Erzeugung von K^0-Mesonen in der Photoproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von 190 GeV am HERA-Speicherring

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Frank Linsel
aus Kaltenkirchen

Hamburg
1995

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. G. Kramer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. V. Blobel Prof. Dr. E. Lohrmann
Datum der Disputation:	30. Juni 1995
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. E. Lohrmann

Kurzfassung

Die Messung des inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitts für K_s^0-Mesonen in Photoproduktionsereignissen am HERA-Speicherring wird vorgestellt. Die mit dem H1-Detektor aufgenommenen Daten des Jahres 1993 entsprechen einer integrierte Luminosität von $117\,\mathrm{nb}^{-1}$. Die Bereiche des Viererimpulsübertrags und der Inelastizität sind eingeschränkt auf $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$ und $0,3 < y < 0,7$. Die K_s^0-Mesonen werden in der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors im Bereich der Pseudorapidität $|\eta| < 1,5$ durch den Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ nachgewiesen. Anforderungen an K_s^0-Kandidaten werden vorgestellt. Verluste, die bei der Ereignisselektion und bei der K_s^0-Rekonstruktion auftreten, werden abgeschätzt. Der damit bestimmte K_s^0-Wirkungsquerschnitt ist in Übereinstimmung mit QCD-Vorhersagen, die auf Rechnungen niedrigster und höherer Ordnung basieren. Die K^0-Produktion wird von Fragmentationsprozessen dominiert. Ein Vergleich mit dem K_s^0-Wirkungsquerschnitt von $\bar{p}p$-Streuungen bei ähnlicher Schwerpunktsenergie zeigt ein weniger steiles Spektrum bezüglich des transversalen Impulses der K_s^0-Mesonen.

Abstract

The inclusive differential cross-section of K_s^0 mesons at HERA has been measured with the H1 detector. Data have been taken in 1993, corresponding to an integrated luminosity of $117\,\mathrm{nb}^{-1}$. The four-momentum transfer and the fractional transferred energy cover the range $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$ and $0.3 < y < 0.7$. K_s^0 mesons are detected in the central jet chamber of the H1 detector within the pseudo-rapidity range $|\eta| < 1.5$ through the decay channel $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$. Selection criteria for K_s^0 candidates are discussed. Losses due to the event selection and the reconstruction are estimated. The measured K_s^0 cross section is in agreement with leading-order and next-to-leading-order calculations. The K^0 production arises mainly from fragmentation processes. The comparison with the cross section measured in $\bar{p}p$ scattering with nearly the same center-of-mass-energy shows a less steeply falling distribution as a function of the transverse momentum of the K_s^0 mesons.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Struktur der Materie ist seit langem ein wichtiges Forschungsgebiet. Das Ziel der Forschungen ist, Wechselwirkungen zwischen den Bausteinen der Materie zu erkennen und deren Gesetzmäßigkeiten aufzustellen.
Zur Untersuchung wird Materie bis auf ihre kleinsten Konstituenten „aufgelöst“, um äußere Einflüsse zu reduzieren und den „Kern“ der Wechselwirkungen aufzuspüren. Die Möglichkeiten sind in den letzten Jahrzehnten immer weiter verbessert worden. Von Niederenergieexperimenten mit wenigen Elektronenvolt zur Untersuchung von Atomen ist die Energie so weit vergrößert worden, daß Bestandteile der Atomkerne untersucht werden können.
Die größten bisher erreichten Energien liegen für Nukleon-Streuexperimente bei ca. 1 TeV am Fermilab, während der e^+e^- Beschleuniger am CERN 50 GeV erreicht. Der größte Speicherring für ep-Streuung ist HERA am DESY, wobei Energien bis zu 30/820 GeV für Elektronen und Protonen erreicht werden können.

Die zur Zeit erfolgreichste Beschreibung des Aufbaus und der zugrundeliegenden Wechselwirkungen liefert das Standardmodell. Die fundamentalen Bausteine sind dabei je drei Familien von Quarks und Leptonen, die entsprechend der Masse der Teilchen geordnet sind. Der „Teilchenzoo“ wird damit auf je sechs Quarks und Leptonen zurückgeführt. Die Hadronen bestehen damit aus gebundenen Quark-Antiquark Paaren, die als Mesonen bezeichnet werden, sowie aus drei Quarks, die sogenannten Baryonen. Die Wechselwirkungen werden durch Austausch von Bosonen vermittelt, womit die Wechselwirkungen als stark, elektromagnetisch und schwach charakterisiert werden.
Die Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Kraft kann in der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung vereinheitlicht behandelt werden. Die elektroschwache Wechselwirkung wird durch die $SU(2) \otimes U(1)$ Gruppe mit den Eichfeldern $W_\mu^{(3)}$ und B_μ beschrieben. Die massiven Austauschteilchen $W^\pm$ und Z sowie das masselose Photon ergeben sich mit Berücksichtigung der Weinbergwinkels θ_W durch Linearkombinationen dieser Eichfelder. Zur Beschreibung der Masse ist das sogenannte Higgs-Boson notwendig, dessen Kopplung an Fermionen proportional zur Masse beziehungsweise an die Bosonen W und Z proportional zum Quadrat der Masse ist. Die starke Wechselwirkung basiert auf der $SU(3)_{color}$ Eichgruppe und wird durch 8 verschiedene, Farbladung tragende, Gluonen vermittelt.
Die Überprüfung des Standardmodells findet mit einer Vielzahl von Experimenten statt, wobei mit dem kürzlichen Nachweis des vom Modell vorhergesagten t-Quarks am Fermilab auch die Quark-Familien komplett sind.

Neben der erfolgreichen Beschreibung der Wechselwirkungen bei großen Impulsüberträgen, die mit Hilfe von störungstheoretischen Ansätzen die experimentellen Ergebnisse erklären, gibt es einen großen Bereich der störungstheoretisch nicht abgedeckt werden kann. Die Kopplung zwischen Quarks wächst mit deren Entfernung, so daß die Quarks nicht frei beobachtet werden können. Weiterhin versagt bei kleinen Impulsüberträgen die Störungstheorie, so daß mit phänomenologischen Modellen versucht wird, die Kondensation der Elementarteilchen in beobachtbare Hadronen zu beschreiben.
In den letzten Jahrzehnten konnte mit der Analyse von Streuprozessen verschiedener Reaktionspartner, also z.B. e^+e^-, $\bar{p}p$, γp und μNukleon, der Fragmentations- und Hadronisationsprozeß immer besser beschrieben werden. Allerdings sind die Beschreibungen mit großen Unsicherheiten behaftet, da es experimentell große Schwierigkeiten gibt, alle bei hochenergetischen Streuungen auftretenden Prozesse gut zu trennen. Daher wird versucht, sich beim Nachweis des hadronischen Endzustandes auf wenige gut meßbare Teilchen zu beschränken und die Produktion dieser Teilchen genau zu beschreiben.

In dieser Arbeit wird die inklusive Produktion von K^0-Mesonen bei HERA untersucht. Die HERA-Maschine ist eine effektive Photonquelle, wobei die vom Elektron abgestrahlten Photonen mit dem Proton wechselwirken. Wegen der großen Schwerpunktsenergie werden damit neue kinematische Bereiche erschlossen.
Diese Arbeit soll Aufschluß darüber geben, ob die QCD-Vorhersagen auch in diesem Bereich anwendbar sind und welche Mechanismen für die Kaon-Produktion verantwortlich sind.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:
In Kapitel 1 werden die Prozesse erläutert, welche für Photoproduktionsereignisse und die Produktion von K^0-Mesonen relevant sind.
In Kapitel 2 werden die wichtigsten Größen und Beziehungen für die Berechnung des inklusiven Wirkungsquerschnitts dargestellt. Weiterhin wird die experimentelle Methode beschrieben.
In Kapitel 3 werden nach einer kurzen Beschreibung des HERA-Speicherrings die Komponenten des H1-Detektors vorgestellt. Die für diese Analyse wichtigsten Detektorkomponenten, also das Luminositätssystem zum Nachweis des gestreuten Elektrons bei Photoproduktionsereignissen, sowie die zentrale Spurenkammer für die Vermessung der Zerfallsprodukte aus dem Zerfall $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ werden diskutiert.
Es folgt in Kapitel 4 die Ereignisselektion, wobei die gewählten Triggerbedingungen erläutert werden und die auftretenden Verluste bestimmt werden. Weitere Kriterien zur Ereignisselektion werden vorgestellt und deren Güte analysiert.
In Kapitel 5 wird die Rekonstruktion der K_s^0-Mesonen beschrieben. Dazu zählen Aspekte zur Vermessung von Spuren geladener Teilchen, sowie die Zuordnung dieser Spuren zu den Zerfallsteilchen der K_s^0-Mesonen. Weiterhin werden die angewendeten Auswahlkriterien erläutert.
In Kapitel 6 werden die Bestimmung der integrierten Luminosität und der Verluste von nicht rekonstruierten K_s^0-Mesonen diskutiert und der inklusive K_s^0-Wirkungsquerschnitt berechnet.

Kapitel 7 beinhaltet den Vergleich der Ergebnisse mit Resultaten anderer Experimente. Weiterhin werden die Ergebnisse mit Vorhersagen basierend auf QCD-Rechnungen und Modellen verglichen.
Ein kurzer Ausblick und die Zusammenfassung schließen diese Arbeit ab.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen behandelt, die für das Verständnis der ep bzw. γp Wechselwirkungen wichtig sind. Die mit der Photoproduktion in Zusammenhang stehenden Prozesse und die Produktionsmechanismen von K^0-Mesonen werden erläutert.

1.1 Kinematik

Der Streuprozeß zwischen Elektron und Proton wird in niedrigster Ordnung Störungstheorie durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons vermittelt (siehe Abbildung 1.1). Generell wird, je nach Ladung des ausgetauschten Bosons, zwischen neutralen Strömen (NC, *Neutral Current*) und geladenen Strömen (CC, *Charged Current*) unterschieden.

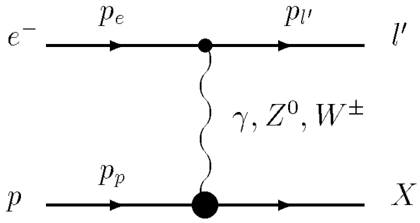


Abbildung 1.1: Diagramm der inklusiven Elektron-Proton-Streuung bei HERA

Die neutralen Ströme sind charakterisiert durch den Austausch eines virtuellen Photons bzw. Z^0-Bosons. Aufgrund der Masse des Z^0-Bosons ist der Wirkungsquerschnitt bei HERA-Energien im Vergleich zum Austausch eines γ-Quants bedeutend kleiner. Der geladene Strom wird durch den Austausch eines W-Bosons mit einer Masse von 80 GeV beschrieben. Die Reaktionen sind also folgendermaßen gekennzeichnet:

$$e^- p \to e^- X \qquad \text{für NC-Prozesse} \tag{1.1}$$

$$e^- p \to \nu_e X \qquad \text{für CC-Prozesse.} \tag{1.2}$$

Im folgenden werden nur Prozesse mit virtuellen Photonen als Austauschteilchen betrachtet.

Bei HERA mit einer nominellen Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 314\,\mathrm{GeV}$ wird ein maximaler Viererimpulsübertrag

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_e - p_{e'})^2 \tag{1.3}$$

von $10^5\,\mathrm{GeV}^2$ erreicht. Die Größe Q^2 beschreibt die Virtualität des Eichbosons. Die Größen p_e und $p_{e'}$ sind die Viererimpulsvektoren des ein- bzw. auslaufenden Elektrons.
Um die Kinematik des Prozesses bei vorgegebener Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ vollständig beschreiben zu können, sind zwei Variablen notwendig. Im allgemeinen werden Lorentz-invariante Größen verwendet. Für den Viererimpulsübertrag Q^2 gilt unter Vernachlässigung der Teilchenmassen

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2\frac{\theta}{2}. \tag{1.4}$$

Dabei werden der Polarwinkel θ und die Energie E'_e des auslaufenden Elektrons gemessen.
Die Inelastizität y

$$y \equiv \frac{qp_p}{p_e p_p}, \tag{1.5}$$

die das Verhältnis des Energieübertrags bezogen zum größtmöglichen Energieübertrag angibt, berechnet sich durch

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e}\cdot\sin^2\frac{\theta}{2}. \tag{1.6}$$

Beide Variablen können auch durch den hadronischen Endzustand X bestimmt werden:

$$y_h = \frac{1}{2E_e}\sum_{h\in X}(E - p_z)_h \tag{1.7}$$

$$Q_h^2 = \frac{1}{1-y_h}\left[(\sum_{h\in X} p_{x,h})^2 + (\sum_{h\in X} p_{y,h})^2\right]. \tag{1.8}$$

Diese Größen sind dann zu verwenden, wenn das Elektron außerhalb des Akzeptanzbereichs des H1-Detektors ist bzw. in Bereichen mit schlechter Auflösung gemessen wird. Bei geladenen Strömen sind diese Größen die einzig möglichen, da die Neutrinos nicht nachgewiesen werden können.
Im folgenden sind die Definitionen häufig benutzter Lorentz-invarianter Größen zusammengestellt, also die ep-Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$, die invariante Masse des hadronischen Endzustandes W sowie die Skalenvariable x:

$$s \equiv (p_p + p_e)^2 \approx 4E_e E_p \tag{1.9}$$

$$W^2 \equiv (q + p_p)^2 \tag{1.10}$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2(q\cdot p_p)}. \tag{1.11}$$

Die Größen sind verknüpft durch (m_p: Masse des Protons):

$$Q^2 = xys \tag{1.12}$$

$$W^2 = m_p^2 + (1-x)ys. \tag{1.13}$$

1.2 Struktur des Protons

Bezogen auf die Virtualität Q^2 des Prozesses, gliedern sich die Streuprozesse in „tiefinelastische“ Streuung (DIS, *Deep Inelastic Scattering*) mit einem $Q^2 > 4\,\mathrm{GeV}^2$, in Photoproduktionsereignisse $Q^2 \ll 1\,\mathrm{GeV}^2$, sowie in den Übergangsbereich. Während für DIS-Ereignisse das gestreute Elektron im rückwärtigen bzw. zentralen Kalorimeter gemessen wird, dient für Photoproduktionsereignisse der Kleinwinkel-Elektron-Detektor für die Messung des gestreuten Elektrons. Im Übergangsbereich kann das Elektron nicht gemessen werden.
Vermittelt ein hochvirtuelles Photon den ep-Streuprozeß, wird der Prozeß im Quark-Parton-Modell (QPM, [1, 2]) als Streuung an Konstituenten des Protons aufgefaßt, den punktförmigen Partonen. Der Wirkungsquerschnitt kann in weiten Bereichen von x und Q^2 störungstheoretisch behandelt werden. Die Skalenvariable x entspricht im QPM dem Impulsanteil, den das Parton am Gesamtimpuls des Protons trägt.
Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich unter Vernachlässigung der schweren Vektorbosonen (Z, W) zu

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dxdQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(1 + (1-y)^2 - y^2\frac{R}{1+R}\right) F_2^p(x, Q^2). \tag{1.14}$$

Die Strukturfunktion F_2^p wird im Rahmen des QPM als Summe der Ladungsdichten der Quarks und Antiquarks im Proton dargestellt (n_f: Anzahl der beteiligten Flavors):

$$F_2^p(x, Q^2) = \sum_{f=1}^{n_f} x e_f^2 \left(q_f(x, Q^2) + \bar{q}_f(x, Q^2)\right). \tag{1.15}$$

Die Q^2-Abhängigkeit der Strukturfunktion wird als Skalenverletzung bezeichnet. Die Größe R gibt das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt an:

$$R = \frac{\sigma_l}{\sigma_t}, \tag{1.16}$$

wobei ein Wert von $R \neq 0$ besonders bei kleinem x und Q^2 erwartet wird. Die Größe R ist ein Maß für die Gültigkeit der Callan-Gross-Relation, wobei für Teilchen mit halbzahligem Spin $R \equiv 0$ ist. Nun wird $R \neq 0$, wenn die Gluonendichte (Gluonen mit ganzzahligem Spin) für kleine x und Q^2 steigt.
Die dynamische Entwicklung der Quark- und Gluonendichten bezüglich Q^2 bei vorgegebenen Dichten bei Q_0^2 wird durch die sogenannten DGLAP-Gleichungen beschrieben [3, 4]:

$$Q^2\frac{\partial}{\partial Q^2}\begin{pmatrix} q_f \\ G \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi}\begin{pmatrix} P_{qq} & 2n_f P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} q_f \\ G \end{pmatrix}, \tag{1.17}$$

mit

$$f \otimes g = \int_x^1 \frac{dy}{y}\, f(y)\, g(\frac{x}{y}), \tag{1.18}$$

wobei die starke Kopplungskonstante α_s am Punkt Q_0^2 für eine störungstheoretische Entwicklung klein genug sein muß. Die sogenannten Splitting-Funktionen $P_{ba}(z)$ geben die Wahrscheinlichkeit an, daß Parton a durch Abstrahlung bzw. Annihilation in Parton b mit dem Impulsanteil z übergeht.
Die unterschiedlichen Prozesse, die am harten Streuprozeß beteiligt sind, bzw. die in den Wirkungsquerschnitt miteingehen, sind in das Konzept der Strukturfunktion eingeschlossen. Das Photon ist hier per Definition punktförmig, während eine quasi Substruktur des Photons durch Rechnungen höherer Ordnung QCD in der Definition der Partondichten absorbiert sind. Im Vergleich dazu müssen diese Methoden für Streuprozesse mit einem Q^2 im Bereich und unterhalb des Skalenparameters $\Lambda_{QCD} \approx 200\,\mathrm{MeV}$ wegen störungstheoretisch nicht mehr berechenbarer Prozesse modifiziert werden. In diesem Bereich und insbesondere für Photoproduktionsereignisse mit $Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$ wird dem Photon eine Struktur zugeschrieben.

1.3 Photoproduktion

Bei HERA überwiegen Prozesse mit kleinem Impulsübertrag Q^2. Das virtuelle Teilchen, daß die Streuung vermittelt, ist hierbei das Photon. Beiträge der schweren Vektorbosonen (Z, W) können in diesem Bereich vernachlässigt werden.
Werden Prozesse betrachtet, bei denen das gestreute Elektron im Kleinwinkel-Elektron-Detektor gemessen wird, ist der Impulsübertrag sehr klein, so daß sich das Photon nahezu auf der Massenschale befindet („quasireelles“ Photon). In diesem Bereich kann der Streuprozeß als Abstrahlung vom Elektron und dem daran anschließendem γp-Streuprozeß interpretiert werden, wobei die Photonen ein bremsstrahlungsartiges Energiespektrum aufweisen.
Der γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ kann durch die erweiterte Weizsäcker-Williams-Näherung [5] aus dem ep-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} berechnet werden [6]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ep}}{dy} &= \text{Fluß}(y)\ \sigma_{\gamma p} \\ &= \frac{\alpha}{2\pi}\left[\frac{1+(1-y)^2}{y}\ln\frac{Q^2_{max}(y)}{Q^2_{min}(y)} - \frac{2(1-y)}{y}\right]\sigma_{\gamma p}, \end{aligned} \tag{1.19}$$

mit $Q^2_{min} = (m_e y)^2/(1-y) = 3\cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2$ (m_e: Masse des Elektrons). Die Berechnung des γp-Wirkungsquerschnitts aus dem ep-Wirkungsquerschnitt ist also durch den Photonenfluß $\int dy\,\text{Fluß}(y)$ bestimmt. Q^2_{max} wird durch die experimentellen Bedingungen vorgegeben und ist für den Akzeptanzbereich des Kleinwinkel-Elektron-Detektors $10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$.

Im Rahmen der QED vermittelt das virtuelle Photon die Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen. Es schon lange bekannt, daß das Photon auch Eigenschaften eines stark wechselwirkenden Teilchens zeigt, wobei Wirkungsquerschnitte von γNukleon- und πNukleon-Streuungen am ruhenden Target große Gemeinsamkeiten aufweisen.
Eine Interpretation der hadronischen Komponente des Photons liefert das Vektor-Meson-Dominanz-Modell (VMD-Modell [7, 8, 9]), dabei fluktuiert das Photons in einen virtuellen

hadronischen Zustand. Aus der Erhaltung der Quantenzahlen des Photons ($J^{PC} = 1^{--}$, $Q = B = S = 0$) ergeben sich die Vektormesonen ρ^0, ω und ϕ als virtuelle hadronische Komponente. Die Zeit, die das Photon im hadronischen Zustand verharrt ist dabei genügend groß, so daß die Streuung von Photonen an z.B. Protonen als Streuung von ρ^0, ω und ϕ Mesonen an Protonen interpretiert werden kann.
Der γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}^{VMD}$ ergibt sich damit aus den Vp-Wirkungsquerschnitten σ_{Vp} durch

$$\sigma_{\gamma p}^{VMD} = \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi} \frac{4\pi\alpha}{f_V^2}\sigma_{Vp}, \tag{1.20}$$

wobei der Faktor $\frac{f_V^2}{4\pi}$ die Wahrscheinlichkeit für den Übergang $\gamma \rightarrow V$ angibt.

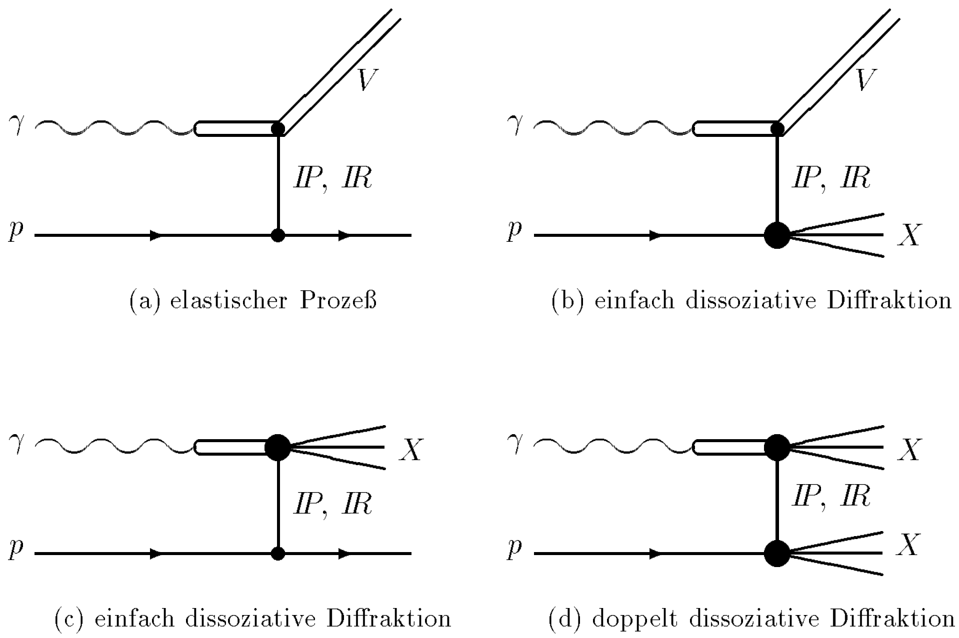


Abbildung 1.2: Diffraktive Anteile am VMD-Prozeß; durch den Austausch des Pomerons $I\!P$ bzw. Reggeons $I\!R$

Entsprechend den Prozessen bei Hadron-Hadron-Streuungen sind elastische und diffraktive Prozesse (siehe Abbildung 1.2) sowie Prozesse mit kleinen und hohen transversalen Impulsen an VMD-Prozessen beteiligt. Der Anteil diffraktiver Prozesse kann mit Hilfe der Regge-Theorie berechnet werden, während der fehlende Anteil am Wirkungsquerschnitt dem nicht-diffraktiven Prozessen zugeordnet wird.
Diffraktive Prozesse, die durch den Austausch von farbneutralen Teilchen beschrieben werden, können durch die Topologie der produzierten Teilchen von nicht-diffraktiven Prozessen unterschieden werden. Bei diffraktiven Prozessen fehlen Teilchen zwischen der Proton-Richtung und der Richtung des gestreuten Vektormesons bzw. dessen hadronischen Endzustand, die bei nicht-diffraktiven Prozessen durch das Aufspalten des Farbfeldes entstehen. Diese „Lücke in der Rapidität“ wird als Hinweis für farbneutrale Austauschteilchen

interpretiert und ist der Zugang zu Untersuchungen über die Struktur des Pomerons bzw. Reggeons.
Jedoch kann das VMD-Modell nicht alle Prozesse bei hoher Schwerpunktsenergie beschreiben, auch wenn beim generalisierten VMD-Modell weitere hadronische Zustände des Photons höherer Masse berücksichtigt werden.

Zur besseren Beschreibung von γp-Streuungen haben Schuler und Sjöstrand diese folgendermaßen aufgeteilt [10, 11]. Es wird unterschieden zwischen einem direkten Prozeß, wobei das Photon direkt am harten Streuprozeß mit einem Parton des Protons teilnimmt, zwischen einer VMD-Komponente, die schon beschrieben ist und einem anomalen Prozeß, der im folgenden dargestellt wird.
Das Fluktuation des Photons in ein Vektormeson kann als ein Fluktuieren des Photons in ein $q\bar{q}$-Paar niedriger Virtualität verstanden werden, wobei das Quark-Antiquark-Paar entsprechend der VMD-Beschreibung dann ein Vektormeson bildet. Weiterhin können auch $q\bar{q}$-Paare mit hoher Virtualität auftreten. Bei hohen transversalen Impulsen der Quarks zur Richtung des Photons kann das Quarkpaar kein Vektormeson bilden, wobei dieser sogenannte anomale Prozeß störungstheoretisch behandelt werden kann.
Die Motivation dieser Unterteilung ist, störungstheoretisch berechenbare Prozesse, also der direkte und anomale Prozeß, von nicht störungstheoretisch berechenbaren Prozessen zu trennen, wobei zur Unterscheidung des VMD- und des anomalen Prozesses eine neue Skala $p_0 \approx m_\phi/2$ (m_ϕ: Masse des ϕ-Mesons) eingeführt ist.

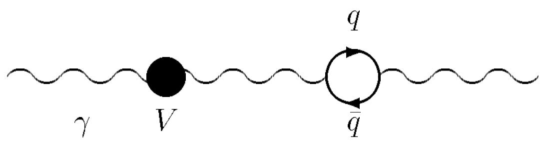


Abbildung 1.3: Hadronische Komponenten des Photons; als Vektor-Meson (nicht störungstheoretisch beschrieben) und als $q\bar{q}$-Zwischenzustand (siehe [10])

Nach diesem Ansatz von Schuler und Sjöstrand wird der Zustand des Photons durch den Anteil des direkten Prozesses $|\gamma_b\rangle$, der Vektormesonen $|V\rangle$ und des anomalen Prozesses $|q\bar{q}\rangle$ folgermaßen beschrieben (siehe auch Abbildung 1.3) [10]:

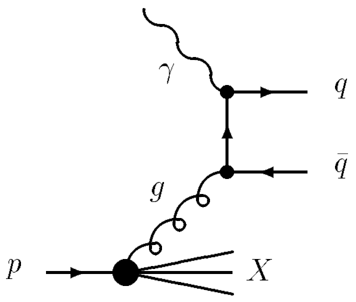
$$|\gamma\rangle = \sqrt{Z_3}|\gamma_b\rangle + \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi} \frac{e}{f_V}|V\rangle + \frac{e}{f_{q\bar{q}}}|q\bar{q}\rangle, \tag{1.21}$$

mit

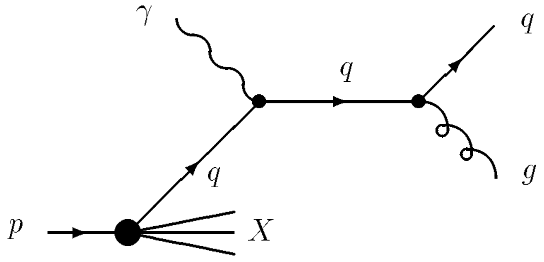
$$Z_3 = 1 - \sum_{V=\rho^0,\omega,\phi} \left(\frac{e}{f_V}\right)^2 - \left(\frac{e}{f_{q\bar{q}}}\right)^2. \tag{1.22}$$

Der Faktor $(e/f_V)^2$ ist die Wahrscheinlichkeit für den Übergang $\gamma \to V$, während $(e/f_{q\bar{q}})^2$ den Übergang $\gamma \to q\bar{q}$ beschreibt.
Bezogen auf Gleichung 1.21 unterteilt sich also der totale γp-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}^{\gamma p}$ folgendermaßen:

$$\sigma_{tot}^{\gamma p} = \sigma_{direkt}^{\gamma p} + \sigma_{VMD}^{\gamma p} + \sigma_{anomal}^{\gamma p}. \tag{1.23}$$



(a) Photon-Gluon-Fusion



(b) QCD-Compton-Prozeß

Abbildung 1.4: Diagramme des direkten Prozesses

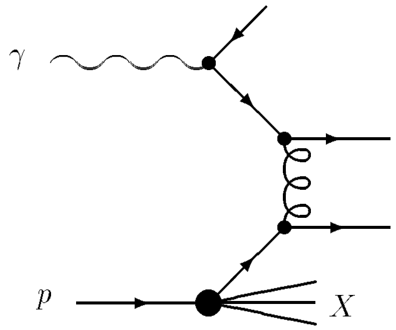


Abbildung 1.5: Beispieldiagramm eines anomalen Prozesses

Direkte Prozesse, bei denen das Photon direkt an ein geladenes Parton des Protons koppelt, werden mit dem Prozeß der Photon-Gluon-Fusion und dem QCD-„Compton“ Prozeß beschrieben (Abbildung 1.4). Ein Beispieldiagramm des anomalen Prozesses zeigt Abbildung 1.5.

Die Unterscheidung in direkte, VMD- und anomale Prozesse wird nicht allgemein benutzt, sondern γp Prozessen werden in direkte Prozesse und in Prozesse mit „aufgelöstem“ Photon unterteilt. Zum aufgelösten Photon zählen Prozesse, bei denen die Struktur des Photons sichtbar wird, indem Konstituenten des Photons am Streuprozeß teilnehmen. Dieser Prozeß (aufgelöstes Photon) setzt sich demnach aus der VMD-Komponente und dem anomalen Prozeß zusammen.
Der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung $\sigma^{LO}_{aufgelöst}$ wird damit aus den Strukturfunktionen f des Photons bzw. Protons und dem Matrixelement M_{ij} der Parton-Parton-Streuung mit der Energie $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_i x_j s}$ im Parton-Parton Schwerpunktssystem zusammengesetzt:

$$\sigma^{LO}_{aufgelöst} = \int \sum_{i,j \in q\bar{q}g} \frac{\alpha_s^2}{2 x_i x_j s} |M_{ij}|^2 f_i^p(x_p, \mu^2) f_j^\gamma(x_\gamma, \mu^2) d\Phi dx_p dx_\gamma. \qquad (1.24)$$

Die Größe α_s ist die starke Kopplungskonstante, $d\Phi$ ist das Phasenraumelement, μ ist die Energieskala im Parton-Prozeß und x_i ist der Impulsanteil, den die Partonen tragen.

Bei direkten Prozessen vereinfacht sich die Gleichung 1.24 durch die Abwesenheit einer Photonstruktur zu

$$\sigma^{LO}_{direkt} = \int \sum_{i \in q\bar{q}g, j:\gamma} \frac{\alpha_s \alpha}{2 x_i x_j s} |M_{ij}|^2 f_i^p(x_p, \mu^2) d\Phi dx_p. \tag{1.25}$$

Entsprechend der Strukturfunktion des Protons ist die Strukturfunktion des Photons definiert mit den Partondichten q_i:

$$f^{\gamma}(x, \mu^2) = \sum_{i \in q\bar{q}} x e_i^2 q_i(x, \mu^2). \tag{1.26}$$

Die Entwicklung in Q^2 der Partondichten des Photons ergeben sich durch die DGLAP-Gleichungen (siehe auch [12, 13]):

$$Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} \begin{pmatrix} q_i \\ G \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{qq} & 2 n_f P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} q_i \\ G \end{pmatrix} + \frac{\alpha}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{q\gamma} \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{1.27}$$

Die P_{qq}, P_{qg}, P_{gq} und P_{gg} sind die Splitting-Funktionen und n_f ist die Anzahl der beteiligten Flavors. Im Unterschied zu den Entwicklungsgleichungen der Quark bzw. Gluon-Dichten bei der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung (siehe Gleichung 1.17) sind die Gleichungen für das Photon inhomogen. Der zusätzliche Therm $\frac{\alpha}{2\pi} P_{q\gamma}(x)$ entspricht der Kopplung des Photons an ein Quark-Antiquark-Paar, womit der anomale Prozeß beschrieben wird.
Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich im wesentlichen auf die unterschiedlichen Prozesse im harten Parton-Prozeß, die störungstheoretisch behandelt werden können, sowie „weiche" Prozesse, die mit Hilfe des VMD-Modells beschrieben werden können. Der daran anschließende Fragmentations- und Hadronisationsprozeß wird im folgenden diskutiert. Erst die dabei produzierten Teilchen, insbesondere das in dieser Analyse behandelte K^0_s-Meson, sind farbneutral bzw. stabil genug, so daß sie nachgewiesen werden können.

1.4 Fragmentation und Hadronisation

In dieser Arbeit wird nur das Parton-Schauer-Modell und die String-Fragmentation, die im Programm PYTHIA/JETSET implementiert sind, für die Hadronbildung untersucht. Die Beschreibung der angewendeten Algorithmen hält sich dabei an [14, 15, 16]. Der Prozeß der Fragmentation und Hadronisation der aus dem Streuprozeß auslaufenden Partonen kann nur mit phänomenologischen Modellen behandelt werden. Der Prozeß wird in unterschiedliche Phasen aufgeteilt.
Radiative Prozesse im Endzustand des harten $2 \to 2$ Prozesses werden durch den Parton-Schauer-Algorithmus beschrieben (Phase I, siehe Abbildung 1.6).
In der darauffolgenden Phase II gehen die Partonen in farbneutrale Hadronen über (*Confinement*). Die Modelle Cluster-Fragmentation [14, 18, 17] und String-Fragmentation [14, 17] beschreiben die Daten derzeit am besten. Das Modell der *Independent* Fragmentation wird dagegen wegen konzeptioneller Schwierigkeiten seltener benutzt.

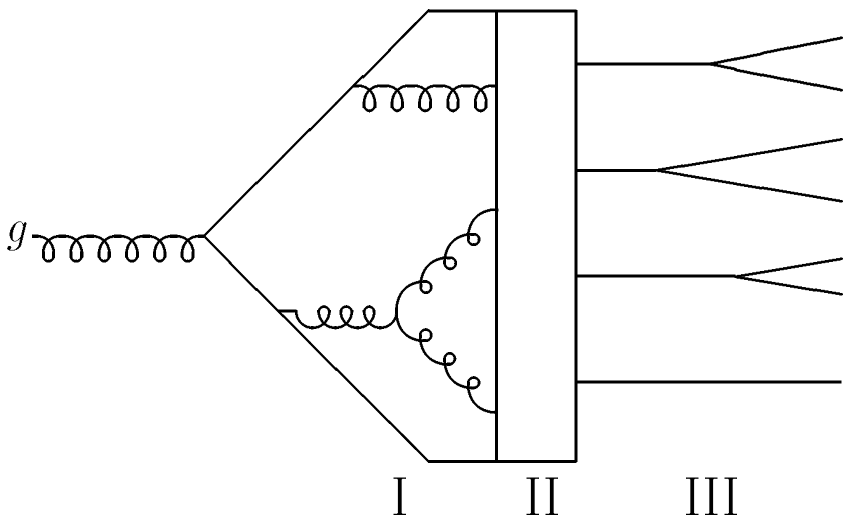


Abbildung 1.6: Fragmentationsprozeß; störungstheoretisch berechenbare Phase *I*, nicht störungstheoretisch berechenbare Phase *II* und Teilchenzerfälle (*III*)

Schließlich zerfallen die hierbei erzeugten Hadronen in der letzten (dritten) Phase in langlebige Teilchen. Während die Entwicklung der Phase III durch die Eigenschaften der Teilchen festgelegt ist, werden die Phasen I und II durch die im folgenden näher erläuterten Algorithmen beschrieben.

Parton-Schauer

Der Parton-Schauer-Algorithmus basiert auf den DGLAP-Gleichungen, wobei die Wahrscheinlichkeit $\mathcal{P}$ für eine Aufspaltung von $a \to bc$ bei kleinen Änderungen des Entwicklungsparameters $t = \ln(Q^2/\Lambda^2)$ gegeben ist durch:

$$\frac{d\mathcal{P}_{a\to bc}}{dt} = \int dz \frac{\alpha_s(Q_1^2)}{2\pi} P_{a\to bc}(z) \tag{1.28}$$

mit den Splittingfunktionen $P(z)$, wobei Teilchen b den Energie- bzw. Impulsanteil z des Mutterteilchens a trägt. Die Skala Q_1^2 für die Kopplung α_s wird angenähert durch den transversalen Impuls des Prozesses $a \to bc$. Der Entwicklungsparameter t ist bestimmt durch das Quadrat der Masse von Parton a ($t = \ln \frac{m_a^2}{\Lambda^2}$).
Energie- und Impulserhaltung gilt dabei für jeden Entwicklungsschritt. Die Schauerentwicklung beginnt mit Q^2_{max} entsprechend der Virtualität des harten Streuprozesses. Diese Aufspaltung wird solange iterativ weitergeführt, bis eine untere Grenze t_{min} unter Berücksichtigung des Phasenraums erreicht wird. Es ergibt sich eine baumartige Struktur.

String-Fragmentation

Das Prinzip der String-Fragmentation beruht auf einem Farbfeld (*String*) zwischen farbgeladene Partonen (Quarks), wobei das Feld linear mit dem Abstand der Partonen zunimmt. Es wird zwischen transversaler und longitudinaler Fragmentation unterschieden.

Die transversale Ausdehnung des Strings entspricht der Ausdehnung eines typischen Hadrons (1 fm). Die longitudinale Ausdehnung skaliert mit der vorhandenen Energie im Quark-Antiquark-System entsprechend der Energiedichte 1 GeV/fm und erreicht ca. 1–5 fm. Reicht die Energie im String, um weitere Quark-Antiquark-Paare zu bilden, „bricht" das Feld auseinander und spaltet auf in zwei jeweils farbneutrale Strings. Dieser Prozeß wird iterativ so lange weitergeführt, bis die Energie des Quark-Farbfeld-Antiquark-Systems eine Grenze unterschreitet ($\approx 2\,$GeV), und daraus schließlich zwei farbneutrale Hadronen erzeugt werden.
Der Prozeß der $q\bar{q}$-Bildung wird quantenmechanisch durch einen Tunnelprozeß beschrieben, wobei die Quarks mit einer transversalen Masse

$$m_t^2 = m^2 + p_t^2 \tag{1.29}$$

an einem Punkt $(x_i,\, t_i)$ entstehen und dann in den klassisch erlaubten Bereich tunneln. Um die transversale Masse klassisch zu „erzeugen", muß ein transversales Feld existieren, daß entsprechend der Energiedichte in Masse „umgewandelt" wird, wobei der Abstand des $q\bar{q}$-Paares ungleich Null sein muß. Diese Energiedichte ist beim Erzeugen der Quarks an einem Punkt nicht vorhanden.
Dieses Konzept wird mit der Tunnelwahrscheinlichkeit $\mathcal{T}$

$$\mathcal{T} \propto \exp(-\pi m_t^2/\kappa) = \exp(-\pi m^2/\kappa)\exp(-\pi p_t^2/\kappa) \tag{1.30}$$

berücksichtigt. Die Gleichung ergibt eine gaußförmige p_t-Verteilung mit einer Standardabweichung von ca. 350 MeV/c und eine Abhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit $\mathcal{T}$ von der Masse der erzeugten Quarks. Um die unterschiedlichen Massen zu berücksichtigen, wird dabei ein Verhältnis der $q\bar{q}$-Produktion von

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} \approx 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11} \tag{1.31}$$

benutzt. Der Strangeness-Unterdrückungsfaktor von 0,3 ist ad hoc eingeführt und wird durch qualitative Überlegungen unterstützt. Der Faktor regelt den in Phase II erzeugten Anteil an Quarks mit Strangeness.
Es wird nur die Bildung von pseudoskalaren Mesonen bzw. Vektormesonen mit einem Verhältnis von 1 : 3 entsprechend den möglichen Spineinstellungen berücksichtigt. Baryonen werden durch die Bildung von Diquarks (Farbladung tragenden qq-Zustände) im Unterschied zur Quark-Antiquark-Bildung erzeugt. Das Verhältnis von Diquark-Antidiquark- zu $q\bar{q}$-Erzeugung ist $0,09 : 1$ und wird durch Vergleich mit Daten bestimmt.
Gluonen werden in diesem Modell durch zusätzliche Knicke im String entsprechend den beiden Farbladungen behandelt. Daher tragen sie nur zu einer Verschiebung der Energiedichte des Strings bei.
Der iterative Algorithmus für die longitudinale Fragmentation bedingt, daß die erzeugte Hadronverteilung unabhängig davon sein muß, ob der Algorithmus von der q-Seite oder der $\bar{q}$-Seite startet. Daher wird für die Wahrscheinlichkeit, daß das erzeugte Hadron den Energie-Impulsanteil z trägt, folgender Ansatz für die Fragmentationsfunktion gewählt:

$$f(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z}\exp(-bm_t^2/z). \tag{1.32}$$

Die longitudinale bzw. transversale Fragmentation sind mit der Einschränkung, daß die transversale Masse in Gleichung 1.32 vorkommt, voneinander unabhängig.

1.5 K^0-Produktion

Die Erzeugung von K^0-Mesonen ($\bar{K}^0$-Mesonen werden im folgenden nicht explizit erwähnt) in der Photoproduktion ist abhängig von den in Abschnitt 1.3 dargestellten Prozessen. Die Strangeness-Produktion ist abhängig vom Strangeness-Anteil im Protonsee, im Photon oder entsprechend dem VMD-Modell im Vektormeson. Weiterhin entstehen Quarks mit Strangeness in den Fragmentationsprozessen der auslaufenden Partonen, wobei im String-Fragmentationsmodell der Strangeness-Unterdrückungsfaktor (siehe Gleichung 1.31) den Strangeness-Anteil im Verhältnis zu den anderen Flavors regelt.

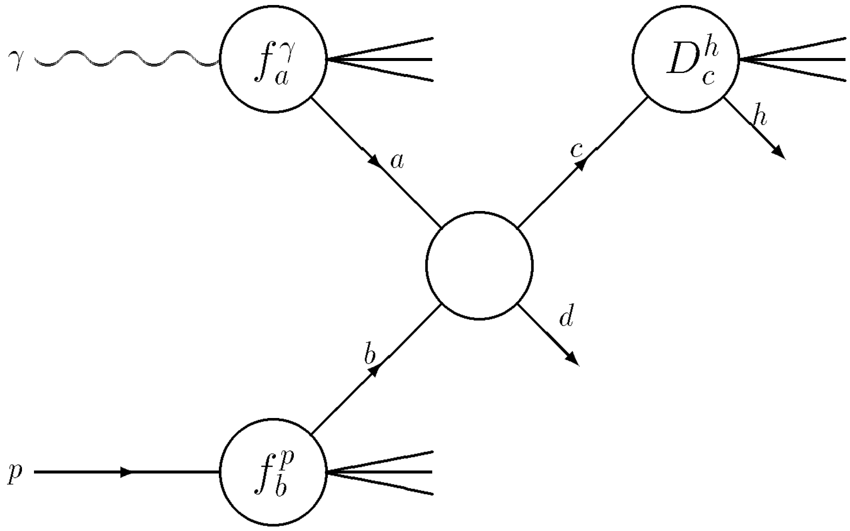


Abbildung 1.7: Inklusive Produktion von Hadron h durch den Prozeß $ab \to cd$ und die Fragmentationsfunktion D

Die Beiträge dieser Prozesse zur Produktion des Hadrons h werden durch den inklusiven Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung folgendermaßen beschrieben (siehe auch Abbildung 1.7) [19, 20]:

$$
\begin{aligned}
E_h \frac{d^3\sigma^{\gamma p \to hX}}{d^3 p_h} &= \sum_{a,b,c} \int dx_\gamma \int dx_p \int \frac{dx_h}{x_h^2} f_a^\gamma(x_\gamma, M_\gamma^2) f_b^p(x_p, M_p^2) \\
& \quad k_c \frac{d^3\sigma_{k_a k_b \to k_c}}{d^3 k_c} \cdot D_c^h(x_h, M_h^2).
\end{aligned}
\tag{1.33}
$$

Die Funktionen f_i sind die Wahrscheinlichkeitsdichten für das Parton i im Photon bzw. Proton. Der Wirkungsquerschnitt $d^3\sigma/d^3k$ beschreibt den harten Prozeß $ab \to cd$ in $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ und die Fragmentationsfunktion D gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte an, das Hadron h mit dem Impulsanteil x aus Parton c zu erzeugen.

Berechnungen von [21] ergeben eine Abhängigkeit des inklusiven Wirkungsquerschnitts zu

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} \xrightarrow[s\to\infty]{} \frac{f(x_t,\theta)}{s^2} \sim p_t^{-n}, \tag{1.34}$$

mit $x_t = 2p_t/\sqrt{s}$ und $n = 4$. Allerdings ergeben Messungen Werte im Bereich $n \approx 6$ bis 8 [22]. Weitere phänomenologische Parametrisierungen haben die Form

$$E\frac{d^3\sigma}{d^3p} \sim \left(1 + \frac{p_t}{p_{t,0}}\right)^{-n}, \tag{1.35}$$

mit den zu bestimmenden Parametern $p_{t,0}$ und n.

Resultate aus der Photoproduktion von geladenen Teilchen wurden bereits bei HERA gemessen [23, 24] (siehe Abbildung 1.8). Die H1-Daten und die Daten von γp und Hadron p-Streuung bei $E_{CMS} \approx 18\,\mathrm{GeV}$ (WA69) bzw. $p\bar{p}$-Streuung ($E_{CMS} \approx 200\,\mathrm{GeV}$, UA1) zeigen ein härteres Spektrum mit wachsender Schwerpunktsenergie.
Weiterhin ergibt sich ein härteres Spektrum der γp-Daten im Vergleich zu $\bar{p}p$-Streuung bei nahezu gleicher Schwerpunktsenergie. Es werden in der Photoproduktion mehr Teilchen mit hohem transversalen Impuls beobachtet. Dieser Unterschied ist durch die Abwesenheit von direkten und anomalen Prozessen in der $p\bar{p}$-Streuung zu erklären. Diese Prozesse sind charakterisiert durch hohe transversale Impulse der geladenen Teilchen, hervorgerufen durch harte γp-Streuung mit im Vergleich zu weichen VMD-Prozessen großen transversalen Impulsen im harten Parton-Prozeß.
Eine Analyse des Energieverlustspektrums der Teilchen zur Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts bei H1 ergibt, daß hauptsächlich geladene Pionen gemessen werden, aber auch geladene Kaonen bzw. Protonen zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Die Frage stellt sich nun, ob Unterschiede auftreten, wenn das Pionenspektrum (die Beiträge der Kaonen und Protonen werden vernachlässigt) verglichen wird mit Spektren bezogen auf Mesonen mit Strangeness. Weiterhin ist zu klären, welche der in diesem Kapitel beschriebenen Prozesse zur Strangeness-Produktion beitragen und ob die Vorhersagen der auf QCD-Rechnungen und Parametrisierungen der Fragmentation und Hadronisation beruhenden Modelle die Daten beschreiben. Zum Nachweis von Teilchen mit Strangeness bietet sich die Identifikation von neutralen Kaonen durch den Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ an, da geladene Kaonen nur in einem kleinen Bereich des transversalen Impulses mit Hilfe der Teilchenidentifikation über dE/dx von geladenen Pionen unterschieden werden können.

Der inklusive K_s^0-Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 6\,\mathrm{GeV}$ in der Photoproduktion mit reellen Photonen ist in Abbildung 1.9 dargestellt. Die Messung ist mit der Funktion $A\exp(-Bp_t^2)$ in zwei Bereichen des Spektrums angepaßt. Verglichen mit Daten von Pion-Proton-Streuexperimenten ergibt sich eine gute Übereinstimmung des beobachteten Steigungsparameters B. Auch die unterschiedliche Steigung für $p_t^2 < 0,3$ und $p_t^2 > 0,3$ wird bei Pion-Nukleon-Streuung beobachtet. Diese Übereinstimmung erklärt sich daraus, daß das Photon eine dem Pion entsprechende hadronischen Struktur besitzt.

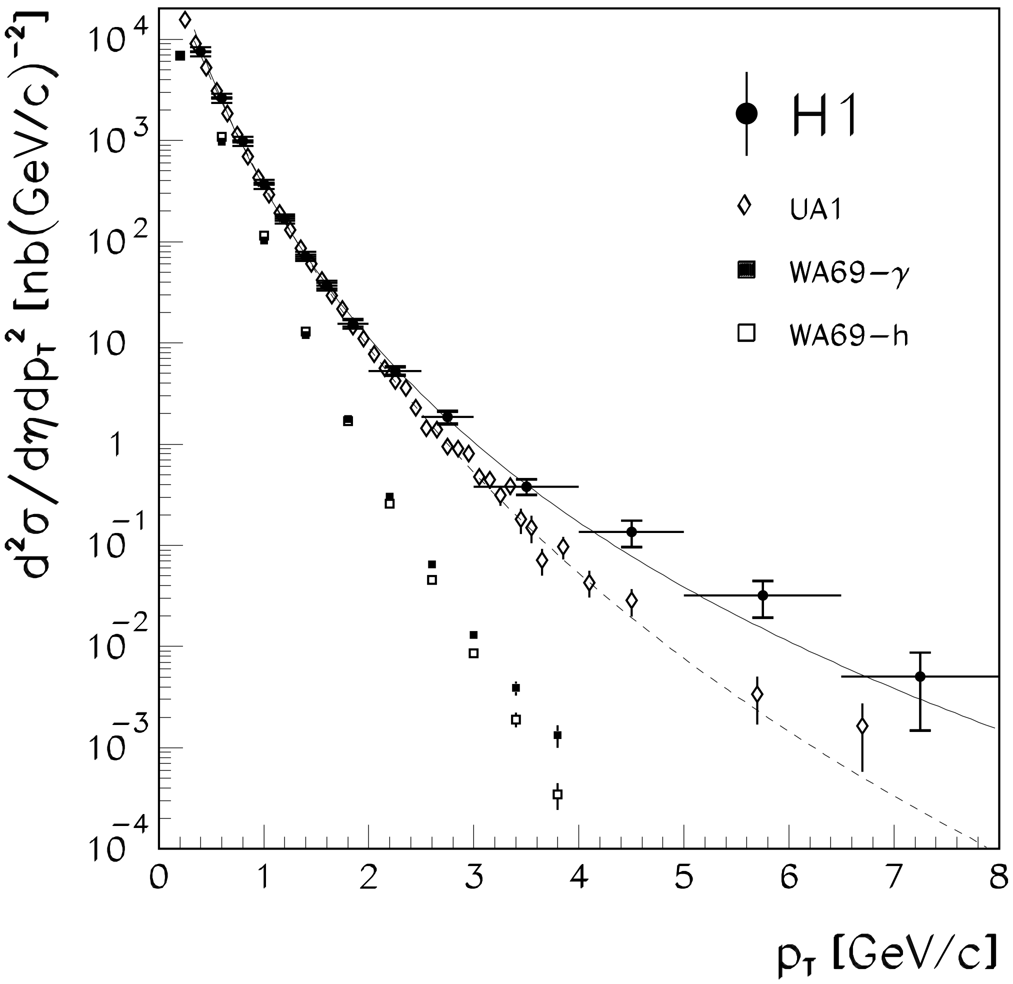


Abbildung 1.8: Inklusiver Wirkungsquerschnitt von geladenen Teilchen bei HERA ($|\eta| < 1,5$; $0,3 < y < 0,7$, $Q^2 < 10^{-2}$) verglichen mit willkürlich normierten Daten der Kollaborationen UA1 ($|\eta| < 2,5$; $E_{cms} \approx 200\,\mathrm{GeV}$; $\bar{p}p$) und WA69 ($E_{cms} \approx 18\,\mathrm{GeV}$; γp und Hadron-p) [23]

In diesem kinematischen Bereich kann also das VMD-Modell zur Beschreibung der γp-Wechselwirkung herangezogen werden.
Aufgrund der hadronischen Struktur des Photons können auch Daten aus $\bar{p}p$-Streuexperimenten mit Photoproduktionsereignissen verglichen werden. Der Vergleich wird allerdings durch Unterschiede zwischen Photon- und Baryon-Streuung bzw. durch unterschiedliche Schwerpunktsenergien erschwert, so daß die Prozesse nur qualitativ verglichen werden können. Der inklusive K_s^0-Wirkungsquerschnitt ist bei $\bar{p}p$-Schwerpunktsenergien von 200 bis 900 GeV gemessen (siehe Abbildung 1.10).
Um die bereits gemessenen K_s^0-Spektren mit HERA-Daten vergleichen zu können, wird in den nächsten Kapiteln die experimentelle Methode dargestellt, um insbesondere den inklusiven K_s^0-Wirkungsquerschnitt zu erhalten.

