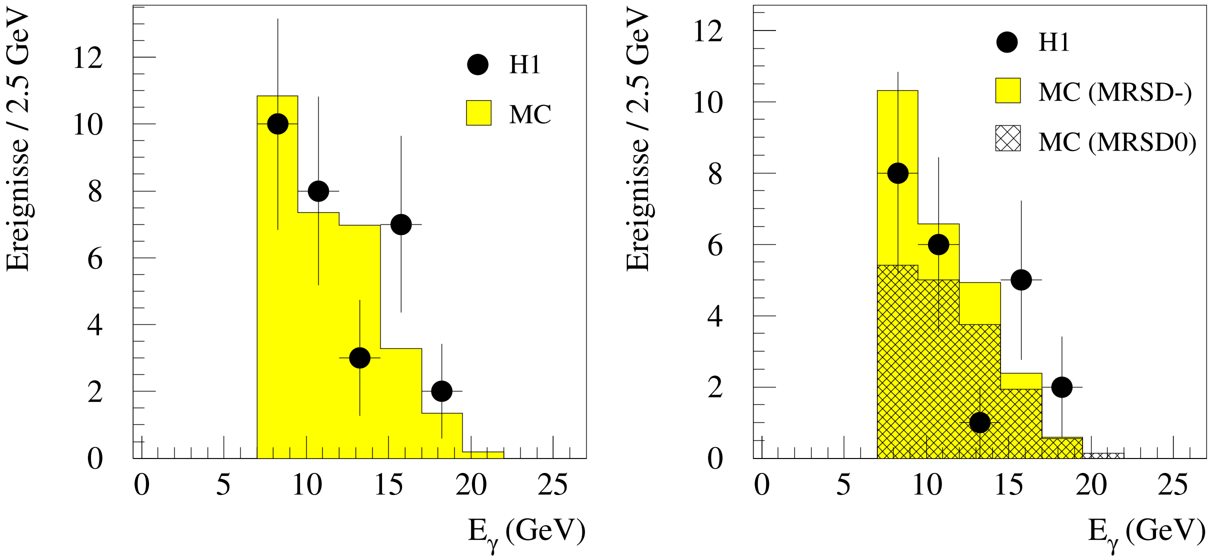


Abb. 4.10: **Energiespektren von Photonen bei kollinearer ISR**
Links: Energiespektrum aller selektierten Ereignisse im Vergleich mit der auf die Anzahl der Ereignisse normierten Monte-Carlo-Simulation.
Rechts: Energiespektrum unter Berücksichtigung der Vertex-Bedingung. Die Monte-Carlo-Verteilungen sind hier auf die integrierte Luminosität der selektierten Daten normiert.

Ausschluß von Photoproduktionsereignissen, bei denen typischerweise nur kleinere Energien im BEMC deponiert werden, gewählt worden.

Die Form der Verteilungen ist im Rahmen der Monte-Carlo-Statistik bei beiden Strukturfunktionen (MRSD– und MRSD0) und in den H1-Daten gleich.

Die bei Anwendung des Vertex-Schnittes verbleibenden 22 Ereignisse in den H1-Daten basieren auf einer integrierten Luminosität von 22,5 nb^{-1}. Die auf diese Luminosität unter Beachtung der in Kap. 4.1.4 diskutierten Ineffizienzen normierten Monte-Carlo-Verteilungen repräsentieren im Fall der Strukturfunktion MRSD– 24,8 Ereignisse; im Fall der Strukturfunktion MRSD0 sind es 16,8 Ereignisse bei Anwendung der identischen Winkel- und Energieschnitte. Die Diskrepanz zwischen der Anzahl der gemessenen Ereignisse und der simulierten Ereignisse von 2,8 resp. 5,2 ist aber in der Größenordnung des statistischen Fehlers, der bezogen auf die Anzahl der gemessenen und selektierten Ereignisse in der Größenordnung von 4,7 Ereignissen (21,4 %) liegt. Der systematische Fehler bei der Normierung ergibt sich aus folgenden Anteilen:

- Fehler der Luminositätsmessung von 7 % (siehe Tab. 3.5).
- Unsicherheit der ToF-Effizienz von 3 % (siehe Kap. 4.1.4).
- Unsicherheit der Vertex-Effizienz von 2 % (siehe Kap. 4.1.4).
- Unsicherheit der BEMC-Kalibration von 3 % (siehe Kap. 3.4.3).
- Unsicherheit der Kalibration des Luminositäts-Systems von 2 % (siehe Tab. 3.5).
- Kontamination durch koinzidente Bethe-Heitler-Ereignisse von 1% (siehe Kap. 4.1.3).
- Kontamination durch γp-Ereignisse von 5 % (siehe Kap. 4.1.3).

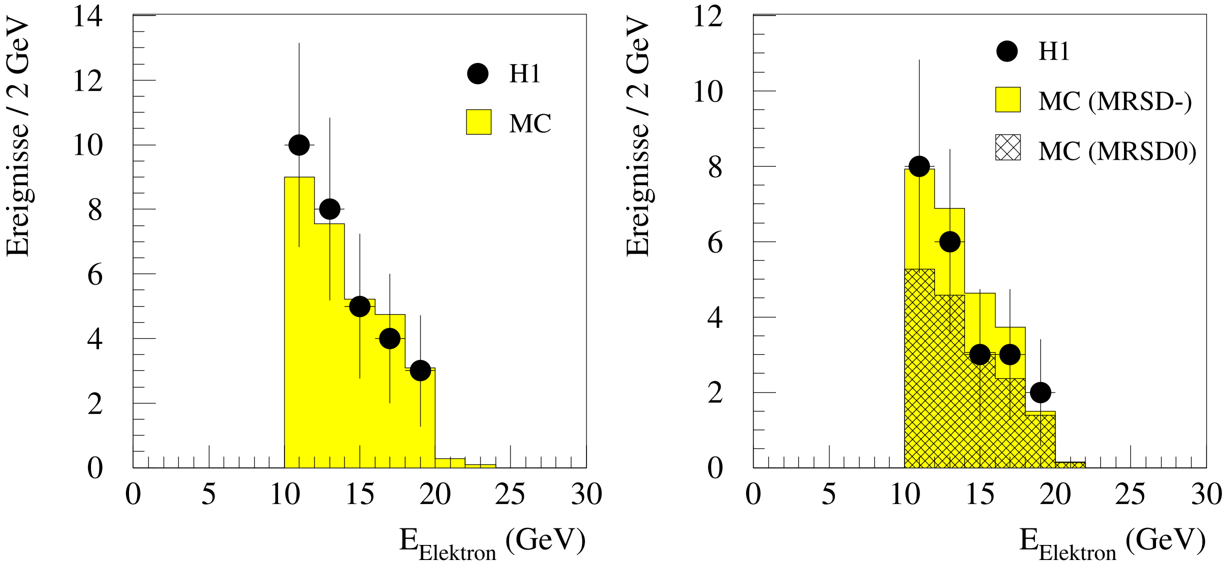


Abb. 4.11: **Energiespektren von Elektronen bei kollinearer ISR**
Links: Energiespektrum aller selektierten Ereignisse im Vergleich mit der auf die Anzahl der Ereignisse normierten Monte-Carlo-Simulation.
Rechts: Energiespektrum unter Berücksichtigung der Vertex-Bedingung. Die Monte-Carlo-Verteilungen sind hier auf die integrierte Luminosität der selektierten Daten normiert.

Addiert man diese einzelnen Anteile quadratisch, so ergibt das einen gesamten systematischen Fehler von 10 %. In Anbetracht eines statistischen Fehlers von 21,4 % und eines systematischen Fehlers von 10 % kann keine der beiden Strukturfunktionen MRSD– oder MRSD0 ausgeschlossen werden.

Dennoch bleibt festzuhalten, daß im Hinblick auf die zum einlaufenden Elektron kollineare Abstrahlung von Photonen die Beschreibung durch die in HERACLES implementierten QED-Prozesse in Übereinstimmung mit den gemessenen Daten ist.

4.1.6 Effekte bei Bestimmung der Kinematik aufgrund von kollinearer ISR

Bei der Messung von Wirkungsquerschnitten und Strukturfunktionen ist die Bestimmung der Kinematik von herausragender Wichtigkeit, um ein Ereignis richtig einordnen zu können. Diese Einordnung erwies sich in den Untersuchungen zur Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ insbesondere im Bereich bei großem y als fehlerträchtig, da gerade in diesem Bereich mit großen Strahlungskorrekturen gerechnet werden muß (siehe Kap. 2.3).

Da entsprechend Kap. 2.2.2 die kollineare Abstrahlung eines Photons vom einlaufenden Elektron eine Verringerung der für den tief inelastischen Streuprozeß zur Verfügung stehenden Schwerpunktenergie bedeutet, müssen die "wahren" kinematischen Variablen unter Berücksichtigung des abgestrahlten Photons entsprechend Gl. 2.56 neu bestimmt werden. Durch die kollineare Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand ist das "wahre" Q^2_{true} kleiner als das ohne Beachtung der Bremsstrahlung über das gestreute Elektron bestimmte Q^2_e. Gemäß Gl. 2.56 erwartet man ferner, daß das "wahre" x_{true} größer und das "wahre" y_{true} kleiner als die entsprechenden Elektron-Variablen sind. Diese "wahren" kinematischen Variablen sind in Abb. 4.12 zusammen mit den über das Elektron bestimmten Variablen eingetragen.

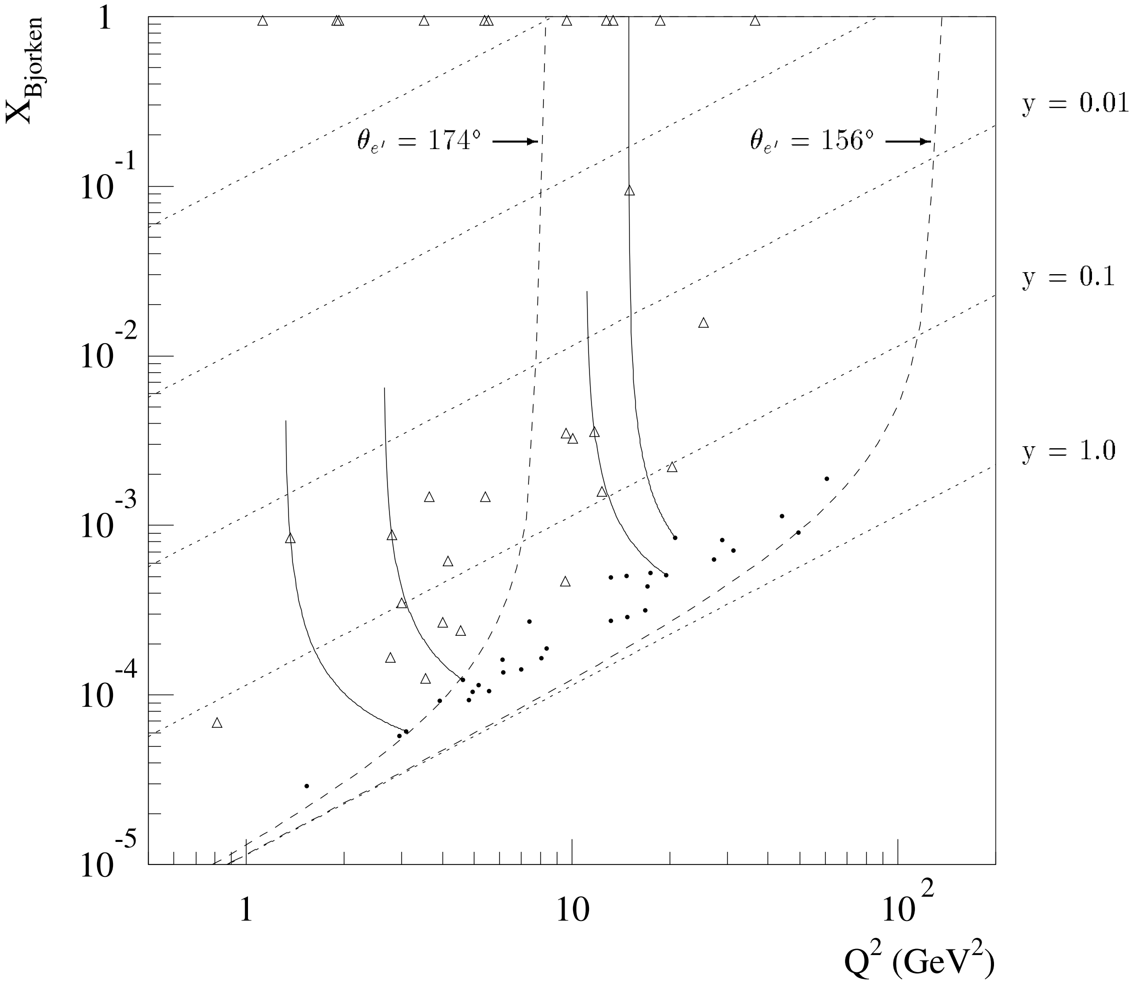


Abb. 4.12: **Migration in der kinematischen Ebene durch kollineare ISR** *Die Iso-Linien für* y *und* $\theta_{e'}$ *sind bezogen auf die Schwerpunktenergie von* $E_{cms} = \sqrt{S} = 296$ *GeV. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Akzeptanzbereich des BEMC. Jenseits von 174° ist aufgrund des Strahlrohres keine Messung von nicht-radiativen, tief inelastischen Ereignissen möglich.*

Die mit Hilfe der gestreuten Elektronen bestimmte Kinematik der radiativen Ereignisse ist in der kinematischen Ebene in Abb. 4.12 durch Punkte gekennzeichnet. Sie liegen alle in einem kinematischen Bereich, der auf der einen Seite begrenzt ist durch die minimale geforderte Energie der gestreuten Elektronen von 10 GeV (manifestiert in einem Schnitt bei $y_e \approx 0,625$). Auf der anderen Seite bildet die maximal mögliche Energie der Elektronen, die bedingt ist durch die minimale Energie der abgestrahlten Photonen von 7 GeV, eine kinematische Grenze. Die Punkte befinden sich weitestgehend innerhalb des Akzeptanzbereiches des BEMC (markiert mit gestrichelten Linien). Ereignisse, die wenig außerhalb dieser Linien liegen, haben eine extreme Vertex-Position[12].

---

[12] In Abb. 4.12 sind alle 30 Ereignisse ohne Anwendung eines Vertex-Schnittes eingebracht. Dadurch, daß der Vertex nicht unmittelbar in der Nähe der nominellen Wechselwirkungspunktes liegt, verändert sich der Akzeptanzbereich des BEMC: Liegt der Vertex z.B. im Vorwärtsbereich des H1-Detektors, sind die Winkel vom Vertex zum BEMC größer als in Tab. 3.6 angegeben.

Die Dreiecke kennzeichnen die Lage der Ereignisse in der kinematischen Ebene bei Berücksichtigung der Energie der kollinear abgestrahlten Photonen. Zur Berechnung der "wahren" kinematischen Variablen wurden die Gleichungen 2.55 und 2.56 herangezogen. Dabei ist die Bestimmung von $Q^2_{true} = z\, Q^2_e$ unproblematisch, da ein Meßfehler bei der Bestimmung der Photonenergie nur linear eingeht. Die Bestimmung von x_{true} ist allerdings problematisch, wenn aufgrund eines Meßfehlers die Photonenergie zu groß bestimmt wird. In dem Fall, daß $E_\gamma \geq E_e\, y_e$ ist, kann x_{true} nicht bestimmt werden, da der Nenner in Gl. 2.56 verschwindet bzw. negativ wird und somit unphysikalische Werte annimmt. Für solche Ereignisse sind die Dreiecke am oberen Rand der Grafik positioniert. Sie beschreiben lediglich die (mit einem Meßfehler behaftete) Lage der betreffenden radiativen Ereignisse in Q^2.

Man kann feststellen, daß die durch die Dreiecke angedeuteten "wahren" kinematischen Variablen von radiativen Ereignissen ausnahmslos bei kleinerem Q^2 und größerem x und folglich größerem y angesiedelt sind. Die eingezeichneten Spuren deuten für einige ausgewählte Ereignisse die mögliche Veränderung bei variabler Photonenergie an. Ein Meßfehler bei der Bestimmung der Photonenergie würde zu einer Verschiebung der Dreiecke entlang der eingezeichneten Spuren führen. Ein Meßfehler bei Bestimmung der Elektronenergie oder des Streuwinkels würde zu einer Verschiebung des zum Ereignis gehörenden gesamten Systems (bestehend aus Punkt, Spur und Dreieck) führen.

Die durch die Abstrahlung eines Photons bedingte Migration in der kinematischen Ebene führt dazu, daß ein kinematischer Bereich bevölkert wird, der aus Gründen der Akzeptanz eigentlich für Messungen durch das H1-Experiment unzugänglich ist. Da sich die Verschiebung in Richtung des kinematischen Bereiches bestehender (*fixed-target*) Experimente bewegt, wird es mit Hilfe von radiativen Ereignissen langfristig möglich sein, die Anbindung des bei HERA zugänglichen kinematischen Bereiches zu den schon vermessenen Bereichen bestehender Experimente zu schaffen und für diesen Übergangsbereich Wirkungsquerschnitte zu bestimmen. Ferner ermöglicht die kollineare Abstrahlung harter Photonen aufgrund der deutlichen Veränderung der Kinematik (Schwerpunktenergie) die Bestimmung der longitudinalen Strukturfunktion F_L, wie schon in Kap. 2.4 beschrieben wurde.

4.1.7 Verwendung von ISR-Ereignissen zu Kontrollzwecken

Da bei radiativen Ereignissen mit kollinearer Abstrahlung von Photonen Energie in mehreren verschiedenen Detektorkomponenten deponiert wird, ist es denkbar, diese Ereignisse auch zu Kontrollzwecken einzusetzen.

In Anlehnung an die Verfahrensweise bei QED-Compton-Ereignissen wurde für die 30 selektierten ISR-Ereignisse die Summe aus der Energie des abgestrahlten Photons und des gestreuten Elektrons gebildet. Diese Verteilung ist in Abb. 4.13 gezeigt. Die Verteilung der gemessenen Daten ist in guter Übereinstimmung mit der simulierten Verteilung.

Die Breite der Verteilung und insbesondere die in Kap. 4.1.5 diskutierten Fehler lassen es aber auf der Basis einer integrierten Luminosität von 22,5 nb^{-1} nicht zu, die Kalibration der einzelnen Detektorkomponenten zu korrigieren. Dennoch bietet diese Verteilung eine nützliche Kontrollmöglichkeit, um signifikante Fehlfunktionen zu diagnostizieren. Zukünftig werden bei höherer Luminosität detailliertere Überprüfungen möglich sein.

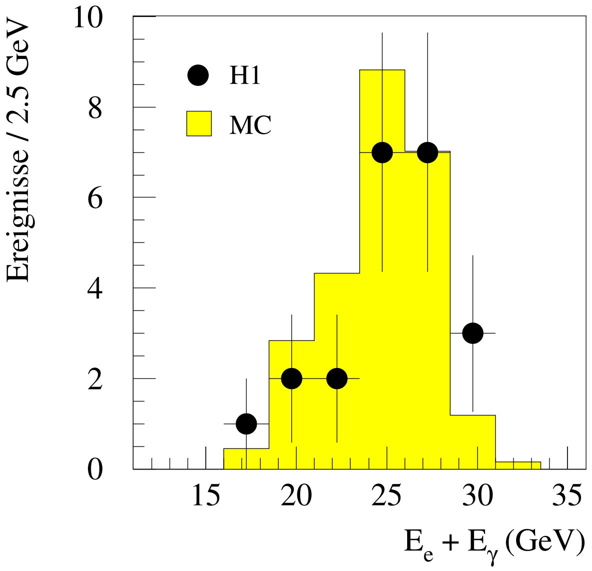


Abb. 4.13: **Summenspektrum gebildet aus Elektron- und Photonenergie**
Die Verteilung der gemessenen Ereignisse hat die gleiche Form wie die Monte-Carlo-Verteilung (MRSD–), die auf die Anzahl der selektierten Ereignisse normiert wurde.

