Erzeugung von ϕ–Mesonen in der Photoproduktion im H1–Detektor bei HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

STEFAN HENGSTMANN

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Oktober 1996

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Das fundamentale Anliegen der Elementarteilchenphysik ist das Verständnis der kleinsten Bausteine der Materie und der zwischen ihnen stattfindenden Wechselwirkungen. Die Theorie der Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen wird heute von Eichtheorien beherrscht. Das umfassendste Modell, das eine Vereinigung der Theorie der starken Wechselwirkung (*Quantenchromodynamik*) und der elektroschwachen Wechselwirkung (*Quantenflavourdynamik*) darstellt, ist das *Standardmodell* der Elementarteilchenphysik. Eine Möglichkeit zur Überprüfung der Vorhersagen des Standardmodells sind Experimente der Lepton–Nukleon–Streuung.

Am Deutschen Elektronen–Synchrotron DESY in Hamburg wird der Elektron–Proton–Speicherring HERA (Hadron–Elektron–Ring–Anlage) betrieben. Im Rahmen der beiden Experimente H1 und ZEUS werden dort seit 1992 Daten der Elektron–Proton–Streuung (ep–Streuung) untersucht.
Neben der tiefinelastischen ep–Streuung, bei der die Struktur des Protons untersucht werden soll, wird die Streuung von quasi–reellen Photonen mit kleinen Impulsüberträgen (Photoproduktion) untersucht. In der Photoproduktion werden u.a. schwere *Charm*–Quarks (c–Quarks) erzeugt. Der dominierende Erzeugungsprozeß ist die Photon–Gluon–Fusion $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$, bei der das vom Elektron kommende Photon mit einem Gluon des Protons fusioniert und ein $c\bar{c}$–Paar erzeugt wird. Die Ereignisse, bei denen das $c\bar{c}$–Paar in Hadronen mit Charm $(D^+, D^0, D_s^+, \Lambda_c^+)$ fragmentiert, nennt man Ereignisse mit „offenem“ Charm. Sie stellen eine Möglichkeit dar, die Dichteverteilung der Gluonen im Proton zu messen. Die kleinen Verzweigungsverhältnisse in den vielen möglichen Zerfallskanälen macht die Analyse dieser Ereignisse sehr schwer.
Die Zerfälle der D–Mesonen $D^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ sind die entscheidende Motivation, in der vorliegenden Arbeit schwerpunktmäßig die inklusive Photoproduktion von ϕ–Mesonen im Zerfallskanal $\phi \rightarrow K^+K^-$ zu untersuchen. Dabei wird das wesentliche Problem der hohen Teilchenmultiplizität in inklusiven Ereignissen durch die Teilchenidentifikation mit Hilfe der Energieverlustmessung gelöst.

In Kapitel 2 wird kurz die Photoproduktion von Ereignissen mit offenem Charm vorgestellt. Die Prozesse, die für die inklusive Produktion von ϕ–Mesonen relevant sind, werden erläutert. Die Monte–Carlo–Methode und der verwendete Monte–Carlo–Generator

PYTHIA5.7 werden beschrieben.
Die Speicherring–Anlage HERA und der H1–Detektor werden in Kapitel 3 vorgestellt. Insbesondere wird die für diese Arbeit wichtigste Detektorkomponente, das zentrale Spurkammmersystem CJC, ausführlich beschrieben. Die Schritte zur Selektion des Datensatzes für die Analyse von inklusiven ϕ–Mesonen in der Photoproduktion werden erläutert.
In Kapitel 4 werden die technischen Aspekte der Spurfindung und der Spurrekonstruktion in der CJC diskutiert und eine Auswahl guter Spuren vom Primärvertex durchgeführt. Anhand des simulierten Datensatzes wird gezeigt, wie mit der Methode der invarianten Masse Teilchen rekonstruiert werden.
Am Anfang von Kapitel 5 werden kurz einige theoretische Grundlagen zum Energieverlust durch Ionisation (dE/dx) besprochen und das Verfahren der Energieverlustmessung in der CJC erläutert. Es wird beschrieben, wie mit Hilfe der dE/dx–Messung Kaonen identifiziert werden. Das mit Hilfe der identifizierten Kaonen rekonstruierte ϕ–Signal wird am Ende des Kapitels gezeigt.
In Kapitel 6 wird der inklusive differentielle ϕ–Wirkungsquerschnitt bestimmt. Dafür wird die Effizienz der Kaonidentifikation anhand von Daten ermittelt. Die Ergebnisse werden vorgestellt, und ein Vergleich mit der Vorhersage der Monte–Carlo–Simulation und dem Wirkungsquerschnitt für K_s^0–Mesonen wird durchgeführt.
In Kapitel 7 werden schließlich die Zerfälle der D–Mesonen $D^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ durch Kombination der ϕ–Kandidaten mit einem Pionkandidaten rekonstruiert. Zur Reduktion des Untergrundes werden zusätzliche kinematische Schnitte angewandt. Aus der Massenverteilung wird die Zahl der gefundenen $D^\pm$– und $D_s^\pm$–Mesonen und deren Verhältnis bestimmt. Abschließend wird eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieser Abschnitt gibt zunächst einen Überblick über die wesentlichen kinematischen Größen, mit deren Hilfe die bei HERA auftretenden physikalischen Prozesse beschrieben werden. Der Prozeß der Photon–Gluon–Fusion, bei dem ein $c\bar{c}$–Paar entsteht, und die Prozesse, die für die inklusive Produktion von ϕ–Mesonen relevant sind, werden erläutert. Der in dieser Arbeit verwendete Monte–Carlo–Generator PYTHIA5.7 wird kurz vorgestellt.

2.1 Kinematik der *ep*–Streuung

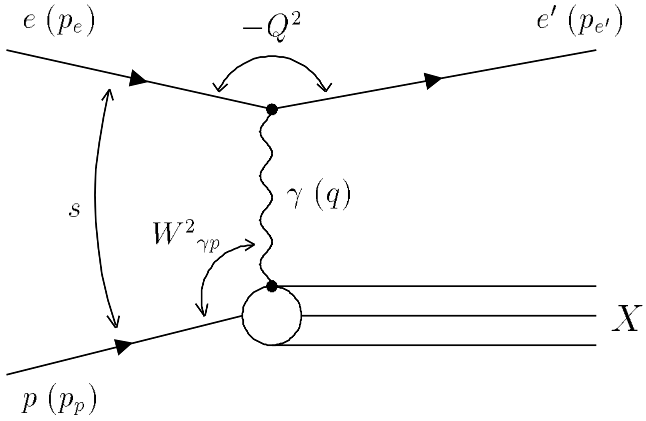


Abbildung 2.1: *Feynman–Diagramm der ep–Streuung. e, e' und p bezeichnen das ein– und auslaufende Elektron sowie das einlaufende Proton mit den zugehörigen Viererimpulsen p_e, $p_{e'}$ und p_p. X steht für den hadronischen Endzustand. γ bezeichnet das vom Elektron abgestrahlte Photon mit dem Viererimpuls q. Die Größen Q^2, s und $W_{\gamma p}$ werden in Abschnitt 2.1 definiert.*

Die Kinematik der *ep*–Streuung kann durch zwei Meßgrößen bestimmt werden, sofern der Impuls der einlaufenden Teilchen bekannt ist. Sie sind zum Beispiel gegeben durch die

Energie $E_{e'}$ und den Streuwinkel θ des gestreuten Elektrons.
Zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts werden folgende lorentzinvariante Größen definiert (Abbildung 2.1):

$$\begin{aligned} Q^2 &\equiv -q^2 = -(p_e - p'_e)^2 \simeq 4E_e E_{e'} \cos^2(\theta/2) \ , && (2.1)\\ s &= (p_p - p_e)^2 \simeq 4E_e E_p \ , && (2.2)\\ W^2_{\gamma p} &= (q + p_p)^2 = m^2_p + 2qp_p - Q^2 \ . && (2.3) \end{aligned}$$

Hierbei steht Q^2 für das negative Quadrat des Viererimpuls–Übertrags, s für das Quadrat der Schwerpunktsenergie des ep–Systems und $W^2_{\gamma p}$ für das Quadrat der Schwerpunktsenergie des γp–Systems. Die Näherungen gelten unter Vernachlässigung der Elektron– und Protonmassen.
Zwei aus diesen Größen abgeleitete dimensionslose Variablen sind die von Bjorken eingeführte Skalenvariable x und die Inelastizität y:

$$\begin{aligned} x &= \frac{Q^2}{2(q \cdot p_p)} && 0 \leq x \leq 1 \ , && (2.4)\\ y &= \frac{q \cdot p_p}{p_e \cdot p_p} && 0 \leq y \leq 1 \ . && (2.5) \end{aligned}$$

Die Größe Q^2 wird auch als Virtualität des Photons bezeichnet und dient in der Physik bei HERA zur Unterteilung in verschiedene kinematische Bereiche.
Bei der tiefinelastischer Streuung (DIS[1]) ($Q^2 > 4$ GeV^2) ist die Virtualität Q^2 so hoch, daß die Struktur des Protons aufgelöst werden kann. Das gestreute Elektron wird im zentralen oder rückwärtigen Kalorimeter des Detektors nachgewiesen.
Unter Ereignisse der *Photoproduktion* werden dagegen Prozesse der ep–Streuung zusammengefaßt, für die die Virtualität Q^2 klein ist. Im Grenzfall $Q^2 \ll 1$ GeV^2 kann der Elektronstrahl als Quelle quasi–reeller Photonen angesehen werden. Das gestreute Elektron kann im Kleinwinkel–Elektron–Detektor (Abschnitt 3.2.4) nachgewiesen werden. Es ist möglich, den Prozeß der ep–Streuung durch den Prozeß der γp–Wechselwirkung zu beschreiben. Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $ep \to X$ kann in den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \to X$ und einen Photonflußfaktor $f_{\gamma/e}(Q^2, y)$ faktorisiert werden. Der Photonflußfaktor wird durch die Weizsäcker–Williams–Näherung [33, 34] beschrieben.

2.2 Produktion von ϕ–Mesonen

2.2.1 Photoproduktion von Ereignissen mit Charm

Der dominierende Prozeß zur Erzeugung von Ereignissen mit *Charm* ist die Photon–Gluon–Fusion. Wegen der hohen Masse der Charm–Quarks ($m_c \approx 1.5$ GeV) ist die Bildung von $c\bar{c}$–Paaren durch die Fragmentation (Abschnitt 2.2.2) sehr stark unterdrückt. Die Produktion von Charm aus Ereignissen mit *Beauty* ist unwahrscheinlich, da bei HERA

---

[1] **DIS**=Deep Inelastic Scattering

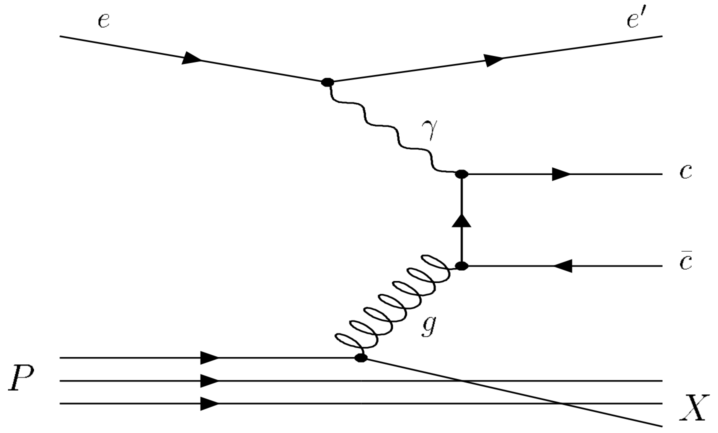


Abbildung 2.2: *Feynman–Diagramm der Photon–Gluon–Fusion in niedrigster Ordnung*

der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von b–Quarks gegenüber dem für die Produktion von c–Quarks vernachlässigbar ist.
Der zum Prozeß der Photon–Gluon–Fusion gehörende Feynman–Graph ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Das Photon koppelt über ein $c\bar{c}$–Paar an ein Gluon aus dem Proton. Fragmentieren die c–Quarks unabhängig in zwei Hadronen mit Charminhalt, so spricht man von einem Ereignis mit offenem Charm. Die gebundenen Zustände $c\bar{q}$ oder $\bar{c}q$ ($q = u, d, s$) werden D–Mesonen (D^0, D^+, D_s^+) genannt.
In dieser Arbeit werden die Zerfallskanäle $D^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ und $D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$ (Kapitel 7) untersucht. Dafür ist es nötig, zunächst die durch den Zerfall enstandenen ϕ–Mesonen nachzuweisen. Der Nachweis geschieht über den Zerfallskanal $\phi \rightarrow K^+K^-$, dessen Analyse den größten Teil dieser Arbeit ausmacht.
Der Zerfall von D–Mesonen liefert nur einen geringen Beitrag zur Erzeugung von ϕ–Mesonen. Den wesentlichen Produktionsprozeß bildet die Hadronisation leichter Quarks.

2.2.2 Hadronisation leichter Quarks

Der Prozeß der Fragmentation und Hadronisation der aus dem Streuprozeß auslaufenden Partonen wird mit Hilfe von phänomenologischen Modellen behandelt. Man unterteilt den Prozeß in drei Phasen. Die erste Phase, die näherungsweise berechenbar ist, beschreibt die Strahlungsprozesse der aus dem harten Subprozeß auslaufenden Quarks und Gluonen. Dabei werden weitere Gluonen und Quarks produziert. In der zweiten Phase gehen die erzeugten Partonen in farbneutrale Hadronen über. Der Übergang wird durch das Modell der String–Fragmentation beschrieben, wobei sich das Farbfeld *(String)* zwischen einem $q\bar{q}$–Paar durch Anlagerung eines weiteren $q\bar{q}$–Paares aus dem Vakuum teilt. Bei der Erzeugung der $q\bar{q}$–Paare werden die unterschiedlichen Quarkmassen berücksichtigt, indem ein Verhältnis von

$$u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11} \tag{2.6}$$

angenommen wird. Das Verhältnis s/u=0.3 wird *Strangeness*–Unterdrückungsfaktor genannt.

Die entstandenen Strings können sich nochmals teilen, sofern ihr Energieinhalt groß genug ist, oder direkt Mesonen liefern. In der dritten Phase zerfallen die erzeugten Hadronen dann in langlebige Teilchen.

2.2.3 Diffraktive Prozesse

Die ϕ–Mesonen können auch durch diffraktive Prozesse erzeugt werden. Nach dem Vektormeson–Dominanz–Modell kann ein Photon in ein Vektormeson (z.B. ρ, ω, ϕ,...) fluktuieren. Das virtuelle Vektormeson kann durch diffraktive Streuung am Proton reell werden. Die Wechselwirkung wird durch Austausch eines farbneutralen Teilchens vermittelt. Bleibt das Proton dabei intakt, so spricht man von einem elastisch diffraktiven Prozeß. Fragmentiert das Proton, so nennt man den Prozeß diffraktiv mit Proton–Dissoziation.
Der Endzustand eines diffraktiven Ereignisses ist durch eine geringe Teilchenmultiplizität im Detektor (vergl. Abbildung 4.8 (b) in Abschnitt 4.4) gekennzeichnet, da im wesentlichen nur die Zerfallsprodukte der Vektormesonen nachgewiesen werden.

2.3 Photoproduktion im Monte Carlo

Monte–Carlo–Methoden sind in der Elementarteilchenphysik ein wichtiges Hilfsmittel für theoretische Betrachtungen. Von einem Generatorprogramm werden die Viererimpulse einer möglichen Elementarteilchenreaktion generiert. Die Wahrscheinlichkeit, mit der die Reaktion stattfindet, hängt dabei von dem theoretischen Modell ab, das der Generator verwendet. In dieser Arbeit wird der Monte–Carlo–Generator PYTHIA5.7 [25] verwendet, der in Photoproduktionsereignissen den γp–Subprozeß in erster Ordnung Störungstheorie berechnet. Zur Simulation der Photonabstrahlung von einlaufenden Elektronen auf Grundlage der Weizsäcker–Williams–Näherung und zur Beschreibung der Fragmentations– und Hadronisationsprozesse (Abschnitt 2.2.2) werden die Programme IJRAY [1] und JETSET7.4 [26] benutzt. Eine ausführliche Beschreibung des Fragmentationsmodells, das in JETSET7.4 implementiert ist, ist z.B. in [15] zu finden.
Mit Hilfe des Programms H1SIM werden die Wechselwirkung der generierten Teilchen mit der Materie des Detektors und die zu erwartenden Detektorsignale simuliert. Der simulierte Datensatz wird dann mit demselben Rekonstruktionsprogramm H1REC, das zur Rekonstruktion gemessener Daten dient, rekonstruiert. Beschreibt die Simulation die gemessenen Daten gut, so können die Effizienzen der Rekonstruktions– und Selektionsstufen mit Hilfe des Monte–Carlo–Datensatzes bestimmt werden.
Für diese Arbeit werden 15 000 Photoproduktionsereignisse im kinematischen Bereich $Q^2 < 0.01$ GeV^2 und $0.3 < y < 0.7$ generiert (Abschnitt 4.4). Es wird gefordert, daß in jedem Ereignis mindestens einmal der Zerfallskanal $\phi \to K^+K^-$ vorkommt. Da die Zerfallskaonen von fast 80% der generierten ϕ–Mesonen nicht in die zentralen Spurkammern des H1–Detektors (Abschnitt 3.2.1) gelangen, wurde zusätzlich gefordert, daß der Zerfallswinkel der Kaonen im Bereich $15° < \theta_{gen} < 165°$ liegt.

Kapitel 3

HERA und der H1–Detektor

Die vorgestellte Analyse beruht auf Daten aus der Datennahmeperiode 1994. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über den Speicherring HERA und den H1–Detektor gegeben. Die für diese Arbeit wesentlichen Komponenten des Detektors werden eingehend beschrieben. Insbesondere wird das zentrale Spurkammersystem des Detektors vorgestellt, da dort die Energieverlustmessung (dE/dx) stattfindet. Eine genaue Beschreibung des Detektors und seiner Komponenten ist in [13] zu finden.

3.1 Der Speicherring HERA

Der HERA–Speicherring (Abbildung 3.1) ist der einzige Elektron–Proton–Speichering der Welt. Tabelle 3.1 faßt einige wichtige Parameter zusammen. Innerhalb eines 6.3 km langen Tunnels, der 15-20 m unter der Erde liegt, befinden sich zwei getrennte Speicherringe, in denen Protonen (HERA-p) und Elektronen (HERA-e) (bzw. seit 1994 Positronen) in entgegengesetzter Richtung beschleunigt werden. Die älteren Ringbeschleuniger (DESY, PETRA) und Linearbeschleuniger (LINAC) dienen als Vorbeschleuniger für HERA.

