Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Der Elektron-Proton-Speicherring HERA[1] (DESY, Hamburg) dient zur Untersuchung der Struktur des Protons und der Eigenschaften der starken und elektroschwachen Wechselwirkung. In der 1992 in Betrieb genommenen und in Abbildung 1.1 skizzierten Anlage durchlaufen Elektronen (seit 1994 Positronen) und Protonen, gebündelt in Paketen von jeweils 10^{10}-10^{11} Teilchen,

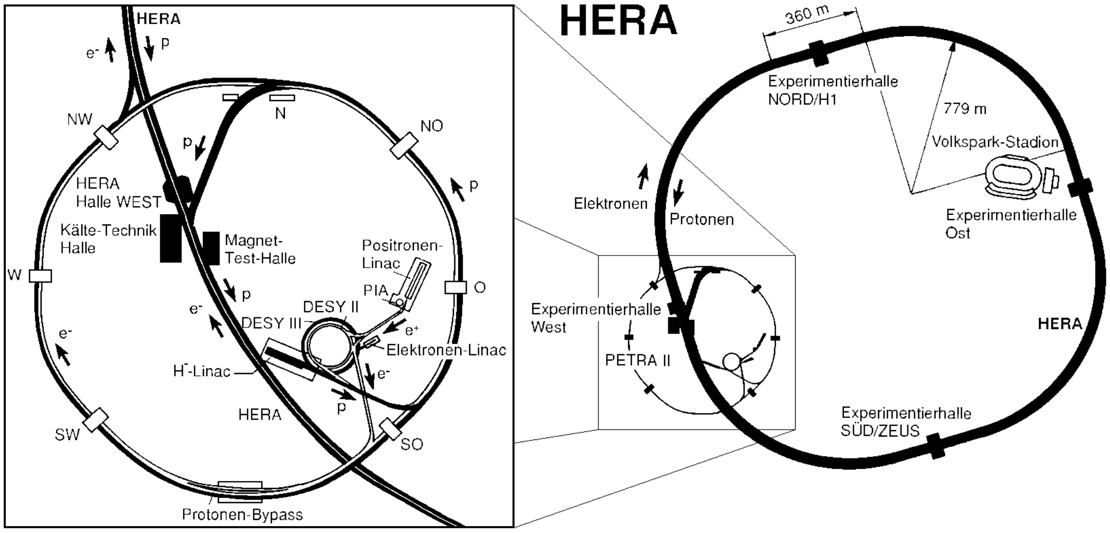

Abbildung 1.1: Der Speicherring HERA und die Vorbeschleuniger am Deutschen Elektronen Synchroton in Hamburg.

ein System aus mehreren Vorbeschleunigern, um dann mit einer Energie von 12 GeV bzw. 40 GeV in den etwa 6.3 km langen unterirdischen Speicherring HERA zu gelangen. Dort werden die beiden Kollisionspartner in getrennten Strahlröhren und in entgegengesetzter Richtung auf ihre jeweils endgültigen Strahlenergien beschleunigt. Diese betrugen zur Zeit der Datennahme 27.6 GeV für den Positron- und 820 GeV für den Protonenstrahl, das entspricht einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{ep}} \approx 300$ GeV und einem maximalen Impulsübertrag von $Q^2_{max} \approx 10^5\,\mathrm{GeV}^2$. Die beschleunigten Positronen und Protonen werden an zwei Stellen zur Kollision gebracht. An einem der Wechselwirkungspunkte befindet sich der Detektor H1. Die

[1]Hadron-Electron-Ring-Accelerator

von HERA erreichte Schwerpunktsenergie ist um etwa eine Größenordnung höher als die bisher bei „fixed-target“ Experimenten zur Untersuchung von Lepton-Proton Streuung erreichte, so daß HERA einen neuen kinematischen Bereich erschließt. Von zentraler Bedeutung bei der Erforschung dieser neuen Regionen sind hierbei:

- Die Messung der Protonenstruktur
- Tests der elektroschwachen Wechselwirkung
- Die Streuung quasireeller Photonen an Protonen (Photoproduktion)
- Die Suche nach Effekten außerhalb des Standardmodells.

Bei der Untersuchung der Struktur des Protons in Ereignissen, bei denen das einfallende Elektron mit einem Konstituenten des Protons wechselwirkt, welcher einen sehr kleinen Impulsbruchteil des Mutterteilchens trägt, gewann das rückwärtige Kalorimeter im Detektor H1 immer mehr an Bedeutung. Dies war der Grund, im März 1995 das BEMC[2]-Kalorimeter gegen ein neues sogenanntes Spaghetti Kalorimeter (SPACAL) auszuwechseln. Der Name „SPACAL“ rührt von den parallel zur Strahlrichtung angeordneten „spaghettiförmigen“ szintillierenden Fasern her, die das aktive Material dieses Detektors bilden. Im Zusammenhang mit der Kalibration des SPACALs wurden erste Untersuchungen zum Nachweis der neutralen Pionen in diesem Kalorimeter über ihren Zerfall in zwei Photonen ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, daß die π^0-Mesonen deutlich im SPACAL nachgewiesen werden können. Dies erlaubte, den Wirkungsquerschnitt von π^0-Mesonen in Photoproduktionsereignissen in dem für das SPACAL zugänglichen kinematischen Bereich zu bestimmen, der bisher noch nicht erforscht werden konnte. Die Bestimmung dieses Wirkungsquerschnitts stellt einen weiteren Mosaikstein in der Untersuchung von Photoproduktionsereignissen dar und erlaubt, theoretische Modelle zur Beschreibung dieser kinematischen Größe zu testen. Diese Arbeit befaßt sich mit der Ermittlung des π^0-Wirkungsquerschnitts und dem Nachweis des η- und ω-Mesons. Ferner beschäftigt sie sich mit dem Massenspektrum der Teilchen, die in zwei η's zerfallen. Diese sind insofern von Interesse, als sie mögliche Kandidaten für Gluonenbälle darstellen.

[2]Backward Electromagnetic Calorimeter

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen für Photoproduktionsereignisse. Alle in dieser Arbeit angegebenen Formeln beziehen sich auf das H1 Koordinatensystem, in welchem die Richtung des einfallenden Protonenstrahls die positive z-Richtung festlegt (siehe Abbildung 2.1). Ein kleiner Streuwinkel des Elektrons bedeutet in diesem Koordinatensystem $\theta \approx 180^0$. Ferner wird wie in der Hochenergiephysik üblich in allen Formeln $\hbar = c = 1$ gesetzt.

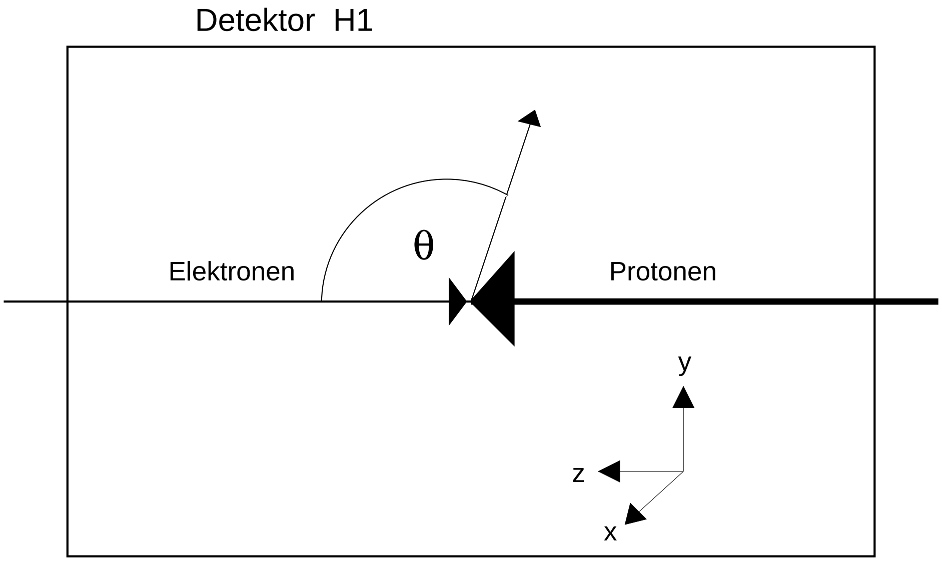

Abbildung 2.1: Das H1 Koordinatensystem. Die Richtung des einfallenden Protonenstrahls legt die positive z-Richtung fest. Die Streuwinkel der Teilchen werden relativ zu dieser Richtung gemessen.

2.1 Photoproduktion bei HERA

In der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung wird die Streuung zwischen Elektron und Proton (ep-Streuung) durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben (vgl. Abb. 2.2). Das heutige Standardmodell der elektroschwachen Theorie kennt insgesamt vier Eichbosonen, das Photon der elektromagnetischen und die drei Eichbosenen der schwachen Wechselwirkung

(Z_0, W^+, W^-). Aufgrund der hohen Masse der drei schwachen Eichbosonen überwiegt in ep-Streuungen bei kleinen Viererimpulsüberträgen der Beitrag des Photonaustausches.

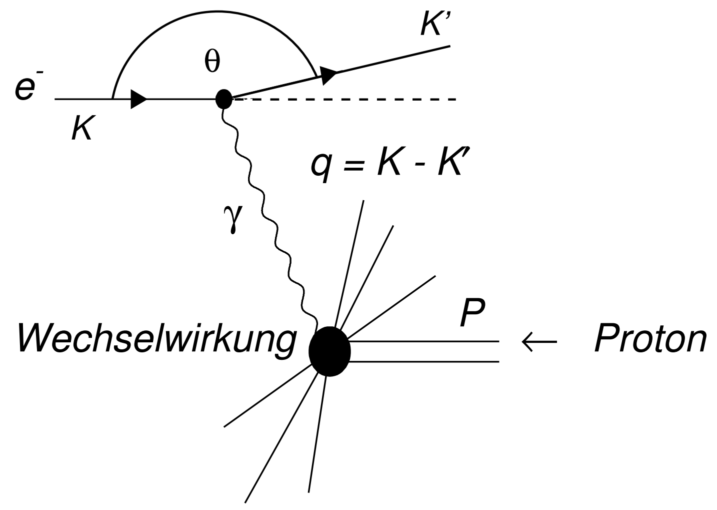

Abbildung 2.2: Elektron-Proton-Streuung mittels eines ausgetauschten virtuellen Photons mit dem Viererimpuls q.

Die Kinematik des Streuprozesses wird bei fester Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ep}}$ durch den Viererimpulsübertrag q^2 und durch die skalierte Photonenergie

$$0 < y = \frac{Pq}{PK} < 1 \tag{2.1}$$

beschrieben. Dabei sind die Variablen P und K die Viererimpulse des Protons bzw. des Elektrons und q ist der Vierervektor des ausgetauschten Photons. Sei E_e bzw. E'_e die Energie des ein- bzw. auslaufenden Elektrons und θ dessen Streuwinkel, dann gilt mit $Q^2 \equiv -q^2$:

$$Q^2 \quad = \quad 4\,E_e\,E'_e\,\cos^2\frac{\theta}{2} \tag{2.2}$$

Gleichung 2.1 läßt sich umschreiben zu:

$$y \quad = \quad 1 - \frac{E'_e}{2 \cdot E_e}\,(1 - \cos^2\theta) \tag{2.3}$$

Weitere in diesem Zusammenhang wichtige Variablen sind $x_{Bjorken}$ und ν. $x_{Bjorken}$ ist definiert durch:

$$x_{Bjorken} \quad = \quad \frac{Q^2}{2Pq} \tag{2.4}$$

und steht mit den Größen s_{ep} und y über

$$x_{Bjorken} \quad = \quad \frac{Q^2}{y \cdot s_{ep}} \tag{2.5}$$

in Beziehung. Die Variable ν beschreibt den Energieverlust des Elektrons im Ruhesystem des Protons:

$$\nu = E_e - E'_e\,. \tag{2.6}$$

$x_{Bjorken}$ wurde 1967 von J.D. Bjorken als dimensionslose Größe zur Beschreibung des Skalenverhaltens der Strukturfunktionen des Protons bei hohen Werten von q^2 und ν eingeführt. Das Parton-Modell denkt sich das Proton aufgebaut aus einem Bündel von Partonen mit einem vernachlässigbar kleinen Transversalimpuls bezüglich der Flugrichtung des Mutterteilchens. In diesem Modell kann die Variable $x_{Bjorken}$ interpretiert werden als der Impulsbruchteil des Protons, welchen das Parton trägt, an dem das Elektron gestreut wird. Bei HERA-Experimenten können Streuprozesse in einem Q^2-Bereich zwischen $Q^2 \approx 0$ und $Q^2 \approx 10^5\,\mathrm{GeV}^2$ beobachtet werden. Üblicherweise werden Streuprozesse mit $Q^2 \geq 1\,\mathrm{GeV}^2$ als **tiefinelastisch** (DIS[1]) bezeichnet, während Prozesse mit $Q^2 \rightarrow 0$ zu den **Photoproduktionsereignissen** gezählt werden. Letztere verdanken ihren Namen der Tatsache, daß für $Q^2 \approx m_\gamma \approx 0$ das ausgetauschte Photon als „quasireell" betrachtet werden kann. HERA bietet somit die Möglichkeit, das Photon bis zu Schwerpunktsenergien im Photon-Proton-System von $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 250$ GeV zu untersuchen. Nach Gleichung 2.2 gilt: $Q^2 \approx 0$, wenn $\theta \approx 180^0$. Im Experiment werden Ereignisse mit $Q^2 \approx 0$ dadurch selektiert, daß man das gestreute Elektron bezüglich der Strahlachse unter sehr kleinen Winkeln ($\theta \approx 180^0$) in einem Elektrondetektor (Elektron-Tagger) nachweist. Da der Elektrondetektor aufgrund seiner eingeschränkten Akzeptanz in Q^2 nur einen Teilbereich der Photoproduktionsereignisse sieht, werden die von ihm nachgewiesenen Ereignisse als „getaggte" Ereignisse bezeichnet. In Abbildung 2.3 werden die einzelnen Bereiche der ep-Streuung in der y - Q^2 - Ebene dargestellt.

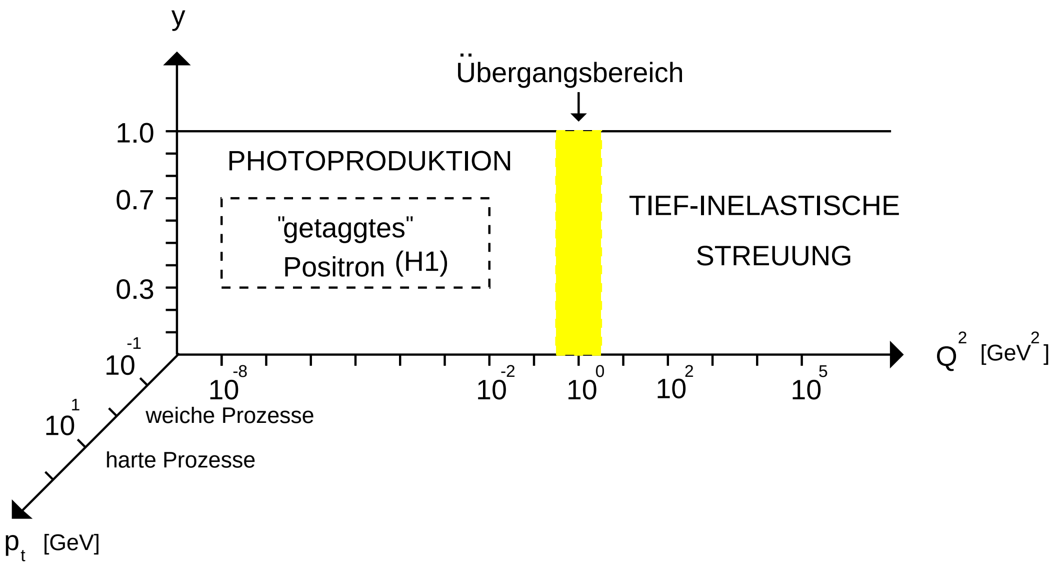

Abbildung 2.3: Kinematische Bereiche der ep-Streuung. Der Viererimpulsübertrag Q^2 trennt die Photoproduktionsereignisse von den tief-inelastischen. Der Transversalimpuls der Teilchen im Endzustand unterteilt die Streuprozesse in weiche und harte.

2.1.1 Das Bild vom Photon

Bereits von „fixed-target" Experimenten ist bekannt, daß das Photon sich zum einen wie ein punktförmiges Teilchen verhält, zum andern aber auch hadronische Eigenschaften besitzt. Skizze 2.4 soll veranschaulichen, welches Bild vom Photon der theoretischen Beschreibung seiner Eigenschaften zugrunde liegt. In erster Näherung wird das Photon als punktförmig

[1] Deep Inelastic Scattering

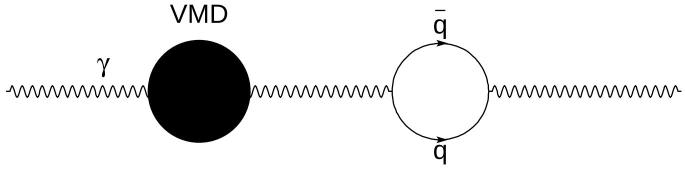

Abbildung 2.4: Das Photon fluktuiert in ein Quark-Antiquark-Paar Paar. Bei kleiner Virtualität wird der Zwischenzustand im Vektor-Mesonen-Dominanzmodell (VMD) durch die Zustandswellenfunktion eines Vektormesons (schwarzer Kreis) beschrieben, während bei hohen Virtualitäten diese Zustände störungstheoretisch behandelt werden (weißer Kreis).

betrachtet. Da es direkt an die Quarks koppeln kann, besteht die Möglichkeit, daß es in ein Quark-Antiquark-Paar fluktuiert. Bei kleiner Virtualität[2] ist gemäß der Heisenbergschen Unschärferelation dieser Zustand so langlebig, daß sich aufgrund des zwischen dem $q\bar{q}$-Paar entstehenden Farbfeldes eine Gluonenwolke um dieses bilden kann, so daß er durch die Zustandswellenfunktion eines Vektormesons beschrieben werden kann, welches die gleichen Quantenzahlen wie das Photon hat. Diese Vorstellung des Übergangs $\gamma \rightarrow$ V (V = Vektormeson) liegt dem Vektor-Mesonen-Dominanzmodell (VMD) [Sa60, Io84] zugrunde. Bei größeren Virtualitäten ist der Zwischenzustand zu kurzlebig, um sich in einen normalen hadronischen Zustand entwickeln zu können. In diesem Fall ist eine störungstheoretische Beschreibung durch die QCD[3] angemessen. γp-Ereignisse werden folglich unterteilt in die Klassen: direkt, vektormesonendominiert und anomal. Diese Unterteilung spiegelt folgender Ansatz einer Wellenfunktion des Photons wider:

$$|\gamma\rangle \;=\; \sqrt{Z}\,|\gamma_B\rangle + \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi} \frac{e}{f_V}|V\rangle + \frac{e}{f_{q\bar{q}}}\,|q\bar{q}\rangle\,, \tag{2.7}$$

wobei

$$Z \;=\; 1 - \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi} \left(\frac{e}{f_V}\right)^2 - \left(\frac{e}{f_{q\bar{q}}}\right)^2 . \tag{2.8}$$

γ_B ist der Zustand des „nackten“ Photons, das ist derjenige, in dem sich das Photon wie ein punktfömiges Teilchen verhält. Z, e/f_V und $e/f_{q\bar{q}}$ sind die Normalisierungsfaktoren, deren Quadrate die Wahrscheinlichkeit angeben, daß sich das Photon im betreffenden Zustand befindet. Die meiste Zeit ist das Photon ein punktförmiges Teilchen. Jedoch ist der Wirkungsquerschnitt der $\rho^0 p$-Streuung wesentlich größer als derjenige der direkten γp-Streuung, so daß der totale γp-Wirkungsquerschnitt von der Vp- und anomalen Streuung dominiert wird. Die Einteilung der Ereignisklassen ist in der Theorie nicht einheitlich. Entweder werden, wie hier beschrieben, die Ereignisklassen unterteilt in direkt, anomal und einen VMD-Anteil, oder es werden der VMD-Anteil und die anomalen Porzesse zu den aufgelösten (engl: resolved) Prozessen zusammengefaßt. Im letzteren Fall werden im VMD explizit die Ereignisse mit hohen Transversalimpulsen ausgeschlossen, und es wird hauptsächlich zur Beschreibung von Ereignissen mit geringen Transversalimpulsen verwendet. „Resolved“ heißen diese Prozesse deswegen, weil bei ihnen die Partonen des „aufgelösten“ Photons an den Partonen

[2]Mit dem Ausdruck „Virtualität“ wird der Viererimpulsübertrag Q^2 bezeichnet, der die Abweichung eines Teilchens von seiner Massenschale charakterisiert.

[3]QCD = QuantenChromoDynamik

des Protons mittels der starken Wechselwirkung streuen. Ferner wird bei den aufgelösten Ereignissen wiederum unterschieden zwischen harten und weichen Wechselwirkungen (Vgl: Abbildung 2.3). Als „hart“ werden dabei diejenigen bezeichnet, die sich experimentell durch hohe Transversalimpulse im hadronischen Endzustand und durch das Auftreten kollimierter Teilchenbündel (Jets) auszeichnen. Natürlich sind die Übergänge zwischen den einzelnen Ereignisklassen fließend. In Diagramm 2.5 wird die Streuung des Photons an einem Proton im Rahmen des VMD gezeigt, während in den Abbildungen 2.6 und 2.7 die Feynmangraphen der aufgelösten und direkten Prozesse in niedrigster Ordnung der QCD-Störungstheorie zu sehen sind. Ein wichtiger Unterschied zwischen den direkten und aufgelösten Prozessen besteht darin, daß bei den direkten die ganze Photonenenergie in den Subprozess eingeht, während bei den aufgelösten Prozessen ein Teil des Photonimpulses von den sogenannten „Zuschauerpartonen“ getragen wird, die nicht am harten Streuprozeß teilnehmen. Da diese Zuschauerpartonen nach der Streuung kein Farbsinglett mehr bilden, hadronisieren sie zu einem Photonrest, der bevorzugt in Richtung des Photons fliegt. Gemäß obiger Klassifizierung

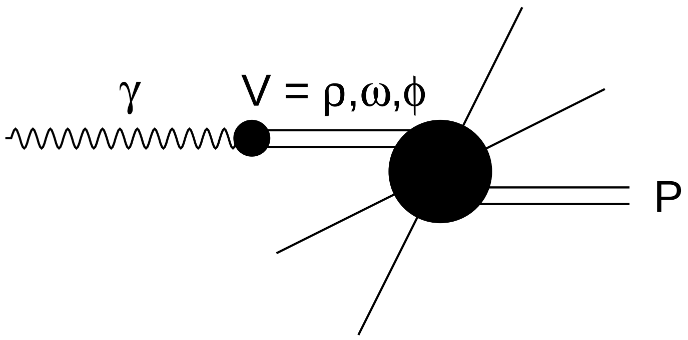

Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Photon-Proton-Wechselwirkung im Rahmen des Vektor-Mesonen-Dominazmodells.

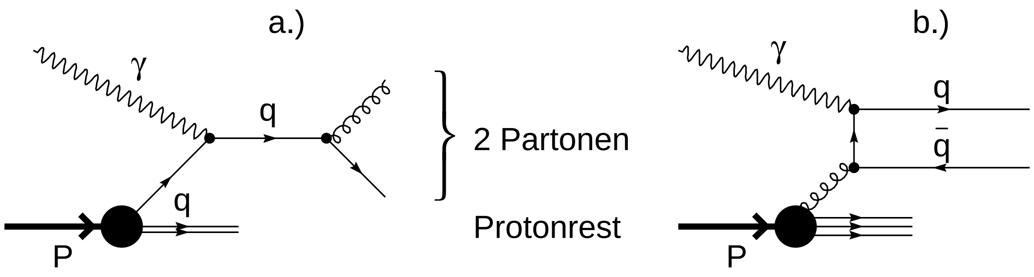

Abbildung 2.6: Direkte γp-Prozesse in niedrigster Ordnung der Störungstheorie.
a.) QCD-„Compton“-Prozeß, b.) Photon-Gluon Fusion.

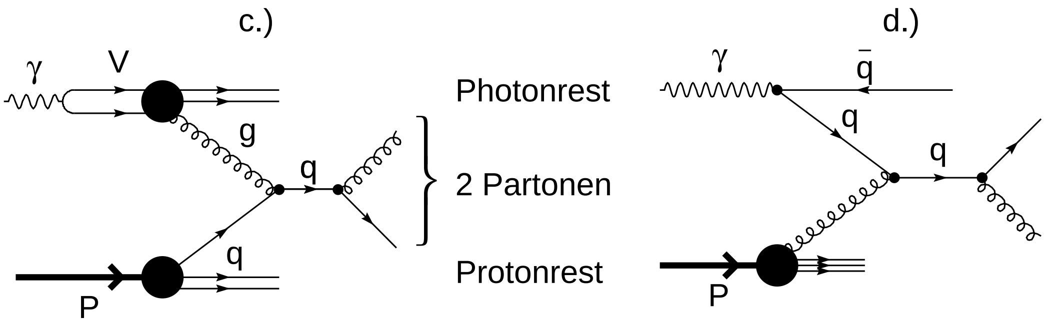

Abbildung 2.7: Beispiele für „Resolved" γp-Prozesse in niedrigster Ordnung der Störungstheorie.
c.) VDM-Anteil, d.) anomaler Anteil.

der Photon-Proton-Wechselwirkung setzt sich der totale γp-Wirkungsquerschnitt zusammen aus:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{dir}^{\gamma p} + \sigma_{VMD}^{\gamma p} + \sigma_{anoma}^{\gamma p}\,. \tag{2.9}$$

2.1.2 Die Hadron-Hadron-Wechselwirkung

Natürlich ist die Anwendung des VDM-Modells nur dann sinnvoll, wenn die Fluktuationszeit t_f des Photons in ein Meson größer ist als die Wechselwirkungszeit t_p mit dem Proton. Die Fluktuationszeit des Photons kann über die Heisenberg'sche Unschärferelation $t_f = 1/\Delta E$ abgeschätzt werden. Sei M_V die Masse des Vektormesons und $\Delta E = (q^2 + M_V^2)^{1/2} - q$ die Energiedifferenz der Laborenergie des hadronischen Systems und der Photonenenergie bei gleichem Impuls q, dann gilt mit $c = \hbar = 1$ für $q \gg M_V$:

$$t_f = \frac{2q}{M_V^2}\,. \tag{2.10}$$

Sei $r_p \approx 1\,\mathrm{fm} \approx 5\,(\mathrm{GeV})^{-1}$ der Radius des Protons, dann muß zur Anwendung des VDM gelten: $t_f > t_p = 2 \cdot r_p$, woraus die Bedingung

$$E_\gamma > 3\,\mathrm{GeV} \tag{2.11}$$

für das Ruhesystem des Protons folgt. Bei HERA werden im Mittel Schwerpunktsenergien im γp-System von ca. 180 GeV erzeugt. Das entspricht einer Photonenenergie von ≈ 16 TeV bei „fixed-target" Experimenten. Somit ist klar, daß bei HERA Ereignisse mit Vektor-Mesonen-Dominanz vorherrschend sind.
Die elastischen Prozesse der Hadron-Hadron-Wechselwirkung:

$$\mathrm{V} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{V} + \mathrm{p}$$

werden im VMD erweitert zu:

$$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{V} + \mathrm{p}.$$

Die im ursprünglichen Sinne des Wortes elastischen Prozesse γ p $\rightarrow \gamma$ p sind von der Ordnung $O(\alpha^2)$, so daß sie im Vergleich mit der Ordnung $O(\alpha_s)$ der Prozesse des VDM vernachlässigt werden können. Die einfach- und doppelt diffraktiven[4] Prozesse des VMD sind entsprechend:

$$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{V} + \mathrm{X} \tag{2.12}$$

$$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{V} + \mathrm{p} \tag{2.13}$$

$$\gamma + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{X}_1 + \mathrm{X}_2 \tag{2.14}$$

Bei den diffraktiven Prozessen kann das Vektormeson über den Austausch eines Pomerons, eines Teilchens, welches die gleichen Quantenzahlen wie das Vakuum aufweist, elastisch oder inelastisch mit dem Proton wechselwirken. Dabei kann einer der Reaktionspartner oder beide angeregt werden und anschließend in ein Bündel von Hadronen (X) fragmentieren. Experimentell zeichnen sich diese Prozesse durch eine Rapiditätslücke aus, d.h. durch einen bestimmten Polarwinkelbereich des Detektors, in den keine Teilchen gestreut werden. Eine wichtige Vorhersage des VDM ist der Zusammenhang zwischen dem γp- und Vp-Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\gamma p}^{VDM} = \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi} = \frac{4\pi\alpha_{em}}{f_V^2} \cdot \sigma_{Vp}\,, \tag{2.15}$$

Der Formfaktor f_V, der die Kopplung des Photons an das Vektormeson angibt, kann aus der Lebensdauer des Zerfalls V $\rightarrow e^+e^-$ bestimmt werden. Obige Gleichung konnte bei Experimenten mit niedriger Schwerpunktsenergie verifiziert werden, bei höheren hingegen kam es zu Abweichungen des gemessenen γp-Wirkungsquerschnitts mit den vom VDM vorhergesagten. In diesen Bereichen spielen zusehends die anomalen Prozesse eine Rolle. Bei den in führender Ordnung der QCD-Störungstheorie berechneten Wirkungsquerschnitten für aufgelöste und direkte Prozesse geht die hadronische Struktur **beider** Wechselwirkungspartner in Form von Partondichten ein. In DIS-Ereignissen, bei denen ein hochvirtuelles Photon die Struktur des Protons „ausleuchtet", können die Partondichten des Protons über die Strukturfunktionen F_p^2, die im Partonmodell einen einfachen Zusammenhang mit den Quarkdichten aufweisen, ermittelt werden. Die Photonstrukturfunktion F_γ^2, die in niedrigster Ordnung wie im Fall der Protonstrukturfunktion mit den Partondichten in Beziehung steht, kann in e^+e^--Speicherringanlagen in sogenannten „Zwei-Photon-Reaktionen" untersucht werden. Ähnlich wie bei der Ermittlung der Strukturfunktion des Protons „tastet" bei der Bestimmung dieser Photonstrukturfunktion ein hochvirtuelles Photon ein quasireelles ab, welches von einem bezüglich der Strahlachse unter sehr kleinem Winkel gestreuten Elektron stammt. Für beide Strukturfunktionen liegen verschiedene Parametrisierungen vor.
Eines der ersten Resultate, die am Speicherring HERA erzielt wurden, war die Bestimmung des im Vergleich zu anderen Streuprozessen (DIS) großen totalen γp-Wirkungsquerschnitts [Ah93]. Ein neueres Resultat zeigt Abbildung 2.8.

[4]Mit diffraktiv werden γp-Wechselwirkungen bezeichnet, bei denen nur die Quantenzahlen des Vakuums ausgetauscht werden.