4.2 Analyse von radiativen Ereignissen mit hohem Q^2

In diesem Abschnitt sollen radiative, tief inelastische Ereignisse untersucht werden, bei denen das gestreute Elektron in das Liquid-Argon-Kalorimeter trifft. Der Streuwinkel ist für diese Ereignisse kleiner als 155°. Entsprechend Abb. 1.1 haben diese Ereignisse einen Impulsübertrag größer als 100 GeV^2. Im folgenden wird zunächst die Selektion der Ereignisse beschrieben, die auf der in [Mer94] dargestellten und diskutierten Auswahl aufbaut. Da die radiativen Ereignisse nur einen kleinen Anteil der etwa 100 Ereignisse mit hohem Q^2 ausmachen, werden in diesem Kapitel nur einzelne Ereignisse untersucht und diskutiert sowie eine Überprüfung der Häufigkeiten im Hinblick auf die Erwartung der Monte-Carlo-Generatoren vorgenommen.

4.2.1 Selektion von radiativen Ereignissen bei hohem Q^2

Um die Ereignisse mit hohem Impulsübertrag zu selektieren, wurden zunächst folgende Bedingungen, die in der Ereignisklassifizierung implementiert sind, gestellt:

E.1 Die vektorielle Summe der transversalen Impulse in den Kalorimetern ist kleiner als 40 GeV.

E.2 Im Liquid-Argon-Kalorimeter gibt es einen Cluster mit einer transversalen Energie von mindestens 8 GeV für $\theta < 45°$ oder für $45° < \theta < 160°$ einen Cluster mit einer transversalen Energie von mehr als 5 GeV.

E.3 Wenn sich der dem gestreuten Elektron zugeordnete Cluster nicht in den Grenzbereichen der Kalorimetermodule (*cracks*) befindet, muß mindestens 50 % der Clusterenergie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters liegen.

E.4 Es gibt mindestens eine gute Spur im Bereich der Vorwärts- oder der zentralen Spurenkammern.

E.5 Um Ereignisse mit Myonen aus der Höhenstrahlung auszuschließen, werden zum einen alle Spuren im Bereich der zentralen Spurenkammern überprüft und desweiteren in der Richtung des elektromagnetischen Clusters nach einer Energiedeposition im instrumentierten Eisen gesucht.

Auf der Basis dieser Kriterien wurden insgesamt 468 Ereignisse selektiert. Die diesen Ereignissen zugrundeliegende integrierte Luminosität ist 23,8 nb^{-1}. Die selektierten Ereignisse wurden danach mit folgenden weiteren Auswahlkriterien konfrontiert, die die Identifizierung des gestreuten Elektrons beinhalten:

F.1 Der Cluster, der als Elektron identifiziert wird, muß eine Mindestenergie haben, so daß $y_e < 0,7$ ist.

F.2 Mindestens 80 % dieser Clusterenergie muß im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters enthalten sein.

F.3 Die Hälfte dieser Clusterenergie muß in nur 4 Kalorimeterzellen deponiert worden sein.

F.4 Der Cluster muß isoliert sein, d.h. die Energie unmittelbar außerhalb eines Zylinders mit einem Radius von 15 cm um den Cluster muß kleiner als 1,2 GeV sein.

Nach diesen Kriterien verbleiben 115 Ereignisse, von denen aber noch 12 Ereignisse aufgrund von Prozessen mit kosmischen Myonen bei Inaugenscheinnahme (*Scannen*) aussortiert wurden [Mer94]. Um radiative Ereignisse zu finden, wurden die verbleibenden 103 Ereignisse auf folgenden Kriterien hin überprüft:

I. Um eine zum einlaufenden Elektron kollineare Abstrahlung eines Photons zu identifizieren, wird geprüft, ob im Photon-Detektor Energie deponiert wurde.

II. Bei einer weder zum einlaufenden noch zum gestreuten Elektron kollinearen Abstrahlung eines Photons wird es einen weiteren elektromagnetischen Cluster im H1-Detektor geben. Daher wird nach Ereignissen mit einem zweiten elektromagnetischen Cluster im zentralen Liquid-Argon-Kalorimeter oder im BEMC mit einer Energie größer als 5 GeV gesucht.

Zu I: Von den 103 Ereignis-Kandidaten mit hohem Q^2 hat ein Ereignis eine Energiedeposition im Photon-Detektor zu verzeichnen. Bei diesem Ereignis entspricht die dem Ereignis im zentralen H1-Detektor fehlende Energie von 8 GeV der im Photon-Detektor gemessenen Energie (8,5 GeV). Dies Ereignis ist in Abb. 1.3 dargestellt.

Zu II: Es gibt insgesamt 15 Ereignisse, bei denen es einen zweiten elektromagnetischen Cluster im zentralen oder im rückwärtigen Kalorimeter gibt. Von diesen 15 Ereignissen erfüllen aber nur 7 Ereignisse die Bedingung, daß der zweite Cluster vom hadronischen Endzustand separiert ist und die strengen o.g. Bedingungen F.3 und F.4 für elektromagnetische Cluster in Bezug auf Isolation und Energiedeposition erfüllt.

Eines dieser 7 Ereignisse ist ein QED-Compton-Ereignis, bei dem über die zwei elektromagnetischen Cluster (je ein Cluster im BEMC und Liquid-Argon-Kalorimeter) hinaus keinerlei hadronische Aktivität zu verzeichnen ist.

Von den restlichen 6 Ereignissen haben 5 Ereignisse den zweiten Cluster im BEMC. Nur ein Ereignis, das im folgenden Kapitel untersucht wird, hat zwei isolierte elektromagnetische Cluster im Bereich des zentralen Liquid-Argon-Kalorimeters.

4.2.2 Studie von Ereignis 24057 in Run 33756

Eines der selektierten Ereignisse – Ereignis 24057 in Run 33756 – weist zwei isolierte elektromagnetische Cluster im Bereich des Liquid-Argon-Kalorimeters auf. Diese beiden Cluster und die darüber hinaus im H1-Detektor nachgewiesenen Teilchen haben folgende Eigenschaften:

	Cluster 1	Cluster 2	Übrige Cluster
Energie	23,7 GeV	17,9 GeV	107,8 GeV
Impuls p_x	5,9 GeV	16,9 GeV	-23,2 GeV
Impuls p_y	20,7 GeV	4,5 GeV	-24,4 GeV
Impuls p_z	10,0 GeV	-3,7 GeV	92,1 GeV
Polarwinkel θ	65,0°	102,0°	31,3°

Berechnet man für dieses Ereignis den gesamten Transversalimpuls auf der Basis aller im Kalorimeter gemessenen Energien, so ergibt sich eine nahezu ausgeglichene Bilanz:

$$p_\perp^2 = \sum_i p_{x,i}^2 + \sum_i p_{x,i}^2 = 0,8 \ \ \mathrm{GeV}^2 \tag{4.5}$$

Ebenso ausgeglichen ist die Balance in longitudinaler Richtung:

$$2\,E_e - \sum_i (E_i - p_{z,i}) = 2,4 \ \ \mathrm{GeV} \tag{4.6}$$

Beide Restgrößen sind im Vergleich zu den vorhandenen Impulsen vernachlässigbar klein und auf auflösungsbedingte Meßungenauigkeiten zurückzuführen. Aus dieser Impulsbilanz folgt, daß das Ereignis unter Einbeziehung aller nachgewiesenen Cluster verstanden werden muß. Der dem Ereignis fehlende Transversalimpuls von $p_\perp$ = 0,9 GeV und der fehlende Longitudinalimpuls von p_z = 1,0 GeV können in guter Näherung vernachlässigt werden.

Folgende Hypothesen sollen diskutiert und untersucht werden:

1. Bei diesem Ereignis handelt es sich um eine nicht-radiative, tief inelastische ep-Streuung: Diese Annahme bedingt, daß das gestreute Elektron dem Cluster 1 zugeordnet wird, da es sich um den energiereicheren Cluster handelt und zu diesem Cluster eine Spur führt (siehe Abb. 4.14 b). Beim Cluster 2 muß es sich um ein neutrales Teilchen – wie z.B. ein π° – handeln, das sich in einer sehr untypischen Art und Weise fernab vom übrigen hadronischen Endzustand aus dem Wechselwirkungspunkt entfernt hat.

2. Bei dem Ereignis handelt sich um ein radiatives Ereignis, bei dem ein Photon in denselben Quadranten wie das auslaufende Elektron abgestrahlt wurde. Die Nähe der beiden elektromagnetischen Cluster legt es nahe, eine Abstrahlung vom auslaufenden Elektron anzunehmen. Bei dieser Annahme wird wieder dem Cluster 1 das Elektron zugeordnet und nun dem Cluster 2 das abgestrahlte Photon. Bei dieser Annahme ist der außergewöhlich große Öffnungswinkel von 68° zwischen dem Elektron-Cluster und dem Photon-Cluster untypisch.

3. Ferner könnte es sich um einen Prozeß mit einem angeregten Elektron ($e^* \rightarrow e\gamma$) handeln. Die invariante Masse des Elektron/Photon-Systems ist 23,1 GeV. Angeregte Elektronen

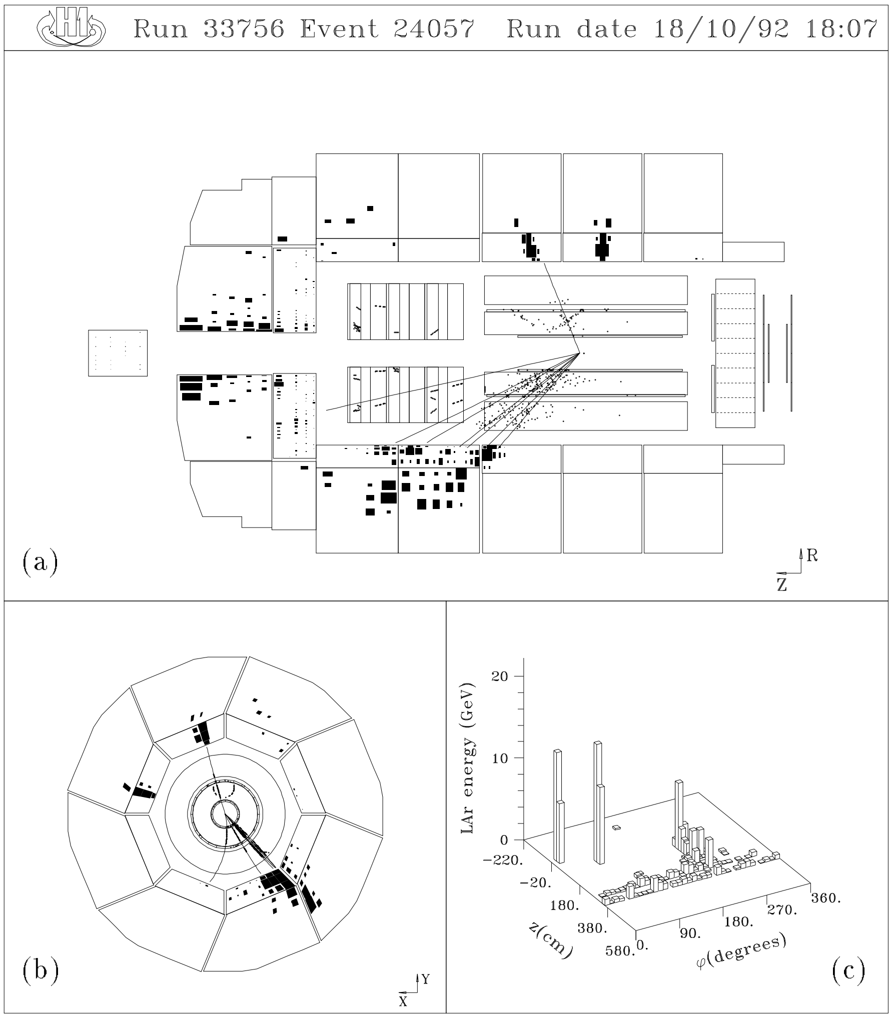


Abb. 4.14: **Radiatives, tief inelastisches Ereignis mit hohem Q^2**
Zur Kinematik dieses Ereignisses siehe Tab. 4.1.

mit einer invarianten Masse in dieser Größe sind aber schon durch existierende Meßdaten anderer Experimente[13] ausgeschlossen worden. Dieser Hypothese wird deshalb nicht weiter nachgegangen.

Es bleiben die beiden erstgenannten Hypothesen zu untersuchen. Zum Vergleich der beiden Hypothesen sind in Tabelle 4.1 unter (I.) Energie und Impulse sowie unter (II.) die Winkel eingetragen, die mit Hilfe der im Kalorimeter deponierten Energie bestimmt wurden. Aus diesen Meßdaten lassen sich die kinematischen Variablen gemäß der Gleichungen 2.9 und 2.11 sowie 2.12 und 2.13 bestimmen (III.). Dabei fällt auf, daß die kinematische Variable y jeweils konsistent zueinander mit den verschiedenen Methoden bestimmt wurde, es aber bei beiden Methoden deutliche Unterschiede bei der Bestimmung des Impulsübertrages gibt. Entsprechend den in [Fel87] dargestellten Untersuchungsergebnissen kann der Fehler bei Bestimmung von

---

[13] Die LEP-Experimente haben bereits Massen angeregter Elektronen $M_{e^*} < 90$ GeV ausgeschlossen. [LEP]

Q^2_{JB} aufgrund von Mißkalibration oder Energieauflösung durchaus eine Größe von 30 % haben. Konzentriert man sich wegen der besseren Kalibration des elektromagnetischen Kalorimeters (siehe Tab. 3.1) auf die Messung des Impulsübertrages Q^2_e, so stellt man fest, daß das Q^2 deutlich größer ist, wenn die Abstrahlung eines Photons nachgewiesen wurde, als ohne Erkennung der Photonabstrahlung. Eine Erkennung der Photonabstrahlung im Endzustand ist somit ebenso wichtig wie die Erkennung von einer Photonabstrahlung im Anfangszustand, um einer falschen Bestimmung der Ereigniskinematik vorzubeugen.

Um die richtige Eingruppierung dieses Ereignisses vornehmen zu können, sind unter (IV.) die Ergebnisse verschiedener Berechnungen des Winkels[14] vom Strom-Jet zusammengestellt. Bei allen drei Methoden zeigt sich, daß für Hypothese 1 die Bestimmung des Jet-Winkels offensichtlich versagt, für die Hypothese 2 die Ergebnisse konsistent zur Beobachtung sind.[15]

Ferner wurde mittels der Doppelwinkel-Methode (Gleichungen 2.16 und 2.17) die Berechnung der kinematischen Variablen y und q^2 vorgenommen. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind nur für Hypothese 2 konsistent zu den mit dem Lepton-System bestimmten Variablen, bei Hypothese 1 ergeben sich für beide Variablen y und Q^2 Widersprüche.

Aus dieser Gegenüberstellung läßt sich folgern, daß beim Ereignis 24057 in Run 33756 eine Photonabstrahlung im Endzustand haben kann.

Auffällig ist bei diesem Ereignis der untypisch große Winkel zwischen Photon und Elektron in Zusammenhang mit der großen Energie des Photons. Im Hinblick auf diese Charakteristika wurde mit dem Monte-Carlo-Programm FRANEQ die Wahrscheinlichkeit untersucht, ein solches Ereignis mit einem $Q^2 > 100$ GeV^2 vor dem Hintergrund einer integrierten Luminosität von 23,8 nb^{-1} zu messen.
Bei dieser Generatorstudie ergab sich, daß

- 4 Ereignisse mit einer Photonenergie $E_\gamma > 10$ GeV erwartet werden, bei denen das abgestrahlte Photon in den H1-Detektor trifft ($\theta_\gamma < 174°$);
- 1,6 Ereignisse, bei denen ein Photon mit einer Energie $E_\gamma > 1$ GeV und einem Winkel $\theta_\gamma < 130°$ in den Detektor treffen;
- 0,2 Ereignisse mit $E_\gamma > 10$ GeV und $\theta_\gamma < 130°$;
- 0,04 Ereignisse mit $E_\gamma > 15$ GeV und $\theta_\gamma < 120°$.

Bezogen auf die vorliegende Ereigniskinematik mit einem Q^2 von 2600 GeV^2 – bei freiem y – ist die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines Photons mit einer Energie $E_\gamma > 10$ GeV etwa 5 % bei $\theta_\gamma < 174°$. Diese Wahrscheinlichkeit sinkt auf 0,05 % für $\theta_\gamma < 120°$ und einem Öffnungswinkel von mehr als 60° zwischen dem gestreuten Elektron und dem Photon.

---

[14] Die drei angesprochenen Methoden zur Berechnung des Winkels vom Strom-Jet θ_{jet} benutzen unterschiedliche Eingangsparameter:

a) Elektron-Größen (Siehe Anhang C): $\tan(\theta_{jet}/2) = 2\,E_e/\,(E_{e'}\sin\theta_{e'}) - \tan(\theta_{e'}/2)$

b) Hadron-Größen [Ben91]: $\cos\theta_{jet} = (\sum p_x^2 + \sum p_y^2 - (\sum E - p_z)^2)/(\sum p_x^2 + \sum p_y^2 + (\sum E - p_z)^2)$

c) Elektron und Hadron-Größen: $(\tan(\theta_{jet}/2))^2 = 4\,E_e^2\,y_{JB}^2/(Q_e^2\,(1 - y_{JB}))$

[15] Die Diskrepanz von $\leq 20°$ zur Messung bei Hypothese 2 ist damit erklärbar, daß im Bereich zwischen dem gestreuten Quark und dem Proton-Rest aufgrund von Farbkräften der starken Wechselwirkung (*Color-Strings*) bei der Hadronisation Teilchen im Bereich zwischen dem Strom-Jet und dem Proton-Jet auftreten [Fle91] und sich somit die rekonstruierte Richtung des Strom-Jets in Richtung des Protonenstrahls verändert.

	Hypothese 1 (nicht-radiativer Fall)		Hypothese 2 (radiativer Fall)	
	Elektron	Hadron-System	Lepton-System	Hadron-System
I. Energie und Impuls				
Energie	23,7 GeV	125,7 GeV	41,6 GeV	107,8 GeV
Impuls p_x	5,9 GeV	–6,3 GeV	22,8 GeV	–23,2 GeV
Impuls p_y	20,7 GeV	–19,9 GeV	25,2 GeV	–24,4 GeV
Impuls p_z	10,0 GeV	88,4 GeV	6,3 GeV	92,1 GeV
II. Winkel-Messung				
Polarwinkel θ	65,0°	45,3°	79,5°	31,3°

III. Kinematische Variablen		
Impulsübertrag Q_e^2	1800 GeV^2	2630 GeV^2
Impulsübertrag Q_{JB}^2	1450 GeV^2	1610 GeV^2
y_e	0,74	0,36
y_{JB}	0,70	0,29
IV. Berechnung des Winkels vom Strom-Jet		
$\theta_{\mathrm{jet,Elektron}}$	123,2°	50,7°
$\theta_{\mathrm{jet,Hadron}}$	121,5°	50,0°
$\theta_{\mathrm{jet,Mix}}$	116,3°	41,0°
V. Ergebnisse der Doppelwinkel-Methode		
Impulsübertrag Q_{DW}^2	4250 GeV^2	3080 GeV^2
y_{DW}	0,39	0,26

Tab. 4.1: **Die Kinematik von Ereignis 24057 in Run 33756**
Die Daten unter (I.) sind über die Energiedeposition im Kalorimeter bestimmt worden. Die Winkel der Hadronen unter (II.) sind gemäß Gl. 2.15 berechnet worden. Die Bestimmung aller kinematischen Variablen in (III.) und (V.) basiert auf den in Kap. 2.1.1 eingeführten Gleichungen. Zur Winkel-Bestimmung des Strom-Jets (IV.) siehe Fußnote 14.