In HERA-p werden die Protonen auf eine Endenergie von 820 GeV beschleunigt. Supraleitende Magnete, die ein Feld von 4.65 T erzeugen, dienen zur Strahlführung. Die Positronen erreichen in HERA-e zur Zeit eine Energie von 27.5 GeV. Hier kann die Strahlführung durch Felder normalleitender Magnete (0.165 T) erfolgen. Die bei der Kollision erzielte Schwerpunktsenergie des ep-Systems beträgt $E_{CMS} \simeq \sqrt{4E_eE_p} \simeq 300\,\mathrm{GeV}$. Bei einem *Fixed–Target*–Experiment, bei dem das Proton ruht, müßte der Elektronenstrahl auf eine Energie von ca. 48 TeV beschleunigt werden, um dieselbe Schwerpunktsenergie zu erreichen.
Positronen– und Protonenpakete (*Bunches*) sind an bis zu 210 Plätzen im Ring gespeichert, so daß es entsprechend einer Umlauffrequenz von 10.4 MHz alle 96 ns zu einer Strahlkreuzung (*Bunchcrossing*) kommt.

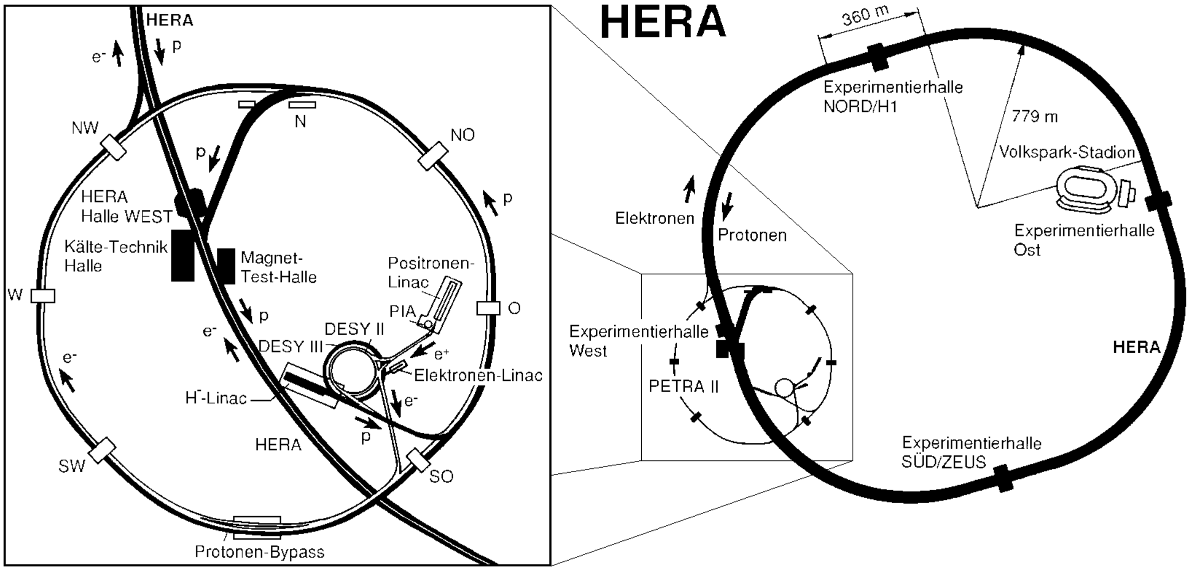


Abbildung 3.1: *Die Speicherringanlage HERA und das Vorbeschleunigersystem*

Parameter	Sollwerte		Werte 1994	
	HERA-p	HERA-e	HERA-p	HERA-e
Strahlenergie [GeV]	820	30	820	27.5
Strahlstrom [mA]	163	58	41	17
Teilchenpakete	210	210	170 *	168 *
Strahllebensdauer [h]	10	> 3	> 100	$6 - 12$
Schwerpunktsenergie [GeV]	314		300	
Maximale Luminosität $[10^{30}\ \mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}]$	16		4.3	
Spezifische Luminosität $[10^{29}\ \mathrm{cm}^{-2}\ \mathrm{s}^{-1}\ \mathrm{mA}^{-2}]$	3.6		5.2	
Integrierte Luminosität $[pb^{-1}a^{-1}]$	100		6	
Abstand der Pakete [ns]	96		96	

Tabelle 3.1: *Technische Daten von HERA (Sollwerte nach [20], Werte von 1994 nach [11] und [27]).*

---

* *Davon 153 kollidierende Teilchenpakete.*

3.2 Der H1–Detektor

In der nördlichen Wechselwirkungszone des HERA–Tunnels ist der H1–Detektor [13] aufgebaut. Abbildung 3.2 zeigt eine perspektivische Darstellung dieses Universaldetektors. Die Flugrichtung der Strahlprotonen definiert die „Vorwärtsrichtung“. Sie entspricht der positiven z–Achse. Die positive y–Achse zeigt nach oben und die positive x–Achse in Richtung des Mittelpunktes des HERA–Ringes. Blickt man in Flugrichtung der Protonen, so erhält man ein rechtshändiges, kartesisches Koordinatensystem. Der Winkel zur Strahlachse, gemessen bezüglich der Flugrichtung der Strahlprotonen, wird im folgenden als Polarwinkel θ bezeichnet. Der Azimutalwinkel ϕ wird von der positiven x–Achse ausgehend gemessen (Abbildung 3.2). Um den Koordinatenursprung im Zentrum der nominellen Wechselwirkungszone ist eine Vielzahl auf die Messung unterschiedlicher physikalischer Größen spezialisierter Detektorkomponenten errichtet. Aufgrund der unsymmetrischen Strahlenergien kommt es zu einer Bewegung des ep–Schwerpunktsystems in Vorwärtsrichtung. Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen und um eine bessere Auflösung des hadronischen Endzustands zu erzielen, ist der Detektor im Vorwärtsbereich aufwändiger instrumentiert.

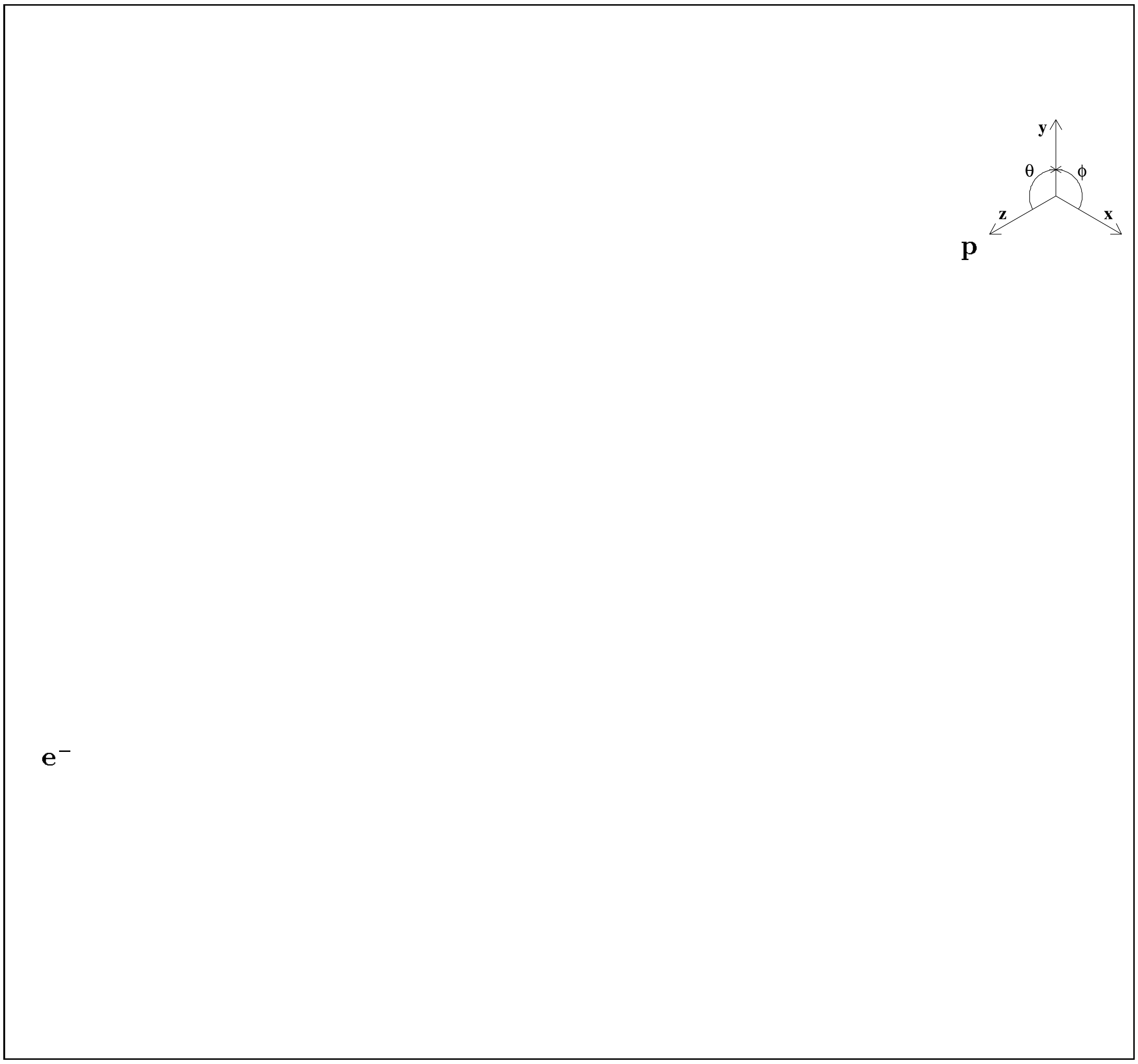
3.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem des H1–Detektors, welches in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt ist, besteht aus drei Einheiten, dem Vorwärts–Spurendetektor (FTD), dem zentralen Spurendetektor (CTD) und der rückwärtigen Vieldraht–Proportionalkammer (BPC)[1].
Der FTD besteht aus drei hintereinander angeordneten Modulen. Jedes von ihnen ist aus einer Vieldraht–Proportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor und einer radialen und planaren Driftkammer zusammengesetzt. Die Driftkammern dienen zur Rekonstruktion von Teilchenspuren im Vorwärtsbereich.
Die BPC weist das gestreute Elektron bei Viererimpulsüberträgen $Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$ nach. Alle Spurkammern stellen Signale für die erste Triggerstufe L1 (Abschnitt 3.2.5) bereit.
Der CTD ist aus sechs Kammern (CIP, CIZ, CJC1, COZ, COP, CJC2[2]) aufgebaut, die zusammen einen Polarwinkelbereich von $20^\circ \lesssim \theta \lesssim 160^\circ$ abdecken. Am wichtigsten für den Nachweis von Teilchenspuren und für die Messung ihrer Impulse sind die zentralen Jetkammern (CJC1 und CJC2). Die beiden Driftkammern bieten zusätzlich über die Messung des Energieverlustes geladener Teilchen beim Durchgang durch das Kammergas die Möglichkeit der Teilchenidentifikation (Abschnitt 5.3). Zwischen dem Strahlrohr und der inneren Jetkammer, sowie zwischen den beiden Jetkammern, befinden sich die z–Kammern CIZ und COZ (Abbildung 3.4). Sie dienen zur Messung der z–Koordinate der Spuren und sind in z–Richtung in 15 bzw. 24 Driftzellen und in ϕ–Richtung in 16 bzw. 24 Sektoren unterteilt. In jeder Driftzelle laufen vier Signaldrähte senkrecht und polygonförmig zur Strahlachse. Die relativ schlechte Auflösung ($\sigma_z = 2.2\,\mathrm{cm}$) bezüglich der z–Koordinate mit Hilfe der Ladungsteilung in der CJC (Abschnitt 4.2) kann somit auf ca. $\sigma_z = 250\,\mu\mathrm{m}$

---

[1] Forward/Central Track Detector, Backward Multiwire Proportional Chamber

[2] CIP/COP = Central Inner/Outer Proportional Chamber, CIZ/COZ = Central Inner/Outer Z-Chamber, CJC1/CJC2 = Central Jet Chamber.



$\boxed{1}$ Strahlrohr und Strahlmagnete $\boxed{2}$ Zentrale Spurkammern
$\boxed{3}$ Vorwärtsspurkammern mit Übergangsstrahlungsmodulen
$\boxed{4}$ Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei/Flüssig–Argon)
$\boxed{5}$ Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl/Flüssig–Argon)
$\boxed{6}$ Supraleitende Spule ($B = 1.15$ T) $\boxed{7}$ Kompensationsmagnet ($B = 4.83$ T)
$\boxed{8}$ Helium–Kälteanlage $\boxed{9}$ Myon–Kammern
$\boxed{10}$ Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerrohrkammern)
$\boxed{11}$ Myon–Toroidmagnet ($B = 1.6$ T)
$\boxed{12}$ rückwärtige Spurkammer und warmes elektromagnetisches Kalorimeter
$\boxed{13}$ Vorwärtskalorimeter (*Plug*) $\boxed{14}$ Betonabschirmung
$\boxed{15}$ Flüssig–Argon–Kryostat

Abbildung 3.2: *Der H1–Detektor. Ungefähre Maße:* $x \times y \times z = 12\,m \times 15\,m \times 10\,m$ *bei einer Masse von* $2800\,t$.

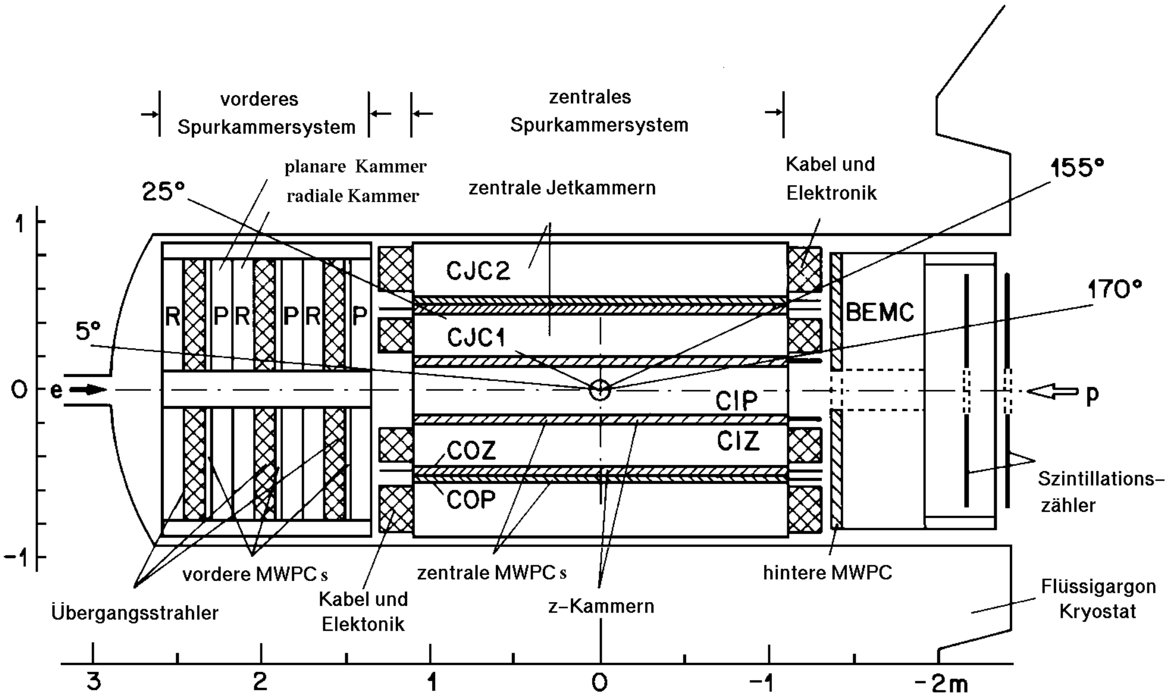


Abbildung 3.3: *Seitenansicht des Spurkammersystems des H1–Detektors.*

Spurkammer		aktiver Bereich					Auflösung			
	radial		z		polar		$\sigma_{r\phi}$	σ_z	σ_r	$\sigma_{x,y}$
	min [cm]	max [cm]	min [cm]	max [cm]	min [°]	max [°]	[mm]	[mm]	[mm]	[mm]
CIZ	17.4	20.0	−108.0	72.0	13.6	170.8	28	0.26	–	–
CJC 1	20.3	45.1	−112.5	107.5	10.7	169.7	0.17	22	–	–
COZ	46.0	48.5	−110.5	105.5	23.6	157.3	58	0.20	–	–
CJC 2	53.0	84.4	−112.5	107.5	26.3	154.7	0.17	22	–	–
FTD planar	15.0	75.0	132.2	243.7	3.6	29.5	–	–	–	0.16
FTD radial							0.19	–	30	–
BPC	13.5	65.0	−142.8	−139.6	155.1	174.5	–	–	–	2.0

Tabelle 3.2: *Einige Parameter der Spurkammern des H1–Detektors [13]. Die Polarwinkelbereiche folgen aus der Bedingung, daß ein Teilchen, das vom nominellen Wechselwirkungspunkt kommt, die jeweils äußersten Drähte der Kammern trifft.*

verbessert werden. Die beiden Vieldraht–Proportionalkammern CIP und COP, die das zentrale Spurkammersystem vervollständigen, dienen der Gewinnung schneller Triggersignale. In Tabelle 3.2 sind einige wichtige Parameter des Spurkammersystems angegeben.