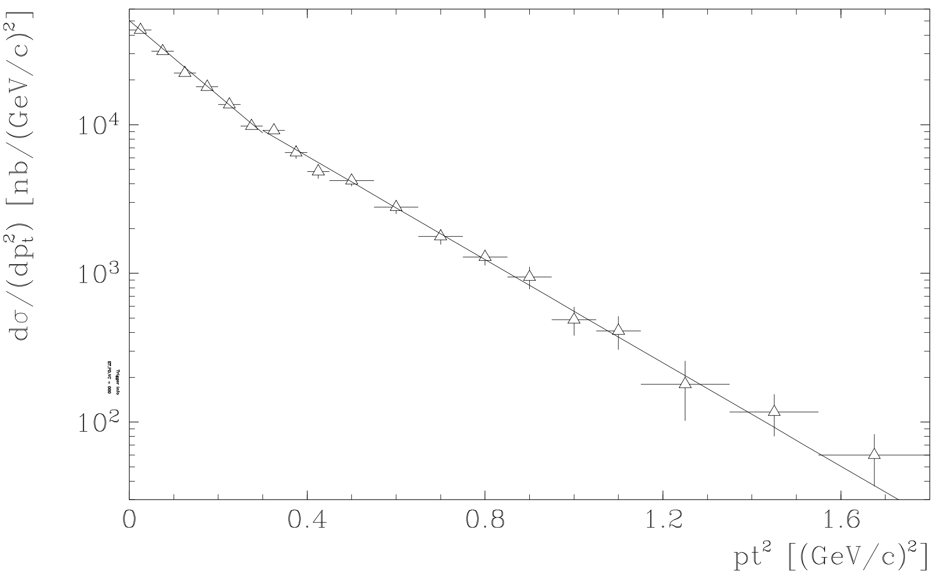


Abbildung 1.9: Inklusiver K_s^0-Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 6\,\mathrm{GeV}$ aus [25]

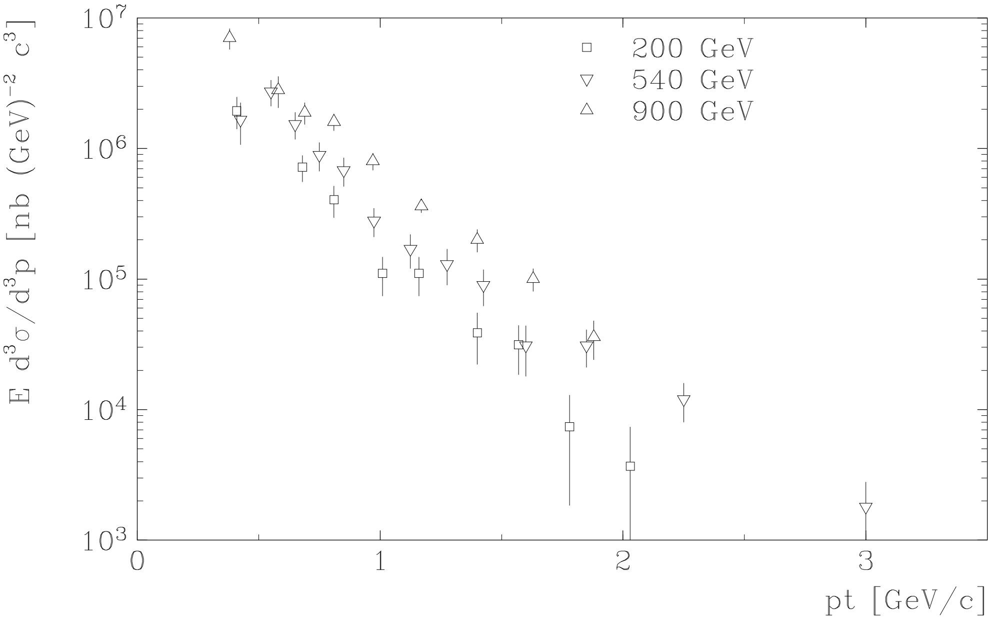


Abbildung 1.10: Inklusiver K_s^0-Wirkungsquerschnitt für $\bar{p}p$-Streuung bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\bar{p}p}} \approx 200, 540, 900\,\mathrm{GeV}$ [26, 27]

Kapitel 2

Experimentelle Methode

Im folgenden wird die Methode zur Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts für K_s^0-Mesonen beschrieben. Zur Rekonstruktion der K_s^0-Mesonen wird der Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ benutzt, wobei die Pionen in der zentralen Spurenkammer gemessen werden.
Die Spektren der K_s^0-Mesonen müssen auf unterschiedliche Verluste hin korrigiert werden. Die einzelnen Beiträge werden in diesem Kapitel erläutert.
Zur Unterstützung der Argumentation werden die Daten mit Monte-Carlo-Ereignisgeneratoren verglichen. Daher werden die wesentlichen Aspekte der Simulationen kurz dargestellt.

2.1 Bestimmung des inklusiven K_s^0-Wirkungsquerschnitts

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Teilchen mit dem Impuls $\vec{p}$ und der Energie E ist $E\, d^3\sigma/d^3p$. Der Phasenraumfaktor d^3p/E ist Lorentz-invariant, da für eine Transformation in z-Richtung gilt

$$p'_z = \gamma(p_z - \beta E); \qquad E' = \gamma(E - \beta p_z); \qquad p_t = p'_t. \tag{2.1}$$

Mit $p_z\, dp_z = E\, dE$ folgt somit $dp'_z/E' = dp_z/E$ und allgemein

$$E' \frac{d^3\sigma}{d^3p'} = E \frac{d^3\sigma}{d^3p}. \tag{2.2}$$

Wird d^3p nach Integration über den Azimutalwinkel ϕ bezüglich der Rapidität r ($r = 1/2 \cdot \ln\left[(E + p_z)/(E - p_z)\right]$) und dem transversalen Impuls p_t ausgedrückt, ergibt sich

$$\begin{aligned} E\frac{d^3\sigma}{d^3p} &= 1/\pi \cdot \frac{d^2\sigma}{dr dp_t^2} \\ &= \frac{1}{2\pi p_t} \cdot \frac{d^2\sigma}{dr dp_t}. \end{aligned} \tag{2.3}$$

Die Rapidität wird allgemein durch y bezeichnet, hier wird r verwendet, um Verwechslungen mit der Inelastizität y zu vermeiden.

Bezüglich einer Lorentztransformation in z-Richtung mit der Geschwindigkeit β ergibt sich die Rapidität r' durch $r' = r + 1/2 \cdot \ln \frac{1-\beta}{1+\beta}$. Daher entspricht diese Lorentztransformation einer Verschiebung in r. Unter Vernachlässigung der Teilchenmasse kann die Rapidität durch die Pseudorapidität η

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \tag{2.4}$$

ersetzt werden. Das ist insbesondere für Untersuchungen wichtig, bei denen keine Teilchenidentifikation durchgeführt werden kann (z.B. Verteilungen geladener Teilchen). Um Vergleiche bezogen auf diese Messungen durchführen zu können, wird entsprechend die Pseudorapidität η benutzt.
Der differentielle K_s^0-Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Anzahl der produzieren K_s^0-Mesonen N^{prod} und der integrierten Luminosität $\int \mathcal{L}dt$ zu

$$\frac{d^2\sigma}{dr dp_t^2} = \frac{1}{2p_t} \cdot \frac{N^{prod}(\Delta p_t)}{\int \mathcal{L}dt \cdot \Delta r \Delta p_t}. \tag{2.5}$$

Die bisherigen Betrachtungen beziehen sich auf die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ohne Berücksichtigung der Apparatur. Um Verluste bei der Messung der Teilchen zu berücksichtigen, müssen Korrekturen angebracht werden. Diese Korrekturen unterscheiden sich von Experiment zu Experiment. Da in den folgenden Kapiteln mehrfach die Korrekturen behandelt werden, soll hier ein Überblick gegeben werden, der die nachfolgende Analyse transparenter macht.
Bei diese Analyse werden folgende Korrekturen angewendet. Aus der Anzahl der gemessen K_s^0 errechnet sich die Anzahl der produzierten K_s^0 durch:

$$N^{prod} = (N^{gemessen} - N^{Untergrund}) / \left(BR \cdot \epsilon_{Rekonstruktion} \cdot \epsilon_{Datenselektion} \cdot \epsilon_{Trigger}\right). \tag{2.6}$$

Mit:

$N^{gemessen}$	:	Anzahl der K_s^0-Kandidaten im Bereich des Signals
$N^{Untergrund}$	:	Anzahl der Untergrundkombinationen
BR	:	Verzweigungsverhältnis für $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$
$\epsilon_{Trigger}$	:	Trigger-Effizienz des Kleinwinkel-Elektron-Trigger und des Triggers auf den hadronischen Endzustand
$\epsilon_{Datenselektion}$	:	Effizienz beim Verwerfen von Untergrundereignissen (auf L4-Triggerniveau bzw. der Ereignisklassifizierung)
$\epsilon_{Rekonstruktion}$	:	Effizienz das K_s^0 zu rekonstruieren.

Die hier definierten Größen werden in den folgenden Kapiteln detailliert behandelt. Zur Vollständigkeit werden sie hier erläutert und weiter aufgeteilt. Da die K_s^0-Identifikation nicht eindeutig ist, also Untergrundkombinationen nur begrenzt ausgeschlossen werden können, müssen diese von der Anzahl der K_s^0-Kandidaten abgezogen werden.

Das Verzweigungsverhältnis $BR = (68,61 \pm 0,28)\%$ [28] berücksichtigt, daß nur der Zerfall $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ zur K_s^0-Identifikation benutzt wird. Andere Kanäle können nicht gemessen werden ($K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$) oder können vernachlässigt werden. Die weiteren Korrekturfaktoren beziehen sich auf den Verlust an K_s^0-Mesonen hervorgerufen durch den Trigger, der Datenselektion und der K_s^0-Rekonstruktion.
Da das Luminositätssystem gleichzeitig für den Nachweis des Elektrons aus Photoproduktionsprozessen benutzt wird, sind die Messungen der Luminosität und des inklusiven Wirkungsquerschnitts korreliert. Die Triggereffizienz wird als Produkt der Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektron-Detektors, der Effizienz des Kleinwinkel-Elektron-Triggers und der Effizienz des Triggers auf den hadronischen Endzustand definiert:

$$\begin{aligned} \epsilon_{Trigger} &= A_{Kleinwinkel-Elektron-Detektor} \cdot \epsilon_{Kleinwinkel-Elektron-Trigger} \\ &\cdot \epsilon_{Trigger\,auf\,hadr.\,Endzustand}. \end{aligned} \tag{2.7}$$

Zur Datenselektionseffizienz sind Verluste von Ereignissen aus der Photoproduktion zugeordnet, die fälschlicherweise als Untergrundereignisse (hauptsächlich Strahl-Gas Wechselwirkungen) erkannt sind.
Schließlich unterteilt sich die K_s^0-Rekonstruktionseffizienz auf den Akzeptanzbereich der CJC, in dem die Zerfallsprodukte der K_s^0-Mesonen überhaupt nachgewiesen werden, und in die Effizienz, daß beide Pionen durch die Spurrekonstruktion und das K_s^0-Meson durch die kinematische und topologische Anpassung gefunden werden. Außerdem treten Verluste durch weitere Schnitte zur Untergrundunterdrückung falscher Spurkombinationen der V^0-Anpassung auf:

$$\epsilon_{Rekonstruktion} = \epsilon_{Schnitt} \cdot \epsilon_{V0-Rekonstruktion} \cdot \epsilon_{Spurrekonstruktion} \cdot A_{CJC} \tag{2.8}$$

A_{CJC}	:	Akzeptanz der CJC (beide Pionen erreichen die CJC)
$\epsilon_{Spurrekonstruktion}$	:	Effizienz beide Pionen, wenn sie die CJC erreichen, zu rekonstruieren
$\epsilon_{V0-Rekonstruktion}$	:	Effizienz *rekonstruierte* Pionen zu einem K_s^0-Kandidaten zuzuordnen
$\epsilon_{Schnitt}$	:	Effizienz weiterer Schnitte zur Untergrundunterdrückung

Außer der Akzeptanz der CJC, die aus einem K_s^0-Generator gewonnen wird, und den Verlusten bei der Ereignisklassifizierung, die auf der Simulation von Photoproduktionsereignissen beruhen, werden die anderen Korrekturfaktoren aus den Daten selbst bestimmt. Um diese Korrekturen mit Ergebnissen aus Monte-Carlo-Simulationen vergleichen zu können, werden im folgenden die benutzten Datensätze kurz beschrieben.

2.2 Monte-Carlo-Simulation

Monte-Carlo-Methoden werden benutzt, um auf Rechenmaschinen das Verhalten von komplexen Prozessen nachzubilden, die auf analytischem Weg nicht berechenbar sind. Insbesondere werden Prozesse der ep-Streuung generiert. Die dabei produzierten Teilchen werden dann einer Detektorsimulation unterworfen, wobei damit ein Vergleich mit den aufgenommenen und bearbeiteten Daten möglich ist.

Es werden Ereignisse von zwei unterschiedlichen Monte-Carlo-Simulationen für den Vergleich und die Bestimmung der Korrekturen benutzt.

Der erste Datensatz ist durch die zu untersuchenden physikalischen Prozesse motiviert, wobei Photoproduktionsereignisse auf Basis der Programme IJRAY [29], PYTHIA [15, 16] und JETSET [15] erzeugt werden. IJRAY wird für die Simulation der Photonabstrahlung von einlaufenden Elektronen auf Grundlage der in Abschnitt 1.3 beschriebenen Weizsäcker-Williams-Näherung benutzt. Der γp-Subprozeß wird dann mit dem Programm PYTHIA 5.6 simuliert, wobei die Prozesse in führender Ordnung QCD berechnet werden. Es wird die „Minimum Bias“ Ereignisgenerierung benutzt, d.h. es werden zum größten Teil „weiche“ Prozesse generiert. Es soll hier hervorgehoben werden, daß die Messung des inklusiven Wirkungsquerschnitts nur wenig auf der genauen Simulation der analysierten Photoproduktionsereignisse beruht. Nur die Abschätzung der Verluste der Ereignisklassifikation, wobei die Verluste gering sind, beruhen auf diese Simulation.

Zur Beschreibung der Fragmentations- und Hadronisationsprozesse wird das Programm JETSET mit dem Parton-Schauer-Modell und der String-Fragmentation benutzt (siehe Abschnitt 1.4). Der kinematische Bereich, in dem die Monte-Carlo Ereignisse generiert sind, ist eingeschränkt auf den Akzeptanzbereich des Kleinwinkel-Elektron-Detektors mit $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$ und $0,25 < y < 0,7$.

Der zweite Datensatz, der im folgenden auch als $K_s^0\pi$-Simulation bezeichnet wird, beruht auf der Erzeugung und der Detektorsimulation nur von K_s^0-Mesonen. Der transversale Impuls der K_s^0-Mesonen, der im ersten Datensatz durch die begrenzte Statistik (ca. 1/3 der integrierten Luminosität der analysierten Daten) eingeschränkt ist, liegt hier weit über 3 GeV/c. Um zu berücksichtigen, daß die kinematische Anpassung der geladenen Spuren in der CJC einen primären Vertex fordert, werden zusätzlich zu jedem K_s^0-Meson 6 Pionen pro Ereignis generiert. Die kinematischen Größen der erzeugten Teilchen sind in Tabelle 2.1 zusammengefaßt.

Teilchen	**transversaler Impuls** p_t [GeV/c]	**Polarwinkel** θ [rad]	**Azimutalwinkel** ϕ [rad]
K_s^0-Meson	0,5/ 1/ 1,5/ 2/ 3/ 5/ 7/ 9	$0-\pi$	$0-2\pi$
π^+-Meson	0,1/ 0,3/ 1	$0-\pi$	$0-2\pi$
π^--Meson	0,2/ 0,4/ 1	$0-\pi$	$0-2\pi$

Tabelle 2.1: Kinematische Größen der erzeugten Teilchen; in jedem Ereignis werden ein K_s^0-Meson ($p_t = 0,5 - 9\,\mathrm{GeV/c}$) und je drei π^+- bzw. π^--Mesonen generiert

Die Teilchenzerfälle im Hadronisationsprozeß werden soweit simuliert, bis die Lebensdauer der erzeugten Teilchen für den Nachweis im Detektor ausreicht ($\tau > 3 \cdot 10^{-11}$ s). Erst dann durchlaufen diese Teilchen eine detaillierte Detektorsimulation [30]. Dabei werden Effekte wie Energieverlust, Vielfachstreuung, Wechselwirkungen und Zerfälle im Detektormaterial berücksichtigt.
Die aus den beiden Datensätzen erhaltenen Daten werden danach soweit aufbereitet, daß sie dasselbe Rekonstruktionsprogramm wie die Daten durchlaufen können. Durch die Zuordnung der generierten Treffer zu den rekonstruierten Spuren in der CJC können Effizienzen mit den Monte-Carlo-Datensätzen bestimmt werden. Da ein generierter Treffer zu mehreren Teilchen zugeordnet sein kann, müssen diese Mehrdeutigkeiten durch weitere Zuordnungskriterien ausgeschlossen werden. Daher werden folgende Kriterien angewendet. Mehr als 20% und mindestens 8 von 56 möglichen Treffern der rekonstruierten Spur müssen zu einem generierten Teilchen zugeordnet sein. Außerdem muß die Ladung der rekonstruierten Spur und des generierten Teilchens übereinstimmen.
Stimmen also die zugrundeliegenden Prozesse bzw. Rechnungen bei der Generation der Photoproduktionsereignisse und entsprechen die in der Simulation implementierten physikalischen Prozesse der Wirklichkeit, sollten die gemessenen Größen mit denen aus dem Monte-Carlo-Datensatz übereinstimmen. Insofern sind Unterschiede zwischen den Verteilungen der Monte-Carlo-Simulation und den Daten Hinweise auf ungenaue oder falsch implementierte Prozesse oder ungenaue Detektorsimulation. Eine Unterscheidung ist oft schwer möglich. Die aus der Monte-Carlo-Simulation gewonnenen Auflösungen sind meist zu optimistisch, da in der Detektorsimulation nie alle bei den Daten auftretenden Effekte implementiert sind. Aufgrund dieser Schwierigkeiten wird versucht, den inklusiven K_s^0-Wirkungsquerschnitt möglichst nicht mit Analysen nur bezogen auf Monte-Carlo-Simulationen zu bestimmen.

Kapitel 3

Der Speicherring HERA und der H1-Detektor

Die in den folgenden Kapiteln vorgestellte Analyse beruht auf Daten aus der Datennahmeperiode 1993 des Elektron-Proton-Speicherrings HERA am DESY (Hamburg), die mit dem Detektor H1 aufgenommen sind. Im folgenden wird ein kurzer Überblick des Speicherrings gegeben, sowie der Aufbau des H1-Detektors erläutert. Dabei stehen besonders die Detektorkomponenten im Vordergrund, die in der nachfolgenden Analyse Verwendung finden.

3.1 Der Speicherring HERA

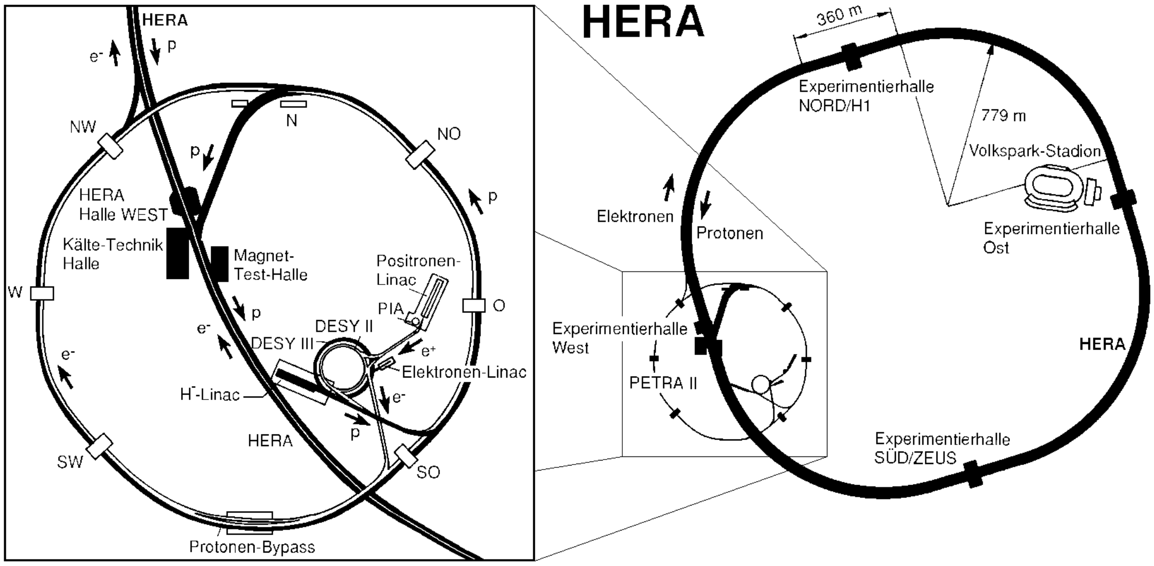


Abbildung 3.1: Der Speicherring HERA und das Vorbeschleunigersystem am DESY

Bei HERA wird erstmals ein Elektron- mit einem Proton-Strahl zur Kollision gebracht. Die Anlage besteht aus zwei separaten Vorbeschleunigersystemen und Speicherringen. Der etwa 6,3 km lange Speicherringtunnel liegt in 10 bis 25 m Tiefe. Beide Strahlen laufen weitgehend in separaten Strahlrohren und werden an zwei Wechselwirkungspunkten in Halle Süd (ZEUS-Detektor) und in Halle Nord (H1-Detektor) frontal zur Kollision gebracht. Die Sollenergien sind dabei 30 GeV für den Elektronstrahl bzw. 820 GeV für den Protonstrahl. Die Schwerpunktsenergie des Elektron-Proton-System liegt mit $\sqrt{s} = 314\,\text{GeV}$ um eine Größenordnung über den bisherigen Lepton-Nukleon-Streuexperimenten am stationären Target.

HERA Parameter		***e*-Ring**	***p*-Ring**
Strahlenergie	[GeV]	26,7 (30)	820
Einschußenergie	[GeV]	12 (14)	40
Teilchenpakete		90 + 4 (210)	90 + 4 (210)
Teilchen pro Paket	[10^{10}]	3,6	3 (10)
Strahlstrom	[mA]	25 (58)	20 (163)
Strahlquerschnitt (hor.:vert.)	[μm]	280:37	265:84
Paketelänge	[cm]	0,8	20 (8,5)
Maximale Luminosität	[10^{-31}cm^{-2}s^{-1}]	0,15 (1,5)	
Integrierte Luminosität	[nb^{-1}y^{-1}]	10^3 (10^5)	
Kollisionsrate	[MHz]	10,4	

Tabelle 3.1: Einige Parameter des Speicherringes HERA für die Betriebsperiode 1993; die Sollparameter sind, falls abweichend, in Klammern angegeben

Der Speicherring HERA wurde im Jahr 1992 in Betrieb genommen. Freie Elektronen und negativ geladene Wasserstoffionen werden vor den Linearbeschleunigern erzeugt. Die Elektronen der Wasserstoffionen werden dann abgestreift, indem die Ionen eine dünne Folie passieren. In den umgebauten Speicherringanlagen DESY und PETRA werden die Elektronen bzw. Protonen vorbeschleunigt und mit einer Energie von 14 GeV (Elektronen) und 40 GeV (Protonen) in den HERA-Ring eingefüllt. Nach der Injektion in die HERA-Speicherringe werden die Elektronen und Protonen jeweils auf die Strahlenergie beschleunigt. Im Unterschied zu den normalleitenden Magneten zur Führung des Elektronenstrahls (0,165 T) erfordert die hohe Energie des Protonenstrahls supraleitende Magnete mit einem Magnetfeld von 4,65 T. Die Kühlung erfolgt mit flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4,2 K.
Tabelle 3.1 stellt einige Parameter von HERA auf. In der Datennahmeperiode des Jahres 1993 betrug die Elektronenstrahlenergie 26,7 GeV. Die in diesem Jahr erreichte maximale Luminosität beträgt $0,15 \cdot 10^{-31}\text{cm}^2\text{s}^{-1}$ und liegt um eine Größenordnung unter der Solluminosität.

3.2 Der H1-Detektor

Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau des H1-Detektors, dessen Komponenten die Wechselwirkungszone schalenförmig umschließen. Außerdem ist das gewählte Koordinatensystem skizziert (z-Achse in Richtung des Protonenstrahls). Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten ist in [31] zu finden. Hier werden diese nur kurz dargestellt.
Der H1-Detektor ist durch die unterschiedlichen Strahlenergien von asymmetrisch aufgebaut. Der Teilchenfluß ist im Vorwärtsbereich größer, so daß der Detektor dort feiner bestückt ist (das ep-Schwerpunktssystem bewegt sich mit einem Impuls von 790 GeV/c in Protonrichtung).
Der H1-Detektor soll die Streuprodukte möglichst vollständig nachweisen. Die Anforderungen sind eine sehr genaue Impuls- und Energiebestimmung der Teilchen bzw. eine Teilchenidentifikation für eine Vielzahl unterschiedlicher Prozesse. Zu den Prozessen zählen weiche hadronische Reaktionen mit niedriger Teilchenmultiplizität sowie auch harte Streuprozessen mit Teilchenjets hoher Energie. Außerdem erfordert das große Untergrund-Signal-Verhältnis eine schnelle Auswahl bzw. ein sicheres Erkennen der physikalisch interessanten Ereignisse.

Ausgehend vom Wechselwirkungspunkt werden die Detektorkomponenten nun kurz beschrieben.
Im inneren Bereich befindet sich das Spurenkammersystem, bestehend aus den Vorwärtsspurenkammern, den zentralen Spurenkammern und der rückwärtigen Proportionalkammer. Die Aufgabe dieser Kammern ist eine Rekonstruktion und Identifikation von geladenen Teilchen, sowie die Erzeugung von Triggersignalen für die Ereignisauswahl. Eine detailliertere Beschreibung der zentralen Spurenkammern erfolgt weiter unten.
Danach folgt im Zentralbereich das Flüssig-Argon-Kalorimeter [32] mit einer elektromagnetischen Komponente (Blei-Absorber mit 20-30 Strahlungslängen) und einer hadronischen Komponente (Edelstahl-Absorber mit 4,5-8 hadronische Wechselwirkungslängen), wobei im Polarwinkelbereich $4° < \theta < 153°$ eine kalorimetrische Messung mit hoher Granularität (45000 Kanäle) ermöglicht wird. Die Energieauflösung beträgt $\sigma_{ele}/E \approx 12\%\sqrt{\mathrm{GeV}/E} \oplus 1\%$ und $\sigma_{had}/E \approx 50\%\sqrt{\mathrm{GeV}/E} \oplus 2\%$ [31, 32, 33].
Im rückwärtigen Bereich ($151° < \theta < 177°$) befindet sich ein warmes elektromagnetisches Kalorimeter (Blei-Szintillator mit 22,5 Strahlungslängen) mit einer Energieauflösung von $\sigma/E \approx 8,8\% \cdot \sqrt{\mathrm{GeV}/E} \oplus 11,9\%\mathrm{GeV}/E \oplus 1\%$ [34]. Mit einer hadronischen Wechselwirkungslänge von $\lambda_{had} \approx 0,9$ ist eine sinnvolle hadronische Messung nicht möglich.
Das Kalorimetersystem ist umgeben von einer supraleitenden Spule und einem Eisenjoch zur Rückführung des magnetischen Flusses. Im Bereich der Spurenkammern ist das mittlere Feld $1,15\,\mathrm{T}$, wobei die größte Abweichung im Bereich der zentralen Spurenkammer 5% beträgt.
Das Eisenjoch ist mit Streamerrohrkammern instrumentiert, die zusammen mit zusätzlichen Myonenkammern die Identifikation und Rekonstruktion von Myonen ermöglichen. Außerdem dient das instrumentierte Eisen zur Messung von restlichen Teilchen aus hadronischen Schauern.

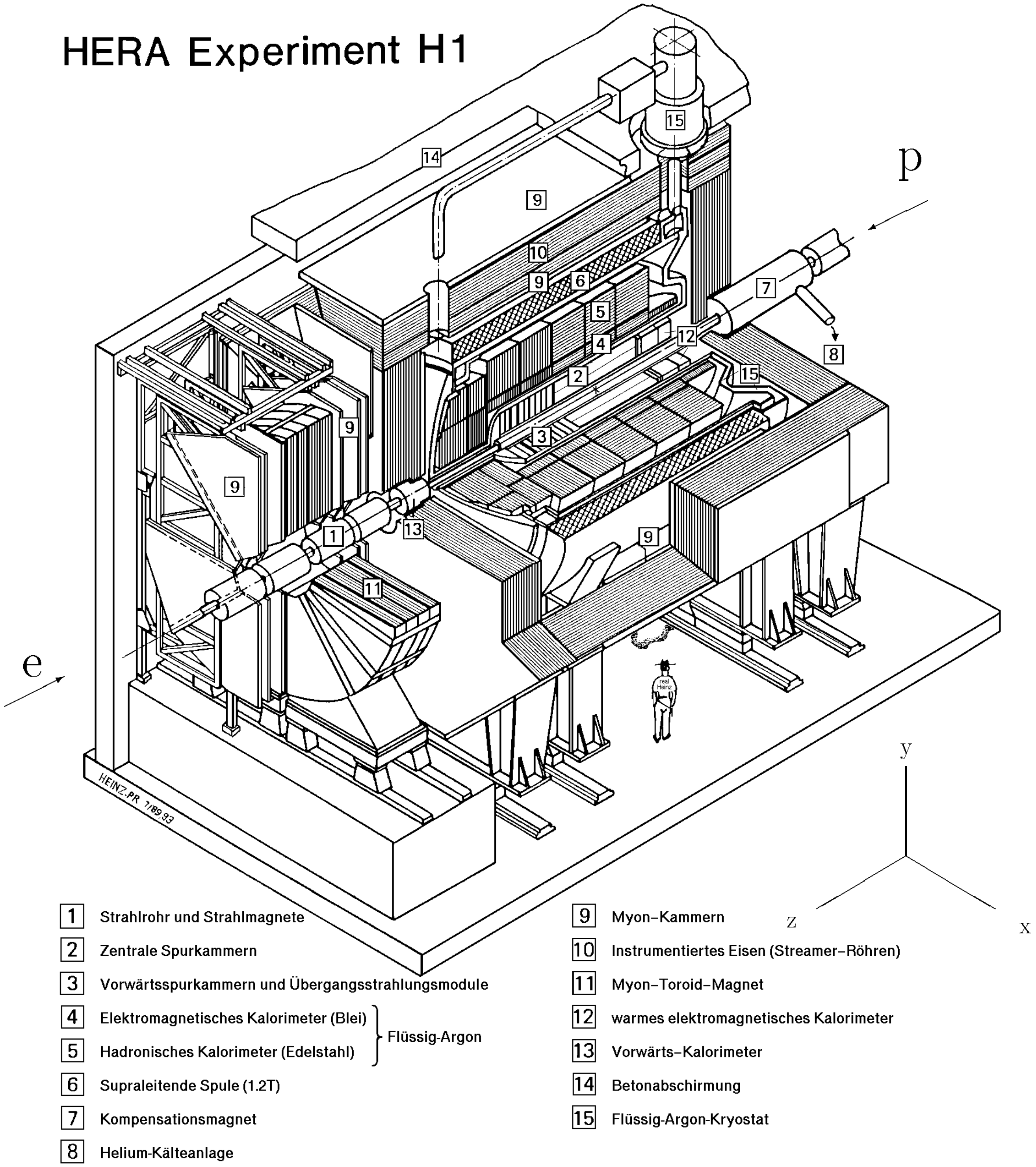


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des H1-Detektors

Eine weitere Komponente ist das Flugzeitsystem, das sich hinter dem warmen elektromagnetischen Kalorimeter befindet und das durch zwei Szintillatorebenen mit einer Zeitauflösung von ca. 3 ns zur Unterscheidung von ep-Wechselwirkungen und Untergrundereignissen dient. Untergrundereignisse (Strahl-Restgas-, Strahl-Wand-Wechselwirkungen) haben im Vergleich zu ep-Wechselwirkungen eine Differenz von ca. 13 ns zum Zeitpunkt des Teilchendurchgangs durch das Flugzeitsystem.

Schließlich überdeckt ein Kupfer/Silizium-Kalorimeter den Polarwinkelbereich von $0,7° < \theta < 3,5°$. Das Kalorimeter hat eine Auflösung von $100\%/\sqrt{E}$.

Das Luminositätssystem wird in Abschnitt 3.2.1 beschrieben.

Die Aufgabe des Triggers besteht in der Selektion von physikalisch interessanten ep-Ereignissen und in einer Unterdrückung von den mit einer um mehrere Größenordnungen höheren Rate auftretenden Untergrundereignisse. Die hohe Kollisionsrate von 10,4 MHz, entsprechend 96 ns zeitlicher Abstand zwischen zwei Kollisionen, stellt hohe Anforderungen an das Triggersystem und die Datenerfassung, wobei die Totzeit gering gehalten werden soll.

Das Triggersystem besteht aus den Entscheidungsebenen L1 bis L4, wobei ein Ereignis sukzessiv analysiert und gegebenfalls verworfen wird. Durch frühzeitiges Verwerfen von Untergrundereignissen steigt die Effizienz der Untergrundunterdrückung, wobei durch die einzelnen Triggerstufen nach jeweils $2,4\,\mu$s, $20\,\mu$s, $800\,\mu$s und 100 ms die Rate der zu speichernden Ereignisse auf 5-10 Hz gesenkt wird.

In der Betriebsperiode 1993 waren nur die beiden Stufen L1 und L4 aktiv, die im folgenden kurz beschrieben werden.

Die L1 Triggerentscheidung beruht auf eine Kombination von 128 Triggerelementen einzelner Detektorkomponenten. Die Daten der Detektorkomponenten, insbesondere die Triggersignale, werden über mehrere ep-Wechselwirkungen in zentral synchronisierte Datenketten gefüllt und bleiben dort für eine bestimmte Zeit verfügbar. Bis eine Triggerentscheidung vorliegt, müssen dabei die Information von 24 ep-Kollisionen gespeichert werden. Wird ein Ereignis akzeptiert, wird die weitere Datenakkumulation gestoppt, das Ereignis ausgelesen und weiter verarbeitet. Die in dieser Analyse verwendeten Trigger werden in Abschnitt 4.1 genauer beschrieben.

Nach der vollständigen Auslese eines Ereignisses läuft auf der vierten Triggerstufe (L4) eine vereinfachte Version des H1-Rekonstruktionsprogramms auf einem Mehrprozessorsystem (Filterfarm). Durch schnelle Filteralgorithmen [35] wird dabei eine Reduktion der Ereignisse um 80%-90% erreicht. Außerdem finden auf der L4-Triggerstufe bereits die Überwachung der Detektorkomponenten und die Berechnung einiger Kalibrationsgrößen statt.

Die akzeptieren Ereignisse werden als Rohdaten auf Magnetband-Kassetten gespeichert und für die weitere Analyse getrennt von der Datennahme vollständig rekonstruiert. Um die dabei anfallende Datenmenge weiter zu reduzieren und um eine Zuordnung zu den physikalischen Prozessen und damit eine leichtere Handhabung zu ermöglichen, wird eine Ereignisklassifikation durchgeführt. Die für diese Analyse wichtigen Ereignisselektionen werden in Abschnitt 4.2 genauer beschrieben.

3.2.1 Das Luminositätssystem

Das Luminositätssystem (siehe Abbildung 3.3) dient zur schnellen und momentanen Messung der Luminosität für ep-Kollisionen, wobei der Bethe-Heitler-Prozeß $e^-p \to e^-p\gamma$ benutzt wird, dessen Wirkungsquerschnitt sehr genau berechenbar ist. Zum Nachweis des Prozesses dienen zwei Čerenkov-Kalorimeter aus TlCl/TlBr.

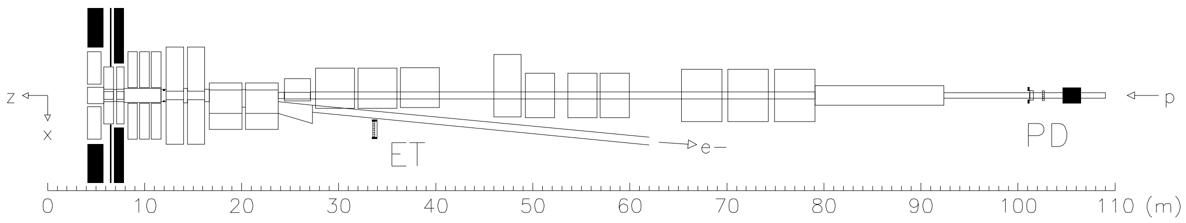


Abbildung 3.3: Luminositäts-System; PD: Photondetekor, ET: Elektron-Detektor

Das abgestrahlte Photon bewegt sich bis kurz vor dem Photondetektor im Strahlrohr der Protonen. Um Untergrundphotonen aus der niederenergetischen Synchrotronstrahlung zu absorbieren, befindet sich ein Kollimator, der mit einem Durchmesser von 9 cm die Akzeptanz des Photon-Detektors definiert und ein Filter aus Kupfer (0, 5 Strahlungslängen) und Blei (1, 5 Strahlungslängen) vor dem Photon-Detektor. Um außerdem ein sauberes Photonsignal messen zu können, dient ein Wasser-Čerenkov-Zähler mit einer Strahlungslänge hinter dem Filter als Veto gegen ein Aufschauern des Photons im Filter.
Um vom Proton induzierte Untergrundereignisse abzuschirmen, ist eine Eisenwand mit 2 m Länge hinter dem Photon-Detektor installiert. Der Photon-Detektor ist bei $z = -102,9\,\mathrm{m}$ aufgebaut und absorbiert das Photon mit einer Strahlungslänge von 21, 5.
Das gestreute Elektron des Bethe-Heitler-Prozesses bewegt sich zunächst im selben Teilchenpaket weiter und kann durch Dipolmagnete wegen der geringeren Energie des Elektrons von den übrigen Teilchen getrennt werden. Hat das Elektron eine Energie zwischen ca. 5 GeV und 20 GeV trifft es auf den Elektron-Detektor ($\theta > \pi - 5\,\mathrm{mrad}$).
Die Energieauflösung des Photon- und Elektron-Detektors beträgt

$$\sigma_E \approx 10\% \sqrt{\mathrm{GeV}/E} \oplus 1\%. \tag{3.1}$$

Wird die Energiesumme von Photon-Detektor, dem Wasser-Čerenkov-Zähler und dem Elektron-Detektor gebildet, sollte sich die Elektronenstrahlenergie von 26, 7 GeV ergeben. Abweichungen hiervon sind auf Leckverluste oder zufällige Koinzidenzen zurückzuführen. Neben der Messung der Luminosität dient der Elektron-Detektor auch zum Nachweis der auslaufenden Elektronen bei Photoproduktionsereignissen in der hier vorgestellten Analyse. Der Photon-Detektor darf in diesem Fall kein Signal liefern.

3.2.2 Die zentralen Spurenkammern

Das Spurkammersystem ist zylindersymmetrisch um die Strahlachse aufgebaut (siehe Abbildung 3.4). Das vordere Spurenkammersystem im Polarwinkelbereich $5° < \theta < 25°$ ist bestückt mit abwechselnd planaren und radialen Driftkammern und Vieldrahtproportionalkammern sowie Übergangsstrahlungsdetektoren.

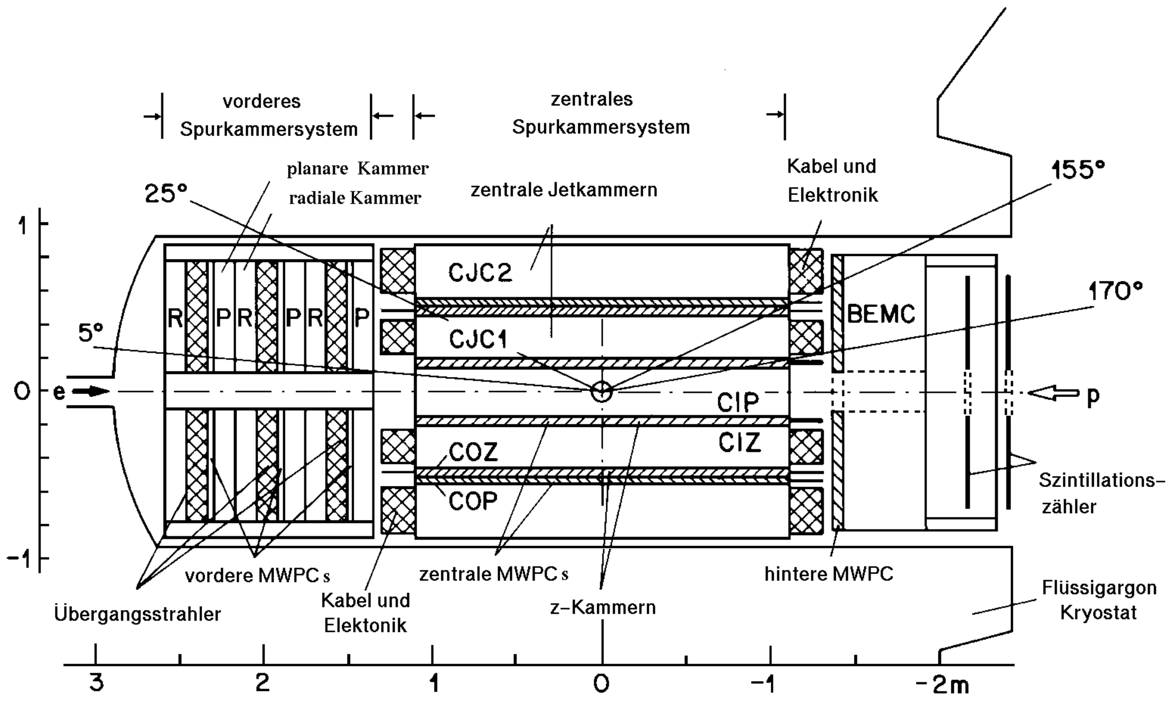


Abbildung 3.4: Seitenansicht des H1-Spurkammersystems

Das System der zentralen Spurendetektoren besteht aus den inneren und äußeren Vieldrahtproportionalkammern (CIP, COP; [36]), die prompte Triggersignale liefern, den inneren und äußeren z-Kammern (CIZ [37], COZ [38]) sowie den Jetkammern CJC1 und CJC2. Während die inneren Kammern CIP und CIZ vor der CJC1 liegen, sind die äußeren Kammern COP und COZ zwischen den Jetkammern [39] positioniert.

Während die Drähte der Jetkammern parallel zur z-Achse gespannt sind, sind die Drähte der z-Kammern in der xy-Ebene konzentrisch und polygonförmig um die Strahlachse angeordnet. Im rückwärtigen Bereich befindet sich schließlich eine weitere Vieldrahtproportionalkammer.

Da die Proportionalkammern CIP und COP für Triggerzwecke in dieser Analyse verwendet werden, werden die wichtigsten Parameter kurz erläutert.

Die zentralen Vieldrahtproportionalkammern

Die Anodendrähte der Proportionalkammern CIP und COP sind in zwei Ebenen parallel zur z-Achse gespannt. Die zur Auslese der Signale verwendeten Kathoden bestehen aus in z und ϕ segmentierten Flächenelementen (Graphit auf einem Trägermaterial).

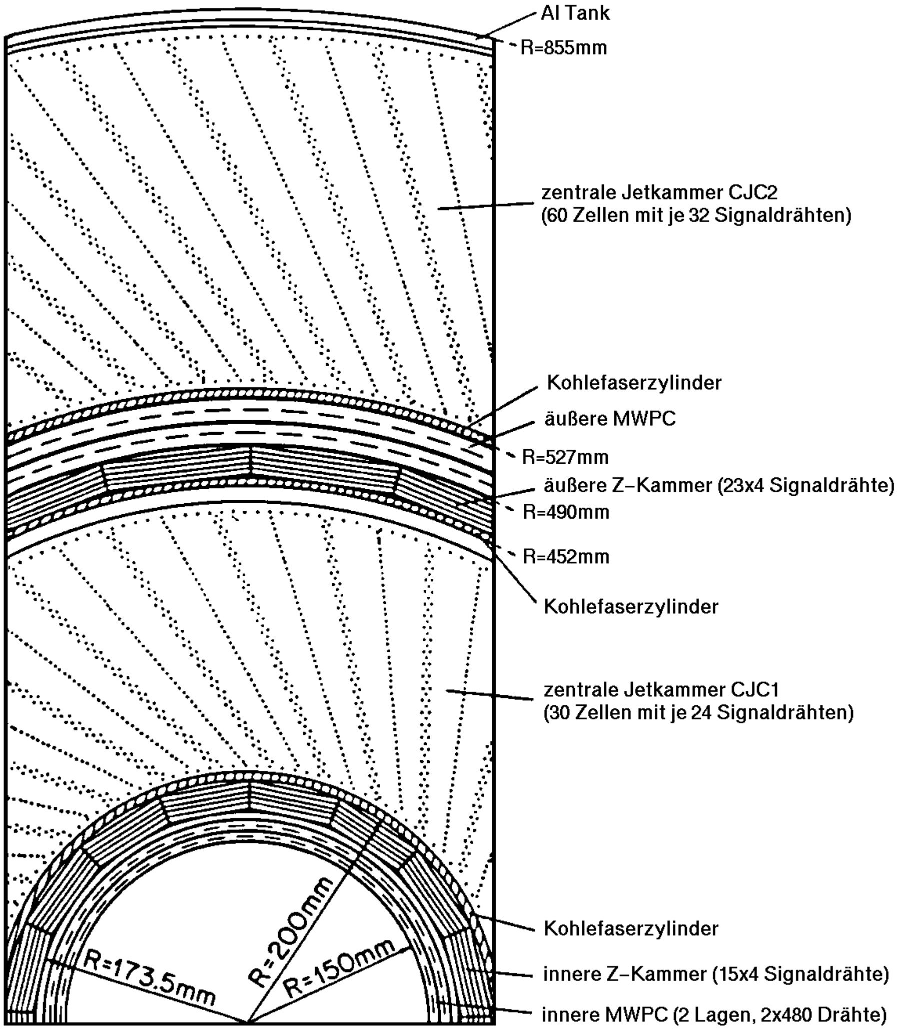


Abbildung 3.5: Querschnitt des H1-Spurkammersystems

Durch die Kombination von jeweils zwei angesprochene Ausleseflächen der inneren und äußeren Kammer wird ein Spurkandidat definiert. Damit die Spuren überhaupt die äußere Kammer erreichen, ist ein transversaler Impuls von 140 GeV/c notwendig. Durch die Abmessungen der Kammern ist die Akzeptanz im Polarwinkel auf $25° < \theta < 155°$ begrenzt. Auf Basis der vier angesprochenen Flächenelemente werden Geraden in der rz-Ebene auf die Strahlachse extrapoliert und im Bereich von $|z| < 44$ cm in das sogenannte z-Vertex-Histogramm gefüllt. Ein Eintrag im Histogramm definiert das einfachste Triggerelement. Weitere Triggerelemente ergeben sich aus einer Analyse der Verteilung im Histogramm.

Die zentralen Spurenkammer

Die zentrale Spurenkammer ist von grundlegender Bedeutung für die hier vorgestellte Analyse. Daher wird das Funktionsprinzip und der Aufbau des Detektors im folgenden näher erläutert. Eine detaillierte Beschreibung ist in [40, 41, 42] zu finden.

Funktionsprinzip einer Driftkammer: Eine Driftkammer ermöglicht eine Orts- und Impulsmessung von geladenen Teilchen. Die Kammer gliedert sich in den Driftbereich mit näherungsweise homogenem elektrischen Feld und in den Gasverstärkungsbereich nahe den Signaldrähten (siehe Abbildung 3.6). In diesem Bereich steigt das elektrische Feld stark an.

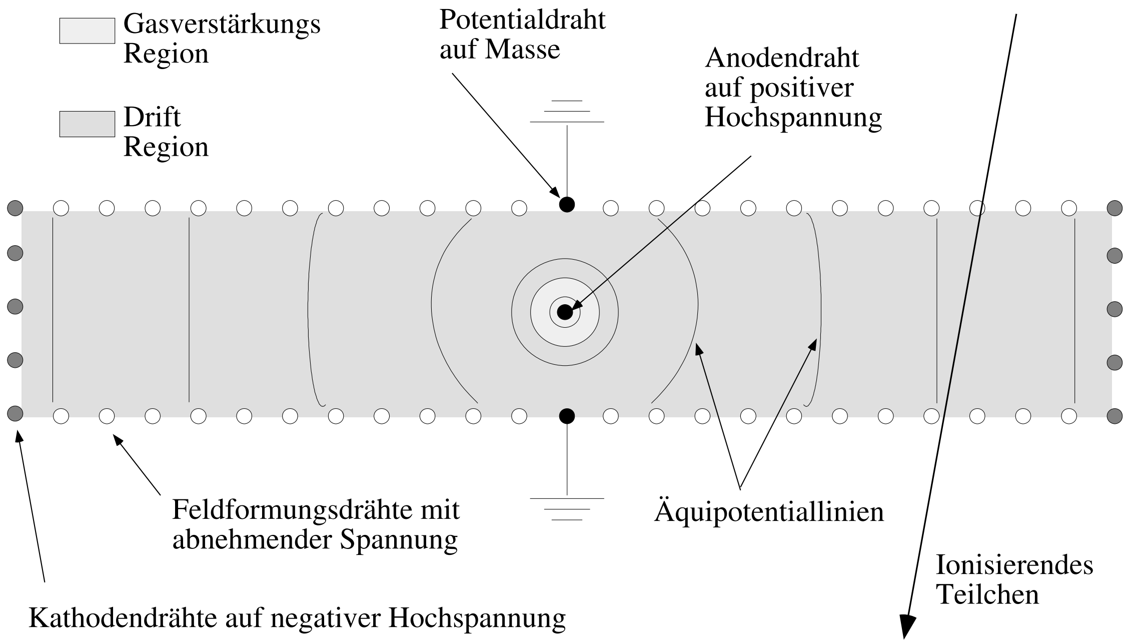


Abbildung 3.6: Prinzipieller Aufbau einer Driftkammer (aus [42])

Der Meßvorgang gliedert sich in drei Phasen. In der ersten Phase (Primärionisation) ionisieren Gasmoleküle entlang der Trajektorie eines geladenen Teilchens. Der mittlere Energieverlust ist dabei abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens und wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben.
Die freien Elektronen und positiven Ionen werden dann unter dem Einfluß eines konstanten elektrischen Feldes zur Annode bzw. Kathode beschleunigt (Driftphase). Die Ionen besitzen eine kleine Beweglichkeit und sind für einen schnellen Nachweis nicht geeignet. Durch Stöße mit Gasmolekülen verlieren die Elektronen so viel Energie, daß sich nach kurzer Zeit eine konstante Driftgeschwindigkeit einstellt (Thermalisierung).
Gelangen die Elektronen in die Nähe des Signaldrahts, werden sie im inhomogenen Feld so stark beschleunigt, daß sie weitere Gasmoleküle ionisieren (Gasverstärkungsphase). Dieser lawinenartige Prozeß influenziert einen Ladungspuls auf dem Anodendraht, der durch geeignete Elektronik weiterverarbeitet wird. Das dabei gemessene Ladungsintegral ist proportional zum Energieverlust des zu vermessenden Teilchen.
Für die Orts-Driftzeit-Beziehung gilt für konstante Driftgeschwindigkeit $x = v_d \cdot (t - t_0)$, wobei die Zeitdifferenz an mehreren Signaldrähten relativ zum Teilchendurchgang (Zeitpunkt t_0) gemessen wird.