4.2.3 Ereignisse bei hohem Q^2 mit Abstrahlung des Photons ins BEMC

Die in Kap. 4.2.1 beschriebene Selektion erbrachte 6 Ereignisse, bei denen sowohl im Liquid-Argon-Kalorimeter ein dem gesteuten Elektron zugeordneter elektromagnetischer Cluster zu verzeichnen ist als auch im BEMC ein elektromagnetischer Cluster mit einer Energie von mehr als 5 GeV existiert. Eines der sechs Ereignisse ist aufgrund der Komplanarität der Cluster sowie der Energie- und Winkelverteilung als QED-Compton-Ereignis identifiziert worden.

Die restlichen fünf Ereignisse sind im Hinblick auf die Bestimmung des Strom-Jet-Winkels untersucht worden. Für vier der fünf Ereignisse ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem Resultat der Berechnung gemäß Gl. 4.1 und der Beobachtung unter der Annahme, daß das BEMC-Cluster auf ein im Anfangzustand abgestrahltes Photon beruht. Bei einem Ereignis ergeben sich aber unter dieser Annahme Widersprüche. Nimmt man für dieses Ereignis an, daß der BEMC-Cluster Bestandteil des Hadron-Systems ist, kann auch hier der Winkel verstanden werden. Bei Inaugenscheinnahme dieses Ereignisses stellt man – im Gegensatz zu den vier erstgenannten Ereignissen – eine Energiedeposition auch in den hinter und seitlich des BEMC befindlichen Kalorimetern fest, die die Annahme bestätigen, daß es sich bei diesem BEMC-Cluster um einen Bestandteil des hadronischen Systems handelt.

Es verbleiben somit vier Ereignisse mit einem $y_e > 0,7$, einem Streuwinkel des Elektrons $\theta_{e'} < 155°$ und einer Energiedeposition eines Photons im Winkelbereich zwischen 176° und 151°.

Zur Überprüfung dieser Ereignisrate werden Monte-Carlo-Ereignisse herangezogen. Dazu wurden mit dem Programm DJANGO 1.0 Ereignisse mit einem $Q_e^2 > 50$ GeV^2 unter Verwendung der Strukturfunktion MRSD0 generiert. Nach der Simulation und Rekonstruktion der Ereignisse wurden die eingangs angesprochenen Selektionskriterien angewendet. Insgesamt wurden 2,6 Ereignisse gefunden, bei denen ein Photon eine Energie $E_{\gamma,rec} > 5$ GeV im Bereich des BEMC deponiert hat.

Bei Verwendung der Strukturfunktion MRSD– ergeben sich ebenfalls konsistente Resultate: Bei identischen Schnitten werden 2,0 radiative Ereignisse erwartet.

Im Rahmen des statistischen Fehlers von 2 Ereignissen (bezogen auf die Anzahl der gemessenen Ereignisse) ist somit die Anzahl der radiativen Ereignisse mit nachgewiesener Abstrahlung eines Photons in den Bereich des BEMC konsistent zu den Erwartungen.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Die Untersuchungen in dieser Arbeit basieren auf Daten des H1-Detektors, die im ersten Jahr des Meßbetriebes bei HERA im Herbst 1992 aufgezeichnet wurden. Gegenstand der Arbeit ist die erste Analyse von radiativen Ereignissen, bei denen das abgestrahlte Photon in einer Detektorkomponente des H1-Detektors nachgewiesen wurde. Zwei Detektorkomponenten sind bei diesen Untersuchungen von besonderer Wichtigkeit: Das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) und der Photon-Detektor des Luminositäts-Systems. Diese beiden Detektorkomponenten sind in der vorliegenden Arbeit detailliert beschrieben und im Hinblick auf die Analyse der radiativen Ereignisse untersucht worden.

Die Analyse der Ereignisse mit Photonabstrahlung ist nach Impulsüberträgen getrennt durchgeführt worden: Bei Ereignissen mit kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 < 100$ GeV^2) wird das gestreute Elektron im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen. Die Analyse dieser Ereignisse ist auf der Basis einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 22{,}5$ nb^{-1} durchgeführt worden. Die Analyse der Ereignisse mit großem Impulsübertrag ($Q^2 > 100$ GeV^2), bei denen das gestreute Elektron in den zentralen Bereich des H1-Detektors trifft, basiert auf einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L}_{int} = 23{,}8$ nb^{-1}.

Die Analyse der radiativen Ereignisse mit kleinem Q^2 konzentriert sich auf Prozesse, bei denen ein kollinear zum einlaufenden Elektron abgestrahltes Photon in dem in Flugrichtung der Elektronen positionierten Photon-Detektor nachgewiesen wird. Die Selektion dieser Ereignisse basiert zum einen auf der Erkennung des tief inelastisch gestreuten Elektrons und des abgestrahlten Photons. Die Selektion dieser Ereignisklasse ist auf der Basis dieser Arbeit automatisiert worden und ist nun Bestandteil der Ereignisklassifizierung (Anhang B).

Der wesentliche Untergrund in der selektierten Ereignismenge wird durch tief inelastische Ereignisse gebildet, bei denen zufällig und unabhängig vom tief inelastischen Ereignis zur gleichen Zeit ein elastisches Bremsstrahlungsereignis (Bethe-Heitler-Ereignis) stattgefunden hat. Diese Ereignisse lassen sich aber dadurch erkennen, daß im Gegensatz zu den radiativen, tief inelastischen Ereignissen die im Photon-Detektor deponierte Energie nicht der im zentralen Detektor fehlenden Energie entspricht.

Die nach dem Verwerfen dieser Untergrundereignisse verbleibenden 22 radiativen Ereignisse entsprechen den Erwartungen: Die Anzahl der gemessenen Ereignisse sind im Rahmen des statistischen Fehlers von 21,4 % und des systematischen Fehlers von 10 % konsistent zu den Ergebnissen von Monte-Carlo-Simulationen mit dem Programm DJANGO 1.0 unter Verwendung der Strukturfunktionen MRSD− und MRSD0. Ebenso stimmen die Energiespektren von gestreuten Elektronen und abgestrahlten Photonen der gemessenen und simulierten Ereignisse überein.

Der für radiative Ereignisse typische Unterschied zwischen dem über das gestreute Elektron bestimmte y_e und dem über das Hadron-System bestimmte y_{JB} ermöglicht die Rekonstruktion der Photonenergie. Für die selektierten radiativen Ereignisse mit nachgewiesenen Photonen wird die Übereinstimmung der rekonstruierten Photonenergie mit der gemessenen Photonenergie gezeigt. Die Diskrepanz zwischen Messung und Rekonstruktion ist kleiner als 20 % und wird auch in den Monte-Carlo-Simulationen entsprechend beschrieben. Über diese Differenz zwischen y_e und y_{JB} lassen sich auch radiative Ereignisse finden, bei denen das abgestrahlte Photon aus Gründen der Akzeptanz nicht nachgewiesen werden kann. Diese Methode wurde bei der Bestimmung der Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ angewendet, um radiative Ereignisse aufzufinden und bei der Bestimmung des Born-Wirkungsquerschnittes auszuschließen [H1C93d].

Die Auswirkung der zum einlaufenden Elektron kollinearen Abstrahlung eines Photons ist für die selektierten Ereignisse untersucht worden. Die aufgrund der kollinearen Abstrahlung verminderte Energie des einlaufenden Elektrons, die für die tief inelastischen Wechselwirkung zur Verfügung steht, muß bei der Bestimmung der Ereigniskinematik berücksichtigt werden. Bei Nichtbeachtung des abgestrahlten Photons werden die kinematischen Variablen falsch bestimmt: Der Impulsübertrag Q^2 ist zu groß und der Impulsanteil x ist zu klein. Bei Beachtung der zum einlaufenden Elektron kollinearen Abstrahlung ergibt sich ausnahmslos ein kleineres Q^2 und ein größeres x.

Etliche der radiativen Ereignisse mit kollinearer Abstrahlung eines Photons bevölkern einen kinematischen Bereich, der sich außerhalb dem vom H1-Detektor mit nicht-radiative Ereignissen zugänglichen Bereich befindet. Diese durch radiative Ereignisse bevölkerte Region befindet sich nahe der kinematischen Region bestehender Fixed-Target Experimente. Somit werden bei größerer integrierter Luminosität Messungen in bisher unerschlossenen kinematischen Bereichen möglich sein, mittels derer die Anknüpfung der HERA-Daten an die Resultate bestehender Experimente vorgenommen werden kann. Ferner wird es mit Hilfe radiativer Ereignisse möglich sein, die longitudinale Strukturfunktion der Protons zu messen.

Da bei der Messung von radiativen Ereignissen mit nachgewiesenen Photonen mehrere Detektorkomponenten involviert sind, können über diese Ereignisse die an der Messung beteiligten Detektorkomponenten gegeneinander überprüft werden. Wesentliche Fehlfunktionen wurden aufgrund der kleinen Anzahl der Ereignisse für die '92 Daten nicht festgestellt, bei einer höheren Rate können diese Ereignisse zu einer Überprüfung und zum Abgleich der beteiligten Detektorkomponenten verwendet werden.

In der Analyse der Ereignisse mit großem Impulsübertrag wurde die Rate der radiativen Ereignisse überprüft. Im Vergleich zu den Monte-Carlo-Simulationen zeigt sich, daß die beobachtete Anzahl der radiativen Ereignisse mit der erwarteten Anzahl im Rahmen des statistischen Fehlers übereinstimmt.

Anhang A

Die Elektronik des BEMC

Die Elektronik des BEMC befindet sich an zwei getrennten Orten: Ein Teil der Elektronik ist direkt an den BEMC-Modulen angebracht, der andere Teil befindet sich außerhalb des H1-Detektors in einer Elektronik-Hütte, die unmittelbar neben dem Detektor steht. In den folgenden Abschnitten ist die Funktionsweise der BEMC-Elektronik beschrieben. Dabei wird insbesondere dessen elektronische Kalibration erläutert und die durch die Kalibration erreichte Stabilität der Elektronik beschrieben. Im Anschluß daran wird die für die H1-Kalorimeter entwickelte *Online*-Datenverarbeitung vorgestellt und analysiert.

A.1 Aufbau der Elektronik des BEMC

Die Elektronik des BEMC ist entsprechend Abb. A.1 in vier Funktionsbereiche eingeteilt:

- *Datennahme:*
  Die Hauptaufgabe ist die Messung der in den Modulen deponierten Energie. Dazu wird das von Teilchen beim Durchqueren der BEMC-Module erzeugte Szintillationslicht von Photodioden in elektrische Signale umgewandelt und von der nachfolgenden Elektronik verstärkt und digitalisiert.

- *Kalibration und Test:*
  Zur Überprüfung aller Funktionen der elektronischen Kette sind verschiedene Hilfsmittel (elektronischer Pulser, Laser-Monitor-System) im Einsatz bzw. vorgesehen.

- *Trigger:*
  Bei einer hinreichend großen Energiedeposition im BEMC wird ein Signal generiert, das die Datennahme des gesamten H1-Detektors startet.

- *Systemüberwachung:*
  Während des Meßbetriebes muß sichergestellt sein, daß alle Komponenten des BEMC einwandfrei funktionieren bzw. daß im Falle von Fehlfunktionen schnelle Abhilfe geschaffen werden kann.

Die Funktionsweise dieser vier Bereiche wird im folgenden erläutert. Dazu werden zunächst die einzelnen elektronischen Komponenten, die in Abb. A.1 dargestellt sind, beschrieben.

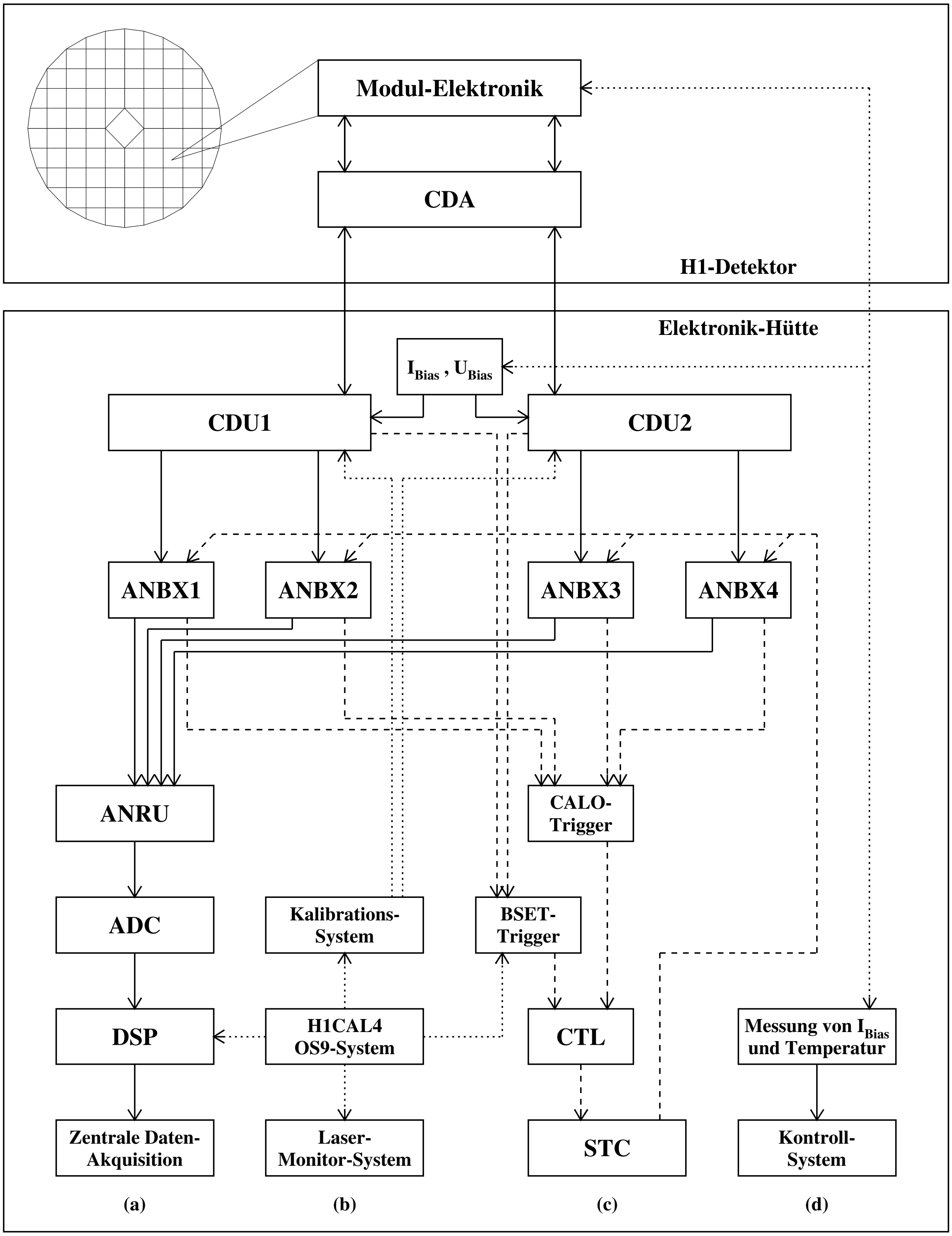


Abb. A.1: **Aufbau der BEMC-Elektronik**
Die Elektronik des BEMC läßt sich in 4 Funktionsbereiche einteilen: Datennahme-Zweig (a), Kalibrations-/Test-Zweig (b), Trigger (c) und Systemüberwachung (d).

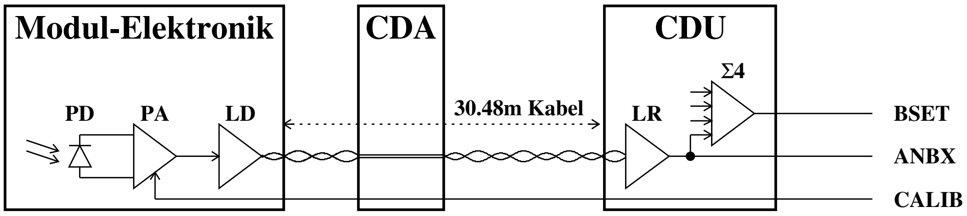


Abb. A.2: **Der Signaltransport von den BEMC-Modulen zur CDU**
Die Signale der Photodioden (PD) werden direkt an den Modulen vorverstärkt (PA) und dann über die CDA der CDU zugeleitet. Line Driver (LD) und Line Receiver (LR) sind aufeinander abgestimmte Bauteile, die mittels bipolarer Signale für einen störungsfreien Signaltransport in den Twisted-Pair-Kabeln sorgen. Über die CDU werden die Signale des Kalibrations-Systems (CALIB) zu den Modulen transportiert. Ferner sorgt die CDU für die Weiterleitung der Signale an die Analogboxen (ANBX 1 – 4) und generiert Signale für den BSET-Trigger.

Modul-Elektronik: Die direkt an den BEMC-Modulen angebrachte Elektronik besteht für jeden elektronischen Kanal aus einer Photodiode (bei den kurzen Wellenlängenschiebern sind jeweils zwei Photodioden einem elektronischen Kanal zugeordnet), einem ladungsempfindlichen Vorverstärker und einem *Line Driver*. Die Photodioden (Typ Hamamatsu S2575 [Ham88]) sind auf die hintere Stirnfläche der Wellenlängenschieber geklebt (siehe Abb. 3.13). Sie haben eine aktive Oberfläche von 0,34 cm × 3,0 cm $\approx$ 1 cm^2 und sind sensitiv im Spektralbereich zwischen 320 nm und 1060 nm. Die Kapazität der Photodiode ist ca. 80 pF beim Anlegen einer Sperrspannung von U_{Bias} = 30 V. Der Dunkelstrom ist dann bei 25 ^{0}C ca. 5 nA; er steigt mit der Temperatur (und auch durch Alterung oder Strahlenschädigung) an. Die ladungsempfindlichen Vorverstärker erzeugen aus dem Signal der Photodioden einen schnellen Spannungspuls mit einer Anstiegszeit von weniger als 100 ns. Dies Signal wird dem *Line Driver* zugeführt, der für eine Signalaufbereitung zum Transport über die verwendete Kabelverbindung (ein 30,48 m langes *Twisted-Pair*-Kabel) sorgt.

CDA: Das **C**able **D**istribution **A**rea ist ein Teil des Stickstoffschildes, der beidseitig mit Steckplätzen versehen ist. Von dem CDA führen innenseitig kurze Kabel zu den BEMC-Modulen. Außenseitig werden die Kabel eingesteckt, die die Signale über eine Strecke von ca. 30 m in die Elektronik-Hütte führen.

Die Länge der Kabel von der Modul-Elektronik bis zur Elektronik, die in einer Elektronik-Hütte außerhalb des H1-Detektors untergebracht ist, ist für alle Module gleich (30,48 m), auch wenn sich die Länge unterschiedlich auf die jeweils zwei Kabel aufteilt (BEMC → CDA und CDA → CDU). Dadurch ist gewährleistet, daß die Signal-Laufzeiten für alle elektronischen Kanäle gleich sind.

CDU: Die zwei CDUs (**C**able **D**istribution **U**nits) sind konstruiert als zentrale Verteilstelle aller Versorgungsspannungen für die BEMC-Module und aller Signale vom und zum BEMC. Dazu sind insbesondere folgende Aufgaben abzudecken:

- Die von dem CDA kommenden analogen Signale der Modul-Elektronik werden von *Line Receivern* entgegengenommen, welche die von den *Line Drivern* geformten Signale wieder aufbereiten. Die Signale werden dann an die Analogboxen (ANBX 1 – 4) weitergeleitet.

- Für jedes BEMC-Modul wird die analoge Summe der Signale von Kanälen mit langen Wellenlängenschiebern gebildet. Dies Signal wird der BSET-Triggerelektronik zugeführt (Kap. 3.4.4).
- Die Modul-Elektronik wird mit Spannung versorgt, und die Sperrspannung für die Photodioden wird bereitgestellt.
- Testpulse vom elektronischen Pulser werden zu den BEMC-Modulen weitergeleitet.