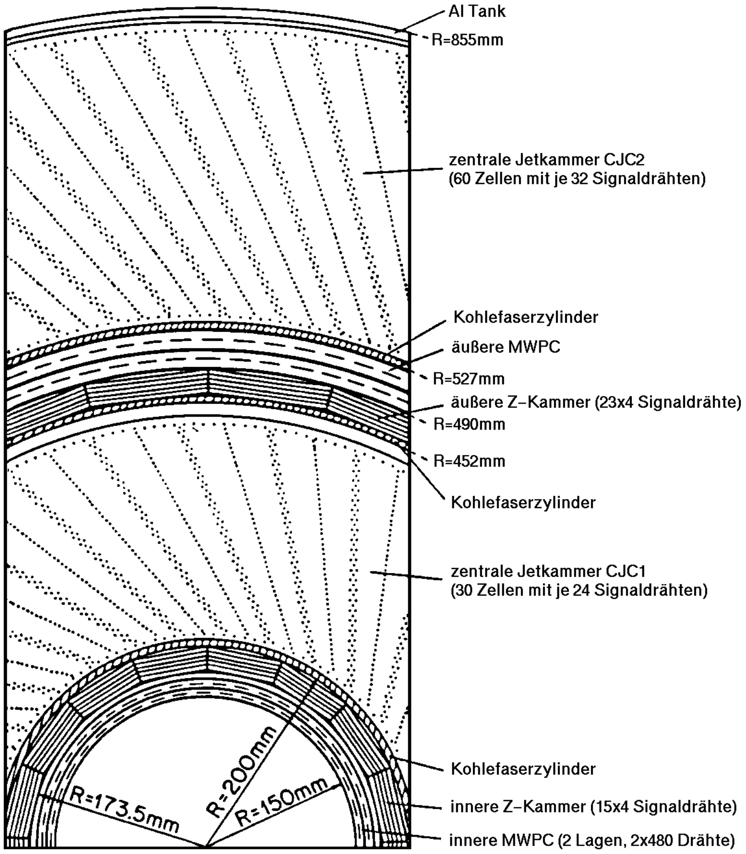


Abbildung 3.4: *Querschnitt des Spurkammersystems des H1–Detektors.*

3.2.2 Die zentralen Jetkammern

Die zentrale Spurkammer besteht aus den beiden koaxialen Hohlzylindern CJC1 und CJC2 (Abbildung 3.4). Sie sind mit unterschiedlichen Gasgemischen gefüllt und unterliegen einem Druck von (1.5±0.5) hPa [13]. Die CJC1 ist in azimutaler Richtung in 30 Driftzellen mit jeweils einer Signaldrahtebene, bestehend aus 24 Signaldrähten, unterteilt. Die CJC2 ist gleichermaßen strukturiert, verfügt aber über 60 Zellen mit jeweils 32 Signaldrähten. Die Signaldrähte sind parallel zum Strahlrohr gespannt. Zusätzlich zu den 2640 Signaldrähten sind, ebenfalls parallel zum Strahlrohr, 5460 Potentialdrähte, 900 Felddrähte und 5370 Kathodendrähte gespannt. Sie sorgen dafür, daß sich innerhalb der Driftkammer zwei unterschiedliche elektrische Felder ausbilden: der Driftbereich, in dem das elektrische Feld annähernd homogen ist und der Gasverstärkungsbereich, in dem ein um die Signaldrähte zylindersymmetrisches Feld herrscht. Ein geladenes Teilchen ionisiert beim Durchgang durch die Jetkammer die Moleküle des Kammergases. Die Beschleunigung der freigesetzten Elektronen durch das elektrische Feld wird nach kurzer Zeit durch elastische Stöße mit den Gasatomen kompensiert, so daß sich eine konstante Driftgeschwindigkeit ergibt. Im Gasverstärkungsbereich werden die Driftelektronen so

stark beschleunigt, daß sie in der Lage sind, weitere Atome zu ionisieren. Die entstehende Elektronenlawine deponiert auf den Signaldrähten eine meßbare Ladung. Diesen Vorgang bezeichnet man als einen „Treffer“ auf einem Signaldraht der CJC.
Vom Strahlrohr aus verlaufen die Signaldrahtebenen nicht radialsymmetrisch, sondern um einen mittleren Winkel von 30° geneigt. Ein aus der Wechselwirkungszone kommendes hochenergetisches Teilchen („gerade Spur“) kreuzt sowohl in der CJC1 als auch in der CJC2 mindestens einmal die Signaldrahtebene. Hierdurch läßt sich der Durchgangszeitpunkt, der gleichzeitig den Zeitnullpunkt T_0 der Driftzeit für ein Ereignis definiert, sehr genau bestimmen. Da die maximale Driftzeit in einer Zelle etwa um einen Faktor zehn größer ist als die Zeit zwischen zwei Wechselwirkungen (*bunch crossings*), ist dies besonders wichtig, um Spuren von unterschiedlichen Ereignissen trennen zu können. Durch das im Inneren des Detektors herrschende Magnetfeld werden die Driftelektronen gemäß der Lorentzkraft von ihrer Bahn entlang der Feldlinien um einen bestimmten Winkel abgelenkt. Durch die Neigung der Driftzellen wird dieser Lorentzwinkel so kompensiert, daß die Elektronen nahezu senkrecht auf die Signaldrähte driften, was zu einer Verbesserung der Ortsauflösung in der rϕ–Ebene führt. Das Magnetfeld wird durch eine supraleitende Solenoidspule (Abbildung 3.2) erzeugt, die das zentrale Spurkammersystem und das LAr–Kalorimeter (Abschnitt3.2.3) umschließt. Die Spule hat eine Länge von 5.75 m, einen inneren Radius von 2.6 m und einen äußeren Radius von 3.04 m. Sie erzeugt ein zur Strahlrichtung paralleles, annähernd homogenes Magnetfeld mit einer durchschnittlichen Stärke von 1.15 T [13].

3.2.3 Die Kalorimeter und das Myonsystem

Weitere wesentliche Komponenten des H1–Detektors sind die Kalorimeter und das Myonsystem. Sie werden in der vorliegenden Analyse nicht benutzt und werden daher im folgenden nur kurz beschrieben.
Die Kalorimeter dienen zur Messung der Energie und Richtung von geladenen und ungeladenen Teilchen sowie von Jets. Aufgrund der Unterteilung in elektromagnetische und hadronische Kalorimeter können Durchgänge von Elektronen und Photonen von hadronischen Schauern unterschieden werden. Über ihre charakteristische Signatur lassen sich minimalionisierende Teilchen (Myonen) von anderen Ereignissen unterscheiden.

Das elektromagnetische Kalorimeter ist aus sich abwechselnden Lagen von 2.4 mm dicken Bleiplatten als Absorbermedium und 3.0 mm dicken Flüssig–Argon–Segmenten als Auslesemedium aufgebaut. Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters variiert mit θ zwischen 20 und 30 Strahlungslängen. Für elektromagnetische Schauer beträgt die relative Energieauflösung $\sigma_E/E = 12\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ [4].
Im hadronischen Kalorimeter wird als Absorbermedium Edelstahl verwendet. Die relative Energieauflösung für hadronische Schauer beträgt $\sigma_E/E = 51\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$ [4]. Der elektromagnetische und der hadronische Teil bilden zusammen das LAr[3]–Kalorimeter. Es deckt im H1–Detektor den größten Teil des Polarwinkels ($4° < \theta < 153°$) ab.
Im rückwärtigen Bereich ($151° < \theta < 177°$) befindet sich ein Blei–Szintillator–Kalorimeter

---

[3] Liquid Argon Calorimeter

(BEMC[4]). Ende der Betriebsperiode 1994 wurde das BEMC gegen ein verbessertes und um einen hadronischen Teil erweitertes Kalorimeter (SPACAL [5]) ausgetauscht. Vervollständigt werden die Kalorimeter–Komponenten des Zentraldetektors in Vorwärtsrichtung ($0.7^\circ < \theta < 4^\circ$) durch das *Plug*–Kalorimeter und durch den sogenannten *Tail Catcher*.

Die in radialer Richtung äußersten aktiven Komponenten des H1–Detektors sind das instrumentierte Eisen bzw. die Myonkammern. Das instrumentierte Eisen dient zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule, die von ihm umschlossen wird. Im Eisen befindliche Streamerrohrkammern dienen zur Identifikation von Myonen und zur Messung der Restenergie hochenergetischer Schauer, die aus dem LAr–Kalorimeter herauslecken.

3.2.4 Der Kleinwinkel–Elektron–Detektor

Der Kleinwinkel–Elektron–Detektor (Elektrontagger) steht bei $z = -33.4$ m weit hinter dem Zentraldetektor im HERA–Tunnel. Er besteht aus einem total absorbierenden Čerenkov–Kalorimeter mit einer Energieauflösung von $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E/\mathrm{GeV}}$. Die Energie des gestreuten Elektrons $E_{e'}$ kann dort im kinematischen Bereich $0.2 < y < 0.8$ und $Q^2 < 0.01$ GeV^2 [13] gemessen werden. Dem Elektrontagger kommt damit eine wichtige Aufgabe als Trigger und Nachweiselement für Photoproduktionsereignisse zu. Außerdem dient er, zusammen mit einem weiteren Čerenkov–Kalorimeter, dem Photondetektor, bei $z = -102.9$ m, zur Luminositätsmessung. Hierbei werden das gestreute Elektron und das Photon aus dem Bethe–Heitler–Prozeß $ep \longrightarrow ep\gamma$, dessen Wirkungsquerschnitt exakt berechenbar ist, in Koinzidenz nachgewiesen. Bei der Messung von Photoproduktionsereignissen ist der Untergrund durch Bethe–Heitler–Prozesse groß, so daß der Photondetektor als Veto für den Elektrontagger dient. Die Genauigkeit der Luminositätsmessung betrug während der Datennahmeperiode 1994 etwa 1.4% [13].

3.2.5 Das Trigger– und Datennahmesystem

Das Triggersystem bei H1 dient hauptsächlich zur effizienten Trennung physikalisch interessanter *ep*–Wechselwirkungen von Untergrundereignissen. Hauptursache von Untergrundereignissen sind die folgenden Prozesse:

- *Strahl–Gas–Ereignisse:* Streuung von Strahlprotonen an Restgasmolekülen im Strahlrohr
- *Strahl–Wand–Ereignisse:* Streuung von Strahlprotonen am Strahlrohr
- Myonen aus kosmischer Höhenstrahlung, die den Detektor durchqueren.

---

[4] Backward Electromagnetic Calorimeter

[5] Spaghetti–Calorimeter

Die Leistung der Ausleseelektronik und des Datentransfers und die vorhandene Speicherkapazität sind begrenzt. Zur Reduktion der aufzunehmenden Datenrate, die 5 - 10 Ereignisse pro Sekunde nicht überschreiten sollte, stellen alle Detektorkomponenten schnelle Triggersignale zur Verfügung.
Das Triggersystem besteht aus einer Abfolge von mehreren Stufen L1-L4 (*level1-level4*), wobei während der Datennahmeperiode von 1994 nur die Stufen L1 und L4 in Betrieb waren.

Triggerstufe L1

Der L1–Trigger ist ein aus mehreren Detektorkomponenten bestehender Hardwaretrigger, der die Aufgabe hat, für jede Strahlkreuzung die Entscheidung zu liefern, ob ein Ereignis im Detektor stattgefunden hat, das ausgelesen werden soll. Da die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Strahlkreuzungen mit 96 ns sehr kurz ist, können die Detektorsignale in einer sogenannten *Pipeline* für 24 *Bunch Crossings* zwischengespeichert werden, so daß dem Trigger eine Entscheidungszeit von 2.3 μs zur Verfügung steht. Der L1–Trigger basiert auf einzelnen Triggerelementen, die zu 128 Subtriggern logisch kombiniert werden. Diese Subtrigger sind für verschiedene physikalische Ereignistypen optimiert. Ist das Signal eines Subtriggers positiv, wird die Trigger–Pipeline gestoppt und die Auslese des H1–Detektors gestartet. Der L1–Trigger arbeitet bis zu diesem Zeitpunkt totzeitfrei.
Der für diese Analyse verwendete Trigger ist der Subtrigger 83, der eine Verbindung der Triggerelemente Elektrontagger und DCRϕ_TNeg ist. Der Spurkammertrigger DCRϕ erkennt Spuren in der rϕ–Projektion, falls die Signalhöhe bestimmte Schwellenwerte überschreitet. Der Vergleich mit vorgegebenen Treffer–Mustern erlaubt eine grobe Bestimmung des Transversalimpulses p_T und der Ladung von Teilchenspuren für $p_T < 1$ GeV [13]. Das Triggerelement DCRϕ_TNeg verlangt mindestens eine Spur, die von einem negativ geladenen Teilchen mit einem Transversalimpuls $p_T > 400$ MeV verursacht wurde.

Triggerstufe L4

Der L4–Trigger besteht aus einem Multiprozessorsystem, der sogenannten *Filter Farm*. Ihm stehen sämtliche Informationen aller ausgelesener H1–Ereignisse zur Verfügung. Nach einer vereinfachten Ereignisrekonstruktion, die als Basis für schnelle Filteralgorithmen dient, liegt die Entscheidung nach etwa 100 ms vor. Um die Funktionsweise bzw. Effizienz der L4–Triggerstufe überprüfen zu können werden etwa 1% der verworfenen Ereignisse gespeichert *(L4–Reject)*. Die von der *Filter Farm* selektierten *Rohdaten* werden mit einer Rate von ca. 10 Hz auf Magnetbändern gespeichert.
Die Bedingungen, die auf der L4–Triggerstufe zum Setzen des Subtriggers 83 führen, werden in Abschnitt 4.2.1 angegeben.

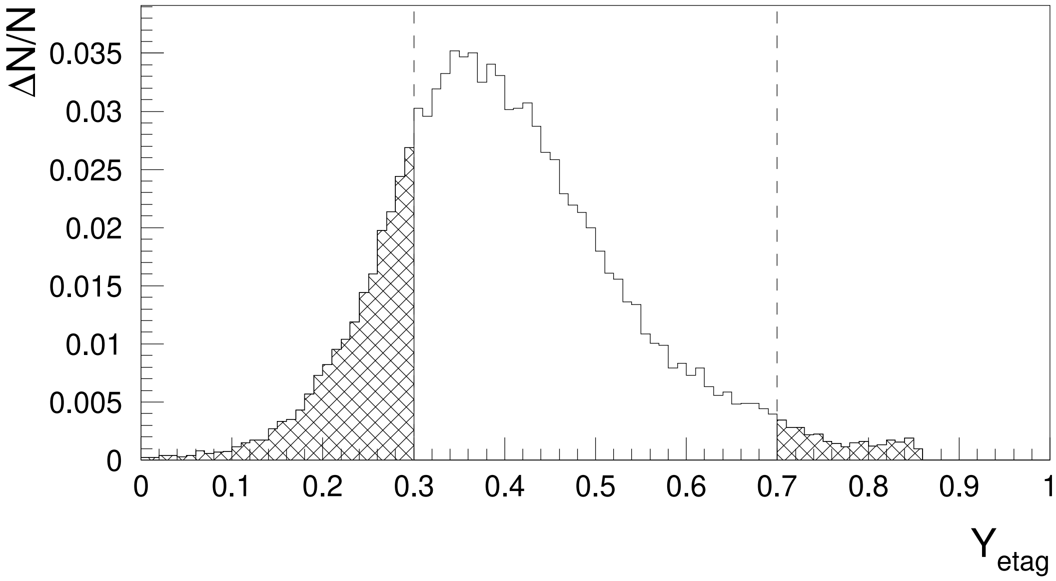


Abbildung 3.5: *y–Verteilung, berechnet aus der im Elektrontagger gemessenen Energie $E_{e'}$. Die Ereignisse innerhalb der schraffierten Bereiche werden verworfen.*

Ereignisklassifikation

Die Rohdaten werden von dem Programmpaket H1REC rekonstruiert (Abschnitt 4.2) und in physikalische Ereignisklassen eingeteilt, um dann in sogenannte POT[6]–Datensätze geschrieben zu werden. Eine weitere Selektion und Reduktion der Datenmenge führt auf die DST[7]–Datensätze. Nach der vollständigen Rekonstruktion der Spuren (Abschnitt 4.2.2) werden sämtliche Spurparameter in der DST–Bank *DTNV* gespeichert. Die zugehörige DST–Bank *DTRA* beinhaltet dann alle Parameter, die aus der Vertexanpassung (Abschnitt 4.2.3) der Spuren abgeleitet wurden. Informationen über die Vertexhypothesen werden in der DST–Bank *DVER* gespeichert. Für die vorliegende Analyse wurden diese drei Datenbanken verwendet.

3.3 Datenselektion

Die vorliegende Analyse untersucht Photoproduktionsereignisse. Hierfür werden zunächst nur Ereignisse der Ereignisklasse 19 (*Eclass19*) betrachtet. Das sind Ereignisse, bei denen die gemessene Energie im Elektrontagger größer als 8 GeV ist. Alle Ereignisse müssen einen rekonstruierten Vertex haben und mindestens eine Spur in der zentralen oder Vorwärtsspurkammer. Außerdem liegt der Klassifizierung ein Schnitt zugrunde, der Strahl–Gas–Ereignisse, die innerhalb der Wechselwirkungszone entstehen, verwerfen soll. Strahl–Gas–Ereignisse zeichnen sich durch einen großen longitudinalen Energiefluß aus, bei dem

---

[6] POT = Production Output Tape

[7] DST = Data Summary Tape

Selektion	Reduktion	Zahl der Ereignisse	Erläuterungen
Eclass19	–	3 959 696	Ereignisklasse 19: Gestreutes Elektron im Elektrontagger
DTRA–Spur	209 956	3 749 740	vollständig rekonstruierter Primärvertex
HV–Status	305 799	3 443 941	Hochspannungsstatus der CJC und des Luminositätssystems
z–Vertex	36 389	3 407 552	Vertexposition $\lvert z_{ver}\rvert < 50$ cm
Tr83	810 414	2 597 138	Subtrigger 83 (Elektrontagger und DCRϕ) muß angesprochen haben
y–Akzeptanz	677 132	1 920 006	Akzeptanzbereich des Elektrontaggers $0.3 < y = 1 - E_{e'}/E_e < 0.7$

Tabelle 3.3: *Reduktion des Datensatzes*

die Summe über alle Impulskomponenten in longitudinaler Richtung p_z gleich der Summe über alle Impulse p sein sollte:

$$\frac{\sum p_z^i}{\sum p^i} \simeq 1\ . \tag{3.1}$$

Die Inelastizität y, die mit Hilfe der Jacquet–Blondel–Methode [14]

$$y_{JB} = \frac{\sum (E^i - p_z^i)}{2 \cdot E_e} \tag{3.2}$$

berechnet werden kann, ist dagegen für Strahl–Gas–Ereignisse klein, $y_{JB} \approx 0$. Der Schnitt auf die beiden Größen ist daher definiert durch eine Ellipse in der $(y_{JB}, \sum p_z / \sum p)$–Ebene:

$$\left(\frac{y_{JB}}{0.06}\right)^2 + \left(\frac{1 - \frac{\sum p_z}{\sum p}}{0.15}\right)^2 < 1\ , \tag{3.3}$$

sowie durch die Forderungen:

$$y_{JB} < 0.02 \quad \text{und} \quad \sum p_z / \sum p > 0\ , \tag{3.4}$$

$$\sum E^{Spuren} - \sum p_z^{Spuren} < 1.8\ \text{GeV}\ . \tag{3.5}$$

Zur Berechnung der Summen werden die Informationen der vereinfachten L4–Spurrekonstruktion und der Zellenergien des LAr–Kalorimeters und des BEMC–Kalorimeters benutzt. Daher ist eine Doppelzählung der Energie möglich, die die ersten drei Schnitte in Wahrheit etwas weicher als definiert macht. Der letzte Schnitt, gegeben durch den Ausdruck 3.5, beinhaltet zusätzlich eine Verschärfung, da sich die Summen nur über rekonstruierte Spuren erstrecken und die in den Kalorimetern deponierte Energie unberücksichtigt lassen.