Der wahrscheinlichste Energieverlust wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch Formel beschrieben [28]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A}\frac{\rho}{\beta^2} \cdot \left(\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right). \tag{3.2}$$

Hierbei ist N_A die Avogadrokonstante; m_e und r_e sind die Masse und der klassische Radius des Elektrons; A, Z und ρ bedeuten die Massezahl, die Kernladungszahl und die Dichte des Mediums; z und β sind die Ladung und die Geschwindigkeit des hochenergetischen Teilchens ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$); I ist das effektive mittlere Ionisationspotential. Die Größe δ berücksichtigt den Dichteeffekt des Mediums.
Wichtig für eine Teilchenidentifikation mit Hilfe der Bethe-Bloch Formel ist, daß der wahrscheinlichste Energieverlust unabhängig von der Masse des einlaufenden Teilchens ist. Der Energieverlust hat ein Minimum bei $\beta\gamma = p/mc \approx 4$. Der relativistische Anstieg des Energieverlustes ist klassisch auf das Anwachsen des transversalen elektromagnetischen Feldes des Teilchens mit dem Faktor γ zu erklären. Die Sättigung des Energieverlustes ist erreicht, wenn die Ausdehnung des transversale Feldes vergleichbar mit dem Abstand der Atome wird (Dichteeffekt des Mediums).

Aufbau der zentralen Spurenkammer: Die zentrale Spurenkammer gliedert sich in zwei getrennte Komponenten CJC1 und CJC2 (siehe Abbildung 3.5) und überdeckt den Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$. Die innere Kammer ist in 30 Segmente (Zellen) mit jeweils 24 Signaldrähten, die äußere Kammer in 60 Segmente (jeweils 32 Signaldrähte) unterteilt.
Die Signaldrähte sind zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet und sind mit eine Doppelreihe von Potentialdrähten zur Feldformung (Trennung von Drift- und Gasverstärkungsbereich) umgeben. Ein Driftraum wird von Kathodendrähten und weiteren Feldformungsdrähten abgeschlossen.
Die Kammer wird mit dem Arbeitsgas Ar/C_2H_6 (50:50), einem Driftfeld von ca. 125 V/mm und einem Oberflächenfeld des Signaldrahts (mit 20 μm Durchmesser) von 28,75 kV/mm betrieben.
Die Signaldrähte werden an beiden Seiten ausgelesen, wodurch neben der Messung der Driftzeit (Rekonstruktion in der xy-Ebene) auch die z-Koordinate durch Ladungsteilung rekonstruiert werden kann. Der Signaldraht entspricht einem Spannungsteiler, wobei neben der Berechnung der z-Koordinaten durch

$$z = \frac{Q^{+z-Seite} - Q^{-z-Seite}}{\sum Q} \tag{3.3}$$

die Ladungsinformation auch zur Teilchenidentifikation dienen kann.

Die Zellen sind gegenüber der radialen Richtung um 30° geneigt. Die Vorteile dabei sind, daß der Lorentzwinkel, also der Winkel zwischen der Driftrichtung der freigesetzten Elektronen und der Richtung des elektrischen Feldes, grob kompensiert wird, wodurch sich eine verbesserte Doppelspurauflösung für hochenergetische Teilchen ergibt. Die Driftrichtung ist dabei nahezu senkrecht zur Spur.

Weiterhin ist durch die Zuordnung von Spursegmenten zu einer Spur eine Auflösung von Mehrdeutigkeiten möglich, die durch die prinzipielle Ununterscheidbarkeit von Spur und Spiegelspur herrühren[1], da die Teilchen in mehreren Zellen gemessen werden. Eine Unterscheidung wird außerdem durch den alternierenden Versatz der Signaldrähte um $150\,\mu$m unterstützt. Die Kalibrierung der Kammer, also z.B. die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit, des Lorentzwinkels und des Zeitnullpunktes des Ereignisses, wird erleichtert [42]. Da jede Spur Abschnitte hat, die im homogenen Bereich des elektrischen Feldes liegen, werden systematische Effekte der Driftlängenbestimmung geringer, die auf Inhomogenitäten des Feldes in der Nähe der Kathoden- und Anodendrahtebenen basieren.
In Tabelle 3.2 sind einige Parameter der CJC aufgeführt.

Parameter	**Wert**
Kammergas	Ar/C_2H_6 50:50
Driftgeschwindigkeit	$\approx 52\,\mu$m
Lorentzwinkel	$\approx 42°$
Ortsauflösung $r\phi$	$145\,\mu$m
Ortsauflösung z	$2,5\,$cm
dE/dx-Auflösung	$\approx 11\%$

Tabelle 3.2: Einige Parameter der CJC [43]

[1] Durch die Zeitmessung der Treffer kann nicht unterschieden werden, auf welcher Seite des Signaldrahts die Spur verläuft

Kapitel 4

Ereignisselektion

Die Elektron-Proton-Streuung wird durch den Austausch von quasireellen Photonen dominiert. Um diese Ereignisse bei kleinem Q^2 zu selektieren, können zwei Methoden angewendet werden.
Die erste Methode beschränkt den maximalen Impulsübertrag Q^2 durch die Forderung, das gestreute Elektron nicht im Hauptdetektor zu messen. Das entspricht beim vorliegenden Aufbau mit

$$Q_e^2 = 4E_e E_{e'} \cos^2(\theta_e/2) \tag{4.1}$$

und $\theta_{e,max} > \pi - (70\,\text{mrad})$ einem $Q^2 < 2\,\text{GeV}^2$ (mit $E_{e'} = 10\,\text{GeV}$). Die Kinematik wird durch den hadronischen Endzustand mit $y_h = \sum_i (E_i - p_{z,i})/2E_e$, bzw. $W = 2\sqrt{yE_eE_p}$ bestimmt. In weiten kinematischen Bereichen ist die Berechnung von y_h sehr ungenau (siehe auch Abschnitt 4.2).
Als zweite Möglichkeit bietet das Luminositätssystem an, das gestreute Elektron zu messen. Der Bereich in Q^2 wird dabei auf $3 \cdot 10^{-8}\,\text{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\text{GeV}^2$ eingeschränkt. Der Vorteil dabei ist, daß die Ereignisse durch das gestreute Elektron nachgewiesen werden, wobei der Trigger unabhängig vom hadronischen Endzustand ist. In diesem Q^2 Bereich hat der hadronische Endzustand eine invariante Masse W von $150\,\text{GeV} < W < 250\,\text{GeV}$. Um die Kinematik genau bestimmen zu können und wegen der hohen Triggereffizienz, wird im weiteren der Kleinwinkel-Elektron-Detektor als Trigger für Photoproduktionsereignisse verwendet.
Ein Großteil der produzierten Teilchen wird nicht von Hauptdetektor gemessen (Abbildung 4.1). Um diese Ereignisse, die nicht im Akzeptanzbereich des H1-Detektors liegen, nicht auf Datenträgern abzuspeichern und die Totzeit des Detektors gering zu halten, wird eine weitere Triggerbedingung an das Ereignis gestellt. Eine Minimalforderung ist Aktivität im Zentralbereich, wobei die Proportionaldrahtkammern eine Triggerentscheidung für Ereignisse mit mindestens einer Spur mit einem transversalen Impuls von $p_t > 140\,\text{MeV/c}$ liefern.
Der große totale Wirkungsquerschnitt für Photoproduktionsereignisse sowie eine hohe Rate bei Untergrundereignissen (Strahl-Restgas-Wechselwirkungen) in Koinzidenz mit Energiedeposition im Kleinwinkel-Elektron-Detektor führen zu hohen Ereignisraten, die die Totzeit der Datenauslese stark erhöhen. Um die Totzeit zu verringern, wird während

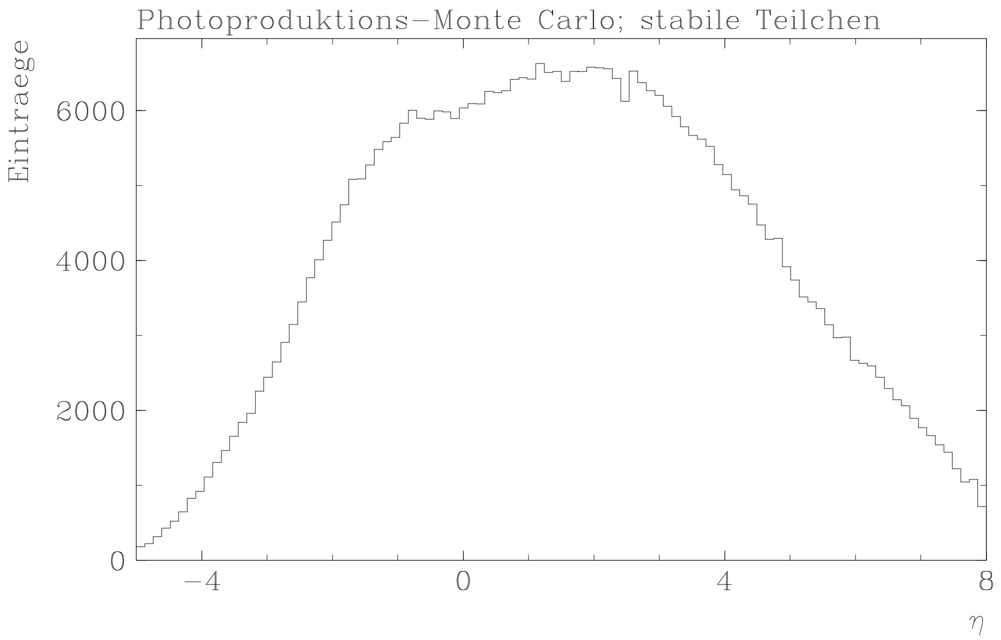


Abbildung 4.1: η-Verteilung der generierten Hadronen

der Datennahme für Trigger mit hoher Rate ein Skalierungfaktor N_s eingeführt, wobei nur bei jedem N_s-ten Triggerereignis das Ereignis akzeptiert und ausgelesen wird. Der Skalierungsfaktor für den hier verwendeten Trigger liegt zwischen 1 und 12 und wird abhängig von der Luminosität und der Untergrundrate gewählt.

Im folgenden Abschnitt werden diese beiden Triggerelemente beschrieben und die Verluste abgeschätzt. Weiterhin reichen die bisher beschriebenen Selektionskriterien nicht aus, da Untergrundereignisse, wie zufällige Koinzidenzen von Bethe-Heitler-Prozessen mit Strahl-Restgas-Wechselwirkungen auch getriggert werden. Um diese Ereignisse auszuschließen, werden weitere Kriterien an die Ereignisse auf der L4-Triggerstufe und in der Ereignisklassifikation gestellt. Die auftretenden Verluste und der verbleibende Untergrund werden in Abschnitt 4.2 diskutiert.

Die Effizienzen der im folgenden beschriebenen Ereignisselektion werden im Vorgriff auf die in Kapitel 5 beschriebene Rekonstruktion der K_s^0-Mesonen bereits mit den Massenspektren $m(\pi\pi)$ bestimmt. Eine Untersuchung dieser Verteilungen gibt Aufschluß über die Verluste der Ereignisselektion, mit der Forderung K_s^0-Mesonen in der zentralen Spurenkammer zu messen.

4.1 Trigger

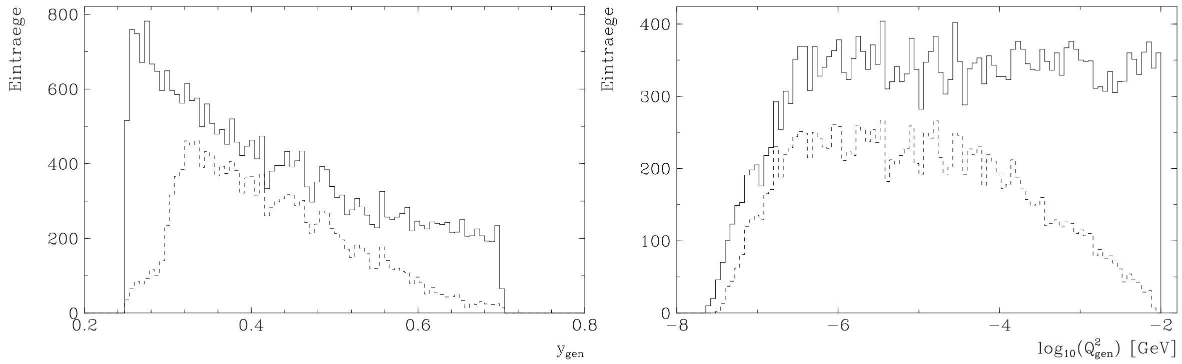
Als Trigger wird eine Koinzidenz von zwei Triggerelementen gefordert. Das sind der Kleinwinkel-Elektron-Trigger zum Nachweis des Elektrons und der Spurkammertrigger als Anforderung für Aktivität im Zentraldetektor, die im folgenden beschrieben werden. Außerdem wird ein Veto vom Flugzeitzähler (siehe Abschnitt 3.2) gefordert, wobei die Zeitinformation der Szintillatorebenen mit dem Zeitpunkt der ep-Kollision verglichen wird. Protoninduzierter Untergrund wird somit teilweise verworfen.

4.1.1 Kleinwinkel-Elektron-Trigger

Die Triggerbedingung ist eine Verknüpfung der Signale des Elektrondetektors, des Photondetektors und des Wasser-Čerenkov-Zählers entsprechend der logischen Verknüpfung $ED \cdot \overline{PD} \cdot \overline{VC}$ (vgl. Luminositätsmessung $ED \cdot PD \cdot \overline{VC}$). Im Bereich der Energien im Elektrondetektor größer als 4 GeV beträgt die Triggereffizienz 99, 8% und ist energieunabhängig. Verluste durch die Verknüpfung mit dem Photondetektor bzw. dem Wasser-Čerenkov-Zähler sind hervorgerufen durch zufällige Koinzidenzen mit Bremsstrahlungsereignissen. Diese Verluste, die die Triggereffizienz auf 98, 7% senken, sind bereits bei der Luminositätsmessung als systematischer Fehler berücksichtigt [44].

Akzeptanz

Die Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektron-Detektors hängt von den kinematischen Variablen y und Q^2 ab. Abbildung 4.2 zeigt für eine Monte-Carlo-Simulation das gesamte Spektrum und das Spektrum mit Energiedeposition im Kleinwinkel-Elektron-Detektor. Die Akzeptanz variiert im Bereich von $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$ nur schwach, so daß über diesen Bereich gemittelt, die Akzeptanz nur in Abhängigkeit von der Inelastizität y berücksichtigt wird.



(a) y (b) Q^2

Abbildung 4.2: Verteilungen von y und Q^2 simulierter Ereignisse und solcher mit Energiedeposition $> 4\,\mathrm{GeV}$ im Kleinwinkel-Elektron-Detektor (gestrichelt)

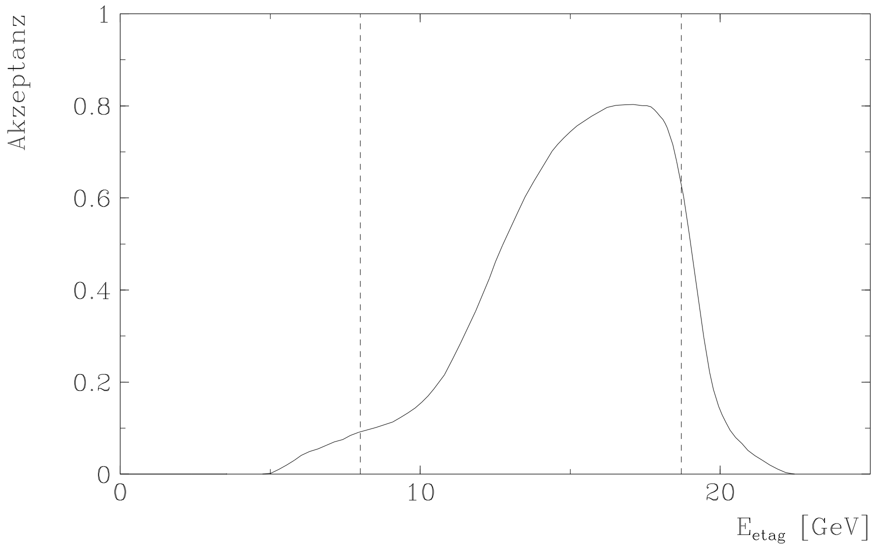


Abbildung 4.3: Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektron-Detektors; der gewählte Bereich der Inelastizität y ist eingezeichnet

Der gewählte Schnitt in der Energie des Kleinwinkel-Elektron-Detektors ist $8,0\,\mathrm{GeV} < E < 18,7\,\mathrm{GeV}$ (siehe Abbildung 4.3). Dieser Schnitt entspricht einem Intervall von $0,3 < y < 0,7$ in der Inelastizität y. Die Grenzen sind so gewählt, daß sich die Akzeptanz der Kleinwinkel-Elektron-Detektors bei kleinen Änderungen der Energie möglichst wenig ändert. Ein unterer Schnitt von $0,3 < y$ verwirft ein Großteil der Untergrundereignisse, da y bei Strahl-Gas-Wechselwirkungen im Vergleich zu Photoproduktionsereignissen sehr klein ist (siehe Abschnitt 4.2).
Die mittlere Akzeptanz ist davon abhängig, wie die gemessene Energie des Kleinwinkel-Elektron-Detektors verteilt ist. Die Effizienz bezüglich der Inelastizität y muß für jedes gemessene K_s^0-Meson berücksichtigt werden, um in dieser Analyse K_s^0-Verteilungen zu korrigieren. Zur Bestimmung der mittleren Akzeptanz wird jedes K_s^0-Meson mit dem Kehrwert der Akzeptanz gewichtet und dann der Mittelwert dieser gewichteten Verteilung bestimmt. Diese Methode ist nur richtig, wenn die Rekonstruktionseffizienz der K_s^0-Mesonen unabhängig von der Akzeptanz des Kleinwinkel-Elektron-Detektors ist. Um dieses zu überprüfen, sind die Verteilung der Inelastizität y für verschiedene Bereiche des transversalen Impulses der rekonstruierten K_s^0-Mesonen verglichen (die Abhängigkeit vom Polarwinkel ist im Bereich der Pseudorapidität $|\eta| < 1,5$ gering), wobei keine signifikante Änderung zu beobachten ist.
Das Produkt aus Akzeptanz und Effizienz wird hier als Effizienz des Kleinwinkel-Elektron-Detektors bezeichnet und beträgt

$$\epsilon_{Kleinwinkel-Elektron-Trigger} \cdot A_{Kleinwinkel-Elektron-Detektor} = 58\%. \tag{4.2}$$

Der systematische Fehler ist bereits in der Systematik der Luminositätsmessung berücksichtigt.

4.1.2 Spurkammer-Trigger

Der Spurkammer-Trigger basiert auf eine Koinzidenz von jeweils zwei Lagen der inneren und äußeren Proportionalkammer (CIP, COP). Durch die Struktur der Ausleseflächen ist es möglich, die Signale so zu kombinieren, daß Geraden in der rz-Ebene, berechnet durch die Geometrie der angesprochenen Flächenelemente, auf die Strahlachse im Bereich von $-44\,\mathrm{cm} < z < 44\,\mathrm{cm}$ zeigen. Diese Kombinationen füllen das sogenannte z-Vertex-Histogramm. Durch Einschränkungen der Kombinationsmöglichkeiten bzw. durch die Krümmung der Teilchenspuren liefern nur Spuren mit einem minimalen transversalen Impuls von $140\,\mathrm{MeV/c}$ einen Eintrag im z-Vertex-Histogramm. In dieser Arbeit wird der sogenannte Zvtx-T0-Trigger benutzt, der mindestens ein Eintrag im Histogramm fordert.
Andere Triggerelemente werden aus dem z-Vertex-Histogramm abgeleitet, indem der Spitzenwert im Histogramm mit den benachbarten Einträgen verglichen und daraus eine Signifikanz für die Existenz eines z-Vertex abgeleitet wird.
Für die hier dargestellte Analyse ist die Triggereffizienz auch für kleine Spurmultiplizitäten hoch, da nur Spuren mit einem transversalen Impuls von mehr als $150\,\mathrm{MeV/c}$ betrachtet werden (siehe Abschnitt 5.4) und mindestens zwei Spuren pro Ereignis mit entgegengesetzter Krümmung in der zentralen Spurenkammer durch die K_s^0-Rekonstruktion gefordert werden.

Monitor-Trigger

Eine Möglichkeit die Effizienz des Zvtx-T0-Triggers zu bestimmen, liefert die Analyse der sogenannten Monitor-Ereignisse. Diese Ereignisse werden parallel zu den physikalisch motivierten Triggern zum Zweck der Eichung und für Kontrollmöglichkeiten aufgenommen, wobei nur jedes N_s-te Ereignis berücksichtigt wird. Ausgewählt werden alle Ereignisse, die mit dem Kleinwinkel-Elektron-Trigger ausgelöst wurden, ohne eine explizite Koinzidenz mit dem Zvtx-T0-Trigger zu fordern.
Da die Monitortrigger mit einer logischen ODER-Verknüpfung mit den physikalisch motivierten Triggern verbunden sind, sind die hier analysierten Ereignisse eine Untermenge aller Photoproduktionsereignisse, wobei der Datensatz durch nicht getriggerte Photoproduktionsereignisse angereichert sein kann. Spricht ein physikalisch motivierter Trigger an, wird das Ereignis nicht auf den speziellen Datensatz der Monitorereignisse gespeichert. Andererseits ist diese Abhängigkeit durch den Skalierungsfaktor des bei dieser Analyse ausgewählten Photoproduktionstriggers wieder abgeschwächt. Die Monitorereignisse sind hauptsächlich durch Ereignisse gekennzeichnet, bei denen keine Spur in der CJC gemessen wird.
Das Verhältnis von gefundenen K_s^0-Mesonen, wobei der Zvtx-T0-Trigger gefeuert hat, zur Gesamtzahl der K_s^0 in diesen Daten liefert also eine untere Grenze der Zvtx-T0-Trigger-Effizienz.
Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung der invarianten Masse $m(\pi\pi)$ mit angesprochenem Kleinwinkel-Elektron-Trigger im Bereich $0,3 < y < 0,7$. Die Effizienz ist hier 100%, da keine K_s^0-Kandidaten gefunden werden, die mit der Massenhypothese vereinbar sind, wenn der Zvtx-T0-Trigger nicht angesprochen hat. Wird ein K_s^0-Meson hierbei nicht erkannt,

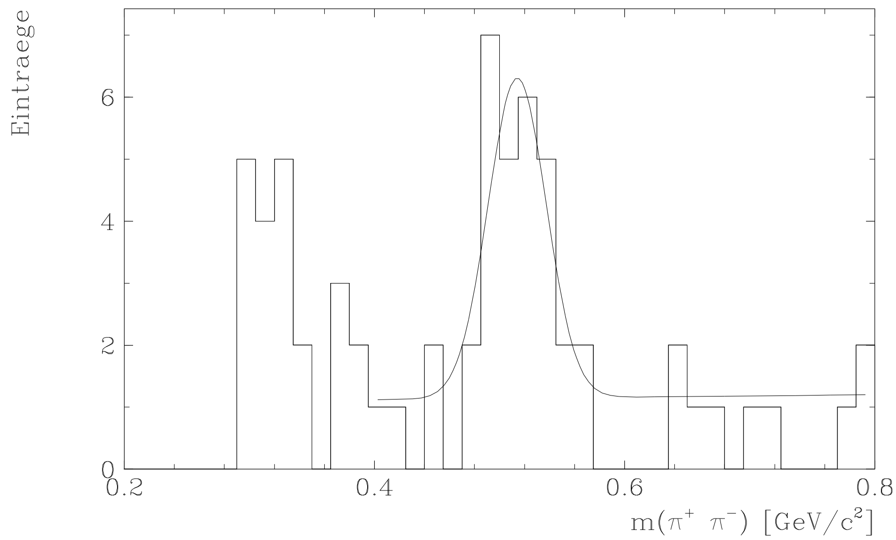
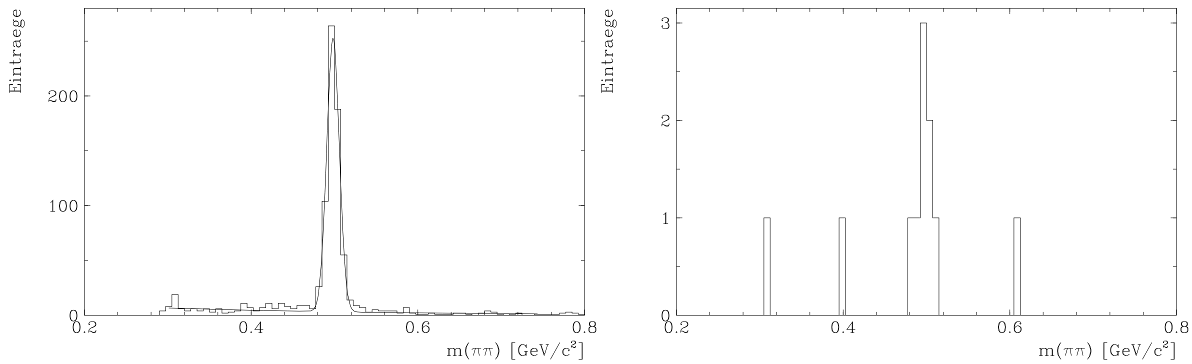


Abbildung 4.4: Invariante Masse $m(\pi\pi)$ aller Monitor-Trigger Ereignisse mit angesprochenem Kleinwinkel-Elektron-Trigger $(0,3 < y < 0,7)$

ergibt sich ein systematischer Fehler von ca. 5% (mit 20 K_s^0-Kandidaten im K_s^0-Signal). Diese Abschätzung ist dabei als obere Grenze anzusehen.
Wird angenommen, daß alle K_s^0-Kandidaten, also auch Kandidaten außerhalb der Signalregion, unabhängig von der gewählten Triggerbedingung sind, liefert das Verhältnis von selektierten Spurkombinationen N'_{V^0} mit Zvtx-T0-Trigger, zu allen gefundenen Kandidaten N_{V^0} folgenden Effizienz: $1 - N'_{V^0}/N_{V^0} = 99\%$ mit einer Unsicherheit von 1% (mit $N'_{V^0} = 1$ und $N_{V^0} = 70$).

Untersuchungen an simulierten Ereignissen

Ein Vergleich der Triggereffizienz des Zvtx-T0-Triggers kann aus der Analyse der mit Monte-Carlo-Methoden generierten und simulierten Photoproduktionsereignisse gewonnen werden. Dabei müssen dieselben kinematischen Bereiche, die bei der Daten- und K_s^0-Selektion ausgewählt werden, benutzt werden, also der Bereich der Inelastizität $0,3 < y < 0,7$, sowie der Schnitt in der Pseudorapidität η, im Azimutalwinkel ϕ (siehe Abschnitt 6.2.1) und die weiter unten in Abschnitt 5.4 erläuterten Auswahlkriterien der K_s^0-Kandidaten.
Aus der Analyse der generierten und simulierten K_s^0-Mesonen, bei denen der z-Vertex-Trigger angesprochen hat, ergibt sich die Effizienz zu $\epsilon = 99\%$ mit ca. 642 K_s^0-Mesonen insgesamt und ca. 3 ohne angesprochenen Zvtx-T0-Trigger. Dabei wird eine Abschätzung der Untergrundkombinationen mit einem Polynom zweiten Grades und das K_s^0-Signal mit einer gaußförmigen Verteilung angepaßt. Abbildung 4.5 zeigt das Spektrum der invarianten Masse $m(\pi\pi)$ aller Ereignisse sowie mit der Forderung, daß der Zvtx-T0-Trigger angesprochen hat.



(a) alle Ereignisse (b) ohne angesprochenem Zvtx-T0-Trigger

Abbildung 4.5: Invariante Masse $m(\pi\pi)$ der Monte-Carlo-Photoproduktionsereignisse im Bereich $0,3 < y < 0,7$ und $|\eta^{K_s^0}| < 1,5$

Bei der Berücksichtigung beider Methoden zur Bestimmung der Zvtx-T0-Trigger Effizienz wird ein Wert von

$$\epsilon_{Trigger\, auf\, hadr.\, Endzustand} = 100\% \tag{4.3}$$

mit einem systematischen Fehler von 1% angenommen.

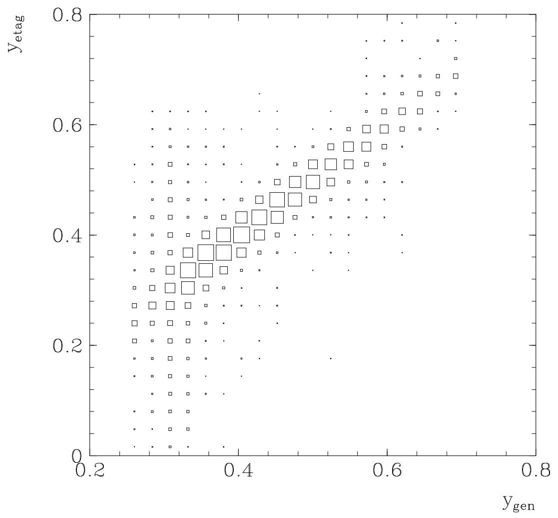
4.2 Datenselektion

Die Daten durchlaufen weiterer Selektionsschritte, um Untergrundereignisse zu verwerfen, da die erläuterten Triggerbedingungen für einen untergrundfreien Datensatz nicht ausreichen.
Die Hauptquelle von Untergrundereignissen ist eine zufällige Koinzidenz von Strahl-Restgas-Wechselwirkungen in der nominellen Wechselwirkungszone mit Bethe-Heitler-Prozessen ($e^-p \to e^-p\gamma$), wobei das Photon nicht im Photondetektor nachgewiesen wird. Eine Erkennung dieser überlagerten Ereignisse ist durch ihre Kinematik möglich, da beide Prozesse unabhängig voneinander sind.
Die Inelastizität y kann durch eine Messung der Energie des Elektrons $y_e = 1 - E'/E$ oder über die Messung des hadronischen Endzustandes erfolgen. Unter Vernachlässigung der Teilchenmassen gilt bezogen auf das einlaufende Proton bzw. Photon und die auslaufenden Hadronen

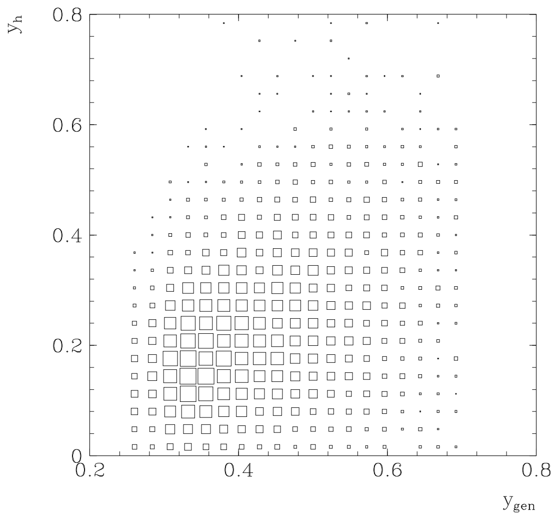
$$\begin{aligned} E - p_z &= (E_p + E_\gamma) - (E_p - E_\gamma) = 2E_\gamma \\ &= \sum_i E_i - p_{z,i} \qquad i\text{: Summe über alle auslaufenden Hadronen.} \end{aligned} \tag{4.4}$$

Mit $y = E_\gamma / E_e$ folgt damit

$$y_h = \sum_i (E_i - p_{z,i})/2E_e. \tag{4.5}$$



(a) Korrelation zwischen y_{gen} und y_e



(b) Korrelation zwischen y_{gen} und y_h

Abbildung 4.6: Auflösung von y bei der Monte-Carlo-Simulation bei einer Messung des Elektrons bzw. des hadronischen Endzustandes

Die Photoproduktionsprozesse zeichnen sich durch eine Korrelation von y_e und y_h aus, wobei die schlechtere Auflösung von y_h, die aus Abbildung 4.6 ersichtlich ist, durch nicht gemessene Teilchen und durch schlechte Energie bzw. Winkelmessung hervorgerufen ist. Unter Vernachlässigung der Massen gilt für die rein kalorimetrische Messung $p_{z,j} = E_j \cos\theta_j$ (E_j: Energie des *Cluster*s; θ_j: Polarwinkel des *Cluster*s zum Ereignisvertex). Untergrundereignisse zeichnen sich durch einen kleinen Wert von y aus, da an Stelle der Photonenergie E_γ, die quasi in Ruhe befindlichen Gasatome (hauptsächlich Wasserstoff) mit der Masse m_A zu einem Wert von $y \approx m_A/E \approx 0$ führen. Durch die Überlagerung von Strahl-Restgas-Wechselwirkungen mit Bethe-Heitler-Prozessen bezieht sich damit die Messung von y_h auf den ersten und die Messung von y_e auf den letzteren Prozeß.
Die Untergrundunterdrückung findet auf der Triggerstufe L4 und der Ereignisklassifikation statt. Im folgenden werden die Auswirkungen beider Ereignisselektionen auf die K_s^0-Analyse untersucht, d.h. es wird der Anteil von Untergrundereignissen abgeschätzt, die in der Datenselektion akzeptiert werden, und es werden die Anzahl wahrer Photoproduktionsereignisse abgeschätzt, welche die Datenselektion nicht passieren.

4.2.1 L4-Triggerstufe

Die programmierbare Triggerstufe L4 [35], die während der Datennahme Ereignisse selektiert, kann auf sämtliche Detektorinformationen zugreifen. So liefert die schnelle Spurrekonstruktion der CJC bereits höherenergetische gut zu messende Teilchenspuren (siehe Abschnitt 5.1). 1% der Ereignisse, die nicht akzeptiert werden, werden aufgezeichnet und auf separaten Datenträgern abgespeichert, so daß damit Verluste, die durch diese Ereignisselektion auftreten, untersucht werden können.

Um Proton-Restgas-Wechselwirkungen zu unterdrücken, werden Ereignisse verworfen, deren Inelastizität y_h, berechnet aus einer vereinfachten Rekonstruktion der Kalorimeterenergien und deren Summation $\sum p_z / \sum p$ (einschließlich den Spuren der vereinfachten Spurrekonstruktion in der CJC) folgender Ungleichung genügt:

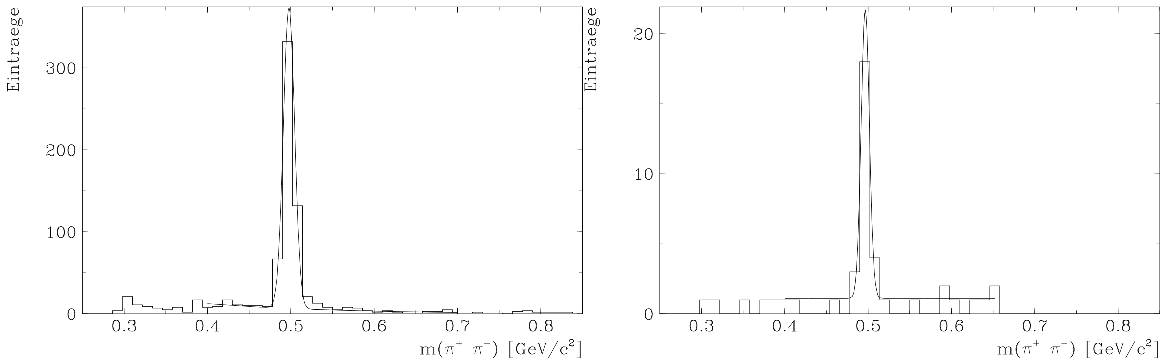
$$\left(\frac{y_h}{0,06}\right)^2 + \left(\frac{1-\sum p_z}{0,3\cdot\sum p}\right)^2 < 1. \tag{4.6}$$

Außerdem wird mindestens eine gut gemessene Spur in der CJC gefordert.
Im folgenden werden die von der L4-Triggerstufe verworfenen und auf separaten Datenträgern abgespeicherten Ereignisse (1% aller verworfenen) analysiert. Es werden alle Ereignisse mit der in dieser Analyse gewählten Triggerbedingung im Bereich der Inelastizität von $0,3 < y < 0,7$ selektiert. Von den 315 Ereignissen sind 2 K_s^0-Kandidaten mit den in Abschnitt 5.4 erläuterten Kandidaten-Auswahlkriterien rekonstruiert. Sie liegen jedoch nicht im Bereich der K_s^0-Masse.
Die Verluste, die durch die L4-Triggerstufe auftreten, können somit vernachlässigt werden. Um die systematischen Unsicherheiten abzuschätzen, ist bei dem Verlust von einem K_s^0-Meson die Effizienz ca. 99%. Dabei ist berücksichtigt, daß ca. 3000 K_s^0-Kandidaten im Bereich der K_s^0-Masse im Photoproduktionsdatensatz gefunden werden und die durch die L4-Triggerstufe nicht akzeptierten und auf den Datenträgern gespeicherten Ereignisse mit einem Faktor 100 skaliert werden müssen.

4.2.2 Ereignisklassifikation

Die Ereignisklassifikation kann auf sämtliche Informationen der Ereignisrekonstruktion zugreifen und eine Unterteilung in verschiedene physikalisch motivierte Klassen vornehmen. Die bei dieser Analyse benutzte Ereignisklasse ist durch die Triggerbedingung bestimmt. Weitere Algorithmen zur Untergrundunterdrückung werden angewendet, die im folgenden kurz beschrieben werden.
Die Ereignisklassifikation verwirft Untergrund von kosmischen Myonen, weiterhin die sogenannten Halo-Myonen, Ereignisse mit kohärentem Rauschen im Kalorimeter und aus Strahl-Restgas-Wechselwirkungen.
Myonen von kosmischer Strahlung, deren Spuren im Zentralbereich des H1-Detektors verlaufen, werden durch eine zufällige Koinzidenz mit Bethe-Heitler-Ereignissen getriggert, wobei das Photon dieses Prozesses nicht im Photondetektor gemessen wird. Myonen kosmischen Ursprungs zeichnen sich durch meistens zwei Spuren mit entgegengesetzter Krümmung in der zentralen Spurenkammer aus, wobei beide Spurstücke durch eine gemeinsame Spurparametrisierung angepaßt werden können und damit das Ereignis verworfen werden kann. Bei Ereignissen mit bis zu 10 gemessene Spuren in der CJC wird versucht, die Spuren als kosmische Myonen bzw. deren Schauer zu identifizieren.
Die vom H1-Detektor weit entfernt entstehenden Myonen aus Proton-Gas bzw. Proton-Wand-Wechselwirkungen, die sogenannten Halo-Myonen, durchdringen das Kalorimeter in horizontaler Richtung. Die dabei im Kalorimeter gemessene Energiedeposition täuscht eine andere Ereignistopologie mit hohem transversalen Impulsen vor. Die Myonenspur im Kalorimeter kann rekonstruiert und somit das Ereignis verworfen werden.

Kohärentes Rauschen tritt auf, wenn Störsignale in der Kalorimeterelektronik als Energiedeposition rekonstruiert werden. Diese Signale, die ein bestimmtes Muster bilden, werden erkannt und damit das Ereignis verworfen. Die Verluste an Photoproduktionsereignissen sind bereits bei der Bestimmung der Luminosität berücksichtigt.
Strahl-Restgas-Wechselwirkungen werden entsprechend dem Verfahren auf der L4-Triggerstufe erkannt, wobei auf die gesamte verfügbare Detektorrekonstruktion zurückgegriffen werden kann. Die dabei angewendeten Schnitte (siehe dazu [45]) sind verschärft.



(a) $m(\pi\pi)$ durch L5 akzeptiert (b) $m(\pi\pi)$ durch L5 verworfen

Abbildung 4.7: Verteilung der invarianten Masse mit und ohne Ereignisklassifikation im Bereich $0,3 < y < 0,7$

Die Verluste werden mit Hilfe der Simulation von Photoproduktionsereignissen abgeschätzt. Wird vor und nach der Ereignisselektion die Anzahl der rekonstruierten K_s^0-Mesonen aus dem Spektren der invarianten Masse $m(\pi\pi)$ berechnet, ergibt sich aus den Verlust an Ereignissen mit K_s^0-Mesonen eine Effizienz von 96% (mit 531 akzeptierten und 21 verworfenen Ereignissen, siehe Abbildung 4.7). Da es keine Kontrollmöglichkeit für die Abschätzung des systematischen Fehlers gibt, wird der Unterschied zu 100% als systematischer Fehler zu 4% abgeschätzt.

Zusammen mit der L4-Triggereffizienz ergibt sich somit die gemeinsame Effizienz zu

$$\epsilon_{Datenselektion} = 96\% \tag{4.7}$$

mit einem systematischen Fehler von 4%.

4.2.3 Abschätzung von Untergrundereignissen

Um abzuschätzen, wie groß der Anteil von Untergrundereignissen ist, also hauptsächlich Strahl-Restgas-Wechselwirkungen in Koinzidenz mit Bremsstrahlungsereignissen im betrachteten Intervall der Inelastizität von $0,3 < y < 0,7$, werden Ereignisse ausgewählt, während deren Ereigniszeitpunkt sich nur ein Kollisionspartner im Bereich des H1-Detektors befindet, die sogenannten *Pilot-Bunch*-Ereignisse.

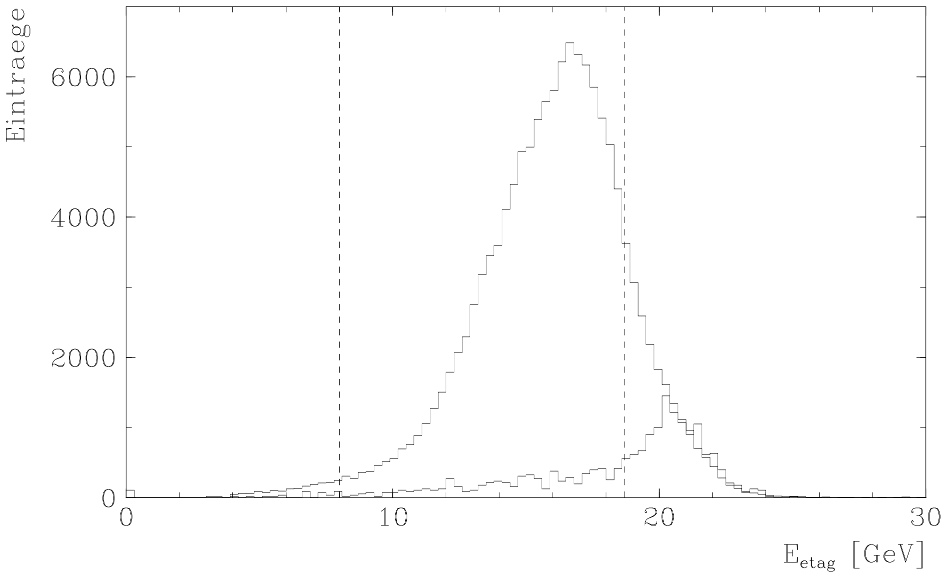


Abbildung 4.8: $E_{e'}$ Verteilung mit dem im Intervall $E_{e'} > 20\,\mathrm{GeV}$ gewichteten Anteil an Pilot-Bunch-Ereignissen

Bei diesen Ereignissen ist also sichergestellt, daß sie nicht aus ep-Wechselwirkungen stammen können.
Zur Abschätzung der Untergrundereignisse von Strahl-Restgas-Wechselwirkungen wird aus dem gesamten Photoproduktionsdatensatz das Energiespektrum des Kleinwinkel-Elektron-Detektors mit dem Spektrum von Pilot-Bunch-Ereignissen verglichen. Es zeigt sich, daß diese Ereignisse größtenteils bei hohen Elektronenergien vorkommen, wobei der Schnitt in der Inelastizität $0,3 < y$, entsprechend $E_{e'} > 18,7\,\mathrm{GeV}$, die meisten Untergrundereignisse verwirft.
Um den verbliebenen Untergrund im Intervall $0,3 < y < 0,7$ abzuschätzen, wird angenommen, daß für $E_{e'} > 20\,\mathrm{GeV}$ nur Untergrundereignisse beitragen. Werden also die Pilot-Bunch-Ereignisse so skaliert, daß die Anzahl der Ereignisse für $E_{e'} > 20\,\mathrm{GeV}$ mit allen Ereignissen übereinstimmt, erhält man im Intervall $0,3 < y < 0,7$ eine obere Grenze der im Datensatz enthaltenen Untergrundereignisse von 6% (siehe Abbildung 4.8).
Photoproduktionsereignisse treten auch für Elektronenergien größer als $E_{e'} > 20\,\mathrm{GeV}$ auf. Entsprechend können Abweichungen des Elektronspektrums der Daten verglichen mit dem Photoproduktion-Monte-Carlo Datensatz auf einen zusätzlichen Anteil an Untergrundereignisse zurückzuführen sein. Dabei werden beide Spektren normiert und die Differenz im Bereich $E_{e'} > 20\,\mathrm{GeV}$ gebildet. Als Abschätzung ergibt sich damit ein Anteil an Untergrundereignisse von bis zu 1,3% und kann damit im folgenden vernachlässigt werden.

Kapitel 5

Die Rekonstruktion der K_s^0 Mesonen

Die wichtigste Detektorkomponente zur Rekonstruktion der Zerfallsprodukte des K_s^0-Mesons ist die zentrale Spurenkammer CJC. Die Spurenkammern im Vorwärtsbereich des H1-Detektors können zwar auch zur Analyse herrangezogen werden, sind aber durch die Kombination mehrerer Detektoren und durch totes Material zwischen den Kammern und dem Wechselwirkungspunkt schwieriger zu behandeln.
Um die vorgenommenen Analyseschritte transparent zu machen, wird im folgenden die Rekonstruktion von Spuren in der CJC behandelt. Ausgehend von diesen Spuren wird dann der Algorithmus beschrieben, der aus Paaren von Spuren in der CJC Zerfälle ungeladener Teilchen (sogenannte V^0-Kandidaten) rekonstruiert. Zur Unterdrückung von Untergrundkombinationen werden die auf die kinematischen Größen und Spurparameter angewendeten Schnitte beschrieben und deren Notwendigkeit erklärt.

5.1 Die Spurrekonstruktion in der CJC

Die Bahnkurve von geladenen Teilchen im solenoidalen Magnetfeld ist eine Helix. In der xy-Ebene werden die Spuren als kreisförmig und in der sz-Ebene (s: Bogenlänge in der xy-Ebene) als Geraden parametrisiert.
Die Parameter der Spur sind die Krümmung κ und der kürzeste Abstand des Kreises zum Ursprung des Koordinatensystems (d_{ca}), der Azimutalwinkel ϕ, der Polarwinkel θ und die z-Koordinate z_0 jeweils am Punkt p_{ca} des Kreises mit dem kürzesten Abstand zum Ursprung. Zusammen mit z_0 sind auch κ und d_{ca} vorzeichenbehaftet. Die Krümmung ist $\kappa > 0$ bei negativ geladenen Teilchen. Die Vorzeichenkonvention des d_{ca} zeigt Abbildung 5.1. Der Wertebereich der Spurparameter ist in Tabelle 5.1 zusammengefaßt.
Die Spurrekonstruktion in der CJC soll hier nur kurz skizziert werden, eine detailliertere Beschreibung ist in [31] zu finden. Als Eingabe werden die Ladungs- und Zeitinformationen auf Basis der bei der Auslese digitalisierten Pulse benutzt. Ausgehend von Tripel-Treffern auf Basis der Zeitinformation ($x = v_d \cdot (t - t_0)$) in der xy-Ebene, werden diese zu größeren Spurelementen zusammengefaßt. Das Spurmodell ist hierbei der Kreis. Die Formel in Polarkoordinaten (r,φ) lautet [31]:

$$1/2 \cdot \kappa \, (r^2 + {d_{ca}}^2) + (1 - \kappa \, d_{ca}) \, r \sin(\phi - \varphi) - d_{ca} = 0. \quad (5.1)$$

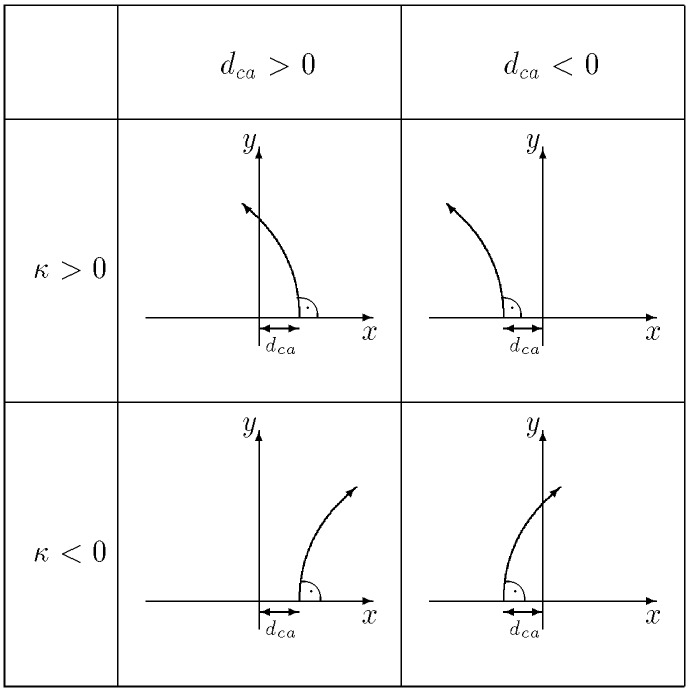


Abbildung 5.1: Vorzeichenkonvention des Spurparameters d_{ca} [46]

Parameter		**Zeichen**	**Wertebereich**
Krümmung	[cm]	κ	$\pm\infty$
Kleinster Abstand zum Ursprung	[cm]	d_{ca}	$\pm\infty$
Azimutalwinkel am p_{ca}	[rad]	ϕ	$\pm\pi$
Polarwinkel am p_{ca}	[rad]	θ	$0-\pi$
z-Koordinate des p_{ca}	[cm]	z_0	$\pm\infty$

Tabelle 5.1: Spurparameter und deren Wertebereich

Die Auswertung der Ladungsteilung der Pulse erfolgt nach der Spuranpassung in der xy-Ebene. In der sz-Ebene (s: Bogenlänge der Spur in der xy-Ebene ausgehend von p_{ca}) wird mit den bereits zugeordneten Treffern eine Geradenanpassung vorgenommen:

$$z(s) = z_0 + s \cdot dz/ds \qquad \text{mit} \qquad \theta = \arctan\left(\frac{dz}{ds}\right)^{-1}. \tag{5.2}$$

Wichtig für die Genauigkeit der Spurrekonstruktion ist die Bestimmung des Ereigniszeitpunkts t_0, der Driftgeschwindigkeit v_D und des Lorentzwinkels α_L. Diese Werte werden für jedes Ereignis bestimmt. Da sich v_D und α_L, die im wesentlichen durch die Elektrostatik und die Gasmischung, bzw. durch das Magnetfeld beeinflußt werden, nur langsam ändern, können die Werte zusammengefaßt für jeden Datennahmelauf auf einer Datenbank gespeichert werden.