In der 92' Meßperiode wurden der CDU die Testpulse von einem elektronischen Pulser zugeleitet und dann über die CDU mit Hilfe von Twisted-Pair Kabeln an die einzelnen Module weitergeleitet. Dies hatte den Nachteil, daß die Testpulse über mehrere Kopplungen liefen, so daß Signal-Reflektionen auftraten, die die Breite der elektronischen Testpulse ungünstig beeinflußten. Deshalb wurden in der 93' Meßzeit die Testpulse über Lemo-Kabel direkt vom Pulser zur CDA geleitet ohne über die CDU zu laufen.

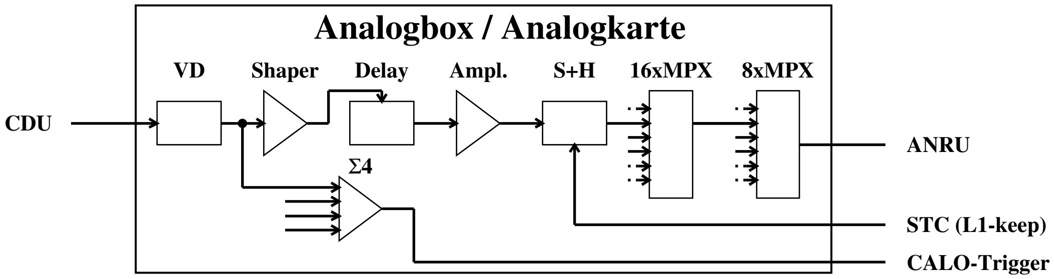


Abb. A.3: **Die Signalverarbeitung in den Analogboxen**
Die Signale gelangen nacheinander durch einen Spannungsteiler (VD), einen Signalformer (Shaper), eine Verzögerung (Delay), einen Verstärker (Ampl.) zu einem Sample-and-Hold (S+H). Im dem Fall, daß von dem zentralen H1-Trigger ein Triggersignal ("L1-keep") über die STC zugeleitet wird, startet die Auslese aller 472 elektronischen Kanäle. Diese Signale werden dann – gesteuert von der ANRU – über Multiplexer der ANRU zugeführt.

Analogboxen: Die vier Analogboxen sind jeweils aus 8 Analogkarten (**AN**nalog **CA**rds, ANCAs, Abb. A.3) aufgebaut, die jeweils wiederum für 16 elektronische Kanäle ausgelegt sind. Das von den CDUs an die ANCAs weitergeleitete analoge Signal eines elektronischen Kanals trifft zunächst in einen Spannungsteiler, der eine individuelle Einstellung des dynamischen Bereiches für alle Kanäle ermöglicht. Danach teilt sich das analoge Signal in zwei Zweige auf:

- In einem Zweig werden die Signale von elektronischen Kanälen der langen Wellenlängenschieber innerhalb eines BEMC-Modules summiert. Diese Signale werden dann dem Kalorimeter-Trigger zugeleitet, der für das Liquid-Argon-Kalorimeter konstruiert und optimiert wurde. [1]
- Im anderen Zweig (zur Energiemessung) erzeugt ein *Shaper* ein unipolares Signal, das eine volle Halbwertsbreite von 500 ns hat (siehe dazu Abb. A.4 a). Dieses Signal wird

---

[1] Dieser Trigger wurde aber in der 92' Meßzeit nur im Bereich des Liquid-Argon-Kalorimeter, aber nicht im Bereich des BEMC verwendet; eine Beschreibung dieses Triggers ist in [H1C93] zu finden.

zunächst im *Delay* um 2,2 μs verzögert und kann danach noch um bis zu 200 ns zusätzlich verzögert werden, wobei die Justierung individuell für jeden einzelnen Kanal in Schritten von 20 ns möglich ist. Da eine Abweichung von weniger als 30 ns beim Erreichen des Maximums eines Pulses die Energiemessung nur unwesentlich beeinflußt (weniger als 1 %, [BM92a]), ist es das Ziel, die zeitliche Abstimmung für die einzelnen Kanäle mit dieser Genauigkeit vorzunehmen. Die in 1992 erreichte Justierung ist in Abb. A.4 b dargestellt. Im Hinblick auf die mögliche Schrittweite ist die erreichte Abstimmung der Kanäle nahezu optimal. Das verzögerte Signal wird über einen Verstärker einem *Sample-and-Hold* Schaltkreis (S+H) zugeführt. In dem Fall, daß vom zentralen H1-Trigger (siehe Kap. 3.5) die Messung gestartet wird (L1-keep), wird das Signal vom S+H festgehalten. Gesteuert von der ANRU werden nun alle Signale ausgelesen. Dazu werden zunächst die 16 Signale innerhalb einer ANCA einem 16-fach Multiplexer und dann alle Signale der 8 ANCAs innerhalb der Analogboxen einem 8-fach Multiplexer zugeführt.

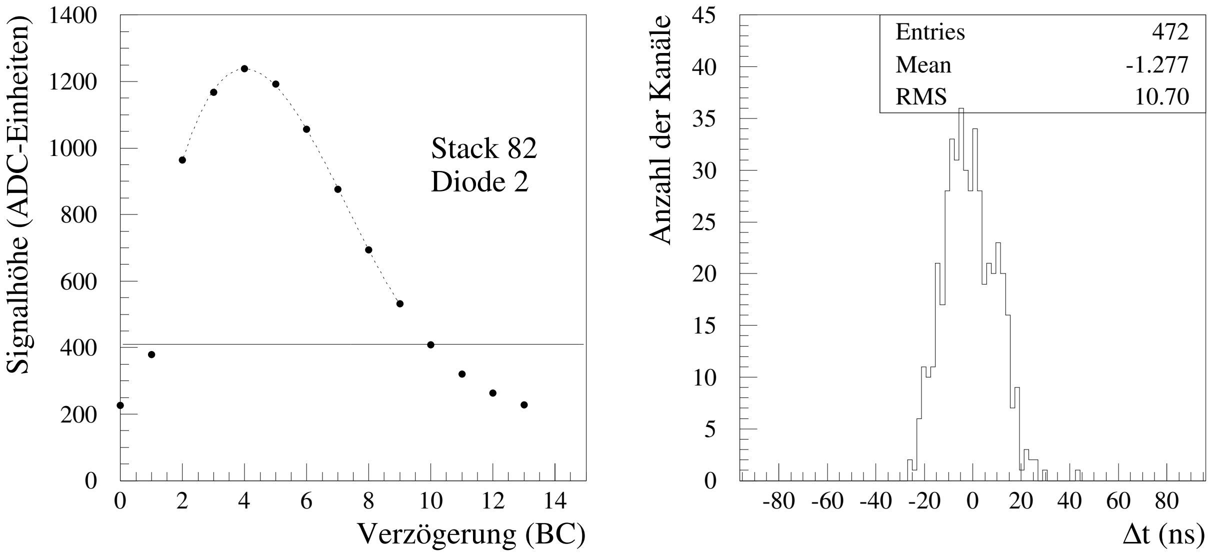


Abb. A.4: **Signalform und zeitlicher Abgleich der BEMC-Signale**
a) Form des Ausgangsignals der BEMC Elektronik, gemessen durch Abtastung mit unterschiedlicher Verzögerungen (Delays) zwischen dem generierten Testpuls und der Messung (1 BC = 96 ns). Alle Meßwerte oberhalb der eingezeichneten Linie wurden für den Fit verwendet.
b) Für alle Kanäle des BEMC ist die Zeitdifferenz zwischen Signalmaximum und Sollwert eingetragen. Die Breite der Verteilung ist in der Größenordnung der Einstellungsschrittweite von 20 ns.

Alle Signale werden schließlich der ANRU (**AN**alog **R**eceiving **U**nit) zugeführt, die die analogen Signale der 4 Analogboxen multiplext. Im ADC (**A**nalog **D**igital **C**onverter) werden dann nacheinander die Signale aller 472 elektronischen Kanäle des BEMC digitalisiert, die anschließend in einem schnellen Prozessor (dem DSP, **D**igital **S**ignal **P**rozessor) verarbeitet, kurzfristig gespeichert und schließlich in den VME-Bus eingespeist werden.

Für den Trigger sind an zwei Stellen Signale abgezweigt worden: In den beiden CDUs sind die Signale der Kanäle mit langen Wellenlängenschiebern summiert und dem BSET-Trigger zugeleitet worden, in den Analogboxen wurden entsprechende Summensignale gebildet, die dem CALO-Trigger zugeführt werden. Beide Trigger (BSET und CALO) generieren Signale für die CTL (**C**entral **T**rigger **L**ogic). Dort wird auf der Basis aller von den Subdetektoren generierten Triggersignalen durch deren logische Kombination die Entscheidung getroffen, ein Ereignis auszulesen ("*L1-Keep*"-Signal, siehe dazu Kap. 3.5). Das "*L1-keep*"-Signal wird zur STC (**S**ubdetector **T**rigger **C**ontrol) gesendet und steuert die S+Hs.

Alle hier beschriebenen Komponenten müssen überprüft werden können. Das geschieht mit Hilfe eines elektronischen Testpulsers, der über einen Rechner (OS9-System H1CAL4) gesteuert wird. Mit diesem Computer ist es möglich:

- den elektronischen Pulser des Kalibrations-Systems anzusteuern;
- die Verarbeitung der digitalisierten Signale zu steuern;
- den BSET-Trigger zu konfigurieren und zu testen;
- das Laser-Monitor-System zu aktivieren und zu steuern [Zar93].

Die Überprüfungen mit Hilfe des OS9-Systems sind aber nur außerhalb der H1-Datennahme möglich oder nach Abkopplung der BEMC-Elektronik von der zentralen Datenakquisition, da die Datennahme unmittelbar betroffen wäre.

Einige einfache Messungen – wie die Messung der Temperatur an den BEMC-Modulen und die Messung des Dunkelstroms der Photodioden – werden automatisch und parallel zur Datennahme durchgeführt. Da auch diese Messungen Rückschlüsse über den Zustand der Elektronik zulassen, werden diese Meßergebnisse im Falle von auftretenden Problemen einem Kontrollsystem übermittelt, so daß eine schnelle Abhilfe veranlaßt werden kann.

A.2 Kalibration der BEMC-Elektronik

Die gesamte elektronische Kette kann mit Hilfe eines elektronischen Pulsers überprüft werden. Dieser elektronische Pulser enthält einen Digital-zu-Analog-Konverter (DAC), der mit Hilfe des OS9-Systems auf gewünschte Signalhöhen eingestellt werden kann und dann entsprechende Pulse aussendet. Der elektronische Pulser ist so ausgestattet, daß jedes Modul einzeln angesteuert werden kann. Untersuchungen haben gezeigt, daß bei 1000 Pulsen für jede Signalhöhe die statistischen Schwankungen hinreichend gering sind, um den Fehler bei Bestimmung von Mittelwerten kleiner als 1 Promille werden zu lassen [Fle92b].

Für eine vollständige elektronische Kalibration sind drei Messungen durchzuführen:

1. **Pedestal-Messung:** Die beim zufälligen Auslesen der Elektronik vorhandenen Signale (Pedestals, siehe Abb. A.5 a) und das Sigma der Pedestal-Messung (ein Maß für das Rauschen, siehe Abb. A.5 b);
2. **Delay-Messung:** Das Verhalten bei konstanter Pulshöhe (10000 DAC-Einheiten), aber unterschiedlich verzögertem Trigger (siehe Abb. A.4 a);
3. **Linearitäts-Messung:** Das Ansprechverhalten auf unterschiedlich große Pulshöhen bei zeitlich optimal eingestelltem Trigger (siehe Abb. A.6).

Die Meßserien 2 und 3 bestehen aus 15 bzw. 20 Meßpunkten; dabei ist die jeweils erste Messung immer eine Pedestal-Messung. Die Ergebnisse dieser Pedestal-Messung sind in Abb. A.5 dargestellt. Das Niveau der Pedestals ist charakteristisch für die verwendete Elektronik; so hat z.B. die vierte Analogbox ein etwas erhöhtes Pedestal-Niveau. Das Rauschen (das Sigma der

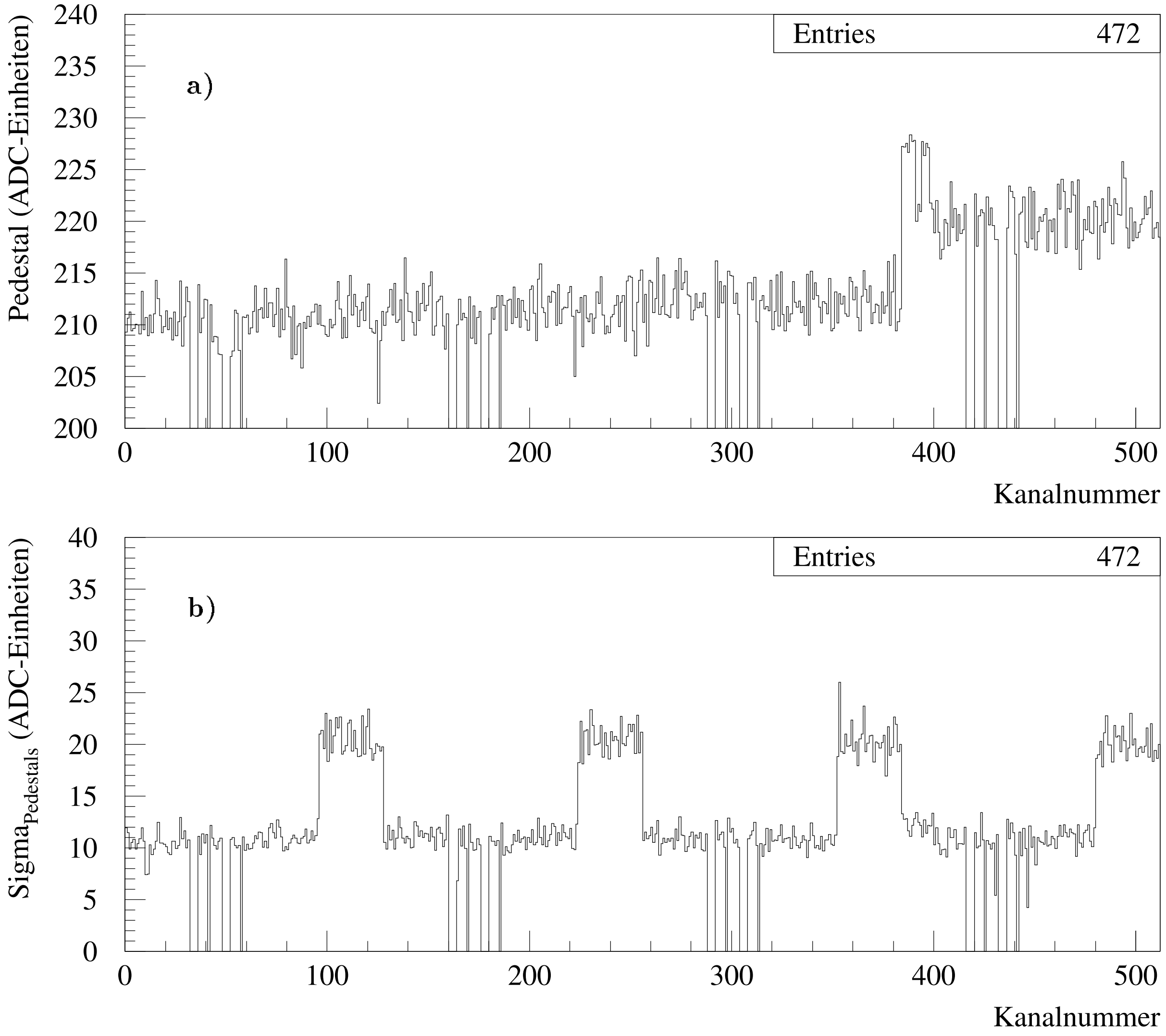


Abb. A.5: **Pedestals und Rauschen der 472 Kanäle des BEMC**
In einer in H1 üblichen und dem Aufbau der Elektronik angepaßten Numerierung [0 ... 511] sind alle elektronischen Kanäle in einem Diagramm dargestellt. Dadurch ergibt sich für die 472 Kanäle des BEMC ein charakteristisches Muster der in vier Gruppen angeordneten fehlenden Kanäle.
a) Die Pedestals liegen für die Analogboxen 1, 2 und 3 auf gleichem Niveau, bei Analogbox 4 (Kanäle 384 – 511) etwas höher. Desweiteren fällt das Verhalten von ANCA 0 in der Analogbox 4 auf (Kanäle 384 – 396), die wiederum erhöhte Pedestals aufweist. Diese Eigenschaften der Komponenten sind aber – wie im folgenden gezeigt wird – von stabiler Natur.
b) Die 128 elektronischen Kanäle, die zu den kurzen Wellenlängenschiebern gehören, sind in vier Gruppen mit je 32 Kanälen angeordnet und zeigen ein ca. doppelt so großes Rauschen wie die 344 Kanäle, die zu den langen Wellenlängenschiebern gehören. Dieses Verhalten liegt darin begründet, daß bei den kurzen Wellenlängenschieber die Signale der jeweils zwei Photodioden einem gemeinsamen Vorverstärker zugeführt werden.

Pedestal-Messung) ist unabhängig vom Niveau der Pedestals und im wesentlichen nur abhängig von der Anzahl der angeschlossenen Photodioden: Elektronische Kanäle mit zwei Dioden (kurze Wellenlängenschieber) zeigen ein etwa doppelt so großes Rauschen wie die Kanäle mit nur einer angeschlossenen Diode.

Durch die Kenntnis der Pedestals und dem dazugehörigen Sigma ist es – wie im Anhang A.4 beschrieben – möglich, schon bei der Datennahme **vor** der Aufzeichnung eines Ereignisses die Energiemessungen von allen Kanälen individuell zu unterdrücken, bei denen die Signale im Bereich des Rauschens liegen, um so die zu transferierende und zu speichernde Datenmenge zu minimieren.

Um das zeitliche Verhalten der Signale zu vermessen, wird die Pulshöhe des elektronischen Pulsers konstant gehalten, das Zeitintervall zwischen Pulsgeneration im Pulser und Auslese des Signals variiert und zwar in Schritten von 96 ns (dem zeitlichen Abstand zwischen zwei *ep-bunch-crossings*). Damit erfolgt ein Abtasten der Form des analogen Ausgangssignals, so daß es dann möglich ist, für jeden Kanal den Zeitpunkt des Signalmaximums zu bestimmen. Eine solche Meßreihe ist für einen der 472 BEMC-Kanäle in Abb. A.4 a gezeigt. Die Bestimmung des Maximums geschieht mit Hilfe eines an die Meßwerte angepaßten Polynoms 3. Ordnung. Für die Anpassung wurden nur diejenigen Meßwerte herangezogen, die deutlich über dem Pedestal-Niveau liegen. Diese Bedingung ist in Abb. A.4 durch die zur Zeitachse parallele Gerade dargestellt. Die durch Delay-Messungen und -Justierung erreichte zeitliche Abstimmung aller 472 Kanäle zueinander ist in Abb. A.4 b dargestellt: Die Breite der Verteilung ist in der Größenordnung von 20 ns, wobei 20 ns die kleinste Schrittweite der Justierung beim Abgleich der Kanäle ist. Das Maximum dieser Verteilung der Differenz zwischen Signalmaximum und Sollwert liegt sehr nah bei null, ein Nachweis für die optimale Justierung aller 472 BEMC-Kanäle.

Nur wenn sichergestellt ist, daß die Kanäle bezüglich des Meßzeitpunktes zueinander abgeglichen sind, ist es sinnvoll, das Ansprechverhalten der elektronischen Kanäle zu überprüfen. Da die Signale des Pulsers direkt in die Vorverstärker eingespeist werden, können somit alle elektronischen Komponenten der Kette überprüft und vermessen werden. Dazu werden bei optimaler Verzögerung, d.h. im Signalmaximum, 20 Messungen mit je 1000 Pulsen bei unterschiedlicher Signalhöhe durchgeführt (*level-ramp*):

- Der erste Punkt ist die Pedestalmessung, bei der der elektronische Pulser kein Signal liefert und somit nur die zufällig vorhandenen Ausgangssignale (das Rauschen) aufgezeichnet werden.
- Bei den folgenden 19 Punkten wird die Signalhöhe beim Pulser in Schritten von 16,2 mV verändert[2].