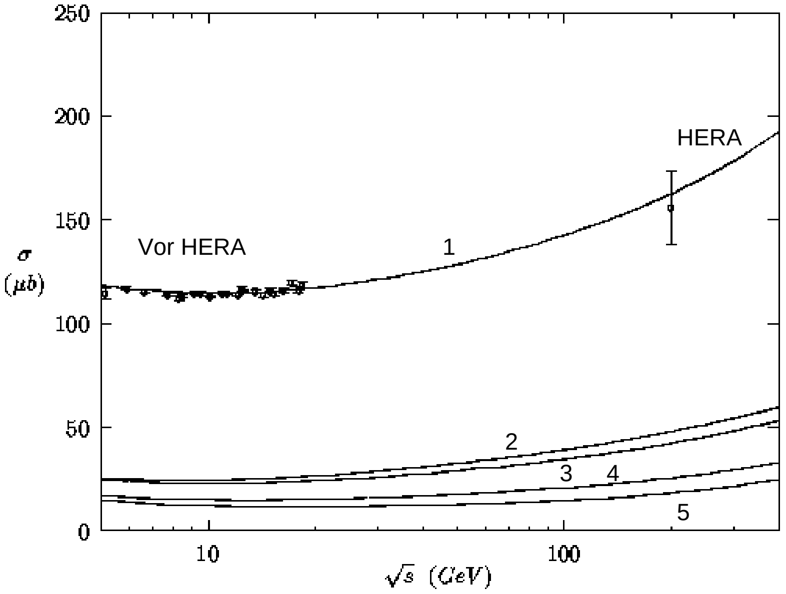

Abbildung 2.8: Die Punke stellen die gemessenen Daten dar, die eingezeichneten Linien entsprechen Modellrechnungen der Simulation PHOJET [En95]. 1: Totaler γp-Wirkungsquerschnitt. 2: Anteil der doppelt diffraktiven Prozesse $\gamma p \to X_1 X_2$ am Gesamtwirkungsquerschnitt. 3 und 4: Anteil der einfach diffraktiven Prozesse $\gamma p \to Xp$ und $\gamma p \to VX$ am Gesamtwirkungsquerschnitt. 5: Anteil der elastischen Prozesse $\gamma p \to Vp$ am Gesamtwirkungsquerschnitt.

Im Vergleich mit früheren „fixed-target" Experimenten, die bei einer um eine Größenordnung kleineren Schwerpunktsenergie durchgeführt worden sind, zeigte sich ein nur leichter Anstieg des γp-Wirkungsquerschnitts, welcher am besten von den Theorien vorhergesagt wurde, die auf dem sogenannten „Regge"-Bild (Pomeron-Austausch) [Do92] beruhten. Weitere Untersuchungen bei HERA galten der inklusiven Messung der Jet-Wirkungsquerschnitte in Photoproduktionsereignissen [H193] und der Analyse der Photonenstrukturfunktion [Hu94]. Es konnten die Anteile der partiellen Wirkungsquerschnitte der einzelnen diffraktiven und nicht-diffraktiven Prozesse am Gesamtwirkungsquerschnitt ermittelt werden [H195]. Weitere Studien beschäftigten sich mit der exklusiven Messung des Wirkungsquerschnitts der J/ψ- und ρ^0-Mesonen [H195] in Photoproduktionsereignissen. Ferner ist es nun durch den Einbau des SPACALs in den Detektor H1 möglich geworden, wie in dieser Arbeit gezeigt wird, den Wirkungsquerschnitt von neutralen Pionen in diesen Ereignissen inklusiv zu messen.

2.2 Das π^0- und η-Meson

Die π^0-Mesonen bilden einen Teil des Isospintripletts π^0, π^+ und π^-. Sie sind aus den Quark-Antiquark-Paaren $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ aufgebaut und können durch folgende Zustandswellenfunktion beschrieben werden.

$$|\pi^0\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}\left(|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle\right) . \tag{2.16}$$

Sie haben eine Masse von ≈ 135 MeV und sie zerfallen in 99 % über die elektromagnetische Wechselwirkung in zwei Photonen. Ihre mittlere Lebensdauer[5] liegt in der Größenordnung von 10^{-17} s.

Das η-Meson

Ein weiteres Meson, welches in der gleichen Weise wie das π^0, aber mit einem geringeren Verzweigungsverhältnis von ≈ 38.9 % in zwei Photonen zerfällt, ist das η. Es hat eine Masse von ≈ 548.8 MeV. Im Unterschied zu dem π^0 enthält das η neben den u- und d-Quarks auch das s-Quark. Aus diesen drei Quarks lassen sich $3^2 = 9$ Zustände konstruieren: Ein unter SU(3) Transformationen symmetrischer Singlettzustand und acht Zustände, die durch Austausch von u-, d- und s-Quarks ineinander transformiert werden können. Den Singlettzustand bildet das η_0 und den dazu orthogonalen Zustand das η_8, deren Zustandsfunktionen geschrieben werden können als:

$$|\eta_8\rangle = \sqrt{\frac{1}{6}} \cdot \left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2 \cdot |s\bar{s}\rangle\right) , \tag{2.18}$$

$$|\eta_0\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot \left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle + |s\bar{s}\rangle\right) . \tag{2.19}$$

Die tatsächlich in der Natur beobachtbaren Zustände, das η und das η', erscheinen als Linearkombinationen der Wellenfunktionen η_0 und η_8:

$$|\eta\rangle = |\eta_8\rangle \cos\theta - |\eta_0\rangle \sin\theta \tag{2.20}$$

$$|\eta'\rangle = |\eta_8\rangle \sin\theta + |\eta_0\rangle \cos\theta , \tag{2.21}$$

wobei der Mischungswinkel $\theta \approx 11^0$ beträgt.

Grundsätzlich können in jedem der oben angeführten Prozesse π^0's und η's entstehen. In den meisten Ereignissen werden sie aufgrund der im Vergleich mit der Elektronstrahlenergie sehr hohen Energie der einfallenden Protonen in deren Richtung gestreut. Die Frage ist nun, aus welchen Prozessen diese Mesonen stammen, die in der Rückwärtsrichtung nachgewiesen werden. Als Kandidaten hierfür kommen als erstes die aufgelösten Prozesse in Frage, da sie nicht nur den größten Teil des Wirkungsquerschnitts ausmachen, sondern sich auch dadurch auszeichnen, daß der bei ihnen auftretende Photonenrest einen Impuls in Elektronrichtung hat. Einen weitereren Beitrag sollten die diffraktiven Prozesse liefern, bei denen die aus der Photon- bzw. Protonfragmentation stammenden π^0's unter kleinen Winkeln in die jeweiligen Richtungen der einfallenden Teilchen gestreut werden. Eine Liste über die prinzipiell im SPACAL nachweisbaren Teilchen gibt Tabelle 2.1.

[5] Die mittlere Weglänge l, die ein Teilchen mit der Geschwindigkeit v zurücklegt, ergibt sich im nichtrelativistischen Fall aus $l = v \cdot t$. Die relativistische Verallgemeinerung dieser Gleichung lautet: $l = c\beta \cdot \gamma\tau$. τ ist die mittlere Lebensdauer des Teilchens, der Faktor $\gamma\tau$ berücksichtigt die Zeitdilatation. Mit Hilfe der beiden Formeln $E = \gamma mc$ und $p = \gamma mv$ läßt sich obiger Ausdruck für l umschreiben in

$$c\tau/l = m/p. \tag{2.17}$$

Die Zerfallslänge l ist nun definiert als die mittlere Länge, die ein Teilchen im Laborsystem zurücklegt, wenn sein Impuls gleich seiner Masse ist, also wenn gilt: $l = c\tau$.

Teilchen	**Masse [MeV]**	Γ_{tot} **[MeV]** bzw. $c\tau$ [cm]	**Zerfalls-kanal**	**Verzweigungsverhältnis**
π^0	134.973 ± 0.0025	$c\tau = 2.5 \times 10^{-6}$	$\gamma\gamma$	98.79 ± 0.032 %
η	547.45 ± 0.19	(1.2 ± 0.11) $\times 10^{-3}$	2γ $3\pi^0$	(38.8 ± 0.5) % (31.9 ± 0.4) %
ρ^0	769.9 ± 0.8	151.2 ± 1.2	$\pi^0\gamma$ $\eta\gamma$	$(7.9 \pm 2.0) \times 10^{-3}$ % $(3.8 \pm 0.7) \times 10^{-4}$ %
ω	781.94 ± 0.12	8.43 ± 0.1	$\pi^0\gamma$ $\eta\gamma$	(8.5 ± 0.5) % $(8.3 \pm 2.1) \times 10^{-4}$ %
$\eta\prime$	957.77 ± 0.14	0.201 ± 0.016	$\pi^0\pi^0\eta$ $\gamma\gamma$	(20.8 ± 1.3) % (2.12 ± 0.13) %
ϕ	1019.413 ± 0.008	4.43 ± 0.06	$\eta\gamma$ $\pi^0\gamma$	(1.28 ± 0.06) % $(1.31 \pm 0.13 \times 10^{-3}$ %
f_2'	1525 ± 5	76 ± 10	$\eta\eta$	(27.9 ± 2.5) %

Tabelle 2.1: Teilchenliste neutraler Mesonen, die in reine Photonenzustände zerfallen.

Kapitel 3

Das Experiment H1

Die in dieser Arbeit beschriebene Analyse basiert auf den Daten, die der Detektor H1 am Elektron-Proton-Speicherring HERA im Jahr 1995 geliefert hat. Dieses Kapitel erläutert den Aufbau des Detektors H1 unter besonderer Berücksichtigung der für die vorliegende Arbeit relevanten Komponenten.

3.1 Der Detektor H1

Der in Abbildung 3.1 dargestellte Detektor H1 besteht aus einer Vielzahl von rotationssymmetrisch um die Strahlachse angeordneten Meßsystemen, die zur Bestimmung der für die Reaktionsprodukte typischen physikalischen Größen wie Ladung, Impuls, Energie etc. dienen. Wegen des großen Impulses des einfallenden Protons erfahren die bei der Kollision entstehenden Teilchen einen Lorentz-„Boost“ in die Protonenrichtung, die als Vorwärtsrichtung bezeichnet wird. Deshalb wurde für den Detektor H1 ein asymmetrischer Aufbau gewählt, der in positiver z-Richtung eine bessere Energiemessung des hadronischen Energieflusses als in negativer z-Richtung ermöglicht.
Im Inneren des Detektors befinden sich die Spurkammern $\boxed{2}$,$\boxed{3}$ und $\boxed{12}$, die das Strahlrohr $\boxed{1}$ umschließen. Sie decken insgesamt den Polarwinkelbereich $7^0 < \theta < 175^0$ ab. Mit ihrer Hilfe werden die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert, deren Impulse berechnet und die Position des Wechselwirkungspunktes (Vertex) ermittelt. Die Energiebestimmung der Teilchen erfolgt im zentralen und im Vorwärtsbereich ($4^0 < \theta < 153^0$) mittels eines Flüssig-Argon-Kalorimeters. Dieses besteht zum Nachweis elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen wie Photonen, Elektronen und Positronen aus einem elektromagnetischen Teil $\boxed{4}$. In diesem wird Blei als Absorbermaterial verwendet. Der zur Energiebestimmung stark wechselwirkender Teilchen dienende hadronische Teil $\boxed{5}$ ist hingegen aus Stahlplatten aufgebaut. Das aktive Medium zur Ermittlung des Energieverlusts der Teilchen bildet flüssiges Argon. Das Kalorimeter hat im elektromagnetischen Teil eine Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{12\%}{\sqrt{E}}\,. \tag{3.1}$$

Das Kalorimeter sowie die inneren Spurkammern befinden sich in einem parallel zur z-Richtung ausgerichteten magnetischen Feld, das von der supraleitenden Spule $\boxed{6}$ erzeugt wird und zur Bestimmung der Impulse geladener Teilchen dient. Die Rückführung des magnetischen Flusses geschieht über das Eisenjoch $\boxed{10}$, welches mit Streamer-Detektoren versehen ist, die sich zusammen mit den Myon-Kammern $\boxed{8}$ zur Identifikation und Spurmessung von Myonen eignen. Weiterhin steht im Vorwärtsbereich ein System, bestehend aus einem Toroid-Magneten $\boxed{11}$ und Driftkammerebenen $\boxed{9}$, zum Nachweis von Myonen zur Verfügung.

Im Vorwärtsbereich wird das Flüssig-Argon-Kalorimeter ergänzt durch das sogenannte Plug-Kalorimeter, das aus Siliziumzählern aufgebaut ist und in dem Kupfer als Absorbermaterial verwendet wird. Den rückwärtigen Bereich deckt das SPACAL-Kalorimeter [12] ab, welches in erster Linie zur Energiemessung des gestreuten Elektrons in dem Winkelbereich $153^0 < \theta < 177.5^0$ konzipiert worden ist. Schließlich sind zur Bestimmung der Luminosität zwei weitere Kristall-Kalorimeter in einer Entfernung von 33 m („Elektron-Tagger“) und 103 m („Photon-Tagger“) vom Wechselwirkungspunkt in negativer z-Richtung montiert. Im Mai 1995 ist ein weiterer Elektrontagger (Etag44) im Abstand von 44 m in negativer z-Richtung installiert worden. Eine ausführliche Beschreibung des Detektors findet sich in [H196].

3.1.1 Das Luminositätsmeßsystem

Eine in der Physik mit Speicherringen wichtige Größe zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten ist die **Luminosität** $\mathcal{L}$. Sie ist definiert durch:

$$\dot{N} = \mathcal{L} \cdot \sigma , \tag{3.2}$$

wobei $\dot{N}$ die Anzahl der pro Zeiteinheit stattfindenden Wechselwirkungen ist. In einem Speicherring vom Umfang U, in dem man Teilchenpakete mit N_a bzw. N_b Teilchen, die in entgegengesetzter Richtung den Ring durchlaufen, mit einer Frequenz ν zur Kollision bringt, kann $\mathcal{L}$ in folgender Form geschrieben werden:

$$\mathcal{L} = \frac{N_a \cdot N_b \cdot \nu}{A} , \tag{3.3}$$

wobei A der Strahlquerschnitt im Kollisionspunkt ist. Bei einer gaußförmigen Verteilung der Strahlteilchen um den Strahlmittelpunkt, deren Standardabweichung σ_a bzw. σ_b ist, gilt:

$$A = 4\pi\sigma_a\sigma_b . \tag{3.4}$$

Aus den Gleichungen 3.3 und 3.4 sieht man, daß die Luminosität eine maschinenabhängige Größe ist und daß zur Erzeugung hoher Luminositäten hohe Teilchenkollisionsfrequenzen und am Wechselwirkungspunkt auf einen möglichst kleinen Querschnitt komprimierte Teilchenstrahlen erforderlich sind. In der Regel wird bei Speicherringexperimenten nicht die Luminosität $\mathcal{L}$, sondern die über einen längeren Zeitraum integrierte Luminosität L, $L = \int \mathcal{L} \cdot dt$, angegeben. L hat die Dimension 1/Fläche und steht über die Gleichung $\mathrm{L} = \mathrm{N}/\sigma$ mit der Anzahl N der stattfindenden Wechselwirkungen und dem Wirkungsquerschnitt σ in Beziehung. Man kann folglich entweder aus der Kenntnis der integrierten Luminosität und der Anzahl der Ereignisse den Wirkungsquerschnitt σ ermitteln oder umgekehrt aus der Kenntnis von σ und der Anzahl der Ereignisse die Luminosität. Im Experiment H1 wird die integrierte Luminosität über den Bethe-Heitler-Prozeß ep $\rightarrow$ epγ bestimmt, welcher einen im Rahmen der QED berechenbaren Wirkungsquerschnitt besitzt. Bei diesem Prozeß wechselwirkt das Elektron mit dem Proton in der Weise, daß das Elektron minimal aus seiner Einfallsrichtung abgelenkt wird und dabei ein Photon abstrahlt, welches nahezu in die gleiche Richtung wie das Elektron fliegt (Bremsstrahlung). Bethe-Heitler-Prozesse können demnach durch eine Koinzidenzmessung des Elektrons und Photons selektiert werden; der Elektron-Tagger (ET) weist das gestreute Elektron nach, der Photondetektor (PD) das hierbei entstehende Photon. Da die Reaktionsprodukte unter sehr kleinen Winkeln in Elektronrichtung abgelenkt werden, sind die beiden Detektoren sehr nahe an die Strahlröhre und in großem Abstand von dem Wechselwirkungspunkt montiert. Abbildung 3.2 zeigt die Anordnung dieser Detektoren relativ zu den Strahlröhren.

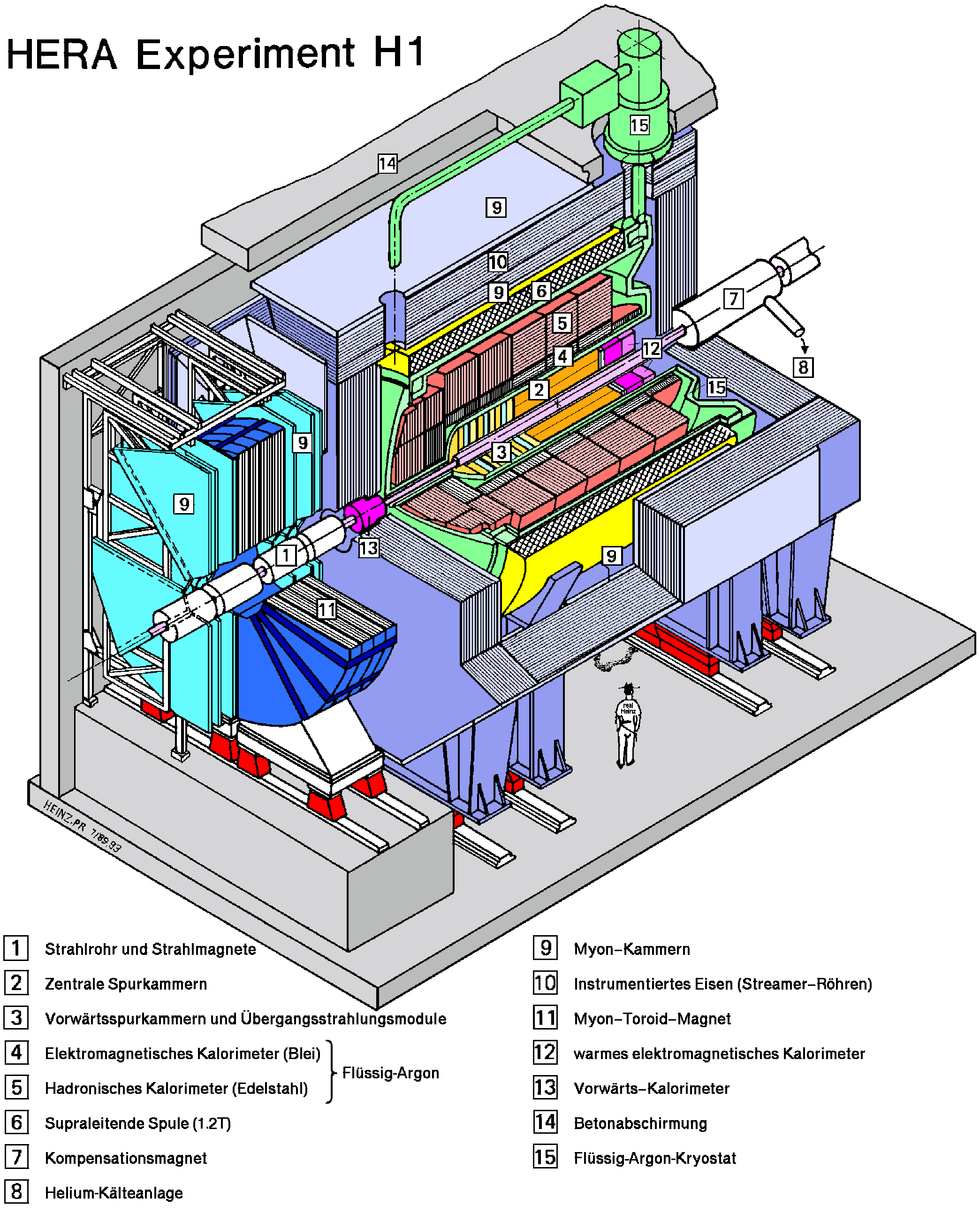

Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des H1 Detektors.

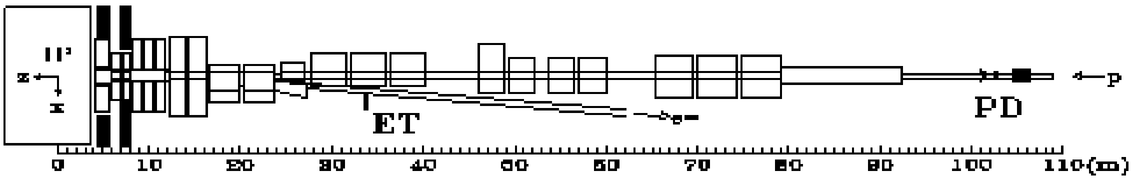

Abbildung 3.2: Erläuterung der Luminositätsbestimmung im Experiment H1. Der Nullpunkt der Skala stellt den Wechselwirkungspunkt dar.

Das gestreute Elektron wird von dem Magnetsystem des HERA-Ringes abgelenkt und trifft auf den Elektron-Tagger bei -z = 33.4 m, das Photon verläßt die Strahlröhre bei -z = 92.3 m aufgrund deren Krümmung und trifft bei -z = 102.9 m auf den Photondetektor. Zum Schutz vor Synchrotronstrahlung befindet sich eine Bleischicht von einer Dicke, die zwei Strahlungslängen[1] entspricht, vor dem Photontagger, gefolgt von einem Wasser-Čerenkov-Zähler ($1X_0$). Mit dessen Hilfe können Ereignisse ausgewählt werden, bei denen das Photon aus dem Bethe-Heitler-Prozeß ohne Wechselwirkung bis zum Photondetektor gelangt. Die Energieauflösung dieser Detektoren ist

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E}} . \tag{3.5}$$

Mit dem Luminositätsmeßsystem läßt sich die integrierte Luminosität mit einer Unsicherheit von ≈ 2 % bestimmen. Der Elektron-Tagger dient ferner zur Selektion von Photoproduktionsereignissen, da er das relativ zur Strahlachse unter sehr kleinen Winkeln gestreute Elektron nachweist, so daß der Viererimpulsübertrag des Elektrons auf das Proton $Q^2 \approx 0$ ist (vgl. Abschnitt 2.1).

3.1.2 Das SPACAL

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde im März 1995 das BEMC gegen das SPACAL ausgewechselt. Der Grund hierfür lag in dem gestiegenen Interesse an der Strukurfunktionsanalyse des Protons bei kleinen $x_{Bjorken}$. Da in dieser Arbeit die Photoproduktion der π^0- und η-Mesonen über deren Zerfall in zwei Photonen untersucht werden soll, sind hier die Möglichkeiten, die das SPACAL im Hinblick auf eine gute Photonenidentifikation bietet, von besonderem Interesse. Gegenüber seinem Vorgänger weist das SPACAL im Bezug auf die Identifikation von Photonen folgende wesentlichen Vorzüge auf:

- Eine nahezu rauschfreie Auslese des erzeugten Lichts durch die Verwendung von Photomultipliern.
- Eine größere geometrische Akzeptanz, die es erlaubt, Energien in einem Polarwinkelbereich $160^0 \leq \theta \leq 178^0$ zu messen.
- Eine Ortauflösung im mm-Bereich.
- Es ermöglicht die Trennung geladener π-Mesonen von Photonen. Diese Eigenschaft reduziert den Untergrund an geladenen π-Mesonen bei der Photonidentifkation.

[1]Die Strahlungslänge X_0 ist definiert als die Wegstrecke, nach deren Durchqueren sich die Energie des einfallenden Elektronstrahls aufgrund von Bremsstrahlungsvorgängen um den Faktor e verringert hat.

- Die Zeitauflösung der Energiedeposition im Detektor im Vergleich mit der HERA-Uhr, die den Takt der Kollisionen wiedergibt, ist besser als 1 ns. Dies verringert den Untergrund der Ereignisse, die aus der Proton-Restgas-Wechselwirkung stammen. Denn in dem Fall, daß die HERA-Uhr nicht mit der Zeitangabe des SPACALs übereinstimmt, kann das Ereignis nicht an dem nominellen Wechselwirkungspunkt stattgefunden haben.

In Abbildung 3.3 wird die Energieauflösung des SPACALs [H195]

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{SPACAL} = \frac{7.1\,\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus 1.0\,\% \tag{3.6}$$

mit der des BEMC [Br96]

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{BEMC} = \frac{10\%}{\sqrt{E/GeV}} \oplus \frac{0.39\,GeV}{E\,[GeV]} \oplus 1.7\,\% \tag{3.7}$$

verglichen.

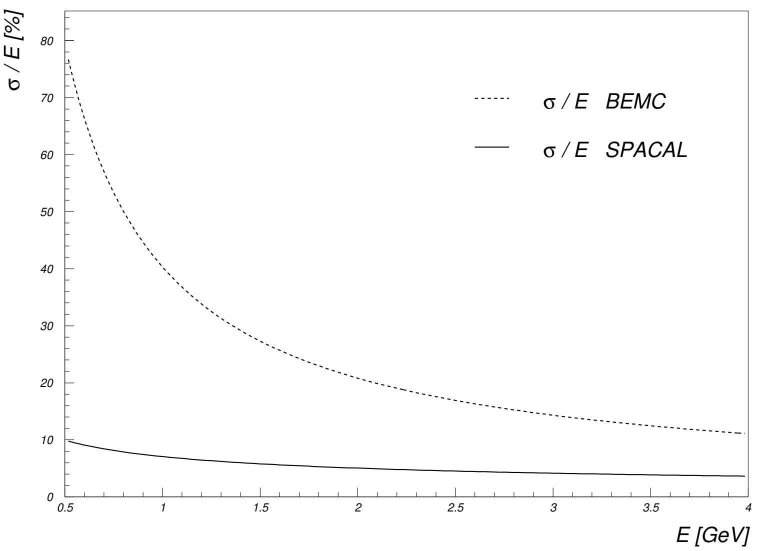

Abbildung 3.3: Vergleich der Energieauflösung σ/E des SPACALs mit der des BEMC.

Im Unterschied zum SPACAL wurde das BEMC nicht mit Photomultipliern (PM), sondern mit Photodioden ausgelesen. Diese erzeugen einen wesentlich höheren Rauschpegel als die PM und verursachen dadurch die im Vergleich zu dem SPACAL deutlich schlechtere Energieauflösung des BEMC im niederenergetischen Bereich. In Gleichung 3.7 wird das Rauschen der Photodioden durch den Quotienten $0.39\,\mathrm{GeV}/E\,[\mathrm{GeV}]$ berücksichtigt, während es in der Formel 3.6 für die Energieauflösung des SPACALs vernachlässigt wurde [H195].
Die Einbauposition des SPACALs im Detektor H1 zeigt Bild 3.4.

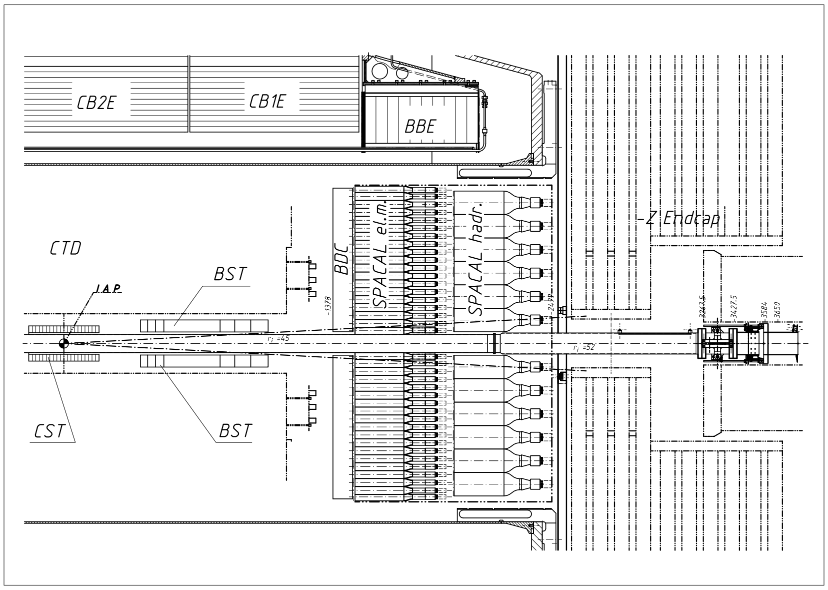

Abbildung 3.4: Seitenansicht der Einbauposition beider SPACAL-Sektionen im rückwärtigen Bereich des Detektors H1.

Es besteht aus einer elektromagnetischen und einer hadronischen Sektion. Der elektromagnetische Teil ist aufgebaut aus Bleiplatten (Absorber), in die parallel zur Strahlrichtung „spaghettiähnliche“ szintillierende Fasern, die das aktive Material darstellen, eingelegt sind. Die Fasern enden, nachdem sie auf einer Länge von 8 cm zu Bündeln zusammengefaßt werden, in sogenannten Lichtmischern. (Dieser Konzeption verdankt das SPACAL seinen Namen.) Der im Absorber erzeugte Elektronenschauer produziert über Anregungsprozesse in den Szintillatorfasern Licht, welches mittels Totalreflexion zu den Lichtmischern weitergeleitet wird. Die Lichtmischer sorgen für eine gleichmäßige Verteilung der Lichtintensität auf der Photokathode der sich daran anschließenden Photomultiplier. Letztere transformieren die gemessene Lichtmenge in Stromimpulse. Die Faserbündel sind in Submodulen (siehe Abb. 3.5) zusammengefaßt, die aus zwei Zellen der Größe $40.5 \times 40.5\ mm^2$ bestehen.

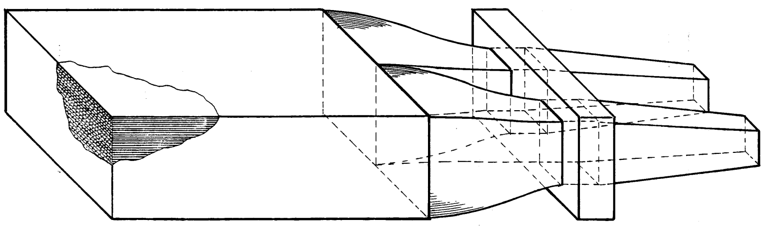

Abbildung 3.5: Darstellung eines Submoduls des SPACALs

Die Blei-Szintillator-Schicht hat eine Dicke von 250 mm. Acht Submodule bilden die nächst größere Einheit, das Supermodul. Die PM eines Supermoduls werden mit Spannungen von einer Hochspannungskarte versorgt. Die Anordnung der Supermodule zeigt Abbildung 3.6.