Für die Spurrekonstruktion in der CJC ergibt sich besonders für niederenergetische Teilchen, daß durch Vielfachstreuung zwischen der CJC1 und der CJC2 mit einer mittleren Strahlungslänge von 0.015 X_0 die Abweichung bezüglich einer gemeinsamen Helixparametrisierung zu groß wird. Die Spurparameter werden somit für beide Kammern getrennt ermittelt, allerdings unter der Bedingung, daß beide Spurstücke sich genau zwischen CJC1 und CJC2 treffen.
Der transversale Impuls einfach geladener Teilchen berechnet sich aus den Spurparametern κ (in cm) und aus dem Magnetfeld B (in T) durch

$$p_t = 3 \cdot 10^{-3} B/|\kappa| \qquad \text{(in GeV/c)}. \tag{5.3}$$

Mit $p_t = p \sin\theta$ sind die Komponenten des Impulses bestimmt durch

$$p_x = p \cdot \sin\theta \cdot \cos\phi \tag{5.4}$$
$$p_y = p \cdot \sin\theta \cdot \sin\phi \tag{5.5}$$
$$p_z = p \cdot \cos\theta. \tag{5.6}$$

Inhomogenitäten des Magnetfeldes werden bei der Spurrekonstruktion nicht berücksichtigt. In Abschnitt 5.3 wird deren Einfluß untersucht.
Die Spurrekonstruktion gliedert sich in einen „Vorlauf“, wobei gut zu messende Teilchenspuren rekonstruiert werden und in die Standardrekonstruktion, die die Ergebnisse der schnellen Spurrekonstruktion als Vorschlag benutzt.

Schnelle Spurrekonstruktion

Die schnelle Spurrekonstruktion findet *Online* auf der Triggerstufe L4 auf einem Mehrprozessorsystem (Filterfarm) statt.
Kreuzt die Teilchenspur die Anodendrahtebene, markieren die zu diesem Zeitpunkt aufgenommenen Treffer den Ereigniszeitpunkt t_0. Werden alle Driftzeiten histogrammiert, bestimmt die untere Schwelle näherungsweise den Zeitpunkt t_0.
Treffer auf jeweils übernächsten Drähten werden als Spurelement (Tripel) in der xy-Ebene mit $d_{ca} \equiv 0$ behandelt. Kombinationen, die zu stark von der radialen Richtung abweichen oder deren Krümmung zu groß ist, werden verworfen. Spurelemente einer bestimmten Spur zeichnen sich durch eine Häufung in der $\kappa\phi$-Ebene aus. Diese werden selektiert und durch eine gemeinsame Spurparametrisierung (mit $d_{ca} \neq 0$) angepaßt. Wegen beschränkter Rechenzeit werden Spuren mit sehr großer Krümmung oder großem d_{ca} ausgeschlossen. Die Geradenanpassung in der sz-Ebene wird auf Basis der selektierten Treffer vorgenommen.

Standard-Spurrekonstruktion

Ausgehend von den Spuren der schnellen Rekonstruktion werden ein verbesserter Zeitpunkt t_0 und eine verbesserte Driftgeschwindigkeit v_D durch Variation derselben unter Berücksichtigung von möglichst mehreren langen Spuren gewonnen. Dabei werden die Treffer zu den Spuren neu zugeordnet (ein Treffer kann höchstens zu einer Spur gehören).

Tripel, die noch nicht zugeordnet sind, werden sukzessive zu größere Spurelemente zusammengefaßt, wobei Mehrdeutigkeiten[1] durch das χ^2 der Kreisanpassung aufgelöst werden. Schließlich wird die Zuordnung der Treffer ausgehend von der längsten Spur und die Kreisanpassung wiederholt. Danach werden die lineare Anpassung in der sz-Ebene vorgenommen und weitere Spurparameter berechnet.

Dazu zählt insbesondere der Energieverlust durch Ionisation dE/dx, der für jede Spur auf den mittleren Energieverlust minimal ionisierender Teilchen normiert wird. Die Ladungsinformation aller zur Spur assoziierten Treffer wird mit $1/\sqrt{(dE/dx)_i}$ transformiert. Die dabei erhaltene nahezu symmetrische Verteilung ist für eine Mittelung besser geeignet, da das nicht transformierte Spektrum der Ladungen Ausläufer zu hohen Werten hat (Landauverteilung).

Einbeziehung der z-Kammern CIZ und COZ

Nach der CJC-Spurrekonstruktion können ein verbesserter Polarwinkel θ und ein verbesserter z_0-Wert durch die Einbeziehung der inneren (CIZ) und äußeren z-Kammern (COZ) erzielt werden. Die Spurparameter z_0 und θ und die Kovarianzmatrix auf Basis der Spurrekonstruktion in der CJC werden durch eine lineare Anpassung (siehe Gleichung 5.2) verändert. Der angewandte Algorithmus [47] soll hier nur kurz skizziert werden. Es werden nur Treffer der z-Kammern im Bereich um die aus den Spurparametern der CJC-Spur berechneten Durchstoßpunkte zu den z-Kammern berücksichtigt. In diesem Bereich werden Tripel der z-Kammer-Treffer und Trefferpaare, deren Richtung mit dem Polarwinkel θ der CJC-Parametrisierung in etwa übereinstimmt, gebildet. Aus allen Kombinationen mit der Hypothese, daß die CJC-Spur jeweils mit einer z-Kammer oder mit beiden Kammern verbunden ist, wird auf Basis der Abweichung der z-Koordinate der Treffer zum Durchstoßpunkt, dem Polarwinkel θ der z-Kammer-Elemente und dem Azimutalwinkel ϕ der Treffer eine Zuordnung der Elemente zu den CJC-Spuren getroffen.

Schließlich wird die lineare Anpassung in der sz-Ebene einschließlich der zugeordneten Treffer der z-Kammern wiederholt, wobei für jede Kammer ein neuer Raumpunkt zur Spurparametrisierung in der sz-Ebene hinzugefügt wird. Die Auflösung der z-Koordinate des Raumpunktes wird dabei durch eine Analyse mit Spuren von Myonen kosmischen Ursprungs bestimmt. Die Auflösung beträgt 2 mm. Hochenergetische Myonen können in der rz-Ebene durch eine Gerade angenähert werden, wobei die Abweichungen der Raumpunkte der inneren z-Kammer zur Geraden, gebildet aus den Raumpunkten der äußeren z-Kammer (und andersherum), ein Maß für die Genauigkeit der z-Koordinate der Raumpunkte ist. Mit Hilfe dieser Methode ist es auch möglich, die Driftgeschwindigkeit bzw. den relativen Versatz zum Ereigniszeitpunkt t_0, der mit der CJC bestimmt ist, zu messen. Die Verbesserung der z-Messung um einen Faktor 10 durch die Einbeziehung der z-Kammern wirkt sich in eine kleinere Abweichung der Spuren zum angepaßten Primärvertex aus.

Durch gerissenen Drähte in den z-Kammern und durch Hochspannungsprobleme im Zeitraum der Datennahme sowie durch Mißkalibrationen ist die Effizienz, CJC-Spuren mit

[1] Durch die Messung der Driftzeit kann nicht entschieden werden, auf welcher Seite der Anodendrahtebene der Treffer liegt.

den z-Kammertreffern zu verbinden, gering ($\approx 50\%$ für CIZ, $\approx 58\%$ für COZ, $\approx 32\%$ gemeinsam), so daß auf die Verwendung der z-Kammern für die V^0-Rekonstruktion verzichtet wird, zur Bestimmung der Impulsauflösung werden die z-Kammern jedoch verwendet (siehe Abschnitt 5.5).

Anpassung an den primären Vertex

Spuren, die aus dem Ursprung der primären Wechselwirkung zu kommen scheinen, werden mit dieser Zwangsbedingung nochmals angepaßt. Damit verbessert sich die Impulsauflösung, da sich die Auflösung der Spurkrümmung umgekehrt proportional zum Quadrat der projizierten Länge verhält (siehe Abschnitt 5.3). Außerdem verbessert sich der Polarwinkel θ durch den Vertex als Fixpunkt, da der Vertex durch den großen Abstand zum Beginn der Spur in der CJC eine kleinere Variation des Winkels θ zuläßt. Gleichzeitig wird Vielfachstreuung der Teilchen vor der CJC berücksichtigt. Der primäre Vertex wird bei der kinematischen Anpassung von Spurpaaren zu Sekundärvertices für den Zerfall neutraler Teilchen als Ursprung benutzt (Beschreibung in Abschnitt 5.2).
Während die z-Koordinate des Vertex für jedes Ereignis durch die Anpassung bestimmt ist, wird der xy-Vertex, der während einer Elektron-Proton-Füllung bei HERA nur wenig fluktuiert, durch eine xy-Vertex-Anpassung mit ausgewählten Spuren mehrerer Ereignisse gewonnen (siehe auch [48]). Die xy-Koordinaten sind abhängig von der Position des z-Vertex und werden mit den durch die Anpassung gewonnenen Steigungen x_S und y_S berechnet:

$$x_v(z_v) = x_v(0) + x_S z_v \tag{5.7}$$
$$y_v(z_v) = y_v(0) + y_S z_v. \tag{5.8}$$

Kalibrierung

Um die Spurparameter möglichst genau zu erhalten, müssen kammerspezifische Parameter bestimmt werden. Diese werden zum Teil durch separate Analyseprogramme, zum Teil während der Datennahme bei der schnellen Spurrekonstruktion oder bei der Standard-Spurrekonstruktion bestimmt. Globale Parameter sind u.a. die Mittelwerte von t_0, v_D und α_L. Außerdem werden der xy-Vertex und der Proportionalitätsfaktor der auf dem Draht deponierten Ladung für jeden Datennahmelauf bestimmt. Verdrehungen und Verkippungen zwischen CJC1 und CJC2 werden korrigiert. Zu den drahtabhängigen Kalibrationskonstanten zählen u.a. die relativen und absoluten Verstärkungsfaktoren sowie die individuellen Signallaufzeiten. Eine detaillierte Beschreibung der Verfahren zur Bestimmung der Kalibrationsgrößen ist in [42] zu finden.

5.2 K_s^0-Rekonstruktion

Um die Pionen aus dem Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$, die in der zentralen Spurenkammer gemessen werden, zum Zerfall des K_s^0-Mesons zuzuordnen, wird eine Anpassungsrechnung durchgeführt. Der dabei benutzte Algorithmus [49] kombiniert zwei rekonstruierte Spuren mit entgegengesetzter Krümmung, wobei die kinematischen Eigenschaften des Zerfalls eines neutralen Teilchens in zwei geladenen Teilchen ausgenutzt werden. Abbildung 5.2 zeigt ein Beispiel eines K_s^0-Kandidaten.

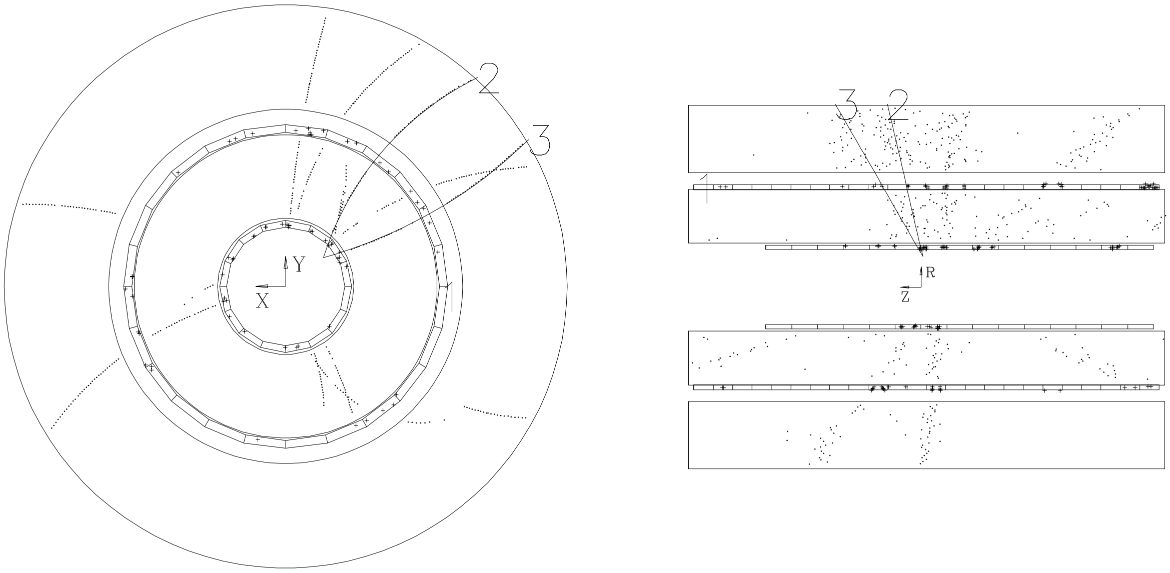


Abbildung 5.2: Beispiel eines V^0-Kandidaten

5.2.1 Auswahl der CJC-Spuren

Die Auswahl von Spurpaaren vor der Anpassung sind von zwei gegensätzlichen Standpunkten motiviert. Einerseits verringern hier angewandte Schnitte Untergrundkombinationen, wobei ein erwünschter Nebeneffekt ist, daß dabei die Rechenzeit sinkt. Andererseits sind wenige, einfache Schnitte besser zu kontrollieren, um die Verluste (also die nicht selektierten Zerfälle) abschätzen zu können. In dieser Analyse überwiegen die Argumente für möglichst wenige Schnitte, da die Verluste für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten genau bestimmt werden müssen.
Es werden Korrekturen an den Spurparametern κ, ϕ, d_{ca} vorgenommen [50], um die Auswirkungen des Energieverlustes dE/dx der geladenen Teilchen in der Materie vor der CJC1 bzw. CJC2 zu berücksichtigen. Die Krümmung κ bzw. der transversale Impuls p_t wird unter Berücksichtigung der Materialbelegung vor der CJC1 (CJC2) mit der Bethe-Bloch

Formel (siehe Gleichung 3.2) korrigiert (l: Länge der Spur in der Kammer):

$$\langle dE_{CJC1/CJC2} \rangle = \sum_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \cdot dx_i \tag{5.9}$$

$$\langle dE \rangle = dE_{CJC1} + dE_{CJC2} \cdot \frac{l^4_{CJC2}}{l^4_{CJC1} + l^4_{CJC2}} \tag{5.10}$$

$$p_t^\star = \frac{\sqrt{\sqrt{p^2 + m^2} + \langle dE \rangle^2 - m^2}}{\sin \theta} \tag{5.11}$$

Die neuen Spurparameter $\phi^\star$ und $d^\star_{ca}$ werden unter der Annahme, daß der gesamte Energieverlust am Innenrand R der CJC1 auftritt, berechnet. Es gilt dann

$$d^\star_{ca} = \frac{1}{\kappa} - \frac{\kappa}{|\kappa|} \sqrt{R^2 + \frac{1}{\kappa^2} - \frac{2R}{\kappa} \cos \beta} \tag{5.12}$$

mit

$$\cos \beta = \frac{R^2 + 1/\kappa^2 - (1/\kappa - d_{ca})^2}{2R/\kappa} \tag{5.13}$$

und

$$\phi^\star = \phi + \frac{\kappa}{|\kappa|} \left(\arcsin \frac{1/\kappa \cdot \sin \beta}{1/\kappa - d^\star_{ca}} - \arcsin \frac{1/\kappa \cdot \sin \beta}{1/\kappa - d_{ca}} \right). \tag{5.14}$$

Die mittlere Abweichung $\delta\phi$ des Winkels ϕ durch Vielfachstreuung berechnet sich aus [28]

$$\delta\phi^2 = \sum_i \delta\phi_i^2 \tag{5.15}$$

$$\delta\phi_i = \frac{13,6\,\mathrm{MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{dx_i}{X_{0,i}}} \cdot [1 + 0,038 \cdot \ln(dx_i/X_{0,i})]\,. \tag{5.16}$$

Der Fehler der ϕ- bzw. d_{ca}-Messung wird damit korrigiert [50]:

$$\sigma^{\star 2}_\phi = \sigma^2_\phi + \delta\phi^2; \qquad \sigma^\star_{d_{ca}} = \delta\phi \cdot R. \tag{5.17}$$

Die Korrekturen liegen mit größeren Ausläufern im Bereich von $0,3\%$ für die Krümmung κ bzw. $0,1\%$ für den Polarwinkel ϕ und $0,1\%$ für die Größe d_{ca}. Es ergibt sich ein deutlich schmaleres Signal.

Um Untergrundkombinationen zu verringern, werden nur Spuren selektiert, die sich in der $r\phi$-Ebene kreuzen oder bei denen der „Abstand der Kreise“ höchstens 1 cm beträgt. Alle möglichen Kreuzungspunkte werden berücksichtigt. Außerdem dürfen die z-Werte der Spuren am vorläufigen Zerfallspunkt (Schnittpunkt der Spuren) höchstens 20 cm voneinander abweichen. Kombinationen mit zu kleinem radialen Abstand zum primären Vertex des Schnittpunkts ($< 0,2$ cm) werden ausgeschlossen. Weiterhin wird ein Schnitt in Abhängigkeit vom radialen Abstand des vorläufigen Sekundärvertex zum primären Vertex

angewendet, der berücksichtigt, daß der rekonstruierte V^0-Kandidat nach der Anpassung zum primären Vertex zeigen muß. Bei zu großen Abweichungen im Azimutalwinkel ϕ zwischen der Richtung des vorläufigen Sekundärvertex zum Primärvertex und der Richtung des V^0-Kandidaten wird diese Spurkombination verworfen.
Bei mehreren Schnittpunkten wird derjenige Wert, welcher den kleinsten Abstand der Spuren in z zum vorläufigen Sekundärvertex hat, selektiert.
Die Anfangsparameter der Anpassung sind der Primärvertex, die Parameter und die Kovarianzmatrix beider Spuren, sowie der aus den Schnittpunkten der Spuren berechnete Zerfallsradius.

5.2.2 Anpassungsmodell

Für das Anpassungsmodell werden topologische und kinematische Eigenschaften des Zerfalls ausgenutzt. Als Primärvertex wird der Ereignisvertex der ep-Kollision angenommen. Die z-Koordinate wird durch eine Anpassung von Spuren in der CJC gewonnen, der xy-Vertex wird mit Spuren vieler Ereignisse eines Datennahmelaufs angepaßt (siehe Abschnitt 5.1). Der Entstehungsort des K_s^0-Mesons durch beispielsweise die Zerfälle von $K^\star$- bzw. ϕ-Mesonen im Fragmentations- und Hadronisationsprozeß (siehe Abschnitt 1.4) kann durch den gemessenen Primärvertex angenähert werden. Wegen der geringen Lebensdauer der Ausgangsteilchen des K_s^0-Mesons um einen Faktor $< 10^{-8}$ im Verhältnis zur K_s^0-Lebensdauer und der begrenzten Meßgenauigkeit des Primärvertex (Breite der Wechselwirkungszone ca. $280\,\mu$m in x und ca. $85\,\mu$m in y; Spurenkammerauflösung ca. $2,5$ cm in z) kann dieser Einfluß vernachlässigt werden.
Am Sekundärvertex (x_{SV}, y_{SV}, z_{SV}) folgen aus der Impulserhaltung $\vec{p}_{V^0} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ die Beziehungen, die bei der Anpassung der Spurparameter zu V^0-Kandidaten als Zwangsbedingungen gelten.
In der rz-Ebene gilt

$$p_{z,V^0} = p_{z,1} + p_{z,2}. \tag{5.18}$$

Für den transversalen Impuls beider Zerfallsteilchen bezogen auf die Flugrichtung des V^0-Teilchens gilt

$$p'_{t,1} = -p'_{t,2}. \tag{5.19}$$

Beide Spuren müssen am Sekundärvertex entspringen, dies ergibt die zusätzlichen Zwangsbedingungen (ϕ_1, ϕ_2: Azimutalwinkel beider Spuren am Sekundärvertex):

$$\phi_{1,SV} = \phi_{2,SV} \tag{5.20}$$

$$z_{1,SV} = z_{2,SV} = z_{SV}. \tag{5.21}$$

Die Anfangsparameter für die Anpassung werden aus den Spurparametern berechnet. V^0-Kandidaten mit unphysikalischen Parametern und mit zu großem χ^2 der Anpassung ($\chi^2 > 25$) werden ausgeschlossen. Mit drei Freiheitsgraden entspricht der Schnitt in χ^2, daß Kandidaten mit einer Wahrscheinlichkeit der Anpassung von $P < 10^{-5}$ ausgeschlossen werden. Dieser Schnitt gewährleistet, daß der Einfluß systematischer Effekte bei der Spurrekonstruktion, also z.B. eine zu gut angenommene intrinsische Kammerauflösung, die sich auf die Kovarianzmatrix auswirkt, gering ist.

5.3 Methode der invarianten Masse

Die Zuordnung von V^0-Kandidaten zu den Zerfallskanälen wird durch die Berechnung der invarianten Masse unter Berücksichtigung von Massenhypothesen der geladenen Teilchenspuren getroffen. Die invariante Masse zweier Teilchen berechnet sich aus

$$m(1,2) = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1E_2 - \vec{p}_1\vec{p}_2)}. \tag{5.22}$$

Der Impuls der geladenen Teilchen bestimmt sich aus den Parametern der kinematischen Anpassung am sekundären Vertex. Die Masse m_i bzw. die Energie E_i wird für verschiedene mögliche Zerfälle in zwei geladene Teilchen (z.B. $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$) berechnet.

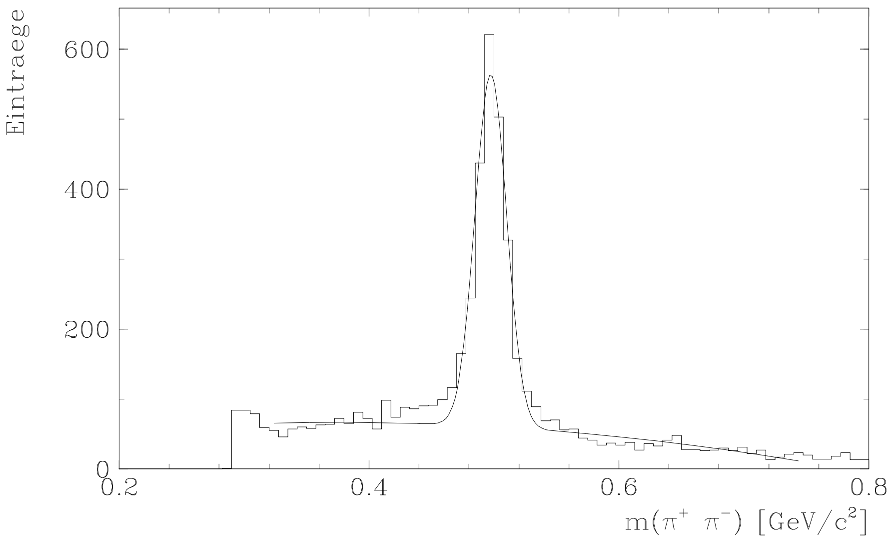


Abbildung 5.3: Invariante Masse für die Hypothese $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Abbildung 5.3 zeigt die Verteilung der invarianten Masse für die Zerfallshypothese $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ mit den in Abschnitt 5.4 beschriebenen Spur- und Kandidatenauswahlkriterien. Es zeigt sich ein deutliches Signal, wobei das Signal mit einer gaußformigen Verteilung und der Untergrund mit einem Polynom zweiten Grades angepaßt werden (zur Abschätzung des Untergrundes siehe weiter unten Abschnitt 6.3):

$$f(m) = a + b \cdot m + c \cdot m^2 + f \exp\left[-1/2(\tfrac{m-\overline{m}}{\sigma})^2\right]. \tag{5.23}$$

Die Untergrundkombinationen haben eine Schwelle bei $m(\pi\pi) = 2m_\pi$. Der Mittelwert der Gaußverteilung liegt bei $497,5 \pm 0,3\,\mathrm{MeV/c^2}$ mit einer Breite (Standardabweichung) von $\sigma = 12,6 \pm 0,3\,\mathrm{MeV/c^2}$. Durch die Ungenauigkeit der Impulsmessung der Pionen ist dieser Wert verschmiert. Die Massenauflösung liegt weit oberhalb der natürlichen Auflösung von $10^{-5}\,\mathrm{eV/c^2}$, die sich aus der K_s^0-Lebensdauer ergibt. Die K_s^0-Resonanz liegt bei $497,671 \pm 0,031\,\mathrm{MeV/c^2}$ [28]. Der Mittelwert stimmt gut mit diesem Wert überein.

5.3.1 Impulsbestimmung

Die Berechnung der invarianten Masse für den Zerfall $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ist abhängig von den Impulsvektoren der geladenen Teilchen am sekundären Vertex. Außerdem beeinflußt die kinematische Anpassung zum sekundären Vertex, die Inhomogenität des Magnetfeldes und die Ortsauflösung der Kammer die Genauigkeit der invarianten Masse.
Die Bestimmung der Impulsvektoren ergibt sich aus den Gleichungen 5.3 bis 5.6. Abbildung 5.4 zeigt die Variation des Magnetfeldes in Abhängigkeit vom Ort.

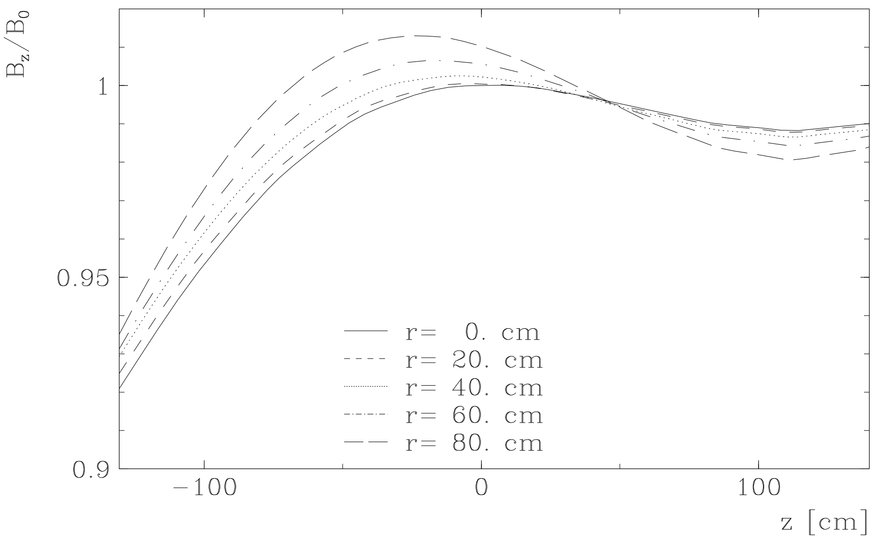


Abbildung 5.4: Variation des Magnetfeldes B zum Ort

Diese Ortsabhängigkeit liegt als Tabelle vor und ist vor der Installation der Hauptdetektoren mit Hilfe von NMR- und Hall-Sonden gemessen worden [31]. Da bei der Spurrekonstruktion ein konstantes Magnetfeld angenommen wird, muß die Ortsabhängigkeit des Magnetfeldes bei der Bestimmung des Impulses berücksichtigt werden.
Der Impuls von einzelnen gemessenen Teilchenspuren ist nicht bekannt. Die Messung des Mittelwerts und der Breite der K_s^0-Resonanz bietet allerdings die Möglichkeit, den Einfluß des Magnetfeldes zu untersuchen, um den Einfluß der Inhomogenitäten zu korrigieren. Der größte Einfluß des Magnetfeldes auf die Berechnung der invarianten Masse ist dann gegeben, wenn beide Teilchenspuren der Pionen aus dem K_s^0-Zerfall in Gebiete mit möglichst unterschiedlichem Magnetfeld liegen.
Dabei werden V^0-Kandidaten selektiert, wobei beide Spuren entweder vorwärts ($\theta < 60°$), zentral ($60° < \theta < 120°$) oder rückwärts ($\theta > 120°$) gerichtet sind. Die dabei angewendeten Kandidatenauswahlkriterien werden im folgenden Abschnitt 5.4 beschrieben. Ist der Einfluß des Magnetfeldes richtig beschrieben, entspricht der Mittelwert der K_s^0-Resonanz der K_s^0-Masse. Die in den Bereichen der CJC erkennbaren Unterschiede beziehen sich allerdings auf den Einfluß des Magnetfeldes auf die Spurrekonstruktion *und* auf die kinema-

Mode	**Bereich**	**Mittelwert** [MeV/c²]		**Breite** [MeV/c²]	
$a_1 a_2 a_3$		Daten	Monte-Carlo	Daten	Monte-Carlo
0 0 1	I	$496,0 \pm 0,7$	$496,6 \pm 0,5$	$14,3 \pm 0,6$	$7,9 \pm 0,4$
	II	$498,1 \pm 0,6$	$497,3 \pm 0,2$	$13,9 \pm 0,6$	$7,3 \pm 0,2$
	III	$496,2 \pm 0,8$	$497,4 \pm 0,6$	$14,9 \pm 0,7$	$7,1 \pm 0,5$
0 1 0	I	$497,8 \pm 0,7$	$498,7 \pm 0,5$	$14,6 \pm 0,6$	$7,7 \pm 0,4$
	II	$496,1 \pm 0,6$	$496,1 \pm 0,5$	$13,0 \pm 0,6$	$6,5 \pm 0,2$
	III	$500,4 \pm 0,8$	$501,7 \pm 0,6$	$15,2 \pm 0,7$	$7,2 \pm 0,5$
1 0 0	I	$499,2 \pm 0,7$	$500,3 \pm 0,5$	$14,3 \pm 0,6$	$7,8 \pm 0,4$
	II	$495,1 \pm 0,6$	$495,2 \pm 0,5$	$12,8 \pm 0,6$	$6,8 \pm 0,4$
	III	$502,3 \pm 0,8$	$503,9 \pm 0,8$	$15,9 \pm 0,7$	$8,7 \pm 0,6$
0 1 1	I	$497,0 \pm 0,7$	$497,6 \pm 0,5$	$14,4 \pm 0,6$	$7,9 \pm 0,4$
	II	$497,1 \pm 0,6$	$496,8 \pm 0,5$	$12,5 \pm 0,6$	$6,5 \pm 0,4$
	III	$498,5 \pm 0,8$	$499,5 \pm 0,7$	$14,9 \pm 0,7$	$8,0 \pm 0,6$
1 0 1	I	$497,6 \pm 0,7$	$498,2 \pm 0,5$	$14,7 \pm 0,6$	$7,8 \pm 0,4$
	II	$496,6 \pm 0,6$	$496,5 \pm 0,5$	$12,2 \pm 0,6$	$6,5 \pm 0,4$
	III	$499,7 \pm 0,8$	$500,6 \pm 0,6$	$15,1 \pm 0,7$	$7,3 \pm 0,5$
1 1 0	I	$498,5 \pm 0,7$	$499,5 \pm 0,5$	$14,9 \pm 0,6$	$7,7 \pm 0,4$
	II	$495,4 \pm 0,6$	$495,6 \pm 0,5$	$12,8 \pm 0,6$	$6,7 \pm 0,4$
	III	$501,1 \pm 0,8$	$502,6 \pm 0,7$	$15,0 \pm 0,7$	$7,5 \pm 0,5$
1 1 1	I	$497,8 \pm 0,7$	$498,5 \pm 0,5$	$14,8 \pm 0,6$	$7,7 \pm 0,4$
	II	$496,4 \pm 0,6$	$496,3 \pm 0,5$	$12,7 \pm 0,6$	$6,5 \pm 0,4$
	III	$500,0 \pm 0,8$	$500,8 \pm 0,6$	$15,1 \pm 0,7$	$7,3 \pm 0,5$

Tabelle 5.2: Mittelwert und Breite der K_s^0-Resonanz mit unterschiedlichen Magnetfeldkorrekturen bei Daten und dem Photoproduktions-Monte-Carlo; beide Spuren in den Bereichen I ($\theta < 60°$), II ($60° < \theta < 120°$) oder III ($\theta > 120°$)

tische Anpassung. Eine Unterscheidung, die Aufschluß über die Herkunft der Variationen des Mittelwerts gibt, ist nicht möglich.

In Tabelle 5.2 ist der Mittelwert und die Breite der K_s^0-Resonanz für verschiedene Modelle der Magnetfeldkorrektur angegeben. Dazu wird das Magnetfeld am Spurbeginn, in der Spurmitte und am Spurende berechnet und das Magnetfeld zu

$$B = \frac{a_1 B_{Beginn} + a_2 B_{Mitte} + a_3 B_{Ende}}{\sum_i a_i} \tag{5.24}$$

korrigiert. Angegeben sind die Ergebnisse aus Daten und aus Monte-Carlo-Simulationen. Für die Daten und den Monte-Carlo-Datensatz simulierter Photoproduktionsereignisse ist die Übereinstimmung bei $a_{1,2,3} = (0, 1, 1)$ am besten und wird im folgenden verwendet.

5.4 Kandidatenauswahl

Mit der kinematischen Anpassung zweier geladener Spuren zu V^0-Kandidaten werden nicht nur K_s^0-Mesonen selektiert. Daher ist es wichtig, mit Auswahlkriterien Untergrundkombinationen möglichst auszuschließen. Die Untergrundkombinationen sind Zerfälle anderer Teilchen, sowie zufällige Kombinationen von geladenen Teilchen, die direkt aus dem Primärvertex stammen. Außerdem müssen für eine gute Impulsmessung Anforderungen an die Güte der zu den V^0-Kandidaten assoziierten Spuren gestellt werden.
Die wesentlichen Zerfälle mit zwei geladenen Teilchen in der CJC sind der Zerfall des K_s^0-Mesons, der Λ bzw. $\bar{\Lambda}$-Baryonen sowie Gammakonversionen. Durch unterschiedliche Kinematik können die Zerfälle getrennt werden. Das wichtigste Unterscheidungsmerkmal ist die invariante Masse der geladenen Teilchen. Für verschiedene Hypothesen des Zerfalls ergibt sich aus dem Massenspektrum, inwieweit der Zerfall mit der Hypothese vereinbar ist. Andere Zerfallsmoden in zwei geladene Teilchen, wie $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ (ρ-Masse: $768,1 \pm 0,5\,\mathrm{MeV/c^2}$) und $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ (η-Masse: $547,45 \pm 0,19\,\mathrm{MeV/c^2}$) können durch die geringere Lebensdauer um einen Faktor $< 10^{-8}$ im Vergleich zur K_s^0-Zerfallszeit und damit durch die geringe Fluglänge im Laborsystem ($l = p\tau/m$) nicht von Teilchen direkt aus dem Primärvertex unterschieden werden. Daher können sie mit der im folgenden behandelten Untergrundunterdrückung vernachlässigt werden. Weiterhin ist der Anteil von K_l^0-Zerfälle in der CJC mit einer mittleren Zerfallszeit von $(5,17 \pm 0,04) \cdot 10^{-8}\,\mathrm{s}$ entsprechend $c\tau = 15,50\,\mathrm{m}$ vernachlässigbar.

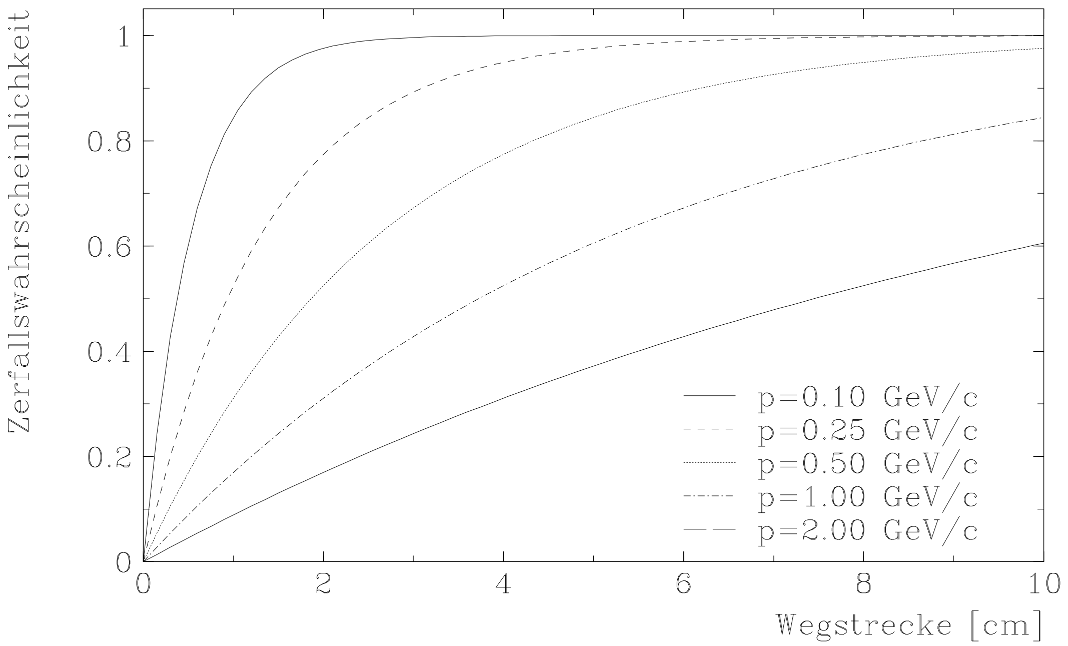


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Zerfallswahrscheinlichkeit von K_s^0-Mesonen von der zurückgelegten Wegstrecke

Der Hauptteil der K_s^0-Kandidaten sind zufällige Kombinationen von geladenen Teilchen, die direkt aus dem Primärprozeß stammen. Werden diese Teilchen zum V^0-Kandidaten rekonstruiert, liegt der Sekundärvertex nahe am Primärvertex des Ereignisses. Daher reduziert ein Schnitt in der radialen Zerfallslänge Untergrundkombinationen beträchtlich. Ein Teil des Untergrunds wird schon bei der kinematischen Anpassung durch die Forderung einer minimalen radialen Fluglänge im Laborsystem von 0,2 cm verworfen. Wird der Schnitt aufgeweitet, sinkt besonders die Effizienz, niederenergetische K_s^0-Mesonen zu rekonstruieren, da die mittlere Fluglänge im Laborsystem impulsabhängig ist. Die Flugzeit ergibt sich aus der Zerfallszeit im Ruhesystem des K_s^0-Mesons aus $\vec{l} = \vec{\beta}\gamma ct$. Damit ergibt sich die Zerfallswahrscheinlichkeit P mit der mittleren Zerfallszeit τ_0 im Ruhesystem zu

$$P(|\vec{l}|) = 1 - \exp(\frac{-|\vec{l}|}{\beta\gamma c\tau_0}) = 1 - \exp(\frac{-|\vec{l}|m}{|\vec{p}|\tau_0}). \qquad (5.25)$$

Der Zusammenhang zwischen Zerfallswahrscheinlichkeit und zurückgelegter Wegstrecke für verschiedene Teilchenimpulse ist in Abbildung 5.5 dargestellt.
Hier zeigt sich schon, daß besonders für niederenergetische K_s^0-Mesonen die Nachweiswahrscheinlichkeit problematisch wird, da Untergrundkombinationen, die größtenteils durch eine falsche Zuordnung von Spuren aus dem Primärvertex stammen, mit einer kleinen Zerfallslänge dominieren. Im folgenden wird untersucht, welche Größen am günstigsten sind, um Untergrundkombinationen zu verwerfen.

Minimaler Abstand vom Ursprung in der xy-Ebene

Im folgenden werden einige mögliche Größen zur Untergrundunterdrückung untersucht, die vom Abstand der Spuren zum primären Vertex abhängen. Das Kriterium für die Auswahl der Schnittvariablen ist ein möglichst kleiner Verlust an $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$-Kombinationen im Signal und eine möglichst gute Untergrundunterdrückung.
Eine Möglichkeit zur Untergrundunterdrückung bietet die Größe d_{ca}, der minimale Abstand der Spur zum Ursprung des Koordinatensystems in der xy-Ebene. Wird die Größe d_{ca} umgerechnet auf den gemessenen xy-Primärvertex (d'_{ca}), haben Spuren, die direkt aus dem primären Vertex stammen, ein kleines d'_{ca}. Das d'_{ca} von Pionen aus K_s^0-Zerfällen hat bedingt durch die Zerfallslänge des K_s^0 und beeinflußt durch den Öffnungswinkel der Pionen im Laborsystem Ausläufer zu großen Werten (siehe Abbildung 5.6).
Als eine weiter Schnittvariable kann die Kombination aus beiden Spuren $\Delta d_{ca} = |\vec{d}_{ca,1} - \vec{d}_{ca,2}|$ gewählt werden. Diese Größe ist unabhängig von der wahren xy-Koordinate des Primärvertex, da hier die vektorielle Differenz berechnet wird. Außerdem werden die Größen $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$ und $\Delta d_{ca}/\sqrt{\sigma^2_{d_{ca,1}} + \sigma^2_{d_{ca,2}}}$ mit Berücksichtigung der Genauigkeit der Spurparameter untersucht.
Die Funktion

$$a\exp(-bm) + f\exp\left[-1/2(\tfrac{m-\overline{m}}{\sigma})^2\right] \qquad (5.26)$$

wird zur Abschätzung des Signals bzw. des Untergrunds an die Verteilung der invarianten Masse angepaßt. Die Untergrundkombinationen werden im Bereich von $\overline{m} \pm 3\sigma$ berechnet.

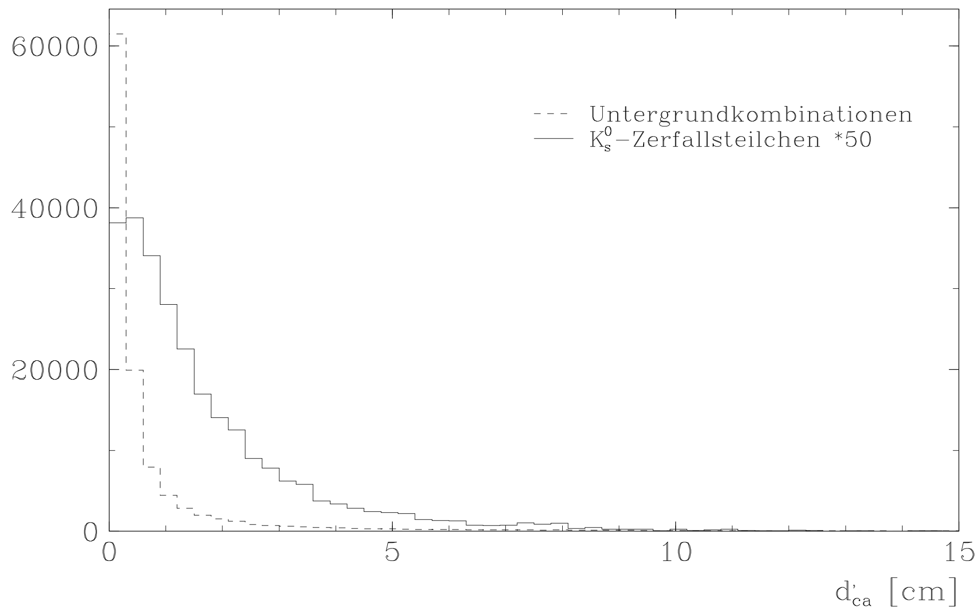


Abbildung 5.6: Die Größe $|d'_{ca}|$ von Spuren von Untergrundkombinationen und von K_s^0-Zerfällen bei Monte-Carlo-Simulation von Photoproduktionsereignissen

Hier soll es nicht auf eine möglichst genaue Beschreibung des K_s^0-Signals bzw. der Untergrundverteilung ankommen, sondern um die Abhängigkeit von Signal und Untergrund bei Änderung der Schnittgrößen. Abbildung 5.7 zeigt als Beispiel das Massenspektrum bei unterschiedlichen Werten des Schnitts in der Größe $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$.
Die Abbildungen 5.8(a)-5.8(e) zeigen die Variation von Signal und Untergrund bei unterschiedlichen Schnitten der Größen r (radiale Spurlänge der K_s^0-Kandidaten), $|d'_{ca}|$, Δd_{ca}, $\Delta d_{ca}/\sqrt{\sigma^2_{d_{ca,1}} + \sigma^2_{d_{ca,2}}}$ und $d'_{ca}/\sigma_{d_{ca}}$. Der Abschnitt der Abszisse ist so gewählt, daß am rechten Rand die Anzahl von K_s^0-Kandidaten im Signal ungefähr gleich ist, so daß die Verluste an Signal und an Untergrund besser zu vergleichen sind.
Es zeigt sich, daß das Verhältnis der Anzahl der K_s^0-Kandidaten im Signal und im Untergrund bei gleichzeitig geringem Verlust am Signal, für die Größe $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$ am günstigsten ist (siehe Abbildung 5.8(e)).
Wichtig ist außerdem, daß die Verluste der K_s^0-Kandidaten in der Resonanz nicht zu stark von kinematischen Größen der K_s^0-Mesonen abhängen. Da hier nur Größen betrachtet werden, die durch die Spurrekonstruktion in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld gemessen werden, kann der Einfluß der Schnittvariablen auf den Polarwinkel θ des K_s^0-Mesons vernachlässigt werden. Tabelle 5.3 zeigt die Verluste an Signal- und an Untergrundkandidaten in drei Bereichen des transversalen Impulses der K_s^0-Kandidaten bei einem Schnitt der hier betrachteten Größen, der so adjustiert ist, daß die Anzahl der K_s^0-Kandidaten im Signal ungefähr gleich ist (aus Abbildung 5.8).
Für Impulse der K_s^0-Kandidaten oberhalb von $0,5\,\mathrm{GeV/c}$ ist das Verhältnis der Anzahl der Kandidaten in der Resonanz und für Untergrundkombinationen bei einem Schnitt

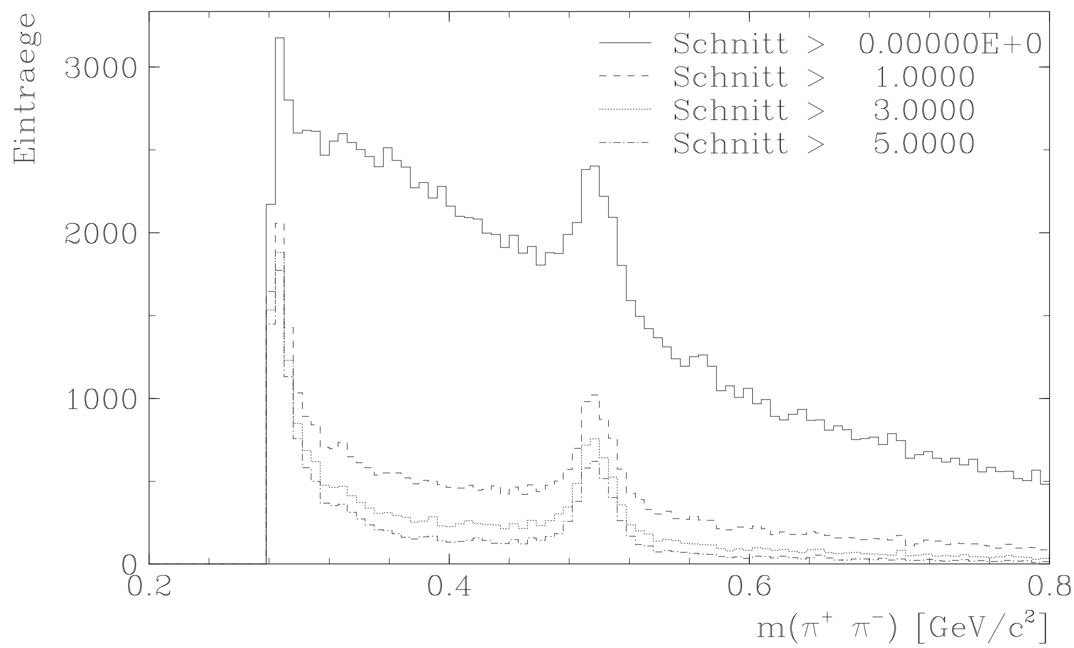


Abbildung 5.7: Verteilung der invarianten Masse bei Variation des Schnitts $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$

in der Größe $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$ am besten. Außerdem ist dieses Verhältnis für Impulse oberhalb $0,5\,\mathrm{GeV/c}$ nahezu konstant. Dieses ist ein Anzeichen dafür, daß die Abhängigkeit dieses Schnitts bezüglich des transversalen Impulses der K^0_s-Mesonen gering ist.
Die Größe $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$ wird in der weiteren Analyse zur Untergrundunterdrückung verwendet, da ein Schnitt in dieser Größe das beste Signal zu Untergrundverhältnis bei gleichzeitig wenig Verlust an K^0_s-Kandidaten im Signal ergibt und die Impulsabhängigkeit klein ist.
Außerdem müssen noch weitere Schnittvariable eingeführt werden, die in der Güte der Spuren und in ein Verwerfen von anderen Zerfallsmoden begründet sind. Diese werden im folgenden diskutiert.

Transversaler Impuls und radiale Spurlänge

Für kleine transversale Impulse sinkt die Effizienz, Spuren zu rekonstruieren (siehe Abschnitt 6.2.2). Außerdem wird die Impulsauflösung schlechter (siehe Abschnitt 5.5), so daß eine minimale radiale Spurlänge von 12 cm und ein minimaler transversaler Impuls von 150 MeV/c gefordert wird.

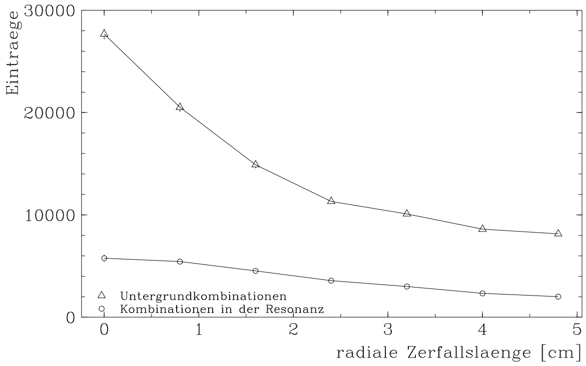
Radiale Zerfallslänge

Bei der V^0-Anpassung wird gefordert, daß der Startwert für den Zerfallsradius größer als 0,2 cm ist. Um Unsicherheiten bei der Abschätzung der Verluste durch die Anpassung zu

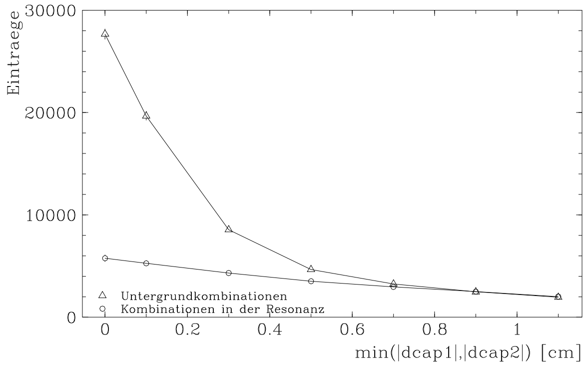
Schnitt	**Bereich**	**Signal** n_s	**Untergrund** n_u	n_s/n_u
kein Schnitt	I	566 ± 98	2196 ± 90	0,26
	II	3183 ± 199	7870 ± 376	0,40
	III	2195 ± 180	5700 ± 442	0,39
$r > 3\,\mathrm{cm}$	I	341 ± 77	1382 ± 85	0,27
	II	1928 ± 138	3590 ± 256	0,54
	III	1451 ± 129	2837 ± 287	0,51
$d'_{ca} > 0,7\,\mathrm{cm}$	I	586 ± 66	706 ± 56	0,83
	II	1489 ± 85	792 ± 108	1,88
	III	669 ± 56	321 ± 76	2,08
$\Delta d_{ca} > 2\,\mathrm{cm}$	I	510 ± 67	829 ± 62	0,62
	II	1689 ± 104	1552 ± 153	1,09
	III	881 ± 84	1064 ± 955	0,83
$\Delta d_{ca}/\sqrt{\sigma^2_{d_{ca,1}} + \sigma^2_{d_{ca,2}}} > 9$	I	494 ± 51	325 ± 39	1,52
	II	1695 ± 86	704 ± 103	2,41
	III	943 ± 66	390 ± 88	2,42
$\lvert d'_{ca}\rvert/\sigma_{d_{ca}} > 5$	I	593 ± 54	347 ± 42	1,71
	II	1572 ± 78	452 ± 79	3,48
	III	784 ± 55	226 ± 60	3,47

Tabelle 5.3: Variation einiger möglicher Schnittvariablen in verschiedenen Impulsbereichen (I: $p_t^{V^0} < 0,5\,\mathrm{GeV/c}$; II: $0,5\,\mathrm{GeV/c} < p_t^{V^0} < 1\,\mathrm{GeV/c}$; III: $p_t^{V^0} > 1\,\mathrm{GeV/c}$)

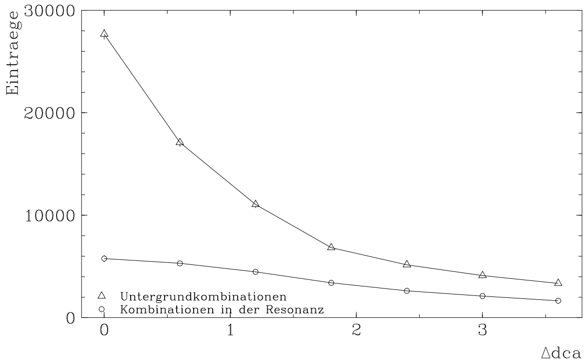
vermeiden, wird eine radiale Zerfallslänge von $1,5\,\mathrm{cm}$ gefordert. Eine Migration von K_s^0-Zerfällen in den Bereich $0,2\,\mathrm{cm}$, der bei der V^0-Anpassung ausgeschlossen wird, wird damit vermieden. Zur Adjustierung dieses Schnitts wird in Abschnitt 6.2.1 der Verlust an K_s^0-Kandidaten im Signal mit einem K_s^0-Generator bei Variation dieses Schnitts diskutiert.