In Abb. A.6 ist eine Kalibrationsmessung für einen einzelnen elektronischen Kanal dargestellt. Voruntersuchungen haben gezeigt, daß zur Korrektur der Nichtlinearitäten ein Polynom 3. Ordnung benötigt wird [Gen91]. Die verwendete Parametrisierung der Korrektur ist:

$$E_j(ADC) = C_j \sum_{i=0,3} P_{i,j} \times (ADC_j - Pedestal_j)^i \;, \tag{A.1}$$

wobei C_j ein für jeden Kanal charakteristischer Faktor ist, der die Umrechnung von ADC-Einheiten in Energie sicherstellt. In dem Diagnose- und Kalibrations-Programm "CALIB"

---

[2] Die am Pulser eingestellte Signalhöhe ist: $DAC = 128 + n \times 1024$, wobei gilt $0 \leq n \leq 18$. Die 16,2 mV entsprechen der gewählten DAC-Schrittweite von 1024.

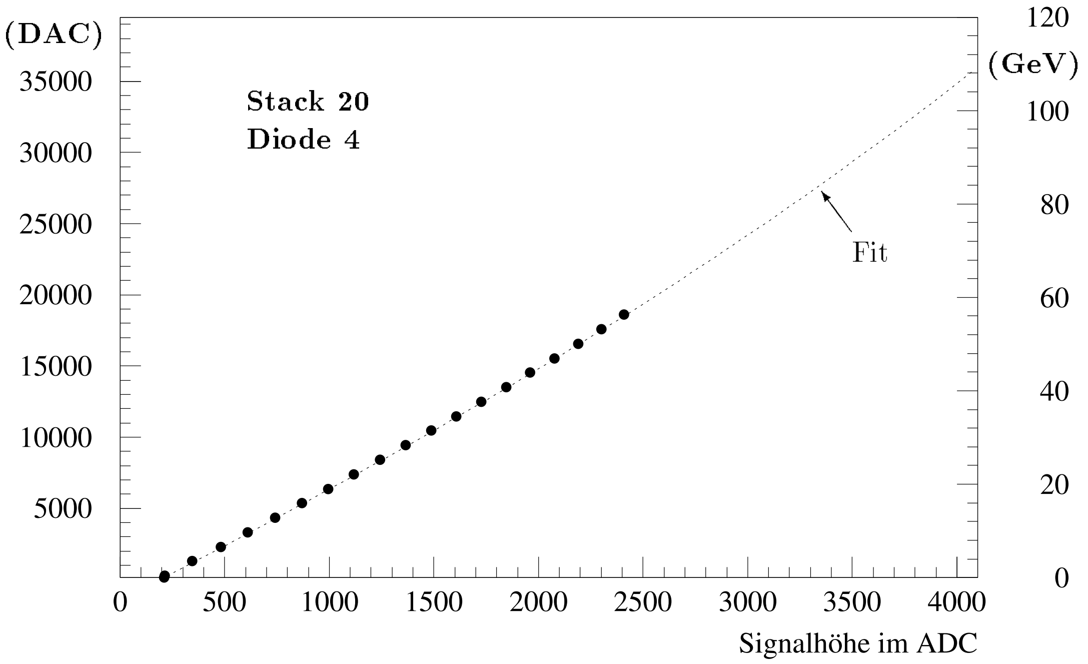


Abb. A.6: **Kalibration eines elektronischen Kanals des BEMC**
Die einzelnen Meßpunkte sind dargestellt sowohl in Abhängigkeit der Signalhöhe des Pulsers (links) als auch in Abhängigkeit der mit dieser Pulshöhe äquivalenten Energie (rechts). Die gestrichelte Kurve entspricht dem im DSP verwendeten Korrekturpolynom.

[Fle92a] wird versucht, ein Polynom entsprechend Gl. A.1 bestmöglich an die Meßwerte anzupassen (im Fachjargon: "fitten") und so für jeden einzelnen Kanal j die individuellen Parameter $P_{i,j}$ zu berechnen. Dazu werden aber nur Meßpunkte mit guter Qualität[3] herangezogen. Die errechneten Parameter haben folgende Bedeutung bzw. Wirkung:

- P_0: Der Parameter $P_0(j)$ ist ein Maß für den Offset bei der Messung. Da dies eine kanalspezifische Eigenschaft des verwendeten Pulsers ist, wird P_0 nicht bei der Korrektur verwendet.
- P_1: Im Parameter $P_1(j)$ spiegelt sich das lineare Verhalten eines elektronischen Kanals wieder. Er ist also ein Maß für die (inverse) Verstärkung. Da für alle Kanäle die gleiche Elektronik verwendet wird, sind alle Parameter P_1 in der gleichen Größenordnung (Abb. A.7 a).
- P_2,P_3: Diese beiden Parameter beschreiben die Nicht-Linearität eines elektronischen Kanals. Für die BEMC-Kanäle ergibt sich eine deutliche Korrelation dieser Parameter (Abb. A.7 b).

Für den Fall, daß die Parameter selbst oder die Anpassung (Fit) kennzeichnenden Qualitätsfaktoren (z.B. das χ^2) deutlich verschieden vom Erwartungswert sind oder außerhalb des vom DSP bedingten Bereiches [Cou91] liegen, wird versucht, eine lineare Funktion[4] an die Meßwerte anzupassen. Um den Kanal in der Datennahme zu erhalten, wird dann in Kauf genommen, daß die

---

[3] Die Meßpunkte müssen mit zunehmender Signalhöhe streng monoton steigen, das Rauschen darf nicht unnormal sein und die Punkte dürfen nicht im Sättigungsbereich liegen.

[4] $E_j = C_j \times (P_{0,j} + (ADC_j - Pedestal_j) \times P_{1,j})$

Qualität der Anpassung leidet. Ist aber der überwiegende Teil der Meßpunkte von unzureichender Qualität oder zeigt ein Kanal ein deutlich nichtlineares Verhalten, so kann der betreffende Kanal bei der Signalauslese und der anschließenden Datenverarbeitung ausgeschlossen werden.

Alle beim Fitten und der vorausgegangenen bzw. der nachfolgenden Analyse auftretenden Probleme werden festgehalten. Dadurch läßt sich auch in jeder späteren Analyse durch Abfrage der H1-Datenbasis (Bank BWST) der Status jedes Kanals abfragen. Ebenso werden alle Ergebnisse des Progamms CALIB gespeichert, so daß es auch nachträglich möglich ist, die vorgenommenen Korrekturen eventuell rückgängig zu machen.

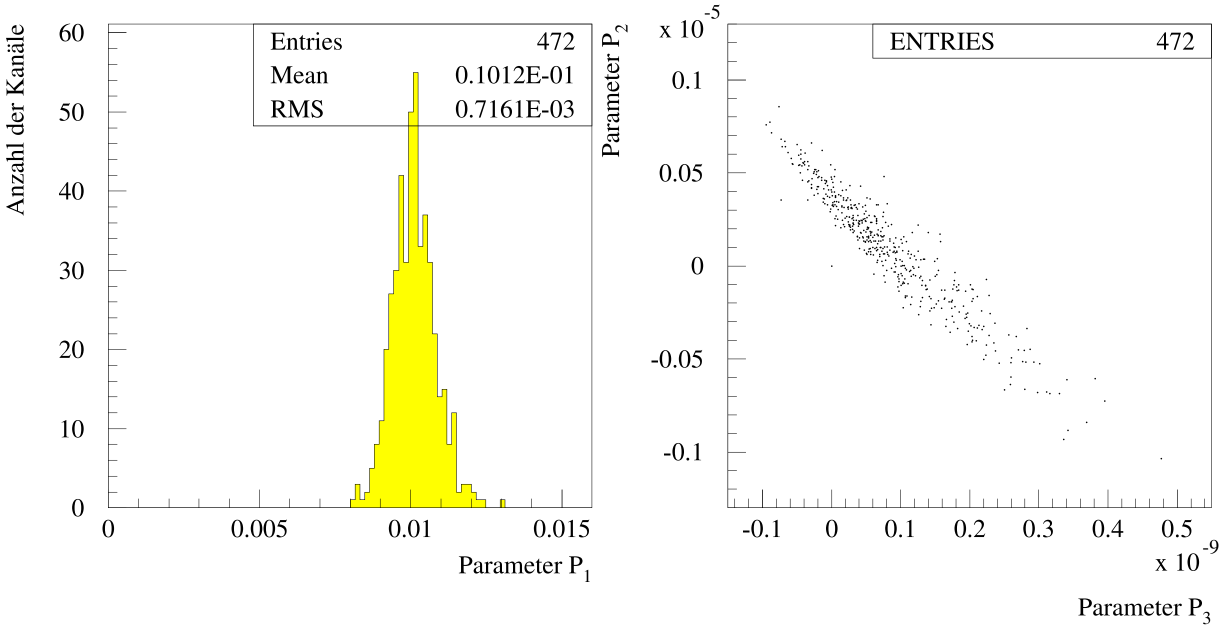


Abb. A.7: **Kalibrationsparameter bei Korrektur 3. Ordnung**
Links: Verteilung der berechneten Parameter P_1 *(in relativen Einheiten). Rechts: Die Parameter* P_2 *und* P_3 *sind um mehrere Größenordnungen kleiner als* P_1*. Sie zeigen eine deutliche Korrelation.*

A.3 Stabilität der Elektronik

In dem Programm CALIB ist neben der Analyse der Kalibrationsmessungen, der Berechnung der Korrekturparameter und der Diagnose von Problemen auch die Untersuchung der zeitliche Stabilität möglich. Dabei sind mehrere wichtige Größen zu überprüfen:

- Die Stabilität der Pedestals: Sie ist von entscheidender Bedeutung, da bei der in Gl. A.1 beschriebenen Parametrisierung die Korrektur auch die Pedestals eingehen. Instabilitäten dieser Größe würden aufgrund der Potenzierung einen großen Einfluß auf die Energiemessung haben.

- Die Stabilität des Parameters P_1: Da der Parameter P_1 das lineare Verhalten (die inverse Verstärkung) eines Kanals beschreibt, wäre im Fall von großen Veränderungen die absolute Kalibration des betreffenden Kanals gefährdet, es sei denn, daß die Parametrisierung die jeweiligen Veränderungen von P_1 auffangen kann.

- Die Stabilität der Elektronik: Das Verhalten bei konstanter (Ausgangs)-Signalhöhe – gemessen in ADC-Einheiten – unter Verwendung der jeweils gültigen Korrekturparameter läßt Rückschlüsse auf die eigentliche Stabilität der Elektronik zu.
- Die Stabilität der Korrektur bzw. der Parametrisierung: Das Verhalten bei konstanter Testpulsersignalhöhe unter Verwendung der jeweils gültigen Parametrisierung gibt Auskunft über die erreichte Stabilität der Energiemessung.

Zu dieser Untersuchung dienen immer zwei Kalibrationsmessungen als Grundlage. In den Abb. A.8, A.9 und A.10 sind die Ergebnisse zweier solcher Untersuchungen gezeigt. Abgebildet sind die prozentualen Veränderungen der Pedestals, der Parameter P_1 sowie der Korrekturpolynome bei konstantem ADC-Wert.[5]

Die linken Histogramme zeigen jeweils das kurzfristige Verhalten (basierend auf zwei Messungen innerhalb einer Stunde) und geben somit – unter der sicheren Annahme, daß kurzfristig starke Schwankungen ausgeschlossen werden können – Auskunft über den statistischen Fehler der Messung und der Berechnung der Parameter. Für die Untersuchung der Kurzzeit-Stabilität wurden zwei Kalibrationsmessungen herangezogen, die unmittelbar hintereinander durchgeführt wurden. Zum Zeitpunkt der beiden Messungen waren zwei der 472 Kanäle nicht funktionsfähig, so daß diese Analyse auf der Basis von 470 der 472 Kanäle durchgeführt wurde. Die volle Halbwertsbreite der Verteilungen, die um null zentriert sind, ist in allen Histogrammen deutlich unter 1 %.

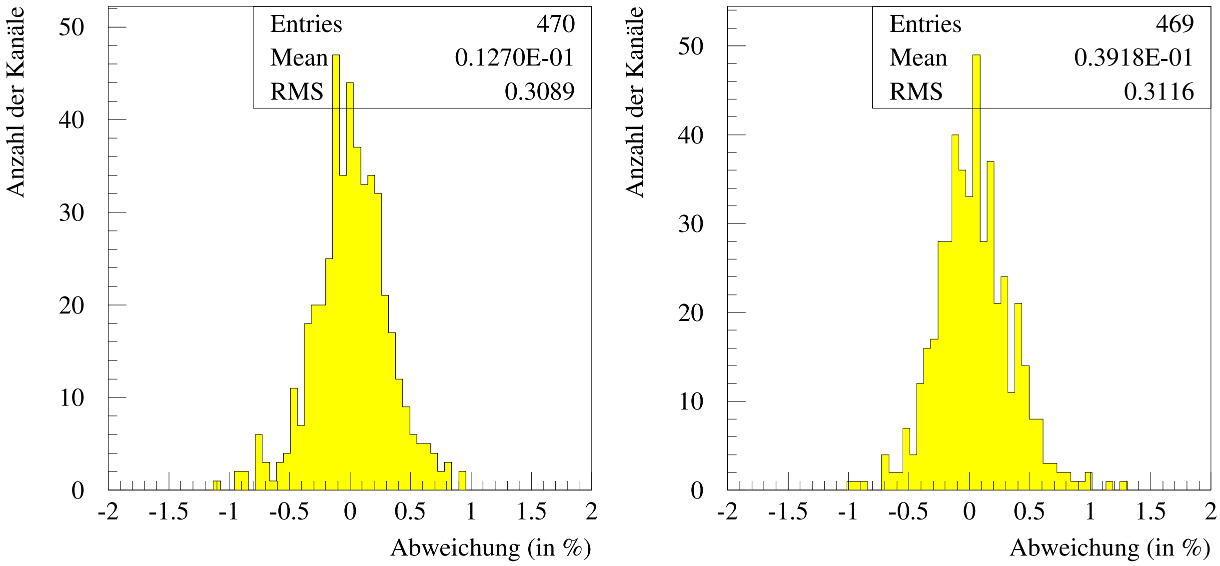


Abb. A.8: **Stabilität der Pedestals**
links: Kurzzeit-Stabilität; rechts: Langzeit-Stabilität

Die rechten Histogramme zeigen jeweils das langfristige Verhalten: Für die Analyse der Langzeit-Stabilität wurden zwei Kalibrationsmessungen herangezogen, von denen die eine vor Beginn der Meßzeit am 4.9.92 aufgezeichnet wurde, und die andere Kalibrationsmessung (aufgezeichnet am 27.10.92) die zuletzt gültige der Meßzeit 1992 war. Da bei der Messung am 4.9.92

---

[5] Der für diese Untersuchungen gewählte ADC Wert ist 1500. Nach der Rekonstruktion entspricht diesem ADC Wert eine Energie von etwa 30 GeV bei den Kanälen mit langen Wellenlängenschiebern.

ein Kanal nicht voll funktionsfähig war und bei der Messung zwei Kanäle defekt waren, ist die Untersuchung der Langzeitstabilität auf der Basis von 469 Kanälen durchgeführt worden.

Die Verteilung der Abweichungen bei den Pedestals ist nahezu identisch zu der von der Messung der Kurzzeit-Stabilität, was generell auf sehr gute Stabilität schließen läßt. Die Breite der Verteilung ist folglich allein durch die Statistik bedingt.[6]

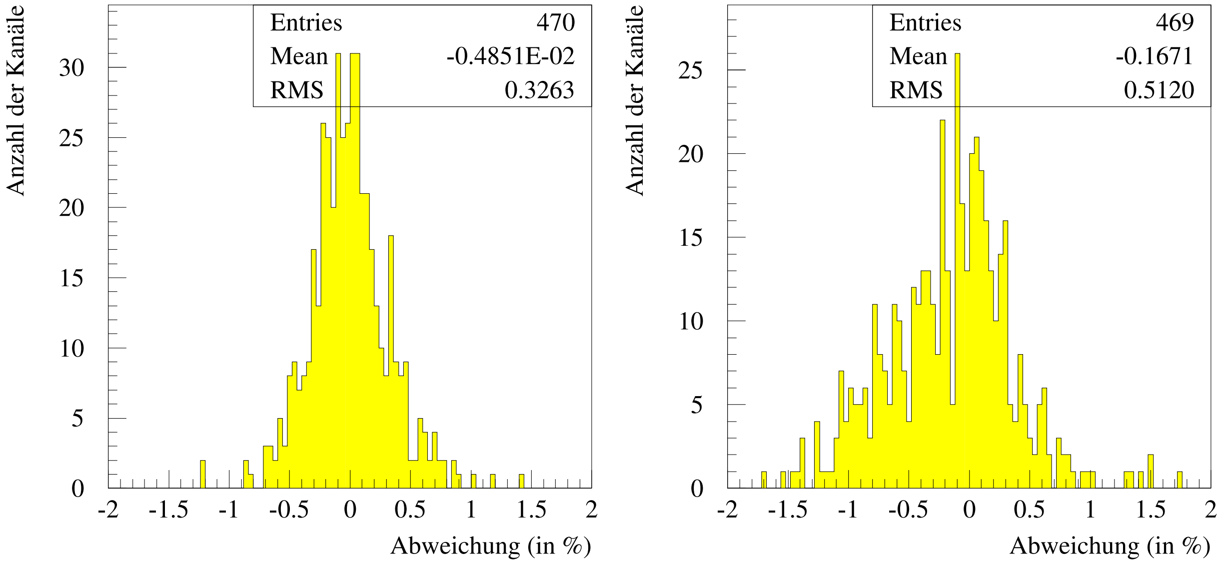


Abb. A.9: **Stabilität der Parameter P_1**
links: Kurzzeit-Stabilität; rechts: Langzeit-Stabilität

Die Verteilungen der Abweichungen bei den Parametern P_1 zeigen deutliche Unterschiede: Die rechte Verteilung ist im Vergleich zur linken deutlich breiter. Die Verstärkung war also gewissen Veränderungen unterworfen.

Unter der Annahme, daß die jeweilige Parametrisierung das Linearitätsverhalten beschreibt, wurde nun die Untersuchung bei einem **festen ADC-Wert** vorgenommen. Die Untersuchung bei festem Ausgangssignal gibt Auskunft über die Stabilität der Elektronik. Die Abweichungen nach Anwendung der Korrekturpolynome zeigen, daß über die gesamte Meßzeit die Elektronik der meisten Kanäle sehr stabil war; die volle Halbwertsbreite der Verteilung ist deutlich kleiner als 1 Promille. Allerdings fallen doch einige Kanäle durch Veränderungen im Prozentbereich auf. Die stärkeren Abweichungen werden aber mit Hilfe des elektronischen Pulsers vermessen und dann durch eine entsprechende Parametrisierung – insbesondere durch Anpassung der Parameter P_1 – aufgefangen.

Will man die erreichte Stabilität der Energiemessung bestimmen, so muß der Vergleich auf identischen Eingangssignalen beruhen. Dazu wurde am elektronischen Testpulser eine Signalhöhe von 9344 DAC-Einheiten gewählt. Diese Signalhöhe entspricht ungefähr einer Energie von 30 GeV für die Kanäle mit langen Wellenlängenschiebern. Die Änderungen, die sich über den betrachteten Zeitraum von 2 Monaten für die 469 Kanäle ergeben, sind im Mittel kleiner

---

[6] Eine wesentlich größere Anzahl an Testpulsen würde den statistischen Fehler zwar verringern, jedoch ist dann der Zeitaufwand unverhältnismäßig groß und die während der Kalibrationsmessung durchgeführte Berechnung des Sigmas aufgrund der begrenzten Zahlendarstellungbereiches im OS9-System problematisch.