Strahl–Gas–Ereignisse außerhalb der Wechselwirkungszone werden durch einen Schnitt auf die z–Position des Ereignisvertex ($|z_{ver}| < 50$ cm) verworfen. Die Variablen y und Q^2 werden auf den Bereich $0.3 < y < 0.7$ und $Q^2 < 0.01$ GeV^2 beschränkt, da dort die Akzeptanz (Abschnitt 6.2) des Elektrontaggers größer als 20% und unabhängig von Q^2 ist. y wird aus der im Elektrontagger gemessenen Energie mit $y = 1 - E_{e'}/E_e$ berechnet. Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung und den selektierten kinematischen Bereich.
Es werden nur solche Ereignisse betrachtet, bei denen der Subtrigger 83 gesetzt ist.
Die Funktionsfähigkeit aller aufgeführten, relevanten Detektorkomponenten wird durch das Abfragen des Hochspannungsstatus (HV–Status) sichergestellt. Mit diesen Forderungen ergibt sich eine integrierte Luminosität von 2.58 pb^{-1}. Die Reduktion des Datensatzes durch die beschriebene Selektion ist in Tabelle 3.3 aufgeführt.

Kapitel 4

Rekonstruktion und Bestimmung der invarianten Masse

In diesem Kapitel werden das Schema der Rekonstruktion von Spuren in der CJC vorgestellt und die durch die Anpassung der Spuren bestimmten Parameter erläutert. Die Methode zur Findung eines Primärvertex wird dargestellt.
Die erfolgreiche Spurrekonstruktion führt auf die präzise Messung der Impulse der Teilchen. Dies gibt die Möglichkeit, kurzlebige Teilchen mit der Methode der invarianten Masse zu rekonstruieren, die in Abschnitt 4.4 vorgestellt wird.

4.1 Spurparametrisierung

Das Magnetfeld (Abschnitt 3.2.2) innerhalb der CJC verläuft parallel zum Strahlrohr, so daß die Feldvektoren in positive z–Richtung weisen. Durch die Driftkammer fliegende geladene Teilchen werden infolge der Lorentzkraft abgelenkt. Da die z–Komponente der Bewegungen unbeeinflußt bleiben, lassen sich die Bahnkurven der Teilchen als Helix beschreiben. Die zur Parametrisierung verwendeten Größen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Da die Projektion einer Helix auf die xy– bzw. rϕ–Ebene einen Kreis ergibt, folgen die ersten drei Parameter aus der Anpassung durch eine Kreisgleichung. In den gewählten

Parameter		**Einheit**
Krümmung	κ	[cm]
Kleinster Abstand zum Ursprung	$\mathbf{d_{ca}}$	[cm]
Aximutwinkel am d_{ca} Punkt	$\boldsymbol{\phi}$	[rad]
Polarwinkel am d_{ca} Punkt	$\boldsymbol{\theta}$	[rad]
z–Koordinate am d_{ca} Punkt	$\mathbf{z_0}$	[cm]

Tabelle 4.1: *Spurparameter (* d_{ca} = **d**istance of **c**losest **a**pproach)

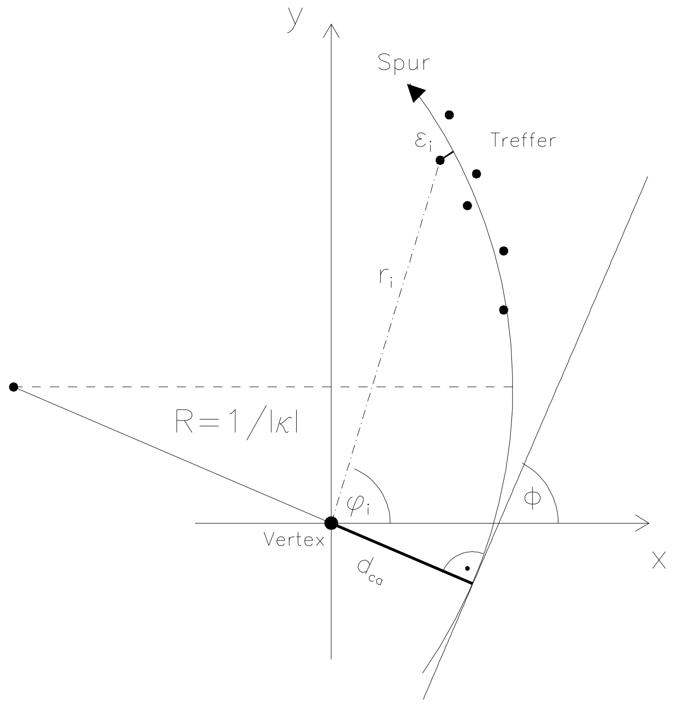


Abbildung 4.1: *Spuranpassung in der xy–Ebene*

Koordinaten bedeutet dies, daß der Anpassungsalgorithmus die Gleichung

$$\chi^2_{Kreis} = \sum_i w_i \cdot \epsilon_i \tag{4.1}$$

zu minimieren hat [16]. Die Gewichte w_i sind durch die Fehler der Meßpunkte gegeben. ϵ_i sind die Abstände der Punkte (r_i, φ_i) zum Kreis (Abbildung 4.1), sie sind gegeben durch

$$\epsilon_i = \frac{1}{2}\kappa r_i^2 + (1 - \kappa d_{ca}) r_i \sin(\phi - \varphi_i) + \frac{1}{2}\kappa d_{ca}^2 - d_{ca} \ . \tag{4.2}$$

Im zweiten Schritt werden die Bogenlängen $S_i^{r\phi}$ in der $r\phi$–Ebene vom Punkt des d_{ca} ($S_i^{r\phi} = 0$) zum Punkt (r_i, φ_i) berechnet, um dann über das Minimieren der Funktion

$$\chi^2_{Lin} = \sum_i w_i \cdot (z - z_i)^2 \tag{4.3}$$

mit

$$z_i = z_0 + S_i^{r\phi} \left(\frac{dz}{dS}\right) \tag{4.4}$$

die beiden verbleibenden Parameter z_0 und θ zu bestimmen. Die Steigung der Spur in der Sz–Ebene wird durch den Term dz/dS beschrieben und hängt folgendermaßen mit dem Polarwinkel zusammen:

$$\theta = \arctan\left(\frac{dz}{dS}\right)^{-1} \ . \tag{4.5}$$

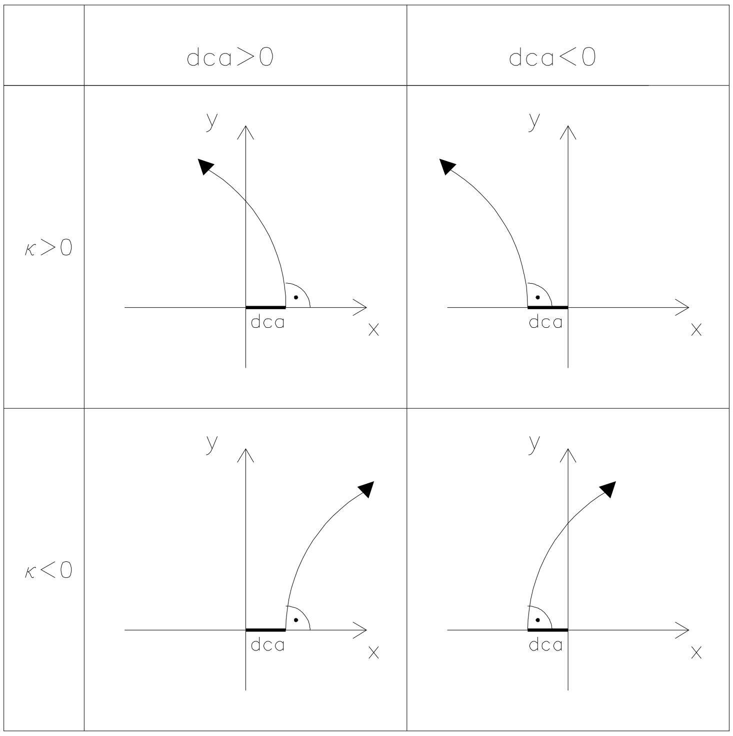


Abbildung 4.2: *Vorzeichenkonvention für d_{ca} und κ*

Der zweite Schritt stellt also eine Anpassung im Sinne einer linearen Regression in der Sz–Ebene dar [13]. Die Parameter κ, d_{ca} und z_0 sind vorzeichenbehaftet. Bei negativ geladenen Teilchen ist $\kappa > 0$. Die Vorzeichenkonvention ist in Abbildung 4.2 veranschaulicht. Der Betrag des Parameters κ ist umgekehrt proportional zum Transversalimpuls des Teilchens

$$p_T \simeq 0.3 \cdot \frac{B}{|\kappa|} , \tag{4.6}$$

wobei folgende Einheiten zu benutzen sind: p_T [GeV], κ [m^{-1}], B [T]. Aus den Parametern θ und ϕ lassen sich die Impulskomponenten p_x, p_y, p_z berechnen. Es gilt:

$$p = \frac{p_T}{\sin\theta} , \tag{4.7}$$

$$p_x = p_T \cos\phi , \tag{4.8}$$

$$p_y = p_T \sin\phi , \tag{4.9}$$

$$p_z = p_T \cos\theta . \tag{4.10}$$

4.2 Schema der Spurrekonstruktion

Ziel der Spurrekonstruktion ist die Bestimmung der Meßpunkte (r_i, φ_i, z_i), die durch die beschriebene Parametrisierung angepaßt werden müssen. Hierfür ist die Kenntnis des Zeitnullpunktes T_0 (Abschnitt 3.2.2) und der Driftzeit t_{Drift} nötig. Die Driftzeit wird für zwei auf demselben Signaldraht der CJC einander zugeordnete Signalpulse gemeinsam ermittelt. Die Zuordnung zweier akzeptierter Signalpulse, die an je einem Ende des Drahtes gemessen werden, zum gleichen ursprünglichen Teilchen erfolgt, wenn ihre Anstiegsflanken (*Leading–Edge*) nicht mehr als zwei Zeitintervalle auseinander liegen oder eine Überlappung im Bereich zwischen Signalbeginn und Signalmaximum vorliegt [13]. Ein Zeitintervall entspricht dabei der Abtastfrequenz der Ausleseelektronik der CJC. Die Abtastfrequenz von 104 MHz ist mit der Frequenz der Strahlkreuzungen von 10.4 MHz, synchronisiert. Ein Zeitintervall entspricht also 9.6 ns. Die Digitalisierung erfolgt durch $FADC$s[1]. Bei bekannter Driftgeschwindigkeit v_{Drift} läßt sich die Driftlänge l_{Drift} durch die Beziehung

$$l_{Drift} = v_{Drift} \cdot (t_{Drift} - T_0) \tag{4.11}$$

bestimmen. Für jedes Signal erhält man so einen Abstand, in dem das Teilchen den jeweiligen Signaldraht passiert hat. Die Auflösung in der xy– bzw. rϕ–Ebene beträgt 0.17mm (Tabelle 3.2). Die Ortsbestimmung in z–Richtung entlang des Signaldrahts wird durch das Prinzip der Ladungsteilung ermöglicht. Die von einem Treffer auf dem Signaldraht insgesamt deponierte Ladung Q_{tot} teilt sich in die Signalanteile Q^+ am Drahtende $+z$ und Q^- am Drahtende $-z$. Die Berechnung der Ladungsintegrale Q^+ und Q^- aus den Signalpulsen ermöglicht über die Beziehung

$$z = z_{Mitte} + \frac{L}{2} \cdot \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+ + Q^-} \tag{4.12}$$

die Bestimmung der Koordinate z_i. z_{Mitte} ist die z–Koordinate in der Mitte des Drahtes, der die Länge L hat. Die Auflösung in der rz–Ebene beträgt 22 mm und liegt damit mehr als zwei Größenordnungen über derjenigen in der rϕ–Ebene. Daher wird zunächst versucht, Spuren in der rϕ–Ebene zu finden, um erst in einem zweiten Schritt die Parameter θ und z_0 zu bestimmen.
Wird die Driftkammer im Proportionalbereich betrieben, ermöglichen die Ladungsintegrale Q^+ und Q^- aufgrund der Beziehung

$$\frac{dE}{dx} \propto \sum_{Treffer} Q_i^+ + Q_i^- \tag{4.13}$$

die Bestimmung des mittleren Energieverlustes (Abschnitt 5.2) eines Teilchens.

4.2.1 Schnelle Spurrekonstruktion

Auf der Triggerstufe L4 (Abschnitt 3.2.5) findet eine schnelle Spurrekonstruktion statt, die als Grundlage für Triggerentscheidungen dient. Die Spurfindung verläuft im wesentlichen in drei Schritten. Zuerst wird der Zeitnullpunkt T_0 des Ereignisses bestimmt, aus

---

[1] **F**lash **A**nalog **D**igital **C**onverter

Beschreibung		Zeichen
χ^2 der Spuranpassung		χ^2_{Spur}
Anzahl der CJC–Treffer		N_{CJC}
Radialer Abstand des ersten Treffers zum Ursprung	[cm]	R_{Start}
Koordinaten (x,y,z) des letzten Treffers	[cm]	R_{Stop}
Mittlerer Energieverlust	normiert	dE/dx
Zahl der CJC–Treffer für die dE/dx–Messung		$N_{dE/dx}$

Tabelle 4.2: *Einige zusätzlich zu den Helixparametern bestimmte Größen einer Spur, die als Qualitätsmerkmale benutzt werden.*

dem mit Hilfe der gemessenen Driftzeiten die Driftstrecken mit Gleichung 4.11 abgeleitet werden. Für die schnelle Spurfindung ist es ausreichend, T_0 mit dem Schwellenwert des Histogramms, in dem die Driftzeiten eingetragen sind, gleichzusetzen. Anschließend wird innerhalb einer Driftzelle nach zusammengehörigen Treffern von Signaldrähten mit den Nummern $n, n \pm 2$ (Tripeln) gesucht. Mit der Annahme $d_{ca} \equiv 0$ kann für jedes dieser Tripel mit hinreichender Genauigkeit bereits ein κ und ein ϕ_m berechnet werden. Der Parameter ϕ_m ist der Winkel ϕ beim mittleren Radius r_m der CJC1 bzw. CJC2 (vergl. Tabelle 3.2). Zusammengehörige Tripel häufen sich in der Ebene der zwei Parameter κ und ϕ_m. Diese Anhäufungen haben eine typische Breite von nur einem Grad [13] und sind genügend separiert, um eine erste Spur zu definieren. Die so gefundenen Spuren werden nach ihrer Länge sortiert und in einem dritten Schritt durch einen Kreis parametrisiert. Bei dieser Anpassung ist die Größe d_{ca} ein freier Parameter. Spurkandidaten mit großem $|d_{ca}|$ und $|\kappa|$ werden verworfen.
Die schnelle L4–Spurrekonstruktion ist in der Lage, Untergrundereignisse zu erkennen und eine erste Ereignisklassifikation durchzuführen. Die Geschwindigkeit der Rekonstruktion liegt etwa um einen Faktor 10 [13] über derjenigen der vollständigen Rekonstruktion.

Der für diese Analyse verwendete Subtrigger 83 (Abschnitt 3.2.5) wird auf der L4–Triggerstufe gesetzt, wenn die im Elektrontagger gemessene Energie größer 3 GeV ist und mindestens eine Spur mit $|d_{ca}| < 4$ cm und $|z| < 50$ cm [23] rekonstruiert wird.

4.2.2 Vollständige Spurrekonstruktion

Die vollständige Spurrekonstruktion geht von den durch die schnelle Rekonstruktion bereits gefundenen Spuren aus. Für eine gegebene Spur werden die Werte der Kreisanpassung genutzt, um für alle möglichen Signaldrähte die erwarteten Driftlängen zu berechnen. Der Vergleich zwischen den erwarteten und den gemessenen Driftlängen erlaubt rückwirkend eine Verbesserung des Zeitnullpunkts T_0 bzw. der Driftgeschwindigkeit v_{Drift}. Außerdem werden bei der Extrapolation entlang der Spur durch die gesamte CJC weitere Treffer aufgesammelt. Mit diesen Werten wird die Spuranpassung mit Gleichung 4.1 wiederholt. Ist das χ^2_{Kreis} dieser Spuren akzeptabel, werden die Parameter gespeichert. Die zugehörigen Treffer stehen für andere Spuren nicht mehr zur Verfügung. Um weitere Spuren, die

die schnelle Rekonstruktion nicht erkennen konnte, zu finden, werden jetzt direkt benachbarte Treffer mit den Nummern $n, n \pm 1$ verwendet. Die Vorgehensweise erfolgt analog zur schnellen Spurrekonstruktion. Die neu gefundenen Spuren werden wieder mit Gleichung 4.1 angepaßt. Abschließend wird für alle Spuren eine lineare Regression in der Sz–Ebene (Abschnitt 4.1) durchgeführt, um so die verbleibenden Parameter θ und z_0 zu bestimmen.

Die Auflösung der aus der Ladungsteilungsmethode (Gleichung 4.12) bestimmten z–Koordinate des Treffers wird durch eine ergänzende Spurrekonstruktion in den z–Kammern (Abschnitt 3.2.1) verbessert. Eine ausführliche Beschreibung ist in [13] zu finden. Das Verfahren der Spurfindung in den z–Kammern ist dem zuvor beschriebenen ähnlich. Die Spurparameter der Spurstücke in den z–Kammern sind im Vergleich zu den Spuren der CJC aufgrund ihrer geringeren Länge wesentlich ungenauer bestimmt. Da die Signaldrähte in den z–Kammern senkrecht zur Strahlachse verlaufen, messen sie die Position eines Treffers in der rz–Ebene sehr genau (vergl. Tabelle 3.2), während die $r\phi$–Koordinate durch die Ladungsteilungsmethode nur ungenau bestimmt ist. Die Verbindung zusammengehöriger Spuren zwischen der CJC und den z–Kammern liefert die endgültige Bestimmung der Teilchenspur in allen Raumkoordinaten.
Alle Informationen der Rekonstruktion werden in der $DTNV^2$–Bank gespeichert. Tabelle 4.2 zeigt einige zusätzlich zu den Spurparametern $(\kappa, \phi, \theta, d_{ca}, z_0)$ und deren Fehlern in der DTNV–Bank gespeicherte Größen, die als Qualitätsmerkmale benutzt werden.