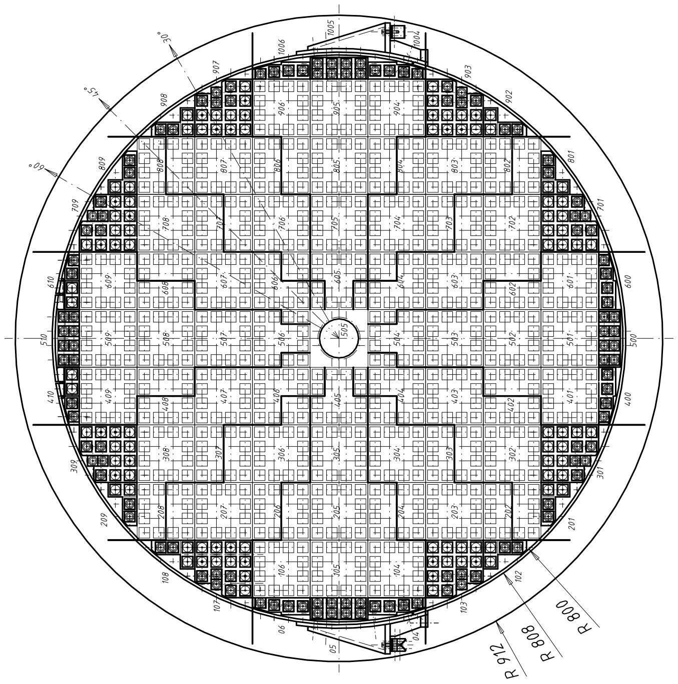

Abbildung 3.6: Frontalansicht auf den elektromagnetischen Teil des SPACALs.

Um die kreisförmige Fläche des SPACALs ideal mit Auslesezellen besetzen zu können, befinden sich an deren Rand und in der Nähe des Strahlrohrs Spezialmodule, die aus unterschiedlich vielen Zellen bestehen. Insgesamt ist der elektromagnetische Teil des SPACALs aus 1129 Zellen aufgebaut. Die hadronische Sektion des SPACALs ist analog zur elektromagnetischen konstruiert. Allerdings besteht sie aus wesentlich größeren Zellen von $12 \times 12 \times 25\ cm^3$ und enthält dementspechend nur 128 davon. Jede Zelle wird wie in dem elektromagnetischen Teil von einem PM ausgelesen. Die Tabelle 3.1 stellt die Konstruktionsparameter des SPACALs sowie die ermittelten Werte seiner Auflösungseigenschaften zusammen[H195, Bo95, Sp96].

Parameter	**Elektromagnetische Sektion**	**Hadronische Sektion**
Anzahl der Zellen	1192	128
Zellgröße	$40.5 \times 40.5\ mm^2$	$120 \times 120\ mm^2$
Faserdurchmesser	0.5 mm	1.0 mm
Verhältnis Blei/Faser	2 : 1	4 : 1
Wechselwirkungslänge	25 cm	24.6 cm
Strahlungslänge X_0	0.91 cm	0.85 cm
Molièreradius[2]	2.55 cm	2.45 cm
Energieauflösung $\frac{\sigma}{E}$	$\frac{(7.1\pm0.2)\ \%}{\sqrt{E/GeV}} \bigoplus (1.0 \pm 0.1)\ \%$	$(56.0 \pm 3.0)\ \%$
Ortsauflösung σ	$\frac{(4.4\pm0.4)\ mm}{\sqrt{E/GeV}} + (1.0 \pm 0.2)\ mm$	-
Winkelauflösung	≤ 2 mrad	-
Zeitauflösung	(0.38 ± 0.03) ns	≤ 1 ns

Tabelle 3.1: SPACAL Parameter

[2]Der Molièreradius R_m charakterisiert die transversale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers und ist definiert als $R_m = 21\,\mathrm{MeV}/E_{Schauer} \cdot X_0\,[g/cm^2]$ (vgl. [Gr93]).

3.1.3 Die Rückwärtige Driftkammer BDC

Vom Vertex aus gesehen ist vor dem SPACAL die BDC[3] installiert (siehe Abb. 3.4). Die BDC wurde in erster Linie zur Identifikation und Analyse des Elektrons in DIS-Ereignissen konzipiert. Ihre Aufgabe besteht deswegen

- im Nachweis von Spursegmenten geladener Teilchen im Akzeptanzbereichs des SPACALs und
- in der Ermittlung des Auftreffpunktes eines geladenen Teilchens auf das SPACAL mit einer Genauigkeit von $\approx$ 1mm.

Sie besteht aus acht einzelnen hintereinander angeordneten Driftkammeranlagen, die aufgrund der geometrischen Lage der BDC im Detektor H1 eine Messung des Polarwinkels θ mit einer Genauigkeit $\sigma_\theta < 0.5$ mrad erlauben. Um eine Rekonstruktion des Azimutwinkels ϕ zu ermöglichen, sind die Driftkammerlagen jeweils paarweise um $\Delta\phi = 11.25^0$ gedreht.

3.1.4 Das Triggersystem zur Ereignisselektion

Die Elektron-Proton-Teilchenpakete werden mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns in den Speicherring HERA injiziert und dementsprechend mit einer Frequenz von $\approx$ 10 MHz zur Kollision gebracht. Die räumliche Ausdehnung der Protonen-Pakete, die wesentlich größer als die der Elektronen ist, bestimmt die Länge der Wechselwirkungszone, welche etwa ± 50 cm beträgt. Zur Analyse von ep-Wechselwirkungen müssen die Untergrundereignisse erkannt werden, die nicht auf ep-Kollisionen zurückzuführen und demzufolge nicht an die nominelle Wechselwirkungsregion gebunden sind, sondern auch außerhalb des Detektors stattfinden können. Als Quelle dieser Ereignisse kommen hauptsächlich Wechselwirkungen des Protons und Elektrons mit Restgasatomen in der Strahlröhre und der Strahrohrwand selbst in Frage. Die Aufgabe des Triggersystems besteht nun darin, Untergrundereignisse von physikalisch interessanten Ereignissen zu trennen. Der geringe zeitliche Abstand der einzelnen Teilchen-Pakete stellt hierbei besonders hohe Anforderungen an das System. Es besteht aus vier Stufen L1 - L4, von denen zur Zeit der Datennahme (1995) nur die Triggerstufen L1,L2 und L4 aktiv waren.

1. Der Trigger L1 der ersten Stufe entscheidet aufgrund von Triggersignalen, die von verschiedenen Detektorkomponenten (Spurkammer, Kalorimeter, Myon- und Luminositätsmeßsystem) stammen und über eine zentrale Triggerlogik kombiniert werden, ob ein Ereignis akzeptiert oder verworfen wird. Er benötigt dazu $\approx 2.4\,\mu s$, das entspricht 24 Kollisionen der Teilchenpakete. Dennoch wird auf dieser Triggerstufe keine Totzeit in der Datennahme erzeugt, da für jeden Subdetektor eine zentral synchronisiete „Daten-Pipeline“existiert, welche die gesamten Detektordaten so lange speichert, bis die Triggerentscheidung vorliegt. Akzeptiert der L1-Trigger ein Ereignis, dann wird die Pipeline gestoppt und die Detektordaten werden ausgelesen und digitalisiert. Dieser Vorgang stellt die eigentliche Totzeit des Detektors dar, da während ihr keine weiteren Daten aufgenommen werden können.

2. Der Trigger der Stufe L2 arbeitet parallel zur Auslese des Detektors, weswegen er als synchron bezeichnet wird. Ihm steht die gleiche Information wie dem L1-Trigger zur Verfügnug, die er aber unter Zuhilfenahme von Netzwerk-Algorithmen in einer komplexeren und effektiveren Weise analysiert. Wird ein Ereignis von ihm verworfen, dann wird die Datenauslese und damit die Totzeit des Detektors innerhalb weniger

[3] Backward Drift Chamber

μs beendet, andernfalls gelangen die Daten in die zentrale Datennahme (Central Data Acquisition).

3. Der L4-Trigger bildet als ein asynchron arbeitender Software-Trigger einen Bestandteil der zentralen Datennahme. Ihm steht bereits die volle Information aller Subdetektoren als Rohdaten zur Verfügung, die er mit Hilfe eines Prozessorsystems und eines vereinfachten Rekonstruktionsprogramms verarbeitet. Die von ihm akzeptierten Ereignisse werden auf Magnetbändern aufgezeichnet und mit dem im nächsten Abschnitt vorgestellten Rekonstruktionsprogramm weiterverarbeitet.

3.1.5 Die Rekonstruktion der Daten

Die aufgezeichneten Daten müssen in physikalische Größen transformiert werden. Dies leistet das Rekonstruktionsprogramm, welches die Daten von verschiedenen Detektoren miteinander kombiniert und daraus die relevanten Größen berechnet. Unmittelbar an die Ereignisrekonstruktion schließt sich die Ereignisklassifizierung an. Diese unterteilt mit Hilfe einfacher Kriterien die Ereignisse in bestimmte physikalische Klassen, wie z.B. tiefinelastische Ereignisse oder Photoproduktionsereignisse. Dabei kann ein Ereignis zu verschiedenen Klassen gehören. Ereignisse, die in keine Klasse eingruppiert werden können, werden nicht auf den für die Analyse zugänglichen Datenträgern gespeichert. Insofern übernimmt die Ereignisklassifikation die Funktion einer weiteren Software-Triggerstufe, die als L5 bezeichnet wird.

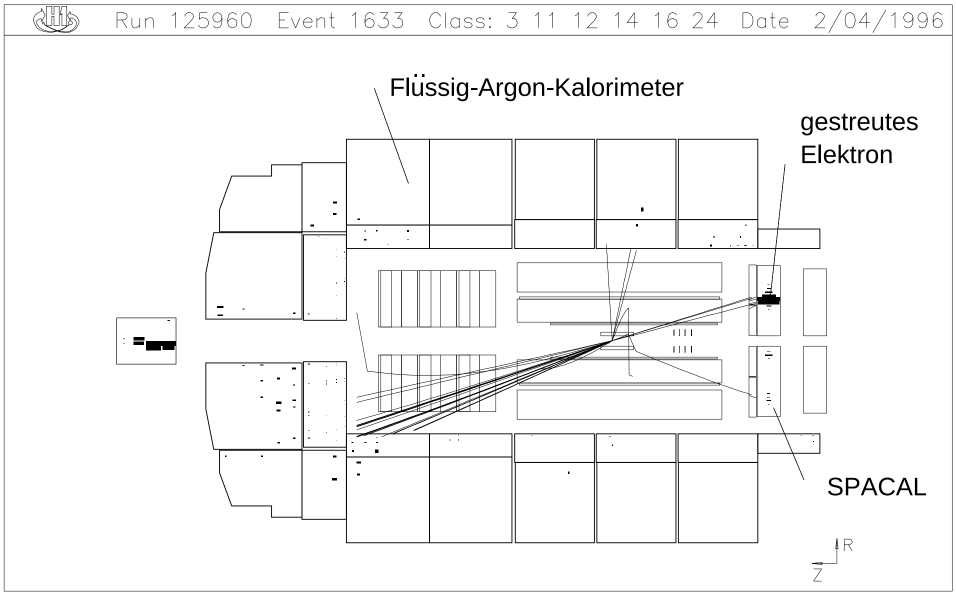

Abbildung 3.7: Ein typisches tiefinelastisches Ereignis.

Abbildung 3.7 zeigt ein tiefinelastisches Ereignis auf der Stufe der Rekonstruktion, auf der es sich nach der Ereignisklassifizierung befindet. Bei diesem Ereignis wurde das einfallende Elektron in das rückwärtige Kalorimeter gestreut.
Die Ereignisklassifizierung ermöglicht zum einen ein schnelles Auslesen der Daten einer bestimmten Klasse und reduziert zum andern den dafür benötigten Rechenzeitaufwand erheblich. Die von den jeweiligen Detektorkomponenten gemessenen Größen der klassifizierten Ereignisse werden in Form von Datenbänken auf sogenannte POT-Bänder (Production Output

Tapes) geschrieben. So enthält z.B. die DVER-Bank die Koordinaten der Wechselwirkungspunkte der vom Triggersystem akzeptierten Ereignisse, die SCLR-Bank die Energien und Koordinaten des Auftreffpunktes der Teilchen im SPACAL. Eine nach strengeren Kriterien vorgenommene Ereignisklassifizierung wird auf den DST-Bändern (Data Summary Tapes) zur Verfügung gestellt.

Kapitel 4

Die Kalibration des SPACALs

Ein Kalorimeter absorbiert im Idealfall vollständig die Energie eines einfallenden Teilchens und liefert ein Signal, welches dieser Energie proportional ist. Sei E die Energie des Teilchens und S das Ausgangssignal des Detektors, dann erwartet man die Beziehung: $E = C \cdot S$*, wobei C ein Proportionalitätsfaktor ist, der das gemessene Signal mit der relevanten physikalischen Größe E verbindet. Den Faktor C nennt man die Kalibrationskonstante und den Vorgang zur Bestimmung von C Kalibration. Das SPACAL wurde mit Hilfe von Lichtpulsern vorkalibriert (siehe hierzu: [Ja96, Sc96]). Zur eigentlichen Kalibration wurden verschiedene Methoden verwendet. Da man mit dem Nachweis der* π^0*'s in diesem Kalorimeter ein gutes Werkzeug besitzt, um dessen Kalibration zu testen, stellt dieses Kapitel die verschiedenen Kalibrationsmethoden in knapper Form zusammen.*

4.1 Die Kalibration mit Hilfe des kinematischen Maximums

Ein DIS-Ereignis läßt sich als Punkt in der kinematischen Ebene (Abbildung 4.1) mit den Koordinatenachsen $x_{Bjorken}$ und Q^2 darstellen. Zeichnet man in diese Ebene die Linien konstanter Energie des gestreuten Elektrons, so stellt man fest, daß es nur eine isoenergetische Linie bei $x_{Bjorken} \approx 0.033$ gibt, die parallel zur Q^2-Achse verläuft. Ferner ist der Verlauf dieser E_e-Linien dergestalt, daß eine Projektion der Ereignisse in der x-Q^2-Ebene auf die Energie der gestreuten Elektronen, die in Abbildung 4.2 zu sehen ist, eine Erhöhung bei $E_e = 27.5$ GeV aufweist. Diese Erhöhung wird als kinematisches Maximum bezeichnet. Die Variable $x_{Bjorken}$ kann als der Impulsbruchteil interpretiert werden, welchen das Quark im Proton trägt, an dem das Elektron gestreut wird. Multipliziert man den Wert $x_{Bjorken} \approx 0.033$ mit der Protonstrahlenergie von 820 GeV, so erhält man den Wert von 27.5 GeV, der genau der Energie der einfallenden Elektronen entspricht. Das heißt, daß bei $x_{Bjorken} \approx 0.033$ das Laborsystem von H1 das Schwerpunktsystem der Kollisionspartner bildet. Dieser Umstand läßt das Zustandekommen des kinematischen Maximums als Folge einer „quasi-elastischen“ Streuung des Elektrons an einem Quark interpretieren, welches ungefähr die gleiche Energie wie der einfallende Elektronenstrahl hat. Da die Lage des kinematischen Maximums unabhängig vom Ort der Energie-Messung ist, kann dieses prinzipiell von jeder Zelle im SPACAL nachgewiesen werden. Indem man die von einer Zelle gemessene Energie des kinematischen Maximums durch den theoretisch zu erwartenden Energiewert dividiert, erhält man für jede Zelle einen Kalibrationsfaktor. Zur praktischen Durchführung dieser Art der Kalibration stehen zwei verschiedene Methoden zur Verfügung.

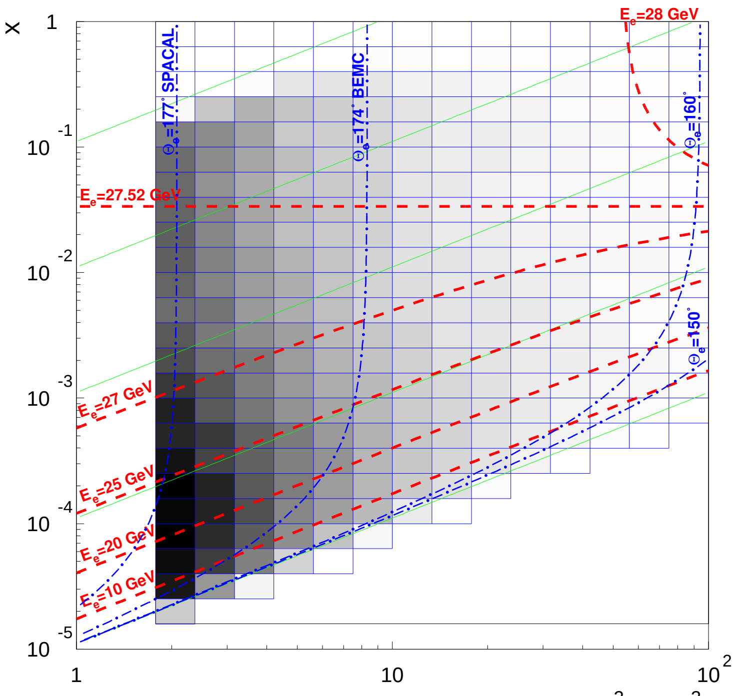

Abbildung 4.1: Die x-Q^2-Ebene.

Die eine fordert, daß 80 % der Energie eines Positronschauers in nur einer Zelle deponiert wird, die andere basiert auf einem Kalibrations-Algorithmus, der es erlaubt, 16 benachbarte Zellen gleichzeitig zu kalibrieren (siehe hierzu [Ja95]). Diese Methode eignet sich zur absoluten Kalibration des elektromagnetischen Teils des SPACALs.

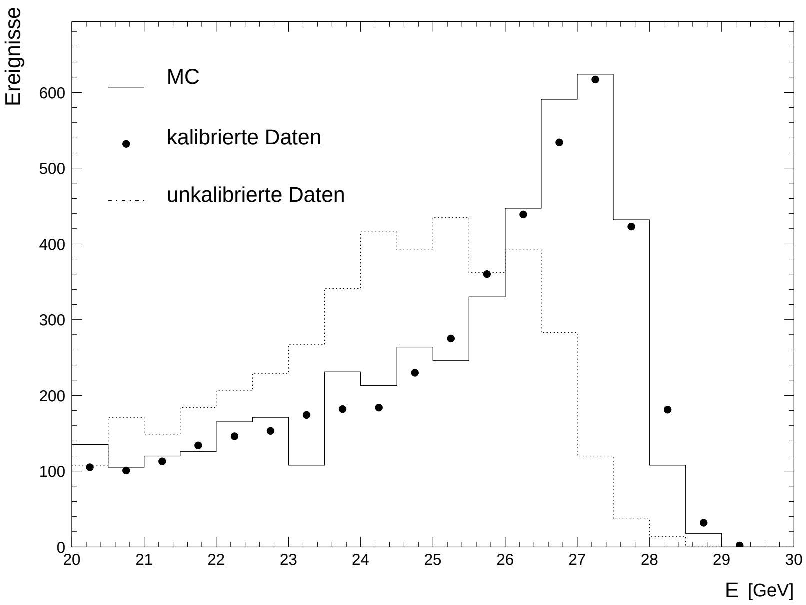

Abbildung 4.2: Das kinematische Maximum. Die durchgezogene Linie gibt die Werte der Monte Carlo Simulation DJANGO 6 wieder. Die punktierte Linie zeigt die Energieverteilung der gestreuten Elektronen vor, die durchgezogene Linie nach der Kalibration.

Der hadronische Teil muß auf eine andere Weise kalibriert werden, da die gestreuten Elektronen vollständig im elektromagnetischen Teil absorbiert werden. Mit dieser Methode konnte das SPACAL mit einer Genauigkeit von 2 % bestimmt werden. Ein Nachteil der Methode besteht darin, daß nach dem Rutherford'schen Streugesetz die Ereignisrate I eine $\sin^{-4}(\theta/2)$-Abhängigkeit aufweist, so daß bei größeren Streuwinkeln, d.h. in den äußeren SPACAL-Bereichen, die Anzahl der Ereignisse drastisch abnimmt und infolgedessen die Kalibrationsfehler radial nach außen zunehmen. Deshalb sind zur Kalibration der mittleren und äußeren Bereiche andere Methoden verwendet worden, die im folgenden Abschnitt erläutert werden. Ein im Zusammenhang mit der Untersuchung der Photoproduktion von π^0- und η-Mesonen weiterer Nachteil dieser Kalibrationsmethode ist, daß sie in dem Energiebereich des kinematischen Peaks ($\approx$ 27.5 GeV) durchgeführt wurde, der wesentlich höher liegt als derjenige, welcher den Photonen in Photoproduktionsereignissen zugänglich ist ($0 < E_\gamma < 10$ GeV). Folglich bleiben bei dieser Kalibrationsmethode die Einflüsse auf die Energie der Teilchen unberücksichtigt, die durch deren Wechselwirkungen mit dem passiven Material vor dem Detektor (Stützvorrichtungen, Kabel etc.) verursacht werden. Diese spielen hauptsächlich im niederenergetischen Bereich eine Rolle, während sie im hochenergetischen vernachlässigt werden können (siehe hierzu [Sc94]).

4.2 Die Kalibration mit kosmischen und Halo Myonen

Die Kalibration mit **kosmischen Myonen** basiert auf den aus der Höhenstrahlung stammenden Myonen, die mit einer Frequenz von $\approx$ 110 Hz/m^2 [Ar95] auf der Erdoberfläche auftreffen. Kosmische Myonen sind minimalionisierende Teilchen, deren Energiedeposition in einem Kalorimeter proportional der darin zurückgelegten Wegstrecke ist. Man erwartet für Myonen, die senkrecht zur Elektronstrahlrichtung das SPACAL durchqueren, eine Energiedeposition von $\approx$ 55 MeV in einer 4.05 cm breiten Zelle des elektromagnetischen Teils und $\approx$ 200 MeV in einer 12 cm breiten hadronischen Zelle. Diese Informationen können benutzt werden, um die Kalibrationskonstanten zu ermitteln, indem man die von einer Zelle gemessene Energiedeposition, die von einem Myon stammt, durch den Erwartungswert dividiert. Der Vorteil dieser Kalibrationsmethode besteht in der großen zur Verfügung stehenden Ereignisrate. Die Nachteile sind folgende:
Da nicht alle Myonen das SPACAL senkrecht zur Strahlachse durchqueren, muß eine Spurlängenkorrektur durchgeführt werden, die am Rand des Kalorimeters nicht möglich ist. Ferner liegt die Energie, welche die Myonen in den einzelnen Zellen verlieren, nur knapp über dem Rauschpegel des Kalorimeters, das zum Nachweis von Energien bis zu 30 GeV konzipiert worden ist. Folglich befindet man sich, wenn man die Kalibrationskonstanten auf diese Weise ermittelt, am unteren Ende der Energieskala des Kalorimeters. Wegen der genannten Nachteile wurde diese Methode nur zur Kalibration des **mittleren** SPACAL-Bereiches verwendet.

Halo Myonen sind Myonen, die aus Zerfällen der bei Kollisionen von Protonen mit Restgasatomen oder mit der Strahlrohrwand entstehenden Hadronen stammen und sich parallel zum Protonenpaket entlang der Strahlröhre bewegen. Sie erreichen zeitgleich mit dem Protonenpaket den Detektor, den sie bei genügend hohen Energien vollständig durchqueren können.
Die Kalibration mit **Halo-Myonen** ist prinzipiell die gleiche wie mit kosmischen Myonen. Jedoch durchqueren diese die Zellen des SPACALs in nahezu waagrechter Richtung, so daß sie wesenlich mehr Energie in einer Zelle deponieren als die kosmischen Myonen. Mit dieser Methode ist hauptsächlich der **Randbereich** des SPACALs kalibriert worden.
Durch die Kombination dieser drei Kalibrationsmethoden konnte das SPACAL insgesamt mit einer Genauigkeit von ca. 2 % kalibriert werden (siehe hierzu: [Ar95]).

Kapitel 5

Die Datenselektion und Monte-Carlo-Simulation

Dieses Kapitel erläutert die Schnitte, die zur Selektion der Daten gemacht worden sind. Im wesentlichen beruht diese auf der Klassifizierung der Ereignisse als „getaggte“ Photoproduktionsereignisse. Aus diesem Grund wird nun ein Überblick über die Schnitte gegeben, die von den Ereignisklassifizierungsroutinen gemacht werden, um eine möglichst untergrundarme Auswahl von den in Betracht stehenden Ereignissen zu bekommen. Ferner werden die Monte-Carlo-Modelle vorgestellt, mit denen die selektierten Daten verglichen werden.

5.1 Basisdatensatz

Da 1995 das SPACAL zum ersten Mal in Betrieb war, mußten während der Datennahme noch viele Arbeiten durchgeführt werden, um das Kalorimeter funktionsfähig zu machen. Z.B. mußten defekte Kanäle in der Ausleseelektronik der Photomultiplier ausfindig und Fehler in den Rekonstruktionsprogrammen korrigiert werden. Eine weitere Aufgabe bestand in der Kalibration des Detektors, die im Kapitel 4 vorgestellt wurde. Alle bei diesen Arbeiten gewonnenen Erkenntnisse und Informationen wurden verwendet, um die 1995er Daten von technischen Fehlern zu bereinigen. Dies wurde und wird noch zum gegenwärtigen Zeitpunkt mittels einer Reprozessierung der Daten bewerkstelligt, die im Dezember vergangenen Jahres anlief.
Den Basisdatensatz zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes von π^0-Mesonen in Photoproduktionsereignissen bildet ein Ausschnitt dieser reprozessierten Daten. Er ist gekennzeichnet mit den „Run-Nummern“ 125960 bis 131045, und entspricht einer integrierten Luminosität von 246.6 nb^{-1}.

Anzahl an Ereignissen	**integrierte Luminosität [nb^{-1}]**
261922	246.6

Tabelle 5.1: Übersicht über die verwendeten Daten.

5.2 eTag-Ereignisse

Die Selektion der in der Analyse verwendeten Daten basiert auf der Einordnung der Ereignisse durch die Ereignisklassifizierungsroutinen als „getaggte“ Photoproduktionsereignisse und der zusätzlichen Forderung nach einem Signal des Subtriggers eTag $\times$ DC/R-ϕ. Als „getaggte“

Ereignisse werden diejenigen bezeichnet, bei denen das gestreute Positron im Elektrondetektor nachgewiesen werden konnte (vgl. Abschnitt 2.1).

5.2.1 Der eTag $\times$ DC/R-ϕ-Trigger

Die Triggersufe L1 besteht aus verschiedenen Triggerelementen einzelner Subdetektoren, die über logische Verknüpfungen zu sogenannten Subtriggerelementen kombiniert werden (vgl. Abschnitt 3.1.4). Eines dieser Elemente bildet der eTag $\times$ DC/R-ϕ-Trigger.
Der **eTag**-Trigger sendet ein Signal, wenn die Energie im Elektrondetektor einen bestimmten Schwellenwert überschreitet.
Der **DC/R-ϕ**-Trigger rekonstruiert aus Daten der inneren Spurkammern CJC1 und CJC2 in der R-ϕ-Ebene Teilchenspuren und wird dann ausgelöst, wenn die ermittelten Teilchenspuren in ein vorgegebenes Muster passen, welches auf die Existenz einer Spur vom Vertex hinweist.

5.2.2 Die eTag-Ereignisklassifizierung

Die Kriterien der Klassifizierung von Photoproduktionsereignissen, die auf der Triggersufe L5 stattfindet, sind :

1. Die Existenz eines Vertex oder eine Mindestenergie im SPACAL von 1.5 GeV.
2. $E_{eTag33} > 4$ GeV und $E_{Photondetektor} < 2$ GeV oder
   $E_{eTag44} > 6$ GeV und $E_{Photondetektor} < 1$ GeV.
3. Die Untergrunderkennungsroutinen müssen das Ereignis akzeptiert haben.

Zu 1.) Für Ereignisse, bei denen die Sekundärteilchen einen großen Impuls in Rückwärtsrichtung erhalten, kann in den zentralen Spurkammern kein Vertex rekonstruiert werden. Diese Ereignisse werden aber dennoch nicht verworfen, wenn die Energie im SPACAL größer als 1.5 GeV ist.

Zu 2.) Dieser Schnitt fordert eine Energie in den Elektrondetektoren von 4 GeV bzw. 6 GeV, die im Abstand von 33 m ($etag_{33}$) und 44 m ($etag_{44}$) vom Wechselwirkungspunkt in Rückwärtsrichtung montiert sind. Zusätzlich schränkt er die Maximalenergie im Photondetektor auf 2 GeV bzw. 1 GeV ein. Mit diesen Bedingungen wird der Untergrund aus den Bremsstrahlungsereignissen: ep $\rightarrow \gamma$pe unterdrückt. Wird ein Elektron im Elektrontagger in Koinzidenz mit einem Photon im Photondetektor registriert, dann handelt es sich um ein Bremsstrahlungs- und nicht um ein Photoproduktionsereignis.

Zu 3.) Die Untergrunderkennungsroutinen dienen zur Selektion der Ereignisse, bei denen das einfallende Proton bzw. Elektron mit einem Restgasatom im Vakuumrohr kollidiert. Diese Routinen machen von der Tatsache Gebrauch, daß sich die Kinematik dieser Untergrundereignisse von der Kinematik der ep-Kollisionen unterscheidet. Seien P_p und K_e die Vierervektoren des Strahlprotons und Strahlelektrons, P_H und P_L die Summenvierervektoren der bei der Kollision entstandenen Hadronen bzw. Leptonen, dann gilt die Beziehung $P_p + K_e = P_H + P_L$. Hieraus ergibt sich folgendes Gleichungssystem:

$$E_p + E_e = E_H + E_L \tag{5.1}$$
$$0 = p_{H,x} + p_{L,x} \tag{5.2}$$
$$0 = p_{H,y} + p_{L,y} \tag{5.3}$$
$$p_{p,z} + p_{e,z} = p_{H,z} + p_{L,z} \tag{5.4}$$

Die Gleichungen 5.2 und 5.3 besagen, daß die Summe über alle Transversalimpulse der Sekundärteilchen relativ zur Strahlachse immer Null ergeben muß. Aus den Gleichungen 5.1 und 5.4 folgt für die ep-Streuung:

$$\sum_{Hadronen,Leptonen} (E - p_z) = 2 \cdot E_e \, . \tag{5.5}$$

Bei Proton-Gas bzw. Elektron-Gas-Wechselwirkungen ist diese Beziehung nicht mehr erfüllt, so daß sich an Abweichungen der Summe $\sum(E - p_z)$ von $2E_e$ Untergrundereignisse erkennen lassen.

5.2.3 Abschätzung des verbleibenden Untergrunds

Da Strahl-Gas-Untergrundereignisse gleichmäßig über die Strahlröhre verteilt sind, läßt sich durch die Einschränkung des Vertexbereichs bezüglich der z-Koordinate der Untergrund weiter reduzieren. Um den verbleibenden Untergrund abzuschätzen, wurde angenommen, daß die Verteilung der z-Vertices durch eine Gaußfunktion beschrieben werden kann, während der Untergrund durch ein Polynom ersten, zweiten oder dritten Grades angepaßt wurde. Bild 5.1 zeigt die z-Vertexposition mit logarithmischer y-Achse.