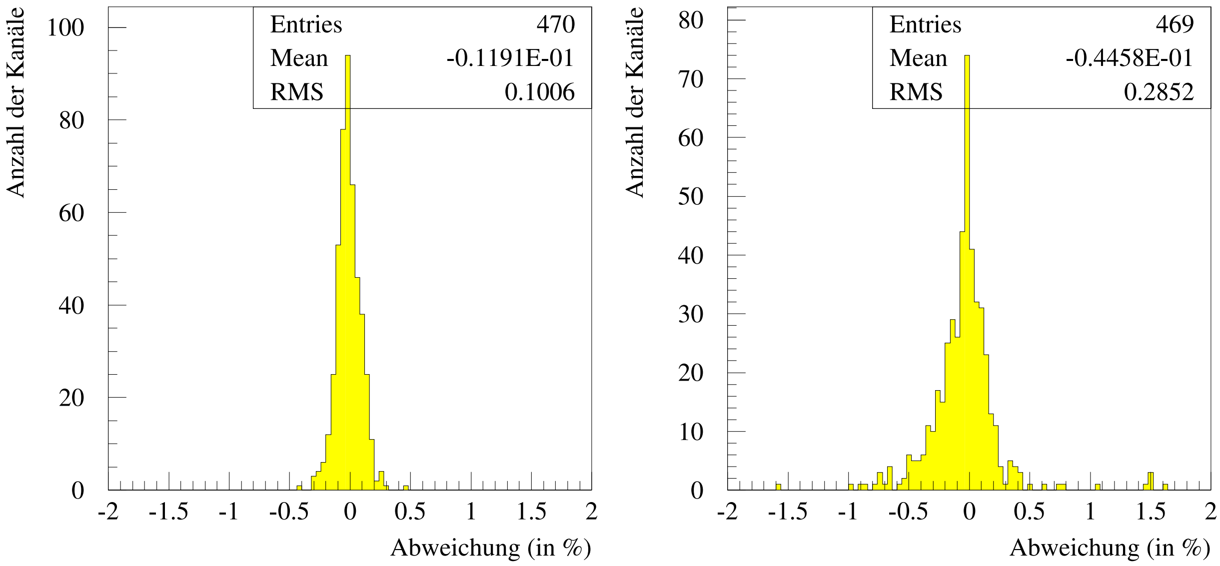


Abb. A.10: **Stabilität der Elektronik bei 1500 ADC-Einheiten**
links: Kurzzeit-Stabilität; rechts: Langzeit-Stabilität.

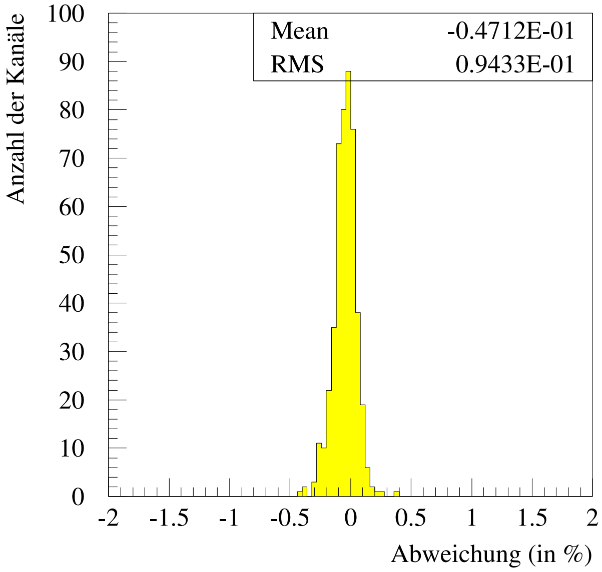


Abb. A.11: **Stabilität der Energiemessung bei ca. 30 GeV**
Alle funktionsfähigen Kanäle zeigen eine Stabilität von besser als 1 Promille über den betrachteten Zeitraum von 2 Monaten.

als 1 Promille. Die Korrektur ist insbesondere bei den Kanälen mit Schwankungen erfolgreich, denn in Abb. A.11 gibt es keine Kanäle die stark vom Mittelwert abweichen.

Die erreichte Stabilität liegt also eindeutig in der Größenordnung von einigen Promille und ist – wie der Vergleich zur Kurzzeit-Stabilitätsmessung zeigt – wesentlich durch statistische Schwankungen bedingt. Unter der Voraussetzung eines stabilen elektronischen Pulsers können Schwankungen erfaßt und diagnostiziert werden. Solche signifikanten Schwankungen können dann durch Anwendung der Korrekturpolynome letztendlich aufgefangen werden.

Die BEMC-Elektronik hat sich aber als so stabil erwiesen, daß über tägliche Routineüberprüfungen hinaus eine vollständige Kalibration der Elektronik nur etwa alle zwei Wochen vorgenommen wird.

A.4 Online-Datenverarbeitung beim BEMC

Die im Kalibrationsprogramm bestimmten Parameter P_1, P_2, P_3, Pedestals und Sigma$_{Ped}$ werden im DSP (Digital Signal Prozessor) dazu benutzt, direkt nach der Digitalisierung der Meßwerte vor dem Transport und der Speicherung der Daten die Korrektur von Nichtlinearitäten der Elektronik vorzunehmen. Ferner ist es möglich – wenn auch in der 92' und 93' Meßzeit noch nicht praktiziert – kanalweise eine Rauschunterdrückung durchzuführen.

Die in H1 benutzte DSP-Steckkarte (Abb. A.12) beinhaltet folgende Komponenten [Cho88]:

- Einen progammierbaren Sequenzer, der die digitalisierten Daten des BEMC vom ADC übernimmt und sie bis zur Verarbeitung speichert (FIFO-Speicher). Der Sequenzer wird durch den zentralen Trigger aktiviert und kann auch durch ein Stop-Signal des zentralen Triggers zum Abbruch der Verarbeitung und zum Löschen der Daten eines Ereignisses veranlaßt werden.

- Den Mikroprozessor DSP MOTOROLA 56001, ein 24 bit Prozessor mit einer Rechenleistung von 10 Mips, der unter Benutzung eines Prozessor-optimierten Datenformats [Cou91] die Korrekturrechnungen durchführt. Dabei werden für eine Berechnung vom Typ $Y = aX + b$ etwa 100 ns benötigt.

- Ein 32 kB Datenspeicher, in dem die o.g. Parameter aller Kanäle gespeichert sind.

- Ein Programmspeicher, der das Korrekturprogramm (s.u.) enhält.

- Ein Ausgabespeicher (*Output-Buffer*), der die berechneten Daten bis zum Abruf der Daten zwischenspeichert. Durch den Einsatz eines FIFO-Speichers ist es möglich, maximal zwei Ereignisse zwischenzuspeichern.

- Das VME-Interface hat die Aufgabe, die Datenübertragung aus dem Output-Buffer in den VME-Bus zu steuern.

- Drei unabhängige interne Daten-Busse: Der Akquisitions-Bus ("A-Bus", er verbindet den ADC mit dem Sequenzer/FIFO-Speicher), der Prozessor-Bus ("P-Bus", über diesen Bus werden die Daten und Parameter von den Speichern zum Prozessor und in den Output-Buffer transportiert) und der lokale Bus ("L-Bus"), der die Verbindung zur Außenwelt herstellt, so daß Steuersignale zum DSP gelangen und über den die Datenübertragung in den VME-Bus vorgenommen wird.

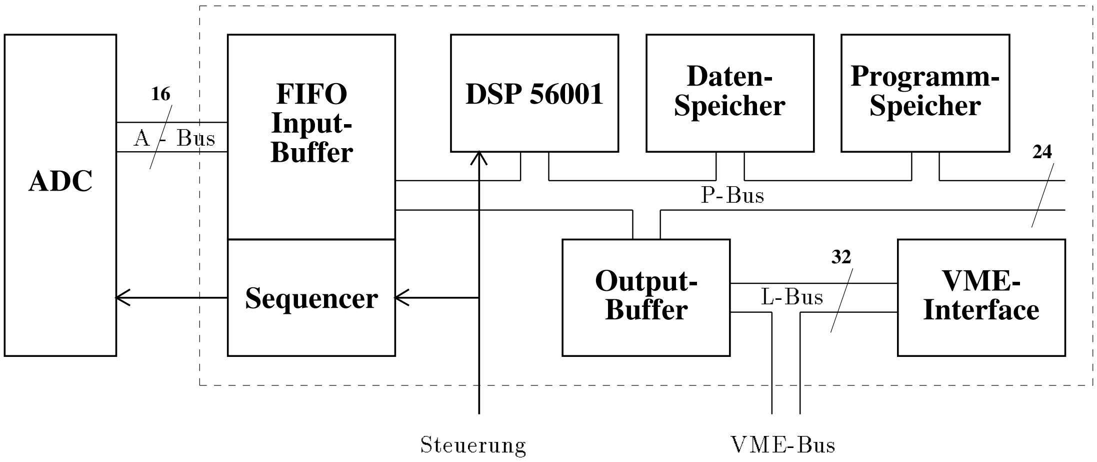


Abb. A.12: **Die Architektur der in H1 benutzten DSP-Steckkarte**
Eine der wichtigsten Leistungsmerkmale ist die Gliederung der Signalwege in drei separate Zweige (A-, P- und L-Bus, siehe Text).

Mit Hilfe dieser Architektur ist es möglich, für 1024 elektronische Kanäle eine *Online*-Korrektur dritter Ordnung gemäß Gl. A.1 innerhalb von etwa 4 ms durchzuführen [Dji90]. Der Algorithmus zur Aufbereitung eines Meßwertes des Kanals j hat folgende Struktur:

1)	Einlesen des Meßwertes und der Parameter:	READ ADC, P_1, P_2, P_3, Ped, Sig
2)	Vom Meßwert ADC werden die Pedestals subtrahiert:	X = ADC − Ped
3)	Überprüfung, ob das verbleibende Signal X kleiner als das n-fache des Sigmas ist:	IF(X < n × Sig) STOP
4)	Quadrat und Kubus von X werden aus einer Tabelle eingelesen:	READ X**2m, X**3m
5)	Berechnung des Signals in linearer Weise:	Y = P_1× X
6)	Berechnung der Korrektur 2. Ordnung:	Y = Y + P_2× X* *2m
7)	Berechnung der Korrektur 3. Ordnung:	Y = Y + P_3× X* *3m
8)	Abspeichern des Signals im Buffer:	STORE Y

Aus Zeitgründen bei der *Online*-Datenverarbeitung hat man auf die Berechnung der Quadrate und Kuben von X verzichtet, denn für eine exakte Berechnung sind mehrere zeitintensive Rechenoperationen nötig. Stattdessen wurde der Wertebereich von X in 64 Intervalle aufgeteilt, in denen jeweils nur ein mittlerer Wert[7] dieser Intervalle quadriert und potenziert wurde. Mit diesen Mittelwerten werden dann die Korrekturen zweiter und dritter Ordnung berechnet. Da aber die Parameter P_2 und P_3 von null verschieden sind, differiert die näherungsweise Berechnung zu einer exakten (d.h. ohne Mittelung durchgeführten Berechnung). Die Abweichungen sind um so signifikanter, je größer die Absolutwerte von P_2 und P_3 sind. Desweiteren sind die Abweichungen aufgrund der Antiproportionalität von P_2 und P_3 auch abhängig von dem Wert X, da sich die Korrekturen unterschiedlich in den verschiedenen Meßbereichen auswirken. In Abb. A.13 sind für einen elektronischen Kanal des BEMC die Abweichungen von der

---

[7] Dieser Wert ist der quadratische bzw. kubische Median eines Intervalls.

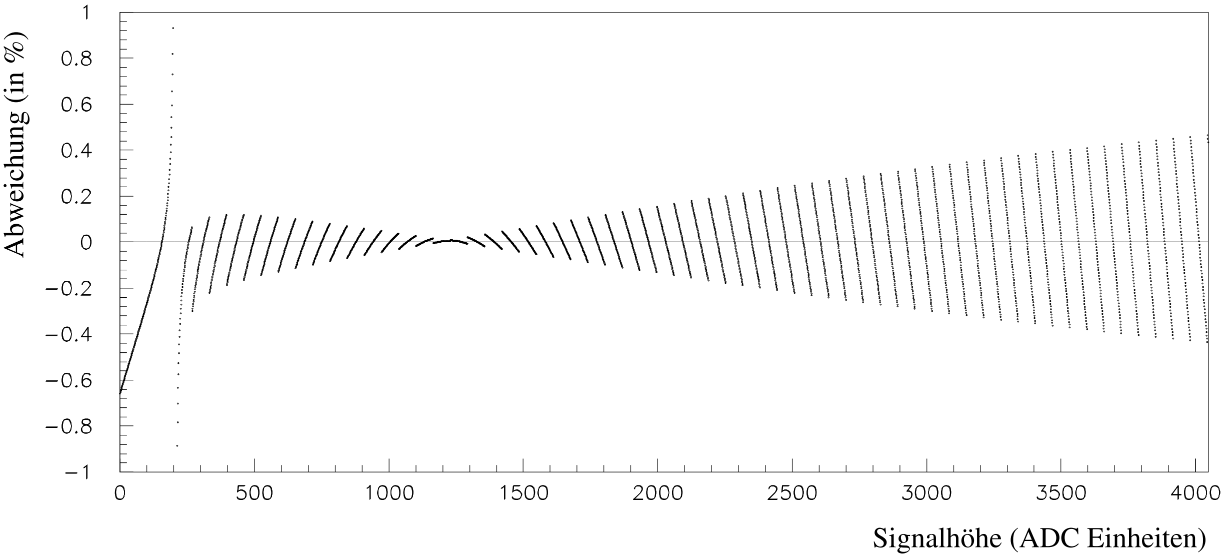


Abb. A.13: **Abweichungen aufgrund der Korrekturrechnungen im DSP**
Für Stack 61 Diode 3 sind die Abweichungen der näherungsweisen Berechnung von den exakt berechneten Werten für alle ADC-Werte in % angegeben. [Pic92]

exakten Berechnung aufgetragen. Die Abweichungen sind für Signalhöhen oberhalb der Pedestals ($ADC_{Ped} \approx 210 ... 220$) kleiner als 5 Promille, im Bereich um 30 GeV (ca. bei 1500 ADC-Einheiten) kleiner als 2 Promille.

Bei der Rekonstruktion der Energie eines BEMC-Modules wird der Mittelwert der Signale von 4 Dioden berechnet. Dadurch kompensieren sich diese Abweichungen im Mittel und wirken sich somit lediglich in einer geringen Verschlechterung der Auflösung aus. Die Kalibration der Module ist durch die Abweichungen aufgrund der Tabellenkalkulation nicht betroffen.

Bei der oben beschriebenen *Online*-Korrektur wird aufgrund der verwendeten Parametrisierung (Gl. A.1) der Nullpunkt der Energieskala auf das Pedestal-Niveau gezwungen. Daß diese Vorgehensweise sinnvoll ist, zeigen die Rauschspektren in Abb. A.14. Für diese Spektren wurden Ereignisse der 92' Meßzeit herangezogen, in denen der ausgewählte Stack 82 nicht an einem Cluster beteiligt war, also lediglich das Rauschen des Modules bzw. seiner Kanäle aufgezeichnet wurde. In Abb. A.14 a ist das Rauschspektrum für den Kanal von Diode 2 dargestellt. Das Sigma dieser Verteilung ist 286 MeV. Das Rauschen des gesamten Stacks – in Abb. A.14 b abgebildet – ist aufgrund der Mittelwertbildung von 4 Diodensignalen um den Faktor 2 kleiner. Es ist somit in der Größenordnung von 140 MeV. Beide Verteilungen sind symmetrisch zu null und beweisen somit die schon in Anhang A.3 angesprochene Stabilität der Pedestals.

Der wichtigste Vorteil der *Online*-Korrektur liegt darin, daß weitestgehend Nichtlinearitäten kompensiert werden und alle Kanäle aufgrund der Kalibration mit Hilfe des elektronischen Pulsers ein aufeinander abgestimmtes Signalverhalten zeigen. Würde man die *Online*-Korrekturen nicht durchführen, würde die Ausgangssignalhöhe bei gleichen Eingangssignalen stark von Kanal zu Kanal variieren (Abb. A.15 a). Bei Durchführung der Korrekturen führen identische Eingangssignale (vom elektronischen Pulser) zu nahezu gleichgroßen Ausgangssignalen (Abb. A.15 b). Aus der Sicht der elektronischen Datenverarbeitung haben damit dann alle Kanäle gleiche Eigenschaften in Hinsicht der erreichten Verstärkung und Linearität.

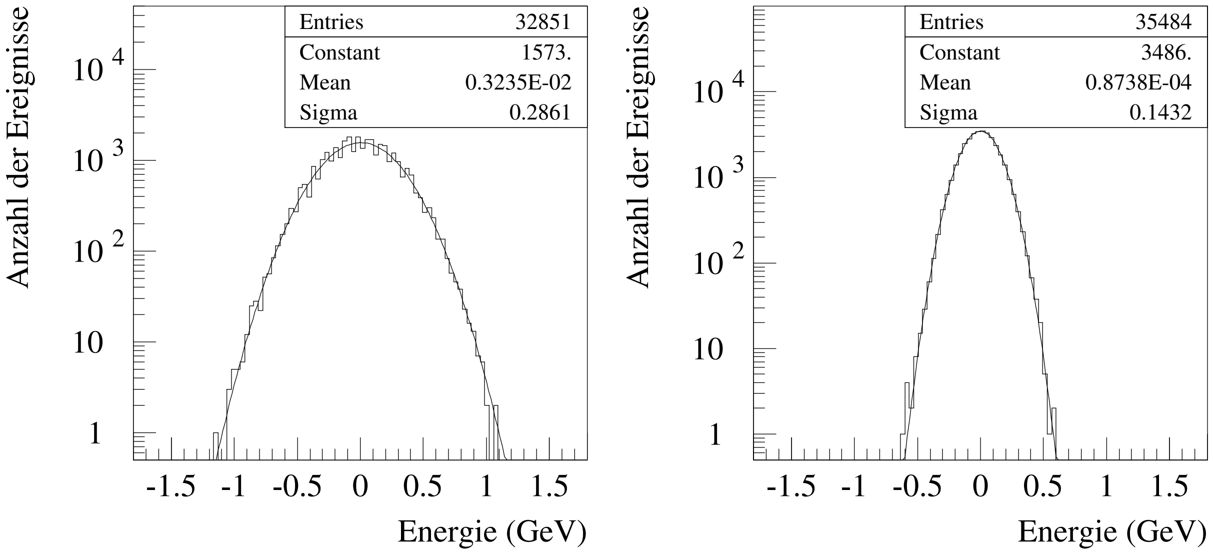


Abb. A.14: **Das Rauschen der BEMC-Elektronik nach der Korrektur**
Links: Ein einzelner elektronischer Kanal (Stack 82, Diode 2, gekoppelt an einen langen Wellenlängenschieber).
Rechts: Rauschen eines BEMC-Modules (Stack 82) auf der Basis von vier Kanälen mit langen Wellenlängenschiebern.