4.2.3 Vertexrekonstruktion und –anpassung der Spuren

Die mittlere Position des Wechselwirkungspunktes ist in der xy–Ebene gegenüber dem Koordinatenursprung verschoben. Abbildung 4.3 zeigt die x– bzw. y–Koordinate im Verlauf der Datennahmeperiode von 1994. Während eines *Runs*^{3} ist die Position nahezu stabil (*Runvertex*).
Die Vertexkoordinaten (x_v, y_v) werden bestimmt, indem die Summe der Abstandsquadrate langer, hochenergetischer Spuren mit einem kleinen d_{ca} für mehrere hundert Ereignisse minimiert wird. Ein weiterer Schritt der Rekonstruktion versucht, die Spuren eines Ereignisses an den gefundenen xy–Vertex anzupassen. Dies ist nur für Spuren mit einem hinreichend kleinen Wert für das d_{ca} sinnvoll. Der Schnitt der Rekonstruktion liegt bei 8 cm (Abbildung 4.4). Die Vertexanpassung führt zu einer Verbesserung der Werte für κ und ϕ. Mit den an den xy–Vertex angepaßten Spuren wird für jedes Ereignis die z–Position des Vertex bestimmt. Der Ereignisvertex z_v ergibt sich aus dem gewichteten Mittel der z–Werte. Um die Güte der Spuren zu berücksichtigen, werden die inversen Quadrate der Spurlängen als Gewichte verwendet [9]. Die Anpassung an den Ereignisvertex führt zu einer Änderung der Polarwinkel θ der Spuren. Der rekonstruierte Vertex wird als Primärvertex der Wechselwirkung bezeichnet. Mögliche Sekundärvertizes, hervorgerufen durch den Zerfall neutraler Teilchen (z.B. K_s^0, Λ), die vom Primärvertex kommen, werden ebenfalls während der Rekonstruktion gesucht. Hierfür werden geometrische und kinematische Informationen genutzt. Sekundärvertizes werden erst ab einem Mindestabstand von 2 mm [15] vom Primärvertex rekonstruiert.

---

[2] DST Non–vertex fitted tracks

[3] RUN=Datennahmeeinheit

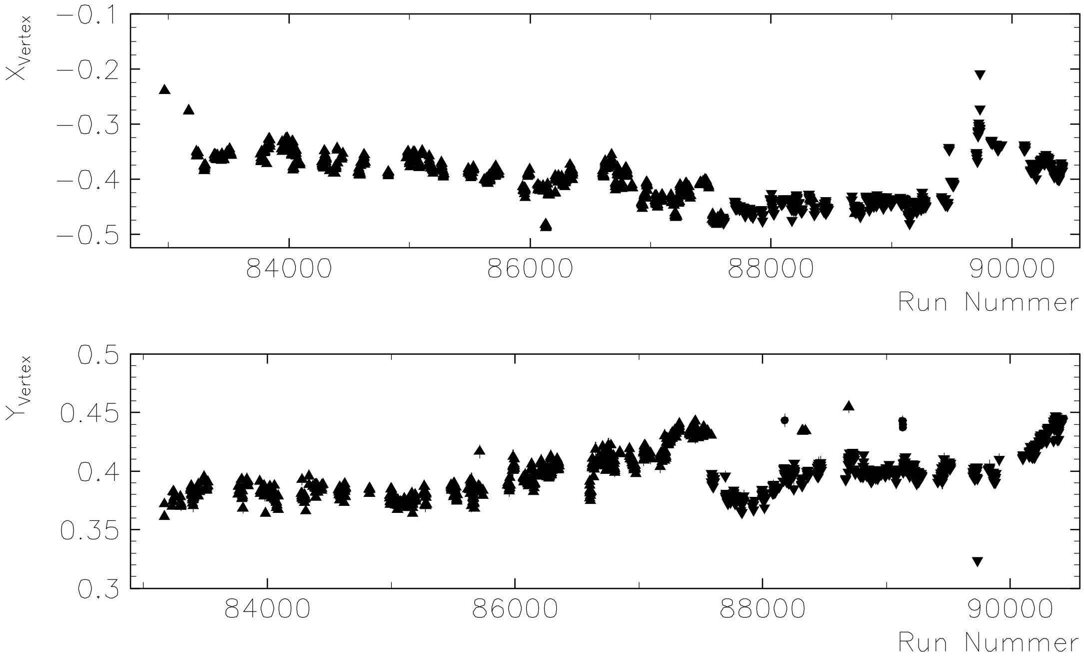


Abbildung 4.3: *Vertex in x– bzw. y–Richtung in Abhängigkeit der Run Nummern der Datennahmeperiode 1994.*

Die Informationen bezüglich des Vertextyps und der Vertexposition werden in der $DVER^4$–Bank und die Daten der vertexangepaßten Spuren in der $DTRA^5$–Bank gespeichert.

4.3 Auswahl guter Spuren vom Primärvertex

Das ϕ–Meson ist mit einer Lebensdauer $\tau = 1.49 \cdot 10^{-22}$ s ($\Gamma = 4.43$ MeV) [13] kein Teilchen, das einen rekonstruierbaren Sekundärvertex erzeugen kann. Es zerfällt innerhalb des Strahlrohres am Primärvertex über die starke Wechselwirkung. Die Spuren der Kaonen stammen daher vom Primärvertex. Spuren, die an einen Sekundärvertex angepaßt werden, werden nicht in die Analyse einbezogen. Es werden nur Spuren selektiert, die in dem Winkelakzeptanzbereich ($25° < \theta < 155°$) der CJC liegen. Um fehlerhaft rekonstruierte und schlecht an den Primärvertex angepaßte Spuren zu verwerfen, werden die folgenden Qualitätsanforderungen gestellt:

- Transversalimpuls: $p_T > 150$ MeV,
- radiale Spurlänge: $L_{r\phi} > 10$ cm,
- gute Vertexanpassung: $|d'_{ca}| < 2$ cm.

---

[4] DST list of vertices

[5] DST vertex fitted tracks

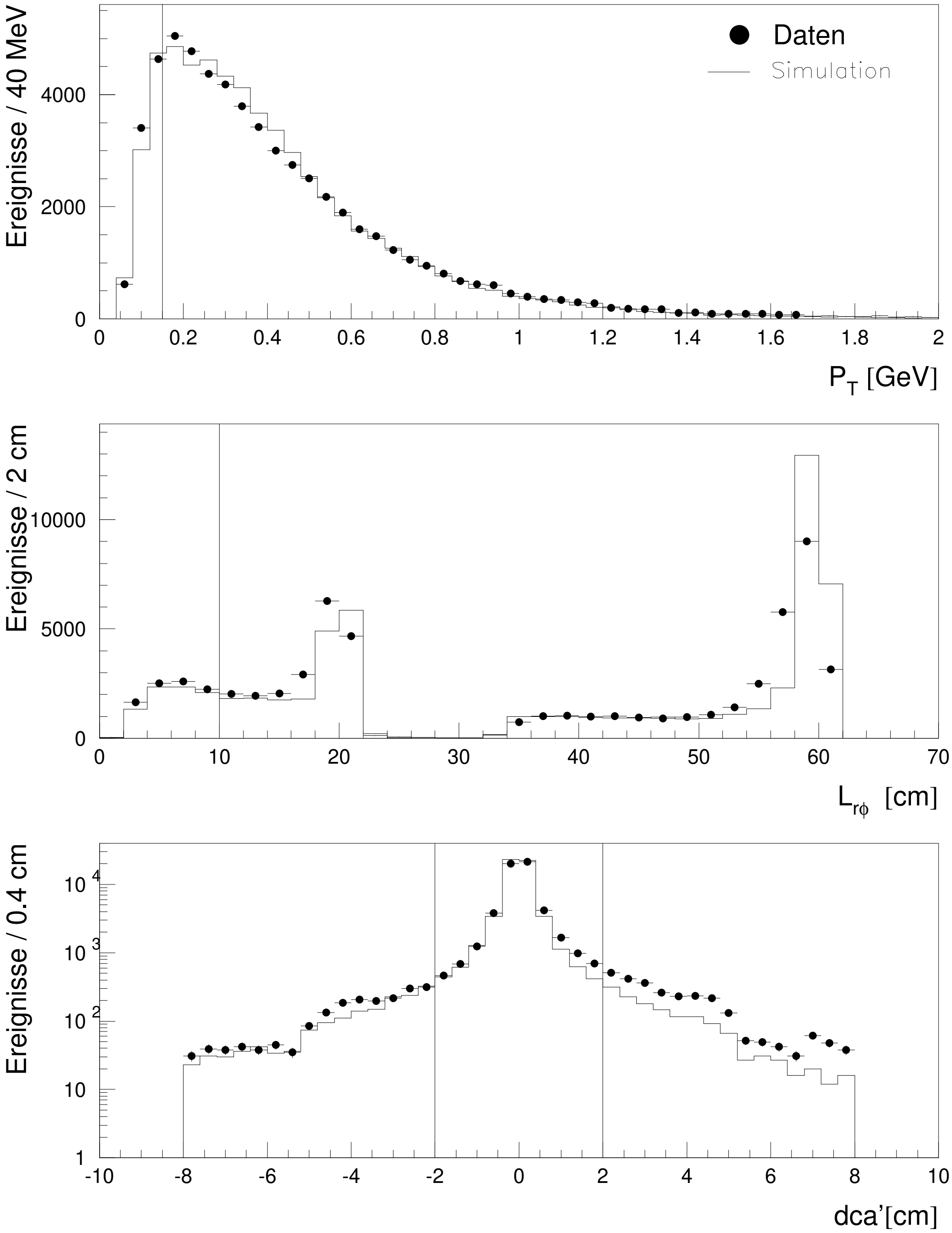


Abbildung 4.4: *Qualitätsparameter p_T, $L_{r\phi}$, und d'_{ca}. Die Punkte beschreiben die Verteilung der Daten und die durchgezogene Linie die der Simulation. Die vertikalen Linien zeigen die angewandten Schnitte.*

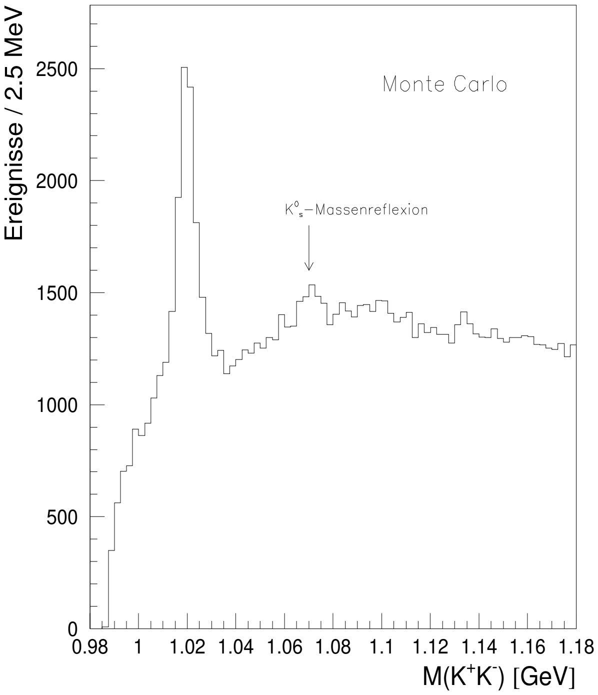


Abbildung 4.5: *Invariante Masse mit Hypothese $\phi \to K^+K^-$ nach den Qualitätsschnitten für gute Spuren vom Primärvertex. Der zugrundeliegende simulierte Datensatz umfaßt* 15 000 *mit dem Generator PYTHIA5.7 erzeugte inklusive ϕ Ereignisse. Die Massenreflexion bei etwa 1.07 GeV wird durch falsch identifizierte K^0_s-Mesonen verursacht.*

Der aus der Rekonstruktion gewonnene Spurparameter d_{ca} bezieht sich auf den Koordinatenursprung. Die Größe d'_{ca} ist dagegen der geringste Abstand der Spur von dem Strahlwechselwirkungspunkt. Die Transformation von d_{ca} in d'_{ca} ist im Anhang beschrieben. Die Qualitätsparameter p_T, $L_{r\phi}$ und d'_{ca} sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Im Bereich der Spuren, die durch die Qualitätsschnitte verworfen werden, werden die Verteilungen durch die Detektorsimulation gut beschrieben.

4.4 Methode der invarianten Masse

Bei allen Prozessen in der Teilchenphysik gilt Viererimpulserhaltung. Das bedeutet, daß die Summe der Viererimpulse vor der Reaktion gleich der Summe der Viererimpulse nach der Reaktion ist:

$$a_1 + a_2 + ... + a_n \longrightarrow b_1 + b_2 + ... + b_n \ , \tag{4.14}$$

$$p_{a_1} + p_{a_2} + ... + p_{a_n} = p_{b_1} + p_{b_2} + ... + p_{b_n} \ . \tag{4.15}$$

Hierbei gilt für den invarianten Betrag des Vierervektors

$$p = \begin{pmatrix} p_0 \\ p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} \tag{4.16}$$

die Minkowski–Metrik:

$$p^2 = E^2 - \vec{p}^2 \,. \tag{4.17}$$

Als invariante Masse $M(b_1, ..., b_n)$ ist der folgender Ausdruck definiert:

$$M(b_1, ..., b_n) := \sqrt{(E_{b_1} + ... + E_{b_n})^2 - (\vec{p}_{b_1} + ... + \vec{p}_{b_n})^2} \,, \tag{4.18}$$

der bei einer Zerfallsreaktion $a \longrightarrow b_1 + b_2 + ... + b_n$ gleich der Ruhemasse des Teilchens a ist:

$$m_a = \sqrt{(E_{b_1} + ... + E_{b_n})^2 - (\vec{p}_{b_1} + ... + \vec{p}_{b_n})^2} \,. \tag{4.19}$$

Abbildung 4.5 zeigt die invariante Masse mit einer Kaonmassenhypothese $M(K^+K^-)$ für alle entgegengesetzt geladenen Spurkombinationen, die den in Abschnitt 4.3 beschriebenen Qualitätsanforderungen genügen. Der zugrundeliegende simulierte Datensatz wurde mit dem Monte–Carlo–Generator PYTHIA5.7 (Abschnitt 2.3) erzeugt.
Der von unerwünschten Kombinationen zweier entgegengesetzt geladener Teilchen herrührende Untergrund in Abbildung 4.5 erstreckt sich über den gesamten kinematisch möglichen Bereich. Die ϕ–Mesonen liegen mit einer Ruhemasse von $m_\phi = 1019.4$ MeV sehr nahe an der kinematischen Grenze ($2 \cdot m_K = 987.4$MeV) der Massenverteilung. Die Breite auf der halben Höhe der Resonanz $\widetilde{\Gamma} = (8.31 \pm 0.37)$ MeV wird durch die natürliche Linienbreite $\Gamma = (4.43 \pm 0.06)$ MeV [21] und durch die Detektorauflösung bestimmt. $\widetilde{\Gamma}$ folgt aus der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Anpassung des Signals durch eine klassische Breit–Wigner–Verteilung.
Abgesehen von der deutlichen ϕ–Resonanz sieht man in Abbildung 4.5 noch ein Maximum bei etwa 1.07 GeV. Es stammt von K^0_s–Mesonen aus dem Kanal $K^0_s \to \pi^+\pi^-$, deren invariante Masse sich für die falsche Massenhypothese (m_K statt m_π) auf etwa 1.07 GeV verschiebt (Massenreflexion).
Die Effizienz der Massenrekonstruktion der ϕ–Mesonen mit der Methode der invarianten Masse und die Effizienz der Qualitätsschnitte wird mit Hilfe des simulierten Datensatzes bestimmt. Die verwendete Methode zur Berechnung wird in Abschnitt 6.1 beschrieben.

Die beschriebene Auswahl guter Spuren vom Primärvertex reicht für Ereignisse hoher Spurmultiplizität (Abbildung 4.6) nicht aus, um ein Signal rekonstruieren zu können. In Abbildung 4.8 (a) ist die invariante Masse für 300 000 Ereignisse des selektierten Datensatzes (Tabelle 3.3) aufgetragen. Man sieht einen an der kinematischen Grenze steil ansteigenden kombinatorischen Untergrund, auf dem bei der ϕ Masse kein Signal sichtbar ist. Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.8 (b) die invariante Masse für einen Datensatz elastischer bzw. diffraktiver ϕ–Kandidaten, dem eine Zweispurselektion ('2–Prong–Selektion')

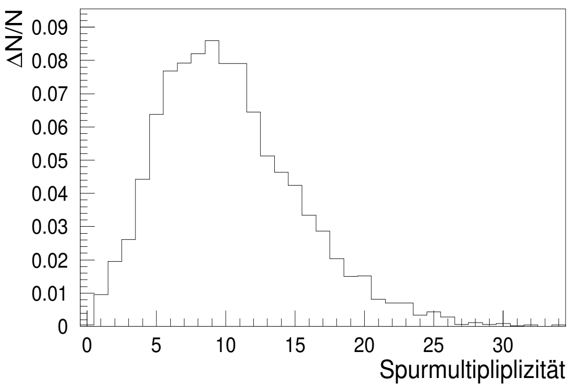


Abbildung 4.6: *Multiplizität von Spuren vom Primärvertex im Akzeptanzbereich der CJC ($25^\circ < \theta < 155^\circ$) für Ereignisse des selektierten Datensatzes (Tabelle 3.3).*

im Zentralbereich des Detektors zugrunde liegt. Abbildung 4.7 (a) zeigt ein Beispiel eines inklusiven ϕ–Kandidaten in einem Photoproduktionsereignis hoher Spurmultiplizität. Im Akzeptanzbereich der CJC ($25^\circ < \theta < 155^\circ$) liefert dieses Ereignis nach Anwendung der Qualitätsschnitte 25 Kombinationen entgegengesetzt geladener Teilchen. In Abbildung 4.7 (b) sieht man ein Beispiel eines elastischen ϕ–Kandidaten mit nur zwei Spuren in der CJC. Der Datensatz der Zweispurselektion entspricht nicht dem dieser Analyse zugrundeliegenden, in Abschnitt 3.3 beschriebenen Datensatz. Die Analyse diffraktiver Prozesse ist nicht Thema dieser Arbeit. Der Vergleich dieser Prozesse soll nur verdeutlichen, daß in Ereignissen hoher Spurmultiplizität weitere Informationen genutzt werden müssen, um den kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken und so erfolgreich ϕ–Mesonen rekonstruieren zu können. Im folgenden Kapitel wird daher die Methode der Teilchenidentifikation mit Hilfe der Energieverlustmessung dE/dx erläutert.