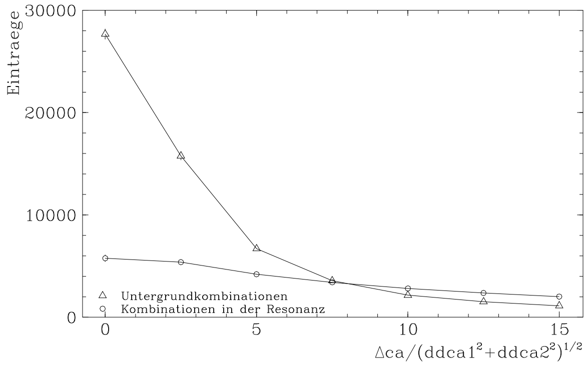
(a) radiale Zerfallslänge r



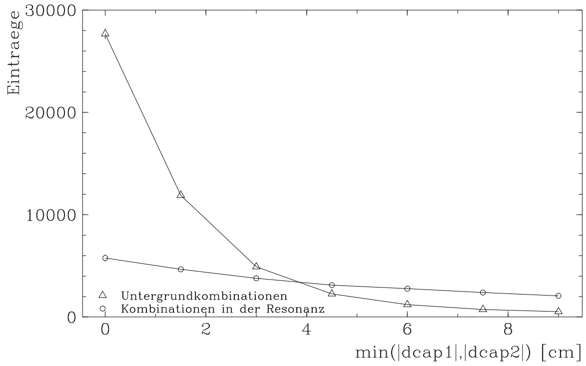
(b) $|d'_{ca}|$ beider Spuren



(c) Δd_{ca} (in cm)



(d) $\Delta d_{ca}/\sqrt{\sigma^2_{d_{ca,1}} + \sigma^2_{d_{ca,2}}}$



(e) $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$ beider Spuren

Abbildung 5.8: Variation des Schnitts verschiedener Größen zur Untergrundunterdrückung

Zerfallswinkel im K_s^0-Ruhesystem

Der Zerfallswinkel $\theta^\star$ bezeichnet den Winkel zwischen der Flugrichtung des K_s^0-Mesons und des π^+ im Ruhesystem des K_s^0. Da das K_s^0-Meson mit Spin 0 isotrop im Ruhesystem zerfällt und mit der Beziehung $d\Omega^\star = \sin\theta^\star\, d\theta^\star\, d\phi^\star$ folgt somit:

$$dN/d(\cos\theta^\star) = const \tag{5.27}$$

Da Gammakonversionen durch verschwindende γ-Ruhemasse und Λ bzw. $\bar{\Lambda}$ Zerfälle (Baryonen mit Spin 1/2) im Bereich $|\cos\theta^\star| \approx 1$ liegen, können diese Zerfallsmoden durch einen Schnitt in der Größe $\cos\theta^\star$ unterdrückt werden.
Zur Analyse des Beitrags der Λ bzw. $\bar{\Lambda}$-Baryonen können die Zerfälle $\Lambda \to p\pi^-$ und $\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+$ durch ihre Kinematik unterschieden werden. Die Größe (+−: Ladung des Zerfallsteilchens)

$$\Delta p/\Sigma p = \frac{|\vec{p}_+| - |\vec{p}_-|}{|\vec{p}_+| + |\vec{p}_-|} \begin{cases} > 0 & \text{für } \Lambda \to p\pi^- \\ < 0 & \text{für } \bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+ \end{cases} \tag{5.28}$$

bietet die Möglichkeit, beide Zerfälle zuzuordnen und damit in einem Massenspektrum darzustellen.
Aus der Kinematik des Zerfalls $\Lambda \to p\pi^-$ bzw. $\bar{\Lambda} \to \bar{p}\pi^+$ folgt, daß diese Beziehung immer für Impulse der Baryonen mit $|\vec{p}_\Lambda| > 173\,\mathrm{MeV/c}$ im Laborsystem erfüllt ist. Dies ergibt sich folgendermaßen: Im Λ-Ruhesystem gilt $p = |\vec{p}_\pi| = |\vec{p}_p| = 101\,\mathrm{MeV/c}$. Wird eine Lorentztransformation in das Laborsystem mit $\beta = |\vec{p}_\Lambda|/(c\,m_\Lambda)$ durchgeführt (hier nur die x-Komponente), entspricht dies im ungünstigsten Fall bei einer Transformation in Flugrichtung des π-Mesons

$$p'_p = -\gamma p + \beta\gamma E_p \tag{5.29}$$
$$p'_\pi = \gamma p + \beta\gamma E_\pi . \tag{5.30}$$

Mit $p'_p = p'_\pi$ ergibt sich

$$\beta = \frac{2p}{E_p - E_\pi} \tag{5.31}$$

und $|\vec{p}_\Lambda| > 173\,\mathrm{MeV/c}$. Die Impulse der Zerfallsteilchen (p, π) sind in diesem Grenzfall $\approx 130\,\mathrm{MeV/c}$. Mit einem Schnitt der transversalen Impulse der geladenen Teilchen größer als $150\,\mathrm{MeV/c}$ ist damit eine eindeutige Zuordnung möglich.
Zur Abschätzung des verbleibenden Lambda-Untergrundes wird $m(p\pi)$ gegen $m(\pi\pi)$ aufgetragen (siehe Abbildung 5.9). Im Überlappungsbereich der invarianten Masse gewährleistet dieser Schnitt eine gute Λ-Unterdrückung. Die Anzahl der Baryonen im $m(p\pi)$-Spektrum nach Anwendung des Schnitts $|\cos\theta^\star| < 0,8$ (Abbildung 5.10) ist ca. 100. Werden diese Λ-Kandidaten im Λ-Massenfenster selektiert, sind keine Kandidaten im Bereich der K_s^0-Masse (für $m(\pi\pi)$) zu beobachten, so daß damit der Untergrund der Lambdazerfälle zu vernachlässigen ist.

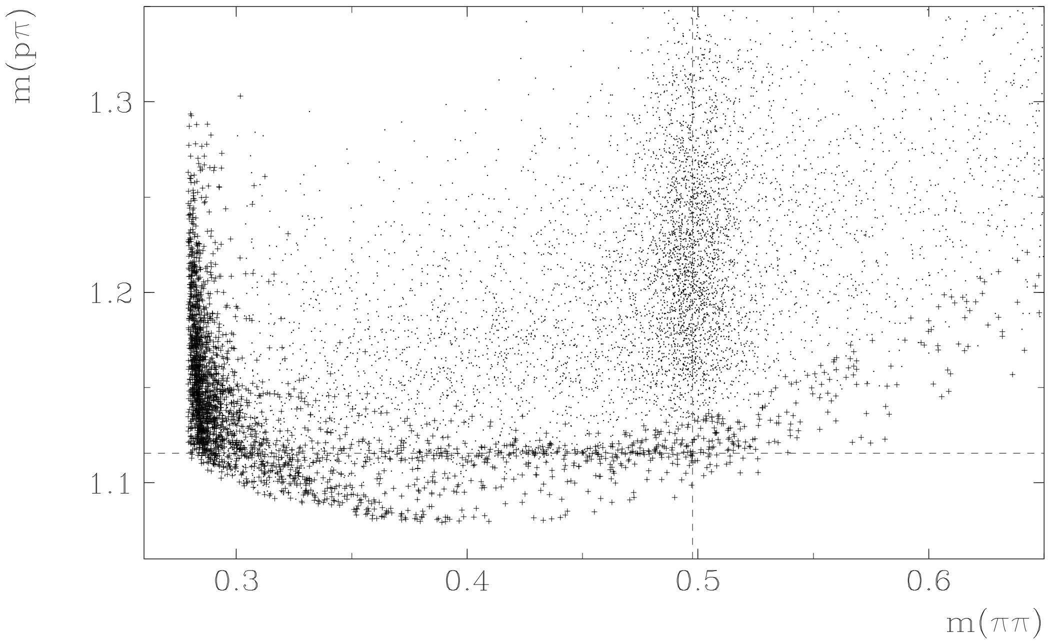


Abbildung 5.9: Invariante Masse $m(p\pi)$ versus $m(\pi\pi)$; +: durch den Schnitt $|\cos\theta^{\star}| < 0,8$ verworfene Kandidaten; die eingezeichneten Linien sind die Masse der K_s^0-Mesonen bzw. Λ-Baryonen; dabei sind die Schnitte in den Größen $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$, p_t der Spuren, radiale Spurlänge und radiale Zerfallslänge angewendet

Der verbleibende Anteil der Gammakonversionen ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) hat keinen Einfluß auf das K_s^0-Signal, da die invariante Masse mit der falschen Hypothese $m(\pi\pi)$ zu keiner Häufung bei der K_s^0-Masse führt.
Abbildung 5.11 zeigt die Verteilung der Größe $|\cos\theta^{\star}|$. Die Verteilung ist den Erwartungen entsprechend für die K_s^0-Kandidaten im Massenfenster nahezu konstant.

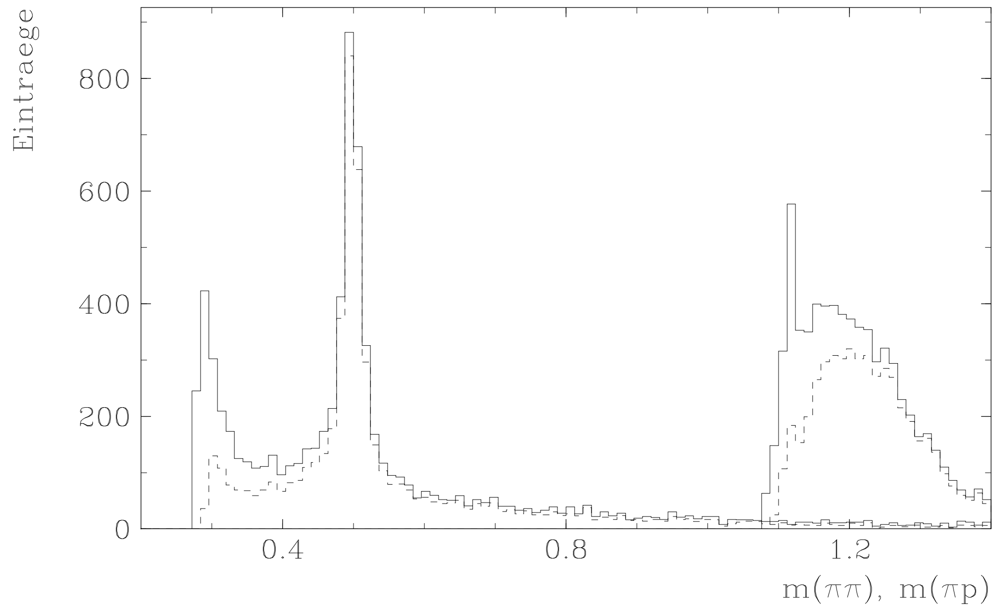


Abbildung 5.10: $m(\pi\pi)$ und $m(p\pi)$ mit (gestrichelt) und ohne den Schnitt $|\cos\theta^{\star}| < 0,8$ (durchgezogene Linie); nach den Schnitten in den Größen $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$, p_t der Spuren, radiale Spurlänge und radiale Zerfallslänge

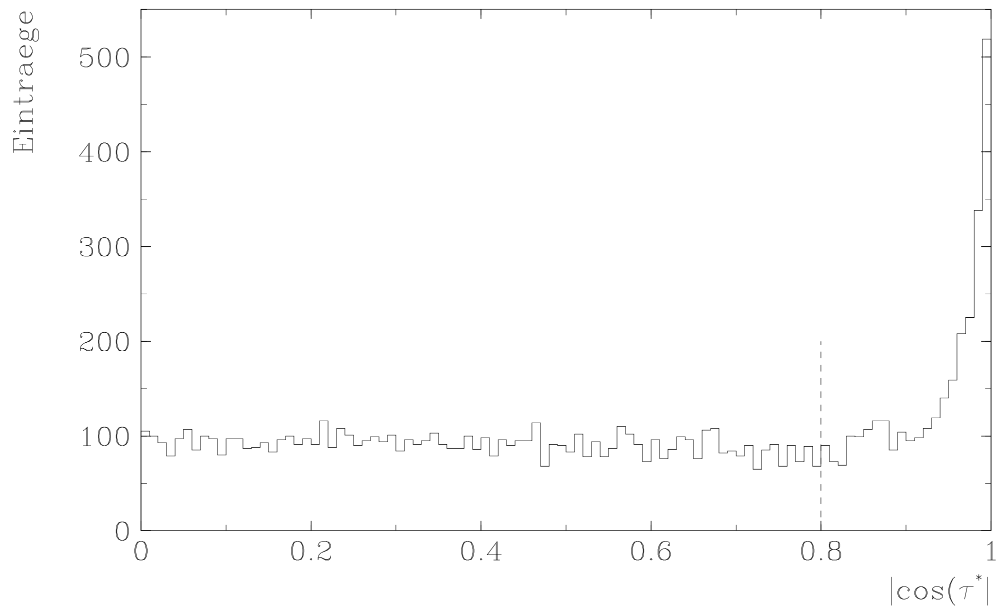


Abbildung 5.11: $|\cos\theta^{\star}|$ Verteilung, der gewählte Schnitt ist eingezeichnet; nach den Schnitten in den Größen $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$, p_t der Spuren, radiale Spurlänge und radiale Zerfallslänge

Energieverlust dE/dx

Eine Kontrollmöglichkeit, Pionen aus dem K_s^0-Zerfall zu identifizieren, bietet der wahrscheinlichste Energieverlust (dE/dx) der geladenen Teilchen (siehe Gleichung 3.2 auf Seite 34).

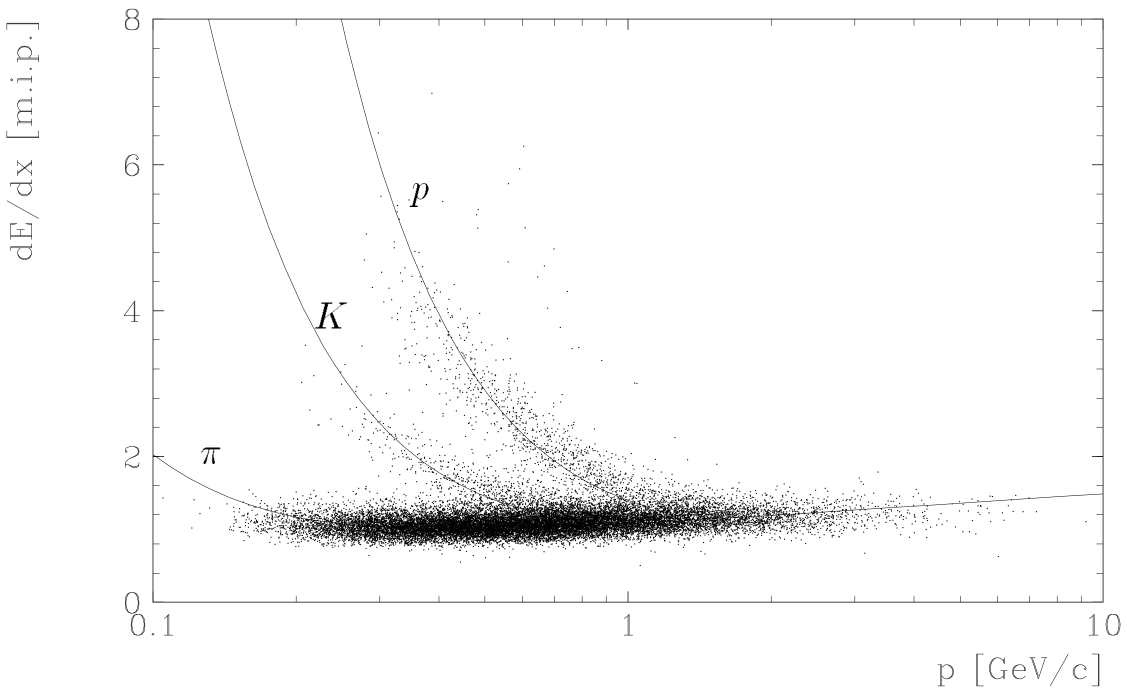
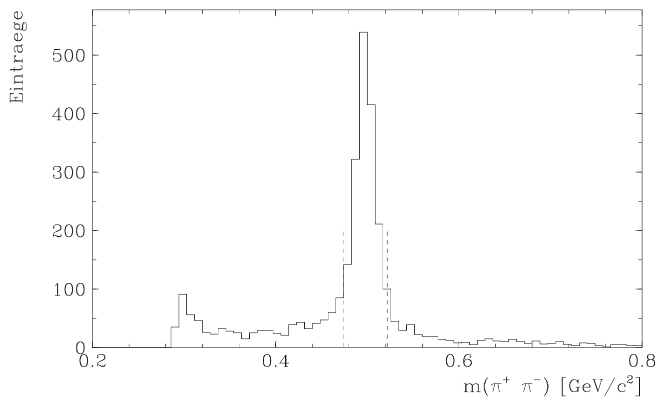
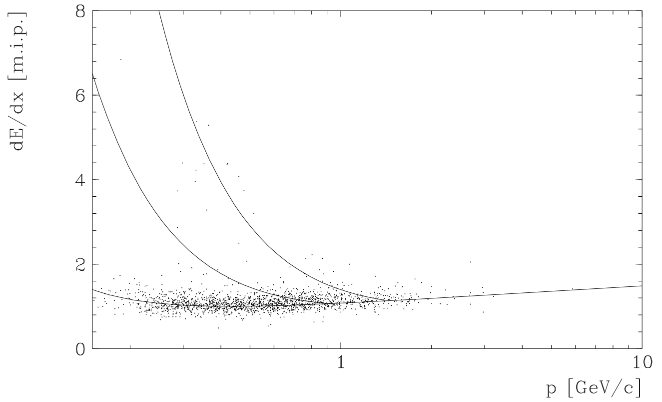


Abbildung 5.12: dE/dx von geladenen Spuren mit mindestens 40 zugeordneten Treffern

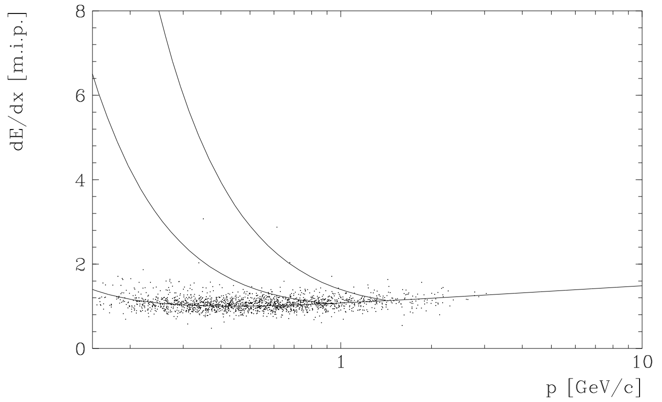
Abbildung 5.12 zeigt das Spektrum von geladenen Spuren mit mindestens 40 zugeordneten Treffern. Deutlich sichtbar sind die Bänder der Pionen, Kaonen und Protonen, außerdem sind einige Einträge im Deuteron-Zweig oberhalb des Protonbandes zu erkennen.
Abbildung 5.13(a) zeigt das Massenspektrum der K_s^0-Kandidaten, die mit dem beschriebenen Schnitten akzeptiert sind. Es wird hierbei ein Schnitt von $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}} > 8$ gewählt, damit der Einfluß von Untergrundkombinationen möglichst gering ist.
Wird das dE/dx getrennt nach der Ladung der Spuren nur im K_s^0-Massenfenster betrachtet (Abbildungen 5.13(b), 5.13(c)) treten nur noch vereinzelt dE/dx-Werte im Kaon- bzw. Protonband auf, die mit der Anzahl von Untergrundkombinationen unter dem K_s^0-Signal vereinbar sind.
Die K_s^0-Rekonstruktion liefert eine gute Selektion von Pionen mit geringem Untergrund anderer Teilchensorten. Die dE/dx-Auflösung bezogen auf dieses Pionband im K_s^0-Massenfenster, gemittelt über alle Spuren in der CJC und mit der Bethe-Bloch-Formel (Gleichung 3.2) korrigiert, beträgt $13,9\%$. Die dE/dx-Auflösung für Spuren mit mehr als 50 zugeordneten Treffern beträgt $11,3\%$.



(a) $m(\pi\pi)$ mit $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}} > 8$



(b) dE/dx für positiv geladene Spuren im Massenfenster



(c) dE/dx für negativ geladene Spuren im Massenfenster

Abbildung 5.13: dE/dx-Kontrollverteilungen

Zusammenstellung

In Tabelle 5.4 sind die angewendeten Schnitte zusammengefaßt. Die Verluste sind separat für jeden Schnitt und jeweils aufeinanderfolgend angegeben.
Insgesamt ergibt sich also ein Verlust an K_s^0-Kandidaten im Signal von ca. 48%, während die Untergrundkombinationen zu 97% reduziert werden. Der Anteil anderer Zerfallsmoden, insbesondere Gammakonversionen und der Zerfall der Lambda-Baryonen können vernachlässigt werden. Ein weiterer wichtiger Schnitt im Azimutalwinkel ϕ wird in Abschnitt 6.2 erläutert und berücksichtigt Ineffizienzen der zentralen Spurenkammer durch gerissene Drähte. Einige Zellen in der CJC konnten durch Kurzschlüsse nicht mit Hochspannung versorgt werden. Die Verluste, die dadurch bei der K_s^0-Rekonstruktion auftreten, werden in Abschnitt 6.2 diskutiert.

Schnitt	**Signal**		**Untergrund**	
	separat	sukzessiv	separat	sukzessiv
$\lvert d'_{ca}\rvert/\sigma_{d_{ca}} > 5$	58%		8%	
$\lvert\cos\theta^\star\rvert < 0,8$	87%	52%	75%	6%
transversaler Impuls $> 150\,\mathrm{MeV/c}$	91%	50%	76%	4%
radiale Spurlänge $> 12\,\mathrm{cm}$	96%	50%	80%	4%
Zerfallsradius $> 1,5\,\mathrm{cm}$	87%	48%	69%	3%

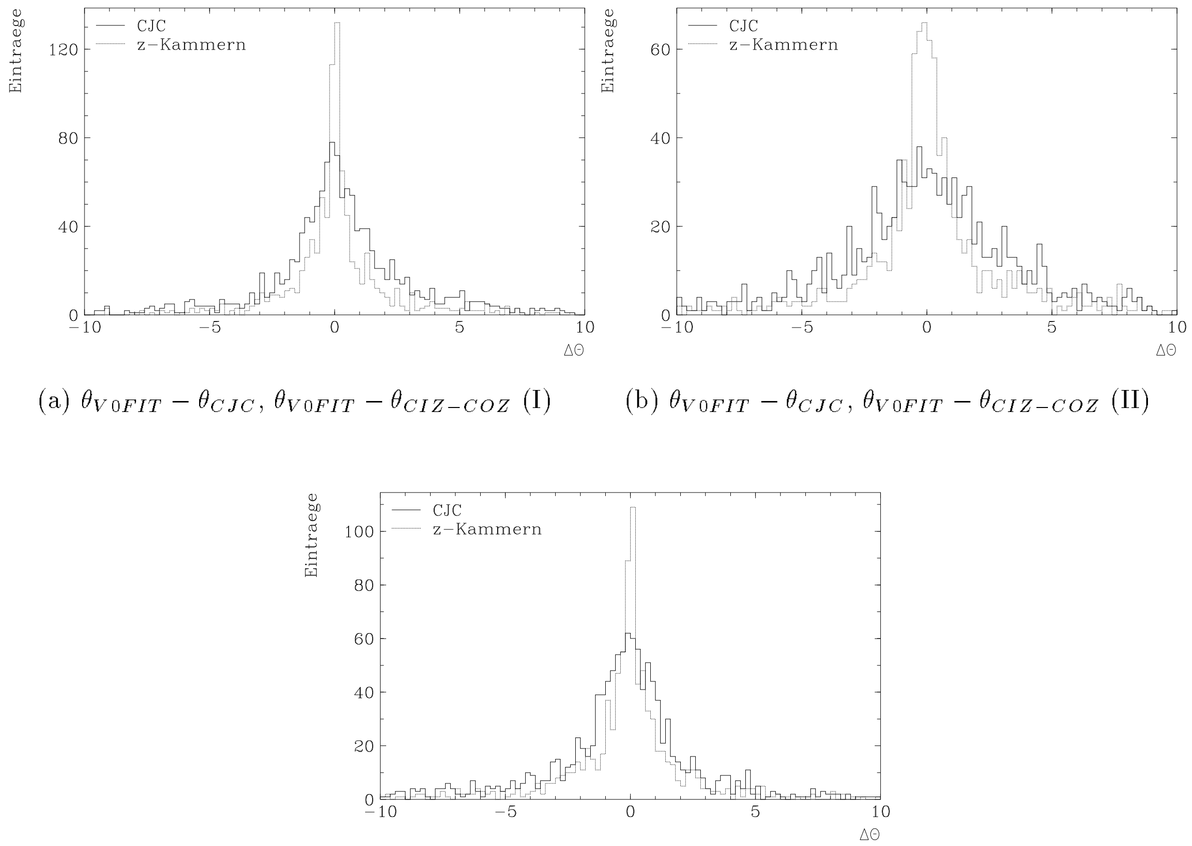
Tabelle 5.4: Signal und Untergrund durch die angewendeten Schnitte relativ zum Signal ohne Anwendung der Schnitte (der hier nicht betrachtete Schnitt im Azimutalwinkel ϕ der K_s^0-Mesonen wird in Abschnitt 6.2.1 erläutert)

5.5 Impulsauflösung

Die Identifizierung der K_s^0-Mesonen ist abhängig von der Güte der Impulsmessung der Zerfallsprodukte in der CJC (siehe Gleichung 5.22) und somit abhängig von der Auflösung des Polarwinkels θ und des transversalen Impulses der geladenen Spuren. Eine Abschätzung wird im folgenden diskutiert.

5.5.1 Auflösung des Polarwinkels θ

Um die Auflösung des Polarwinkels θ zu untersuchen, werden die z-Kammern (CIZ, COZ) in die Analyse miteinbezogen. Da die Kammern in der hier analysierten Datennahmepe-



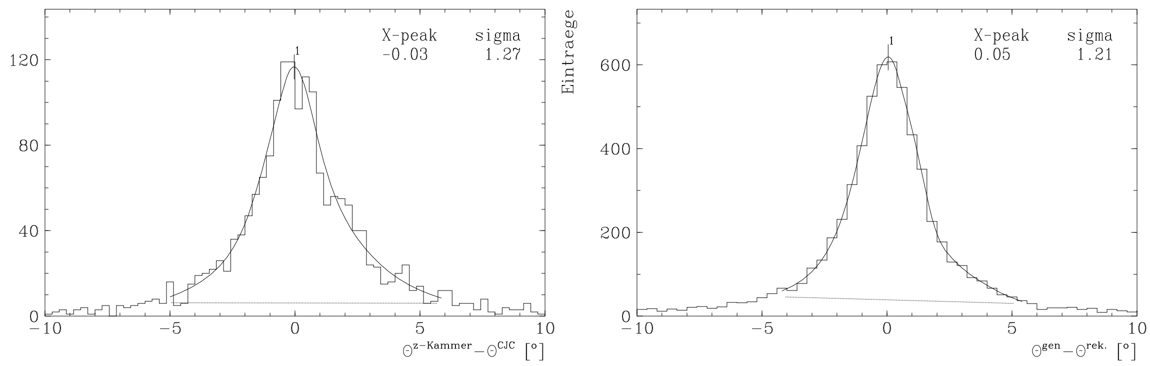
(a) $\theta_{V0FIT} - \theta_{CJC}$, $\theta_{V0FIT} - \theta_{CIZ-COZ}$ (I) (b) $\theta_{V0FIT} - \theta_{CJC}$, $\theta_{V0FIT} - \theta_{CIZ-COZ}$ (II)

(c) $\theta_{V0FIT} - \theta_{CJC}$, $\theta_{V0FIT} - \theta_{CIZ-COZ}$ (III)

Abbildung 5.14: θ-Differenz der Spuren auf Grundlage der CJC allein, bzw. einschließlich der z-Kammern zum Resultat der Anpassung für die Daten; eine Spur wird im Zentralbereich der CJC ($60° < \theta < 120°$) gemessen, die andere Spur (verbunden mit den z-Kammern) in den Bereichen I ($\theta < 60°$), II ($60° < \theta < 120°$) und III ($\theta > 120°$)

riode sehr ineffizient arbeiteten, so daß die Effizienz, rekonstruierte Spuren in der CJC bezüglich der linearen Anpassung in der sz-Ebene mit Meßpunkten der z-Kammern zu

verbinden, relativ klein ist ($\approx 50\%$ für CIZ, $\approx 58\%$ für COZ, $\approx 32\%$ gemeinsam), wird nur gefordert, daß eine Spur des V^0-Kandidaten im Zentralbereich ($60° < \theta < 120°$) gemessen ist und die andere Spur verbunden mit den z-Kammern jeweils im Vorwärts-, im Zentral- oder im Rückwärtsbereich liegt. Die Anzahl von K_s^0-Kandidaten, bei denen beide Spuren mit den z-Kammern CIZ und COZ verbunden sind, ist zu gering, um damit systematische Untersuchungen durchführen zu können.
Abbildung 5.14 zeigt die Abweichungen der Polarwinkel in den drei Bereichen bezüglich des Resultats der Anpassung und des in der CJC bzw. durch die z-Kammern rekonstruierten Polarwinkels θ. Es zeigt sich, daß im Zentralbereich die Verbindung der CJC-Spuren zu den z-Kammern keine deutliche Verbesserung des Resultats der kinematischen Anpassung liefert. Nur im Vorwärtsbereich ist eine merkliche Verbesserung sichtbar.



(a) $\theta_{CJC} - \theta_{CIZ-COZ}$ (Daten) (b) $\theta_{rek} - \theta_{gen}$ (Monte-Carlo)

Abbildung 5.15: Differenz des Polarwinkels θ gemessen mit der CJC ohne und einschließlich der z-Kammern; Vergleich der Polarwinkelauflösung beim Photoproduktions-Monte-Carlo

Wird nur die Differenz des Polarwinkels bezüglich der Messung mit der CJC allein bzw. in Verbindung mit den z-Kammern gemessen (Abbildung 5.15(a)), ergibt sich damit eine Winkelauflösung von $1,3°$. Die Differenz bezüglich dem generierten Polarwinkel θ der Pionen aus dem K_s^0-Zerfall und dem rekonstruierten Winkel nach der Detektorsimulation bzw. Spurrekonstruktion beträgt $1,2°$ (siehe Abbildung 5.15(b)) und ist kompatibel mit der aus den Daten erhaltenen Auflösung.
Wird die Auflösung des Polarwinkels mit den Formeln nach Gluckstern [51] (σ_z: Meßfehler in z, N: Anzahl der Meßpunkte, L: Bogenlänge in der xy-Ebene)

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_z}{L}\sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}} \tag{5.32}$$

berechnet, ist die hier berechnete Auflösung für lange Spuren ($L \approx 56\,\text{cm}$, $N \approx 56$) $1,0°$ und für kurze Spuren ($L \approx 15\,\text{cm}$, $N \approx 15$) $8,0°$ bei einer intrinsischen z-Auflösung der Pulse von $\sigma_z = 2,5\,\text{cm}$. Sie ist vergleichbar mit der aus den Daten erhaltenen Auflösung.

5.5.2 Auflösung des transversalen Impulses

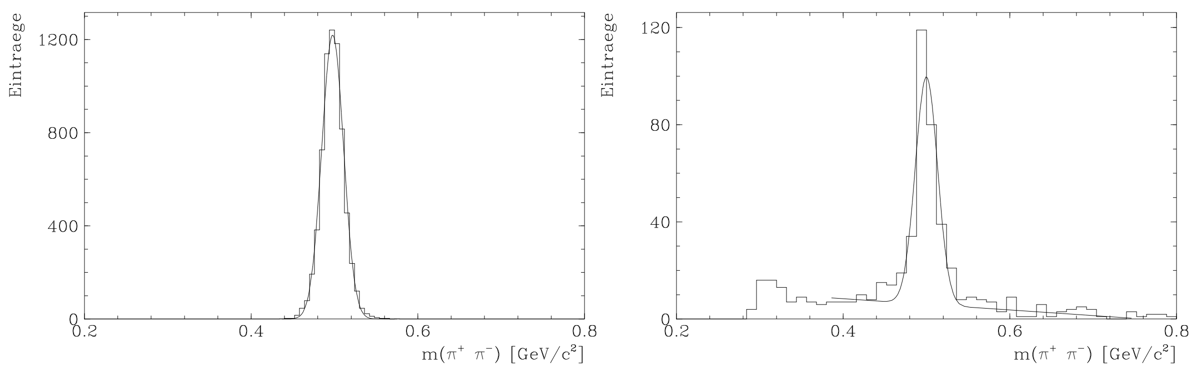
Zusammen mit der Meßgenauigkeit des Polarwinkels θ hat die Auflösung des transversalen Impulses der Spuren den größten Einfluß auf die Berechnung der invarianten Masse der Zerfallsteilchen.
Um den Einfluß zu verdeutlichen, werden die Zerfallsprodukte von generierten Zerfällen des K_s^0-Mesons mit der Auflösung des Polarwinkels θ und des transversalen Impulses nach Gluckstern [51]

$$\sigma_\kappa = \frac{\sigma_{r\phi}}{L^2}\sqrt{\frac{720}{(N+4)}} \tag{5.33}$$

verschmiert. Aus Gleichung 5.33 folgt

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t^2} = \frac{\sigma_{r\phi}}{eBL^2}\sqrt{\frac{720}{(N+4)}}. \tag{5.34}$$

Die Auflösung der transversalen Impulses ist besonders für kurze Spuren kritisch, da die projizierte Länge L (Bogenlänge in der xy-Ebene) quadratisch im Nenner eingeht.
Zur Abschätzung der Impulsauflösung sind K_s^0-Mesonen mit einem transversalen Impuls von $1-1,5\ GeV/c$ und einem Polarwinkel mit $60° < \theta < 120°$ generiert (zur Generierung der K_s^0-Mesonen siehe Abschnitt 6.2.1). Der Bereich ist so gewählt, daß Randeffekte klein sind, da die Zerfallsteilchen die gesamte CJC durchqueren. Werden die Zerfallsprodukte des K_s^0-Mesons im Laborsystem in die CJC extrapoliert und die Impulse der Pionen verschmiert, können damit Untersuchungen über die unterschiedlichen Abhängigkeiten bezüglich der Massenauflösung der K_s^0-Mesonen vorgenommen werden.



(a) $m(\pi\pi)$ von generierten Pionen (b) $m(\pi\pi)$ aus den Daten

Abbildung 5.16: Auflösung der invarianten Masse $m(\pi\pi)$ bei den Daten und bei generierten K_s^0-Mesonen (mit $0,75\,\mathrm{GeV/c} < p_t < 1,25\,\mathrm{GeV/c}$, $60° < \theta < 120°$, $p_t^\pi > 150\,\mathrm{MeV/c}$) durch Verschmierung der Pion-Impulse

Die in den Gleichung 5.34 benötigten Auflösungparameter der CJC sind aus den Daten gewonnen. Die Auflösungen in der z- und in der $r\phi$-Koordinate sind $\sigma_z = 2,5\,\mathrm{cm}$ und $\sigma_{r\phi} = 190\,\mu\mathrm{m}$.

Abbildung 5.16(a) zeigt durch die Verschmierung der Spurparameter erhaltene Auflösung der invarianten Masse der generierten K_s^0-Mesonen, wobei eine mittlere Auflösung des transversalen Impulses von $\sigma_{p_t}/p_t^2 \approx 0,05\,\mathrm{GeV/c}^{-1}$ angenommen wird. Wird die durch Anpassung einer Gaußfunktion erhaltene Breite der Verteilung mit der aus den Daten ermittelten Auflösung verglichen (Abbildung 5.16(b)), ergibt sich eine gute Übereinstimmung von $13,0 \pm 0,1\,\mathrm{MeV/c}^2$ (generierte K_s^0-Mesonen) und $11,9 \pm 0,7\,\mathrm{MeV/c}^2$ (Daten). Die mittlere Auflösung von $0,05\,\mathrm{GeV/c}^{-1}$ ist bedeutend schlechter als die Sollauflösung von $0,003\,\mathrm{GeV/c}^{-1}$ [52].
Damit ist die Breite der K_s^0-Resonanz durch die Auflösung der CJC bestimmt, systematische Effekte durch die kinematische Anpassung sind nicht zu beobachten.

Kapitel 6

Der inklusive K_s^0 Wirkungsquerschnitt

Im folgenden Kapitel wird der inklusive Wirkungsquerschnitt berechnet. Die dafür zu bestimmende integrierte Luminosität wird im folgenden behandelt. Die Effizienzen der Trigger und der Ereignisselektion sind schon in Kapitel 4 diskutiert. Weiterhin ist die Korrektur auf Verluste von nicht rekonstruierten K_s^0-Mesonen $\epsilon_{Rekonstruktion}$ in der zentralen Spurenkammer bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten wichtig, die in diesem Kapitel behandelt wird. Die Bestimmung dieser Verluste gliedert sich in die Akzeptanz der CJC, in die Effizienz der Spurrekonstruktion und in die Effizienz, K_s^0-Mesonen aus den gemessenen Zerfallsprodukten (Pionen) zu rekonstruieren. Die einzelnen Beiträge sind schon in Abschnitt 2.1 aufgelistet. Außerdem muß der verbleibende Untergrund abgeschätzt werden, so daß am Ende dieses Kapitels die einzelnen Einflüsse zusammengefaßt und die Ergebnisse dargestellt werden.

6.1 Luminosität

Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts fordert eine genaue Bestimmung der integrierten Luminosität. Der statistische und systematische Fehler der Luminosität begrenzt die Genauigkeit jeder Messung von Wirkungsquerschnitten. Zur Minimierung dieses Fehlers ist die Messung einer Eichreaktion notwendig, die einen großen Wirkungsquerschnitt besitzt, so daß die Luminosität in möglichst kleinen Zeitintervallen gemessen werden kann. Bei HERA wird bei beiden Experimenten ZEUS und H1 der nach Bethe und Heitler benannte Prozeß $\mathrm{e^-p \to e^-p}\gamma$ benutzt, dessen Wirkungsquerschnitt im Rahmen der Quantenelektrodynamik sehr genau berechenbar ist [53]:

$$\frac{d\sigma(\mathrm{e^-p \to e^-p}\gamma)}{dy} = \frac{4\alpha r_e^2}{y}\left[1+(1-y)^2-\frac{2}{3}(1-y)\right]\left[\ln\frac{s(1-y)}{M_p m_e y}-\frac{1}{2}\right]. \qquad (6.1)$$

Dabei sind m_e und M_p die Elektron- bzw. Proton-Masse, r_e der klassische Elektronenradius und α die Feinstrukturkonstante.

Die Messung erfolgt mit dem in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Luminositätssystem über eine Koinzidenz der Signale der Photon- und Elektrondetektoren und eine Antikoinzidenz mit Signalen des Wasser-Čerenkov-Zählers. Das Veto des Wasser-Čerenkov-Zählers unterdrückt Synchrotronstrahlung und schon aufgeschauerte Photonen, die durch deren geringe Energie Signale hervorrufen, während hochenergetische Photonen aus dem Bethe-Heitler-Prozeß erst im Photondetektor gemessen werden.
Ein Teil der Elektronen sind, bedingt durch Unzulänglichkeiten der Beschleunigungs-Hochfrequenzanlage, von HERA vom eigentlichen Paket, das mit den Protonen zur Wechselwirkung kommt, abgetrennt. Die Wechselwirkung dieser sogenannten Satellitenpakete mit den Protonenpaketen findet um ca. 70 cm verschoben zum nominellen Wechselwirkungspunkt statt. Bethe-Heitler-Prozesse dieser Satellitenpakete fallen in die Akzeptanz des Luminositätssystems. Die Luminosität muß daraufhin um ca. -3% korrigiert werden [44].
Der Anteil von Untergrundereignissen durch Bremsstrahlung an Restgasatomen wird mit Hilfe von Elektronpaketen, die keine Proton-Kollisions-Partner haben, untersucht. Die Luminosität wird durch

$$L = \frac{R_{tot} - \frac{I_{tot}}{I_0} R_0}{\sigma_{vis}} \tag{6.2}$$

bestimmt. hierbei sind R_{tot}, I_{tot} die gesamte Rate bzw. Stromstärke der Elektronenpakete, R_0, I_0 bezieht sich auf die Elektronenpakete ohne Kollisionspartner. σ_{vis} ist der um die Akzeptanz und Triggereffizienz korrigierte Wirkungsquerschnitt des Bethe-Heitler-Prozesses. Die Akzeptanz ist abhängig von den kinematischen Variablen y und Q^2 und wird bestimmt, indem die gemessenen Bremsstahlungsspektren bezüglich y und Q^2 durch Änderung der Akzeptanz in Monte-Carlo-Simulationsprogrammen und den daraus resultierenden Spektren zur Übereinstimmung gebracht werden. Das Verhältnis von akzeptierten zu generierten Ereignissen bestimmt schließlich die Akzeptanz des Luminositätssystems.
Die Luminosität wird über 10 Sekunden integriert. Da beim Datennahmestart die Luminosität unbestimmt sein kann, ist es notwendig, kurze Datennahmeläufe mit weniger als 100 Ereignissen für eine weitere Analyse auszuschließen. Weiterhin müssen für den ausgewählten Trigger Skalierungsfaktoren berücksichtigt werden. Abhängig von der spezifischen Luminosität und von der Triggerrate werden nur jedes N_s-te Ereignis ausgelesen und auf den Datenträgern abgespeichert. Die integrierte Luminosität muß daraufhin korrigiert werden. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß die Spurenkammern in bestimmten Zeiträumen inoperabel sind. Am Datennahmebeginn kann z.B. die zentrale Spurenkammer noch nicht vollständig angeschaltet sein.
Für Photoproduktionsereignisse wird das Luminositätssystem für den Nachweis des Elektrons benutzt. Untersuchungen bezogen auf diese Ereignisklasse sind in Abschnitt 4.1.1 diskutiert. Für den in dieser Analyse verwendeten Trigger ergibt sich eine integrierte Luminosität von 117 nb^{-1}. Den Verlauf bezüglich des Laufindexes zeigt Abbildung 6.1. Der systematische Fehler ist 5% [44]. Die Korrektur der integrierten Luminosität beträgt $0,980$, wobei dieser Faktor berücksichtigt, daß mindestens 100 Ereignisse pro Datennahmelauf aufgenommen sein müssen, und daß die Hochspannung der CJC angeschaltet sein muß.

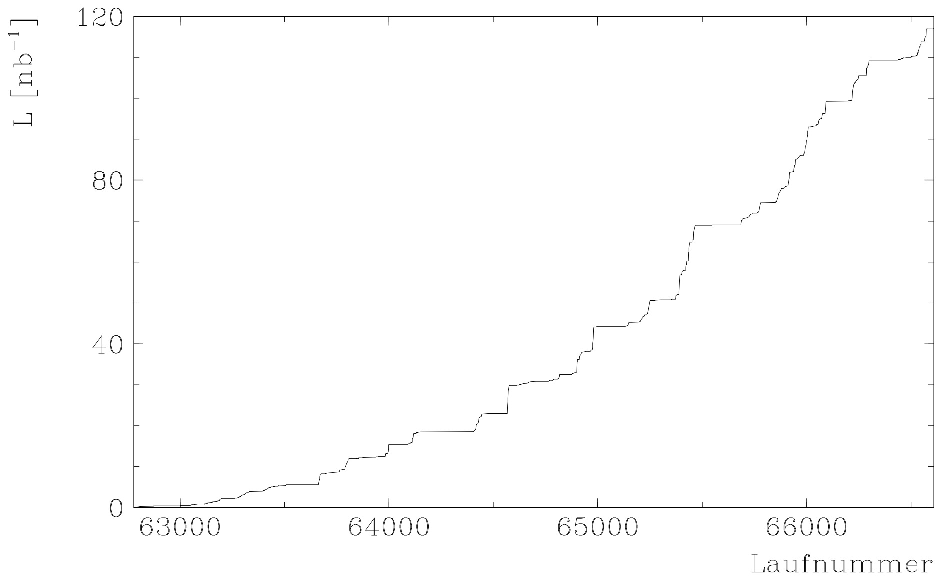


Abbildung 6.1: Integrierte Luminosität für die Koinzidenz des Kleinwinkel-Elektron-Triggers mit dem Zvtx-T0-Trigger

Dieser Faktor berechnet sich aus der Gesamtzahl der mit dem Trigger aufgenommenen Ereignisse und dem Anteil der hier aufgeführten Selektionskriterien mit Berücksichtigung des Trigger-Skalierungsfaktors.

6.2 K_s^0-Rekonstruktions-Effizienz

In diesem Abschnitt werden die Verluste, die bei der K_s^0-Rekonstruktion auftreten, untersucht. Die Verluste treten an vielen Stellen auf, und deren Abschätzung ist ein wesentlicher Teil der Korrekturen für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts. In Kapitel 2 wurde schon ein Überblick geliefert. Hier werden die Anteile noch einmal aufgeführt. Die Effizienz das K_s^0 zu rekonstruieren, gliedert sich folgendermaßen auf:

$$\epsilon_{Rekonstruktion} = \epsilon_{Schnitt} \cdot \epsilon_{V0-Rekonstruktion} \cdot \epsilon_{Spurrekonstruktion} \cdot A_{CJC} .$$

Die einzelnen Anteile werden im folgenden detailliert behandelt, und die systematischen Fehler werden abgeschätzt.

6.2.1 Akzeptanz der CJC

Im folgenden wird der Schnitt im Azimutalwinkel ϕ der K_s^0-Mesonen erläutert, der notwendig ist, da einige Bereiche in der zentralen Spurenkammer in der Datennahmeperiode inoperabel waren. Danach wird die Akzeptanz A_{CJC} der CJC bestimmt.

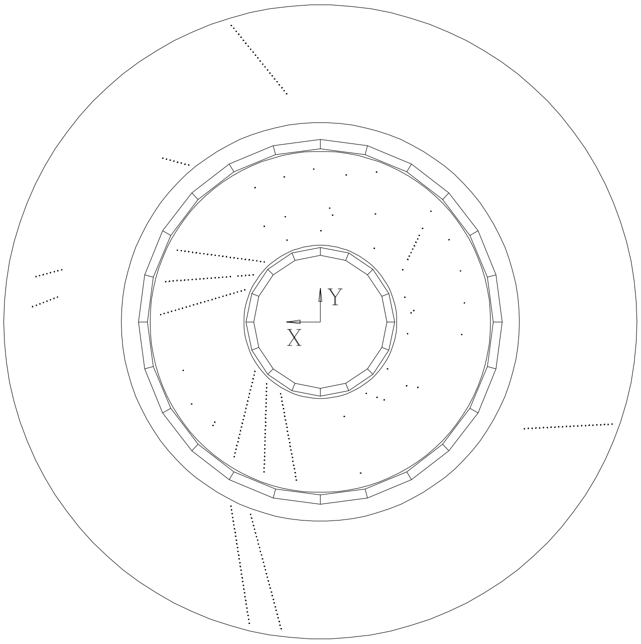


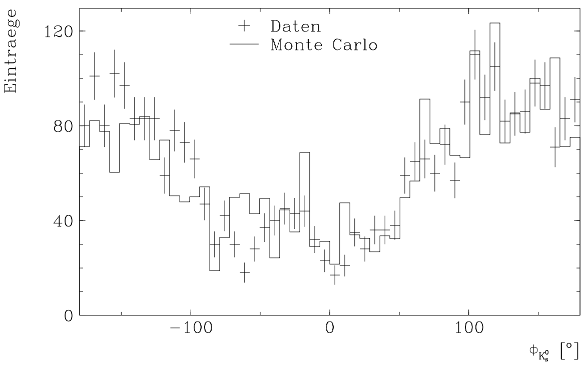
Abbildung 6.2: Tote Bereiche bzw. Drähte und Bereiche reduzierter Effizienz in der CJC

Inoperable Bereiche der CJC: Durch gerissene Signaldrähte in der CJC konnten einige Zellen durch Kurzschlüsse zwischen den Signaldrähten bzw. Kathodendrähten nicht mit Hochspannung versorgt werden (Abbildung 6.2). Bei kleineren Kathodenspannungen, die notwendig waren, um Entladungen zu vermeiden, sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit von Spuren in den benachbarten Zellen. Die Driftgeschwindigkeit ist durch inhomogene Elektrostatik in den beiden Halbzellen unterschiedlich und diese Unterschiede können bei der Spurrekonstruktion nicht berücksichtigt werden. Die Teilchenspuren werden z.T. falsch oder überhaupt nicht rekonstruiert. Die Rekonstruktion versucht, diese Lücken zu überbrücken, so daß der Einfluß toter oder ineffizienter Bereiche auf die Spurrekonstruktion schwer zu bestimmen ist.

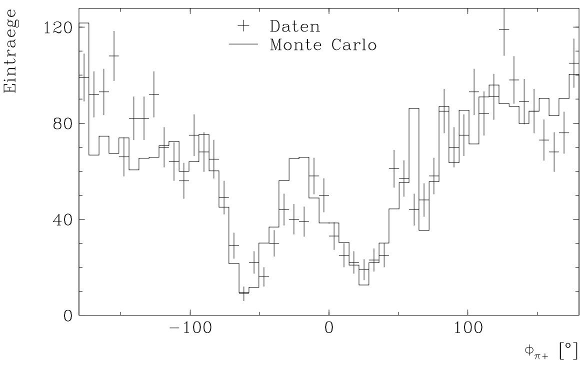
Zur Untersuchung diesen Einflusses sind die toten Bereiche in der CJC in der Monte-Carlo-Simulation von Photoproduktionsereignissen (siehe Abschnitt 2.2) implementiert. Die Messung der K_s^0-Mesonen wird nur indirekt beeinflußt, da die Rekonstruktionseffizienz in den kritischen Bereichen vom Azimutalwinkel und vom transversalen Impuls der Spuren abhängt. Zum Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation werden beim Monte-Carlo K_s^0-Mesonen berücksichtigt, während bei den Daten nur V^0-Kandidaten im Bereich der K_s^0-Resonanz mit $497 \pm 32.5\,\mathrm{MeV/c}$ (ca. $2,5$ Standardabweichungen) zugelassen werden.