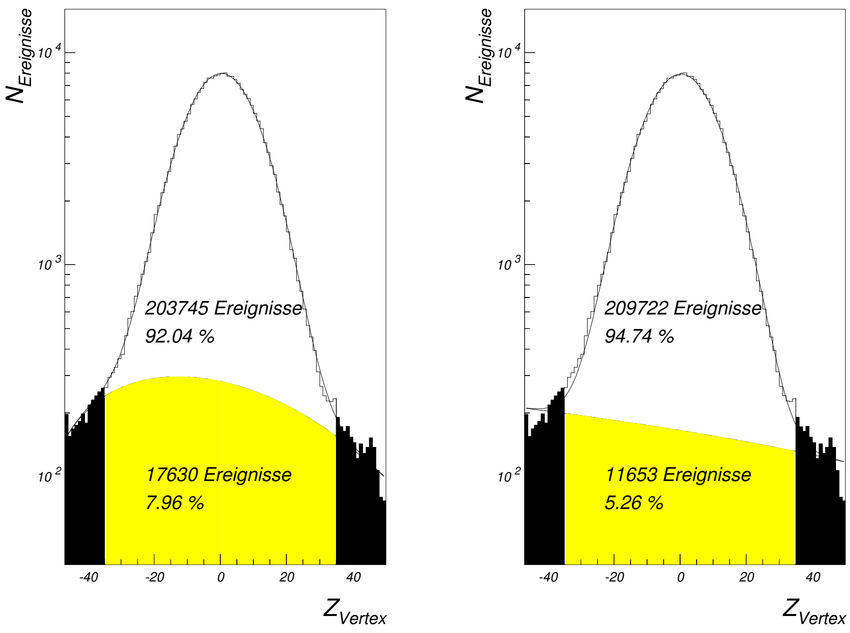

Abbildung 5.1: Verteilung der rekonstruierten Vertexposition Z_{Vertex} mit einer angepaßten Gaußkurve. Auf dem linken Bild wurde der Untergrund durch ein Polynom dritten Grades genähert, auf dem rechten durch eine Gerade. Die graue Fläche überdeckt den nach dem Schnitt verbleibenden Untergrund.

Der schwarze und graue Bereich markiert den Untergrund, während die weiße Fläche unter der Verteilung die physikalisch relevanten Ereignisse widerspiegelt. Die Zahlen geben die Anzahl der Ereignisse wieder, die im jeweiligen Bereich ermittelt wurden. So sind z.B. auf dem linken Bild 203745 Ereignisse, das entspricht 92.04 %, in der Gaußverteilung gezählt worden, im Untergrund dagegen 17630 Ereignisse bzw. 7.96 %. Die schwarz unterlegten Flächen geben den in der Analyse ausgeschlossenen Bereich ($|Z_{Vertex}| \geq 35$ cm) wieder. Das Problem bei der Abschätzung des Untergrundes besteht darin, daß in der Ereignisklassifikation bereits ein Schnitt auf die z-Vertexposition bei $\pm$ 50 cm gemacht worden ist, so daß in den ausgelesenen Daten nur ein kleiner Teil der Untergrundereignisse entlang der Strahlröhre (schwarzer Bereich), der sich deutlich von den interessierenden Ereignissen abhebt, zu sehen ist. Da deswegen zur Anpassung der analytischen Funktion an den Untergrund über einen sehr großen Bereich extrapoliert werden mußte, wurde zur Ermittlung des systematischen Fehlers, den man hierbei macht, zwei verschiedene Anpassungsfunktionen gewählt, ein Polynom dritten Grades bzw. eine Gerade. Aus der Differenz der über diese beiden Funktionen ermittelten Werte für den Untergrund von 5 % und 8 % ergab sich der systematische Fehler zu ± 3 %. Wie in Abschnitt 5.3 mit Hilfe der Simulation PHOJET gezeigt wird, beschreibt die Gerade den Verlauf des Untergrundes besser als das Polynom, so daß der Untergrund auf 5 % $\pm$ 3 % abgeschätzt wurde.

5.2.4 Die Akzeptanz des Elektrontaggers

Die Akzeptanz des Elektrontaggers ist abhängig von der Energie und der x-Koordinate des auftreffenden Elektrons (vgl. Abb. 5.3). Durch die Einschränkung des x-Bereichs auf $|x_{eTag}| < 6.5$ cm kann eine weitgehende Unabhängigkeit der Akzeptanz des Elektrontaggers von der Elektronposition erreicht werden. Die Korrekturfaktoren auf den Akzeptanzbereich des Elektrontaggers liefert die Routine QPETAC, die im Programmpaket H1PHAN zur Verfügung gestellt wird. Ein Spektrum der Akzeptanz ϵ des eTaggers als Funktion der Elekronenergie bzw. der Variablen y zeigen die beiden Bilder in Abbildung 5.2.

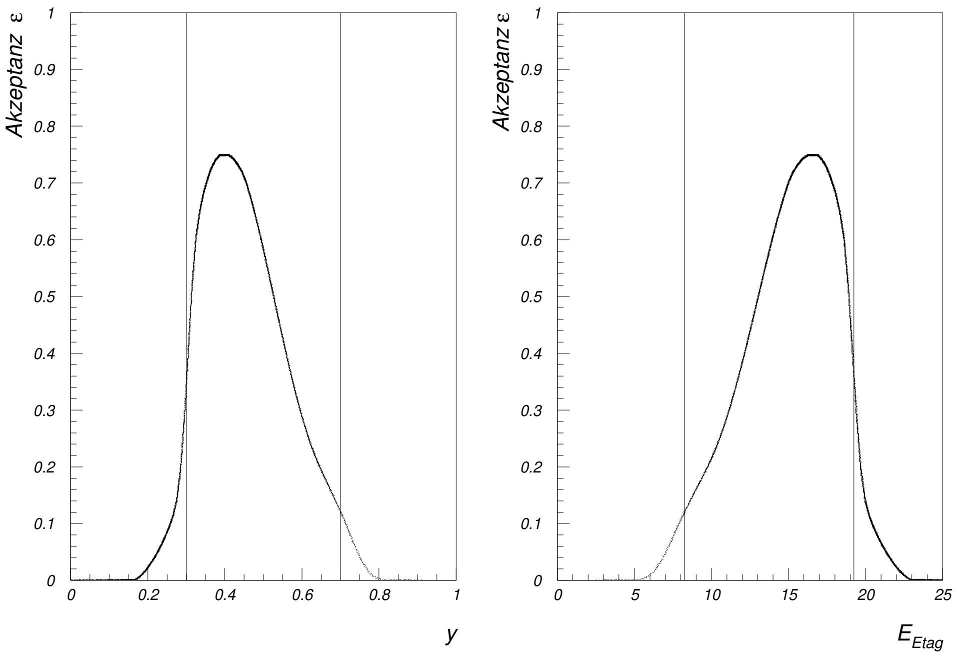

Abbildung 5.2: Die Akzeptanz des Elektrontaggers als Funktion der Elektronenergie und als Funktion der Variablen y.

Ein typisches Photoproduktionsereignis, bei dem das Elektron im Elektrondetektor nachgewiesen wurde, zeigt Abbildung 5.3.

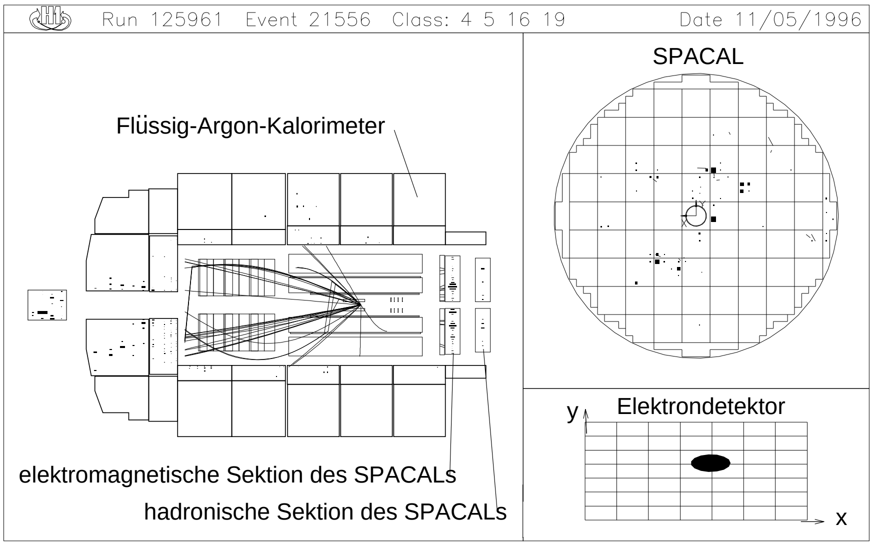

Abbildung 5.3: Ein typisches „getaggtes“ Photoproduktionsereignis.

5.3 Die Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren PHOJET und PYTHIA

Die im Detektor stattfindenden Wechselwirkungen zwischen Photonen und Quarks oder Gluonen im Proton lassen sich nur über die im Endzustand der Streureaktion vorhandenen Hadronen bzw. Leptonen beobachten. Die Zusammenhänge zwischen den Elementarteilchen in der Streureaktion und den im Detektor beobachtbaren Teilchen werden mit der Monte-Carlo-Methode simuliert. Sie verbindet theoretische Vorhersagen über Streuereignisse mit den im Detektor meßbaren Größen. In der Analyse wurden die Ereignisgeneratoren PYTHIA [Py92] und PHOJET [En95] verwendet.

5.3.1 Der Ereignisgenerator PYTHIA

Der Ereignisgenerator PYTHIA ermöglicht in Verbindung mit dem Program IJRAY [Ab93] die Erzeugung von direkten und aufgelösten γp-Wechselwirkungen. Das Programmpaket IJRAY dient zur Simulation der Abstrahlung des Photons vom Elektron. Der Generator PYTHIA basiert auf der QCD-Beschreibung einer harten Parton-Parton-Streuung in führender Ordnung mit Korrekturen durch „Parton-Schauer“ im Anfangs- und Endzustand. Hierbei wird der Streuprozeß als ein $2 \to 2$ Prozeß beschrieben, d.h. zwei Partonen laufen in den harten Subprozeß ein und zwei Partonen bilden den Endzustand ihrer Wechselwirkung. Es werden bei der Berechnung der Streuquerschnitte die Matrixelemente der QCD-Theorie in führender Ordnung von α_S und die Parametrisierungen der Photon- und Proton-Strukturfunktionen nach GRV-LO [Gl92] benutzt. Die Anwendung der Störungstheorie ist nur bei kleinen Werten von α_S, d.h. bei großen Werten der Transversalimpulse der Partonen möglich. Für $p_T \to 0$ divergiert der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}^{QCD}$, weswegen ein Abschneideparameter $p_T^{Schnitt}$ eingeführt wird. Für die in der Analyse verwendeten von dem Simulationsprogram PYTHIA

generierten Ereignisse wurde $p_T \geq 2$ GeV gesetzt. Das Parton-Schauer-Modell ist in PYTHIA als Näherung für QCD-Prozesse höherer Ordnung eingefügt. Es beschreibt Partonenverzweigungen der Art: $q \to g$ oder $g \to q\bar{q}$ unter Verwendung der Altarelli-Parisi-Gleichungen. Diese Gleichungen geben die Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Verzweigungsverhältnisse an. Die Beschreibung der Hadronisierung leistet das Program JETSET [Py92], welches im Kern auf das Lund-String-Modell zurückgeht. Dabei bilden sich zwischen den gestreuten Partonen Farbfeldlinien aus, die sich aufgrund der starken Selbstwechselwirkung der Gluonen, die das Farbfeld tragen, zu einem sogenannten „String" zusammenziehen. Die Energie der Strings ist proportional zum Abstand der Partonen. Wird der Abstand zu groß, bricht der String unter Bildung neuer Quark-Antiquark-Paare auf. Dieser Prozeß setzt sich für die Stringfragmente so lange fort, bis die potentielle Energie des Strings nicht mehr ausreicht, um neue $q\bar{q}$-Paare zu bilden. Die entstandenen Quarks werden anschließend zu Hadronen zusammengefaßt.
Ferner ist es möglich, mit dem Program PYTHIA Vielfachwechselwirkungen der Hadronen zu simulieren. Wenn man Hadronen als Bündel von Partonen auffaßt, ist es naheliegend, daß bei einer Hadron-Hadron-Kollision mehrere Parton-Parton-Wechselwirkungen stattfinden. Das hat zur Folge, daß neben der harten Streuung zugleich auch weiche Prozesse beteiligt sein können, die sich durch einen gleichmäßigen Energiefluß ohne jetartige Strukturen auszeichnen.
Um den Einfluß der verschiedenen Wechselwirkungen auf die Erzeugung der π^0-Mesonen untersuchen zu können, wurden die direkten Prozesse mit den Quarks *up, down* und *strange*, sowie die aufgelösten mit und ohne Vielfachwechselwirkung einzeln erzeugt.

Generator	**Anzahl an generierten Ereignissen**	**integrierte Luminosität [nb^{-1}]**	**Parametrisierungen nach**
Phojet	100000	8.9	GRV-LO
Phojet mit SPACAL Simulation	27737	2.5	GRV-LO
Pythia (direct)	30000	405.5	GRV-LO
Pythia (resolved)	100000	68.0	GRV-LO
Pythia (resolved) mit Vielfach - wechselwirkungen	50000	29.5	GRV-LO

Tabelle 5.2: Übersicht über die verwendeten Ereignisgeneratoren

5.3.2 Der Ereignisgenerator PHOJET

Der Ereignisgenerator PHOJET dient ausschließlich zur Erzeugung von Photoproduktionsereignissen. Er generiert alle bereits in Kapitel 2 vorgestellten Prozesse, d.h. die weichen Streuereignisse, bei denen Teilchen mit geringem Transversalimpuls entstehen, sowie die harten durch die QCD-Störungsrechnung beschreibbaren Ereignisse. Die Ideen und Methoden, welche das Simulationsprogramm PHOJET verwendet, basieren auf dem dualen Parton-Modell (engl: Dual Parton Model DPM). Das Program IJRAY zur Beschreibung des Photonenflußes, sowie das Program JETSET zur Beschreibung der Hadronisation sind, wie bei dem Ereignisgenerator PYTHIA, ebenfalls in das Program PHOJET implementiert. In der Analyse wurde dieser Generator in Verbindung mit der Simulation des SPACALs verwendet. Diese berücksichtigt alle bisher bekannten Eigenschaften des Kalorimeters wie dessen

Energieauflösung, Ansprechverhalten etc. Mit der Simulation des SPACALs konnten die Effizienzen und Akzeptanzwerte dieses Kalorimeters für Photonenpaare im Zusammenhang mit der π^0-Rekonstruktion bestimmt werden.
Tabelle 5.2 gibt einen Überblick über die verwendeten Ereignisgeneratoren.

5.3.3 Der Vergleich der Daten mit der Simulation Phojet

In Abbildung 5.4 wird die in der Simulation generierte Verteilung der Vertexposition (durchgezogene Linie) mit derjenigen verglichen, welche die Daten (Punkte) liefert.

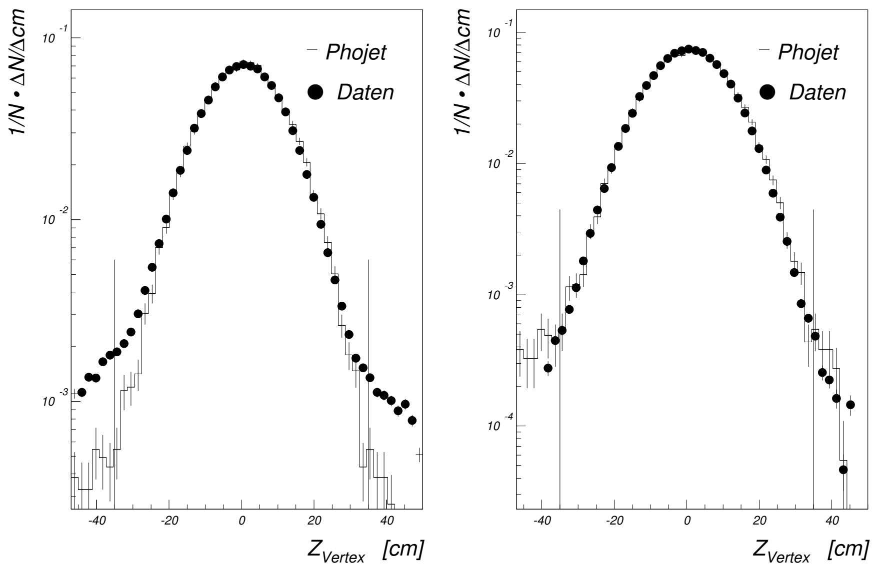

Abbildung 5.4: Links: Vergleich der z-Vertexverteilung der Daten mit dem Simulationsprogramm Phojet. Rechts: Vergleich der z-Vertexverteilung der Daten nach Subtraktion des Untergrunds mit der Simulation.

Im linken Bild sieht man eine deutliche Abweichung der beiden Verteilungen in den Randbereichen. Diese kommt dadurch zustande, daß die Simulation die Elektron- und Proton-Restgas-Wechselwirkungen nicht kennt. Mit Hilfe der simulierten Verteilung der Vertexposition läßt sich die oben gemachte Abschätzung des verbleibenden Untergrunds durch Proton-Gas-Wechselwirkungen überprüfen. Hierfür wurde der durch die beiden analytischen Kurven (Gerade, Polynom dritten Grades) beschriebene Untergrund von der Verteilung der Vertexposition subtrahiert und dann mit der simulierten Verteilung verglichen. In Abbildung 5.4 ist auf dem rechten Bild die z-Vertexverteilung nach der Subtraktion des linear verlaufenden Untergrunds im Vergleich mit der simulierten z-Vertexverteilung zu sehen. Die Übereinstimmung innerhalb des in der Analyse auf $\pm$ 35 cm eingeschränkten Bereichs ist sehr gut. Es stellte sich heraus, daß der mit Hilfe der Gerade angepaßte Verlauf des Untergrunds die Daten etwas besser beschreibt als der durch ein Polynom dritten Grades. Letzterer überschätzt den Untergrund im Bereich $Z_{Vertex} < -20$ cm, weswegen dieser in Abschnitt 5.2.3 zu 5 % $\pm$ 3 % abgeschätzt wurde und nicht zu 8 % $\pm$ 3 %.

Kapitel 6

Nachweis von π^0-Mesonen im SPACAL

In diesem Kapitel wird die Methode der Rekonstruktion der π^0's im SPACAL vorgestellt. Ferner werden die Verteilungen der typischen kinematischen Größen der π^0-Kandidaten wie die Energie-, Winkel- und Pseudorapiditätsverteilungen erläutert.

6.1 Die Methode

Da die mittlere Zerfallslänge der π^0's von der Größenordnung $2 \cdot 10^{-4}$ cm ist, kann im Rahmen der Meßgenauigkeit des Detektors angenommen werden, daß sie direkt am Vertex zerfallen. Im Ruhesystem zerfällt das π^0 in zwei Photonen, von welchen jedes die Energie der halben Pionenmasse besitzt. Im Laborsystem (H1 System) hingegen ist der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen eine Funktion des Viererimpulses des π^0 's. Die erste Frage, die sich zu Beginn der Analyse stellte, war dementsprechend: Wie groß ist der Öffnungswinkel zwischen den π^0-Photonen in dem kinematischen Bereich, in welchem das SPACAL Pionen nachweisen kann? Betrachtet man dafür den einfachsten Fall, daß die Photonen senkrecht zur Flugrichtung des π^0 's abgestrahlt werden (s. Abbildung 6.1), dann erhält man für den Öffnungswinkel α in Abhängigkeit von der π^0-Energie den Ausdruck:

$$\alpha = 2 \cdot \arctan\left(\frac{2 \cdot p_{trans}}{E_{\pi^0}}\right) ,$$

wobei $p_{trans} = \sqrt{p_x(\gamma)^2 + p_y(\gamma)^2} = m_{\pi^0}/2$. Diese Funktion zeigt Abbildung 6.2. Mit zunehmender Energie nimmt der Öffnungswinkel zwischen den Photonen drastisch ab, bei $E_{\pi^0} = 4$ GeV beträgt α etwa vier Grad, das entspricht einem Abstand der π^0-Photonen im SPACAL von ≈ 10 cm, ein Abstand, welchen das Kalorimeter ohne Schwierigkeiten aufzulösen vermag. Die im SPACAL auftreffenden Teilchen erzeugen elektromagnetische Cluster. Da sowohl die Energie und die Koordinaten der Cluster (SCLR-Bank) als auch der Vertex des Ereignisses (DVER-Bank) bekannt sind, kann man unter der Annahme, daß die Clustergrößen die Photonenvariablen wiedergeben, die Viererimpulse der Photonen nach folgenden Formeln berechnen:

$$\begin{aligned} \theta &= \text{Polarwinkel} \\ \phi &= \text{Azimutalwinkel} \\ z_{Vertex} &= \text{Vertexposition in z-Richtung} \\ z &= |z_{Vertex} - z_{Cl}| \end{aligned}$$

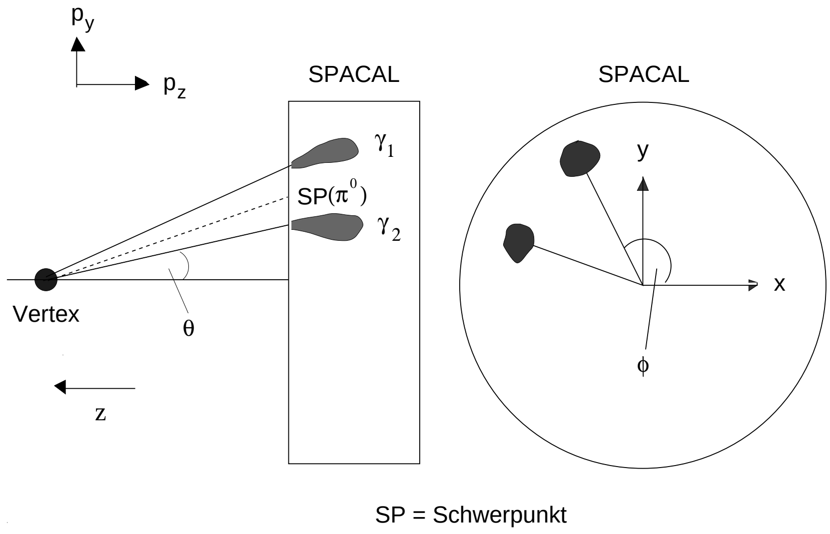

Abbildung 6.1: Skizze des SPACAL - Kalorimeters, links Seitenansicht, rechts Frontalansicht. Erläuterung der in den Gleichungen vorkommenden Variablen.

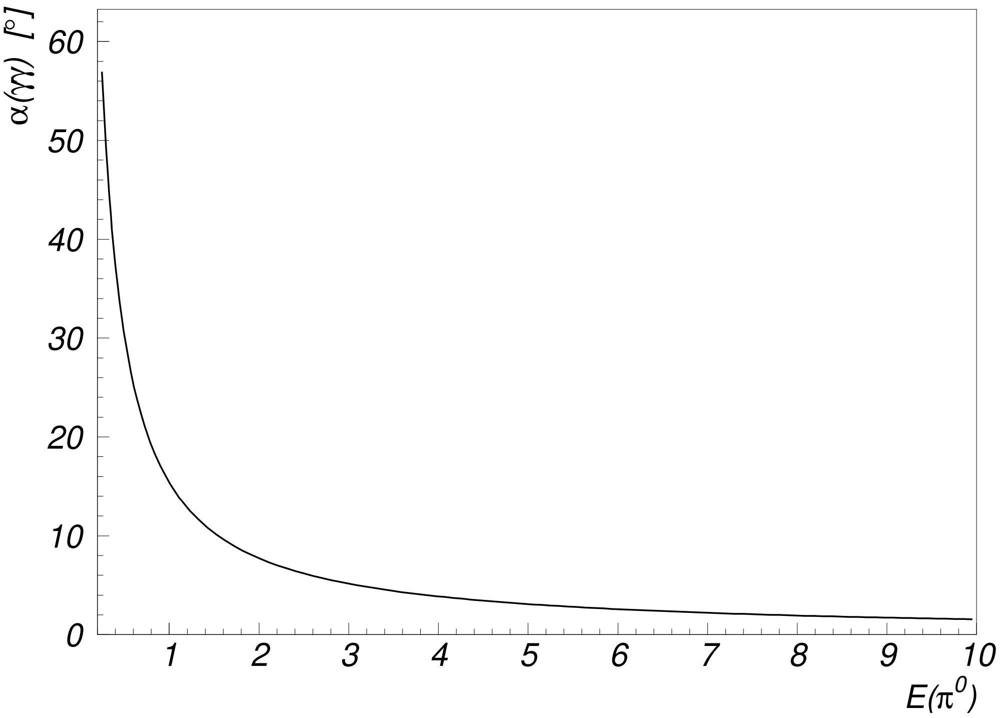

Abbildung 6.2: Der minimale Öffnungswinkel α der π^0-Photonen als Funktion der π^0-Energie.

$$\begin{aligned}
\theta &= \arctan(\sqrt{x_{Cl}^2 + y_{Cl}^2}/z) \\
E(\gamma) &= E_{Cluster} \\
P_x(\gamma) &= E_{Cluster}\ \sin(\theta)\ \cos(\phi) \\
P_y(\gamma) &= E_{Cluster}\ \sin(\theta)\ \sin(\phi) \\
P_z(\gamma) &= E_{Cluster}\ \cos(\theta)
\end{aligned}$$

Zur Erläuterung der Variablen siehe Abb. 6.1. Hieraus erhält man die invariante Masse eines Clusterpaares über:

$$\mathrm{m}(\gamma\gamma) = \sqrt{(P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2})^2},$$

wobei $P_{\gamma_i} = (E(\gamma_i),\, p_x(\gamma_i),\, p_y(\gamma_i),\, p_z(\gamma_i))$.
Zur π^0-Rekonstruktion werden alle Photonenkandidaten paarweise miteinander kombiniert und die invariante Masse von jeder Paarkombination wird in ein Histogramm eingetragen. Ein Nachteil bei dieser Art der π^0-Rekonstruktion besteht darin, daß man neben dem Untergrund, der aus anderen Quellen (π^+, π^-, etc.) stammt, zusätzlich einen großen kombinatorischen Untergrund erhält. Betrachtet man z.B. vier Cluster, von denen zwei ein π^0 repräsentieren, dann hat man sechs Möglichkeiten, sie paarweise miteinander zu kombinieren, d.h. man erhält sechs Einträge bei nur vier Clustern und einem π^0. Da dieser kombinatorische Untergrund eine notwendige Begleiterscheinug der angewendeten Methode ist, ist es von entscheidender Bedeutung, um ein gutes π^0-Signal zu erhalten, all diejenigen Cluster auszuschließen, von denen man sicher weiß, daß sie keine Photonenkandidaten sind.

6.1.1 Selektion der Photonenkandidaten

Da, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, in dieser Analyse die Ereignisse selektiert worden sind, bei denen das Elektron im Elektrondetektor nachgewiesen wurde, kommen als mögliche Untergrundquelle für Photonenkandidaten nur die stark wechselwirkenden Teilchen, die Hadronen in Frage. Diese zeichnen sich im Unterschied zu den Photonenkandidaten durch eine wesentlich größere longitudinale Schauerentwicklung im Kalorimeter aus, die sich sowohl über dessen elektromagnetischen als auch hadronischen Teil erstreckt. Zur Selektion der Photonen wurden deswegen die Cluster ausgewählt, für welche die Bedingung:

$$F = \frac{E_{had.}}{(E_{had.} + E_{elm.})} < 0.01$$

erfüllt ist, wobei:
E_{elm} = Clusterenergie im elektromagnetischen Bereich des SPACALs und
E_{had} = zugehörige Clusterenergie im hadronischen Bereich. (vgl. Abb. 6.3)
Die mittlere Absorptionslänge von Hadronen in Materie ist wesentlich größer als die Strahlungslänge X_0, die das Verhalten der Elektronenschauer festlegt. Das SPACAL hat eine Tiefe, die etwa zwei Strahlungslängen X_0 entspricht (vgl. Tabelle 3.1). Deswegen durchquert ein Großteil der Hadronen das SPACAL als minimal ionisierende Teilchen (MIPS[1]), die im Mittel 300 MeV in dessen elektromagnetischer Sektion deponieren. Dieser verbleibende Untergrund ist nur durch einen Energieschnitt von $E_{Cluster} > 0.5$ GeV zu unterdrücken. In Abbildung 6.3 ist deutlich die durch die MIPS verursachte Erhöhung im Energiespektrum des führenden Clusters bei kleinen Energiewerten zu sehen.
Der mittlere Clusterradius R liegt bei 2.5 cm (vgl. Abb. 6.3). Um Cluster in den Randbereichen auszuschließen, in denen die Photonen nur einen Teil ihrer Energie deponieren können,

[1]Minimum Ionizing Particle

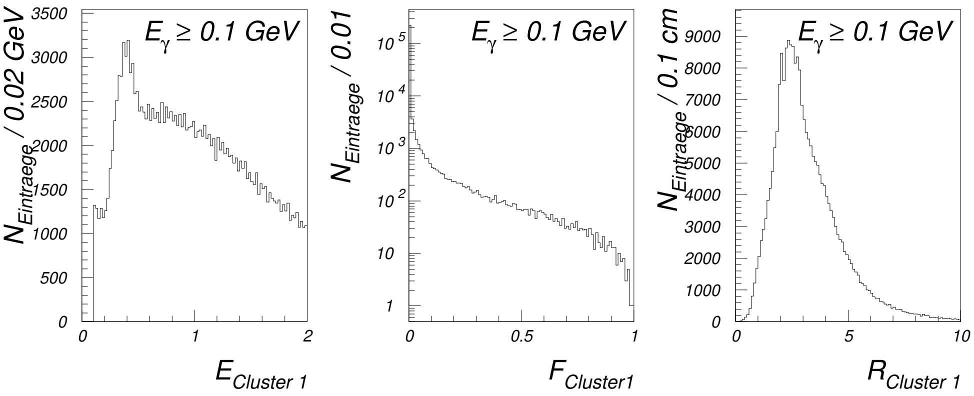

Abbildung 6.3: Das Energiespektrum, die Größe $F = E_{had.}/(E_{had.} + E_{elm.})$ und der Radius des führenden Clusters (Daten).

wurde gefordert, daß der radiale Abstand $d_{Cluster}$ der Clusterschwerpunktskoordinaten zur Strahlröhre im Bereich 10 cm $< d_{Cluster} <$ 75 cm liegt. Der Schnitt auf das Verhältnis F reduzierte die Anzahl der Cluster um 7.3 %, derjenige auf $d_{Cluster}$ um 6.7 %.

6.2 Die π^0-Mesonen im SPACAL

Die invariante Masse der Photonenpaare wurde als Funktion der minimalen Clusterenergie betrachtet. Folgendes Bild zeigt, wie sich das Verhältnis von π^0-Signal zu Untergrund ändert, wenn die minimale Clusterenergie Schritt für Schritt erhöht wird.