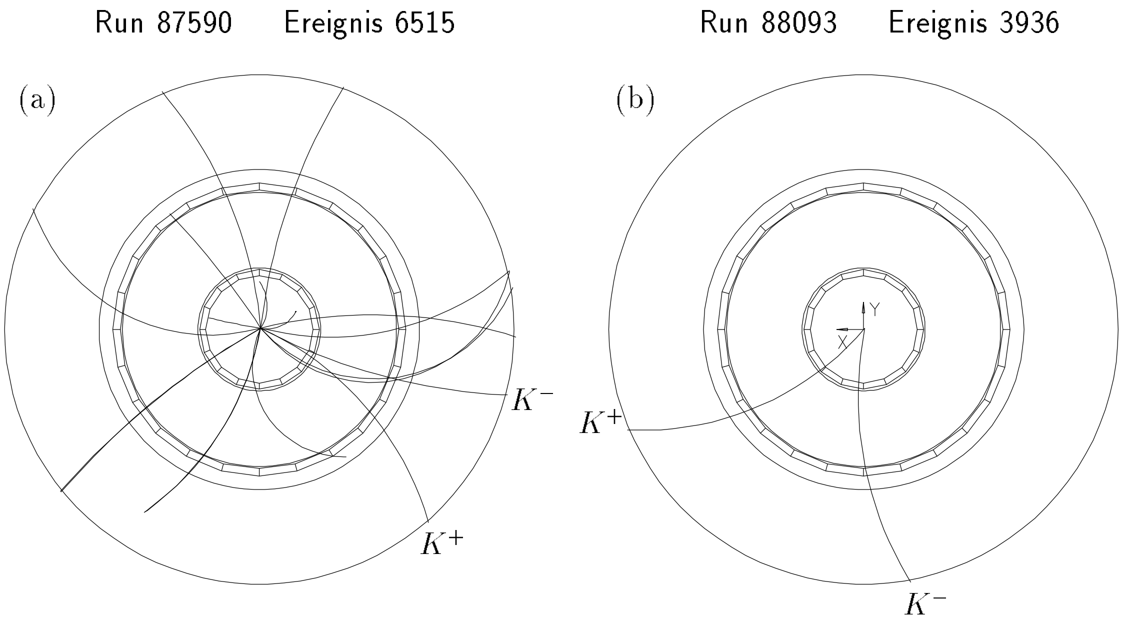


Abbildung 4.7: *(a) Beispiel eines inklusiven ϕ–Kandidaten. Aufgrund einer Multiplizität von 16 liefert dieses Photoproduktionsereignis nach Anwendung der Qualitätsschnitte 25 Kombinationen ungleich geladener Teilchen. (b) Beispiel eines elastischen ϕ–Kandidaten, mit nur 2 Spuren ('2–Prong–Ereignis') in der CJC.*

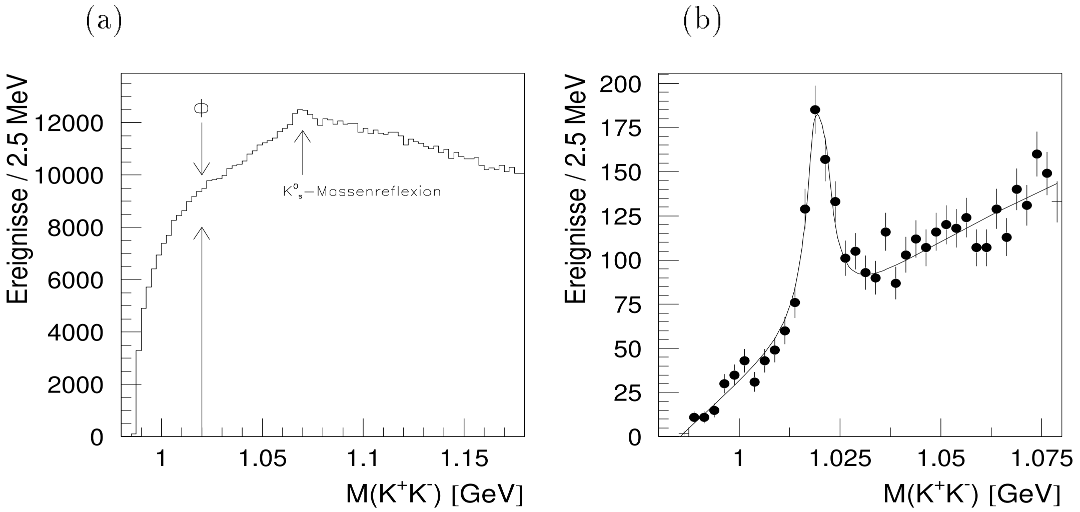


Abbildung 4.8: *(a) Invariante Masse aller Kombinationen ungleich geladener Spuren, die die Qualitätsschnitte erfüllen. Über dem kombinatorischen Untergrund ist kein ϕ–Signal zu erkennen. Bei etwa 1.07 MeV liegt die Massenreflexion der K_s^0–Mesonen. (b) Invariante Masse für Zweispurereignisse. Man erkennt ein deutliches Signal elastischer ϕ–Mesonen.*

Kapitel 5

Kaonselektion mittels dE/dx

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie Kaonen mit Hilfe der Energieverlustmessung in der zentralen Spurkammer CJC des H1–Detektors identifiziert werden können. Die Rekonstruktion von ϕ–Mesonen mit den identifizierten Kaonen zeigt den Erfolg der Methode.

5.1 Energieverlust durch Ionisation

Ein geladenes Teilchen erleidet beim Durchgang durch Materie einen zum größten Teil durch Ionisation verursachten Energieverlust. Quantenmechanisch wird der mittlere Energieverlust dE/dx durch die Formel von Bethe und Bloch (hier nach [21]) beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] , \tag{5.1}$$

wobei die Konstante K gegeben ist durch

$$K = 4\pi \cdot N_A \cdot r_e^2 \cdot m_e \cdot c^2 ,$$

N_A ist die Loschmidt–Avogadro–Zahl, r_e der klassische Elektronenradius, m_e die Elektronmasse, z die Ladung (in Einheiten der Elementarladung e) und $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit des Teilchens (in Einheiten von c), Z die Ordnungszahl und A die Massenzahl der Atome des Mediums. Die Größe I bezeichnet ein über alle Elektronen gemitteltes Ionisationspotential, das ungefähr $z \cdot 12$ eV beträgt, δ ist die Dichtekorrektur.

In Abbildung 5.1 ist der mittlere Energieverlust dE/dx als Funktion der dimensionslosen Größe $\beta\gamma$ aufgetragen. In dieser Darstellung ist der Verlauf der Energieverlustkurve aufgrund der Beziehung $\beta\gamma = p/m$ annähernd unabhängig von der Masse des Teilchens. Die Kurve zeigt den folgenden charakteristischen Verlauf: Nach einem Abfall proportional zu $1/\beta^2$ erreicht sie ein relatives Minimum bei $\beta\gamma \simeq 4$, um dann wieder logarithmisch

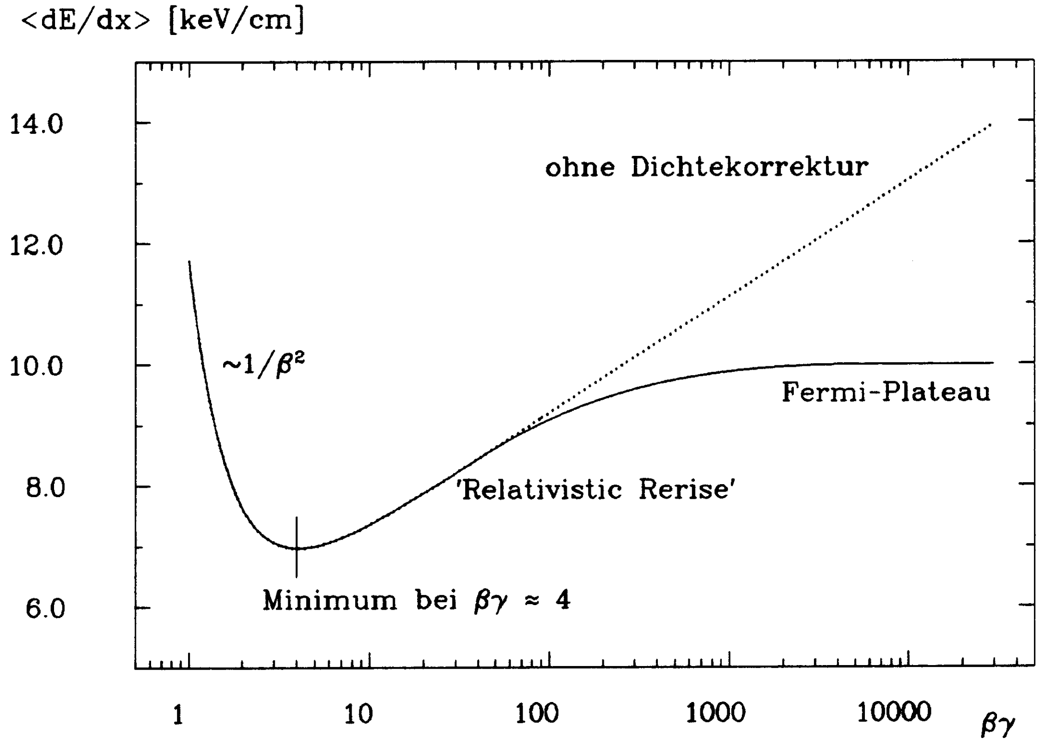


Abbildung 5.1: *Erwarteter Verlauf der Energieverlustkurve für ein Argon/Methan/Isobutan-Gemisch [3] im Mischungsverhältnis 88.7/8.5/2.8. Die gestrichelte Linie zeigt den nach Gleichung 5.1 berechneten Verlauf ohne Dichtekorrektur* $\delta = 0$. *Die durchgezogene Linie beschreibt den Sättigungseffekt im Fermi–Plateau durch eine Dichtekorrektur* $\delta \neq 0$.

($\sim \ln \beta\gamma$) anzusteigen. Der Anstieg hat seine Ursache in dem relativistischen Effekt der Verstärkung der transversalen Komponente des elektrischen Feldes des Teilchens proportional zu γ. Hierdurch werden immer mehr Atome des umgebenden Mediums ionisiert. Eine Sättigung im sogenannten *Fermi–Plateau* tritt ein, wenn das stärker werdende Feld durch Polarisationseffekte im Material abgeschirmt wird *(Dichteeffekt)*. Umfangreiche Untersuchungen zur Dichtekorrektur wurden z.B. von R.M.Sternheimer [30] durchgeführt. In der von ihm vorgeschlagenen Form der Dichtekorrektur ist δ eine Funktion des dekadischen Logarithmus von $\beta\gamma$, die unterhalb eines Schwellenwertes von $\log(\beta\gamma)$ exponentiell und oberhalb davon linear mit $\log(\beta\gamma)$ ansteigt [31]. Ein erweitertes Modell berücksichtigt zusätzliche Korrekturen, die sich aus der Schalenstruktur der Atomhülle ergeben [8]. Auch die Energieverlustkurven, die mit diesem verbesserten Bethe–Bloch–Modell berechnet wurden, konnten gemessene Werte im relativistischen Anstieg nicht gut beschreiben. Die beste Übereinstimmung liefert ein Modell, daß zur Berechnung von dE/dx Photonabsorptionsquerschnitte benutzt, die mit Hilfe von Synchrotronstrahlung präzise gemessen werden können. Eine ausführliche Herleitung dieses **P**hoton–**A**bsorptions–**I**onisations–**M**odells (PAIM) ist in [2] zu finden.

5.2 Energieverlustmessung in der CJC

Der durch die Bethe–Bloch–Formel beschriebene Energieverlust dE/dx stellt den theoretischen Verlauf einer Größe dar, die im Experiment statistischen Schwankungen unterworfen ist. Diese Schwankungen um den Mittelwert des Energieverlustes ⟨dE/dx⟩ spielen bei der Teilchenidentifikation eine entscheidende Rolle.
Die auf den Signaldrähten der CJC deponierte Ladung $Q_{tot} = Q^+ + Q^-$ ist proportional zur abgegebenen Energie ΔE des ionisierenden Teilchens. Mit der in der Kammer zurückgelegten Strecke $\Delta S = \Delta S^{r\phi}/\sin\theta$ erhält man für jeden Treffer eine Messung der Größe, die direkt proportional zum Energieverlust dE/dx der Spur ist. Die Meßwerte werden auf einen aus der Kalibration bestimmten Wert im Minimum der Energieverlustkurve $(\mathrm{dE/dx})_{min}$ eines minimalionisierenden Teilchens normiert. Im folgenden bedeutet also

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{norm} = \frac{(dE/dx)}{(dE/dx)_{min}} . \tag{5.2}$$

Abbildung 5.2 zeigt die nach dem PAI–Modell berechnete Verteilung des Energieverlustes von Pionen und Elektronen bei einem festen Impuls $p = 0.5$ GeV. Die dE/dx–Werte sind nicht gaußförmig um einen Mittelwerte verteilt, sondern weisen eine charakteristische, asymmetrische Form auf mit langen Ausläufern zu hohen Werten (Landau–Verteilung). Sie werden hauptsächlich durch Stöße mit kleinem Stoßparameter und großen Energieüberträgen verursacht. Die Energie dieser sogenannten δ–Elektronen ist so groß,

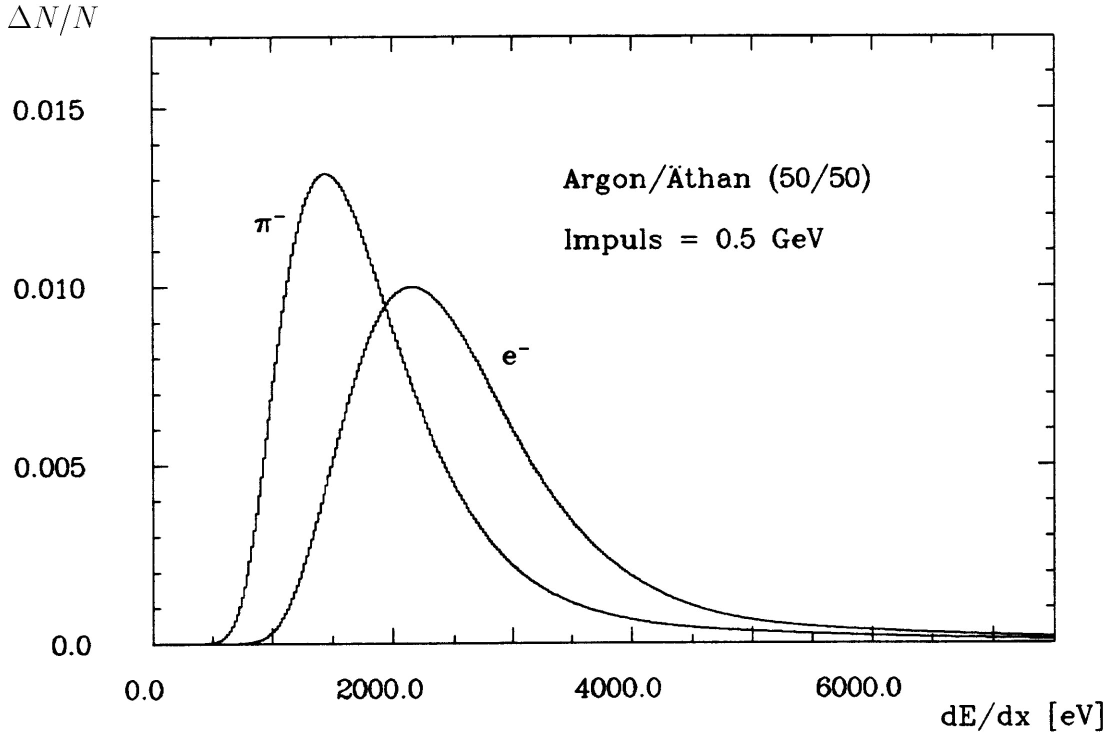


Abbildung 5.2: *Nach dem PAI–Modell berechnete Landau–Verteilung des Energieverlustes von Pionen und Elektronen bei festem Impuls* $p = 0.5$ *GeV [32].*

daß sie ihrerseits weitere Atome ionisieren können (Sekundärionisation).
Um einen wohldefinierten Mittelwert der dE/dx–Verteilung einer Teilchenspur zu erhalten, wird die sogenannte $1/\sqrt{x}$–Methode verwendet, die auf der Beobachtung beruht, daß die Größe

$$\langle\frac{dE}{dx}\rangle = \left(\sum_{i=1}^{N_{dE/dx}} \frac{1}{\sqrt{(\frac{dE}{dx})_i}}\right)^{-2} \tag{5.3}$$

nahezu normalverteilt ist. Die Bestimmung des mittlere Energieverlustes ⟨dE/dx⟩ mit dieser Methode wird umso genauer, je mehr Einzelmessungen zur Verfügung stehen. $N_{dE/dx}$ ist die Anzahl der Treffer, die für die dE/dx–Messung verwendet werden. Sie müssen den folgenden Anforderungen genügen [18]:

1. Zur Messung der z–Position des Treffers muß die Ausleseelektronik des angesprochenen Signaldrahtes fehlerfrei funktioniert haben. Beide Ladungsintegrale Q^+ und Q^- müssen gemessen worden sein.
2. Die zeitliche Breite der digitalisierten Signalpulse, die über einer bestimmten Rauschschwelle liegen, muß mindestens acht Zeitintervallen (Abschnitt 4.2) entsprechen.
3. Die gemessene z–Position des Treffers $z_{Treffer}$ darf von der durch die Extrapolation der parametrisierten Spur gewonnenen Position nicht weiter als 9.0 cm abweichen: $|z_{Treffer} - z_{Spur}| < 9.0$ cm.
4. Die Distanz in der rϕ–Ebene zwischen zwei Treffern auf dem gleichen Signaldraht muß größer als 2.0 mm sein, da sonst ihre Signalpulse zeitlich überlappen (Doppelspurauflösung).
5. Die Driftlänge l_{Drift} muß im Bereich 0.7 cm< l_{Drift} <2.0 cm liegen, da die Treffer in zu großer Nähe der Signal– und Kathodendrähte eine andere Systematik zeigen.