In der Abbildung 6.3 sind die ϕ-Verteilungen der K_s^0-Kandidaten im K_s^0-Massenfenster bzw. die zu den K_s^0-Kandidaten assoziierten geladenen Spuren mit K_s^0-Mesonen (oder entsprechend Pionen) der Monte-Carlo-Simulation verglichen. Da hier die unkorrigierten Verteilungen betrachtet werden, sind die K_s^0-Mesonen der Monte-Carlo-Simulation so gewichtet, daß die Anzahl der gewichteten K_s^0-Mesonen in jedem Δp_t,$\Delta\eta$-Intervall mit den Daten übereinstimmt.

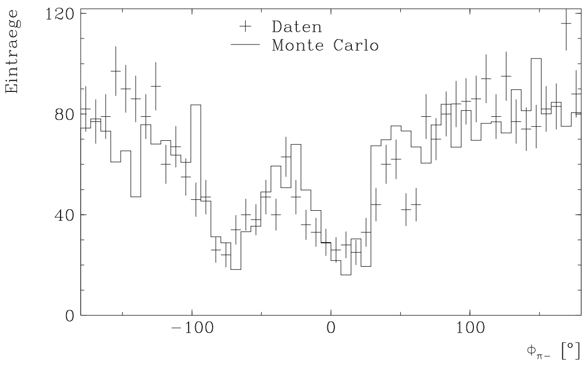
Zur Untersuchung des Einflusses der kritischen Bereiche der CJC ist das ϕ-Spektrum für



(a) ϕ der K_s^0-Kandidaten bzw. K_s^0-Mesonen



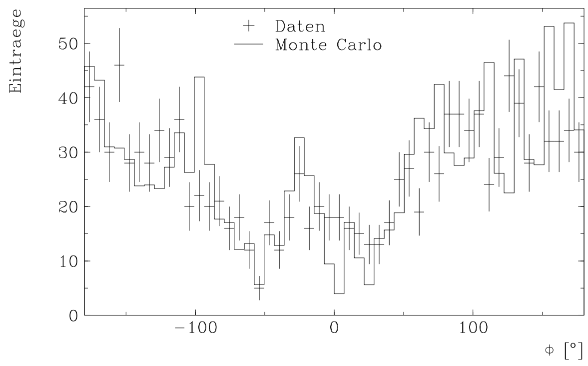
(b) ϕ der assoziierten positiv geladenen Spuren bzw. π^+



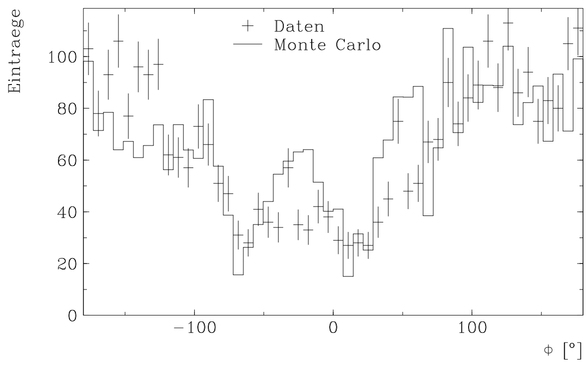
(c) ϕ der assoziierten negativ geladenen Spuren bzw. π^-

Abbildung 6.3: ϕ-Verteilungen aus Daten (im Massenfenster) und Monte-Carlo-Simulationen (π^+, π^-, K_s^0) gewichtet entsprechend der Δp_t,$\Delta\eta$-Verteilung aus den Daten

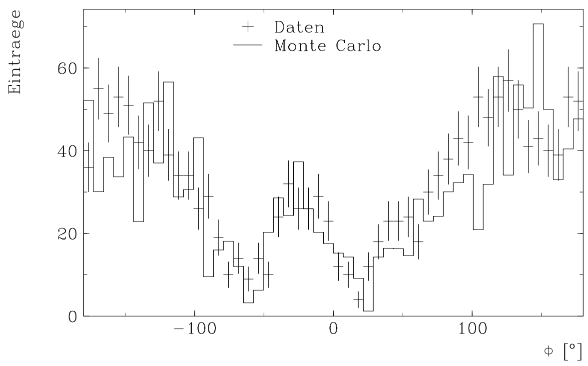
die K_s^0-Kandidaten bezüglich des transversalen Impulses der K_s^0-Kandidaten aufgeteilt (Abbildung 6.4). In weiten Bereichen des Azimutalwinkels ϕ stimmen die Verteilungen aus den Daten und der Monte-Carlo-Simulation gut überein. In einigen ϕ-Bereichen, insbesondere für Azimutalwinkel im Bereich um $\phi \approx 40°$ für K_s^0-Mesonen mit einem transversalen Impuls kleiner als 1 GeV/c sind deutliche Unterschiede zu beobachten.
Zur Verbesserung der Übereinstimmung sind Untersuchungen durchgeführt, wobei kritische Bereiche der CJC bei der Spurrekonstruktion beim Monte-Carlo *und* bei den Daten ausgeschlossen werden. D.h. Treffer, die in bestimmten Bereichen gemessen sind, in denen die Trefferverteilung zwischen Daten und Monte-Carlo nicht übereinstimmt, werden nicht bei der Spurrekonstruktion berücksichtigt. Dieser Ausschluß von größeren Bereichen der CJC reduziert die Effizienz, Spuren und damit auch K_s^0-Mesonen zu rekonstruieren. Trotzdem ist die Übereinstimmung der ϕ-Verteilungen nicht so gut wie erwartet, es sind also nicht alle Effekte im Monte-Carlo implementiert, so daß eine Bestimmung der K_s^0-Rekonstruktionseffizienz nur auf Basis der Monte-Carlo-Simulation nicht durchgeführt



(a) $p_t^{K_s^0} < 0,5\,\mathrm{GeV/c}$



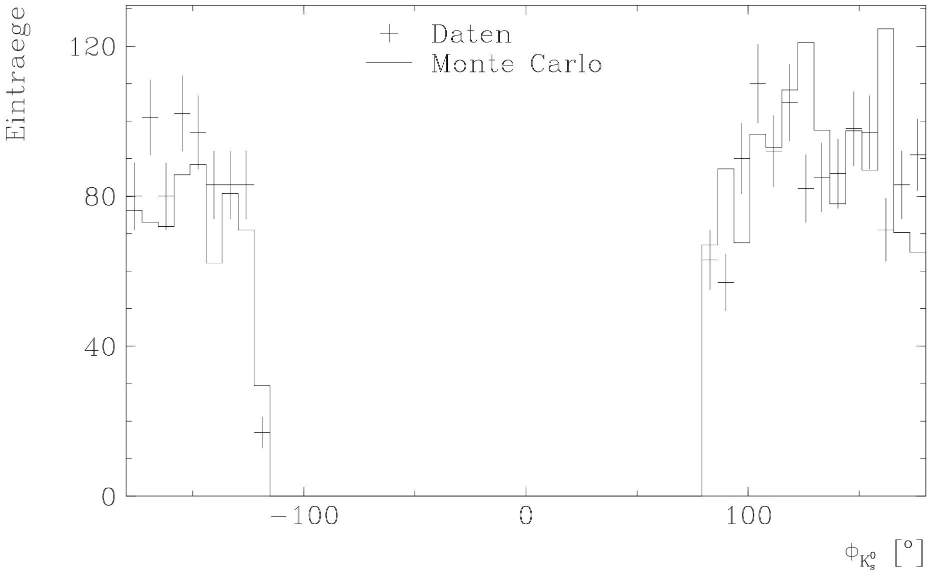
(b) $0,5\,\mathrm{GeV/c} < p_t^{K_s^0} < 1\,\mathrm{GeV/c}$



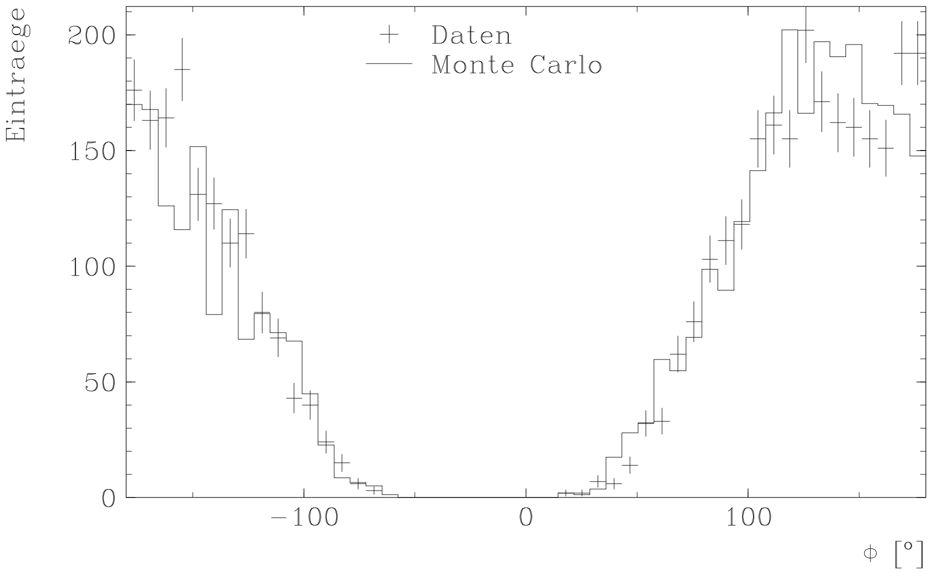
(c) $p_t^{K_s^0} > 1\,\mathrm{GeV/c}$

Abbildung 6.4: ϕ der assoziierten geladenen Spuren bzw. Pionen; in Intervallen des transversalen Impulses der K_s^0-Kandidaten (K_s^0-Mesonen)

werden kann.
Die reduzierten Bereiche werden mit einem Schnitt im Azimutalwinkel ϕ der rekonstruierten K_s^0-Kandidaten ausgeschlossen, es wird gefordert $|\phi + 20°| > 100°$. Die Korrektur auf diesen Schnitt ist besonders einfach (Abbildung 6.5(a)), da die K_s^0-Produktion gleichverteilt im Azimutalwinkel ϕ ist. Dieser Schnitt hat außerdem den Vorteil, daß die in Abschnitt 6.2.2 behandelte Spurrekonstruktionseffizienz mit weniger Unsicherheiten behaftet ist, da die Effizienz bzw. die Impulsauflösung der Spuren in den reduzierten Bereichen nicht hinreichend genau bestimmt werden kann.
Um sicherzustellen, daß die Zerfallsteilchen nicht im reduzierten Bereich rekonstruiert werden, sind in Abbildung 6.5(b) die Azimutalverteilung der den K_s^0-Kandidaten assoziierten geladenen Spuren mit einer Monte-Carlo-Simulation verglichen, wobei von einer idealen Spurenkammer ausgegangen ist (gleichverteilt im Azimutalwinkel ϕ). Die Ausläufer der ϕ-Werte der geladenen Spuren durch den Schnitt im Azimutalwinkel der K_s^0-Kandidaten stimmt gut mit der idealen Simulation überein.



(a) ϕ der K_s^0-Kandidaten bzw. K_s^0-Mesonen



(b) ϕ der assoziierten Spuren bzw. π^+, π^-

Abbildung 6.5: ϕ-Verteilungen aus Daten (im Massenfenster) und einer idealen Monte-Carlo-Simulation (keine inoperablen Bereiche in der CJC)

Akzeptanz: Im folgenden wird die Akzeptanz der Spurenkammer A_{CJC} behandelt. Die Akzeptanz wird durch den im folgenden beschriebenen K_s^0-Generator berechnet, indem über die Verteilung der z-Koordinate des Primärvertex und über den selektierten Bereich der Pseudorapidität η bzw. der Rapidität r integriert wird. Die in Abschnitt 5.4 erläuterten Schnitte an den Spurparametern und an den kinematischen Größen der K_s^0-Mesonen werden teilweise in die Akzeptanz der CJC miteinbezogen.
Die sehr detaillierten Monte-Carlo-Simulationen (siehe Abschnitt 2.2) sind aufgrund der benötigten Rechenzeit und der damit erzielten kleineren Statistik zur Bestimmung der Akzeptanz ungeeigneter.
Die Akzeptanz der CJC berechnet sich auf Basis des K_s^0-Generators, der nur den Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ behandelt, durch den Anteil der K_s^0-Mesonen, deren Pionen die CJC erreichen.
Die Akzeptanz der zentralen Spurenkammer A_{CJC} ist im wesentlichen durch die Geometrie der Kammer bestimmt. Sie ist abhängig vom Polarwinkel θ und vom transversalen Impuls p_t der K_s^0-Mesonen, außerdem vom Ort und der Kinematik des Zerfalls. Zusätzlich muß berücksichtigt werden, daß der Primärvertex entlang der z-Achse verschmiert ist (siehe Abbildung 6.6) und gegenüber dem nominellen Ursprung des Koordinatensystems in der xy-Ebene verschoben ist.

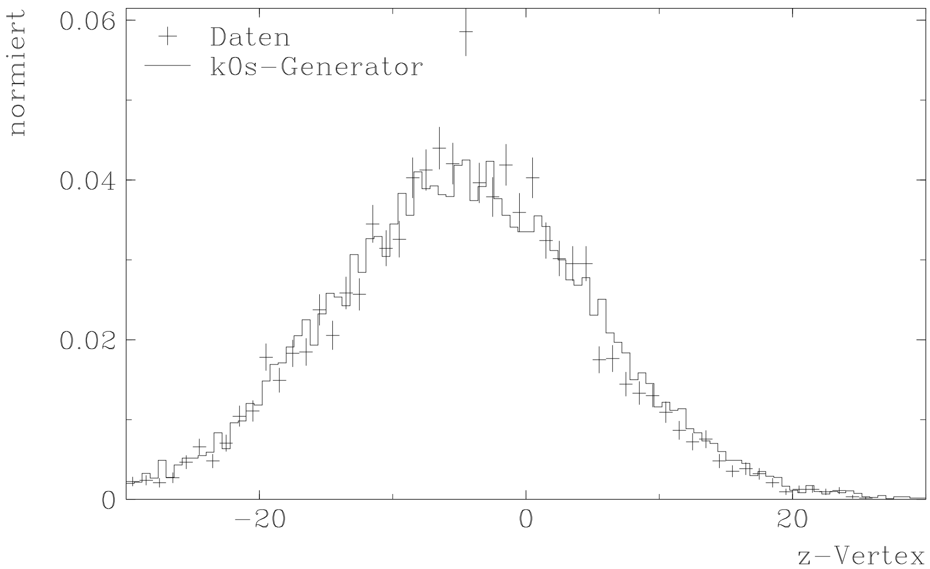


Abbildung 6.6: z-Koordinate des primären Vertex der Daten verglichen mit der Generierung der K_s^0-Mesonen

Um den Bereich zu ermitteln, in dem die Nachweiswahrscheinlichkeit der K_s^0-Mesonen hoch ist, werden Spuren von $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ Zerfällen mit folgenden Eigenschaften generiert und analysiert.
Die Verteilung der z-Koordinate des Primärvertex wird an der aus den Daten ermittelte

Verteilung angepaßt (Abbildung 6.6). Sie wird mit der Gaußschen Normalform mit einem Versatz von -5 cm und einer Standardabweichung von 10 cm gewonnen. Der Versatz der x, bzw. y-Koordinate beträgt $-2,0$ mm bzw. $1,5$ mm.
Die Zerfallslänge wird aus dem Exponentialverhalten der Zerfallszeit im Ruhesystem des K_s^0-Mesons durch die Beziehung $l = -\ln a \cdot 2,675[\mathrm{cm}]$ gewonnen (2,675 cm: mittlere Zerfallslänge im K_s^0-Ruhesystem [28]), wobei die Zufallszahl a gleich verteilt im Intervall zwischen 0 und 1 liegt.
Der Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ wird isotrop im Ruhesystem des K_s^0 simuliert. Nach der Lorentztransformation in das Laborsystem werden die Pionen entsprechend der Helixparametrisierung (siehe Tabelle 5.1 auf Seite 48) in die zentrale Spurenkammer extrapoliert. Niederenergetische Pionen, die mehrmals im Bereich der CJC umlaufen, werden nur bis zum Radius

$$R = -d_{ca} \cdot \kappa/|\kappa| + 0,9\frac{2}{|\kappa|} \tag{6.3}$$

extrapoliert.
Der kinematische Bereich der generierten K_s^0-Mesonen kann bezüglich des transversalen Impulses und der Pseudorapidität η (bzw. dem Polarwinkel θ, siehe Gleichung 2.4) frei gewählt werden.

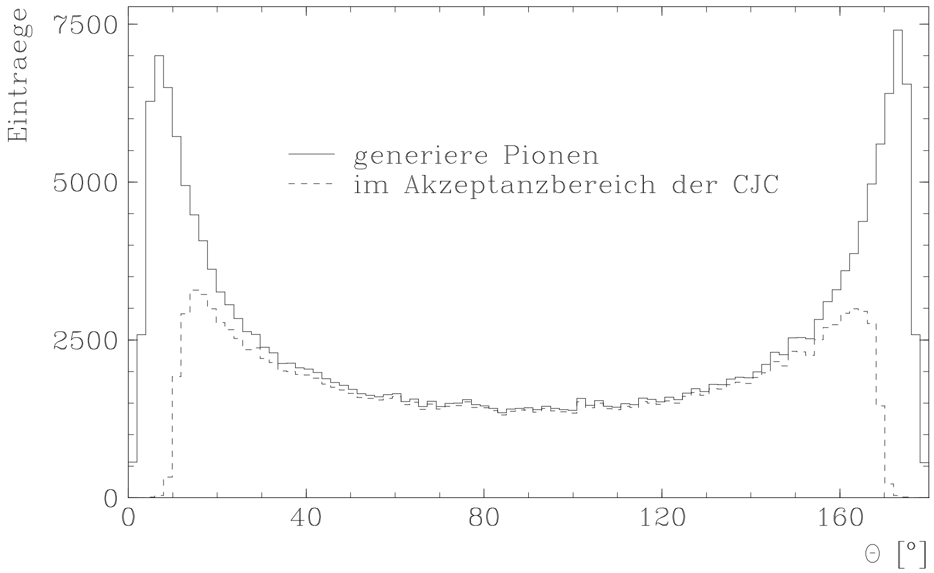
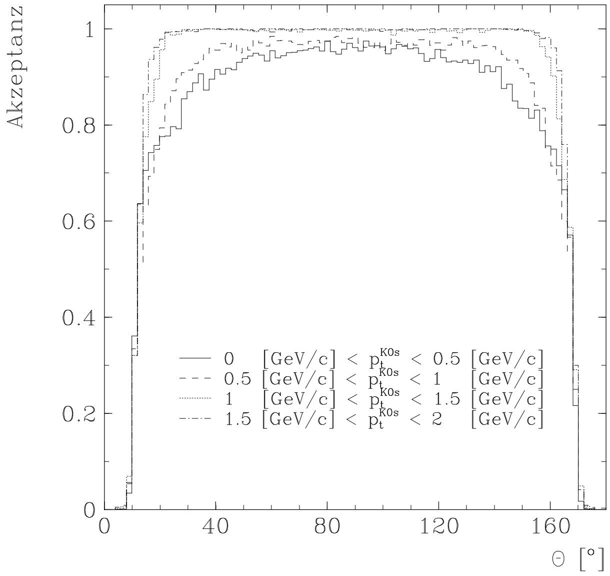
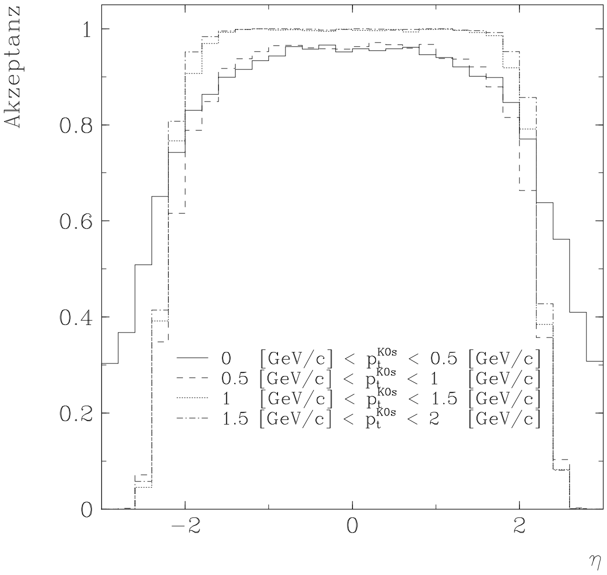


Abbildung 6.7: θ aller Pionen und diejenigen Pionen, bei denen beide Pionen aus dem K_s^0-Zerfall die CJC erreichen

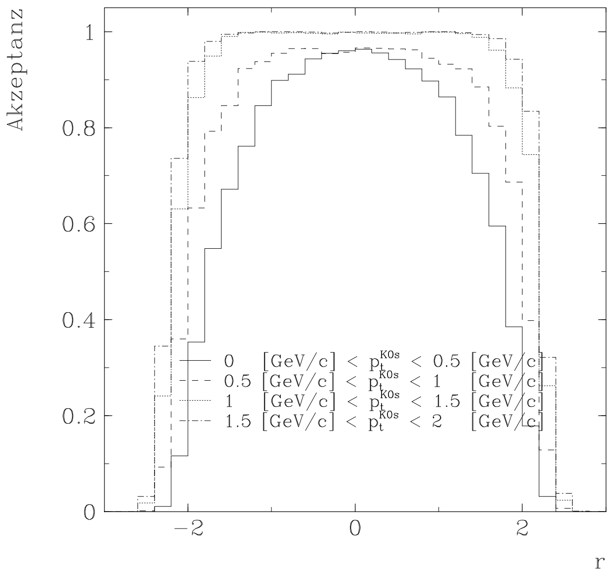
Um die Abhängigkeit bezüglich der Zerfallsteilchen zu verdeutlichen, ist in Abbildung 6.7 die θ-Verteilung der Pionen dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit, daß die Spuren die CJC durchfliegen, ist für flache Polarwinkel sehr gering. Weiterhin erhöht sich die Wahrscheinlichkeit mit wachsendem transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen (siehe Abbildung 6.8(a)).



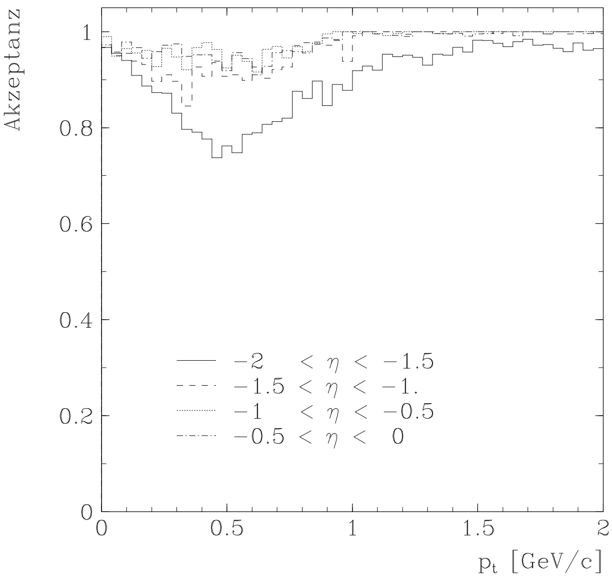
(a) Akzeptanz, daß beide Pionen die CJC erreichen (bezüglich θ^{π} in verschiedenen p_t-Bereichen der K_s^0-Mesonen)



(b) Akzeptanz der K_s^0-Mesonen bezüglich η in verschiedenen p_t Bereichen



(c) Akzeptanz der K_s^0-Mesonen bezüglich r in verschiedenen p_t Bereichen



(d) Akzeptanz der K_s^0-Mesonen in verschiedenen η Bereichen

Abbildung 6.8: Akzeptanz der CJC bezüglich unterschiedlicher kinematischer Größen

Die Akzeptanz der CJC in Abhängigkeit der Pseudorapidität η und der Rapidität r sind in den Abbildungen 6.8(b) und 6.8(c) dargestellt. Für die weitere Analyse wird ein Bereich von $23,3° < \theta < 156,7°$ entsprechend $|\eta| < 1,5$ gewählt. In diesem Bereich ist die Akzeptanz nahezu konstant.
Für die Rapidität r bei einem transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen kleiner als 1 GeV/c weicht die Akzeptanz stark von der Pseudorapiditätsverteilung ab. Deshalb wird für r ein Akzeptanzbereich von $|r| < 1$ gewählt. Für transversale Impulse größer als 1 GeV/c kann die η-Verteilung als gute Näherung zur Rapidität gelten.

$p_t \backslash \eta$	-3.00	-2.50	-2.00	-1.50	-1.00	-0.50	0.00	0.50	1.00	1.50	2.00	2.50	3.00
0.1	65.0	81.4	90.8	93.9	96.0	95.7	96.0	95.4	95.2	93.4	91.6	84.4	66.1
0.2	18.5	55.6	80.9	90.0	94.4	96.6	96.8	96.1	94.6	89.4	84.1	62.2	22.3
0.3	2.2	36.0	72.8	88.1	93.6	95.7	97.6	96.4	93.7	90.3	78.3	42.3	5.0
0.4	0.2	21.8	64.1	85.8	92.3	95.4	96.1	95.3	93.8	86.3	71.2	24.9	0.3
0.5	0.2	18.4	60.4	85.0	93.7	95.5	95.0	95.4	93.7	87.5	69.2	15.4	0.1
0.6	0.0	14.7	58.7	84.3	92.0	95.3	94.2	95.1	92.6	87.3	68.3	13.2	0.0
0.7	0.0	10.8	64.9	89.0	94.9	95.6	95.3	95.2	95.4	89.4	70.7	12.4	0.0
0.8	0.0	13.3	66.9	91.1	97.1	96.7	98.0	97.3	97.1	92.7	75.6	13.4	0.0
0.9	0.0	13.0	70.3	94.0	97.8	98.3	98.5	99.0	98.3	94.9	76.9	13.3	0.0
1.0	0.0	14.0	70.3	95.3	99.5	99.8	99.4	99.5	99.6	97.0	81.2	12.6	0.0
1.1	0.0	11.7	72.2	96.6	99.9	99.8	99.5	99.4	99.7	98.6	81.9	10.6	0.0
1.2	0.0	14.8	78.9	98.7	99.9	99.8	99.7	99.3	99.9	99.2	85.4	13.0	0.0
1.3	0.0	13.8	77.5	99.0	99.9	99.4	99.5	99.7	99.9	99.8	85.8	11.4	0.0
1.4	0.0	14.3	80.6	99.7	99.8	99.7	99.4	99.4	100.0	99.9	88.0	11.5	0.0
1.5	0.0	12.5	80.6	99.0	100.0	99.7	99.3	99.6	100.0	99.6	89.3	12.2	0.0
1.6	0.0	15.1	80.4	99.2	100.0	99.8	99.9	100.0	99.9	99.5	90.1	11.7	0.0
1.7	0.0	15.9	82.1	99.4	100.0	100.0	99.9	99.9	100.0	99.5	89.8	12.4	0.0
1.8	0.0	14.4	80.7	99.4	99.9	99.9	100.0	100.0	100.0	99.5	91.3	12.1	0.0
1.9	0.0	16.1	81.7	98.8	99.9	100.0	100.0	100.0	100.0	99.1	91.5	13.6	0.0
2.0	0.0	14.3	81.6	99.2	100.0	99.9	100.0	99.9	100.0	98.7	90.6	14.7	0.0

Tabelle 6.1: Akzeptanz der CJC angegeben in Prozent (beide Pionen erreichen die CJC; p_t der K_s^0-Mesonen in GeV/c)

Die Akzeptanz bezüglich des transversalen Impulses der K_s^0-Mesonen in Abhängigkeit der Pseudorapidität η ist in Abbildung 6.8(d) dargestellt. Außer im η-Bereich von -2 bis $-1,5$ ist die Akzeptanz bezüglich des transversalen Impulses von η unabhängig. In Tabelle 6.1 ist die Akzeptanz in Intervallen von p_t und η aufgelistet.
Bei dem hier vorgestellten K_s^0-Generator werden Energieverlust und Vielfachstreuung der Pionen nicht berücksichtigt. Die Auswirkungen dieser Effekte können durch Vergleich mit den in Abschnitt 2.2 vorgestellten Simulationen von Photoproduktionsereignissen und der Generierung und Simulation von K_s^0-Mesonen, einschließlich 6 Pionen pro Ereignis aus dem Primärvertex kommend, untersucht werden. In beiden Datensätzen sind die Effekte von Energieverlust und Vielfachstreuung bei der Simulation berücksichtigt. Diese Datensätze sind im Gegensatz zu dem einfachen hier vorgestellten Modell durch die Rechenzeit statistisch begrenzt, die die Simulationen benötigen. Der Vergleich ist in

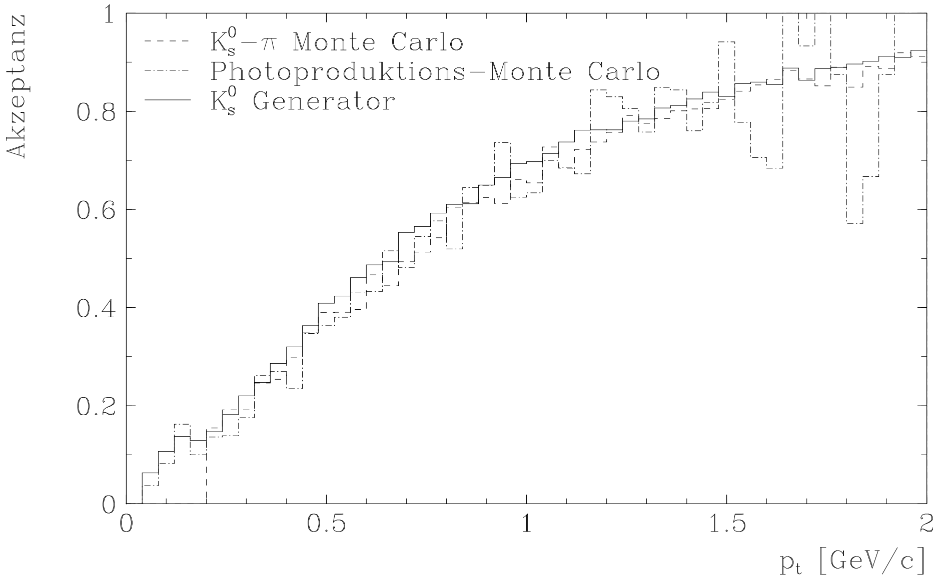


Abbildung 6.9: Akzeptanz der CJC verglichen mit Monte-Carlo-Simulationen aus der Photoproduktion und von K_s^0-Mesonen, $|\eta| < 1,5$ (einschließlich den Schnitten $p_t^\pi > 150\,\mathrm{MeV/c}$, radiale Spurlänge $> 12\,\mathrm{cm}$, radiale Zerfallslänge $> 1,5\,\mathrm{cm}$)

Abbildung 6.9 dargestellt. Die Übereinstimmung ist sehr gut, so daß Energieverlust und Vielfachstreuung für die Akzeptanzberechnung vernachlässigbar sind.

Die angewendeten Selektionskriterien an die Spuren, also die radiale Spurlänge und der transversale Impuls der Spuren, sowie Schnitte in der radialen Zerfallslänge, im Azimutalwinkel ϕ und im Cosinus des Zerfallswinkels im Ruhesystem der K_s^0-Mesonen, können in die Akzeptanzberechnung miteinbezogen werden. Nur der Schnitt $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$ wird getrennt behandelt. Abbildung 6.10 zeigt die Akzeptanz in Abhängigkeit vom transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen, wobei die erläuterten Schnitte miteinbezogen sind. Es ergibt sich für transversale Impulse größer als ca. $1,2\,\mathrm{GeV/c}$ eine Akzeptanz, daß beide Pionen die CJC erreichen, von fast 100%, die mit wachsendem p_t langsam absinkt. Wie bereits Abbildung 5.5 (Seite 58) zeigt, ist dies auf einen Zerfallsort jenseits der CJC zurückzuführen. Weiterhin reduziert ein Schnitt im transversalen Impuls der geladenen Spuren die Akzeptanz für kleine p_t-Werte.

Um sicherzustellen, daß die hierbei miteinbezogenen Schnittvariablen die Akzeptanz nicht verfälschen, sind in Abbildung 6.11 die Verluste des K_s^0-Signals bei den Daten und beim K_s^0-Generator bei Aufweitung der Schnitte verglichen. Der Impulsbereich der K_s^0-Mesonen ist dabei auf $0,75\,\mathrm{GeV/c} < p_t < 1,25\,\mathrm{GeV/c}$ eingeschränkt. Die p_t-Verteilung beim K_s^0-Generator ist im Gegensatz zu der Verteilung der Daten gleichverteilt, so daß diese Untersuchung nur einen groben Vergleich zuläßt.
Beim K_s^0-Generator wird zwischen dem Nachweisvolumen der CJC1 und der CJC2 nicht

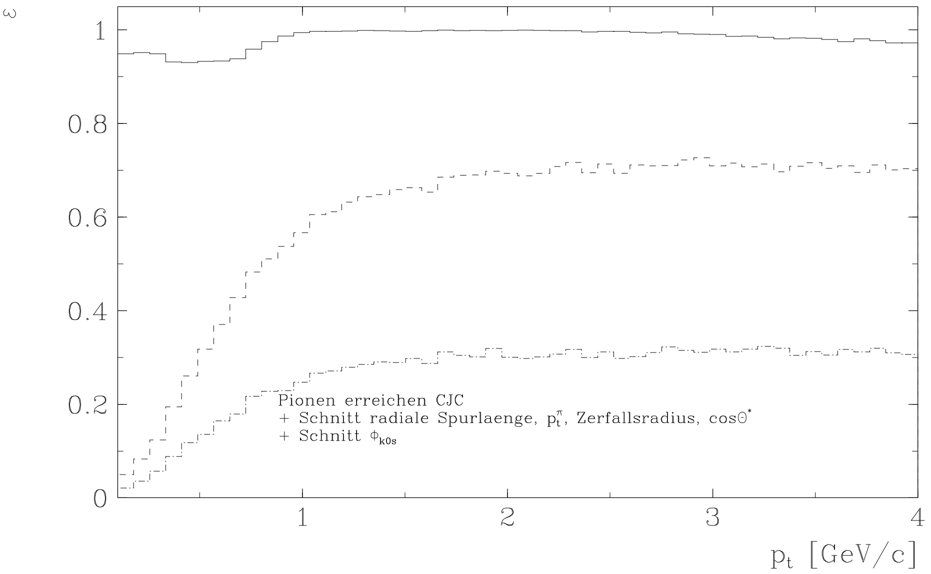


Abbildung 6.10: Akzeptanz der CJC (durchgezogene Linie) und Einbeziehung der K_s^0-Auswahlkriterien (gestrichelte Linie); strichpunktierte Linie: einschließlich dem Schnitt im Azimutalwinkel der K_s^0-Mesonen

unterschieden, so daß ein Vergleich der Verluste am Signal bei den Daten bzw. die Verluste an K_s^0-Mesonen beim Generator bei Aufweitung des Schnitts der radialen Spurlänge der Pionen nicht sinnvoll ist. Wichtig ist, daß dieser Schnitt nicht im Übergangsbereich zwischen CJC1 und CJC2 liegt (ca. 20 cm radialer Spurlänge), da sonst die verschiedenen Nachweisvolumina berücksichtigt werden müssen.
Die radiale Zerfallslänge und der transversale Impuls der Spuren sind stark abhängig von der Verteilung des transversalen Impulses der K_s^0-Mesonen, während die Verteilung von $\cos\theta^\star$ konstant ist.
Werden die Verluste der Anzahl der K_s^0-Kandidaten im Signal bei den Daten mit den Verlusten beim K_s^0-Generator bei Aufweitung der Schnittgrößen p_t^π, $\cos\theta^\star$ und der radialen Zerfallslänge verglichen (Abbildung 6.11), ergibt sich eine gute Übereinstimmung innerhalb des statistischen Fehlers der Daten. Insbesondere der Schnitt in der radialen Zerfallslänge kann hierbei eingestellt werden. Die Verluste sind erst ab 1,5 cm radialer Zerfallslänge kompatibel, wobei daraus geschlossen werden kann, daß die K_s^0-Rekonstruktion für sehr kleine Zerfallsradien nicht effizient ist.

Die Akzeptanzkurve (Abbildung 6.10) einschließlich dieser Schnitte ist die Grundlage aller weiteren angewendeten Korrekturen zur K_s^0-Rekonstruktionseffizienz ($\epsilon_{Schnitt}$, $\epsilon_{V0-Rekonstruktion}$, $\epsilon_{Spurrekonstruktion}$). In Tabelle 6.2 sind die Werte für die Akzeptanz mit Einbeziehung der K_s^0-Auswahlkriterien, außer dem $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$-Schnitt, zusammengestellt.

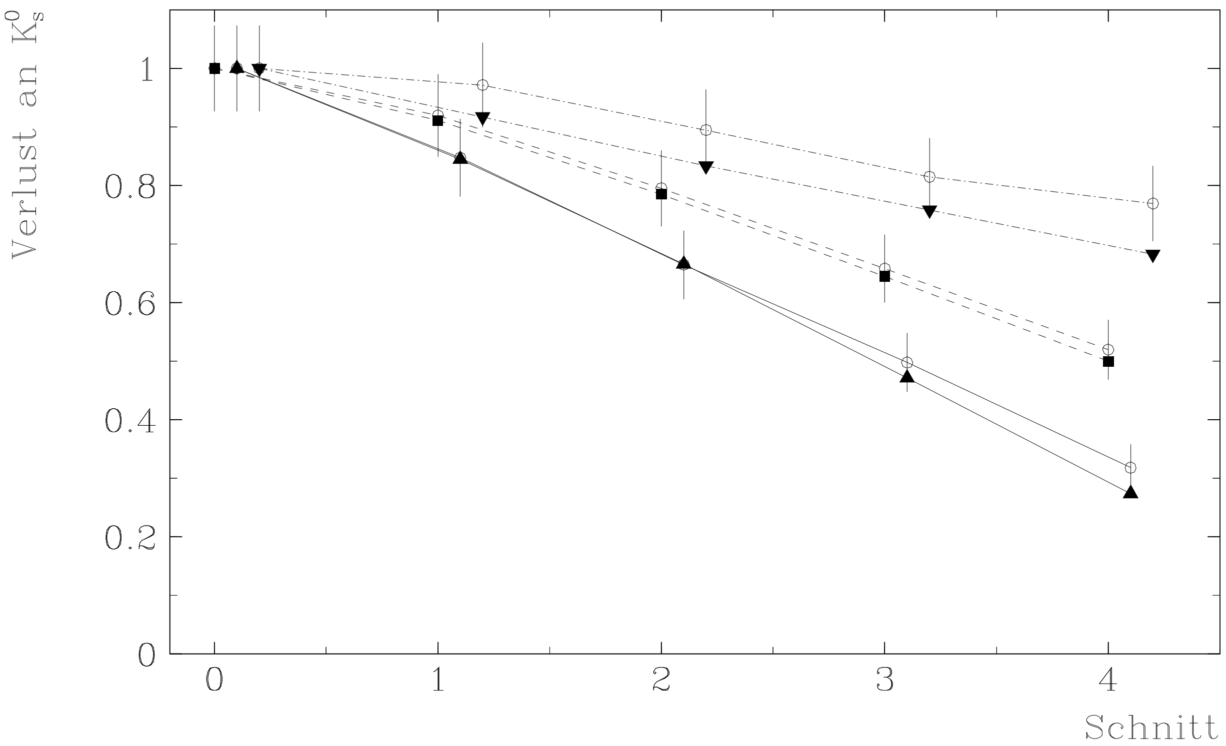


Abbildung 6.11: Verlust an Signal bei Variation der Schnittgrößen beim K_s^0-Generator und den Daten ($\circ$); angegeben sind jeweils Verluste durch die radiale Zerfallslänge (strichpunktierte Linie, für 1: 2 cm, 2: 2,5 cm, 3: 3 cm, 4: 3,5 cm), durch den transversalen Impuls der Pionen (gestrichelte Linie, für 1: 2 GeV/c, 2: 2,5 GeV/c, 3: 3 GeV/c, 4: 3,5 GeV/c) und durch den Schnitt in $|\cos\theta^\star|$ (durchgezogenen Linie, für 1: 0,65, 2: 0,5, 3: 0,35, 4: 0,2)

$p_t \backslash \eta$	-1.38	-1.12	-0.88	-0.62	-0.38	-0.12	0.12	0.38	0.62	0.88	1.12	1.38	1.62
0.1	1.3	1.1	1.0	1.0	1.0	0.9	0.8	0.8	1.2	1.4	1.4	1.3	1.4
0.2	3.4	3.4	3.4	3.2	4.1	3.2	2.6	4.1	3.8	3.8	2.9	3.0	3.9
0.3	6.0	6.0	6.5	6.8	6.9	6.8	6.1	6.3	5.8	6.3	6.4	6.2	5.2
0.4	8.6	10.6	9.9	10.3	9.7	9.5	10.5	10.3	10.2	9.1	10.8	8.9	8.1
0.5	12.4	13.2	12.8	13.3	13.6	14.0	11.9	14.0	12.9	13.6	13.3	12.5	8.8
0.6	14.5	16.5	17.7	17.8	17.5	18.0	17.0	17.7	16.6	16.9	16.4	15.7	12.3
0.7	17.1	19.1	20.5	21.3	20.8	20.5	21.5	21.3	20.0	20.3	18.6	17.9	14.7
0.8	20.4	21.3	22.5	22.1	22.5	22.9	23.6	23.3	22.2	21.7	20.8	21.7	15.3
0.9	21.6	23.5	24.0	23.1	24.8	23.5	24.7	25.5	23.7	24.6	23.2	22.0	18.4
1.0	23.9	25.1	25.5	25.5	27.4	26.0	27.1	28.0	25.9	24.6	23.7	24.9	19.8
1.1	23.2	26.1	25.7	26.7	26.0	27.4	27.5	26.9	26.2	26.3	25.7	26.1	19.9
1.2	25.7	27.7	27.7	27.9	26.4	27.8	26.5	28.9	26.8	27.2	27.1	27.2	21.4
1.3	27.9	30.0	28.1	28.1	28.6	26.8	28.9	29.6	26.9	26.9	28.2	28.8	22.8
1.4	27.0	28.6	29.8	30.2	29.1	29.7	29.3	29.1	29.6	29.1	28.7	28.5	24.1
1.5	28.7	29.3	30.3	28.8	30.1	28.4	29.9	29.8	29.8	29.5	29.9	29.2	25.7
1.6	29.1	29.6	31.4	29.5	31.8	30.1	29.5	29.7	29.2	28.5	30.4	29.1	25.9
1.7	28.4	29.3	30.8	30.6	30.7	30.9	31.1	30.3	28.4	30.2	30.8	29.5	25.0
1.8	28.9	30.9	30.3	31.1	30.1	29.7	31.0	29.5	31.1	31.0	30.1	28.2	28.0
1.9	29.6	31.0	31.3	31.2	31.7	31.4	30.7	30.9	30.1	31.1	29.3	30.6	26.2
2.0	30.5	31.6	32.2	29.9	30.8	31.6	31.3	30.6	31.2	30.5	31.5	31.1	27.9

Tabelle 6.2: Akzeptanz der CJC (angegeben in Prozent) mit Kriterien an die Pionen (radiale Spurlänge $> 12\,\mathrm{cm}$; $p_t > 150\,\mathrm{MeV/c}$) und an die K_s^0-Mesonen (Zerfallsradius $> 1,5\,\mathrm{cm}$; $|\phi + 20°| > 100°$; $|\cos\theta^\star| < 0,8$); die Fehler sind in allen Intervallen $< 0,8\%$

6.2.2 Effizienz der Spurrekonstruktion

Die Effizienz, beide Pionen aus dem K_s^0-Zerfall, die die zentrale Spurenkammer erreichen bzw. durchfliegen, zu rekonstruieren, ist abhängig vom transversalen Impuls p_t der Teilchen und wird beeinflußt durch die Bereiche mit reduzierter Hochspannung. Verluste an den Begrenzungen der CJC sind bereits bei der Akzeptanzberechnung berücksichtigt.

Zur Bestimmung der Verluste, hervorgerufen durch nicht erkannte Teilchenspuren, werden Ereignisse genau visuell untersucht und mit dem Ergebnis der Spurrekonstruktion verglichen. Ausgewählt sind die ersten 70 Ereignisse des Datensatzes. Die Verteilungen der Inelastizität y sowie der Spurmultiplizität zeigen keine signifikanten Unterschiede im Vergleich zum gesamten Datensatz.

Um Verluste besser erkennen zu können, werden diese Untersuchungen an denselben Ereignissen wiederholt, allerdings mit dem Ausschluß von Treffern, die bereits einer rekonstruierten Spur zugeordnet sind. Diese werden anschließend nocheinmal dem Rekonstruktionsalgorithmus unterworfen, um festzustellen, ob mit den nicht zugeordneten Treffern weitere Spuren gefunden werden können.

Es werden nur Spuren, deren x-Koordinate am Start- und Endpunkt der Spur in der CJC negativ ist ($\phi(R_{Start}, R_{Stop} > 90°)$, behandelt, um den Schnitt im Azimutalwinkel der K_s^0-Mesonen zu berücksichtigen. In Fällen, bei denen die Spuren nicht oder sehr schlecht gemessen werden, wird mit Hilfe einer Schablone der transversale Impuls der Spuren ermittelt. Der Fehler dieser Zuordnung liegt für transversale Impulse $p_t < 200\,\mathrm{MeV/c}$ unter $20\,\mathrm{MeV/c}$, für $200\,\mathrm{MeV/c} < p_t < 1000\,\mathrm{MeV/c}$ bei $50\,\mathrm{MeV/c}$ und für $p_t > 1000\,\mathrm{MeV/c}$ bei $200\,\mathrm{MeV/c}$.

Wichtig für die richtige Bestimmung der Verluste ist, daß Spuren, deren radiale Spurlänge kleiner als ca. 12 cm ist, ausgeschlossen werden. Spuren deren Spurparametrisierungen in zwei Spurelemente aufgeteilt sind und Spuren, die mehrfach in verschiedenen Bereichen der CJC rekonstruiert werden, werden nur einmal gezählt. Die Verluste durch nicht rekonstruierte Spuren werden durch viele Faktoren hervorgerufen. Zum Teil werden Treffer auf der falschen Seite des Signaldrahts zur Rekonstruktion benutzt. Dieses tritt für kurze Spuren auf, die nur in der CJC1 gemessen werden können. Weiterhin werden einige Spuren nur in kleinen Bereichen rekonstruiert und damit so zerstückelt, daß die Spurrekonstruktion den transversalen Impuls falsch bestimmt. Der transversale Impuls der Spurstücke ist meist viel zu groß. Außerdem werden die zerstückelten Spuren durch die Anforderung der radialen Spurlänge von 12 cm verworfen. Einige Spuren, besonders niederenergetische mit transversalen Impuls kleiner als $100\,\mathrm{MeV/c}$, werden überhaupt nicht rekonstruiert. Auffällig ist außerdem, daß einige Spuren Lücken haben, die durch Fehler in der Elektronik während der Datenauslese hervorgerufen werden (Versatz der Treffer um z.T. einige mm). Es sind dabei immer Gruppen von 8 Drähten gleichzeitig betroffen. Die Spurrekonstruktion überbrückt meistens diese Lücken.

Abbildung 6.12 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchung in Abhängigkeit des transversalen Impulses der Spuren. Zusätzlich sind die Resultate bezüglich der Monte-Carlo-Simulationen (Photoproduktion, K_s^0-π-Simulation; Abschnitt 2.2) gezeigt. Bei den Monte-Carlo-Datensätzen sind die toten Bereiche ausgeschlossen, wobei ineffiziente Bereiche durch Wahrscheinlichkeiten parametrisiert sind. Bei den Monte-Carlo-Simulationen wird der

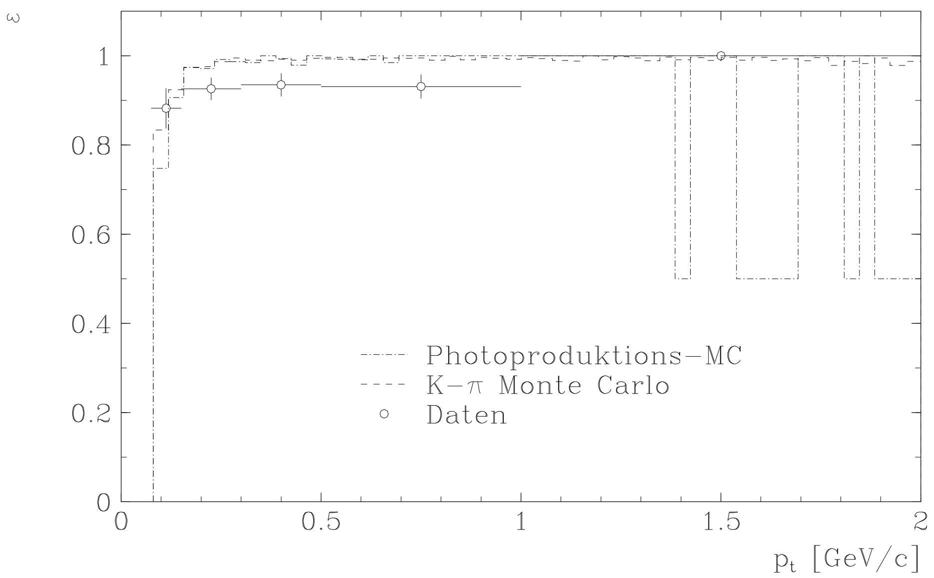


Abbildung 6.12: Effizienz einzelne Spuren zu rekonstruieren (Bereich der Daten: siehe Text; Bereich der Simulationen: $|\eta^{k_s^0}| < 1,5$; $|\phi + 20°| > 100°$)

Schnitt im Azimutalwinkel der K_s^0-Mesonen berücksichtigt.
Es wird ein Schnitt im transversalen Impuls der Spuren mit $p_t > 150\,\mathrm{MeV/c}$ gewählt, um im flachen Bereich der Effizienz zu liegen. In Tabelle 6.3 sind die Ergebnisse einschließlich der Resultate der Monte-Carlo-Studien zusammengefaßt. Eine unabhängige visuelle Untersuchung [54] ergibt eine mittlere Effizienz für Spuren größer als $0,3\,\mathrm{GeV}$ von ca. 88% (Monte-Carlo-Simulation: ca. 92%), wobei nicht dieselben Spurkriterien angewendet sind. Insbesondere die Forderung, daß der Anfangsradius der Spuren $< 25\,\mathrm{cm}$ sein muß, ist hierbei wichtig. Diese Effizienz ist deshalb als untere Grenze anzusehen.