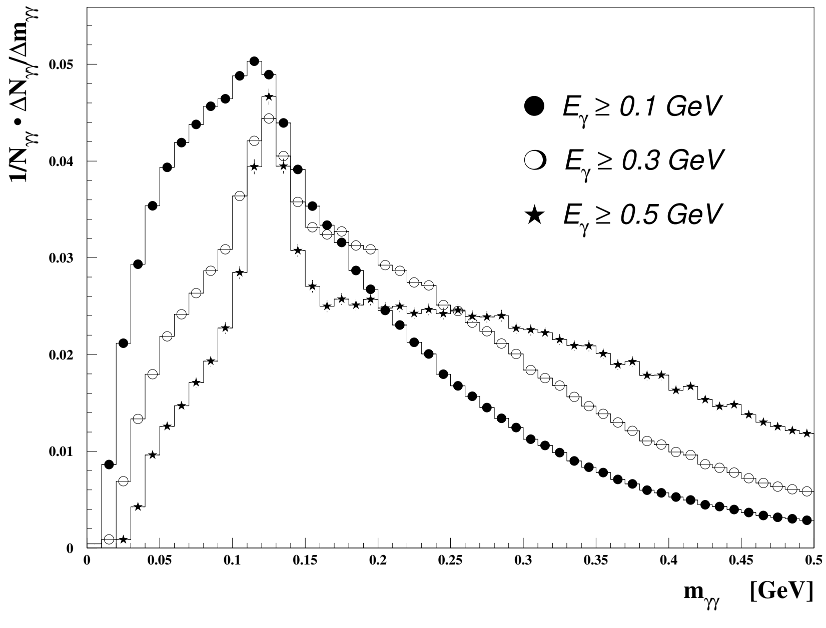

Abbildung 6.4: $m_{\gamma\gamma}$ in Abhängigkeit von der minimalen Clusterenergie E_γ.

Bei $E_\gamma \geq 0.1$ GeV deutet sich das π^0-Signal bereits an, während bei $E_\gamma \geq 0.5$ GeV das Verhältnis von Signal zu Untergrund schon bei eins liegt. Abbildung 6.4 demonstriert, daß mit der Erhöhung der minimalen Clusterenergie der Untergrund bei kleinen Werten der invarianten Masse stark unterdrückt wird, so daß der Peak im Massenbereich der π^0 's immer besser zum Vorschein treten kann.
Mit Hilfe der beiden Formeln:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{7\%}{\sqrt{E}}, \tag{6.1}$$

welche die Energieauflösung des Detektors beschreibt, und

$$m^2 = 2E_1E_2(1 - cos(\theta)), \tag{6.2}$$

für die invariante Masse zweier massenloser Teilchen, erhält man den relativen Fehler $\Delta m/m$ der Masse zu:

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sqrt{\frac{\sigma_1^2}{E_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{E_2^2}} \tag{6.3}$$

Hiermit kann man für verschiedene Werte von E_1 und E_2 die Breite Δm der Massenverteilungen abschätzen. Mit m = 135 MeV erhält man:

$$\begin{aligned}
\Delta m &\approx 9.8\,\mathrm{MeV} &\quad& \text{für } E_1 = E_2 = 0.5\,\mathrm{GeV}\\
\Delta m &\approx 6.9\,\mathrm{MeV} && \text{für } E_1 = E_2 = 1.0\,\mathrm{GeV}\\
\Delta m &\approx 12\,\mathrm{MeV} && \text{für } E_1 = 0.2\,\mathrm{GeV} \text{ und } E_2 = 1\,\mathrm{GeV}
\end{aligned}$$

Diese Abschätzung ist natürlich nicht vollständig, sondern in dem Sinne idealisiert, daß sie nur die Energieverschmierung des Detektors betrachtet, während sie andere Beiträge, die zu einer Verschlechterung der Auflösung führen, unberücksichtigt läßt. Derartige Beiträge sind z.B. die Ortsauflösung des Kalorimeters, dessen Fähigkeit, zwei sehr nahe beieinanderliegende Cluster noch als solche zu erkennen, passive Material-Korrekturen etc. Um die Mittelwerte μ und die Breite σ des π^0-Peaks, welcher die Form einer Gaußkurve hat, mit den Erwartungswerten vergleichen zu können, ist es notwendig, diese Verteilungen durch analytische Funktionen anzupassen. Diese Anpassung wurde mit Hilfe von Routinen [HB95] bewerkstelligt, die über die Minimierung der χ^2-Funktion die Parametrisierungsfunktion F an die Meßdaten angleichen. Als Anpassungsfunktion für die Untergrundverteilung wurde ein Polynom vierten Grades gewählt, für das π^0-Signal eine Gaußfunktion. Abbildung 6.5 präsentiert das Ergebnis dieser Anpassung mit den beschriebenen Funktionen für die Massenverteilungen mit $E_\gamma \geq 0.5$ GeV bzw. $E_\gamma \geq 1.1$ GeV. Ein Vergleich der Breite σ der angepaßten Gauß-Kurven mit den abgeschätzten Werten für Δm ergibt eine gute Übereinstimmung. Es fällt auf, daß der Mittelwert μ der Gauß-Kurven nicht bei dem erwarteten Wert der π^0-Masse von ≈ 0.135 GeV liegt, sondern mit der minimalen Clusterenergie variiert. Dieses Phänomen erwartet man, wenn man berücksichtigt, daß Photonen in (e^+, e^-)-Paare konvertieren können und die so entstandenen Leptonen einen Teil ihrer Energie durch Wechselwirkung mit dem passiven Material vor dem Detektor („Pre-Schauer", Ionisationsprozesse) verlieren. Trägt man die Mittelwerte der angepaßten Gauß-Kurven über der minimalen Clusterenergie (E_γ-min) auf, dann ergibt sich Abbildung 6.6. Mit der Erhöhung der minimalen Clusterenergie nähern sich die gemessenen Mittelwerte der π^0-Massen allmählich dem Erwartungswert von 135 MeV. Bei E_γ-min $\approx$ 1GeV liegt $m_{\gamma\gamma}$ etwa 7 % zu tief. Vergleicht man diese Werte des Energieverlusts mit denen, die über den Energieverlust von Elektronen beim Durchdringen von Stahl gemessen worden sind [Sc94], dann entspricht dieser hier festgestellte Verlust **einer** Strahlungslänge X_0.

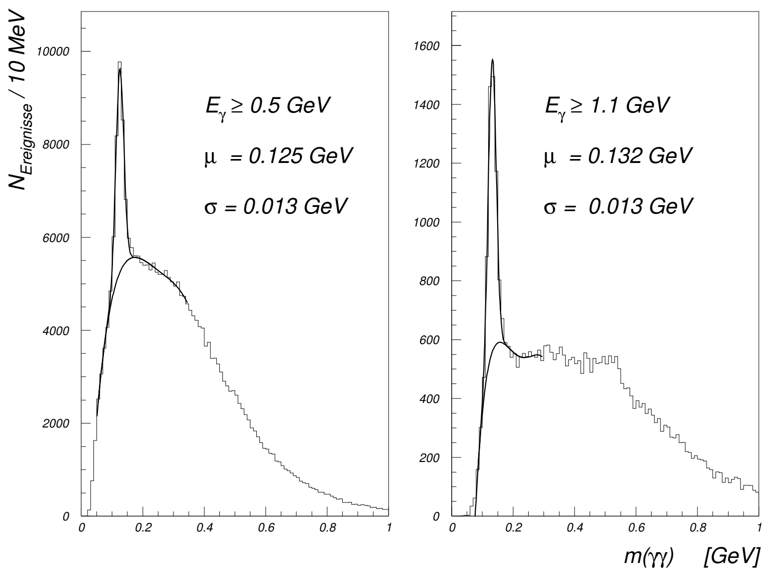

Abbildung 6.5: Mit einer Gauß-Funktion und einen Polynom vierten Grades angepaßte $m_{\gamma\gamma}$-Verteilungen.

Damit sind die Möglichkeiten, welche das SPACAL bietet, nicht erschöpft, denn dank der BDC-Spurkammer (siehe Abschnitt 3.1.3) ist man in der Lage, den Auftreffpunkt von geladenen Teilchen auf das SPACAL-Kalorimeter mit einer Genauigkeit von $\approx$ 1mm zu ermitteln, während die ungeladenen Teilchen keine Spur in der BDC hinterlassen. Folglich kann man durch die Selektion der SPACAL-Cluster, von denen keine Teilchenspur in der BDC festgestellt wurde, die in (e^+, e^-)-Paare konvertierten Photonen von den nicht konvertierten trennen.

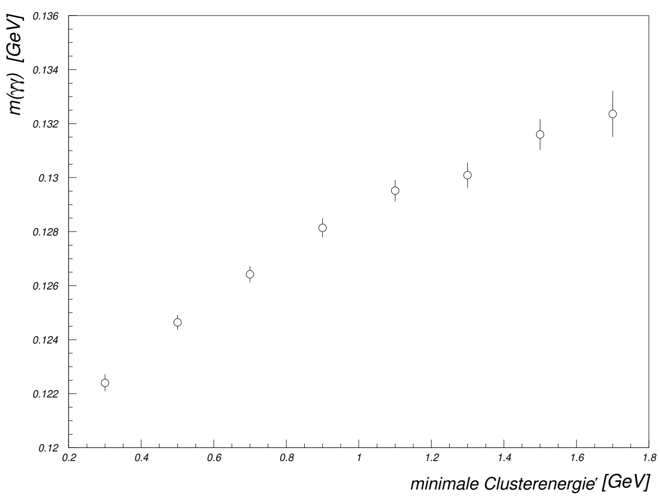

Abbildung 6.6: Die Mittelwerte der gemessenen invarianten Massen $m_{\gamma\gamma}$ als Funktion der minimalen Clusterenergie E_γ-min.

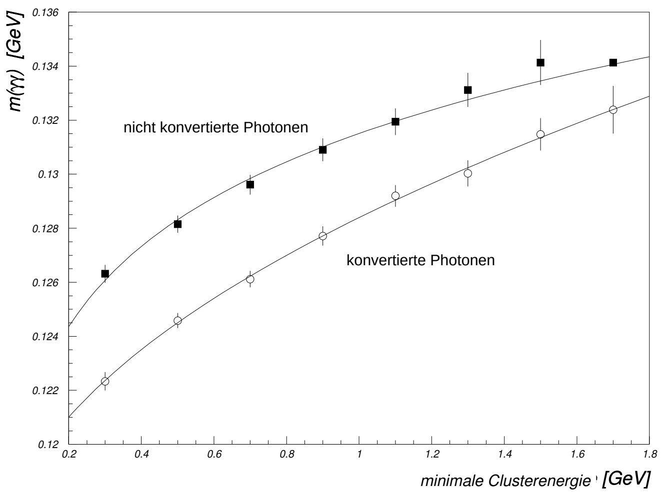

Abbildung 6.7: Vergleich der Mittelwerte der gemessenen invarianten Massen $m_{\gamma\gamma}$ der in (e^+, e^-)-Paare konvertierten Photonen mit den Mittelwerten der nicht konvertierten Photonen als Funktion der minimalen Clusterenergie.

In Abbildung 6.7 wird die $m_{\gamma\gamma}$-Verteilung der mit Hilfe der BDC selektierten konvertierten Photonen mit den nicht konvertierten verglichen. Die Mittelwerte der $m_{\gamma\gamma}$-Verteilungen der nicht konvertierten Photonen liegen deutlich über den Mittelwerten der $m_{\gamma\gamma}$-Verteilungen der in (e^+, e^-)-Paare konvertierten Photonen. Das entspicht der Erwartung, denn die Photonen selbst sollten keinen Energieverlust durch passives Material erfahren. Allerdings zeigen sie tendenziell ebenfalls eine Abhängigkeit von der minimalen Clusterenergie. Das kann zum einen daran liegen, daß

- die Effizienz der BDC nicht 100 % ist, so daß sie eventuell sehr nahe beieinanderliegende (e^+, e^-)-Paare nicht nachweisen kann, zum andern daran, daß
- die Kalibration des SPACALs nicht perfekt ist und dieser infolgedessen Nichtlinearitäten bezüglich der Bestimmung der Teilchenenergien aufweist.

Letztere Möglichkeit wird durch die Tatsache bekräftigt, daß die Kalibration größtenteils mit kinematischen Peak-Elektronen durchgeführt worden ist, deren Energie oberhalb von 10 GeV liegt. Eventuelle Nichtlinearitäten des SPACALs bezüglich der Energiemessung würden sich sehr gut durch dessen Kalibration mit Hilfe der π^0-Mesonen vermeiden lassen, da sich diese über einen sehr großen Bereich der Teilchenenergien erstreckt.

6.2.1 Charakteristische Größen der π^0- Kandidaten im SPACAL

In der Abbildung 6.8 ist das transversale Impulsspektrum, der Öffnungswinkel zwischen den Photonenpaaren und die Pseudorapidität η der π^0-Kandidaten dargestellt. Es ist hier von „π^0-Kandidaten“ die Rede, da bei der Ermittlung dieser kinematischen Größen, die Photonenpaare betrachtet wurden, deren invariante Massen im Bereich 0.1 GeV $< m_{\gamma\gamma} <$ 0.17 GeV lagen. Es wurde folglich in diesem $m_{\gamma\gamma}$-Bereich keine Trennung der Photonen, die von den π^0-Mesonen stammen und den Photonenpaaren, welche den kombinatorischen Untergrund bilden, vorgenommen. Die longitudinale Impulsverteilung der Teilchen im Detektor wird häufig mit Hilfe der lorentzinvarianten Größe „Rapidität“ y beschrieben.

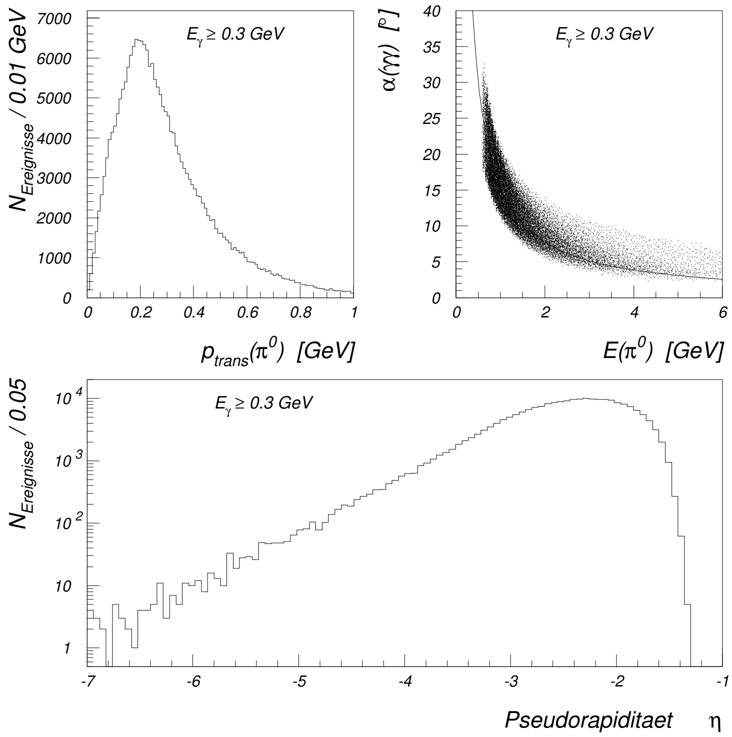

Abbildung 6.8: Oben: Der Transversalimpuls und der Öffnungswinkel der π^0-Kandidaten als Funktion ihrer Energie. Unten: Die Pseudorapidität der π^0-Kandidaten.

Sei E die Energie und $p_L = p_z$ die z-Komponente eines Teilchens, dann ist y definiert durch:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) . \tag{6.4}$$

Für $\beta \to 1$ läßt sich Gleichung 6.4 durch folgenden Ausdruck annähern:

$$\eta = - \ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) . \tag{6.5}$$

Dabei ist θ der Streuwinkel des Teilchens. Die Größe η wird mit „ Pseudorapidität “ bezeichnet. Man sieht in Abbildung 6.8, daß die π^0-Kandidaten einen η-Bereich etwa zwischen -6 und -1.4 abdecken. Der durch die Geometrie des SPACALs für den Nachweis der Photonen zugängliche Pseudorapiditätsbereich liegt zwischen -3.9 und -1.4. Daß Werte für $\eta \leq -3.9$ erreicht werden, ist eine Folge der Zerfallsweise der π^0-Mesonen. Wenn ein π^0 mit einer Energie $E_{\pi^0} < 3.5$ GeV direkt in Richtung Strahlröhre fliegt, ist der Öffnungswinkel zwischen den von diesem stammenden Photonen größer als vier Grad (vgl. Abb. 6.2) infolge ihrer beim Zerfall erhaltenen Transversalimpulse. Sie können deshalb im Detektor nachgewiesen werden.

Kapitel 7

Die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts von π^0's in Photoproduktionsereignissen

In diesem Kapitel wird die Messung des Wirkungsquerschnitts von π^0-Mesonen in Photoproduktionsereignissen beschrieben. Ferner werden die Meßfehler diskutiert, die Meßergebnisse vorgestellt und mit den Monte-Carlo-Simulationen PHOJET und PYTHIA verglichen.

7.1 Der Wirkungsquerschnitt

Der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt von π^0's in Abhängigkeit der inklusiven kinematischen Endzustandsvariablen x (z.B. E_{π^0}, η) wird in dieser Analyse angenähert durch den Differenzenquotienten $\Delta\sigma/\Delta x$, welcher definiert ist durch:

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta x} = \frac{N_{\pi^0}(\Delta x)}{L \cdot \Delta x}, \tag{7.1}$$

wobei:
$N_{\pi^0}(\Delta x)$ = Anzahl der π^0-Mesonen, die in dem Bereich Δx gezählt werden,
L = integrierte Luminosität.
Es gibt einige physikalische Effekte, welche die Effizienz des Detektors zum Nachweis aller bei den Streureaktionen entstandenen Teilchen einschränken. Beim Nachweis der π^0's sind hierbei folgende Punkte von Bedeutung:

- Es können nur diejenigen π^0's im SPACAL nachgewiesen werden, von denen beide Zerfallsphotonen einen so großen Impuls in Rückwärtsrichtung haben, daß sie in diesem Kalorimeter auftreffen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von π^0's im SPACAL ist folglich sehr stark impulsabhängig. Ferner können die π^0-Photonen nicht rekonstruiert werden, die in die Strahlröhre gestreut werden, so daß die π^0-Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Kalorimeter auch eine Ortsabhängigkeit aufweist.

- Ist der Abstand zwischen zwei Photonen im SPACAL zu klein, dann können sie von diesem nicht mehr getrennt voneinander nachgewiesen werden.

- Das Ansprechverhalten des Elektrontaggers zur Identifikation der Photoproduktionsereignisse ist abhängig von der Energie des einfallenden Elektrons.

- Der Elektrontagger hat einen eingeschränkten Winkelbereich, d.h. er sieht nicht alle Ereignisse in dem Bereich $Q^2 < 0.01$ GeV.

- Bei sehr weichen Ereignissen werden die fragmentierten Teilchen unter so kleinen Winkeln bezüglich zur Strahlachse gestreut, daß sie nicht in den Akzeptanzbereich der inneren Spurkammern fallen. Deswegen kann bei diesen Ereignissen kein Vertex rekonstruiert werden. Da in der Analyse die Existenz eines Vertex verlangt wurde, muß die Anzahl der π^0's in den Ereignissen ohne Vertex abgeschätzt werden.

Ferner stammen nicht alle durch den Elektrondetektor ermittelten Photoproduktionsereignisse von ep-Wechselwirkungen, sondern es gibt einen Untergrund an Ereignissen, die aus Restgas-Wechselwirkungen stammen. Der prozentuale Anteil dieser Ereignisse an den physikalisch interessanten ist in Abschnitt 5.2.3 zu 5 % $\pm$ 3 % bestimmt worden. Will man den „wirklichen", von den Eigenschaften des Detektors unabhängigen Wirkungsquerschnitt von Teilchen ermitteln, dann müssen in Gleichung 7.1 die angeführten Phänomene berücksichtigt werden. Dazu wurden folgende Größen eingeführt:

$N_{\pi^0}(\Delta x)$ = Anzahl der mit Hilfe des SPACALs im Intervall Δx rekonstruierten π^0-Mesonen.
$N^U_{\pi^0}(\Delta x)$ = Anzahl der aus den Restgas-Wechselwirkungen stammenden π^0's.
$N^{Vertex}_{\pi^0}$ = Anzahl der π^0's in den Ereignissen, in welchen kein Vertex rekonstruiert werden konnte.
ϵ_{eTag} = Effizienz des Elektrontaggers zum Nachweis von Photoproduktionsereignissen.
ϵ_{Spacal} = Effizienz des SPACALs zum Nachweis von π^0-Mesonen.

Mit diesen Variablen wird Gleichung 7.1 zu:

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta x} = \frac{\left(\frac{N_{\pi^0}(\Delta x) - N^U_{\pi^0}(\Delta x)}{\epsilon_{eTag}\cdot\epsilon_{Spacal}}\right) - N^{Vertex}_{\pi^0}}{L \cdot \Delta x}, \tag{7.2}$$

wobei L für die integrierte Luminosität steht. Die Ermittlung der angeführten Größen zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts bildet das zentrale Thema dieser Arbeit. Im vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, daß ein deutliches π^0-Signal im $m_{\gamma\gamma}$-Massenspektrum zu sehen ist. Allerdings wurde auch festgestellt, daß der Mittelwert der gemessenen invarianten Massen eine Abhängigkeit von der minimalen Clusterenergie aufweist. Als mögliche Ursache für diese Abhängigkeit wurde der Energieverlust angeführt, den die Teilchen beim Durchqueren von passivem Material erleiden. Dieser hat einen Einfluß auf die Anzahl der π^0's, die bei einer bestimmten minimalen Clusterenergie ermittelt werden. Zählt man z.B. alle Photonenpaarkombinationen im π^0-Peak, für die $E_\gamma > 0.3$ GeV ist, so berücksichtigt man all diejenigen π^0's nicht, deren Zerfallsphotonen aufgrund ihres Energieverlustes unter die gesetzte Energieschwelle fallen. Um diesen Effekt zu vermeiden, wurde eine Energiekorrektur durchgeführt.

7.2 Die Korrektur auf das „passive" Material

Als passives Material werden Kabel, Stützvorrichtungen etc. vor dem Detektor bezeichnet. Wechselwirkungen (Bremsstrahlung, Ionisation und Paarbildung) der Photonen mit diesem Material können darin Schauer („Pre-shower") erzeugen, so daß die Energie, welche das Kalorimeter hinter dem Material mißt, geringer als die ursprüngliche Energie der einfallenden Photonen ist. Mit Hilfe der Abweichungen der π^0-Masse von ihrem Sollwert läßt sich eine Korrektur auf diesen Energieverlust durchführen. Aus Abbildung 6.6 kann man entnehmen, um wieviel Prozent die ermittelte π^0-Masse bei entsprechender minimaler Clusterenergie von ihrem Erwartungswert abweicht. Bei $E_\gamma \geq 0.3$ GeV liegt sie z.B. um ≈ 10 % zu tief, weswegen man sie mit dem Faktor 1.1 multiplizieren muß, damit sie ihrem Erwartungswert von 0.135 GeV gleichkommt. Nach Gleichung 6.2 ist $m_{\gamma\gamma} \approx \sqrt{E_{\gamma_1} E_{\gamma_2}}$. Fordert man, daß $E_{\gamma_1} \approx E_{\gamma_2}$, dann kann man, um diese Massenkorrektur vorzunehmen, auch an Stelle von $m_{\gamma\gamma}$ die zugehörigen Energien mit dem gleichen Faktor multiplizieren. Es hat sich herausgestellt, daß es möglich ist, die π^0's in Energieintervallen von 300 MeV zu rekonstruieren, wodurch die Forderung $E_{\gamma_1} \approx E_{\gamma_2}$ in Bezug auf die Photonenergien von 0.1 GeV - 10 GeV näherungsweise erfüllt ist. Da die Energieverteilung der Photonen eine sehr stark abfallende Kurve darstellt, die meisten der Photonen im betrachteten Intervall folglich eine Energie haben, die ungefähr der minimalen Clusterenergie entspricht, wurde diese als Energieschwerpunkt des Intervalls gewählt. Dividiert man nun den Erwartungswert von $\approx$ 0.135 GeV durch die gemessenen Werte der π^0-Massen, so erhält man die Korrekturwerte, die in Abbildung 7.1 zu sehen sind.

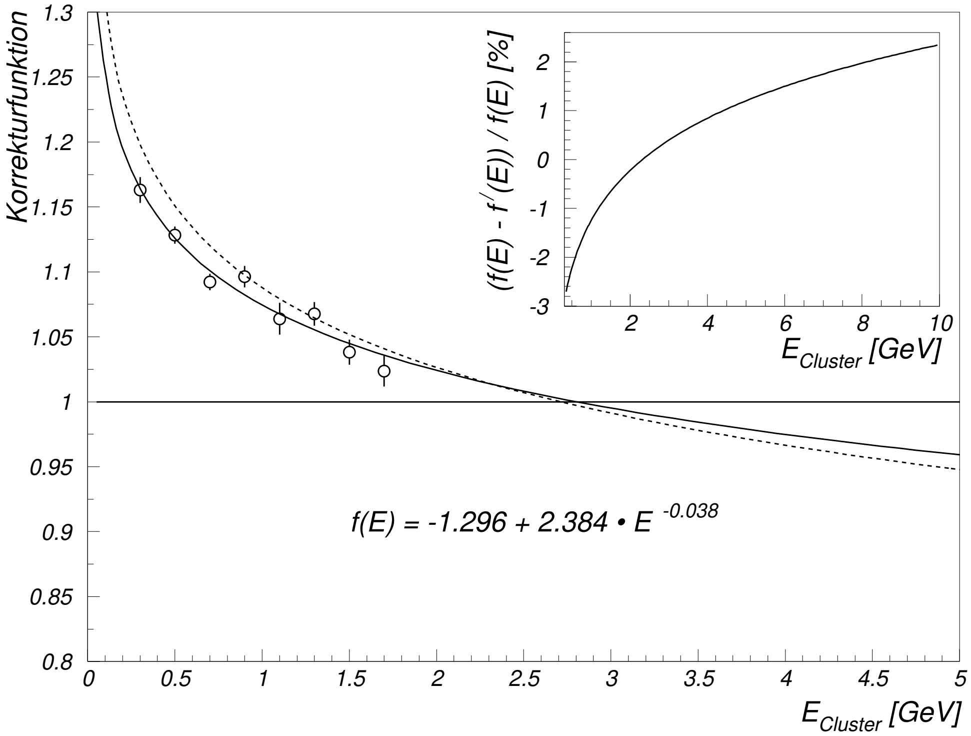

Abbildung 7.1: Anpassung der ermittelten Energiekorrekturwerte durch eine exponentiell abfallende Funktion f(E) (durchgezogenen Linie). Die Punkte stellen die ermittelten Korrekturwerte dar, es sind deren statistische Fehler eingezeichnet. Die gestrichelte Linie ist die Korrekturfunktion, die man erhält, wenn man anstatt der minimalen Energie den Intervallmittelpunkt als Energieschwerpunkt wählt. Mit dieser Funktion wurde der Fehler, den man bei der Wahl der minimalen Clusterenergie als Energieschwerpunkt macht, abgeschätzt. Die prozentuale Abweichung der beiden Korrekturfunktionen ist im oberen rechten Teilbild dargestellt.

Die ermittelten Korrekturfaktoren wurden mit einer Exponentialfunktion angepaßt. Die Anpassung ergab die in obiger Abbildung angegebene Korrekturfunktion (durchgezogene Linie). Bis ungefähr drei GeV müssen die Clusterenergien gemäß $E_{neu} = -1.296 + 2.384 \cdot E_{alt}^{-0.038}$ stark erhöht, ab drei GeV müssen sie entsprechend erniedrigt werden. Da die Korrekturfunktion aus den Abweichungen der gemessenen π^0-Masse in verschiedenen Energieintervallen von ihrem nominellen Wert in einem Bereich bis zu $\approx$ 2 GeV bestimmt wurde, für Energien

$E_\gamma > 2$ GeV folglich keine Meßwerte vorliegen, wurde die Korrektur in der Analyse nur auf den Energiebereich angewendet, in dem die Korrekturfunktion größer als 1 ist. Um den Fehler abzuschätzen, den man bei der Wahl der minimalen Clusterenergie als Energieschwerpunkt macht, wurde die Korrekturfunktion ermittelt, die man erhält, wenn man den Mittelpunkt des Energieintervalls als Energieschwerpunkt wählt (gestrichelte Linie in Abb. 7.1). Die prozentuale Abweichung der beiden ermittelten Korrekturfunktionen ist kleiner als 2 %. Da der Energieschwerpunkt aufgrund des stark abfallenden Verlaufs der Energieverteilung der Photonen links vom Energiemittelpunkt des Intervalls liegen muß, stellen die ermittelten 2 % die obere Grenze dieses Fehlers dar. Deswegen wurde er gegenüber den systematischen Unsicherheiten der Methode vernachlässigt, die hauptsächlich auf der unsicheren Kenntnis des Untergrundverlaufs bei der Ermittlung der π^0-Massen in verschiedenen Energieintervallen beruhen. Die Abbildung 7.2 zeigt den Vergleich der ermittelten Mittelwerte der π^0-Massen als Funktion der minimalen Clusterenergie vor und nach der Korrektur.

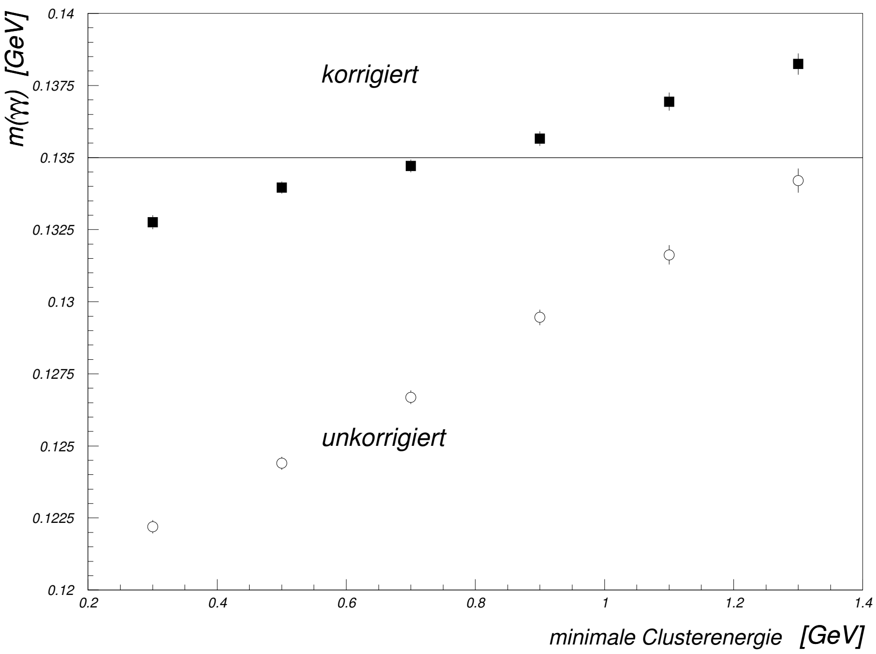

Abbildung 7.2: Vergleich der ermittelten Mittelwerte der π^0-Massen als Funktion der minimalen Clusterenergie vor und nach der Energie-Korrektur (es sind die statistischen Fehler eingezeichnet).