In Abbildung 5.3 (a) ist $N_{dE/dx}$ bzw. in (b) deren Verhältnis zur Anzahl der CJC–Treffer N_{CJC} in Abhängigkeit des Polarwinkels θ der Spuren aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Wahrscheinlichkeit, daß sich ein CJC–Treffer für die dE/dx–Messung eignet, mit wachsendem θ der zugehörigen Spur abnimmt, bei $\theta = 90°$ minimal wird und dann wieder ansteigt. Ursache hierfür ist der zweite der eben aufgeführten Schnitte. Teilchen, die in senkrechter Richtung die Signaldrähte der CJC kreuzen, haben eine kürzere Ionisationsstrecke zur Verfügung als solche, die einen flacheren Winkel mit den Drähten einschließen. Deshalb sind die den Treffern entsprechenden Signalpulse zu den Enden der Drähte systematisch höher als in der Mitte. Die ungewollte Koinzidenz der Forderung einer Pulsbreite von acht Zeitintervallen oberhalb einer zu hohen Schwelle erhöht die Wahrscheinlichkeit, Treffer zu verlieren, von den Enden der Signaldrähte zur Mitte zunehmend. Durch den zweiten Schnitt werden also systematisch Treffer um $\theta = 90°$ für die dE/dx–Messung unterdrückt.
Abbildung 5.4 zeigt die Verteilung der Treffer, die für die dE/dx–Messung verwendet

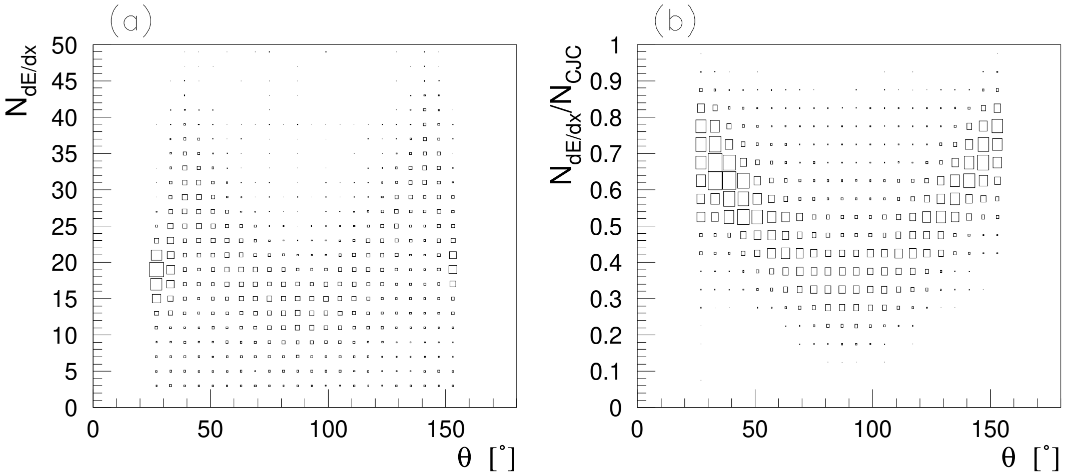


Abbildung 5.3: *Zahl der Treffer $N_{dE/dx}$ (a) und deren Verhältnis zur Zahl der CJC–Treffer N_{CJC} (b) in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ der Spuren. Es ist deutlich der auf dem Schnitt in der Rekonstruktion (s. Text) beruhende Zusammenhang zu sehen.*

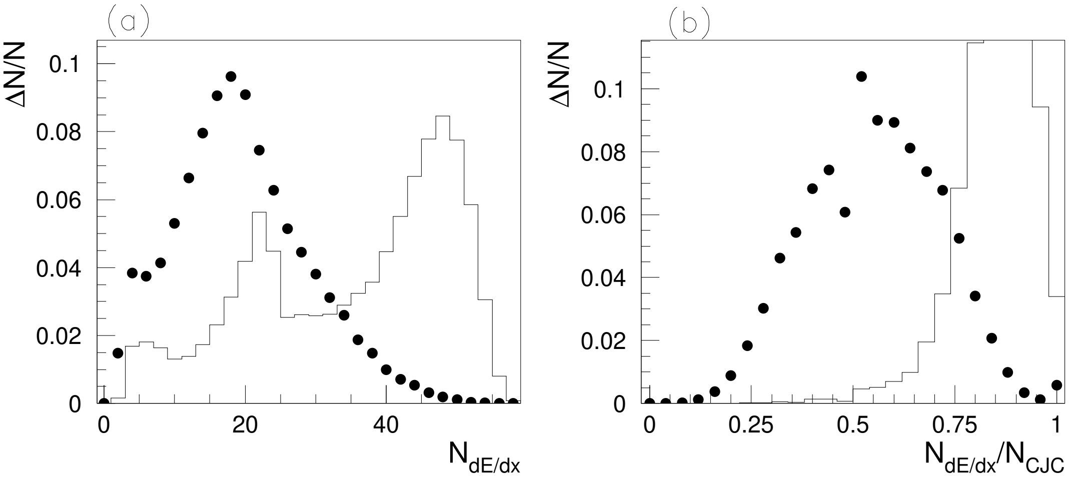


Abbildung 5.4: *Zahl der Treffer $N_{dE/dx}$ (a) und deren Verhältnis zur Zahl der CJC–Treffer N_{CJC} (b). Die durchgezogene Linie zeigt die Verteilungen aus der Detektorsimulation, die die Daten nur schlecht beschreibt.*

werden und deren Verhältnis zu den gesamten CJC–Treffern N_{CJC}. Es gibt Ereignisse, in denen alle CJC–Treffer für die dE/dx–Messung verworfen werden. Die Rekonstruktion fordert für die Berechnung von dE/dx nach Gleichung 5.3 mindestens zwei Treffer. Wenn im folgenden nicht explizit unterschieden wird, bedeutet „Treffer“ immer die Zahl der Treffer, die für die dE/dx–Messung einer Spur verwendet werden.
Die Verteilungen der Daten werden durch die Simulation schlecht beschrieben.

Die in der DTNV–Bank gespeicherten dE/dx–Werte sind für eine Wegstrecke ΔS innerhalb der Driftkammern berechnet. Sie entspricht der Bogenlänge $S_{r\phi}$ der Teilchenspur in der $r\phi$–Ebene ($dE/dS_{r\phi}$). Der gemessene Energieverlust stimmt mit dem tatsächlichen

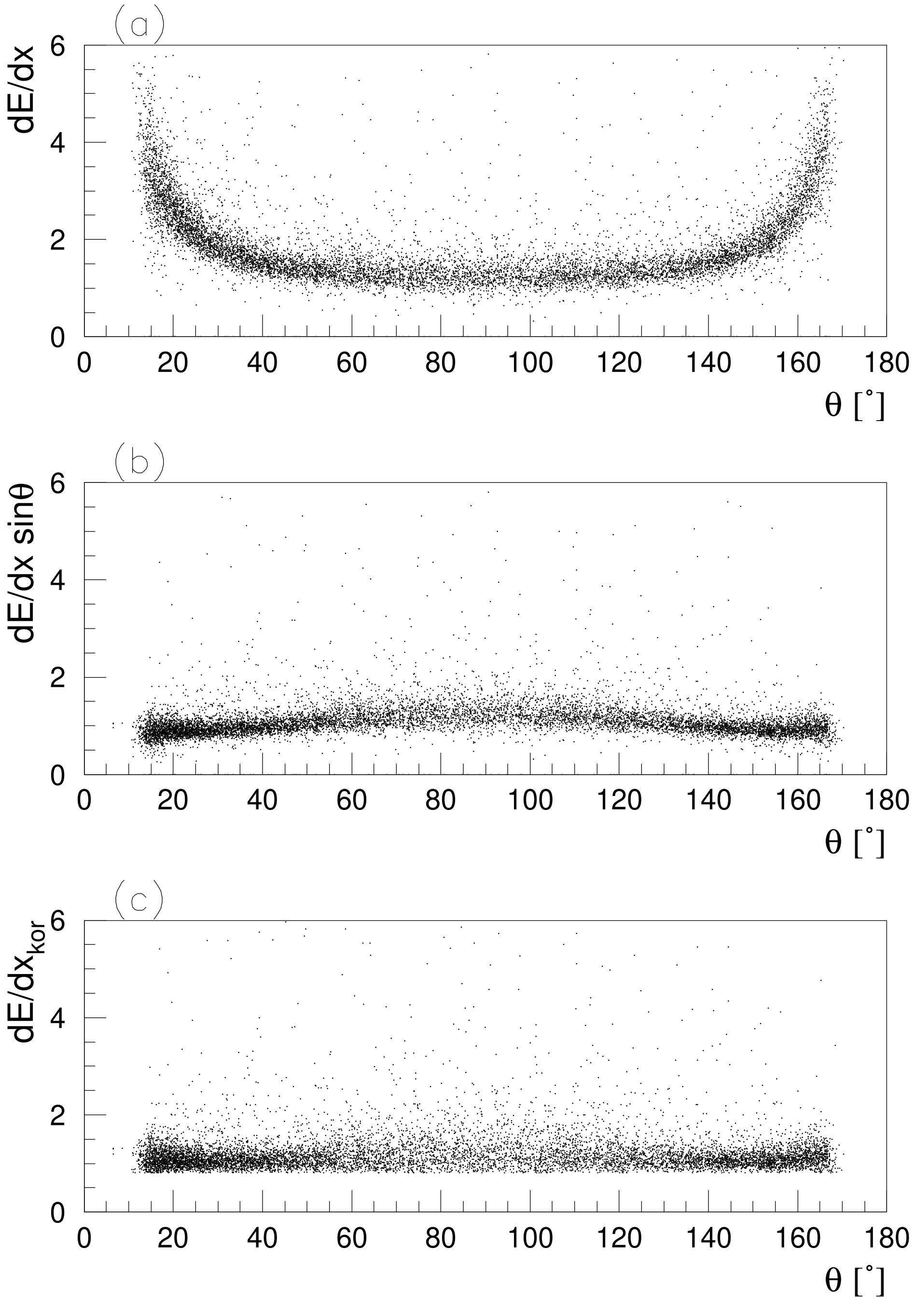


Abbildung 5.5: *(a) Energieverlust dE/dx der Spuren aufgetragen gegen den Polarwinkel θ. Es ist deutlich der zu erwartende Zusammenhang $\sim 1/\sin\theta$ zu erkennen. (b) Energieverlust korrigiert mit $\sin\theta$. Man sieht eine leichte Überkompensation der vorherigen Abhängigkeit. (c) Energieverlust nach einem speziell an die Daten angepaßten Korrekturverfahren. Man beobachtet keine θ–Abhängigkeit mehr.*

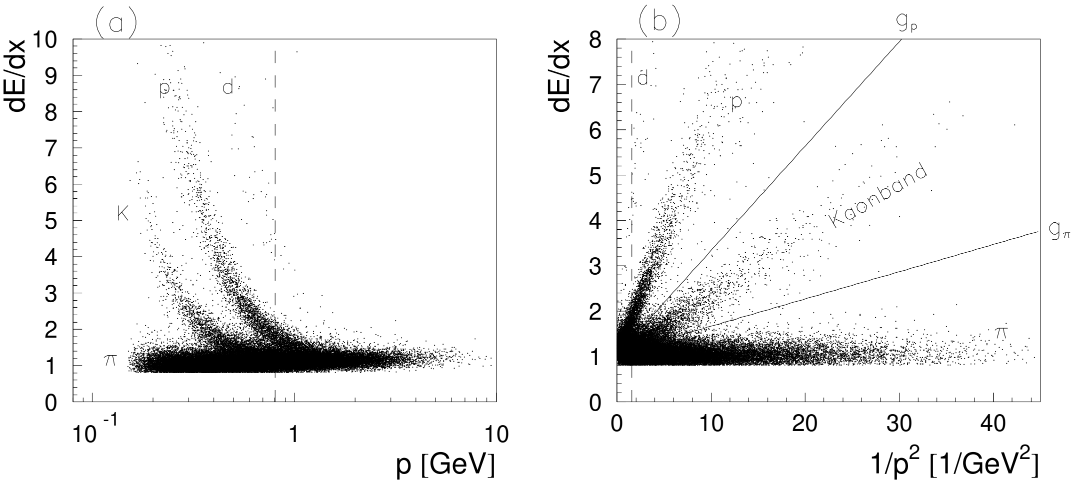


Abbildung 5.6: *(a) Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit des Impulses p. Es sind deutlich vier Teilchenbänder zu sehen. (b) dE/dx gegen $1/p^2$. Die eingezeichneten Geraden begrenzen das Kaonband. Der Impulsbereich $p < 0.8$ GeV, in dem Kaonen identifiziert werden, ist in beiden Bildern durch die vertikalen Linien angedeutet. Für eine gute Auflösung der Teilchenbänder wurde $N_{dE/dx} \geq 20$ gefordert.*

Wert also nur für Spuren überein, die die CJC mit einem Polarwinkel $\theta = 90°$ durchqueren, und muß für alle anderen noch auf die wahre Strecke $\Delta S = S_{r\phi}/\sin\theta$ korrigiert werden. Abbildung 5.5 (a) zeigt den Zusammenhang der aus der DTNV–Bank ausgelesenen dE/dx–Werte mit dem Winkel θ. Es ist deutlich die zu erwartende Korrelation ($\sim 1/\sin\theta$) zu erkennen. Multiplikation mit $\sin\theta$ führt zu einer leichten Überkompensation (Abbildung 5.5 (b)). Eine speziell an die Daten angepaßte Funktion soll diesen Zusammenhang korrigieren. Das Ergebnis der Korrektur ist in Abbildung 5.5 (c) gezeigt. Der Verlauf von dE/dx ist jetzt weitgehend unabhängig von θ. Das Unterprogramm, welches die Korrektur durchführt, verwirft Spuren mit einem dE/dx–Wert kleiner 0.8 [28]. Wenn im folgenden nicht explizit unterschieden wird, bedeutet dE/dx immer die so bezüglich des Polarwinkels θ korrigierte Größe.

5.3 Identifikation von Kaonen

Ziel der hier beschriebenen Selektion ist die Identifikation von Kaonen mit Hilfe der dE/dx–Information, um damit den kombinatorischen Untergrund, der bei der Berechnung der invarianten Masse (Abschnitt 4.4) auftritt, zu reduzieren. Trägt man dE/dx gegen den Impuls der Teilchen auf, so sieht man, abhängig von der Auflösung der dE/dx–Messung, eine mehr oder weniger deutliche Separation von Teilchenbändern. In Abbildung 5.6 (a) können vier Bänder gut unterschieden werden. Im untersten Band befinden sich die minimalionisierenden Teilchen, hauptsächlich Pionen, aber auch Myonen und Elektronen. Im folgenden soll es als Pionband bezeichnet werden. Es wird gefolgt von dem Kaonband und anschließend dem Protonband. Oberhalb des Protonbandes sieht man noch ein weiteres Band, welches im wesentlichen von Deuteronen stammt, die durch Strahl–Gas–Ereignisse produziert werden. Die Auflösung der Teilchenbänder ist, wie im vorigen Abschnitt erläutert, entscheidend durch die Zahl der Treffer, die für die Energieverlustmessung verwendet werden, bestimmt. Abbildung 5.6 liegt ein Schnitt von $N_{dE/dx} \geq 20$ zugrunde. In Abbildung 5.6 (b) ist dE/dx gegen $1/p^2$ aufgetragen. Im Bereich der Energieverlustkurve, in dem dE/dx umgekehrt proportional zum Quadrat des Impulses abfällt, führt diese Darstellung auf einen linearen Zusammenhang. Dies ermöglicht, mit Hilfe zweier Geraden Kaonen zu selektieren. Diese Methode, die auf einer graphischen Bestimmung der Schnittgeraden beruht, wird auf Spuren in einem Impulsbereich $p < 800$ MeV beschränkt, da nur in diesem niederenergetischen Bereich eine Identifikation mittels dieser Methode sinnvoll erscheint. Die verwendeten Schnittgeraden werden durch die folgenden Gleichungen definiert:

$$g_\pi = 1.07 + 0.06 \cdot \frac{1}{p^2} , \tag{5.4}$$

$$g_p = 1.04 + 0.23 \cdot \frac{1}{p^2} . \tag{5.5}$$

Die gewählten Indizes sollen andeuten, daß g_π die Kaonen von den Pionen und g_p die Kaonen von den Protonen trennen soll. In dieser Analyse wird ein Teilchen als Kaon identifiziert, wenn es den folgenden Forderungen genügt:

- Zahl der Treffer für die dE/dx–Messung: $N_{dE/dx} \geq 20$,
- Spur innerhalb der Schnittgeraden g_π und g_p für $p < 800$ MeV.

Abbildung 5.7 zeigt die Rekonstruktion von ϕ–Mesonen mit Hilfe der vorgestellten Kaonselektion. Man erhält ein deutliches Signal bei der Ruhemasse des ϕ–Mesons. Der Vergleich mit der Massenverteilung $M(K^+K^-)$ ohne Teilchenidentifikation aus Abbildung 4.8 (a) in Abschnitt 4.4 zeigt den Erfolg der Methode.

Die durchgezogene Linie in Abbildung 5.7 ist das Ergebnis einer Anpassungsprozedur, in der für die Beschreibung des Signals eine klassische Breit–Wigner–Verteilung $BW(m_{KK})$ gewählt wurde und für die Beschreibung des Untergrundes eine Funktion $BG(m_{KK})$, die an der kinematischen Grenze $2 \cdot m_K$ schnell ansteigt und oberhalb der ϕ–Masse exponentiell abfällt.

$$BW(m_{KK}) = \frac{p_4 \cdot p_5^2}{\left((m_{KK} - p_6)^2 + \frac{p_5^2}{4}\right)} \tag{5.6}$$

$$BG(m_{KK}) = p_1(m_{KK} - 2 \cdot m_K) \cdot \exp(p_2(m_{KK} - 2 \cdot m_K)) + p_3 \tag{5.7}$$

Die Parameter p_1, p_2, und p_3 bestimmen die Form des Untergrundes. Der Parameter p_4 der Breit–Wigner–Verteilung entspricht einem Viertel der Höhe des Signals über dem Untergrund. p_6 entspricht der Position und p_5 der Breite auf der halben Höhe des Signals. Von den Einträgen N^{sig} innerhalb des Signalbereiches $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV (Massenfenster) werden die aus der Integration des parametrisierten Untergrundes gewonnenen Ereignisse N^{bg} abgezogen. Die so gewonnene Zahl wird als Anzahl der rekonstruierten ϕ–Mesonen N^{ϕ}_{Rek} definiert. Der Untergrund beträgt $(44 \pm 1)\%$ entsprechend einem Signal–zu–Untergrund–Verhältnis von 1.25 ± 0.04. Dies führt innerhalb des Massenfensters der ϕ–Kandidaten auf $2\,625 \pm 79$ rekonstruierte ϕ–Mesonen.