Datensatz	$\langle\epsilon_\pi\rangle$
Photoproduktions-Monte-Carlo	$98,6 \pm 0,2\%$
K_s^0-π-Monte-Carlo	$98,7 \pm 0,1\%$
visuelle Untersuchung	$93.9 \pm 1,4\%$

Tabelle 6.3: Mittlere Effizienz Pionen bzw. Spuren zu rekonstruieren, Anforderungen an die Spuren aus den Daten: $p_t > 150\,\mathrm{MeV/c}$, $|\phi(R_{Start}, R_{Stop})| > 90$, radiale Spurlänge $> 12\,\mathrm{cm}$; Anforderungen an den Monte-Carlo-Datensatz: nur Spuren aus K_s^0-Zerfällen mit $|\eta| < 1,5$ und $|\phi + 20°| > 100°$, $p_t > 150\,\mathrm{MeV/c}$, radiale Spurlänge $> 12\,\mathrm{cm}$

Die mittlere Effizienz, beide Pionen aus dem K_s^0-Zerfall zu rekonstruieren, ist näherungsweise $\langle\epsilon_{\pi^+\pi^-}\rangle = \langle\epsilon_{\pi^+}\rangle\langle\epsilon_{\pi^-}\rangle$. Obwohl die Impulse beider Pionen durch die Impulserhaltung $\vec{p}_{K_s^0} = \vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-}$ nicht unabhängig sind, rechtfertigt die flache Verteilung der Spurrekonstruktionseffizienz mit transversalen Impulsen größer als 150 MeV/c diese Näherung. Die mittlere Effizienz beide Pionen zu rekonstruieren, ist damit

$$\epsilon_{Spurrekonstruktion} = 88\%. \tag{6.4}$$

Der Vergleich zeigt, daß die Effizienz der Monte-Carlo-Simulationen zu gut ist. Das ist ein Hinweis darauf, daß die Parametrisierung der ineffizienten Bereiche durch Wahrscheinlichkeiten zu einfach ist und daß weitere systematische Effekte bei den Daten, wie z.B. Auslesefehler und Mißkalibrationen, nicht beschrieben werden. Um den Unterschied zu berücksichtigen, wird ein systematischer Fehler von 5% angenommen.

6.2.3 Effizienz der K_s^0-Rekonstruktion

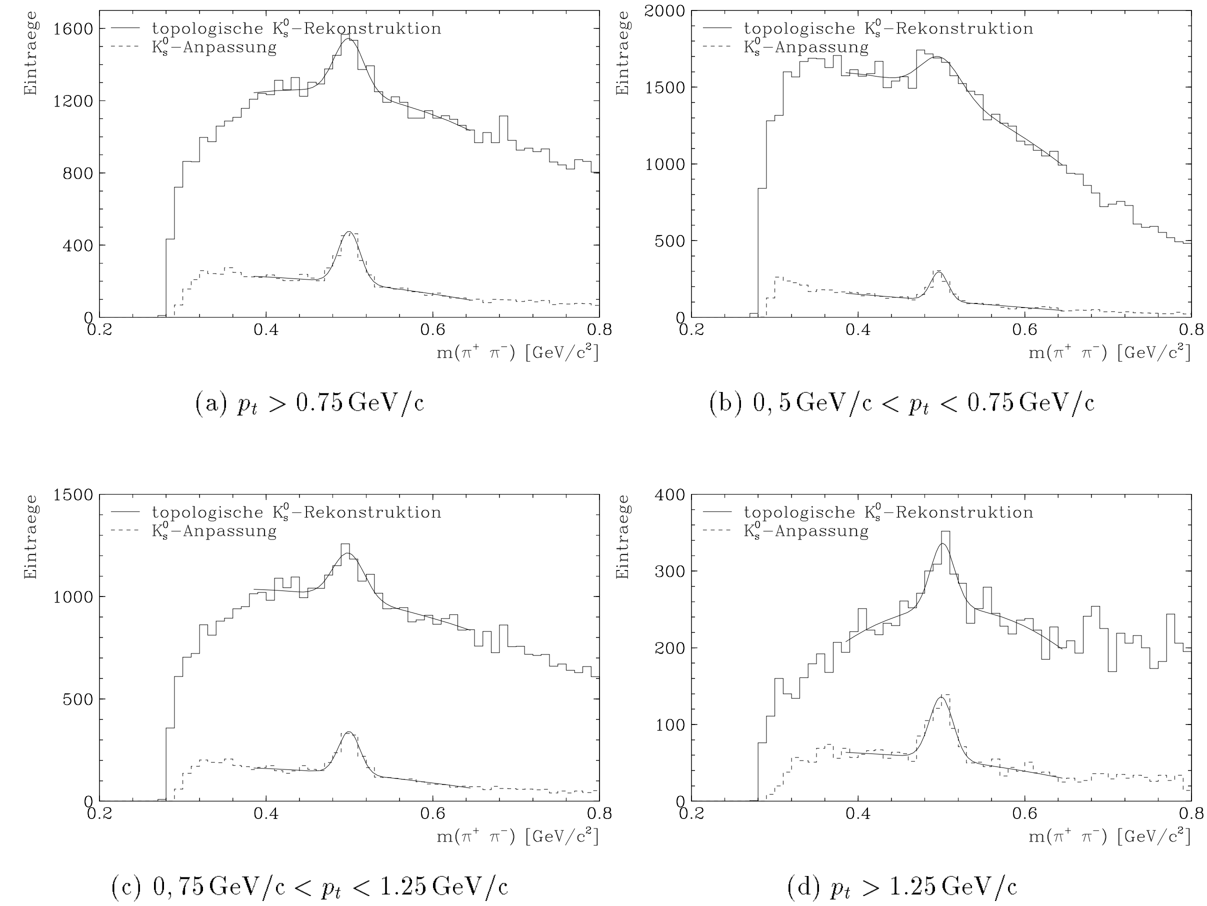
Die weiteren Korrekturen $\epsilon_{V0-Rekonstruktion}$ und $\epsilon_{Schnitt}$, die die Verluste bei der kinematischen Anpassung und den Schnitt in der Größe $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$ berücksichtigen, werden im folgenden diskutiert.

Effizienz der V^0-Anpassung

Verluste an K_s^0-Mesonen bei der V^0-Anpassung, wobei die K_s^0-Mesonen die in Abschnitt 6.2.1 bereits bei der Akzeptanz der CJC berücksichtigten Auswahlkriterien erfüllen, treten innerhalb des Algorithmus durch einige angewendete Schnitte auf. Das sind topologische Auswahlkriterien auf Basis der CJC-Spuren (siehe Abschnitt 5.2.1), also mindestens ein Kreuzungspunkt der Spurparametrisierungen bzw. höchstens 1 cm „Abstand der Kreise“ in der xy-Ebene und kleine Abweichungen des vorläufigen Azimutalwinkels des V^0-Kandidaten bezogen auf die Richtung des vorläufigen Sekundärvertex zum Primärvertex. Weiterhin werden während der Iteration der Anpassung Größen auf deren Konsistenz untersucht. Die Azimutalwinkel der Spurparameter müssen am Sekundärvertex berechenbar sein und eine Änderung bezüglich der Anfangsparameter darf nicht zu groß sein.
Die Abschätzung dieser Verluste wird mit einem anderen V^0-Rekonstruktionsalgorithmus [55] untersucht, wobei der V^0-Vektor nur aus den Spurparametern ohne Anpassungsrechnung rekonstruiert wird (im folgenden: topologische V^0-Rekonstruktion). Als Sekundärvertex wird der Schnittpunkt beider Spuren in der xy-Ebene angenommen. Dieses Verfahren ist nur begrenzt anwendbar, da richtige Kombinationen mit schlecht gemessenen Spurkombinationen nicht zu der erwarteten invarianten Masse von 497, 7 MeV/c führen. Ein weiteres Problem ist die Auflösung von Mehrdeutigkeiten, da die Spurparametrisierungen in den meisten Fällen zwei Schnittpunkte als Lösung besitzen.
Eine weitere Möglichkeit zur Abschätzung der Verluste bei der V^0-Anpassung bieten die durch Monte-Carlo-Simulationen generierten Ereignisse. Das hierbei auftretende Problem ist die Unsicherheit, ob die Simulation die Daten genau beschreibt.

Im folgenden wird die topologische Anpassung kurz beschrieben und eine Abschätzung der Verluste gegeben, die bei der kinematischen Anpassung auftreten.
Spuren mit unterschiedlicher Ladung werden in der transversalen Ebene zum Magnetfeld durch Kreisbögen beschrieben. Schneiden sich diese, werden die kinematischen Größen der

geladenen Teilchen an diesen Punkten (zwei Lösungen pro Paar) berechnet. Die Tangenten der Kreisbögen an den Schnittpunkten und die transversalen Impulse beider Spuren, zusammen mit dem aus der Ladungsteilung bestimmten Polarwinkel θ, bestimmen die Impulsvektoren. Der Impuls des V^0-Kandidaten ist durch $\vec{p}_{V^0} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ vorgegeben. Unphysikalische Kombinationen werden durch die Forderung, daß der Startradius der Spuren größer als der Radius am Zerfallsort ist und daß der V^0-Kandidat in Flugrichtung der Spuren zeigt, ausgeschlossen. Außerdem wird eine radiale Fluglänge des V^0-Kandidaten im Laborsystem von mindestens 3 cm gefordert, um die Mehrdeutigkeiten der zwei Schnittpunkte beider Kreisbögen weiter aufzulösen, und um Untergrundkombinationen auszuschließen. Monte-Carlo-Studien zeigen keine Änderung der Effizienz der V^0-Anpassung bei dieser Änderung von $1,5$ cm auf 3 cm.



(a) $p_t > 0.75$ GeV/c

(b) $0,5$ GeV/c $< p_t < 0.75$ GeV/c

(c) $0,75$ GeV/c $< p_t < 1.25$ GeV/c

(d) $p_t > 1.25$ GeV/c

Abbildung 6.13: Massenspektrum beider V^0-Algorithmen in verschiedenen Bereichen des transversalen Impulses der K_s^0-Kandidaten

Die bereits in die Akzeptanz der CJC einbezogenen Kandidatenauswahlkriterien werden berücksichtigt. Abbildung 6.13 zeigt die Verteilung der invarianten Masse $m(\pi\pi)$ für beide Rekonstruktionsmethoden in verschiedenen Bereichen des transversalen Impulses für die Daten. Dasselbe Verfahren wird auf generierten Ereignisse aus der Photoproduk-

tion angewendet. Für kleine transversale Impulse ($p_t < 0,75$) ist die rein topologische V^0-Rekonstruktion nicht anwendbar. Weder bei den Daten, noch beim Monte-Carlo ist ein vernünftiges K_s^0-Signal zu beobachten, während bei der V^0-Anpassung ein Signal mit guter Signifikanz sichtbar ist. Die Effizienz bzw. die Signifikanz des K_s^0-Signals der topologischen V^0-Rekonstruktion ist also stärker vom transversalen Impuls abhängig.
Das Spektrum der invarianten Masse für die topologische Methode ist relativ starken Fluktuationen unterworfen, außerdem ist das K_s^0-Signal breiter. Um trotzdem eine Abschätzung für die Anzahl der K_s^0-Mesonen im Signal zu erhalten, wird eine Gauß-Funktion zur Beschreibung des Signals und ein Polynom zweiten Grades in unterschiedlichen Intervallen bezüglich $m(\pi\pi)$ angepaßt. Außerdem wird die Anzahl der K_s^0-Kandidaten in der Resonanz durch Auszählen ermittelt. Die Anzahl der K_s^0-Kandidaten im Signal wird dann gemittelt. In Tabelle 6.4 sind die Ergebnisse für transversale Impulse $> 0,75\,\mathrm{GeV/c}$ und nochmals aufgeteilt für $0,75\,\mathrm{GeV/c} < p_t < 1,25\,\mathrm{GeV/c}$ und $p_t > 1,25\,\mathrm{GeV/c}$ zusammengefaßt.
Es zeigt sich, daß generell die Daten größere Verluste aufweisen, als die Monte-Carlo-Simulation. Wird der Impulsbereich eingeschränkt, ist besonders beim Monte-Carlo das Resultat von starken Fluktuationen beeinflußt. Bei den Daten zeigt sich eine leichte Tendenz für ein Ansteigen der V^0-Rekonstruktionseffizienz mit wachsendem transversalen Impuls.
Werden auf Basis des Monte-Carlo-Datensatzes die Verluste der V^0-Rekonstruktion mit dem Schnitt in der radialen Fluglänge von $1,5\,\mathrm{cm}$ bzw. $p_t > 0,5\,\mathrm{GeV/c}$ im Unterschied zu den oben gewählten Schnitten von $3\,\mathrm{cm}$ ($p_t > 0,75\,\mathrm{GeV/c}$) abgeschätzt, ergibt sich eine Effizienz von $(89,7 \pm 1,2)\%$. Der K_s^0-π-Monte-Carlo-Datensatz liefert eine Effizienz von $(87,6 \pm 0,3)\%$. Abbildung 6.14 zeigt die V^0-Effizienz in Abhängigkeit des transversalen Impulses. Oberhalb von $p_t > 0,5\,\mathrm{GeV/c}$ ist die Effizienz konstant.
Damit ergibt sich eine Abschätzung der V^0-Rekonstruktionseffizienz von

$$\epsilon_{V0-Rekonstruktion} = 83\%, \tag{6.5}$$

wobei ein Wert zwischen der Effizienz aus Monte-Carlo und aus Daten gewählt wird. Der systematische Fehler wird abgeschätzt zu 8%, wobei der Bereich zwischen Monte-Carlo und den Daten abgedeckt wird. Diese Abschätzungen sind relativ grob, damit wird allerdings vermieden, daß die Ergebnisse nur auf Monte-Carlo-Untersuchungen beruhen.

K_s^0-Abschätzung	**Bereich**	**Daten Methode: I**	**Daten Methode: II**	**Monte-Carlo Methode: I**	**Monte-Carlo Methode: II**
Anpassung	$p_t >$ 0,75 GeV/c	1218	978	392	343
		1358	959	415	348
		1349	984	379	347
		1353	912	293	318
Auszählen		1150	963	475	385
Mittelwert		1286	959	391	348
Verhältnis II/I		74%		89%	
Anpassung	0,75 GeV/c $< p_t <$ 1,25 GeV/c	796	698	285	242
		1061	672	314	242
		965	669	287	243
		1016	582	202	209
Auszählen		897	706	354	261
Mittelwert		947	665	288	239
Verhältnis II/I		70%		83%	
Anpassung	$p_t >$ 1,25 GeV/c	420	275	112	97
		304	289	103	99
		377	312	95	105
		244	289	96	108
Auszählen		385	269	126	111
Mittelwert		346	287	106	104
Verhältnis II/I		83%		98%	

Tabelle 6.4: Abschätzung der Verluste der V^0-Rekonstruktion durch Vergleich der V^0-Anpassung (Methode II) mit der topologischen V^0-Rekonstruktion (Methode I)

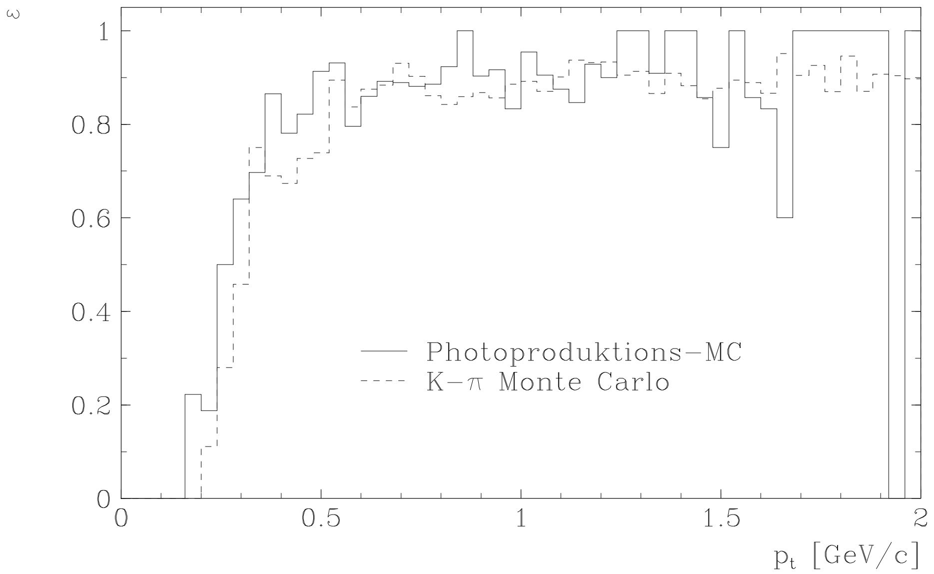


Abbildung 6.14: Effizienz der V^0-Anpassung im restriktiven Bereich der K_s^0-Mesonen (siehe Text)

Weitere Verluste durch einen Schnitt zur Untergrundunterdrückung

Die Verluste, die durch die Anwendung der Schnitte in den Spurparametern bzw. berechneten kinematischen Größen auftreten, sind bereits teilweise in die Akzeptanz der CJC miteinbezogen.

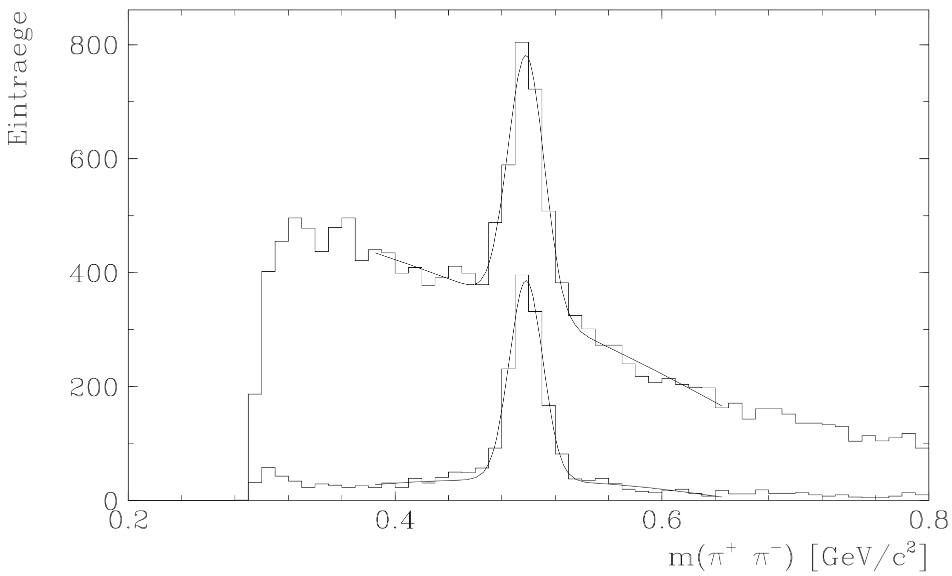


Abbildung 6.15: Verteilung der invarianten Masse $m(\pi\pi)$ mit und ohne den Schnitt $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}} > 5$

Ein weiterer Schnitt wird in der Größe $|d'_{ca}|/\sigma_{d_{ca}} > 5$ beider geladener Spuren vorgenommen. Bereits in Abschnitt 5.4 ist der Verlust an Signal- und Untergrund-Kombinationen dargestellt und die Unabhängigkeit der Verluste bei transversalen Impulsen der K_s^0-Kandidaten größer als 500 MeV/c gezeigt.
Abbildung 6.15 zeigt die Verluste dieses Schnitts, die in die K_s^0-Rekonstruktionseffizienz miteinbezogen werden. Die Effizienz dieses Schnitts beträgt

$$\epsilon_{Schnitt} = 68\%. \tag{6.6}$$

Der systematische Fehler wird durch Variation der funktionalen Form bzw. der Intervallgrenzen des Untergrundes bestimmt zu 3%.
Wird der Verlust an K_s^0-Kandidaten im Signal in verschiedenen Intervallen des transversalen Impulses betrachtet, ist keine signifikante Abhängigkeit zu beobachten. Der Verlust beträgt in den Intervallen $0,5\,\mathrm{GeV/c} < p_t < 0,75\,\mathrm{GeV/c}$, $0,75\,\mathrm{GeV/c} < p_t < 1\,\mathrm{GeV/c}$ und $1\,\mathrm{GeV/c} < p_t < 1,25\,\mathrm{GeV/c}$ jeweils $(66,5 \pm 2,2)\%$, $(65,6 \pm 1,5)\%$, $(69,8 \pm 0,3)\%$.

6.2.4 Lebensdauer der K_s^0-Mesonen

Die Messung der Lebensdauer der K_s^0-Mesonen ergibt die Möglichkeit, die Rekonstruktionseffizienz auf deren Konsistenz hin zu überprüfen.
Die Zerfallszeit des K_s^0-Mesons im Ruhesystem des K_s^0 berechnet sich aus der im Laborsystem gemessenen Zerfallslänge aus $|\vec{l}| = |\vec{\beta}|\gamma c t_{CMS}$ zu

$$t_{CMS} = \frac{l_{Lab} m}{cp}.$$

Das gemessene Spektrum muß einem exponentiellen Verhalten mit der mittleren Lebensdauer von $\tau = (0,8922 \pm 0,0020) \cdot 10^{-10}$ s [28] entsprechend $c\tau = 2,675$ cm gehorchen. Da die Messung der Lebensdauer impulsabhängig ist, müssen Korrekturen zur Rekonstruktionseffizienz berücksichtigt werden.
In Abbildung 6.16 ist die Verteilung auf die Impulsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienz korrigiert und mit einer Exponentialfunktion angepaßt. Die damit erhaltene Lebensdauer von $(0,890 \pm 0,030) \cdot 10^{-10}$ s ist konsistent mit den Ergebnissen aus [28].

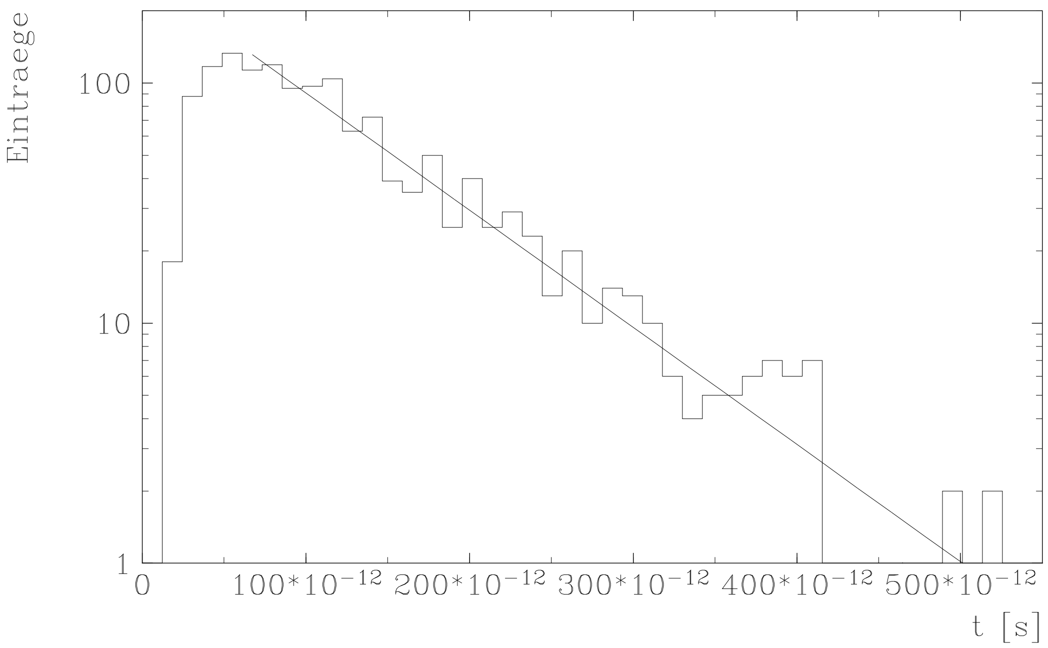


Abbildung 6.16: Lebensdauer im K_s^0-Ruhesystem

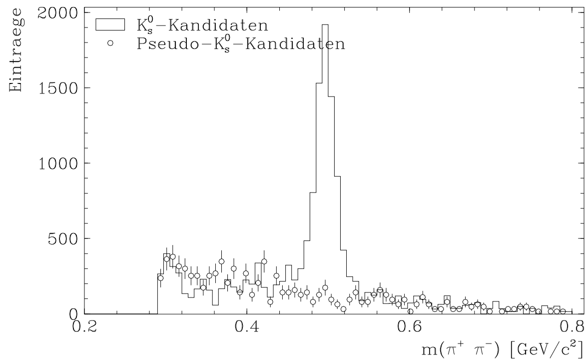
6.3 Abschätzung der Untergrundkombinationen

Um den verbleibenden Untergrund des K_s^0-Kandidaten abzuschätzen, werden zwei Methoden angewendet. Die erstere ist bisher zur Abschätzung der K_s^0-Kandidaten in der K_s^0-Resonanz-Region mehrfach verwendet worden. Die Methode beruht auf die Anpassung einer Modellfunktion an das K_s^0-Spektrum. Folgende Funktionen werden zur Anpassung benutzt:

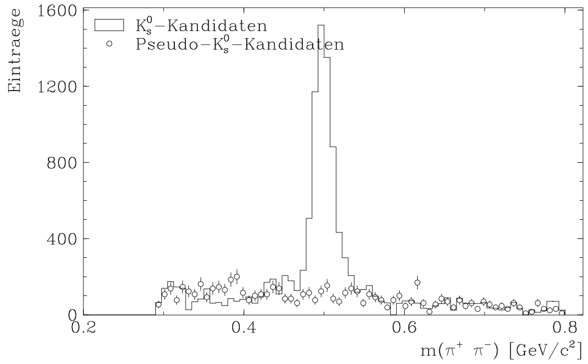
$$f_1 = a\exp(-bm) + f\exp\left[-1/2(\tfrac{m-\overline{m}}{\sigma})^2\right] \tag{6.7}$$

$$f_2 = a + b\cdot m + c\cdot m^2 + f\exp\left[-1/2(\tfrac{m-\overline{m}}{\sigma})^2\right]. \tag{6.8}$$

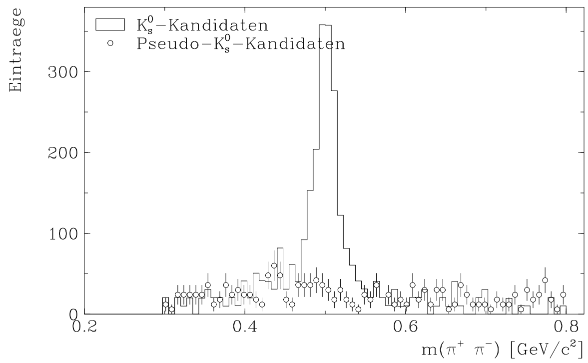
Die zweite Methode zu Untergrundabschätzung bezieht sich auf eine unphysikalische Kombination der geladenen Spuren für die V^0-Anpassung. Dabei werden Pseudo-K_s^0-Kandidaten durch Kombination von geladenen Teilchen mit jeweils gleicher Ladung entsprechend (π^+, π^+) bzw. (π^-, π^-) gewonnen. Um die Statistik zu erhöhen, werden dabei der gesamte verfügbare Datensatz der im Jahr 1993 aufgenommenen und in Physikklassen eingeteilten Ereignisse benutzt. Alle anderen Selektionskriterien an die Spuren in der V^0-Rekonstruktion, sowie die anschließenden Kandidatenauswahl sind identisch.
Untergrundkombinationen der K_s^0-Kandidaten, die zufällig der V^0-Topologie entsprechen, sollten unabhängig von ihrer Ladung sein. Die Spektren der K_s^0-Kandidaten können mit den Pseudo-K_s^0-Verteilungen verglichen und korrigiert werden. Dabei werden die Verteilungen der Pseudo-K_s^0-Kandidaten außerhalb des K_s^0-Massenfenster so gewichtet, daß die Anzahl der Pseudo-Kandidaten identisch mit der Anzahl der K_s^0-Kandidaten ist.
In Abbildung 6.17 sind die Verteilungen der invarianten Masse $m(\pi\pi)$ in verschiedenen Bereichen des transversalen Impulses der K_s^0-Mesonen dargestellt. Die Verteilung der Pseudo-K_s^0-Kandidaten stimmt gut mit der Verteilung des Untergrundes der K_s^0-Kandidaten überein.
Werden diese Pseudo-Kandidaten von den K_s^0-Kandidaten für jeden Eintrag im Histogramm subtrahiert, kann dann mit einer Anpassung einer Gauß-Funktion die Anzahl der K_s^0-Mesonen gewonnen werden. Werden diese Ergebnisse mit Anpassungen der Funktionen aus Gleichung 6.7 bzw. 6.8, bei Variation der Intervallgrenzen, verglichen, ergibt sich insgesamt eine Abweichung von ca. 2%, so daß die Untergrundunterdrückung einen systematischen Fehler von 2% zugewiesen bekommt.



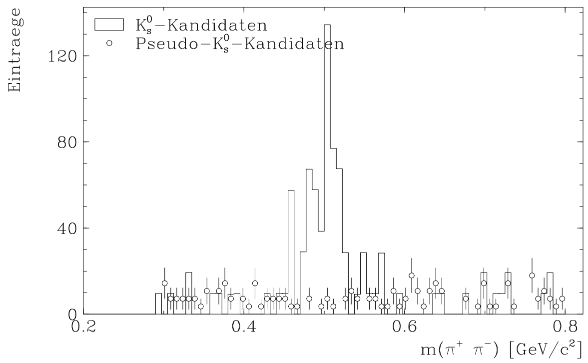
(a) $m(\pi\pi)$; $0,5 < p_t < 0,75$



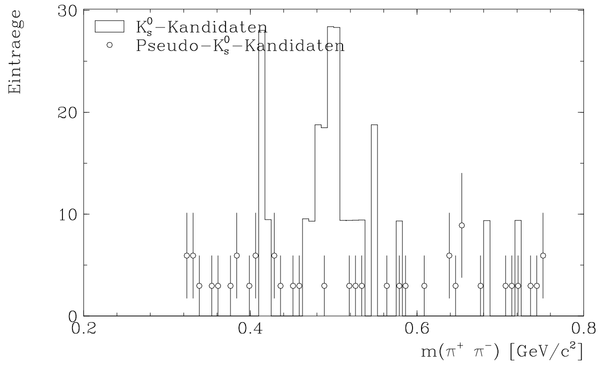
(b) $m(\pi\pi)$; $0,75 < p_t < 1,25$



(c) $m(\pi\pi)$; $1,25 < p_t < 1,75$



(d) $m(\pi\pi)$; $1,75 < p_t < 2,5$



(e) $m(\pi\pi)$; $2,5 < p_t < 3,5$

Abbildung 6.17: Auf die K_s^0-Rekonstruktionseffizienz korrigierte Verteilungen der invarianten Masse in Intervallen des transversalen Impulses der K_s^0-Kandidaten zusammen mit den auf die Anzahl der K_s^0-Kandidaten außerhalb des K_s^0-Massenfensters normierten Pseudo-K_s^0-Kandidaten)

6.4 Ergebnisse

Die K_s^0-Auswahlkriterien sind außer dem Schnitt im Azimutalwinkel $|\phi + 20°| > 100°$ in Tabelle 5.4 aufgeführt.
Die Ergebnisse der Bestimmung der Korrekturfaktoren und die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten sind in Tabelle 6.5 zusammengefaßt. Mit den Gleichungen 2.5 und 2.6 ergeben sich damit der inklusive ep-Wirkungsquerschnitt für K_s^0-Mesonen in der Photoproduktion im Bereich $0,3 < y < 0,7$ und $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$. Die mittlere γp-Schwerpunktsenergie beträgt dabei 190 GeV.
Die Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{d\eta dp_t^2}$ (mit $|\eta| < 1,5$) und $\frac{d\sigma}{d\eta}$ in verschiedenen Bereichen des transversalen Impulses sind in den Tabellen 6.6 und 6.7 aufgeführt und sind in Abbildung 6.18 dargestellt.
Die systematischen Fehler sind unabhängig vom transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen und werden quadratisch zu den statistischen Fehlern addiert. Zur Darstellung der Wirkungsquerschnitte wird die Mitte der jeweiligen Intervalle in p_t bzw. η benutzt.
Zur Umrechnung des ep-Wirkungsquerschnitts in den γp-Wirkungsquerschnitt ergibt die Berechnung von [29] basierend auf der erweiterten Weizsäcker-Williams Näherung im Bereich $0,3 < y < 0,7$ und $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$ einen Faktor von $1/(0,01360 \pm 0,00001)$.

Größe	**Effizienz**	**Systematischer Fehler**
integrierte Luminosität L	$117\,\mathrm{nb}^{-1}$	5%
Ereignisselektion	$L \cdot 0,980$	
BR	0,68	
$\epsilon_{Kleinwinkel-Elektron-Trigger} \cdot A_{Kleinwinkel-Elektron-Detektor}$	58%	
$\epsilon_{Trigger\,auf\,hadr.Endzustand}$	100%	1%
$\epsilon_{Datenselektion}$	96%	4%
A_{CJC}	p_t abhängig	4%
$\epsilon_{Spurrekonstruktion}$ (für beide Spuren)	88%	5%
$\epsilon_{V0-Rekonstruktion}$	83%	8%
$\epsilon_{Schnitt}$	68%	3%
Untergrundabschätzung		2%

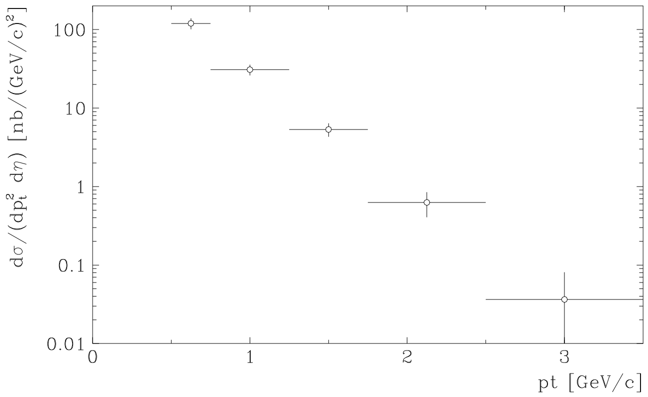
Tabelle 6.5: Zusammenfassung der Größen zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Impulsintervall [**GeV/c**]			$\frac{d^2\sigma}{d^2p_t\,d\eta}$ [**nb/(GeV/c)^2**]
0,5	–	0,75	120 ± 18
0,75	–	1,25	$30,8 \pm 4,6$
1,25	–	1,75	$5,3 \pm 1,0$
1,75	–	2,5	$0,63 \pm 0,22$
2,5	–	3,5	$0,036 \pm 0,045$

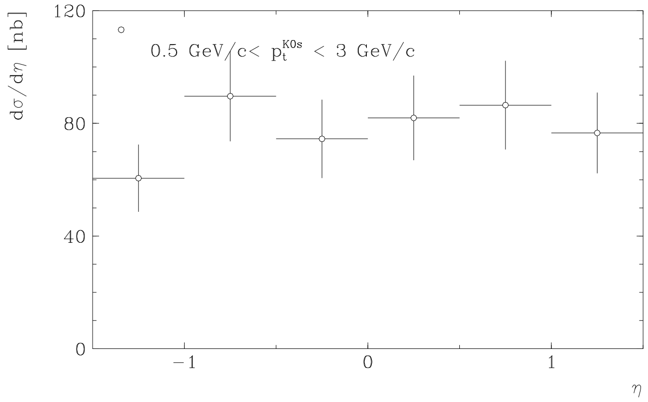
Tabelle 6.6: Inklusiver ep-Wirkungsquerschnitt für K_s^0-Mesonen im Bereich $|\eta| < 1,5$ in der Photoproduktion ($0,3 < y < 0,7$, $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$); der systematische Fehler beträgt insgesamt $12,6\%$

η**-Intervall**			$\frac{d\sigma}{d\eta}$ [**nb**]		
			$0,5 < p_t < 3$	$0,5 < p_t < 1$	$1 < p_t < 3$
$-1,5$	–	-1	$60,5 \pm 11,6$	$44,6 \pm 9,7$	$10,9 \pm 3,7$
-1	–	$-0,5$	$89,7 \pm 15,5$	$62,0 \pm 12,3$	$21,5 \pm 5,5$
$-0,5$	–	0	$74,5 \pm 13,5$	$49,3 \pm 10,7$	$20,7 \pm 5,4$
0	–	$0,5$	$81,9 \pm 14,6$	$58,3 \pm 11,6$	$18,1 \pm 5,3$
$0,5$	–	1	$86,5 \pm 15,3$	$57,0 \pm 11,8$	$26,0 \pm 6,0$
1	–	$1,5$	$76,6 \pm 13,9$	$56,2 \pm 11,6$	$16,2 \pm 4,8$

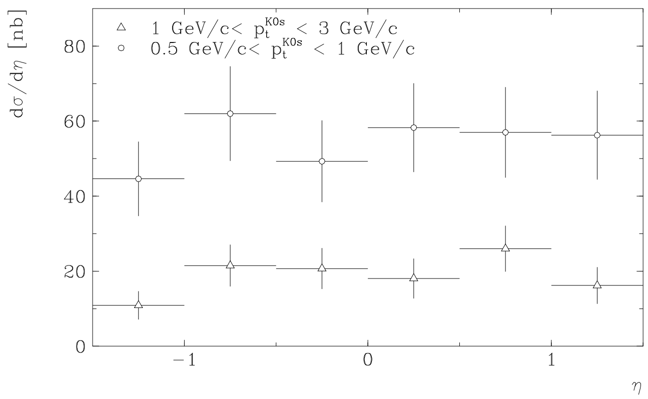
Tabelle 6.7: Inklusiver ep-Wirkungsquerschnitt für K_s^0-Mesonen in verschiedenen Bereichen des transversalen Impulses (p_t in GeV/c) in der Photoproduktion ($0,3 < y < 0,7$, $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$); der systematische Fehler beträgt insgesamt $12,6\%$



(a) $\frac{d^2\sigma}{d\eta\, dp_t^2}$ für $|\eta| < 1,5$



(b) $\frac{d\sigma}{d\eta}$ für $0,5\,\mathrm{GeV/c} < 3\,\mathrm{GeV/c}$



(c) $\frac{d\sigma}{d\eta}$ in verschiedenen p_t-Intervallen

Abbildung 6.18: Inklusive differentielle ep-Wirkungsquerschnitte für K_s^0-Mesonen in der Photoproduktion ($0,3 < y < 0,7$, $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$)

Kapitel 7

Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse mit Messungen anderer Experimente verglichen. Die im letzten Kapitel erhaltenen Ergebnisse, die inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/(d\eta\, dp_t^2)$ bzw. $d\sigma/d\eta$, werden weiterhin mit Vorhersagen von QCD-Rechnungen verglichen und darauf basierend werden die Produktionsmechanismen der K^0-Mesonen diskutiert.

7.1 Vergleich mit anderen Experimenten

Der inklusive K_s^0-Wirkungsquerschnitt bei γp-Streuung ist bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 6\,\mathrm{GeV}$ gemessen (*SLAC Hybrid Facility Collaboration*; siehe Abbildung 1.9 auf Seite 19). Ein quantitativer Vergleich dieses γp-Wirkungsquerschnitts ist durch den unterschiedlichen kinematischen Bereich nicht möglich. Die SLAC-Daten überdecken einen Bereich der Variablen $x_f = 2p_l^\star/\sqrt{s}$ von $-0,7 < x_f < 0,9$, während hier nur Werte zwischen $0 < x_f < 0,2$ gemessen werden. Die Variable x_f gibt im Schwerpunktsystem den Anteil des longitudinalen Impulses $p_l^\star$ der K_s^0-Mesonen zum größtmöglichen Impuls an. Für einen qualitativen Vergleich sind die Wirkungsquerschnitte bezüglich dem transversalen Impuls in Abbildung 7.1 dargestellt, wobei die SLAC-Daten bei $p_t = 0,625\,\mathrm{GeV/c}$ auf die H1-Daten normiert sind. Die Daten bei einer im Vergleich zu den H1-Daten um mehr als eine Größenordnung kleineren Schwerpunktsenergie zeigen einen schnelleren Abfall, der durch das Fehlen von härteren Streuprozessen erklärt werden kann. Bei $\sqrt{s} = 6\,\mathrm{GeV}$ dominieren weiche VMD-Prozesse.
Weiterhin sind in Abbildung 7.1 die Ergebnisse der Anpassung der Funktion (siehe Abschnitt 1.5)

$$f(p_t) = A(1 + \frac{p_t}{p_{t,0}})^{-n} \tag{7.1}$$

für UA5-Daten ($\bar{p}p$-Streuung, siehe Abbildung 1.10 auf Seite 19) bei den Schwerpunktsenergien von 200 und 900 GeV und für die H1-Daten eingezeichnet. Die UA5-Daten sind dabei auf die H1-Daten bei $p_t = 0,625\,\mathrm{GeV/c}$ normiert. Da die Parameter $p_{t,0}$ und n stark korreliert sind, ist ein Wert von $p_{t,0} \equiv 5\,\mathrm{GeV/c}$ festgelegt (siehe Tabelle 7.1).

Daten	A	n
H1-Daten $\sqrt{s_{\gamma p}} \approx 190\,\mathrm{GeV}$	$(1,68 \pm 0,40) \cdot 10^3$	$22,1 \pm 1,2$
UA5 $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 200\,\mathrm{GeV}$	$(1,74 \pm 0,86) \cdot 10^3$	$24,3 \pm 2,7$
UA5 $\sqrt{s_{\bar{p}p}} = 900\,\mathrm{GeV}$	$(1,50 \pm 0,28) \cdot 10^3$	$20,8 \pm 1,0$

Tabelle 7.1: Parameter A, $p_{t,0} \equiv 5\,\mathrm{GeV/c}$ und n der Funktion $f(p_t)$ (Gleichung 7.1) angepaßt an den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{d\eta\, dp_t^2}$ (UA5-Daten: [26, 27])

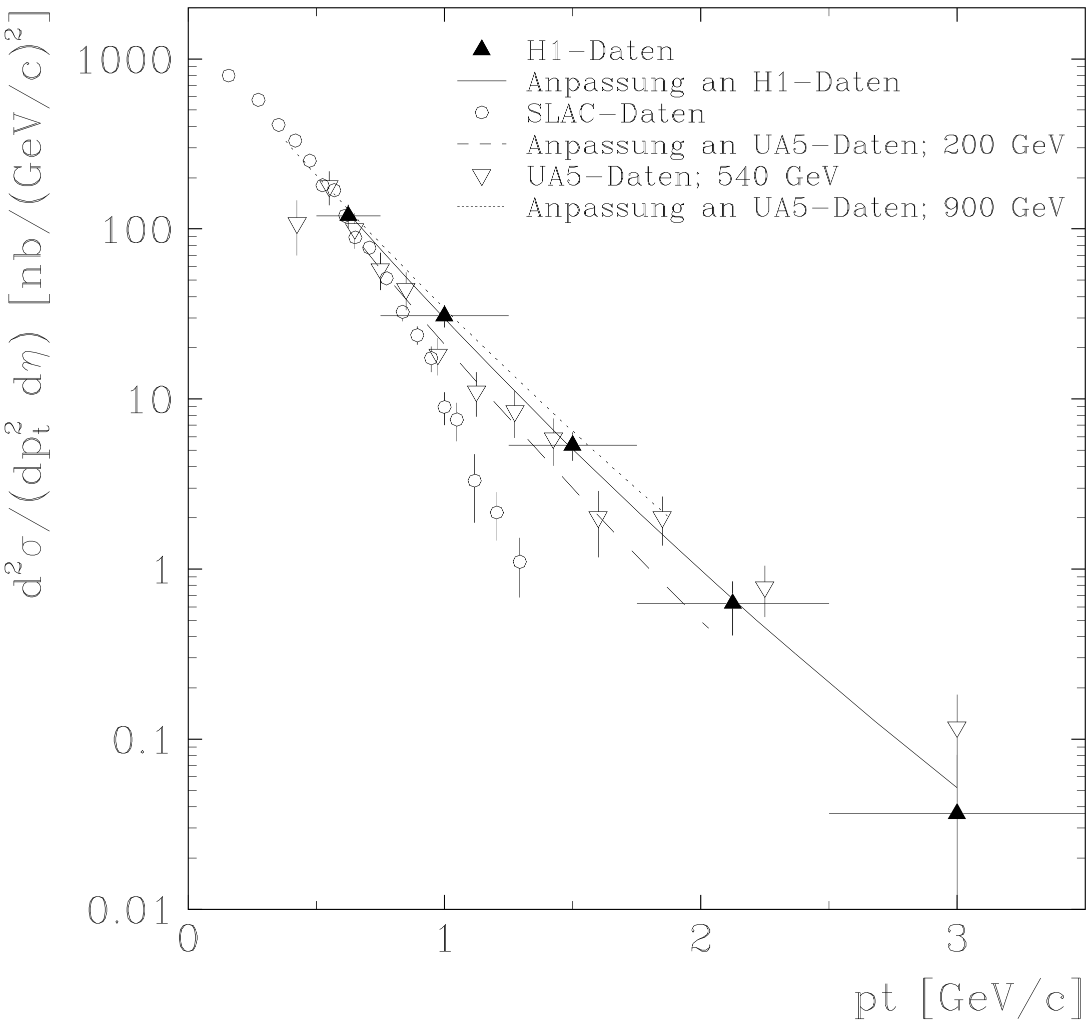


Abbildung 7.1: $\frac{d^2\sigma}{d\eta\, dp_t^2}$ der H1-Daten mit einer Anpassung der Funktion $A(1 + p_t/p_{t,0})^{-n}$; weiterhin SLAC-Daten (normiert bei $p_t = 0,625\,\mathrm{GeV/c}$, [25]) und einer Anpassung an Daten von $\bar{p}p$-Streuung bei den Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} = 200,\ 900\,\mathrm{GeV}$, sowie die Daten bei $\sqrt{s} = 540\,\mathrm{GeV}$ (normiert bei $p_t = 0,625\,\mathrm{GeV/c}$ [26, 27])

Die UA5-Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 540 GeV können nicht mit dieser Festlegung von $p_{t,0} = 5\,\mathrm{GeV/c}$ angepaßt werden. Zur Übersicht sind diese Daten in Abbildung 7.1 eingezeichnet.
Ein Vergleich mit den Anpassungen bei $\sqrt{s} = 200, 900\,\mathrm{GeV}$ und den $\bar{p}p$-Daten bei $\sqrt{s} = 540\,\mathrm{GeV}$ zeigt, daß die H1-Daten besser mit den UA5-Daten bei einer Schwerpunktsenergie von 900 GeV übereinstimmen. Dieses Verhalten zeigt auch der Vergleich von inklusiven Verteilungen von geladenen Teilchen bei HERA [56] mit Spektren aus $\bar{p}p$-Streuung. Bei vergleichbarer Schwerpunktsenergie wird ein härteres Spektrum bei γp-Streuung im Vergleich zur $\bar{p}p$-Streuung gemessen.
Wie bereits für geladene Teilchenspektren bei γp Streuung bei HERA gezeigt ist [23, 56], ist dies ein Anzeichen für weitere Prozesse in der Photoproduktion, also die direkten und anomalen Prozesse, die bei $\bar{p}p$-Streuung fehlen.

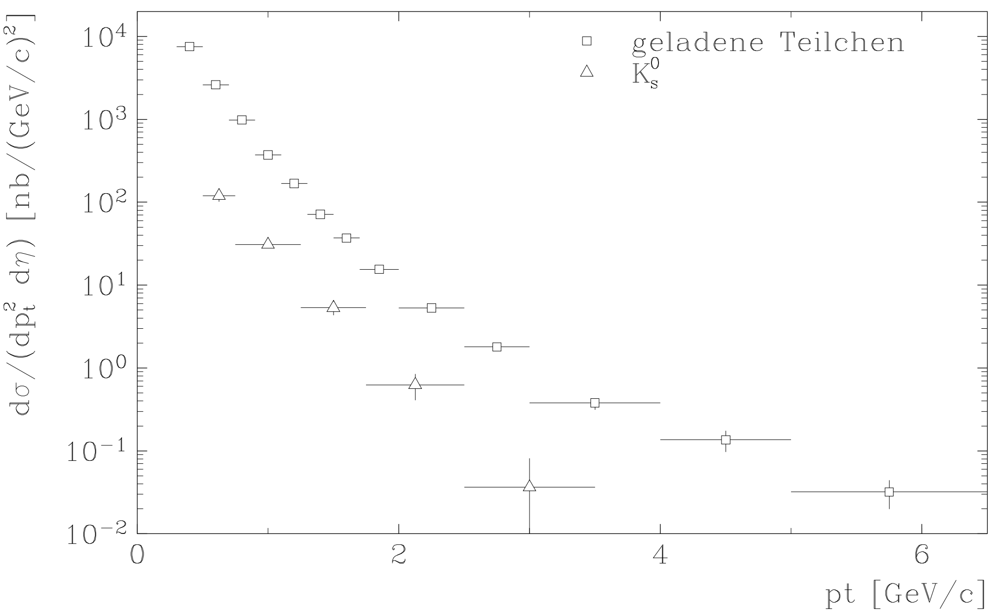


Abbildung 7.2: Inklusiver Wirkungsquerschnitt von geladenen Teilchen [23] und von K^0_s-Mesonen bei HERA; $\frac{d^2\sigma}{d\eta\, dp_t^2}$ mit $|\eta| < 1,5$ im Bereich $3 \cdot 10^{-8}\,\mathrm{GeV}^2 < Q^2 < 10^{-2}\,\mathrm{GeV}^2$ und $0,3 < y < 0,7$ für beide Spektren

In Abbildung 7.2 sind der inklusive differentielle Wirkungsquerschnitt in der Photoproduktion bei HERA für geladene Teilchen [23] und für K^0_s-Mesonen mit $0,3 < y < 0,7$ und $|\eta| < 1,5$ aufgetragen. Die betrachteten selektierten geladenen Teilchen sind hauptsächlich Pionen, aber auch Kaonen und Protonen. Der Vergleich zeigt, daß die K^0_s-Produktion um mindestens eine Größenordnung kleiner ist als für geladene Teilchen.
Wird angenommen, daß der Anteil an Protonen und geladenen Kaonen vernachlässigt werden kann und mit der Einbeziehung des Verzweigungsverhältnisses für $K^0(\bar{K}^0)$-Mesonen

von $K_l^0 : K_s^0 = 1$ ergibt sich das K/π-Verhältnis zu

$$K/\pi = 2N^{K_s^0}/(N^{\pi^+} + N^{\pi^-}). \tag{7.2}$$

Dieses Verhältnis zeigt bei $p\bar{p}$ bzw. πp-Streuexperimenten (siehe Abbildung 7.4) ein Ansteigen mit wachsendem transversalen Impuls der Mesonen und ist unter Berücksichtigung der Meßgenauigkeit unabhängig von der Schwerpunktsenergie der $\bar{p}p(\pi p)$-Streuung.
Zur Bestimmung des K/π-Verhältnisses bei HERA wird eine Anpassung der Funktion $f(p_t)$ von Gleichung 7.1 für die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts der geladenen Teilchen benutzt. Das Ergebnis zeigt Abbildung 7.3. Verglichen mit den Daten der $\bar{p}p$ bzw. πp Streuexperimente ergibt sich bei kleinen transversalen Impulsen eine gute Übereinstimmung innerhalb der Fehler. Für größere transversale Impulse ab etwa 2 GeV/c ist der statistische Fehler zu groß, um eine Aussage über das Verhalten in diesem Bereich zu treffen.