Es ist eine deutliche Verbesserung festzustellen, obschon noch immer die Mittelwerte der gemessenen π^0-Massen mit der Erhöhung der minimalen Clusterenergien leicht ansteigen. Der Grund hierfür kann zum einen darin bestehen, daß nur die Energien $E_\gamma < 2.5$ GeV korrigiert worden sind, zum anderen darin, daß bei der Korrektur keine Unterscheidung zwischen den konvertierten und nicht konvertierten Photonen gemacht wurde. Mit Abbildung 7.3 soll demonstriert werden, welchen Einfluß die Energie-Korrektur auf die Anzahl der bei einer bestimmten Clusterenergie ermittelten π^0's hat.

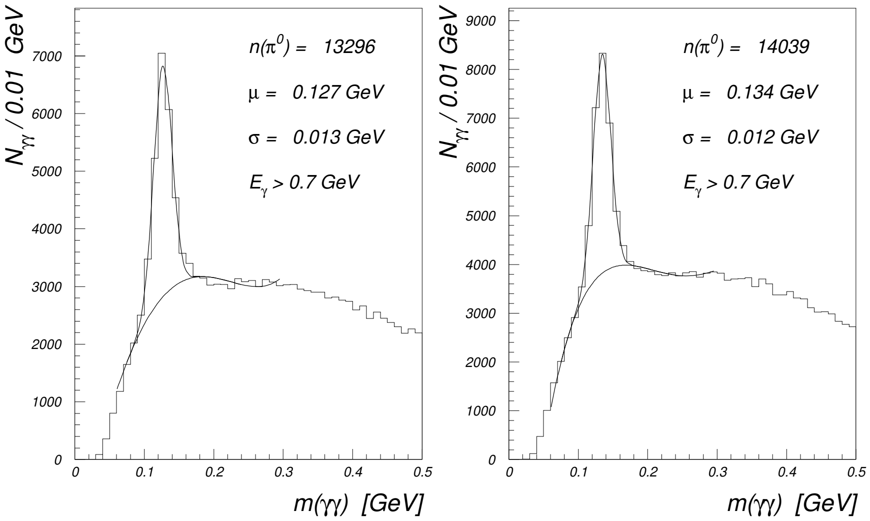

Abbildung 7.3: Das $m_{\gamma\gamma}$-Spektrum vor (links) und nach der Korrektur (rechts).

Nach der Massenkorrektur hat sich die Anzahl der π^0-Mesonen bei gegebenem Energieschnitt um ≈ 5 % erhöht.

7.3 Vergleich der korrigierten Daten mit der Simulation PHOJET

An dieser Stelle ist es angebracht, das Aussehen der korrigierten $m_{\gamma\gamma}$-Verteilung aus den Daten mit denen zu vergleichen, welche die Simulation PHOJET (siehe hierzu Abschnitt 5.3.2) erzeugt.

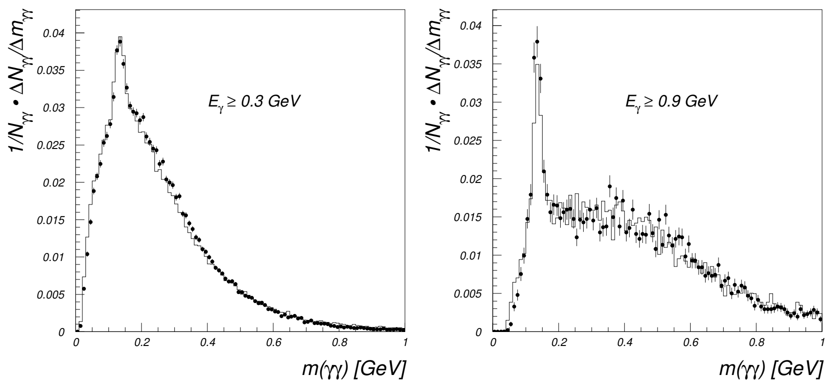

Abbildung 7.4: Vergleich der $m_{\gamma\gamma}$-Verteilungen aus den Daten (Punkte) mit den von dem Simulationsprogramm PHOJET generierten (Striche). Eingezeichnet sind die statistischen Fehler der Daten.

Gezeigt werden in Abbildung 7.4 die $m_{\gamma\gamma}$-Verteilungen bei den minimalen Clusterenergien von 0.3 GeV und 0.9 GeV. Die Punkte repräsentieren die Daten, die durchgezogene Linie die simulierten Daten. Zum Vergleich dieser Verteilungen wurden jeweils (Daten, Simulation) $\approx$ 20000 Ereignisse verwendet. Dieses Bild macht deutlich, daß die Simulation PHOJET sehr gut die Daten beschreibt. Dies wird auch durch die folgenden beiden Bilder bestätigt, welche die mit den Daten bzw. mit der Simulation PHOJET simulierten Daten gemessenen Breiten σ der $m_{\gamma\gamma}$-Verteilungen als Funktion der minimalen Clusterenergie zeigt. In beiden Fällen ergibt sich eine mittlere Breite σ von $\approx$ 12.5 MeV.

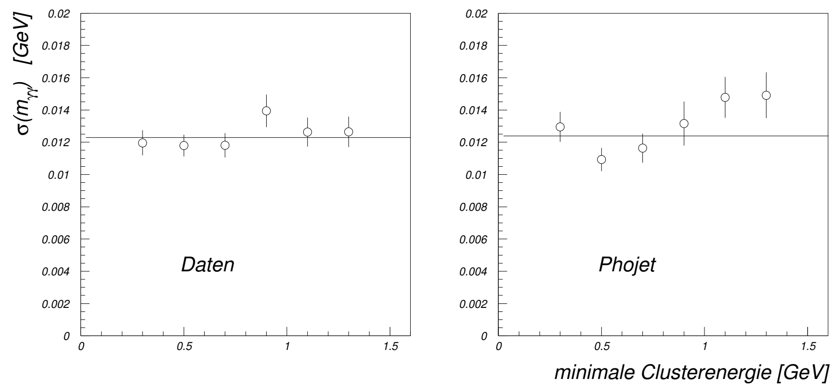

Abbildung 7.5: Vergleich der gemessenen Breite σ der $m_{\gamma\gamma}$-Verteilung aus den Daten (links) mit den von dem Simulationsprogramm PHOJET generierten Daten (rechts). Eingezeichnet sind die statistischen Fehler.

Durch den Vergleich der Abbildung 7.6 mit der Abbildung 7.7 läßt sich der Einfluß untersuchen, den die Korrektur auf die verschiedenen Größen der Photonenkandidaten hat. In der oberen Reihe der beiden Abbildungen ist die Summe über die Transversalimpulse aller im elektromagnetischen Teil des SPACALs nachgewiesenen Photonenkandidaten und deren Anzahl dargestellt. In den mittleren Reihen ist der Transversalimpuls und in den unteren Reihen der Longitudinalimpuls der vier energiereichsten Teilchen gezeigt. Man erkennt, daß nach der Korrektur die Transversalimpulse der Photonenkandidaten gut durch die Simulation beschrieben werden. Ferner verbessert sie die Übereinstimmung der longitudinalen Teilchenimpulse, obschon auch nach der Korrektur der Verlauf dieser Verteilung in den Daten noch etwas flacher als in der Simulation bleibt. Da diese die Energie der niederenergetischen Teilchen stark erhöht, gelangen mehr Photonen über die gesetzte Energieschwelle von 0.3 GeV, so daß die Anzahl der π^0's nach der durchgeführten Korrektur gut mit den simulierten Daten übereinstimmt. Dieser Punkt ist bei der Bestimmung des π^0-Wirkungsquerschnitts in Photoproduktionsereignissen von besonderer Bedeutung. Die Energiekorrektur betrifft hauptsächlich die niederenergetischen Teilchen, weswegen ihre Auswirkung auf die vier energiereichsten Teilchen unmerklich ist, wie durch den Vergleich der mittleren und unteren Reihen der beiden Abbildungen deutlich wird.

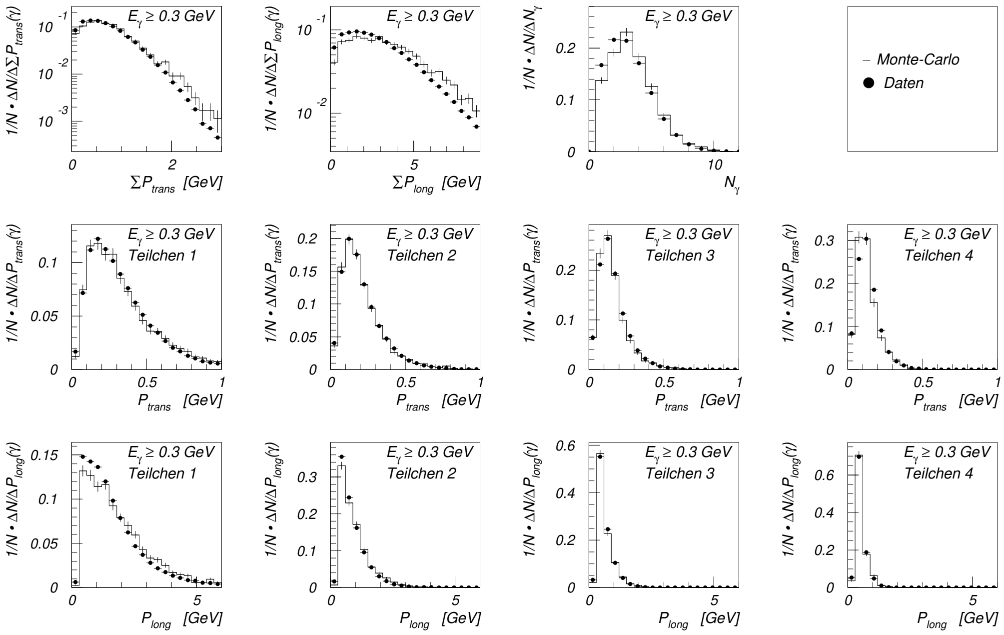

Abbildung 7.6: **Oben:** Summe über die Transversalimpulse bzw. Longitudinalimpulse aller im elektromagnetischen Teil des SPACALs ermittelten Photonenkandidaten. N_γ = Anzahl der Photonenkandidaten. **Mitte:** Transversalimpulse der vier energiereichsten Photonenkandidaten. **Unten:** Longitudinalimpulse der vier energiereichsten Photonenkandidaten.

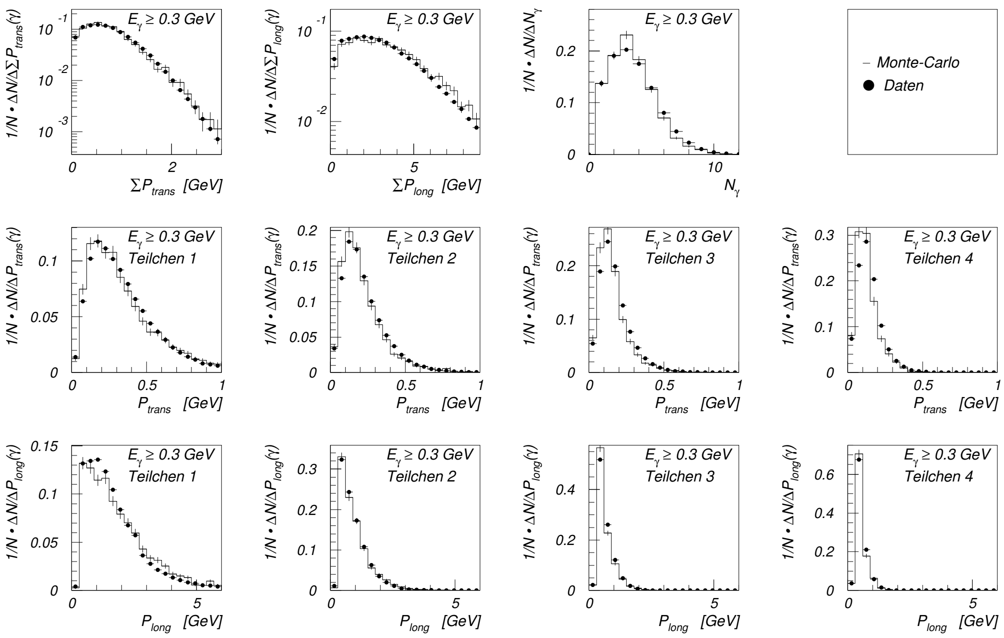

Abbildung 7.7: Gleiche Größen wie in Abbildung 7.6 nach der Energiekorrektur.

7.4 Die Ermittlung der Akzeptanzwerte des SPACALs für die π^0-Mesonen

Der Begriff der Akzeptanz läßt sich unterteilen in eine **geometrische** und eine **vollständige**. Die **geometrische** Akzeptanz ist in diesem Zusammenhang ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dafür, daß beide Photonen, die aus dem Zerfall von einem π^0stammen, in die geometrische Region gestreut werden, die das SPACAL abdeckt. Die **vollständige** Akzeptanz hingegen berücksichtigt über die geometrische hinausgehend zusätzlich noch die charakteristischen Eigenschaften des SPACALs wie dessen Auflösungsvermögen, Ansprechwahrscheinlichkeit etc. Sie wird im folgenden synonym mit dem Begriff der Effizienz des SPACALs für die π^0-Rekonstruktion verwendet. Sie stellt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dar, daß beide aus dem π^0-Zerfall stammenden Photonen tatsächlich getrennt in diesem Kalorimeter nachgewiesen werden können. Die Akzeptanz wurde in den gleichen Intervallen von η und E_{π^0} bestimmt, in denen auch der Wirkungsquerschnitt ermittelt worden ist. Leider war es wegen der geringen Anzahl an Monte-Carlo-Ereignissen mit Detektorsimulation nicht möglich, die Werte ϵ_{Spacal} als Funktion des Transversalimpulses p_{trans} der π^0's zu ermitteln.

7.4.1 Die Methode

Zur Ermittlung der Akzeptanzwerte des SPACALs wird

- die Anzahl der π^0's im Intervall Δx,
- die Anzahl der Photonen ohne Detektorsimulation (Generatorphotonen) im Intervall Δx und
- die Anzahl der Photonen mit Detektorsimulation im Intervall Δx

bestimmt. x steht hierbei für η bzw. E_{π^0}. Es werden die invarianten Massen aller möglichen Photonenpaare aus dem Intervall Δx gebildet und in ein Histogramm gefüllt. Anschließend wird der π^0-Peak durch eine Gaußfunktion angepaßt, der Untergrund durch ein Polynom fünften Grades. Nach der Anpassung der Verteilungen durch die analytischen Funktionen sind die Parameter a, μ und σ folgender Gaußfunktion bekannt:

$$f(x) = \frac{a}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \tag{7.3}$$

Da

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\, dx = a\,, \tag{7.4}$$

erhält man über den Wert a direkt die Anzahl der π^0's . Schließlich wird zur Ermittlung der Akzeptanzen die Anzahl der rekonstruierten π^0's durch die Anzahl der generierten π^0's dividiert. Bei der Rekonstruktion wurde der Schnitt $E_\gamma \geq 0.3$ GeV auf die Energie der Photonen gemacht. Ein höherer Energieschnitt hätte die Anzahl der in den SPACAL gestreuten Photonen besonders in dessen äußerem Randbereich drastisch verringert. Ein niedrigerer Schnitt hätte das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis wesentlich verschlechtert. Der Energiebereich der rekonstruierten π^0-Mesonen wurde auf 1 GeV $< E_{\pi^0} <$ 4 GeV eingeschränkt. Dies war erforderlich, da sich nur in diesem Energiebereich ein deutliches π^0-Signal in allen Intervallen der Pseudorapidität η zeigte. Bestimmt wurde die Wahl der Intervallgrößen und die durchgeführten Energieschnitte hauptsächlich durch die geringe Anzahl der generierten Ereignisse mit Detektorsimulation. Die Anzahl der gemessenen Daten hätte eine Ermittlung der Akzeptanzwerte ϵ_{Spacal} und damit eine Messung des π^0-Wirkungsquerschnittes in etwa nur halb so großen Intervallen bezüglich der Größen E_{π^0} und η erlaubt. Die ermittelten Akzeptanzwerte zeigt Abbildung 7.8.

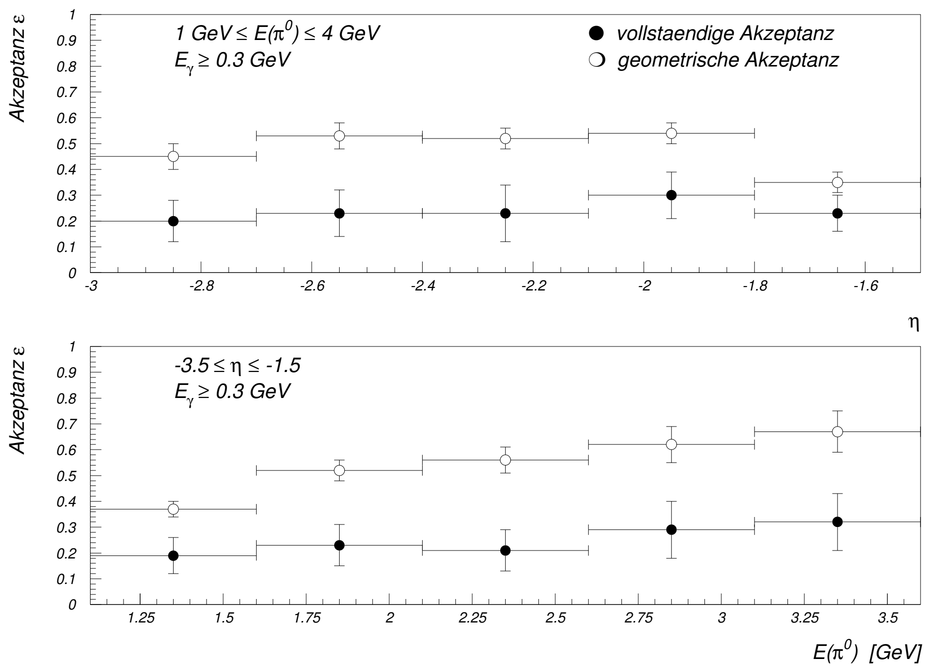

Abbildung 7.8: Die Akzeptanzwerte des SPACALs für die Rekonstruktion der π^0's als Funktion der π^0-Energie und der Pseudorapidität η.

Die Werte der geometrischen Akzeptanz haben zwar den gleichen Verlauf wie die der vollständigen, aber sie liegen etwa doppelt so hoch. Im betrachteten Energiebereich der π^0's zwischen 1 GeV und 4 GeV kann der Öffnungswinkel der π^0-Photonen nicht kleiner als 3.5^0 werden, das entspricht einem Abstand der Photonen im Kalorimeter von $\approx$ 9.5 cm. Der mittlere Clusterradius der Photonen für $E_\gamma > 0.3$ GeV ist etwa 2.5 cm (Abb. 6.3). Infolgedessen kann die Differenz der gemessenen Akzeptanzen nicht dadurch erklärt werden, daß der Abstand zwischen den von den π^0-Mesonen stammenden Photonen vom SPACAL nicht mehr aufgelöst werden kann. Es ist aber zu berücksichtigen, daß bei dem zur π^0-Rekonstruktion gemachten Schnitt auf die minimale Clusterenergie von 0.3 GeV etwa die Hälfte der minimal ionisierenden Teilchen (MIPS), die im Mittel 0.3 GeV in der elektromagnetischen Sektion im SPACAL deponieren, über dem gemachten Energieschnitt liegen (siehe hierzu Abb. 6.3). Treffen zufällig Photonen von verschiedenen π^0's oder π^0-Photonen und MIPS mit einem Abstand, der kleiner als der zweifache Clusterradius von 2.5 cm ist, im Kalorimeter auf, so werden sie von diesem als ein Teilchen identifiziert, dessen Energie sich aus der Summe der beiden ursprünglichen Teilchen ergibt. Paarkombinationen aus diesen falsch identifizierten Photonen können eine invariante Masse ergeben, die nicht mehr in den Massenbereich des π^0-Signals fällt, so daß dieser Effekt mit Sicherheit zu einer erheblichen Verschlechterung der rein geometrischen Akzeptanz führt. Ob er allein den Faktor zwei bezüglich der Akzeptanzunterschiede zu erklären vermag, wurde mit Hilfe des Ereignisgenerators PHOJET **ohne Detektorsimulation** überprüft. Dazu sind alle vom Generator erzeugten Teilchen ausgelesen worden. Die Energie, welche die MIPS im elektromagnetischen Teil des SPACALs deponieren, wurde durch eine Landauverteilung beschrieben, während die Energie der Photonen mit einer Detektorauflösung von 7 $\%/\sqrt{E}$ verschmiert wurde. Es wurden die Viererimpulse der Teilchen addiert, deren Abstand im geometrischen Bereich des SPACALs kleiner als 5 cm war. In Abbildung 7.9 wird die auf diese Weise simulierte Akzeptanz mit der vollständigen verglichen.

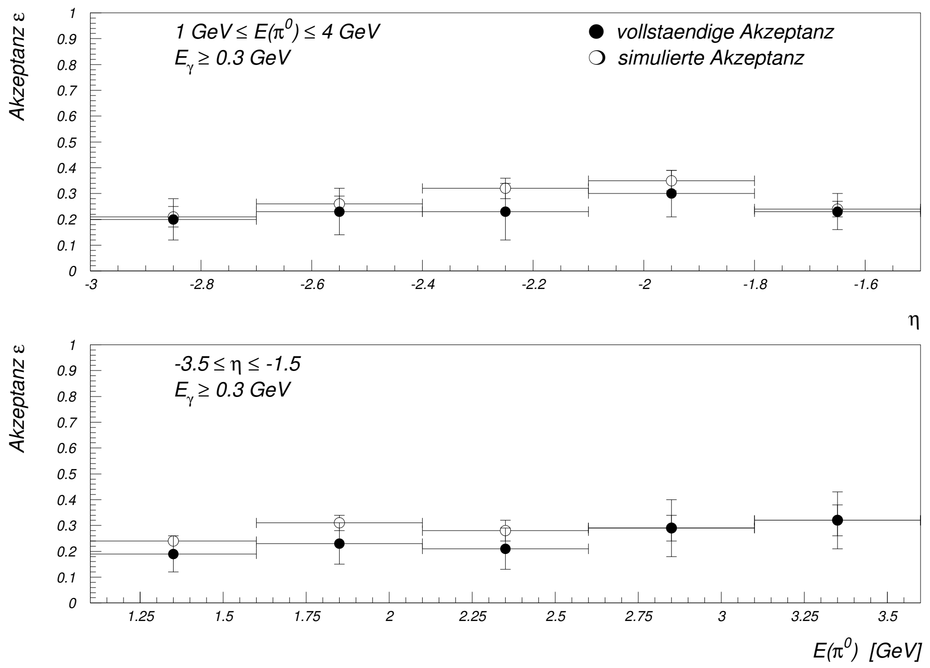

Abbildung 7.9: Vergleich der vollständigen Akzeptanz für die Rekonstruktion der π^0's mit der simulierten Akzeptanz.

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die Akzeptanzwerte überein, wodurch die Behauptung, daß der minimale vom Clusteralgorithmus des SPACALs noch auflösbare Teilchenabstand $\approx$ 5 cm beträgt, gestützt wird. Ein Teilchenabstand von 5 cm entspricht ungefähr einem Öffnungswinkel der Teilchen von 2^0. Die Akzeptanzwerte für den Elektrontagger sind mit Hilfe der Routine QPETAC ermittelt worden, siehe hierzu Abschnitt 5.2.4.

7.4.2 Die Abschätzung der Fehler

In diesem Abschnitt werden die Fehler auf die in Gleichung 7.2 vorkommenden Größen zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ausführlich erläutert. Der einzige statistische Fehler, der bei diesen Größen auftritt, ist der Fehler auf die gemessene Anzahl der π^0's. Alle anderen werden zu den systematischen gezählt.

$\underline{\Delta N_{\pi^0}}$

Der systematische Fehler auf die Anzahl der gemessenen π^0-Mesonen resultiert aus der unsicheren Kenntnis des Verlaufs der Untergrundverteilung. Mit Hilfe der Abbildungen 7.10 soll die Größe dieses Fehlers abgeschätzt werden.

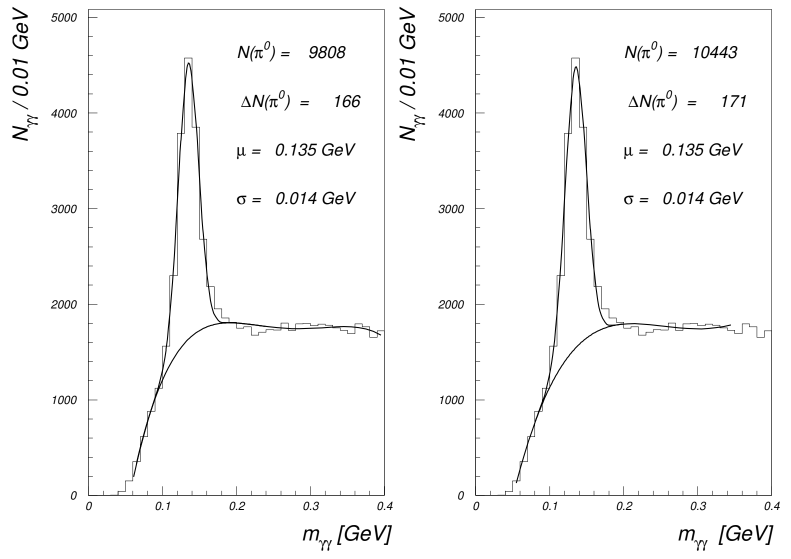

Abbildung 7.10: Anpassung der $m_{\gamma\gamma}$-Verteilung durch analytische Funktionen. Der Unterschied zwischen beiden Bildern besteht darin, daß die Anpassung der analytischen Funktionen über einen leicht unterschiedlichen Massenbereich erfolgte.

In beiden Bildern wird der π^0-Peak durch eine Gauß-Funktion und der Untergrund durch ein Polynom fünften Grades beschrieben. Der Unterschied zwischen beiden besteht darin, daß die Anpassung der analytischen Funktionen über einen leicht unterschiedlichen Massenbereich erfolgte. Der Verlauf des Untergrundes hat einen großen Einfluß auf die über diese Funktionen ermittelte Anzahl N_{π^0} der π^0's. Da dieser noch flacher als der in obigen Bildern gezeigte sein kann, wurde der steilere Verlauf (linkes Bild) im Bezug auf die Anzahl der π^0's als untere Grenze zur Abschätzung des systematischen Fehlers verwendet. Demnach beträgt die aus obigen Abbildungen ermittelte Anzahl der π^0's : 10443 $\pm$ 635, das entspricht einem systematischen Fehler von 6 %.

$\Delta\epsilon_{Spacal}$

Die Akzeptanz des SPACALs wurde über die Formel:

$$\epsilon_{Spacal} = \frac{N_{\pi^0}^{rek}}{N_{\pi^0}} \tag{7.5}$$

ermittelt, so daß

$$\Delta\epsilon_{Spacal} = \frac{\Delta N_{\pi^0}^{rek}}{N_{\pi^0}}. \tag{7.6}$$

Dabei ist N_{π^0} die Anzahl der von der Simulation erzeugten π^0's, $N_{\pi^0}^{rek}$ die Anzahl der aus den Photonenpaaren rekonstruierten. Die Anzahl $N_{\pi^0}^{rek}$ folgt einer Binomialverteilung. Für den Fehler einer Binomialverteilung gilt allgemein: $\sigma = \sqrt{N \cdot p \cdot (1-p)}$, wobei in diesem Zusammenhang N stellvertretend für N_{π^0} steht und p für ϵ_{Spacal}. Damit ergibt sich für $\Delta\epsilon$ aus Gleichung 7.6:

$$\Delta\epsilon_{Spacal} = \sqrt{\frac{\epsilon_{Spacal} \cdot (1 - \epsilon_{Spacal})}{N_{\pi^0}}}. \tag{7.7}$$

Zu dieser statistischen Unsicherheit aufgrund der begrenzten Anzahl an generierten π^0-Mesonen muß derjenige Fehler quadratisch addiert werden, der sich aus der unsicheren Kenntnis des Untergrundverlaufs ergibt.

$\underline{\Delta\epsilon_{eTag}}$

Die Akzeptanzwerte ϵ_{eTag} für den Elektrontagger wurden mit Hilfe der Routine QPETAC (vgl. Abschnitt 5.2.4) ermittelt. Da die Werte ϵ_{eTag} sehr empfindlich von der Strahloptik abhängen, liest die Routine QPETAC die Bank LETA aus, welche die von bestimmten Phasen der Datennahme mit dem Detektors H1 abhängigen Parametrisierungen der Elektrontagger-Akzeptanz enthält. Für die Daten des Jahres 1995 wurde die Anpassung der Parametrisierungen an die Strahloptik noch nicht vorgenommen, so daß die für dieses Jahr mit QPETAC ausgelesenen Akzeptanzwerte fehlerhaft sind. Um diesen Fehler möglichst klein zu halten, sind die 95er Daten mit den Parametrisierungen der Akzeptanzwerte in den Phasen der Datennahme 1994 ausgelesen worden, die eine vergleichbare Strahloptik hatten wie die des Jahres 1995 [Le96]. In Abbildung 7.11 wird die mit Hilfe der Routine QPETAC korrigierte Energieverteilung des gestreuten Positrons mit der von der Simulation PHOJET simulierten verglichen. Beide Verteilungen sind auf ihre jeweilige integrierte Luminosität normiert. Die beiden Verteilungen weichen in den Randbereichen voneinander ab. In den Daten sind mehr Positronen mit einer Energie $E_{e^+} < 11$ GeV als in der Simulation zu sehen, während es für Positronenergien $E_{e^+} < 18$ GeV gerade umgekehrt ist. Die Abweichungen der beiden Verteilungen betragen bis zu 20 %. Die Fläche unterhalb der Verteilungen und damit die Gesamtzahl der auf die integrierte Luminosität normierten Ereignisse weicht hingegen nur um 4 % voneinander ab.