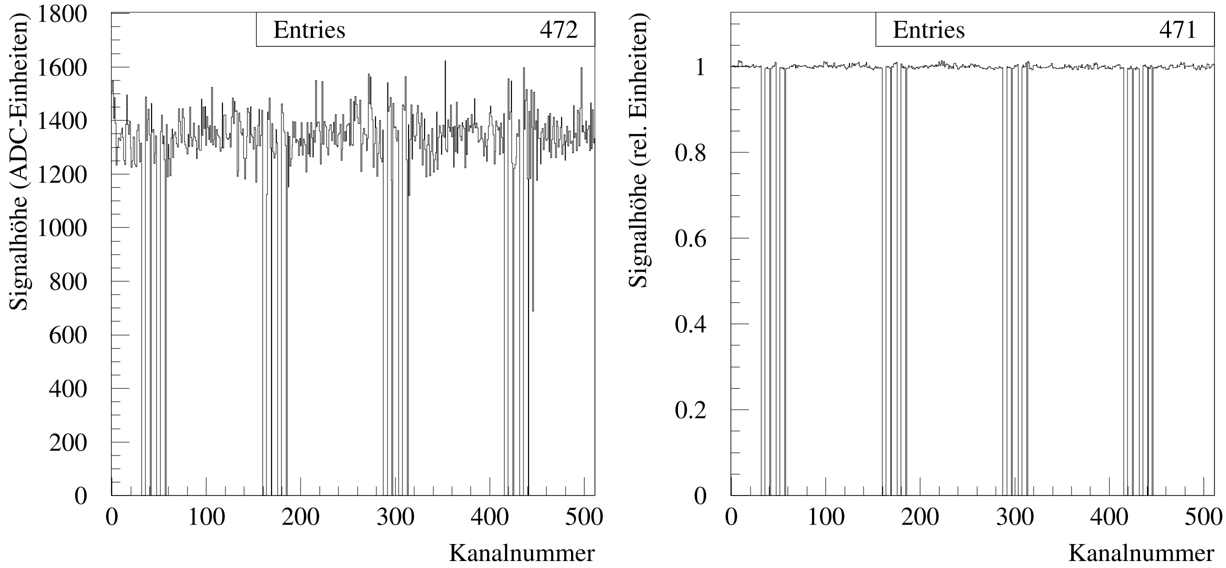


Abb. A.15: **Signale der Dioden vor und nach der Korrektur im DSP**
Die Diodensignale bei Testpulsen mit einer Signalhöhe von 9344 DAC-Einheiten sind links unkorrigiert und rechts im DSP korrigiert worden. Der defekte Kanal 446 (Stack 49, Diode 1), der in der linken Abbildung nur etwa die halbe Signalhöhe aufweist, ist von der Verarbeitung im DSP ausgeschlossen worden.

Anhang B

Klassifizierung von radiativen Ereignissen

B.1 Arbeitsweise der L5-Klassifizierung

Die in Kap. 3.5 vorgestellte L5-Klassifizierung ermöglicht eine Zuweisung eines Ereignisses zu verschiedenen Ereignisklassen entsprechend seiner Signatur [Huf94]. Das Ergebnis dieser Klassifizierung wird in einer Datenstrukur gespeichert, die bei der Datenverarbeitung direkt zugänglich ist, ohne ein Ereignis vollständig vom Speichermedium in die zentrale Recheneinheit einzulesen. Dadurch ist es bei einer Analyse möglich, auch bei großen Datenmengen sehr schnell und sicher die Ereignisse einer gewählten Ereignisklasse zu finden. Der insgesamt nötige Zeitaufwand ist bei Ausnutzung der L5-Klassifizierung im wesentlichen nur durch das Einlesen der gesuchten Ereignisse und deren Analyse geprägt, aber nicht durch dessen Auffinden.

Im H1-Experiment wird die Selektion in mindestens 3 Schritten vorgenommen:

1. Zunächst werden alle aufgezeichneten (Roh-)Daten rekonstruiert und nach der Rekonstruktion klassifiziert. Nur Ereignisse von vorher definierten Klassen werden mit vollständiger Rekonstruktion in POTs (*Production Output Tapes*) allgemein zugänglich gespeichert. Die nicht klassifizierten/selektierten Ereignisse verbleiben nur als Rohdaten ohne Rekonstruktion und sind somit für eine direkte Analyse unzugänglich.

2. Um die Datenmenge auf das Wesentliche zu reduzieren, werden – ausgehend von diesen POTs – anschließend DSTs (*Data Summary Tapes*) beschrieben. In diesem Schritt wird mit Hilfe von weiteren und strikteren Kriterien versucht, nur solche Ereignisse zu selektieren, die für die anstehenden Analysen unter Berücksichtigung der derzeitig relevanten Energie-, Winkelschnitte etc. gebraucht werden.

3. Letztendlich werden die so produzierten DSTs von den Analysegruppen als Ausgangspunkt für die Selektion der Ereignisse ihrer Wahl verwendet. Dabei benutzen sie die bei der Klassifizierung bestimmte Markierung, um schnellstmöglich an die für sie interessanten Ereignisse zu gelangen. Die Menge der Ereignisse ist nun meist in einer für Programme gut zu verarbeitenden Größe, so daß der Zeit- und Speicherbedarf an dezentrale kleinere Rechner angepaßt ist.

Da sich die Anforderungen bei POT- und DST-Produktion deutlich unterscheiden, aber dieselben Klassifizierungsprogramme verwendet werden sollen, sind in die Klassifizierungsprogramme unterschiedliche Schnitte entscheidungsrelevanter Größen eingearbeitet. Diese werden dann in Abhängigkeit einer logischen Variablen (DSTRUN) aktiviert.

Die Programmstruktur der Ereignisklassifizierung sieht zwei Schritte vor: Zunächst werden die Ereignisse auf charakteristische Signaturen untersucht. Wenn diese Untersuchung für alle definierten Klassen abgeschlossen ist, erfolgt in einem zweiten Schritt die eigentliche Klassifizierung. Dadurch ist auch die Eingruppierung von Ereignissen in mehrere Ereignisklassen möglich.

B.2 Kriterien zur Klassifizierung von radiativen Ereignissen

Die für die Kassifizierung entscheidenden Routinen sind diejenigen, bei denen die Überprüfung auf eine Signatur vorgenommen wird. In diesen Routinen befinden sich die durch die Physik vorgegebenen Charakteristika, die ein Ereignis einer Klasse erfüllen muß.

Für die Signaturüberprüfung radiativer Ereignisse existieren drei unabhängige Routinen:

- Für QED-Compton-Ereignisse: In dieser Routine werden Ereignisse selektiert, bei denen es genau zwei Cluster (im BEMC und/oder Liquid-Argon-Kalorimeter) gibt und bei denen sich die Transversalimpulse dieser beiden Cluster gegenseitig balancieren.
- Für FSR-Ereignisse: Bei diesem Ereignistyp werden ebenfalls zwei elektromagnetische Cluster erwartet, ohne aber weitere Bedingungen an den hadronischen Endzustand zu stellen.
- Für ISR-Ereignisse: Bei kollinearer ISR erwartet man neben einem Elektron-Cluster im zentralen H1-Detektor eine Energiedeposition im Photon-Detektor.

Am Beispiel der Signaturüberprüfung von ISR-Ereignissen soll die L5-Klassifizierung exemplarisch diskutiert werden:

Die Selektion für die POTs erfordert, daß alle Ereignisse, die radiativen Charakter haben könnten, markiert werden müssen, damit diese Ereignisse für jegliche Analyse überhaupt zugänglich werden. Deshalb sind die POT-Selektionskriterien – z.B. die Energieschnitte – bewußt niedrig gehalten:

- Eine Energiedeposition von mindestens 1 GeV im Photon-Arm.
- Ein Cluster im BEMC mit mehr als 2 GeV oder ein elektromagnetischer Cluster im rückwärtigem LAr-Kalorimeter von mindestens 4 GeV.

Bei der restriktiveren DST-Selektion wird darüber hinaus verlangt:

- Keine Energie oder mehr als 6 GeV im Elektron-Tagger[1] deponiert.
- Energiedeposition von mehr als 4 GeV im Photon-Arm und gleichzeitig ein Cluster im BEMC mit mehr als 5 GeV oder im LAr mit mehr als 4 GeV;
  oder: Die Summe der deponierten Energien im Photon-Arm und im BEMC liegt zwischen 22 und 30 GeV;
  oder: Die Summe der deponierten Energien im Photon-Arm und im LAr-Kalorimeter liegt zwischen 20 und 35 GeV.

---

[1] Dieses Kriterium soll erst in der 94' Meßzeit gelten. Um eine unverfälschte Untergrundstudie (siehe Kap. 4.1.3) zu ermöglichen, wurde bis dato auf einen Schnitt der Energiedeposition im Elektron-Tagger verzichtet.

Die entsprechende Routine ist im folgenden abgedruckt. Sie berechnet über die eigentliche Klassifizierung hinaus auch Details des Ereignisses und verschlüsselt diese in einem Rückgabewert (ISRST), der Auskunft über die Prozesse (BH, ISR-low-Q^2, ISR-high-Q^2, BH+DIS, siehe dazu die Kommentierung am Anfang des abgedruckten Programms) geben kann.

Zur Untersuchung dieser Klassifizierung wurde der Run 66502 aus der Meßzeit im Herbst 1993 herangezogen, der sich durch eine besonders große integrierte Luminosität (2,3 nb^{-1}) auszeichnete. Von den 18400 getesteten Ereignissen wurden 56 Ereignisse für die POTs und 31 Ereignisse für die DSTs selektiert. Durch die o.g. Selektionskriterien wird also eine Reduktion der Datenmenge um einen Faktor von ca. 300 bzw. 600 erreicht.

B.3 Klassifizierung von kollinearer ISR

```
C:=========================================================================
      SUBROUTINE EISRBT(IRET,ISRST)
C:=========================================================================
C:    Ziel: Kennzeichnung von tief inelastischen Ereignissen mit
C:          Abstrahlung eines Photons kollinear zum einlaufenden Elektron.
C:    Getestete Bedingungen:
C:          CONDPD1:  EPD > 1
C:          CONDPD2:  EPD > 4
C:          CONDEET:  EET < 1 .or. EET > 6
C:          CONDBM1:  EBCLR > 2
C:          CONDBM2:  EBCLR > 5
C:          CONDBM3:  22 < EPD + EBCLR < 30 .and. EBCLR > 2
C:          CONDLA1:  ERCLU > 4 .and. ZRCLU < 0 .and. em. Cluster
C:          CONDLA2:  20 > EPD + ERCLU < 35 .and. CONDLA1
C:    Logische Verknüpfung für ISR-Kennzeichnung:
C:          CONDPD1.AND.(CONDBM1.OR.CONDLA1)
C:    Logische Verknüpfung für DST Selektion:
C:          CONDPD1.AND.CONDEET.AND.
C:          (CONDBM1.OR.CONDLA1).AND.
C:          ((CONDPD2.AND.(CONDBM2.OR.CONDLA1)).OR.CONDBM3.OR.CONDLA2)
C:    Ausgabe-Werte:    IRET und ISRST
C:          IRET  = 0              kein ISR-Kandidat
C:          IRET  = 1              ISR Kandidat
C:          0     < ISRST <  10    nur ein Photon nachgewiesen
C:          10    < ISRST <  100   ISR Kandidat (kleines Q2)
C:          100   < ISRST <  10000 ISR Kandidat (großes Q2)
C:          10000 < ISRST <  10003 Reines B-H Ereignis
C:          10010 < ISRST          B-H Ereignis mit DIS in Koinzidenz
C:    Autor:  M. Fleischer, 16.11.93
C:=========================================================================
      LOGICAL          DSTRUN
      COMMON/ECLMOD/   DSTRUN
C:------------------------------------------------------------------------
      INTEGER     NHROW, NHCOL, NHLEN
      PARAMETER   (NHROW = 2, NHCOL = 1, NHLEN=2)
      INTEGER     NBOSIW
      PARAMETER   (NBOSIW = 1000)
      INTEGER     IW(NBOSIW)
      REAL        RW(NBOSIW)
```

```
      COMMON/BCS/ IW
      EQUIVALENCE (IW(1),RW(1))
      INTEGER     IND, INDR, IROW, INDCR, L, IBTAB, NLINK, NROW
      REAL        RBTAB
      CHARACTER*4 TBTAB, CHAINT, ENAM
      INTEGER     IRET, ISRST, NBCL, I, NLRCES, NES, N
      INTEGER     INLETR, INLPDR, INBCLR, INRCLU, INRCLP, INRCES
      REAL        EBCLRI, EBCLRM, ZRCLU, ERCLU, EMLAFR, EPD, EET
      LOGICAL     CONDPD1, CONDPD2, CONDEET
      LOGICAL     CONDBM1, CONDBM2, CONDBM3, CONDLA1, CONDLA2
C:-------------------------------------------------------------------------
C: Definition der Schnitt-Parameter:
      REAL        CEPD1, CEPD2, CEET1, CEET2, CEBM1, CEBM2, CELA, CZLA
      PARAMETER   (CEPD1=1., CEPD2=4., CEET1=1., CEET2=6.,
     +             CEBM1=2., CEBM2=5., CELA=4., CZLA=0.)
C:-------------------------------------------------------------------------
C: Hilfsfunktionen für den Zugriff auf H1-Tabellen:
      INDR(IND,IROW) = IND+2+IW(IND+1)*(IROW-1)
      INDCR(IND,L,IROW) = INDR(IND,IROW) + L
      IBTAB(IND,L,IROW) = IW(INDCR(IND,L,IROW))
      RBTAB(IND,L,IROW) = RW(INDCR(IND,L,IROW))
      TBTAB(IND,L,IROW) = CHAINT(IW(INDCR(IND,L,IROW)))
C:==========================================================================
C: Setzen der Ausgangswerte
      IRET = 0
      ISRST = 0
C:----------------------------------------------------------------------- PD
C: Überprüfung des Photon-Taggers
      EPD = 0.
      CONDPD1 = .FALSE.
      CONDPD2 = .FALSE.
      INLPDR = NLINK('LPDR',0)
      IF (INLPDR.GT.0) THEN
C: Die LPDR Bank existiert, im Photon-Tagger ist Energie deponiert worden.
         EPD = RW(INLPDR+NHLEN+4)
         IF (EPD.LT.CEPD1) THEN
            GOTO 999
         ELSE
C: Für jegliche ISR Klassifizierung muß mind. 1 GeV im PD deponiert worden sein:
            CONDPD1 = .TRUE.
            ISRST = 1
            IF (EPD.GE.CEPD2) THEN
               CONDPD2 = .TRUE.
               ISRST = 2
            ENDIF
         ENDIF
      ELSE
C: Die LPDR-Bank existiert nicht. Es kann kein Photon nachgewiesen werd en
C: und somit wird die Klassifizierung abgebrochen:
         GOTO 999
      ENDIF
```

```
C:---------------------------------------------------------------------- ET
C: Überprüfung des Elektron-Taggers:
      CONDEET = .TRUE.
      EET = 0.
      INLETR = NLINK('LETR',0)
      IF (INLETR.GT.0) THEN
         EET = RW(INLETR+NHLEN+4)
C: Mit diesem Kriterium wird keine signifikante Reduktion erreicht werden, wenn
C: mit Hilfe von B-H Ereignissen noch eine Untergrundstudie vorgenommen werden
C: soll. Die direkt folgende Zeile ist deshalb bis auf weiteres auskommentiert.
C:       IF(EET.GT.CEET1.AND.EET.LT.CEET2) CONDEET = .FALSE.
C: ISRST wird aber dennoch berechnet:
         IF(EET.GT.CEET1) ISRST = ISRST + 10000
      ENDIF
C:-------------------------------------------------------------------- BEMC
C: Überprüfung des BEMC auf rekonstruierte Cluster:
      CONDBM1 = .FALSE.
      CONDBM2 = .FALSE.
      CONDBM3 = .FALSE.
      EBCLRM  = 0.
      INBCLR = NLINK('BCLR',0)
      IF (INBCLR.EQ.0) GOTO 80
      NBCL = IW(INBCLR+NHROW)
      DO 30 I = 1, NBCL
         EBCLRI = RBTAB(INBCLR,4,I)
         IF((EBCLRI.GT.CEBM1).AND.((EBCLRI+EPD).GT.22).AND.
     +    ((EBCLRI+EPD).LT.30)) CONDBM3 = .TRUE.
         IF(EBCLRM.LT.EBCLRI) EBCLRM = EBCLRI
30    CONTINUE
C: Analyse des energiereichsten Clusters:
         IF(EBCLRM.GT.CEBM1) THEN
            CONDBM1 = .TRUE.
            ISRST = ISRST + 10
         ENDIF
         IF(EBCLRM.GT.CEBM2) THEN
            CONDBM2 = .TRUE.
            ISRST = ISRST + 20
         ENDIF
         IF(CONDBM3) THEN
            ISRST = ISRST + 40
         ENDIF
80    CONTINUE
C:--------------------------------------------------------------------- LAR
C: Überprüfung im Bereich des LAR (als Basis dient die RCLU-Bank):
      CONDLA1 = .FALSE.
      CONDLA2 = .FALSE.
      INRCLU = NLINK('RCLU',0)
      INRCLP = NLINK('RCLP',0)
      INRCES = NLINK('RCES',0)
      IF(INRCLU.NE.0.AND.INRCLP.NE.0.AND.INRCES.NE.0) THEN
C: Es existiert mindestens ein RCLU-Cluster:
         NROW = IW(INRCLU+NHROW)
         NLRCES = 0
```

```
         DO 100 I=1,NROW
            NES = IBTAB(INRCLP,8,I)
            NLRCES = NLRCES + NES
C: Beschränkung auf den rückwärtigen Bereich des LAR-Kalorimeters:
            ZRCLU = RBTAB(INRCLU,3,I)
            IF (ZRCLU.GT.CZLA) GOTO 100
C: Forderung nach einer Mindestenergie:
            ERCLU = RBTAB(INRCLU,7,I)
            IF (ERCLU.LT.CELA) GOTO 100
C: Abfrage nach elektromagnetischem Charakter des Clusters:
            EMLAFR = 0.
            DO 200 N=NLRCES-NES+1,NLRCES
               ENAM = TBTAB(INRCES,1,N)
               IF(ENAM.EQ.'EAEM') THEN
                  EMLAFR = RBTAB(INRCES,2,N)
                  IF (EMLAFR.GT.0.8) THEN
C: Berechnung des Ausgabe-Wertes:
                     CONDLA1 = .TRUE.
                     ISRST = ISRST + 100
                     IF(((ERCLU+EPD).GT.20).AND.((ERCLU+EPD).LT.35)) THEN
                        ISRST = ISRST + 200
                        CONDLA2 = .TRUE.
                     ENDIF
                  ENDIF
               ENDIF
200         CONTINUE
100      CONTINUE
      ENDIF
C:==========================================================================
C: Kombination der berechneten Kriterien,
C: zunächst für die DST-Produktion:
      IF(DSTRUN) THEN
         IF(CONDPD1.AND.CONDEET.AND.(CONDBM1.OR.CONDLA1).AND.
     +    ((CONDPD2.AND.(CONDBM2.OR.CONDLA1)).OR.CONDBM3.OR.CONDLA2))THEN
            IRET = 1
            RETURN
         ENDIF
C: und nun für jede Analyse losgelöst von der DST-Produktion:
      ELSE
         IF(CONDPD1.AND.(CONDBM1.OR.CONDLA1)) THEN
            IRET = 1
            RETURN
         ENDIF
      ENDIF
C:-------------------------------------------------------------------------
C: Für den Fall, daß kein Klassifizierungskriterium erfüllt ist:
999   CONTINUE
      IRET = 0
      RETURN
      END
C:==========================================================================
C: Bestimmung von IRET und IRST ist erfolgt, Ende der Routine.
C:==========================================================================
```

Anhang C

Energien und Winkel bei Elektron-Quark-Kollisionen

Die Herleitung der Gleichungen 3.7 und 4.1 basiert auf den Erhaltungssätzen für Impuls und Energie. Bei einer Elektron-Quark-Kollision haben diese Erhaltungssätze unter Vernachlässigung der Massen von Quark und Elektron folgende Gestalt:

- Erhaltung der Energie:

$$x\,E_p + E_e = E_{e'} + E_q \tag{C.1}$$

- Erhaltung des longitudinalen Impulses:

$$x\,E_p - E_e = E_{e'}\cos\theta_{e'} + E_q\cos\theta_q \tag{C.2}$$

- Erhaltung des transversalen Impulses:

$$E_{e'}\sin\theta_{e'} = E_q\sin\theta_q \tag{C.3}$$

Dabei sind E_p und E_e die Energien vom einlaufenden Proton und Elektron; x ist der Impulsanteil des gestoßenen Quarks am Protonimpuls. E_q, $E_{e'}$ und θ_q, $\theta_{e'}$ sind Energie und Winkel des gestreuten Quarks bzw. Elektrons. Durch Subtraktion der Gleichung C.2 von C.1 ergibt sich:

$$2\,E_e = E_{e'}\,(1-\cos\theta_{e'}) + E_q\,(1-\cos\theta_q) \quad . \tag{C.4}$$

Substituiert man E_q mit Hilfe von Gl. C.3, so erhält man nach Umformung die Energie des gestreuten Elektrons in Abhängigkeit der Winkel des gestreuten Quarks und des gestreuten Elektrons:

$$\begin{aligned} E_{e'} &= \frac{2\,E_e}{\sin\theta_{e'}\,(\frac{1-\cos\theta_{e'}}{\sin\theta_{e'}} + \frac{1-\cos\theta_q}{\sin\theta_q})} && \text{(C.5)} \\ &= \frac{2\,E_e}{\sin\theta_{e'}\,(\tan\frac{\theta_{e'}}{2} + \tan\frac{\theta_q}{2})} \quad . && \text{(C.6)} \end{aligned}$$

Für den Streuwinkel des Quarks (und damit auch des Strom-Jets) kann somit geschrieben werden:

$$\tan\frac{\theta_q}{2} = \frac{2\,E_e}{E_{e'}\,\sin\theta_{e'}} - \tan\frac{\theta_{e'}}{2} \quad . \tag{C.7}$$

Literaturverzeichnis

[Akh91] A. Akhundov et al.,
TERAD91, a program package for the calculation of the cross section of deep inelastic NC and CC scattering at HERA,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1285-1293, Hamburg 1991

[Alt74] G. Altarelli and B. Stella,
Let. Al Nuov Cimento Vol. 9 (1974) 416.