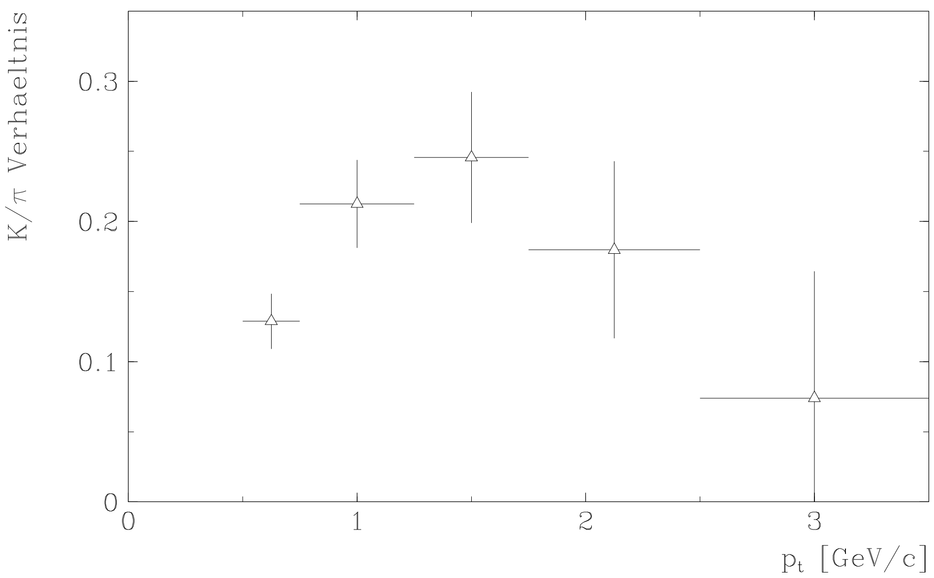


Abbildung 7.3: K/π Verhältnis (siehe Gleichung 7.2), bestimmt aus den inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitten von K_s^0-Mesonen und geladenen Teilchen bei H1 (Anpassung, siehe Gleichung 7.1)

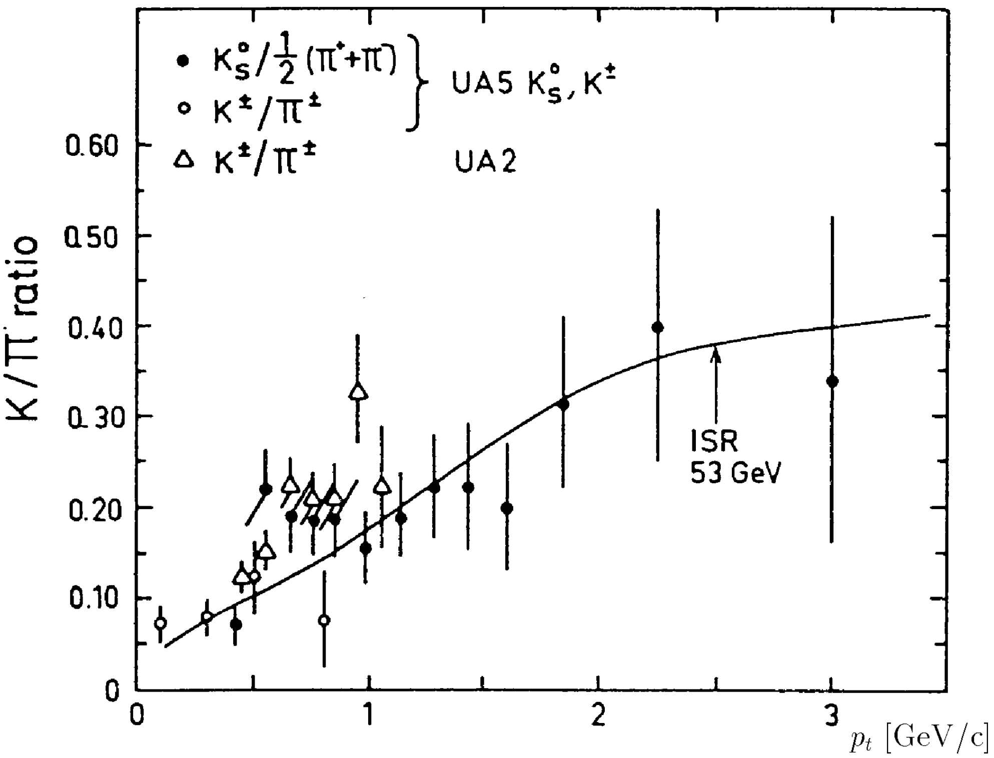


Abbildung 7.4: K/π-Verhältnis in Abhängigkeit des transversalen Impulses bei verschiedenen Schwerpunktsenergien für $\bar{p}p$-Streuung [26]

7.2 Vergleich mit QCD Rechnungen

Der Monte-Carlo-Generator PYTHIA 5.7 basiert auf Rechnungen niedrigster Ordnung QCD. Die verschiedenen Prozesse, die zur Produktion von K_s^0-Mesonen beitragen, sind in Tabelle 7.2 dargestellt, das sind Prozesse basierend auf dem VMD-Modell, direkte Prozesse und anomale Prozesse.

Prozeß	**Wirkungsquerschnitt** [μb]
VMD-Anteil	132,4
direkter Prozeß	20,3
anomaler Prozeß	26,1
$q + q' \rightarrow q + q'$ (QCD)	5,7
$q + \bar{q} \rightarrow q' + \bar{q}', g + g$	0,1
$q + g \rightarrow q + g$	40,4
$g + g \rightarrow q + \bar{q}$	1,0
$g + g \rightarrow g + g$	46,6
$q + \gamma \rightarrow q + g$	4,3
$g + \gamma \rightarrow q + \bar{q}$	16,1
elastischer Prozeß	16,9
einfach dissoziative Diffraktion	23,7
doppelt dissoziative Diffraktion	11,1
Streuung mit $\hat{p}_t$ klein	12,8

Tabelle 7.2: Generierte Prozesse in der Photoproduktion für den PYTHIA-Generator; die einzelnen Beiträge sind im unteren Teil detaillierter aufgelistet; Protonstrukturfunktion: GRV-LO, die „Anteile des Photons“ werden intern berechnet; die Zuordnung (VMD, anomal) zu den unten aufgelisteten Prozessen erfolgt über die Virtualität am $\gamma \rightarrow q\bar{q}$-Vertex (siehe Abschnitt 1.3)

Für die Strukturfunktion des Protons wird die Parametrisierung GRV-LO [57, 58] verwendet. Die Skalenvariable x_p liegt für Photoproduktionsereignisse größtenteils im Bereich $> 10^{-2}$, so daß die Abhängigkeit von verschiedenen Parametrisierungen der Proton-Strukturfunktion zu vernachlässigen ist. Die Unterschiede dieser Parametrisierungen wirken sich nur im Bereich $x_p < 10^{-2}$ aus, während für $x_p > 10^{-2}$ die Daten aus Myon-Nukleon-Streuexperimenten mit ruhendem Target (im Laborsystem) vorliegen. In diesem x_p-Bereich ist der Einfluß der Gluondichteverteilung im Proton klein. Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Prozesse wird innerhalb des Programms ohne Berücksichtigung einer Wahl der Photon-Strukturfunktion vorgenommen. Die Parameter sind innerhalb des Programms gesetzt und sollen nicht geändert werden [15]. Wie aus Tabelle 7.2 ersichtlich ist, dominieren Prozesse im Übergangsbereich zwischen weicher (VMD) und harter Streuung.
Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 7.5 für Daten und für die Vorher-

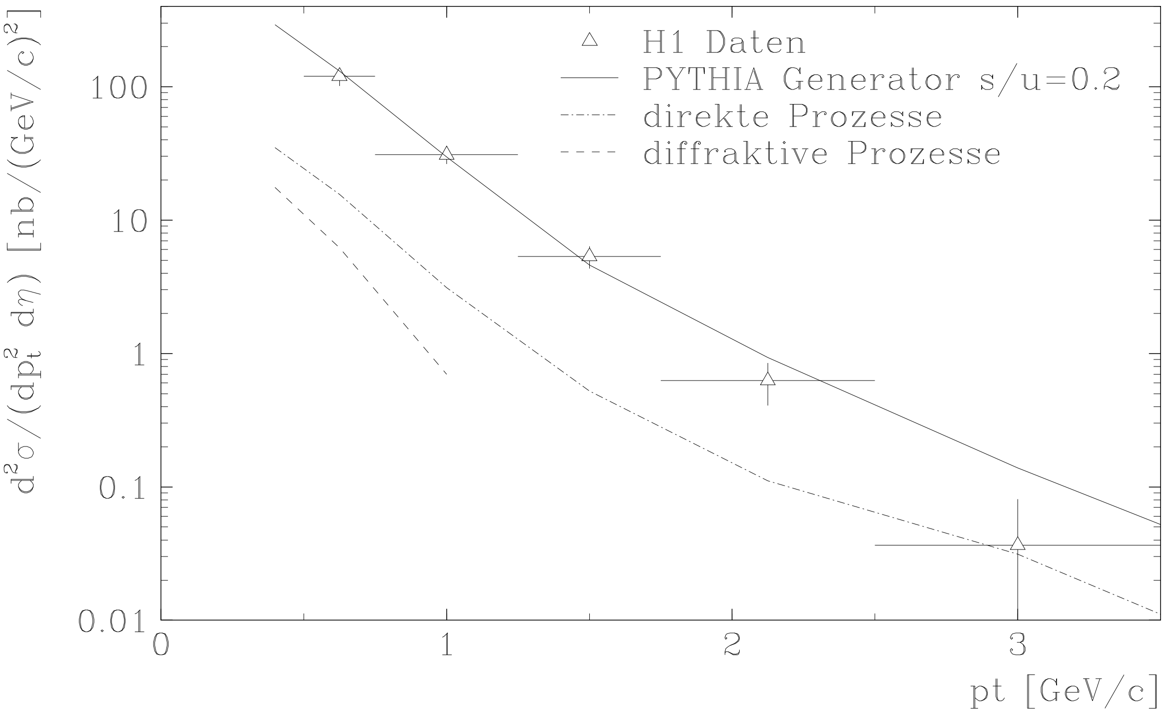


Abbildung 7.5: $\frac{d^2\sigma}{d\eta\, dp_t^2}$ mit $|\eta| < 1,5$ für Daten und Vorhersagen des PYTHIA 5.7 Monte-Carlos (Strangeness-Unterdrückungsfaktor: 0,2)

sage des PYTHIA Generators mit einem Strangeness-Unterdrückungsfaktor (siehe Gleichung 1.31) von 0,2 dargestellt (zur Diskussion des Unterdrückungsfaktor siehe weiter unten).

Der Anteil der K_s^0-Mesonen aus diffraktiven Prozessen ist für große transversale Impulse vernachlässigbar. Bei kleinen transversalen Impulsen liegt der Anteil der K_s^0-Mesonen bei diffraktiven Prozessen um etwa eine Größenordnung unter dem Anteil am Prozeß mit aufgelöstem Photon. Der direkte Prozeß trägt im Vergleich zum Anteil mit aufgelöstem Photon nur wenig zur Produktion von K_s^0-Mesonen bei. Für hohe transversale Impulse ist eine leichte Tendenz für ein Ansteigen im Verhältnis mit aufgelöstem Photon zu beobachten. Da bei direkten Prozessen der gesamte Photonimpuls im Streuprozeß verfügbar ist, ergibt sich im Vergleich zum Prozeß mit aufgelöstem Photon eine höhere Schwerpunktsenergie, so daß der Anteil des direkten Prozesses mit wachsendem transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen zunehmen sollte.

Den Vergleich der K_s^0-Wirkungsquerschnitte bei Variation des s/u-Verhältnisses zeigt Abbildung 7.6. Der differentielle Wirkungsquerschnitt mit einer Strangeness Unterdrückung von $0,3$ liegt über den Daten und weicht zum Teil um mehr als drei Standardabweichungen ab. Bei einer Unterdrückung von $0,2$ liegt die PYTHIA Vorhersage innerhalb der Fehler der Daten. Die großen statistischen und systematischen Fehler lassen noch keine

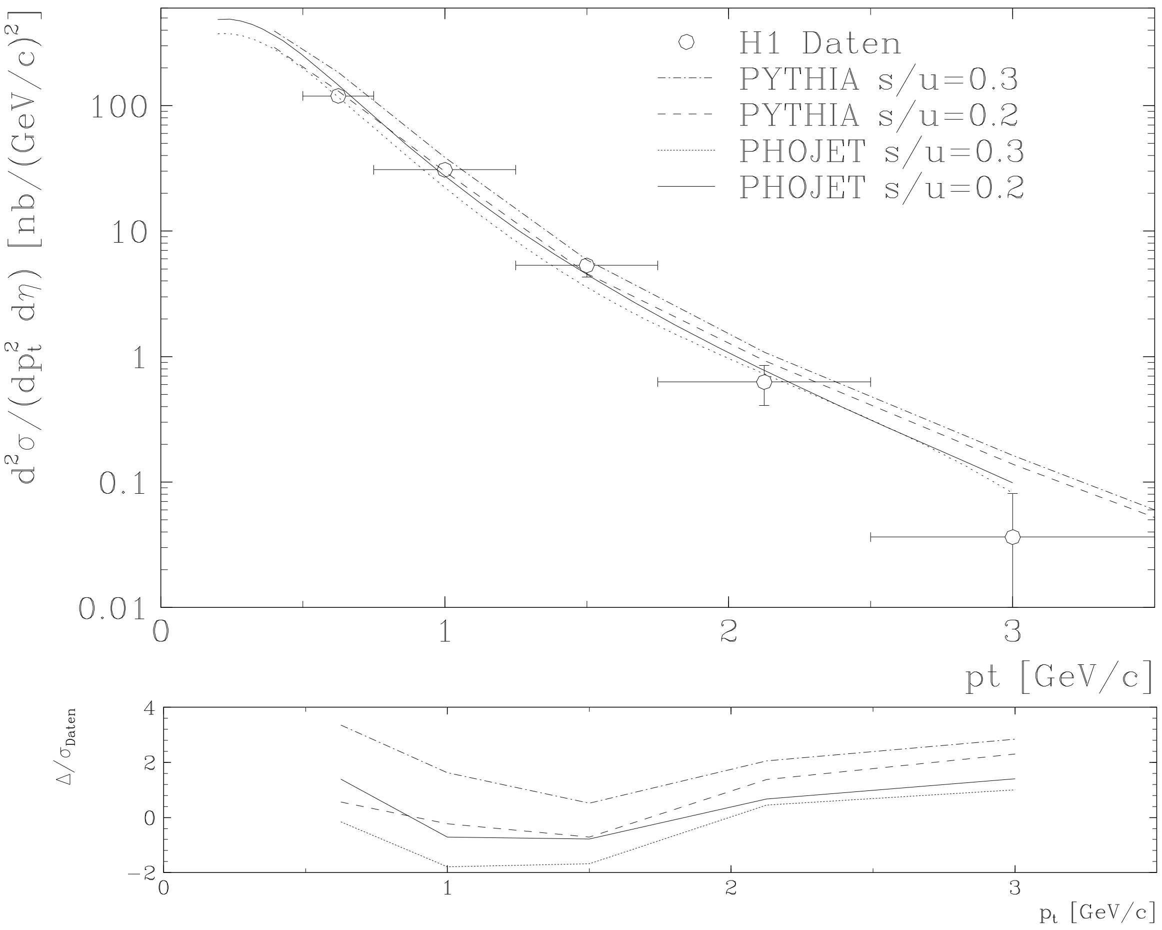


Abbildung 7.6: $\frac{d^2\sigma}{d\eta\, dp_t^2}$ für Daten und Monte-Carlo-Generatoren mit Strangeness-Unterdrückungsfaktor von 0,2 und 0,3 (PYTHIA und PHOJET); für die Strukturfunktion des Protons wird bei PYTHIA GRV-LO verwendet, die „Anteile des Photons“ werden intern berechnet; beim PHOJET-Monte-Carlo wird MRS-D0′ (Proton) und GRV-LO (Photon) verwendet; unten angegeben sind die Abweichungen in Relation zu den statistischen und systematischen Fehlern der Daten

genaue Unterscheidung zwischen den Unterdrückungsfaktoren zu.

Weiterhin zeigt Abbildung 7.6 den Wirkungsquerschnitt des PHOJET-Monte-Carlo Generators [59, 60, 61] bei zwei Werten des Strangeness-Unterdrückungsfaktors. Die Strukturfunktion des Protons ist dabei MRS-D0′ [62], während für das Photon die Strukturfunktion GRV-LO [58] benutzt wird. Dieser Ereignisgenerator beruht auf dem zweikomponentigen Dual-Parton-Modell [63]. Die Grundlage ist dabei die Berechnung der Wirkungsquerschnitte in Eikonalnäherung mit einer vereinheitlichten Behandlung von Niederenergieverhalten und hochenergetischer Streuung, dieses wird als Dualität bezeichnet. Wechselwirkungen mit Impulsüberträgen $> 3\,\mathrm{GeV/c}$ werden mit Hilfe störungstheoretischer QCD und dem Parton-Modell berechnet. Der Wirkungsquerschnitt für Streuprozesse mit kleinen Impulsüberträgen wird mit Regge-Parametrisierungen berechnet. Dabei sind

mehrfache weiche und harte Wechselwirkungen innerhalb einer Parton-Parton-Streuung möglich.
Dabei zeigt sich, daß sich eine Änderung des Strangeness-Unterdrückungsfaktors des PHOJET-Generators hauptsächlich auf eine globale Verschiebung des differentiellen Wirkungsquerschnitts auswirkt, wobei entsprechend dem Vergleich beim PYTHIA Generator, innerhalb des statistischen und systematischen Fehlers keine Unterscheidung möglich ist.

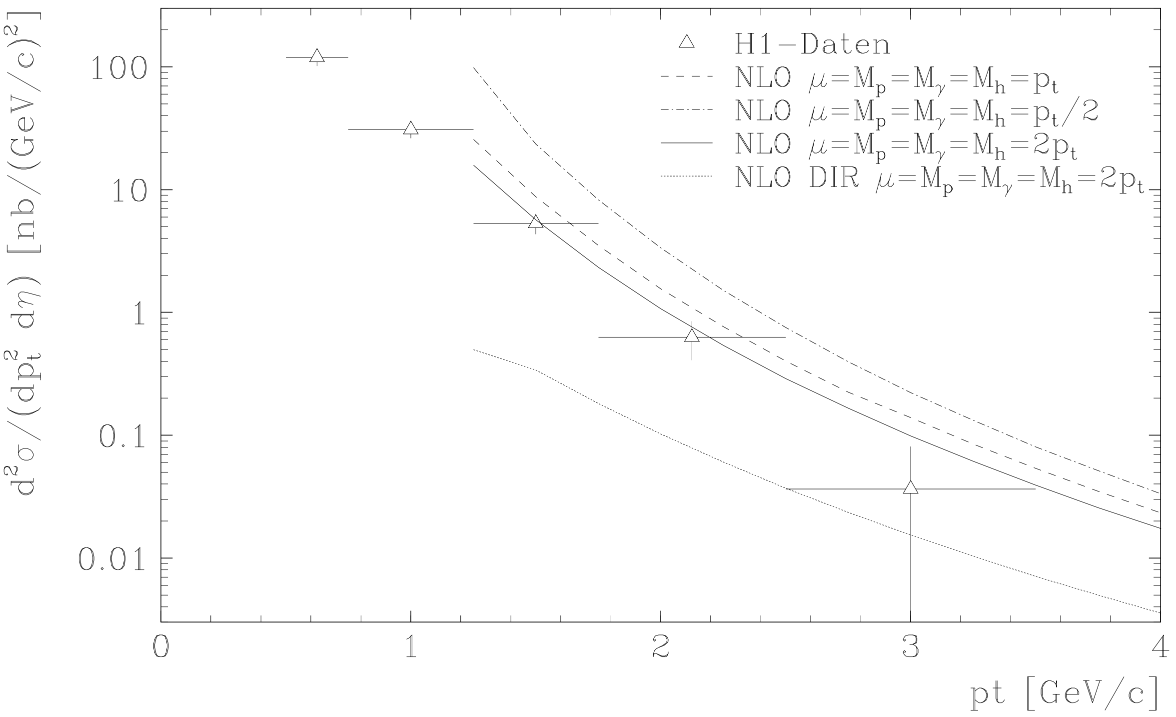


Abbildung 7.7: $\frac{d^2\sigma}{d\eta\, dp_t^2}$ mit $|\eta| < 1,5$ für Daten und einer störungstheoretischen Rechnung NLO; der Anteil des direkten Prozesses bei $\mu = M_p = M_\gamma = M_h = 2 \cdot p_t$ ist angegeben

Vorläufige Ergebnisse einer störungstheoretischen Rechnung [64] (siehe auch [65]) in höherer Ordnung (NLO, *Next-to-Leading-Order*) zeigt Abbildung 7.7. Die Berechnung in höherer Ordnung erfolgt durch eine Erweiterung der Gleichung 1.33. Die Strukturfunktion des Photons ist dabei GRV-G [58] (für die Protonstrukturfunktion siehe [66]). Die QCD-Rechnungen hängen von der Wahl der Renormierungsskala μ und den Faktorisierungsskalen M_p, M_γ und M_h ab. Diese werden zwischen $p_t/2$ und $2p_t$ variiert, wobei gilt $\mu = M_p = M_\gamma = M_h$. Der Vergleich mit den Daten zeigt, daß bei den Skalen bei $2p_t$ die Rechnungen gut mit den Daten übereinstimmen.
Weiterhin zeigt Abbildung 7.7 den Anteil des direkten Prozesses bei $\mu = 2p_t$. Dieser Anteil ist entsprechend den Rechnungen niedrigster Ordnung im dargestellten p_t-Bereich um mehr als eine Größenordnung kleiner als der Anteil des aufgelösten Photons. Erst ab

ca. $p_t = 9\,\mathrm{GeV/c}$ zeigen die Rechnungen höherer Ordnung in Abhängigkeit von der Wahl der Skalen μ, M_p, M_γ und M_h einen im Vergleich zum Anteil des aufgelösten Photons höheren Anteil des direkten Prozesses.

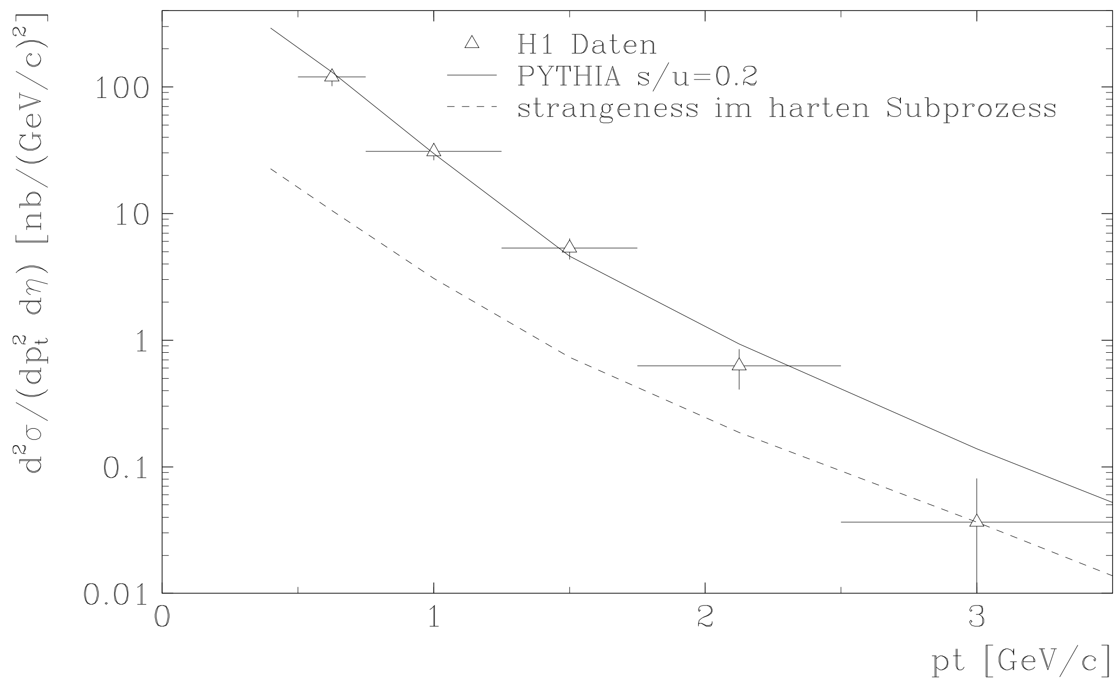


Abbildung 7.8: $\frac{d^2\sigma}{d\eta\, dp_t^2}$ mit $|\eta| < 1,5$ für Daten und dem PYTHIA-Generator (Strangeness-Unterdrückungsfaktor 0,2); der Anteil bei Beteiligung von Strange-Quarks im harten Subprozeß ist angegeben

Zur Abschätzung, wie groß der Anteil an störungstheoretisch berechenbaren Prozessen mit Beteiligung von Strangeness beim PYTHIA-Generator ist, ist in Abbildung 7.8 dieser Anteil dargestellt. Die beteiligten Prozesse sind Strangeness-Produktion (z.B. $gg \to s\bar{s}$) sowie Prozesse mit Strangeness aus dem Protonsee bzw. Photon (z.B. $sq \to sq$). Der Anteil dieser Prozesse ist sehr klein, wobei eine leichte Tendenz für ein Anwachsen mit größerem transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen zu beobachten ist. In dem hier betrachteten Bereich des transversalen Impulses kleiner als $3,5\,\mathrm{GeV/c}$ ist damit keine Möglichkeit für ein Anreichern von Parton-Prozessen, bei denen Strange-Quarks beteiligt sind, gegeben.

In Abbildung 7.9 sind die Pseudorapiditätsverteilungen in zwei Bereichen des transversalen Impulses der K_s^0-Mesonen mit dem PYTHIA-Generator verglichen. Die Pseudorapiditätsverteilung beim Monte-Carlo ist nahezu konstant und entspricht den Daten. Angegeben ist außerdem der direkte Anteil. Der direkte Prozeß sollte ein Anwachsen der Teilchenproduktion in Photonrichtung bewirken, da bei direkten Prozessen ein größerer Beitrag der Partonenergie, also der gesamten Photonenergie, in den harten Parton-Parton-Streuprozeß im Vergleich zum Prozeß mit aufgelöstem Photon eingeht. Die Lorentztransformation vom Schwerpunktssystem des Streuprozesses in das Laborsystem bewirkt, daß

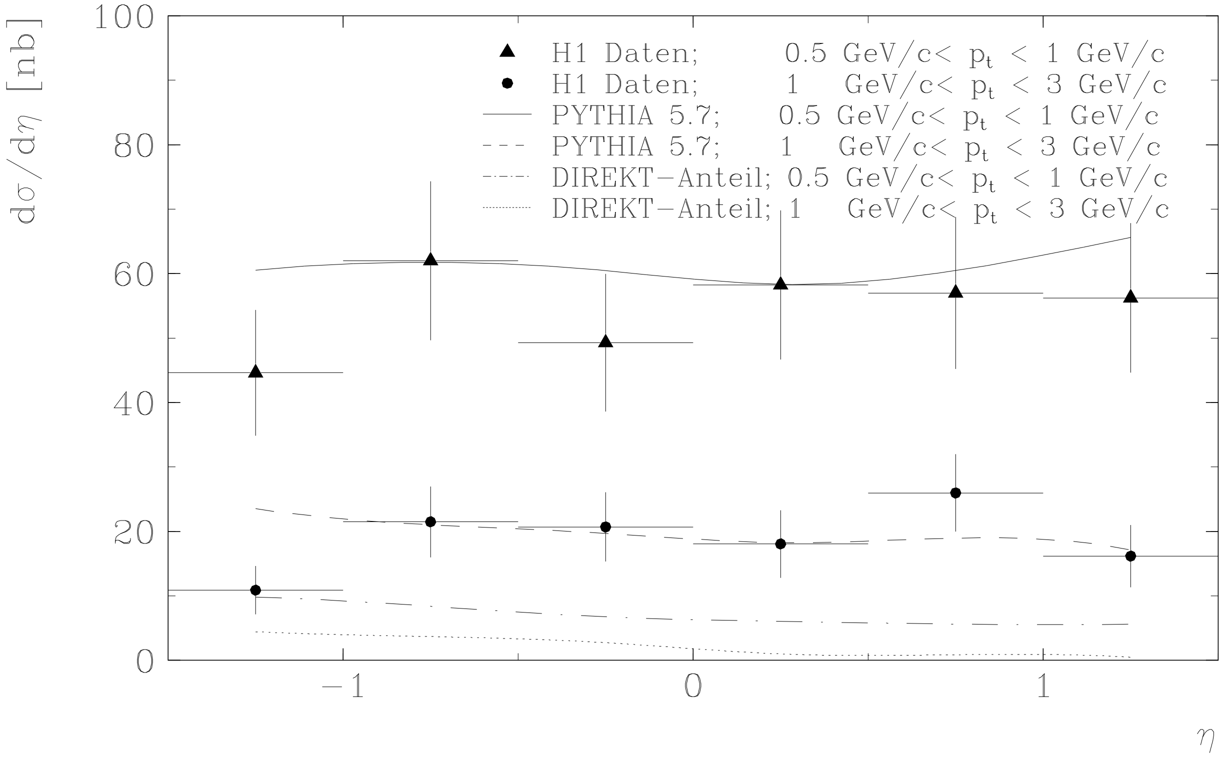


Abbildung 7.9: $\frac{d\sigma}{d\eta}$ für Daten und PYTHIA-Vorhersagen mit Strangeness-Unterdrückungsfaktor von 0,2 im unterschiedlichen Bereichen des transversalen Impulses der K_s^0-Mesonen; der Anteil des direkten Prozesses ist angegeben

beim direkten Prozeß mehr Teilchen in Photonrichtung, also in rückwärtiger Richtung, im Vergleich zum Prozeß mit aufgelöstem Photon fliegen. Für direkte Prozesse ist beim Monte-Carlo ein leichtes Ansteigen des Wirkungsquerschnitts mit kleiner werdender Pseudorapidität sichtbar, wobei dieser Anstieg bei größerem transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen deutlicher ist. Insgesamt ist jedoch der Anteil des direkten Prozesses im Verhältnis zum Gesamtwirkungsquerschnitt zu gering, um eine Erhöhung bei kleiner Pseudorapidität zu beobachten.

Kapitel 8

Ausblick

Im folgenden wird ein kurzer Ausblick über Möglichkeiten gegeben, die in den folgenden Datennahmeperioden mit erhöhter integrierter Luminosität berücksichtigt werden können.

Die erhaltene Genauigkeit des K_s^0-Wirkungsquerschnitts ist zum einen durch die Statistik begrenzt. Daher können Daten mit einer erhöhten integrierten Luminosität den Bereich des transversalen Impulses der K_s^0-Mesonen erweitern und weiterhin eine genaue Messung des Wirkungsquerschnitts ermöglichen.
Der begrenzende Faktor wird dann bei kleinen transversalen Impulsen der systematische Fehler sein. Besonders die Abschätzung der Verluste an K_s^0-Mesonen bei der K_s^0-Rekonstruktion ist dabei als schwierigste Aufgabe anzusehen. Die Rekonstruktion der Spuren in der zentralen Spurenkammer ist in der Datennahmeperiode 1994 verbessert, da die CJC1 neu verdrahtet wurde und damit die inoperablen Bereiche verkleinert sind. Außerdem wurden Auslesefehler bei der Digitalisierung behoben und eine verbesserte Kalibration entwickelt. Die Spurrekonstruktion wird also einfacher zu behandeln sein, so daß die größte Schwierigkeit in einer Abschätzung der Verluste von K_s^0-Mesonen bei der kinematischen Anpassung liegt, die in dieser Analyse schon die größte Unsicherheit aufweist.

Weiterhin können physikalische Aspekte bei erhöhter integrierten Luminosität detaillierter untersucht werden. Ist der Bereich des transversalen Impulses der K_s^0-Mesonen vergrößert, kann möglicherweise der direkte Prozeß bei der Photoproduktion von Prozessen mit aufgelöstem Photon unterschieden werden. Dazu müssen Unterschiede in der Ereignistopologie berücksichtigt werden, also z.B. die Abhängigkeit vom Polarwinkel der K_s^0-Mesonen, aber auch der Teilchenfluß der anderen produzierten Teilchen.
Weiterhin kann mit dem Nachweis geladener Kaonen der niederenergetische Bereich für K-Produktion erweitert werden. So kann für transversale Impulse zwischen ca. 100 und 500 MeV eine Identifizierung von $K^\pm$-Mesonen durch den Energieverlust dE/dx erfolgen. UA5 Daten zeigen eine gute Übereinstimmung innerhalb der Fehler zwischen $K^\pm$ und K_s^0-Spektren im Überlappungsbereich [26].
Zur genaueren Bestimmung des Strangeness-Unterdrückungsfaktors kann neben der Messung des K_s^0-Wirkungsquerschnitts auch der $K^\star$-Wirkunsquerschnitt herangezogen werden. $K^\star$-Mesonen können durch den Zerfall $K^{\star\pm} \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$ nachgewiesen werden.

Schließlich können auch andere Aspekte der Fragmentation und Hadronisation durch Nachweis von Λ bzw. $\bar{\Lambda}$-Baryonen untersucht werden. Diese Teilchen sind durch den Zerfall $\Lambda \rightarrow p\pi$ gut nachzuweisen. Eine genauere Analyse dieser Zerfälle würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen.
Diese Arbeit beinhaltet nur die K_s^0-Produktion bei Photoproduktionsereignissen. Eine genaue Analyse von K_s^0-Produktion bei hohem Q^2 in tiefinelastischer Streuung (DIS) ist aufgrund der niedrigen Rate im Vergleich zur Photoproduktion erst in der Datennahmeperiode 1994 sinnvoll. Dabei können Gemeinsamkeiten zwischen Photoproduktion und DIS untersucht werden, also z.B. eine separate Bestimmung des Strangeness-Unterdrückungsfaktors, der beispielsweise bei tiefinelastischer Myon-Nukleon-Streuung bei $\sqrt{s} = 490\,\mathrm{GeV}$ näher bei $0,2$ im Vergleich zu $0,3$ favorisiert wird [67].
Weiterhin beinhaltet die Analyse von K_s^0-Produktion in diffraktiven Ereignissen, die durch eine „Lücke in der Rapidität“ nachgewiesen werden können, in der Photoproduktion und bei DIS Ereignissen weitere interessante physikalische Aspekte.

Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen an K_s^0-Mesonen für Photoproduktionsereignisse des Jahres 1993 am HERA-Speicherring bei einer integrierten Luminosität von $117\,\mathrm{nb}^{-1}$ durchgeführt. Die K_s^0-Mesonen wurden durch den Zerfall $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ über die Rekonstruktion der Pionen in der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors nachgewiesen. Der Bereich der Pseudorapidität im Laborsystem für die betrachteten K_s^0-Mesonen war dabei $|\eta| < 1,5$. Die Elektron-Proton-Streuung bei kleinem Impulsübertrag Q^2 kann als Streuung von quasireellen Photonen an Protonen interpretiert werden, wobei die Schwerpunktsenergie des γp-Prozesses im Bereich der Inelastizität $0,3 < y < 0,7$ im Mittel etwa 190 GeV betrug. Die unter kleinem Winkel gestreuten Elektronen konnten mit Hilfe des Luminositätssystems nachgewiesen werden.
Untersuchungen zum hadronischen Endzustand können Aufschluß über Prozesse bei Photoproduktionsereignissen geben, nämlich harte Prozesse, die in der Störungsrechnung der QCD behandelt werden, sowie weiche Prozesse, die im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells beschrieben werden können. Zur Untersuchung des hadronischen Endzustandes sind inklusive K_s^0-Wirkungsquerschnitte berechnet worden.
Wichtig für die Bestimmung des inklusiven K_s^0-Wirkungsquerschnitts ist eine genaue Kenntnis der Verluste an Photoproduktionsereignissen durch Trigger und Datenselektion sowie über den verbleibenden Untergrund. Die Analyse zeigte, daß Photoproduktionsereignisse weitgehend untergrundfrei selektiert werden konnten. Die Verluste, die beim Trigger und der weiteren Datenselektion auftreten, konnten bis auf 4% systematische Unsicherheit abgeschätzt werden.
Weiterhin mußten die K_s^0-Spektren auf den Verlust an K_s^0-Mesonen korrigiert werden, die durch die Akzeptanz der zentralen Spurenkammmer und durch die Methode der K_s^0-Rekonstruktion hervorgerufen werden.
Bei der Selektion von K_s^0-Kandidaten dominieren zufällige Kombinationen von geladenen Teilchen, die zum K_s^0-Kandidaten zugeordnet werden. Die in dieser Arbeit entwickelten zusätzlichen Anforderungen an die K_s^0-Kandidaten reduzierten die Zahl der Untergrundkombinationen um bis zu 97% bei wenig Verlust an K_s^0-Mesonen. Weiterhin konnte damit der Einfluß von Λ und $\bar{\Lambda}$-Zerfällen in Protonen und Pionen zuverlässig unterdrückt werden.
Die Bestimmung der Verluste an K_s^0-Mesonen wurde mit Hilfe eines $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$ Generators und durch eine detaillierte Analyse zur Rekonstruktion der Pionen und durch Vergleich der kinematischen Anpassung mit einer rein topologischen Nachweismethode der K_s^0-Mesonen untersucht. Es wurde gezeigt, daß die Effizienz abhängig vom transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen ist und insgesamt etwa 0,15 mit einer systematischen Unsicherheit von ca. 11% beträgt.

Die erhaltenen inklusiven ep-Wirkungsquerschnitte der K_s^0-Mesonen wurden mit Ergebnissen anderer Streuexperimente verglichen. Die Analyse zeigte eine Abhängigkeit des K_s^0-Spektrums bezüglich des transversalen Impulses der K_s^0-Mesonen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie des Streuprozesses. Die K_s^0-Spektren zeigten im Vergleich zu Photoproduktionsdaten bei einer um mehr als einer Größenordnung kleineren Schwerpunktsenergie von ca. 6 GeV einen weniger steilen Abfall.
Diese Abhängigkeit des K_s^0-Spektrums wurde auch bei $\bar{p}p$-Streuexperimenten, bei Schwerpunktsenergien von 200 GeV bis 900 GeV beobachtet. Ein Vergleich der H1-Daten mit K_s^0-Spektren bei $\bar{p}p$-Streuung ähnlicher Schwerpunktsenergie (200 GeV) zeigte eine leichte Tendenz für einen weniger steilen Abfall der Photoproduktionsdaten. Dies kann als ein Anzeichen für weitere Prozesse in der Photoproduktion gedeutet werden, also direkte und anomale Prozesse, die bei $\bar{p}p$-Streuung fehlen.
Beim Vergleich von inklusiven ep-Wirkungsquerschnitten geladener Teilchen und K_s^0-Mesonen zeigte sich, daß die Produktion von K_s^0-Mesonen um mindestens eine Größenordnung kleiner ist als für geladene Teilchen. Für kleine transversale Impulse stimmt das K/π-Verhältnis gut mit den Daten aus Streuexperimenten mit anderen Kollisionspartnern überein. Für größere transversale Impulse ist der statistische Fehler zu groß, um dort eine Aussage machen zu können.

Weiterhin wurden die berechneten inklusiven Wirkungsquerschnitte mit Vorhersagen basierend auf störungstheoretischen Rechnungen in niedrigster und höherer Ordnung verglichen. Dabei zeigte sich, daß die Wirkungsquerschnitte bezüglich des transversalen Impulses bzw. der Pseudorapidität im Einklang mit den QCD-Vorhersagen sind.
Die QCD-Rechnungen zeigten, daß die K_s^0-Mesonen hauptsächlich bei Prozessen mit aufgelöstem Photon produziert werden. Der Anteil des direkten Prozesses liegt bei kleinen transversalen Impulsen der K_s^0-Mesonen um ca. eine Größenordnung unter dem Prozeß mit aufgelöstem Photon. Es ist beim Monte-Carlo eine leichte Zunahme dieses Anteils mit wachsendem transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen beobachtet worden.
Bei Betrachtung von Parton-Parton-Streuprozessen, bei denen Strange-Quarks beteiligt sind, ergab sich auch hier eine Tendenz für eine Zunahme des Anteils dieser Prozesse mit wachsendem transversalen Impuls der K_s^0-Mesonen, wobei der Anteil insgesamt ähnlich klein wie beim direkten Prozeß ist. Bei der K_s^0-Produktion dominieren also Fragmentationsprozesse.
Eine Änderung des Strangeness-Unterdrückungsfaktors beim PYTHIA-Generator und beim PHOJET-Monte-Carlo wirkt sich auf eine globale Verschiebung des Wirkungsquerschnitts aus. Die statistischen und systematischen Fehler bei den Daten sind im Einklang mit den Ergebnissen der Berechnungen im Bereich des Unterdrückungsfaktors zwischen $0,2$ und $0,3$.

Literaturverzeichnis

[1] J. D. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum,*
Phys. Rev. 179 (1969) 1547-1553

[2] J. D. Bjorken, E. A. Paschos, *Inelastic Electron-Proton and γ-Proton Scattering and the Structure of the Nucleon,*
Phys. Rev. 185 (1969) 1975

[3] G. Altarelli, G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language,*
Nucl. Phys. B126 (1977) 298

[4] V. N. Gribov, L.N. Lipatov, *Deep Inelastic ep Scattering in Perturbation Theory,*
Sowj. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438

Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641

[5] C. F. Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen,*
Z. Phys. 88 (1934) 612

E. J. Williams, *Nature of the High Energy Particles Penetrating Radiation and Status of Ionisation and Radiation Formulae,*
Phys. Rev. 45 (1934) 729

[6] A. Rostovtsev, V. Soloshenko, *Corrections to the Weizsäcker-Williams Approximation of Photon Flux in ep Collisions,*
Interner H1-Bericht, H1-08/93-309 (1993)

[7] J. J. Sakurai, *Theory of Strong Interactions,*
Ann. Phys. 11 (1960) 1-48

[8] M. Gell-Mann, F. Zachariasen, *Form Factors and Vector Mesons,*
Phys. Rev. 124 (1961) 953

[9] T. H. Bauer, et. al., *The Hadronic Properties of the Photon in High-Energy Interactions,*
Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261-436

[10] G. A. Schuler, Torbjörn Sjöstrand, *Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction,*
Nucl. Phys. B407 (1993) 539-605

[11] G. A. Schuler, Torbjörn Sjöstrand, *Low- and High-Mass Components of the Photon Distribution Functions,*
CERN-TH/95-62 (1995), hep-ph-9503384

[12] E. Witten, *Anomalous Cross-Section for Photon-Photon Scattering in Gauge Theories,*
Nucl. Phys. B120 (1977) 189-202

[13] R. J. DeWitt, et. al., *Anomalous Components of the Photon Structure Functions,*
Phys. Rev. D19 (1979) 2046-2052

[14] T. Sjöstrand, *Status of Fragmentation Models,*
International Journal of Modern Physics A, Vol. 3, No. 4 (1988) 751-823

[15] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3, Physics and Manual,*
CERN-TH.6488/92 (1992)

T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4, Physics and Manual,*
CERN-TH.7112/93 (1993)

[16] T. Sjöstrand, *PYTHIA at HERA,*
Physics at HERA Vol. 3, Proceedings of the Workshop, Hamburg (1991) 1405-1418

[17] W. Buchmüller, G. Ingelman (editors), *Physics at HERA,*
Proceedings of the Workshop, October 29-30 1991, Vol. 1-3

[18] B. R. Webber, *A QCD Model for Jet Fragmentation including Soft Gluon Interference,*
Nucl. Phys. B238 (1984) 492-528

[19] D. Sivers, S. J. Brodsky, R. Blankenbecler, Phys. Rep. 23C (1976) 1

[20] B. A. Kniehl, G. Kramer, *Inclusive Particle Production at HERA: Resolved and Direct Quasi-Real Photon Contributions in Next-to-Leading Order QCD,*
DESY Bericht 94-009 (1994)

[21] S. D. Ellis, M. B. Kislinger, *Implications of Parton-Model Concepts for Large-Transverse-Momentum Production of Hadrons,*
Phys. Rev. D9 (1974) 2027

[22] W. M. Geist, et. al., *Hadronic Production of Particles at Large Transverse Momentum: Its Relevance to Hadron Structure, Parton Fragmentation and Scattering,*
Phys. Rep. 197 (1990) 263-374

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

[24] M. Colombo, *Messung inklusiver Einteilchen-Wirkungsquerschnitte in der Photoproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von* 200 *GeV am HERA-Speicherring,*
Dissertation, Universität Dortmund (1994)

[25] K. Abe, et. al., *Inclusive Photoproduction of Neutral Strange Particles at* 20 *GeV,*
Physical Review D29 (1992) 1877-1887

[26] G. J. Alner, et. al., *Kaon Production in* $\bar{p}p$ *Reactions at a Centre-of-Mass Energy of* 540 *GeV,*
Nucl. Phys. B258 (1985) 505-539

[27] R. E. Ansorge, et. al., *Kaon Production in* $\bar{p}p$ *Interactions at C.M. Energies from* 200 *to* 900 *GeV,*
Z. Phys. C41 (1988) 179-190

[28] M. Aguilar-Benitez, et al., *Review of Particle Properties,*
Phys. Rev. D45, Part 2 (1992)

[29] I. Abt, *Manual to IJRAY,*
Interner H1-Bericht, H1-05/93-290

[30] R. Brun et. al., *GEANT long write-up,*
CERN Program Library, W5103 (1989)

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

[32] B. Andrieu, et. al., *The H1 Liquid Argon Calorimeter System,*
DESY report 93-078 (1993)

[33] B. Andrieu, et. al., *Beam Tests and Calibration of the H1 Liquid Argon Calorimeter with Electrons,*
Nucl. Instr. Meth. A350 (1994) 57

[34] H.-P. Kasselmann, *Untersuchungen zur Messung von Elektronen mit dem elektromagnetischen Rückwärtskalorimeter (BEMC) des HERA H1-Detektors,*
Dissertation, Universität Hamburg (1994), Interner Bericht DESY FH1K-94-07 (1994)

[35] R. Prosi, *The 1993 L4 Filter Farm Selection Algorithm,*
Interner H1-Bericht, H1-03/95-432 (1995)

[36] K. Müller, et. al., *Construction and Performance of a Thin Cylindrical Multiwire Proportional Chamber with Cathode Pad Readout for the H1-Experiment,*
Nucl. Instr. Meth. A312 (1992) 457

[37] S. Egli, et. al., *The Central-Inner z-Drift Chamber of the H1 Experiment,*
Nucl. Instr. Meth. A283 (1989) 487-491

[38] J. Haack, *Kalibration der äußeren z-Driftkammer des HERA-Experimentes H1,*
Dissertation, Humboldt-Universität Berlin (1994), DESY-Zeuthen 94-03

[39] J. Bürger, et. al., *The Central Jet Chamber of the H1 Experiment,*
Nucl. Instr. Meth. A279 (1989) 217-222

[40] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung,*
Teubner (1987)

[41] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers,*
CERN 77-09 (1977)

[42] M. W. Schulz, *Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer,*
Dissertation, Universität Hamburg (1993), Interner Bericht DESY FH1T-93-01

[43] P. Steffen, *Intrinsic Resolution of the CJC Drift Time Measurements,*
Interner H1-Bericht, H1-02/94-343 (1994)

[44] S. Levonian, *Persönliche Mitteilungen,*
August 1994

[45] T. Ahmed, et. al., *Total Photoproduction Cross section Measurement at HERA Energies,*
Phys. Letters B299 (1993) 374

[46] S. Prell, *Z-Kalibration und dE/dx-Kalibration der zentralen Spurenkammer des H1-Detektors,*
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1992), Interner Bericht DESY FH1T-92-04 (1992)

[47] F. Linsel, *A Short Description of the H1REC Modules CNREC and CNBREC,*
Internal H1-Software-Note 42-09/93

[48] A. Gellrich, *Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA,*
Dissertation, Universität Hamburg (1994), Interner Bericht DESY FH1T-94-02

[49] V. Blobel, *Persönliche Mitteilungen,*
September 1993

[50] T. Eckel, *Untersuchungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der zentralen Spurenkammer von H1,*
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1994), Interner H1-Bericht H1-08/94-371 (1994)

[51] R. L. Gluckstern, *Uncertainties in Track Momentum and Direction, due to Multiple Scattering and Measurement Errors,*
Nucl. Instr. and Meth. 24 (1963) 381-389

[52] Ch. Berger, et. al., *Technical Proposal for the H1-Detector,*
DESY (1986)

[53] W. B. Berestetzki, E. M. Lifschitz, L. P. Pitajewski, *Quantenelektrodynamik,*
Akademie-Verlag, Berlin (1986)

[54] U. Langenegger, *Multiplicity Distributions of Charged Particles in Photon-Proton Scattering at HERA,*
Diplomarbeit, ETH Zürich (1994)

[55] N. Sahlmann, *Untersuchungen zum Nachweis von Hadronen mit Charm im H1-Detektor,*
Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen (1994)

[56] M. Derrick, et. al., *Inclusive Transverse Momentum Distributions of Charged Particles in Diffractive and Non-Diffractive Photoproduction at HERA,*
DESY report 95-050 (1995)

[57] H. Plothow-Besch, *PDFLIB: Nucleon, Pion and Photon Parton Density Functions and α_s Calculations,*
User's Manual - Version 4.17, W5051 PDFLIB, 1994.01.11, CERN-PPE

[58] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Parton Structure of the Photon Beyond the Leading Order,*
Phys. Rev. D45 (1992) 3986-3994

M. Glück, E. Reya, A. Vogt, *Partonic Parton Distributions,*
Phys. Rev. D46 (1992) 1973-1979

[59] R. Engel, *Photoproduction within the Dual Parton Model,*
In Proceedings of the XXIXth Rencontre de Moriond (1994) 321

[60] R. Engel, *Photoproduction within the Two-Component Dual Parton Model: Amplitudes and Cross Sections,*
Z. Phys. C66 (1995) 203-214

[61] R. Engel, A. Rostovtsev, *PHOJET - A Monte Carlo Event Generator for Photoproduction,*
Interner H1-Bericht, H1-01/95-420

[62] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. G.Roberts, *Parton Distributions Updated,*
Phys. Lett. B306 (1993) 145

[63] A. Capella, et. al., *Dual Parton Model,*
Phys. Rep. 236 (1994) 225-329

[64] J. Binnewies, B. A. Kniehl, G. Kramer, *Persönliche Mitteilungen,*
Mai 1995

[65] J. Binnewies, B. A. Kniehl, G. Kramer, *Pion and Kaon Production in e^+e^- and ep Collisions at Next-to-Leading Order,*
DESY Bericht 95-048 (1995)

[66] H. L. Lai, et. al., *Global QCD Analysis and the CTEQ Parton Distributions,*
Michigan State University Report Nos. MSU-HEP-41024, hep-ph/9410404 (1994)

[67] M. R. Adams, et. al., *Production of Neutral Strange Particles in Muon-Nucleon Scattering at 490 GeV,*
Z. Phys. C61 (1994) 539-549

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1 Kollaboration am DESY. Die fruchtbare und angenehme Arbeitsatmosphäre hat sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.
Frau Prof. Dr. Beate Naroska danke ich für die Diskussionen in der letzten Phase der Arbeit und für die Begutachtung der Arbeit.
Herrn Prof. Dr. Gustav Kramer möchte ich für die Begutachtung der Arbeit danken.
Ich möchte mich bei Herrn Dr. Peter Steffen für viele wichtige Ratschläge und Diskussionen und für die Betreuung der Arbeit bedanken.
Stellvertretend für viele Diskussionen in Seminaren und Gruppentreffen möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Volker Blobel, bei Herrn Dr. Lutz Criegee und bei Herrn Prof. Dr. Hartwig Spitzer bedanken.
Einen großen Anteil am Fortgang dieser Arbeit hatte Herr Dr. Silhacene Aïd. Für viele fruchtbare Diskussionen und sein offenes Ohr bei Problemen der Analyse möchte ich mich herzlich bedanken.
Den Mitgliedern der γp-Arbeitsgruppe, insbesondere Herrn Dr. Martin Erdmann, danke ich für die gute Zusammenarbeit.
Ich möchte Herrn Dr. Norbert Sahlmann danken, besonders eine Woche intensiver Zusammenarbeit hat mir sehr viel Spaß gemacht.
Herrn David Milstead danke ich für einige nützliche Hinweise.
Für Diskussionen über theoretische Aspekte der Photoproduktion, für viele Hinweise und für die gute Zusammenarbeit danke ich Herrn Ralph Engel.
Ich danke Herrn Janko Binnewies, Herrn Dr. Bernd Kniehl und Herrn Prof. Dr. Gustav Kramer für Diskussionen über die Interpretation der Ergebnisse und für die Bereitschaft, mir ihre Berechnungen schnell zur Verfügung zu stellen.
Für das Korrekturlesen dieser Arbeit und für die freundschaftliche Unterstützung danke ich Herrn Dr. Hermann Dilger und Herrn Dr. Nikolaus Wulff.
Außerdem möchte ich mich bei allen nicht namentlich erwähnten Mitgliedern der Gruppe FH1T für die gute Arbeitsatmosphäre bedanken.