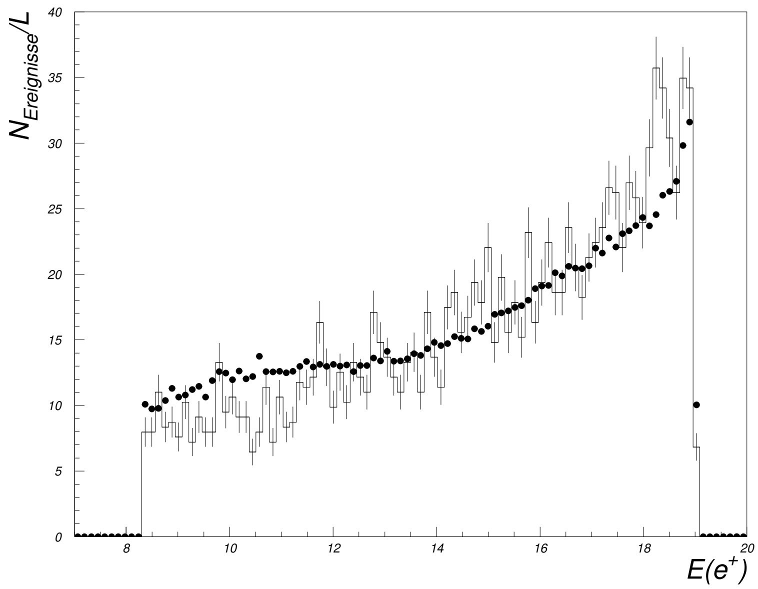

Abbildung 7.11: Vergleich der gemessenen y-Verteilung (Punkte) mit Simulation PHOJET (Striche).

Um den Einfluß dieser Schwankungen auf die Meßergebnisse zu untersuchen, ist die Akzeptanz des Elektrontaggers als Funktion der Variablen y durch ein Polynom sechsten Grades angepaßt worden. Dafür wurde die mit der SPACAL-Simulation generierte und die mit den gemessenen Daten erhaltene y-Verteilung auf ihre jeweilige integrierte Luminosität normiert und durcheinander dividiert. Die so erhaltene Akzeptanz des Elektrondetektors in Abhängigkeit von y ist in Abbildung 7.12 zu sehen.

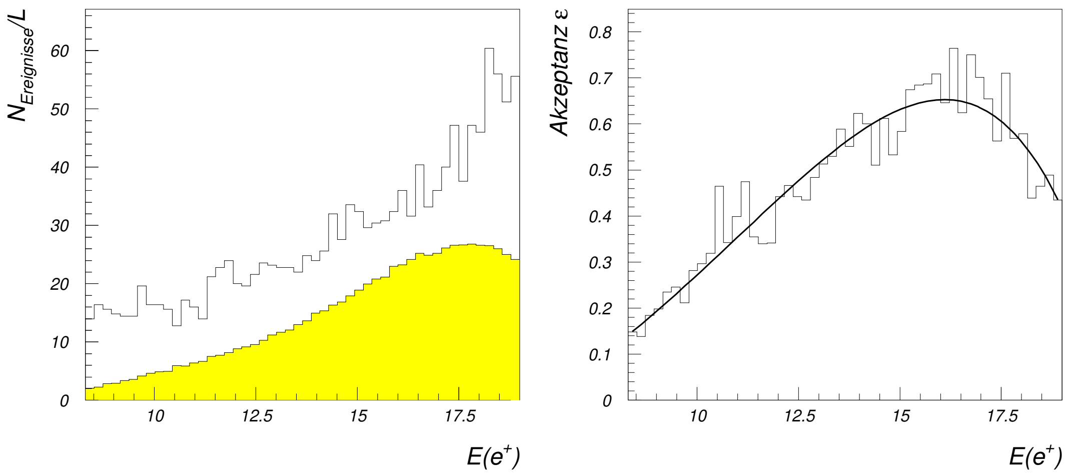

Abbildung 7.12: **Links:** Die von der Simulaton PHOJET erzeugte Energieverteilung des gestreuten Positrons im Vergleich mit der gemessenen (grau unterlegte Fläche). **Rechts:** Simulierte Akzeptanz des Elektrondetektors.

Die Meßergebnisse, die mit Hilfe der von der Routine QPETAC gelieferten Akzeptanzwerte bestimmt worden sind, stimmten bis auf ≈ 4 % mit den Meßergebnissen überein, welche über die simulierte Akzeptanz ermittelt wurden. Deswegen wurde der Fehler auf ϵ_{etag} konservativ auf 5 % abgeschätzt.

$\Delta N_{\pi^0}^{Vertex}$

Der prozentuale Anteil an Ereignissen, bei denen kein Vertex rekonstruiert werden konnte, wurde über die generierten Daten mit der Kalorimetersimulation (PHOJET) ermittelt. Bei 14.3 % der Ereignisse konnte kein Vertex rekonstruiert werden. Um mit Hilfe dieses Wertes die Anzahl der π^0's korrigieren zu können, muß festgestellt werden, wieviele π^0's pro Ereignis ins SPACAL fliegen. In Abbildung 7.13 wird die mittlere Anzahl der π^0's pro Ereignis in Abhängigkeit der Variablen y gezeigt. Man erkennt, daß die mittlere Anzahl der π^0's bei Ereignissen ohne Vertex um etwa einen Faktor vier kleiner ist als bei denen mit Vertex. Ferner weisen letztere eine geringere y-Abhängigkeit auf. Die mittlere Anzahl der π^0's in diesen Ereignissen ist 0.25 ± 0.1 (statistischer Fehler). Demnach muß die Anzahl der ermittelten π^0's um 3.5 % $\pm$ 1.5 % korrigiert werden.

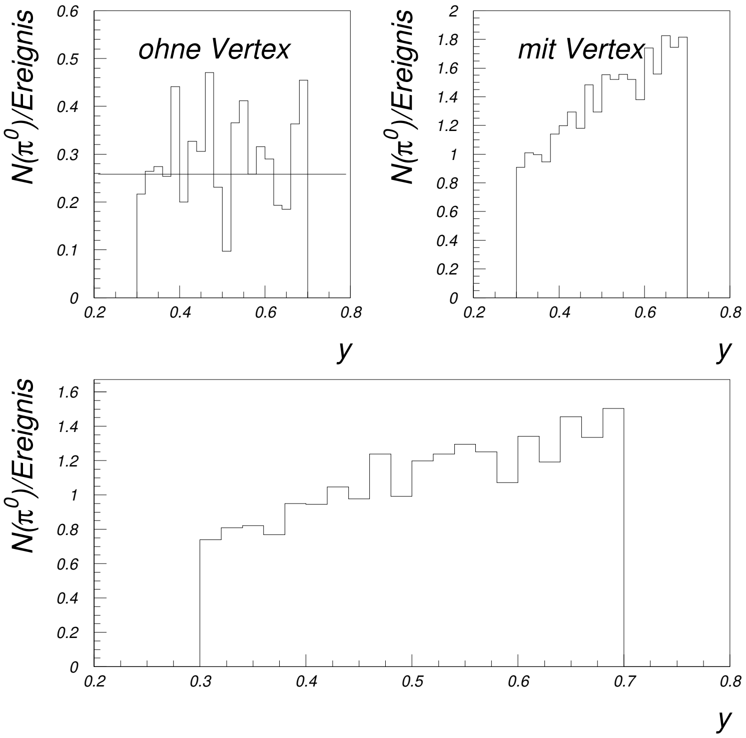

Abbildung 7.13: Simulation PHOJET. **Oben links:** Auf die Ereigniszahl normierte Anzahl der π^0's in Ereignissen ohne Vertex in Abhängigkeit der Variablen y. **Oben rechts:** Auf die Ereigniszahl normierte Anzahl der π^0's in Ereignissen mit Vertex in Abhängigkeit der Variablen y. **Unten:** Auf die Ereigniszahl normierte Anzahl der π^0's in Abhängigkeit der Variablen y.

$\underline{\Delta L}$

Die integrierte Luminosität wurde mit Hilfe der in der H1-Software zur Verfügung gestellten Routine RUNLUM ermittelt. Diese Routine korrigiert die Werte der integrierten Luminosität, die in Phasen der Datennahme gemessen worden sind, bei denen bestimmte Subdetektoren nicht vollständig funktionsfähig waren. In der Analyse wurde gefordert, daß die inneren Spurkammern, das Flüssig-Argon- und das SPACAL-Kalorimeter betriebsfähig waren. Mit dieser Routine kann die Luminosität mit einer Genauigkeit von 2 % [Brä96] ermittelt werden.

7.5 Der Vergleich der Ergebnisse mit der Monte-Carlo-Simulation

Die Ergebnisse der Messung des Wirkungsquerschnitts der π^0's in Abhängigkeit der Variablen η und E sind in Abbildung 7.14 zu sehen. Zusätzlich sind in dieser Abbildung die Wirkungsquerschnitte eingezeichnet, die sich aus den im rechten Bild angeführten Simulationsprogrammen ergeben.

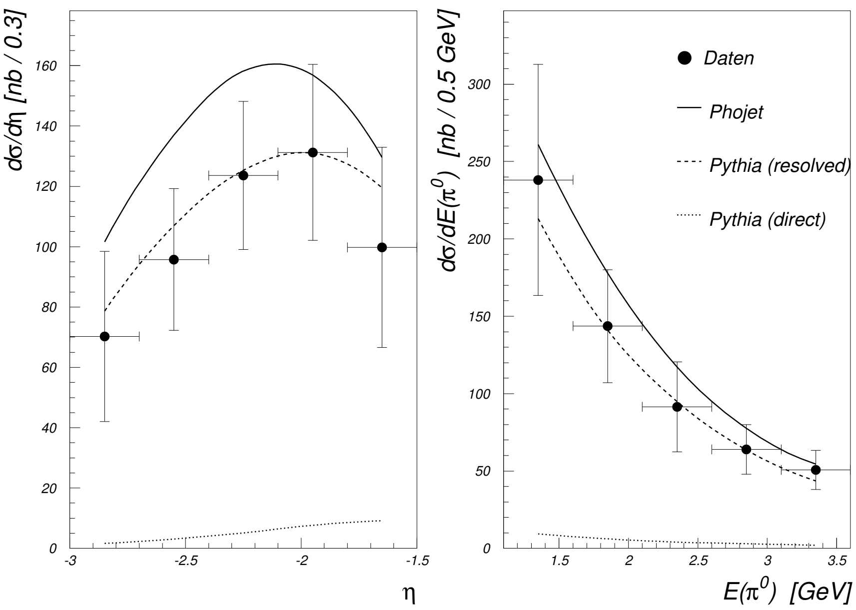

Abbildung 7.14: Vergleich des gemessenen Wirkungsquerschnitts der π^0's als Funktion der Pseudorapidität η und als Funktion der π^0-Energie mit Monte-Carlo-Modellen.

In den vom Simulationsprogramm PHOJET erzeugten Daten sind alle bei der γp-Reaktion vorkommenden Prozesse (direkt, vektormesonendominiert, anomal) enthalten, während mit Hilfe des Generators PYTHIA die direkten und aufgelösten Prozesse einzeln generiert worden sind (zu den Einstellungen der Programmpakete siehe Abschnitt 5.3). Man kann obiger Abbildung entnehmen, daß der Hauptbeitrag zu dem π^0-Wirkungsquerschnitt von den aufgelösten Prozessen stammt, während der Anteil der direkten Prozesse an diesem Wirkungsquerschnitt vernachlässigbar klein ist. Da die von der Simulation PYTHIA generierten Werte, die nur die aufgelösten Prozesse beinhalten, die Daten am besten beschreiben und da die Werte, welche der Genertor PHOJET liefert, der alle Kollisionsprozesse berücksichtigt, über den Meßwerten liegen, kann vermutet werden, daß in dieser Simulation der Beitrag der weichen Prozesse zum Gesamtwirkungsquerschnitt der π^0's überschätzt wird. Allerdings sind die Abweichungen der Werte dieser Simulation von den gemessenen nicht signifikant. Die Zusammensetzung der mittleren Fehler aus den einzelnen Komponenten gibt Tabelle 7.1 wieder.

Variable	**statistischer Fehler [%]**	**systematischer Fehler [%]**
N_{π^0}	4	6
$N_{\pi^0}^{Vertex}$	-	1.5
$N_{\pi^0}^{U}$	-	3
ϵ_{Spacal}	-	25
ϵ_{eTag}	-	5
L	-	2

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der mittleren statistischen und systematischen Fehler der Variablen, die bei der Berechnung des π^0-Wirkungsquerschnitts eingehen.

Der Gesamtfehler der Messung ist systematisch dominiert. Der Hauptbeitrag zu diesem stammt von der geringen Anzahl an generierten Ereignissen mit Detektorsimulation, die es nur erlaubte, die Akzeptanzen des SPACALs für die Nachweiswahrscheinlichkeit der π^0's in Abhängigkeit der Variablen E_{π^0} und η mit einem Fehler von ca. 25 % zu ermitteln. Eine Vorstellung, welcher kinematische Bereich bezüglich der Variablen η und E_{π^0} bei dieser Messung mit Hilfe des SPACALs abgedeckt worden ist, vermittelt Abbildung 7.15.

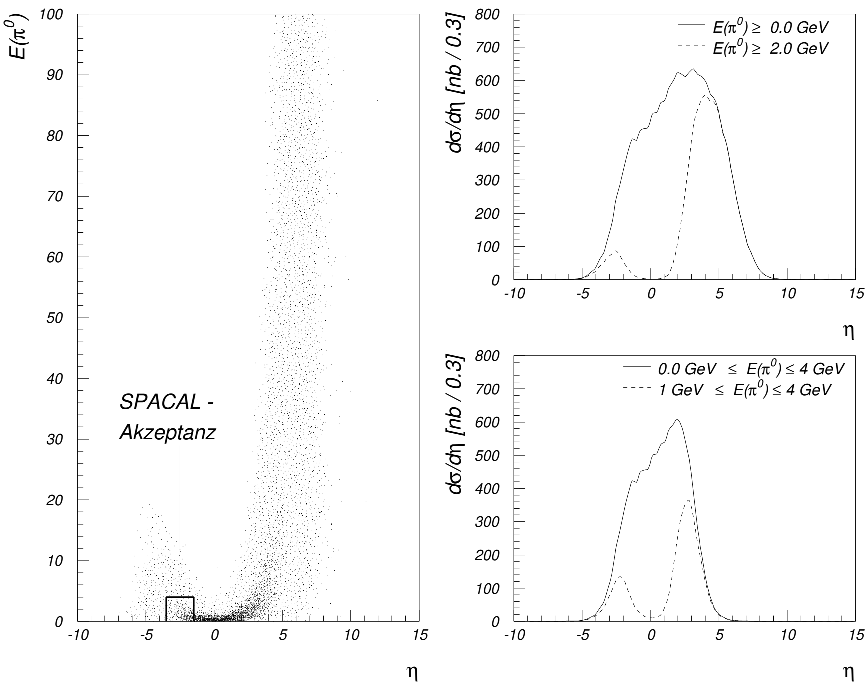

Abbildung 7.15: Simulation PHOJET: **linke Seite:** Korrelation zwischen der Energie der π^0-Mesonen und der Pseudorapidität η. **rechte Seite:** Der Wirkungsquerschnitt der π^0-Mesonen bei verschiedenen Energieschnitten.

Von den eingezeichneten Linien, die auf dem linken Korrelationsdiagramm zu sehen sind, wird der kinematische Bereich begrenzt, in dem die Messung durchgeführt wurde. Die meisten π^0's werden als Folge der Kinematik des Streuprozesses bei HERA in die Richtung der einfallenden Protonen gestreut, während nur ein kleiner Teil von ihnen in den rückwärtigen Bereich gelangt. Wird kein Schnitt auf die π^0-Energie gemacht, findet der Großteil der π^0-Produktion in dem η-Bereich -3 $< \eta <$ 7 statt. Dabei gelangen hauptsächlich die niederenergetischen ($E_{\pi^0} < 2$ GeV) π^0-Mesonen in den Zentralbereich des Detektors ($\eta \approx 0$). Schränkt man die π^0-Energie schrittweise auf höhere Energien ein, werden zusehends die π^0's selektiert, welche in die jeweiligen Richtungen der einfallenden Teilchen gestreut werden. Dadurch entstehen die beiden Maxima in der η-Verteilung, die für verschiedene Energieschnitte ($E_{\pi^0} > 2$ GeV und 1 GeV $< E_{\pi^0} <$ 4 GeV) auf den beiden rechten Bildern zu sehen sind. Die in Rückwärtsrichtung gestreuten π^0's stammen haupstsächlich aus den Streuereignissen mit aufgelösten Photonen, wie die gute Übereinstimmung der gemessenenen π^0-Wirkungsquerschnitte mit denjenigen zeigt, welche von der Simulation für diese Wechselwirkungen vorhergesagt werden. Der Beitrag der einzelnen Subprozesse (direkt, aufgelöst) zum Gesamtwirkungsquerschnitt über den ganzen kinematisch bei HERA zugänglichen Bereich in der Pseudorapidität ist in Abbildung 7.16 dargestellt.

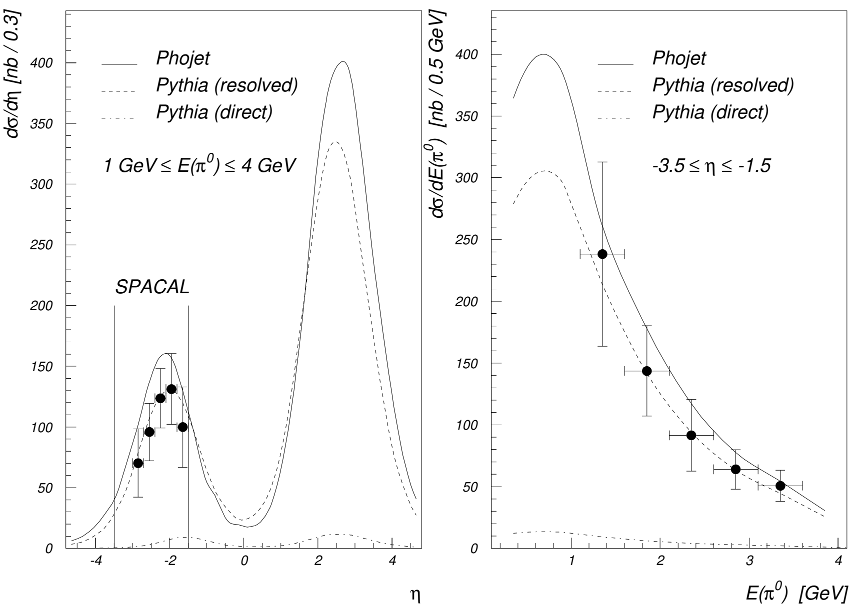

Abbildung 7.16: Wirkungsquerschnitt der π^0's als Funktion der Pseudorapidität η und als Funktion der π^0-Energie (Simulation PHOJET). Die Striche markieren den Bereich in η, welchen das SPACAL abdeckt.

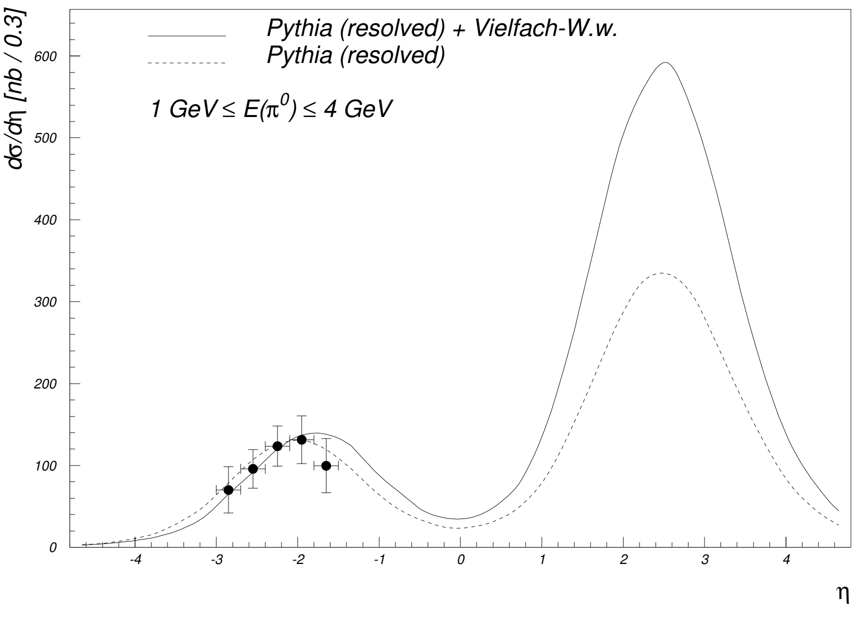

Abbildung 7.17: Der Wirkungsquerschnitt der π^0's als Funktion der Pseudorapidität η in Prozessen ohne und mit Vielfachwechselwirkungen (Simulation PYTHIA).

Die Region bezüglich der Pseudorapidität η, welche mit Hilfe des SPACALs untersucht werden kann, schließt gerade noch das Maximum der η-Verteilung in Rückwärtsrichtung ein, das auch deutlich in den Daten zu sehen ist. Den Einfluß der Vielfachwechselwirkungen auf den Wirkungsquerschnitt der π^0's demonstriert Abbildung 7.17. Sie erhöhen deutlich den Wirkungsquerschnitt der in die Vorwärtsrichtung gestreuten π^0's, während ihr Einfluß auf die Anzahl der in den rückwärtigen, dem SPACAL zugänglichen Bereich gestreuten π^0's verhältnismäßig gering ist. Infolgedessen sind die aufgelösten Prozesse mit und ohne Vielfachwechselwirkungen in gleicher Weise mit den Meßergebnissen verträglich.

Kapitel 8

Das η und ω - Meson im SPACAL

In den vorigen Kapiteln wurde gezeigt, daß das π^0-Meson im SPACAL rekonstruiert werden kann. Natürlich stellte sich mit dem Nachweis des π^0's die Frage, inwieweit das SPACAL zu Studien über weitere Mesonen, die in neutrale Teilchen zerfallen (z.B. in: $\gamma\gamma$, $\pi^0\gamma$ etc.), geeignet ist. In den folgenden Abschnitten werden die ersten Untersuchungen über den Nachweis des η- und ω-Mesons im SPACAL vorgestellt. Zu diesen Vorstudien wurden, um eine größere Statistik zu erhalten, ca. 500000 Ereignisse aus den Daten des Jahres 1995 vor der Reprozessierung (vgl. Abschnitt 5.1) ausgewählt.

8.1 Das η-Meson im SPACAL

Als erster Nachweiskandidat neben dem π^0 kam das η in Frage. Es zerfällt wie das π^0, aber mit einem wesentlich kleineren Verzweigungsverhältnis von $\approx$ 39 % in zwei Photonen. Abbildung 8.1 zeigt den minimalen Öffnungswinkel der η-Photonen als Funktion der η-Energie .

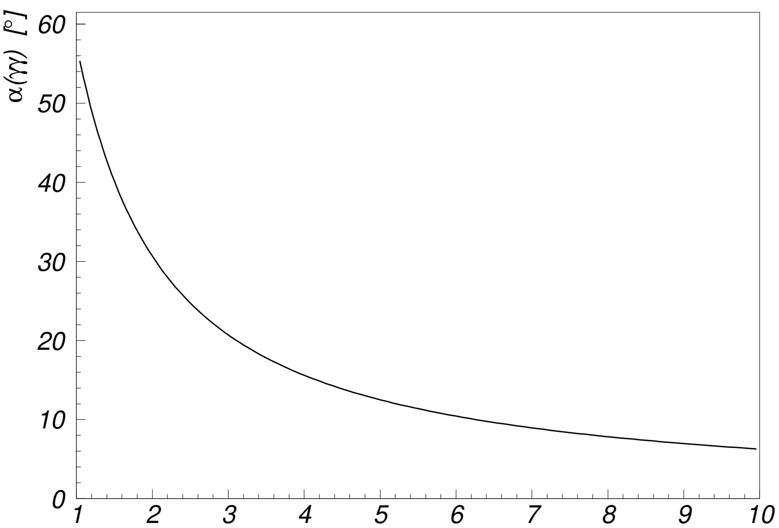

Abbildung 8.1: Der minimale Öffnungswinkel der η-Photonen als Funktion der η-Energie.

Der Radius des SPACALs beträgt 80.5 cm. Um das η-Meson in diesem radialen Bereich nachweisen zu können, darf der Öffnungswinkel zwischen den beiden von den π^0's stammenden Photonen nicht größer als $\approx 30^0$ werden.

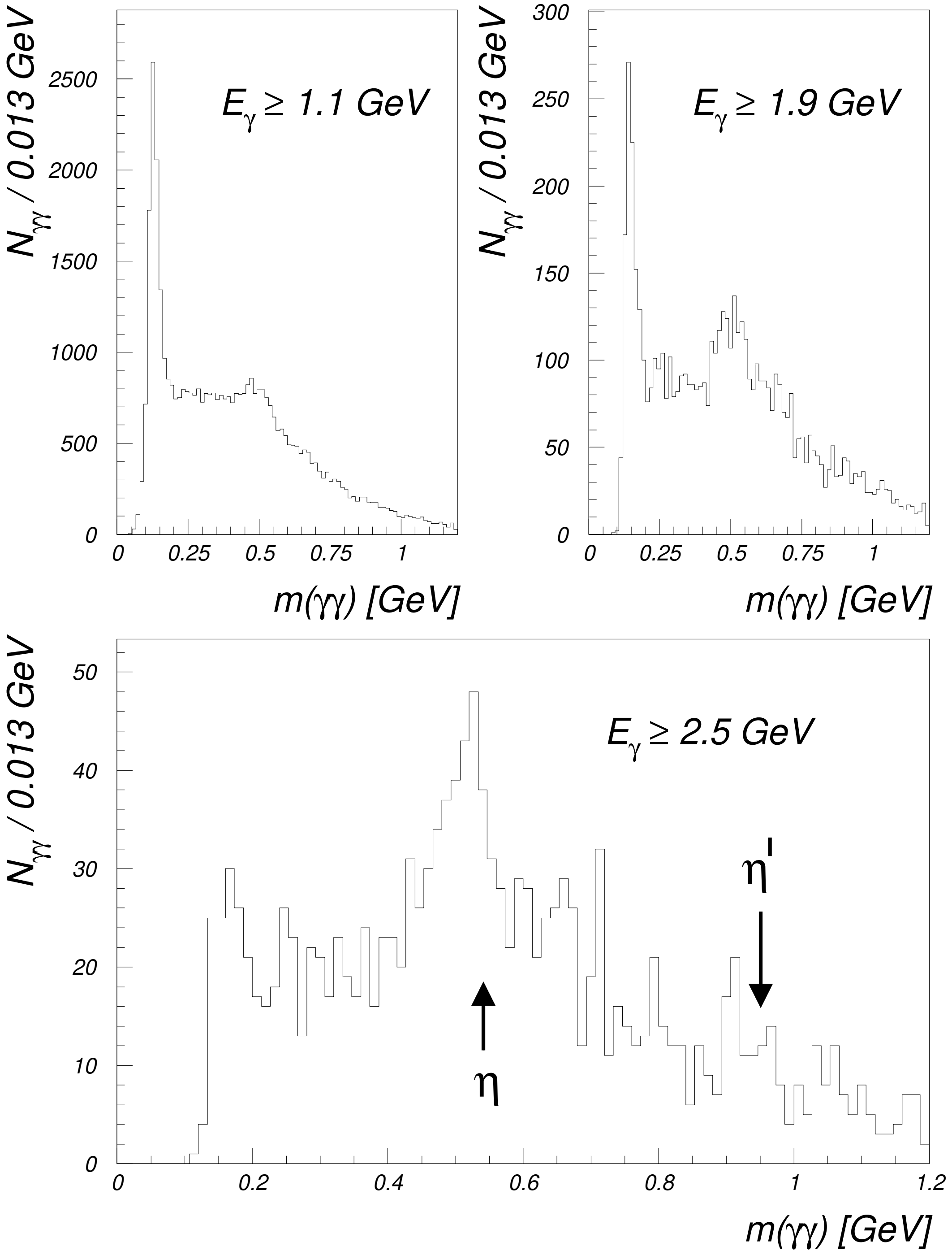

Abbildung 8.2: Die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ bei verschiedenen minimalen Clusterenergien.

Folglich muß zum Nachweis der η's nach Abbildung 8.1 gefordert werden, daß deren Energie größer als 2 GeV ist. Erzwingt man durch den Energieschnitt $E_{Cluster} \geq 1.1$ GeV einen minimalen Öffnungswinkel zwischen den η-Photonen von ca. 25^0, so erhält man die Abbildungen 8.2, auf denen sowohl das η- als auch das π^0-Meson sehr gut zu sehen sind. Wiederum tritt wie im Falle des π^0 's mit der Erhöhung der minimalen Clusterenergie das η-Meson immer deutlicher zutage. Bei $E_\gamma \geq 2.5$ GeV beginnt sich das π^0-Signal aufzulösen, ein Phänomen, welches man erwartet, da bei solch hohen Clusterenergien nicht nur der Öffnungswinkel der Photonen die Grenze der Detektorauflösung erreicht, sondern auch die Anzahl der Pionen selbst stark reduziert ist (vgl. Abb. 6.8). Ferner scheint sich bei $m_{\gamma\gamma} \approx 930$ MeV das η' anzudeuten, welches mit einem Verzweigungsverhältnis von ≈ 2 % in zwei Photonen zerfällt. In den folgenden zwei Bildern in Abbildung 8.3 wurde das η aus den **reprozessierten** Daten rekonstruiert. Der Untergrund wurde durch ein Polynom vierten Grades, der η-Peak durch eine Gaußkurve angepaßt.

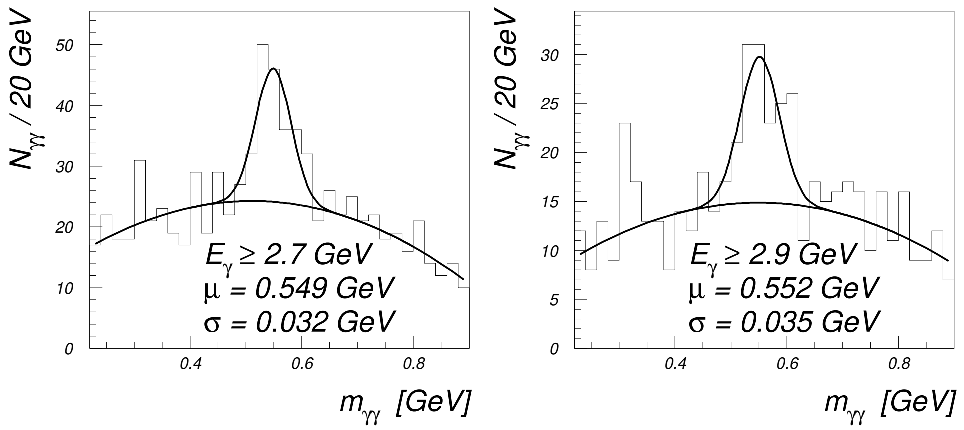

Abbildung 8.3: Die invariante Masse $m_{\eta\eta}$ bei verschiedenen minimalen Clusterenergien.