[Ban90] J. Bán, T. Kurča, M. Seman,
Proposal for separated Electron and independent t_0 *Trigger for BEMC*,
IEP Košice 1990

[Ban92] J. Bán et al.,
The BEMC Single Electron Trigger (BSET),
H1-note (interner Bericht), H1-07/92-235, Hamburg 1992

[Ben91] S. Bentvelsen et al.,
Reconstruction of (x,Q^2) *and extraction of structure functions in neutral current scattering at HERA*,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 1: 23-41, Hamburg 1991

[Bet34] H. Bethe, W. Heitler,
Proc. Roy. Soc. **A 146** (1934) 83

[Bjo69] J.D. Bjorken, E.A. Paschos,
Phys. Rev. 185 (1969) 1975

[Blo79] A. Blondel, F. Jacquet,
in: An ep Facility for Europe,
Proccedings, Ed. U. Amaldi, DESY 79/48 , 391 - 394, Hamburg 1979

[BM92a] BEMC Group,
The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC),
H1-note (interner Bericht), H1-08/92-233, Hamburg 1992

[BM92b] BEMC Group,
Calibration and Reconstruction of the BEMC,
H1-note (interner Bericht), H1-08/92-234, Hamburg 1992

[Böh87] M. Böhm, H. Spiesberger,
Radiative Corrections to Neutral Current Deep Inelastic Lepton Nukleon Scattering at HERA Energies,
Nucl. Phys. B294 (1987) 1081-1110

[Bri91] V. Brisson et al.,
The Measurement of Elektroweak Parameteres at HERA,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 2: 947-972, Hamburg 1991

[Bro91] N.H. Brook, A. DeRoeck, A.T. Doyle
RAYPHOTON 2.0 – An Interface for HERA Photoproduction Physics,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1453-1462, Hamburg 1991

[Bur88] H. Burkhardt et al.,
in: Polarization at LEP,
CERN 88-06, eds G.Alexander et al., Vol. 1, p. 145
und: Z. Phys. **C43** (1989) 497

[Car91] T. Carli, A. Courau, S. Kermiche, P. Kessler
Quasi-Real QED Compton Monte Carlo,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 2: 902-915, Hamburg 1991

[Cho88] M. Chorowicz,
The Acquisition Digital Signal Processor,
Saclay, 1988

[Cou92] A. Courau, S. Kermiche,
QED Compton events in H1: Luminosity measurement and BEMC calibration studies,
H1-note (interner Bericht), H1-12/92-260, Hamburg 1992

[Cou91] C. Coutures,
Numeric Calculations using the DSP,
Saclay, 1991

[DeR93] A. De Roeck,
Deep Inelastic Scattering at Low-x - Results from the H1 Experiment,
DESY-93-087, Hamburg 1993

[Dji90] K. Djidi,
DSP Read-out of ADC's for the H1 Calorimeter,
H1-note (interner Bericht), H1-10/90-155, Hamburg 1992

[Eic93] S. Eichenberger,
A Fast Pipelined Trigger for the H1 Experiment at HERA based on Multiwire Proportional Chamber Signals,
Dissertation, Universität Zürich, 1993

[Eis90] E. Eisen,
Untersuchungen zur Optimierung der Lichtauslese aus Blei-Szintillator-Kalorimetern unterschiedlicher Wellenlängenschieberkonfigurationen
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990

[Els92] E. Elsen,
Aspects of the H1 Trigger and Data Acquisition System,
Proccedings of the Second International Conference on Electronics for Future Colliders, Vol.1, 5-12, 1992

[Els92a] E. Elsen,
H1 bei HERA – die ersten sieben Jahre,
Vortrag im Rahmen der Herbstschule für Hochenergiephysik in Maria Laach, 1992

[Esc91] M. Eschweiler,
Untersuchungen zur Lichtsammeleffizienz der dreieckigen und trapezförmigen Szintillatorplatten für die BEMC-Module des HERA H1-Detektors,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991

[Fav93] L. Favart, M. Fleischer,
Radiative Corrections at H1: Analysis of Events with Initial State Radiation,
H1-note (interner Bericht), H1-09/93-317, Hamburg 1993

[Fel87] J. Feltesse,
Measurement of inclusive differential cross sections,
Proceedings of the HERA workshop, Vol. 1, 33-58, Hamburg 1987

[Fle90] M. Fleischer,
Entwicklung eines Lasermonitorsystems für das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter des HERA H1-Detektors,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990

[Fle91] M. Fleischer et al.,
The Hadronic Final State in ep-Scattering: Global Features and Jet Reconstruction,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 1: 303-320, Hamburg 1991

[Fle92a] M. Fleischer,
Manual for Calibration Program,
BEMC-note (interner Bericht) 23-92, Hamburg 1992

[Fle92b] M. Fleischer,
Electronic Calibration of the Backward Electromagnetic Calorimeter,
H1-note (interner Bericht), H1-07/92-236, Hamburg 1992

[Fle93a] M. Fleischer, E. Peppel,
Recalculation of global BEMC parameters,
BEMC-note (interner Bericht) 35-93, Hamburg 1993

[Fle93b] M. Fleischer, E. Peppel,
Behaviour of BEMC Electronics after Reinstallation in May/June 93,
BEMC-note (interner Bericht) 37-93, Hamburg 1993

[Fle93c] M. Fleischer, E. Peppel,
BEMC Energy Calibration from quasi-elastic scattered Electrons (1992 data),
H1-note (interner Bericht), H1-07/93-304, Hamburg 1993

[Gel64] M. Gell-Mann,
Phys. Letters 8 (1964) 214

[Gen91] M. Gennis,
Eigenschaften von Modulen des elektromagnetischen Rückwärtskalorimeters (BEMC) des H1-Detektors,
Dissertation, Universität Hamburg, 1991

[Gol93] M. Goldberg,
Energy Calibration and Resolution in BEMC,
H1-note (interner Bericht), H1-05/93-292, Hamburg 1993

[Gri91] R. Griebel
Kalibration des Laser-Monitorsystems für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991

[Gül94] C. Gülck
Diplomarbeit in Vorbereitung, Universität Hamburg, 1994

[Ham88] Hamamatsu,
Technical Data Sheet,
No. S-504-01

[Hap94] M. Hapke,
Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg, 1994

[Har90] T. Hartmann,
Untersuchung zum Verhalten von Platikszintillatoren in Magnetfeldern bis 1,65 Tesla,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1990

[Hoe91] K. C. Hoeger,
Measurement of x, y, Q^2 *in Neutral Current Events*,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 1: 43-55, Hamburg 1991

[Hof56] R. Hofstadter,
Electron Scattering and nuclear structure,
Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 214

[Huf94] H. Hufnagel,
L5-Event Classification,
Programmdokumentation, Hamburg, 1994

[H1C86] H1 Collaboration,
Technical Proposal for the H1 Detector,
Hamburg 1986

[H1C92a] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.),
Hard Scattering in γp Interactions,
DESY-92-142, 1992 und Phys. Lett. B 297 (1992) 205-213

[H1C92b] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.),
Total Photoproduction Cross Section Measurement at HERA Energies,
DESY-92-160, 1992 und Phys. Lett. B 299 (1993) 374-384

[H1C92c] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.),
Measurement of the Hadronic Final State in Deep Inelastic Scattering at HERA,
DESY-92-162, 1992 und Phys. Lett. B 298 (1993) 469-478

[H1C92d] H1 Collaboration (T. Ahmed et al.),
Observation of Deep Inelastic Scattering at Low x,
DESY-92-164, 1992 und Phys. Lett. B 299 (1993) 385-393

[H1C93] H1 Calorimeter Group (B. Andrieu, et al.),
The H1 Liquid Argon Calorimeter System,
DESY-93-078, Hamburg 1993

[H1C93a] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
A Search for Leptoquarks, Leptogluons and Excited Leptons in H1 at HERA,
DESY-93-029, 1993 und Nucl. Phys. B396 (1993) 3-26

[H1C93b] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
Measurement of Inclusive Jet Cross Sections in Photoproduction at HERA,
DESY-93-100, 1993 und Phys. Lett. B 314 (1993) 436-444

[H1C93c] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
The H1 Detector at HERA,
DESY 93-103, 1993

[H1C93d] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
Measurement of the Proton Structure Function $F_2(x, Q^2)$ in the Low x Region at HERA,
DESY-93-117, 1993 und Nuclear Physics B407 (1993), 515-535

[H1C93e] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
A Measurement of Multi-Jet Rates in Deep-Inelastic Scattering at HERA,
DESY-93-137, 1993 und Z. Phys. C61 (1994) 59

[H1C93f] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
Scaling Violation of the Proton Structure Function F_2 at small x,
DESY-93-146, 1993 und Phys. Lett. B321 (1994) 161-167

[H1C94a] H1 Collaboration (T. Ahmet et al.),
First Measurement of the Charged Current Cross Section at HERA,
DESY-94-012, 1994 und Phys. Lett. B324 (1994) 241

[H1C94b] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photoproduction at HERA,
DESY-94-030, 1994

[H1C94c] H1 Collaboration (I. Abt et al.),
Energy Flow and Charged Particle Spectrum in Deep-Inelastic Scattering at HERA,
DESY-94-033, 1994

[H1L93] Online Graphik des LUMI-MACs, Halle Nord, Hamburg 1993

[Ing87] G. Ingelman et al.,
Deep Inelastic Physics and Simulation,
Proccedings of the HERA Workshop, Vol. 1: 3-17, Hamburg 1987

[Ing91] G. Ingelman,
LEPTO version 6.1 - The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1366-1394, Hamburg 1991

[Jad90] S. Jadach, W. Placzek, M. Jezabek,
How to handle QED Bremsstrahlung Effects at HERA by Photon Tagging,
Phys. Lett. B 248 (1990) 417-422.

[Jad91] S. Jadach, W. Placzek,
The Monte Carlo Program LESKO-F for Deep Inelastic $e^{\pm}p \rightarrow e^{\pm}X$ Scattering at HERA including QED Bremsstrahlung from the Lepton Line,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1330-1345, Hamburg 1991

[Kas94] H.-P. Kasselmann,
Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg, 1994

[Ker94] S. Kermiche,
Etude du QED Compton a HERA: Luminosite et calibration du detecteur H1,
Dissertation, Universität Paris, 1994

[Kra91] M.W. Krasny, W. Placzek, H. Spiesberger,
Determination of the Longitudinal Structure Function at HERA from Radiative Events,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 1: 171-176, Hamburg 1991

[Kra91a] M.W. Krasny,
Experimental Control of Radiative Corrections at HERA,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 2: 850-861, Hamburg 1991

[Kra91b] M.W. Krasny and W. Placzek,
A method to reduce the size of the radiative corrections at HERA,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 2: 862-869, Hamburg 1991

[Kri87] J. Kripfganz und H. Perlt,
Electroweak radiative corrections and quark mass singularities,
Proccedings of the HERA Workshop, Vol. 2: 645-652, Hamburg 1987

[Kur93] T. Kurča,
The H1 Trigger for Neutral Current Deep Inelastic Scattering Events at low Q^2,
Dissertation, Universität Hamburg, 1993

[Kwi90] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H.-J. Möhring,
Characteristics of Radiative Events in Deep Inelastic ep Scattering at HERA,
DESY 90-145, Hamburg 1990

[Kwi91] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger, and H.-J. Möhring,
HERACLES. An Event Generator for ep Interactions at HERA Including Radiative Processes,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1294-1310, Hamburg 1991

[Lap93] F. Laporte,
ELAN miniDST Selection user for DIS analysis of H1 1992 Data,
H1-note (interner Bericht), H1-04/93-284, Hamburg 1993

[LEP] ALEPH Collabboration, Phys. Rep. 216 (1992) 253;
DELPHI Collaboration, Z. Phys. C53 (1992) 41; Idem, Phys. Lett. B268 (1991) 296;
L3 Collaboration, Phys. Lett. B288 (1992) 404; Ibid. B252 (1990) 525;
OPAL Collaboration, Phys. Lett. B257 (1991) 531; Ibid. B244 (1990) 135.

[Lev93a] S. Levonian,
H1LUMI – A Fast Simulation Package for the H1 Luminosity System,
H1-note (interner Bericht), H1-04/93-287, Hamburg 1993

[Lev93b] S. Levonian,
BHGEN – Photon Flux Shape Fitting Program, offline version,
Version 04/93, unveröffentlicht

[Lev93c] S. Levonian,
H1 LUMI - Past, Present, Future,
H1 Plenarvortrag, H1-Kollaborationstreffen in Hamburg, 9.6.93

[Mar93] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.G. Roberts,
Phys.Lett. 306B (1993) 145, ibid. 309B (1993) 492

[Mer94] T. Merz,
Messung der Proton-Strukturfunktion F_2 *bei hohen Impulsüberträgen mit dem H1-Detektor*,
Dissertation, Universität Hamburg, 1994

[Mo69] L. W. Mo, Y. S. Tsai,
Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and νp *Scattering*,
Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205

[Pep94] E. Peppel,
Messung der Protonstrukturfunktion F_2 *unter besonderer Berücksichtigung des H1-Rückwärtskalorimeters*,
Dissertation, Universität Hamburg, 1994

[Pic92] C. Pichler, P. Kasselmann,
Explanation of 'holes' in the Laser Spectra due to the applied DSP algorithm,
BEMC-note (interner Bericht) 33-92, Hamburg, 1992

[Pic94] C. Pichler,
Dissertation in Vorbereitung, Universität Hamburg, 1994

[Pla91] W. Placzek,
FRANEQ - An Interface for the Monte Carlo Program LESKO-F for Deep inelastic Neutral Current Scattering at HERA Including QED Radiative Corrections and Routines from the Program Lepto 5.2 for Parton Cascades and Fragmentation,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1433-1439, Hamburg 1991

[Plo92] H. Plothow-Besch,
PDFLIB: A Library of all available Parton Density Functions of the Nucleon, the Pion and the Photon and the corresponding α_s *Calculations*,
CERN-PPE/92-123, Genf 1992

[Rut11] E. Rutherford,
The Scattering of α *and* β *Particles by Matter and the Structure of the Atom*,
Phil. Mag. 21 (1911) 669

[Sch93] A. Schöning,
Photonabstrahlung in tief inelastischer Elektron-Proton Streuung bei H1,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1993

[Sch89] C. Schrader,
Ein Monitorsystem für das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter bei H1/HERA,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1989

[Schr91] S. Schrieber,
Testmessungen am Laser-Monitorsystem für das elektromagnetische Rückwärts-Kalorimeter des HERA H1-Detektors,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1991

[Schu91] G.A. Schuler and H. Spiesberger,
DJANGO: The Interface for the Event Generators HERACLES and LEPTO,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1419-1432, Hamburg 1991

[Sch49] J. Schwinger,
Quantum Electrodynamics. III. The Electromagnetic Properties of the Electron – Radiative Corrections to Scattering,
Phys. Rev. 76 (1949) 760

[Sjö87] T. Sjöstrand, M. Bengtsson,
Comp. Phys. Comm. 43 (1987) 367

[Sjö91] T. Sjöstrand
PYTHIA at HERA,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 3: 1405-1418, Hamburg 1991

[Spi91] H. Spiesberger et al.
Radiative Corrections at HERA,
Proccedings of the Workshop on Physics at HERA, Vol. 2: 798-839, Hamburg 1991

[Wol86] G. Wolf,
HERA: Physics, Machine and Experiments,
DESY 86-089, Hamburg 1986

[Wul94] N. Wulff,
Tief inelastische Elektron-Proton-Streuung bei kleinem x-Bjorken,
Dissertation, DESY, Interner Bericht FH1T-94-01, Hamburg 1994

[Zar93] D. Zarbock,
Integration eines Lasermonitorsystems am elektromagnetischen Rückwärts-Kalorimeter (BEMC) des HERA H1-Detektors,
Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1993

[Zeus93] ZEUS-Collaboration (M. Derrick et al.),
Measurement of the Proton Structure Function F_2 *in ep Scattering at HERA*,
DESY 93-110, Hamburg 1993

[Zwe64] G. Zweig,
CERN Report Th. 401 und 412 (1964)

Weitere Hilfsmittel:
H1-interne Programme: H1SIM, H1REC und H1PHAN
Graphik-Programme: H1LOOK, H1ED und PAW

Danksagung

Eine Arbeit wie diese kann nicht ohne Unterstützung gelingen. Deshalb möchte ich folgenden Personen danken, die – jede auf ihre Weise – zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen:

- Prof. Dr. Gustav Weber, der mir als mein Betreuer stets mit gutem Rat in zahlreichen Gesprächen weiterhalf;
- Prof. Dr. Karlheinz Meier für seine interessanten Anregungen und die freundliche Unterstützung bei der Durchführung der Arbeit;
- Prof. Dr. Franz Eisele und Prof. Dr. Joel Feltesse für ihre Unterstützung und ihr Interesse an dieser Arbeit;
- meinen Zimmerkollegen Michael Hapke, Erich Peppel und Armin Wegner für die zahlreichen Diskussionen, das gute Arbeitsklima und so manche Hilfe bei Rechner- und Softwareproblemen;
- allen Mitgliedern der BEMC-Gruppe in Hamburg, Heidelberg, Košice und Prag, insbesondere Peter Kasselmann, Dr. Tibor Kurča und Christian Pichler für das gute Miteinander und die vielen, guten Gespräche, Dr. Jozef Ferencei für die gute Zusammenarbeit bei den technischen Aufgaben und die Unterstützung bei allen aufkommenden Problemen;
- den Mitgliedern der Arbeitsgruppe WG5 (Strahlungskorrekturen) im HERA-Workshop, insbesondere Laurent Favart, Smain Kermiche, Dr. Witek Krasny, Uwe Obrock, Dr. Pal Ribarics und Prof. Dr. Hubert Spiesberger für die hilfreichen Diskussionen;
- den Mitarbeitern am CALIB-Projekt, insbesondere Elzbieta Banas, Dr. Georges Cozzika, Dr. Christian Coutures, Dr. Arnaud Coville, Dr. Joseph Huber und Dr. Matthias Seidel für das gute Zusammenwirken in Fragen der Kalibration;
- den freundlichen und hilfsbereiten H1-Sekretärinnen Hilde Härtel und Hella Kleinebenne;
- zahlreichen Mitgliedern der H1-Kollaboration, deren namentliche Nennung den Rahmen sprengen würde;
- meinen Freunden und Verwandten, bei denen ich mich in der letzten Zeit rar gemacht habe;
- meiner Mutter für alle Unterstützung, die sie mir in meinem Studium der Physik zukommen ließ;
- und Karin, die alle Höhen und Tiefen mit durchlebte, die mit dieser Arbeit verbunden waren.