Im Unterschied zur gemessenen π^0-Masse stimmt die η-Masse bis auf 1 % mit dem Erwartungswert von ≈ 548 MeV überein. Dies ist ein weiterer Hinweis dafür, daß die Abweichungen der bei verschiedenen minimalen Clusterenergien gemessenen π^0-Massen von ihrem nominellen Wert hauptsächlich durch den Energieverlust verursacht werden, den die in (e^+, e^-)-Paare konvertierten π^0-Photonen beim Durchqueren von passivem Material vor dem Detektor erfahren. Bei Energien um 3 GeV und einer Materialdicke von einer Strahlungslänge reduziert sich dieser Energieverlust auf ≈ 2 % [Sc94], so daß die gemessene Abweichung der η-Masse von 548 MeV innerhalb der Fehlergrenzen der angegebenen Kalibratonsgenauigkeit von zwei Prozent liegt.

8.1.1 Die Suche nach dem ω-Meson

Der Nachweis des Vektormesons ω ist insofern von Interesse als bisher bei HERA die Wirkungsquerschnitte der Mesonen ρ, ϕ und J/ψ in exklusiven Messungen bestimmt werden konnten. Mit dem inklusiven Nachweis dieses Mesons im SPACAL wäre gezeigt, daß prinzipiell der Prozess γp $\rightarrow \omega$ p ebenfalls in dem diesem Kalorimeter zugänglichen kinematischen Bereich in einer exklusiven Messung untersucht werden könnte. Das ω hat eine Masse von ≈ 782 GeV und zerfällt zu 8.5 % in ein π^0 und ein γ (vgl. Tabelle 2.1). Die Rekonstruktion der ω-Mesonen fand im wesentlichen in vier Schritten statt:

- *Selektion der π^0's*
  Es wurde ein Schnitt auf die π^0-Masse in der $m_{\gamma\gamma}$-Verteilung in der Weise gemacht, daß 99 % der π^0-Kandidaten, das entspricht einem Bereich von ungefähr drei Sigma, im Massenfenster liegen.

- *„mass constraint fit“*
  Es wurde zur Verbesserung der Auflösung des $\pi^0\gamma$-Spektrums ein sogenannter „mass constraint fit“ auf das π^0 durchgeführt, d.h. es wurde versucht, innerhalb der Fehlergrenzen die Komponenten des Vierervektors der π^0-Kandidaten so lange zu variieren, bis sich die nominelle Masse von 0.135 GeV ergab. Konvergierte das verwendete Variationsverfahren [Al88] nicht gegen den Sollwert, dann wurde das Teilchen als π^0-Kandidat verworfen.

- *Markierung der π^0-Photonen*
  Die Photonen, welche im π^0-Massenfenster lagen, wurden markiert und von der weiteren Behandlung ausgeschlossen.

- *Kombination der π^0-Mesonen und Photonen*
  Es wurden alle nicht markierten Photonen eines Ereignisses mit den π^0-Kandidaten kombiniert.

Je höher die minimale Clusterenergie gewählt wird, desto mehr hebt sich das π^0-Signal von Untergrund ab, desto weniger falsche, d.h. vom Untergrund stammende π^0-Kandidaten erhält man. Im Unterschied zur π^0-Rekonstruktion kommt hier noch ein weiterer Untergrund hinzu. Dies sei an einem Beispiel erläutert: Bei einem Ereignis werden genau fünf Cluster im SPACAL erzeugt, von denen drei von einem ω stammen und die verbleibenden von einem anderen π^0.

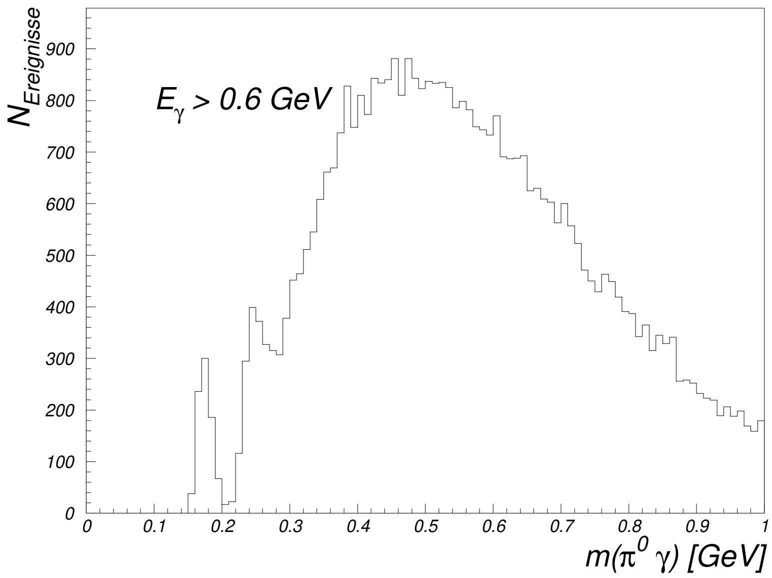

Abbildung 8.4: Die $m_{\pi^0\gamma}$-Verteilung für Ereignisse mit nur einem nachgewiesenen π^0 im SPACAL und einer minimalen Clusterenergie für alle Photonen von 0.6 GeV.

Dann kann es sein, daß dennoch anstatt zwei π^0's drei rekonstruiert werden, da zufälligerweise zwei der Photonen, die von verschiedenen π^0's stammen, ebenfalls in das π^0-Massenfenster fallen können. Dieses zusätzliche π^0-Meson kann von den anderen nicht unterschieden werden. Somit erhält man an Stelle von zwei Einträgen in die $m_{\pi^0\gamma}$-Verteilung drei. Dieser Untergrund kann durch die Forderung vermieden werden, daß nur ein π^0 im SPACAL auftrifft. Dadurch verringert man zwar die Anzahl an π^0-Kandidaten, erhält aber ein besseres Verhältnis von Signal zu Untergrund. Verlangt man, daß nur ein π^0 im SPACAL nachgewiesen wurde und eine minimale Clusterenergie von 0.6 GeV für alle Photonen, so erhält man Abbildung 8.4: Von einem ω-Signal ist nichts zu sehen, dafür erscheint ein deutlicher Peak bei 0.19 GeV. Dieser gab zu einigen Überlegungen Anlaß, fand jedoch eine einfache und eindeutige Erklärung. Wiederum spielt die Kombinatorik eine entscheidende Rolle.

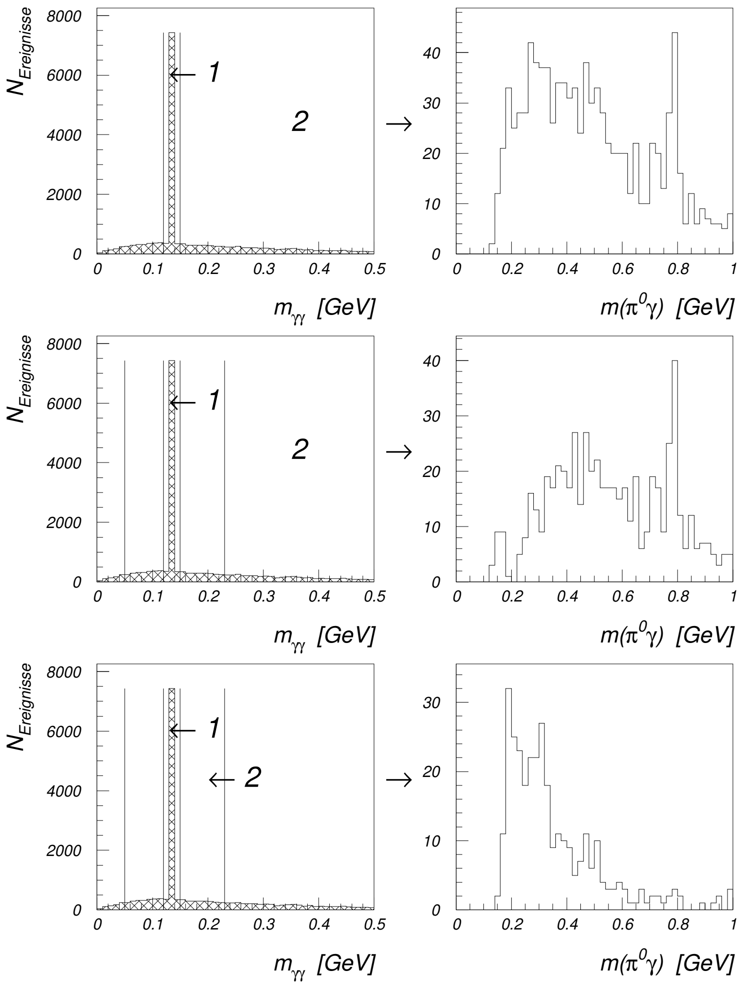

Abbildung 8.5: Simulation PHOJET. Links: $m_{\gamma\gamma}$-Verteilung, rechts: $m_{\pi^0\gamma}$-Verteilung (siehe Text).

Die Abbildung 8.5 illustriert das Zustandekommen des Peaks unter Verwendung einer Simulationsrechnung **ohne** Detektorauflösung. Links ist das $m_{\gamma\gamma}$-Spektrum, wie es die Simulation PHOJET ohne Detektorsimulation liefert, abgebildet. Die Breite des π^0-Signals ist hier allein durch die Wahl der Binbreite bestimmt; sie liegt in Wirklichkeit im eV-Bereich. Ferner sind in den linken Diagrammen die Schnitte eingetragen, die zur Teilchenselektion durchgeführt worden sind. Im oberen Bild wurden die π^0-Photonen so genau wie möglich aus dem $m_{\gamma\gamma}$-Spektrum herausgeschnitten (Bereich 1) und dann mit den verbleibenden Photonen kombiniert. Das Ergebnis ist auf der rechten Seite dargestellt. Der spektakuläre Peak ist verschwunden, das Spektrum hat das erwartete Erscheinungsbild: ein großer kombinatorischer Untergrund auf dessen abfallender Flanke bei ≈ 0.78 GeV das ω-Signal zu sehen ist. Da bei den richtigen Detektordaten die Breite des π^0-Peaks durch dessen Auflösung bestimmt ist, kann man keinen derart scharfen Schnitt auf die π^0-Photonen machen, sondern man ist genötigt, diesen Schnitt so breit zu wählen, daß möglichst alle π^0's darin enthalten sind. Die Folgen davon liegen auf der Hand: Zum einen erhöht man die Anzahl der π^0's künstlich, indem die Photonenpaare, die zufälligerweise in das ausgewählte Massenfenster fallen, als richtige π^0's behandelt werden, zum anderen verringert man die Anzahl an Photonen, die eigentlich als Kombinationspartner von den π^0's bei der ω-Rekonstruktion zur Verfügung stehen sollten. Letztlich wird dadurch kein Peak, sondern ein „Kombinationsloch“ im $m_{\pi^0\gamma}$-Spektrum erzeugt, wie es auf der mittleren rechten Abbildung zu sehen ist. Die unteren Bilder demonstrieren, in welchem $m_{\pi^0\gamma}$-Bereich die Kombinationen liegen würden, die durch obigen Schnitt verloren gehen. Addiert man die Inhalte des mittleren und unteren Diagramms auf der rechten Seite, so erhält man das obere. Durch diese Addition wird gerade das „Kombinationsloch“ ausgefüllt.

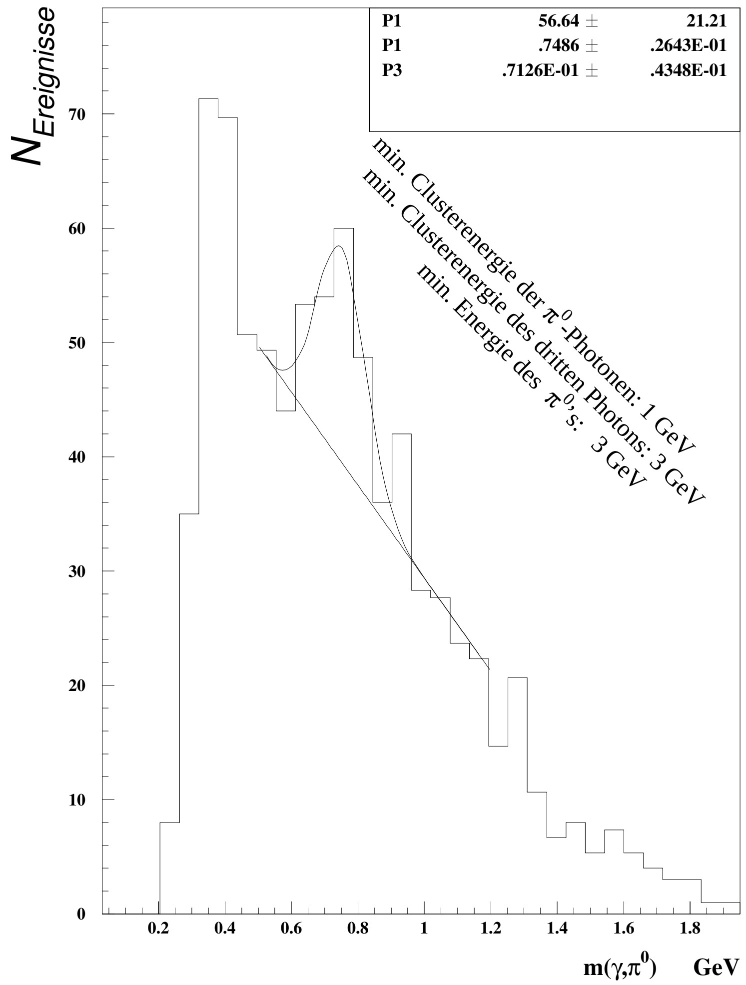

Abbildung 8.6: Das $\pi^0\gamma$-Massenspektrum. Der Peak wurde durch eine Gaußkurve angepaßt, der Untergrund durch eine Gerade. P1 = Anzahl der im Peak gezählten $\pi^0\gamma$-Paare, P2 = Mittelwert der Gaußkurve, P3 = Standardabweichung der Gaußkurve.

Selektiert man die π^0-Photonen durch die Forderung, daß $E_{\gamma(\pi^0)}$ größer oder gleich 1 GeV ist und verlangt, daß die Energie der mit dem π^0 zu kombinierenden Teilchen größer als 3 GeV ist, dann erhält man Abbildung 8.6: Es ist ein deutlicher Peak bei $\approx$ 750 MeV zu sehen. Damit liegt die gemessene $\pi^0\gamma$-Masse ca. 4 % unterhalb der Masse des ω's, welche 781.94 MeV beträgt. Die Daten vor der Reprozessierung enthalten noch nicht alle ermittelten Kalibrationsfaktoren. Deswegen liefern sie Energiewerte über den ganzen Energiebereich bis hin zu dem kinematischen Maximum von 27.5 GeV, die etwa 2 % zu tief liegen. Berücksichtigt man diesen Umstand, so liegt der $\pi^0\gamma$-Peak bei der erwarteten Masse des ω's. Die Anzahl der im Peak gezählten $\pi^0\gamma$-Paare beträgt 57 $\pm$ 21. Der im Bild angeführte Fehler auf diese Größe folgt aus der χ^2-Anpassung der Gaußfunktion an die $\pi^0\gamma$-Verteilung. Systematische Fehler, die sich aus der unsicheren Kenntnis des Untergrundverlaufs ergeben, sind darin nicht enthalten. Somit ist der relative Fehler auf die ermittelte Anzahl der $\pi^0\gamma$-Paare, die im Massenbereich des ω's liegen, größer als 40 %. Aus diesem Grund kann aus dem bisher erhaltenen $m_{\pi^0\gamma}$-Spektrum nur von einer Evidenz für das ω, nicht aber von einem Nachweis dieses Teilchens im SPACAL gesprochen werden.

8.1.2 Das $\eta\eta$-Massenspektrum

Abschließend wurde des $\eta\eta$-Massenspektrum untersucht. Als mögliches Nachweisteilchen kommt hier das f_2' in Frage, welches eine Masse von $\approx$ 1.525 GeV, den Spin 2, positive Parität, sowie positive Ladungskonjugation hat. Es zerfällt mit einem Verzweigungsverhältnis von $\approx$ 29 % in zwei η's. Wegen seiner Masse und seinen Quantenzahlen wird es in der Literatur oft als Kandidat für einen gebundenen Gluonenzustand (Gluonenball) angeführt. Gluonenbälle sind wie Hadronen farbneutrale Objekte und lassen sich von diesen durch keine besonderen Merkmale unterscheiden. Sie können einen beliebigen, ganzzahligen Spin haben und auch für ihre Parität und Ladungskonjugation gibt es keine besonderen Einschränkungen. Als mögliche Erkennungsmerkmale von Gluonenbällen werden deswegen die Zustände betrachtet, deren Masse und Quantenzahlen bei keinem bekannten Hadron wiederzufinden sind. Folglich ist man bei der Interpretation eines beobachteten Teilchens als Gluonenball auf präzise quantitative theoretische Vorhersagen angewiesen, die aufgrund der Komplexität der bei der Berechnung der Quantenzahlen von Gluonenbällen zu beriichsichtigenden Phänomene bisher noch unterschiedlich ausfallen. Erste Abschätzungen ergaben für den sogenannten skalaren Gluonenball (Spin 0, positive Parität) eine Masse von $\approx$ 1 GeV, für den pseudoskalaren (Spin 0, negative Parität) eine Masse von $\approx$ 1.5 GeV und für den tensoriellen (Spin 1, positive Parität, sowie positive Ladungskonjugation) wurde eine Masse im Bereich zwischen 1.5 GeV und 2 GeV ermittelt [Sp84]. Nach neueren Berechnungen liegt die Masse des skalaren Gluonenballs bei 1.71 GeV [Me95], so daß er mit dem im Experiment gesehenen $f_0(1720)$ identifiziert werden kann, welches unter anderem auch über seinen Zerfall in zwei η's nachgewiesen wurde [Li92]. In den harten γp-Streuprozessen bei HERA entstehen sehr viele Quarks und Gluonen, weswegen diese für Untersuchungen über Gluonenbälle von Interesse sind. Da nach den älteren und neueren theoretischen Vorhersagen die skalaren und tensoriellen Gluonenbälle in zwei η's zerfallen können, wurde das $\eta\eta$-Massenspektrum analysiert. Hierzu wurde in gleicher Weise wie bei dem Nachweis des ω's vorgegangen. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.7 zu sehen.

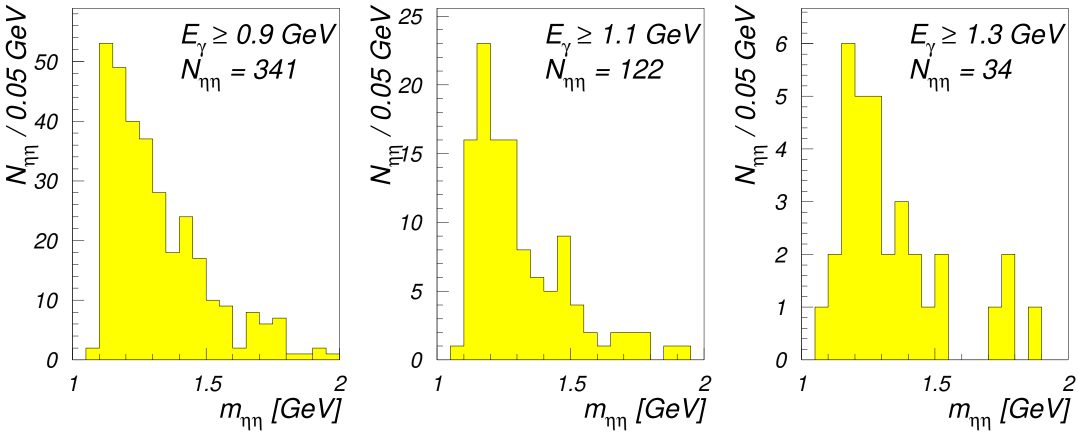

Abbildung 8.7: Das $\eta\eta$-Massenspektrum.

Bei 500000 untersuchten Ereignissen konnten nur etwa 30 $\eta\eta$-Paare bei einer minimalen Clusterenergie von 1.3 GeV im SPACAL rekonstruiert werden. Der Grund hierfür liegt in dem kleinen Akzeptanzbereich, welchen das SPACAL in Rückwärtsrichtung abdeckt. Durch die Hinzunahme des Flüssig-Argon-Kalorimeters würde der rückwärtige Bereich vollständig erschlossen, wodurch sich die Statistik wesentlich verbessern ließe. Allerdings sind damit viele Probleme verbunden, die auf dem unterschiedlichen Auflösungsvermögen dieser beiden Kalorimeter basieren. Obwohl aufgrund der geringen Statistik aus obigem $m_{\eta\eta}$-Spektrum keinerlei physikalische Schlußfolgerungen gezogen werden können, ist damit gezeigt, daß man mit einer wesentlich höheren Statistik durch den Einsatz des SPACALs im Experiment H1 auch im Zusammenhang mit der Suche nach Gluonenbällen auf interessante zukünftige Ergebnisse hoffen darf.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Der Einsatz des SPACALs im Detektor H1 seit März 1995 dient in erster Linie zur Bestimmung der Strukturfunktion des Protons bei kleinen $x_{Bjorken}$ und kleinen Werten des Viererimpulsübertrags Q^2. Im Vergleich zu seinem Vorgänger, dem Blei-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter BEMC bietet es eine höhere Energie- und Ortsauflösung, eine nahezu rauschfreie Lichtauslese durch den Einsatz von Photomultipliern, eine erweiterte Polarwinkelakzeptanz, und es erlaubt durch seine hadronische Sektion eine Trennung der geladenen π-Mesonen vom gestreuten Elektron bzw. von den im SPACAL auftreffenden Photonen. Diese Eigenschaften ermöglichen nicht nur eine verbesserte Elektronidentifikation, sondern damit einhergehend auch eine besonders im niederenergetischen Bereich wesentlich bessere Photonenidentifikation. Letzteres macht das SPACAL zu einem guten Meßinstrument für den Nachweis von Teilchen, die in reine Photonenzustände zerfallen. So ist in dem mit Hilfe des SPACALs erzeugten $m_{\gamma\gamma}$-Spektrum für $E_\gamma > 1.1$ GeV sowohl ein deutlicher Peak bei der π^0- als auch bei der η-Masse zu sehen. Darüberhinaus konnte in dieser Arbeit erstmalig der Wirkungsquerschnitt von den in den rückwärtigen Bereich gestreuten π^0-Mesonen in Photoproduktionsereignissen ermittelt werden. Die Ergebnisse zeigen, daß die von der Simulation PYTHIA vorhergesagten Werte, die nur die aufgelösten Prozesse beinhalten, am besten mit den gemessenen Werten des Wirkungsquerschnitts übereinstimmen. Da die von der Simulation PHOJET gelieferten Werte, die alle harten und weichen Kollisionsprozesse berücksichtigt, über den gemessenen Werten liegen, kann man vermuten, daß in dieser Simulation der Beitrag der weichen Prozesse am π^0-Wirkunsquerschnitt überschätzt wird. Allerdings ist die Abweichung dieser Werte von den gemessenen nicht signifikant. Die Fehler dieser Messung sind eindeutig systematisch dominiert. Sie betragen ca. 40 %, während die statistischen Fehler nur 4 % ausmachen. Der größte Beitrag des systematischen Fehlers stammt von der geringen Statistik der generierten Monte-Carlo-Ereignisse. Diese ließen nur eine sehr ungenaue Ermittlung der Akzeptanzwerte des SPACALs für den Nachweis von π^0's zu. Mit einer größeren Monte-Carlo-Statistik ließe sich der Gesamtfehler dieser Messung des π^0-Wirkungsquerschnitts minimal auf ≈ 15 % reduzieren. Der Hauptbeitrag zu diesem verbleibenden Gesamtfehler von 15 % setzt sich zusammen aus:

- dem Fehler auf die Anzahl der π^0's , der sich aus der unsicheren Kenntnis des Untergrundverlaufs im $m_{\gamma\gamma}$-Spektrum ergibt und
- dem Fehler, der bei der Ermittlung der Akzeptanzwerte des SPACALs für den Nachweis von π^0's ebenfalls aus der unsicheren Kenntnis des Untergrundverlaufs im $m_{\gamma\gamma}$-Spektrum folgt.

Im Rahmen der Untersuchungen über die Photoproduktion von π^0-Mesonen wurde anhand der Abweichungen der bei verschiedenen minimalen Clusterenergien ermittelten π^0-Massen von ihrem Erwartungswert festgestellt, daß die Kalibration des SPACALs im niederenergetischen Bereich korrigiert werden muß. Als Ursache hierfür wurde der Energieverlust angeführt, welchen die Photonen beim Durchgang durch das passive Material vor dem Detektor erleiden. Mit Hilfe der Abweichungen der in Abhängigkeit von der minimalen Clusterenergie gemessenen π^0-Masse von ihrem nominellen Wert wurde eine erste Korrektur auf das passive Material durchgeführt, die auf $\approx$ 250000 Ereignissen basierte. Sie ergab eine deutlich bessere, wenn auch nicht perfekte Übereinstimmung der bei verschiedenen minimalen Clusterenergien erhaltenen π^0-Masse mit ihrem Erwartungswert. Mit einer größeren Anzahl an Ereignissen kann diese Korrektur noch wesentlich optimiert werden und stellt somit eine erste Feinkorrektur der SPACAL-Kalibration dar. Diese Korrektur bildete die Voraussetzung eines „mass-constraint-fits“ auf die π^0's, mit dessen Hilfe sich auch eine Evidenz für das ω über seinen Zerfall ($\omega \rightarrow \pi^0\gamma$) im SPACAL ergab. Damit wurde die Möglichkeit aufgezeigt, daß in diesem Kalorimeter nach Teilchen gesucht werden kann, welche in zwei η's zerfallen. Diese sind von besonderem Interesse, weil sie mögliche Kandidaten für Gluonenbälle sind. Erste Versuche zum Nachweis dieser Teilchen wurden bereits unternommen, aber aufgrund der derzeit noch geringen Statistik erlaubt das bisher gewonnene $m_{\eta\eta}$-Spektrum noch keine Schlußfolgerungen.

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ab93] I. Abt, Manual to IJRAY, a Monte Carlo generator shell to produce ep events for H1, H1-05/93-290 (1993)

[Ah93] H1 Collaboration (T. Ahmed, et al.), "Total Photoproduction Cross-Section Measurement at HERA Energies", Phys. Lett. B 299 (1993) 374-384

[Al88] H. Albrecht, DESY, ARGUS-KAL-Manual (1989)

[Ar95] A. Arndt, „Kalibration des H1 Spaghetti-Kalorimeter mit Halo Myonen", Diplomarbeit, Universität Hamburg (1995)

[Bo95] K. Borras, M. Weber, "The H1 Calorimetry: Performance and Upgrade Program", (1995)

[Brä96] A. Braemer, Private Mitteilung, Physikalisches Institut, Universität Heidelberg (1996)

[Br96] C. Brune, „Bestimmung der Protonstrukturfunktion $F_2(x_{bj}, Q^2)$, Dissertation, Universität Heidelberg (1996)

[Do92] A. Donnachie, P.V. Landshoff, Phys. Lett. B 296 (1992) 227

[En95] R. Engel, A. Rostovtsev, "PHOJET - A Monte Carlo Event Generator for Photoproduction", H1-01/95-420

[Gl92] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Phys. Rev. D46 (1992) 1973,
M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992) 127

[Gr93] C. Grupen „Teilchendetektoren", Wissenschaftsverlag, Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich, (1993)

[H193] H1 Collaboration, "Measurement of Inclusive Jet Cross Sections in Photoproduction at HERA", Phys. Lett. B314 (1993) 436-444

[H194] H1 Collaboration, "Inclusive Charged Particle Cross Sections in Photoproduction at HERA", Phys. Lett. B 328 (1994) 176

[H195] H1 Collaboration, "Photoproduction of J/ψ-Mesons at HERA", Phys. Lett. B 338 (1994) 507

[H195] H1 Collaboration, "Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy", DESY 95-162 (1995)

[H195] H1 Collaboration, "Elastic Production of ρ^0-Mesons at HERA", DESY 95-251 (1995)

[H195] H1 Spacal Group, “Performance of an Electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector”, (1995)

[H196] H1 Collaboration, “The H1 Detector at HERA”, DESY 93-103 (1996)

[HB95] HBOOK Reference Manual, CERN Program Library (1995)

[Hu94] H. Hufnagel, „Messung der Partondichten im Photon in harten Photon-Proton-Kollisionen bei HERA“, Dissertation, Universität Heidelberg (1994)

[Io84] B.L. Ioffe, V.A. Khoze, L.N. Lipatov, “Phenomenology Quark-Parton Model”, North Holland, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo (1984)

[Ja95] J.Janoth, J.Stiewe, A.Meyer, “An Algorithm to absolutely calibrate the Spacal using the kinematic peak, by performing a maximum likelihood fit”, H1-11/95-464

[Ja96] J. Janoth, Dissertation in Vorbereitung, Universität Heidelberg (1996)

[Le96] S. Levonian, Private Mitteilung, Lebedev Physical Institute, Moscow, Russia (1996)

[Li92] S. Lindenbaum and R. Longacre, Phys. Lett. B 274, 494 (1992)

[Me95] Y. Meurice, G. Ordaz and V.G.J. Rodgers, Phys. Rev. Lett. 75, 4563 (1995)

[Py92] Torbjörn Sjöstrand, CERN-TH.6488 (1992)

[Sa60] J.J. Sakurai, Ann. Phys 11 (1960) 1

[Sc94] S. Schleif, „Untersuchung des Einflusses von passivem Material auf die Energieauflösung elektromagnetischer Kalorimeter, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1994)

[Sc93] G.A. Schuler, T. Sjöstrand, Nucl. Phys. B407 (1993) 539

[Sc96] R. Schediwy, „Messung des Signalverhaltens sowie der zeitlichen Stabilität von Fine-Mesh-Photomultipliern und des LED–Kalibrationsmoduls als Funktion der Umgebungstemperatur“, Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1996)

[Sp84] Kenzo Ishikava, „Gluonenbälle“ in: „Teilchen, Felder und Symmetrien“, Spektrum der Wissenschaft, Spektrum-der-Wissenschaft-Verlagsgesellschaft, Heidelberg (1984)

[Sp96] H1 Spacal Group, “H1 Backward Upgrade with a SPACAL Calorimeter: the Hadronic Section”, DESY 96-013 (1996)

[Wa94] W. Walkowiak, „Bestimmung des Streuquerschnitts für Photon-Proton-Prozesse mit quasireellen, direkten Photonen bei HERA“, Diplomarbeit, Universität Heidelbert (1994)

An dieser Stelle will ich mich bedanken

bei Herrn Prof. Dr. Meier für die Ermöglichung dieser Arbeit, sein Interesse an diesem Thema und die vielen motivierenden Gespräche,

bei Herrn Prof. Dr. Bock für die Übernahme der Zweitkorrektur,

bei Herrn Dr. Stiewe, der mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand,

bei Herrn Stefan Tapprogge für die vielen hilfreichen physikalischen Diskussionen und seine wertvollen Ratschläge,

bei Claus Beier und Christoph Brune für eine nette und konstruktive Zusammenarbeit,

bei der H1 - und ALEPH - Gruppe für das freundliche und tolerante Arbeitsklima

und bei Peter und Anke für die müsehlige Arbeit des Korrekturlesens.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den ....
(Unterschrift)