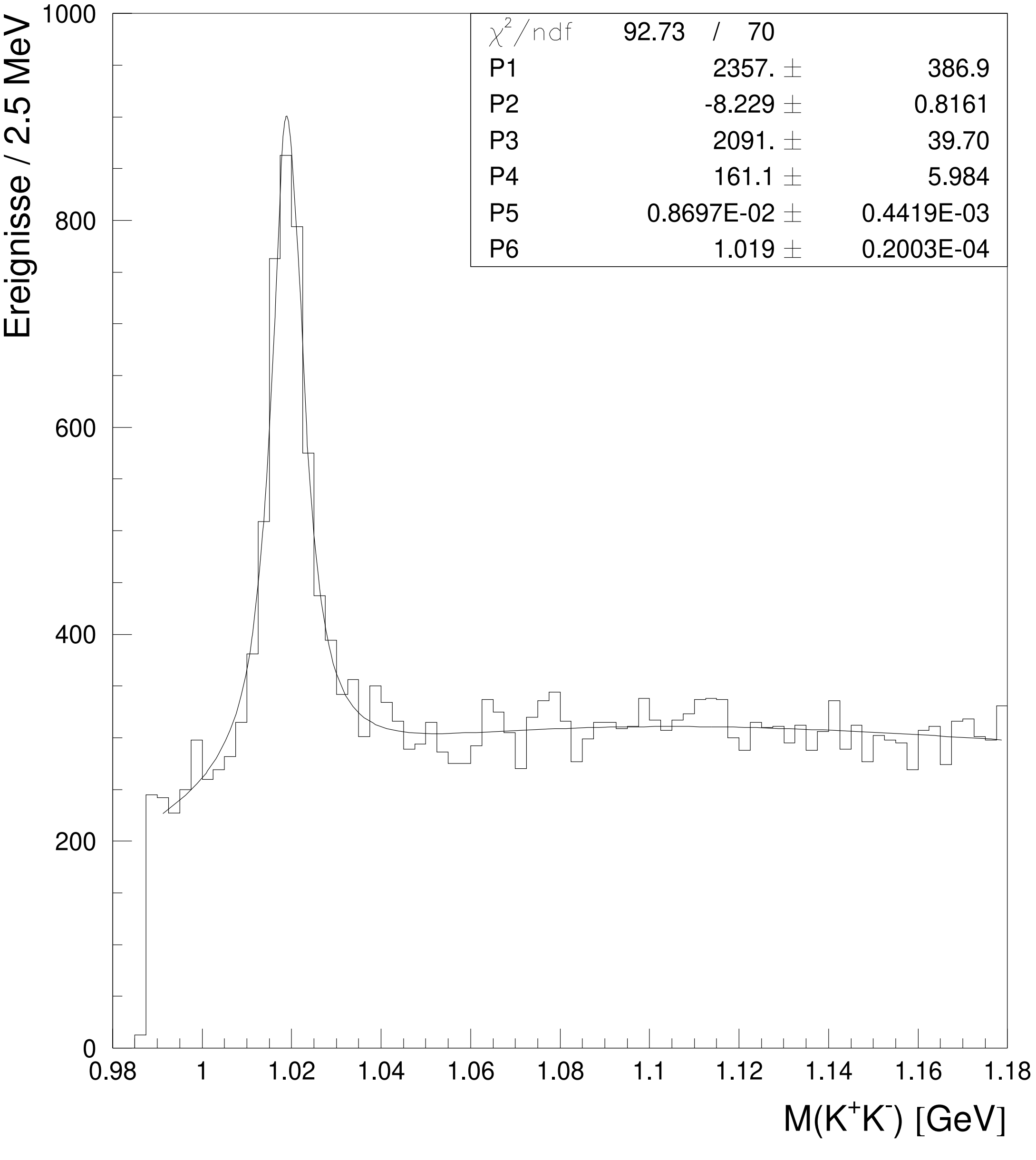


Abbildung 5.7: *Invariante Masse der als Kaonen identifizierten Spurkombinationen. Die durchgezogene Linie folgt aus der im Text beschriebenen Anpassungsprozedur. Im Massenfenster* $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ *MeV werden* 4 716 ϕ*–Kandidaten gezählt. Der aus der Parametrisierung gewonnene Untergrund beträgt etwa* $(44 \pm 1)\%$.

Kapitel 6

Bestimmung des inklusiven ϕ–Wirkungsquerschnittes

Ziel dieser Analyse ist die Angabe des differentiellen Wirkungsquerschnittes für die inklusive Produktion von ϕ–Mesonen. Es werden nur Photoproduktionsereignisse betrachtet, die im kinematischen Bereich $Q^2 < 0.01$ GeV^2 und $0.3 < y < 0.7$ liegen (Abschnitt 3.3). Dies ist der Bereich, in dem das gestreute Elektron im Elektrontagger (Abschnitt 3.2.4) nachgewiesen werden kann. Der Elektronstrahl kann für $Q^2 < 0.01$ GeV^2 als Quelle quasi–reeller Photonen angesehen werden. Der Bereich von y ist mit dem Bereich der Schwerpunktsenergie des γp–Systems korreliert: 160 GeV $< W_{\gamma p} \approx 2\sqrt{yE_eE_p} <$ 240 GeV. In diesem Bereich kann der Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to e'\phi X)$ in den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\gamma p \to \phi X)$ mit Hilfe eines Flußfaktors $f_{\gamma/e}(Q^2, y)$ umgerechnet werden (Abschnitt 2). In dieser Analyse wird der für den angegebenen $W_{\gamma p}$–Bereich ($Q^2 \approx 0$) berechnete Flußfaktor $f_{\gamma/e} = 0.0136$ [17] verwendet. Der inklusive differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Anzahl der produzierten ϕ–Mesonen N_{prod} und der integrierten Luminosität $\int \mathcal{L}dt$:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 d\eta} = \frac{1}{2\bar{p}_T} \cdot \frac{N_{prod}(\triangle p_T)}{\int \mathcal{L}dt \cdot \triangle p_T \triangle \eta} \; . \tag{6.1}$$

Dabei ist $\bar{p}_T$ der Mittelwert der Grenzen des Transversalimpulsintervalls.
In den gewählten Größen Transversalimpuls p_T und Pseudorapidität $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$ der ϕ–Mesonen ist die Angabe des Wirkungsquerschnittes lorentzinvariant. Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes mit Gleichung 6.1 sind weder der untersuchte Zerfallskanal, in dem ϕ–Mesonen rekonstruiert werden, noch die bei der Messung enstehenden Verluste berücksichtigt. Die tatsächliche Anzahl der produzierten ϕ–Mesonen N_{prod} in dem untersuchten Zerfallskanal $\phi \to K^+K^-$ hängt mit der gemessenen Anzahl $N^\phi = N_{sig} - N_{bg}$ über das Verzweigungsverhältnis $BR = (49.1 \pm 0.9)\%$ [20], den Akzeptanzen der Detektorkomponenten und den Effizienzen der Daten– und Spurselektion zusammen:

$$N^{prod} = (N^{sig} - N^{bg})/BR \cdot \varepsilon_{tot} \; . \tag{6.2}$$

Eine Korrektur bezüglich der Winkelakzeptanz des Spurkammersystems wird nicht unternommen. Der Wirkungsquerschnitt wird für den *sichtbaren* Bereich angegeben, da nur

Spuren selektiert werden, die im Winkelakzeptanzbereich ($25^\circ < \theta < 155^\circ$) der CJC liegen (Abschnitt 4.3). Die Effizienz ε_{tot} setzt sich zusammen aus dem Produkt der Akzeptanz des Elektrontaggers A_{Etag} und der Effizienz des Spurkammertriggers ε_{trig} (Abschnitt 6.2), der Effizienz der Kaonidentifikation mit Hilfe der Energieverlustmessung (Abschnitt 5.3) $\varepsilon_{dE/dx}$, der Effizienz der Rekonstruktion ε_{rek} (Abschnitt 6.1) und der Effizienz der Spurselektion durch Qualitätsschnitte ε_{qual} (Abschnitt 6.1):

$$\varepsilon_{tot} = A_{Etag} \cdot \varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon_{dE/dx} \cdot \varepsilon_{rek} \cdot \varepsilon_{qual} \ . \tag{6.3}$$

Die Methoden zur Bestimmung der in Gleichung 6.3 aufgeführten Effizienzen werden in den folgenden Abschnitten erläutert.

6.1 Rekonstruktions– und Spurselektionseffizienz

Zur Bestimmung der Effizienz der Rekonstruktion und der Spurselektion dient der in Abschnitt 4.4 beschriebene simulierte Datensatz, der mit dem Monte–Carlo Generator PYTHIA5.7 erzeugt wurde. Zunächst wird eine Unterteilung in Intervalle des Transversalimpulses p_T^ϕ und des Polarwinkels θ^ϕ der ϕ–Mesonen unternommen. Die Größen werden aus der Addition der Impulse $\vec{p}$ des jeweils kombinierten Spurpaares ermittelt. Diese Einteilung folgt derjenigen, die für die Berechnung der Effizienzen der dE/dx–Schnitte (Abschnitt 6.3) gewählt wird. Die generierten ϕ–Mesonen N_{gen}^ϕ, die in das jeweilige Intervall fallen, werden gezählt. Anschließend wird für alle Intervalle die invariante Masse berechnet und durch die in Abschnitt 5.3 beschriebene Funktion parametrisiert. Abbildung 6.1 zeigt als Beispiel die invariante Masse für das Intervall 0.7 GeV $< p_T^\phi <$ 0.8 GeV. In Histogramm (a) ist die Massenverteilung $M(K^+K^-)$ aller rekonstruierten Spuren aufgetragen. Die Histogramme (b) bis (d) zeigen die Verteilungen nach sukzessiver Anwendung der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Qualitätsschnitte:

1. $p_T > 150$ MeV,
2. $L_{r\phi} > 10$ cm,
3. $|d'_{ca}| < 2$ cm.

Zunächst wird nur der Schnitt 1 (b) angewandt. Dieser wird dann ergänzt durch die Schnitte 2 (c) und 3 (d). Der jeweils zugefügte Schnitt ist in den Histogrammen aufgeführt. In jeder Verteilung werden die Einträge N^{sig} innerhalb des Massenfensters $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV gezählt und der aus der Parametrisierung ermittelte Untergrund N^{bg} abgezogen. In Tabelle 6.1 sind die Zahlen der gefundenen ϕ–Mesonen $N^\phi = N^{sig} - N^{bg}$ und die zugehörigen Untergrundereignisse N^{bg} für alle Intervalle von p_T^ϕ und θ^ϕ angegeben. Als N_{rek}^ϕ wird die aus den Verteilungen (a) ermittelte Zahl der ϕ–Mesonen bezeichnet. Die Effizienz der ϕ–Rekonstruktion ist durch das Verhältnis der Zahl der rekonstruierten ϕ–Mesonen N_{rek}^ϕ zur Zahl der generierten ϕ–Mesonen N_{gen}^ϕ gegeben. Die Effizienz der Schnitte auf die Spurparameter kann aus dem Verhältnis von ϕ–Mesonen nach einem Schnitt zu denen vor dem Schnitt berechnet werden. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes

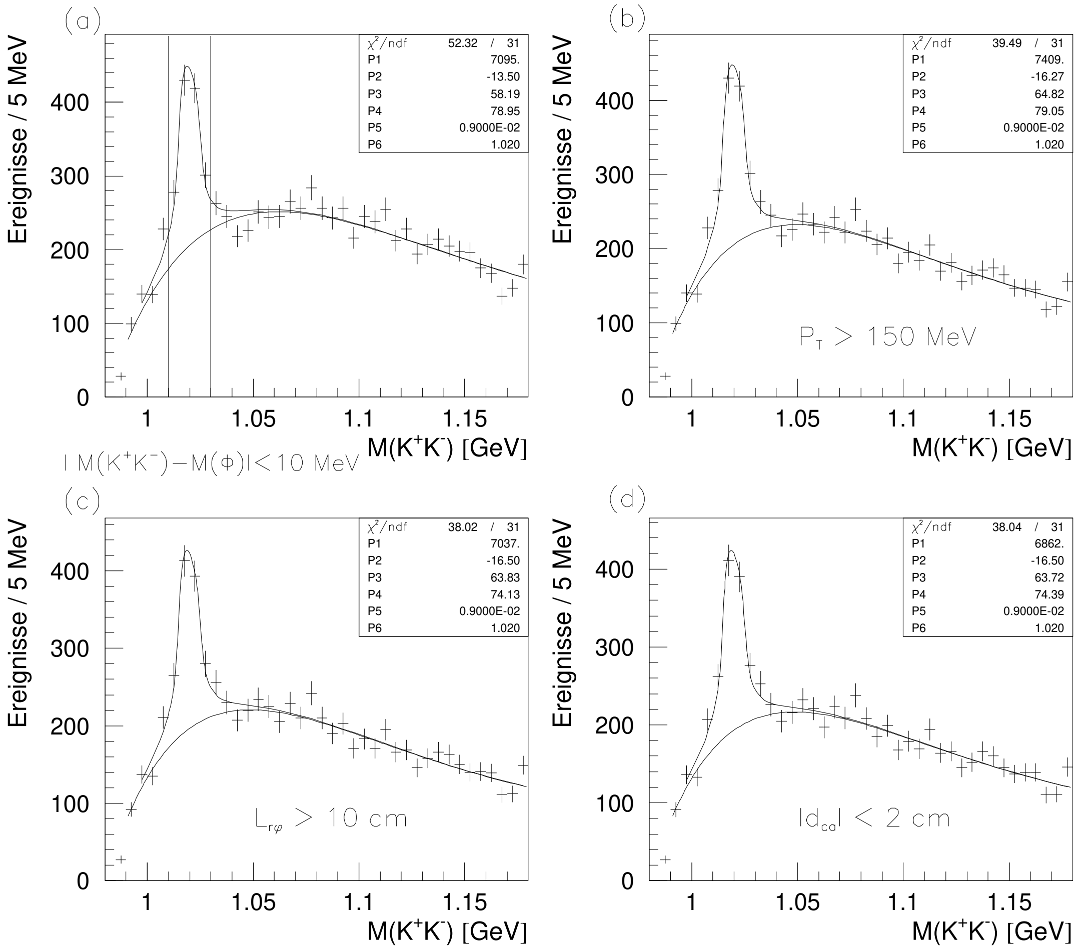


Abbildung 6.1: *Detektorsimulation zur Bestimmung von ε_{sel}. Dargestellt ist die Massenverteilung der K^+K^-–Kombinationen im Transversalimpulsbereich* 0.7 *GeV* $< p_T^\phi <$ 0.8 *GeV. Als rekonstruierte ϕ–Mesonen werden die Ereignisse innerhalb des Massenfensters $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV gezählt und der durch Integration gewonnene Untergrund abgezogen. (b) bis (d) zeigen das Resultat der sukzessiven Anwendung der beschriebenen Qualitätsschnitte.*

werden die Effizienzen der Rekonstruktion ε_{rek} und der Qualitätsschnitte ε_{qual} zur Effizienz $\varepsilon_{sel} = \varepsilon_{rek} \cdot \varepsilon_{qual}$ zusammengefaßt. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis der Zahl von ϕ–Mesonen nach Anwendung aller Schnitte zu der Zahl der generierten ϕ–Mesonen. Der Fehler von ε_{sel} folgt aus

$$\Delta\varepsilon_{sel} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{sel}(1 - \varepsilon_{sel})}{N_{gen}^{\phi}}} \, . \tag{6.4}$$

Die Rekonstruktions– und Spurselektionseffizienz ist in Abbildung 6.2 aufgetragen und in Tabelle 6.1 mit dem zugehörigen statistischen Fehler angegeben. Man sieht, daß die Effizienz mit wachsendem Transversalimpuls der ϕ–Mesonen ansteigt und für $p_T^\phi > 1$ GeV

		p_T^ϕ–Intervalle [GeV]				
		0.4–0.7	0.7–0.8	0.8–0.9	0.9–1.0	1.0–1.3
Generiert	N_{gen}^ϕ	3201	853	589	424	586
Rekonstruiert	N_{rek}^ϕ	1877±135	658±51	470±38	354±33	491±33
	N_{rek}^{bg}	6125±101	770±34	408±23	242±23	252±19
Schnitt 1	N^ϕ	1764±126	665±60	457±421	354±33	491±51
	N^{bg}	4798±96	763±47	421±32	243±23	252±44
Schnitt 1+2	N^ϕ	1528±117	613±53	422±56	339±32	475±44
	N^{bg}	4426±88	738±38	414±48	237±21	250±34
Schnitt 1+2+3	N^ϕ	1536±128	613±52	421±54	337±32	469±42
	N^{bg}	4274±103	726±37	409±45	236±21	252±32
Effizienz	ε_{sel}	0.48±0.01	0.72±0.02	0.71±0.02	0.79±0.02	0.80±0.02

		θ^ϕ–Intervalle [Grad]				
		25–51	51–77	77–103	103–129	129–155
Generiert	N_{gen}^ϕ	1197	1241	1050	1163	988
Rekonstruiert	N_{rek}^ϕ	803±84	900±81	848±76	798±67	664±61
	N_{rek}^{bg}	1653±68	1947±61	1572±57	1492±47	946±45
Schnitt 1	N^ϕ	739±92	839±73	787±66	689±107	598±56
	N^{bg}	1499±79	1609±54	1325±48	1246±97	851±40
Schnitt 1+2	N^ϕ	697±86	748±70	694±67	625±77	544±81
	N^{bg}	1388±73	1509±52	1258±50	1167±64	786±73
Schnitt 1+2+3	N^ϕ	714±84	749±63	685±68	623±59	536±48
	N^{bg}	1348±70	1464±42	1224±52	1135±41	769±32
Effizienz	ε_{sel}	0.59±0.01	0.60±0.01	0.65±0.02	0.54±0.02	0.54±0.02

Tabelle 6.1: *Zahl der nach der Detektorsimulation rekonstruierten ϕ–Mesonen vor (N_{rek}^ϕ) und nach sukzessiver Anwendung der Qualitätsschnitte in der Reihenfolge p_T, $L_{r\phi}$ und d_{ca} (1, 2, 3) in den angegebenen Intervallen. Die Effizienz ergibt sich aus dem Verhältnis der Zahl von ϕ–Mesonen nach dem Schnitt zu derjenigen vor dem Schnitt.*

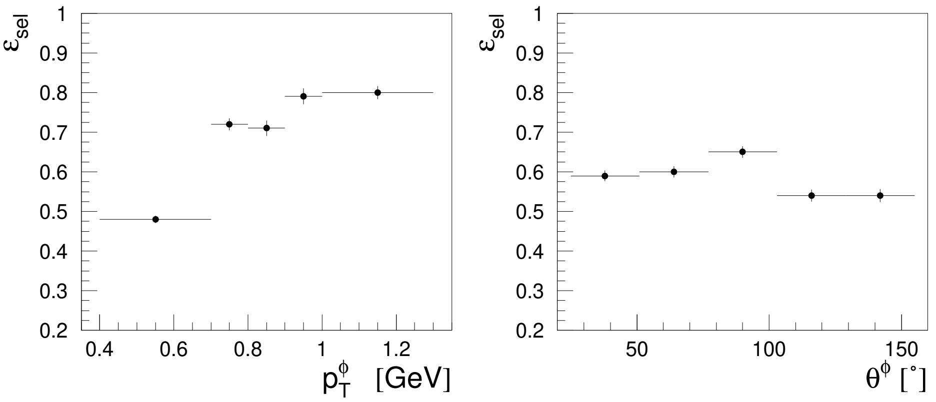


Abbildung 6.2: *Aus der Detektorsimulation bestimmte Effizienz* ε_{sel} *für die angegebenen* p_T^ϕ*– und* θ^ϕ*–Intervalle (vergl. Tabelle 6.1).*

etwa 80% beträgt. Der Abfall bei kleinen Transversalimpulsen der ϕ–Mesonen wird durch niedrige Transversalimpulse der Kaonen verursacht. Die hohe Effizienz der Spurrekonstruktion (>98%) nimmt nämlich für sehr niedrige Transversalimpulse $p_T < 150$ MeV rasch ab. Dies empfiehlt nachträglich nocheinmal den Schnitt $p_T > 150$ MeV, um den Bereich niedriger Spurrekonstruktionseffizienz auszuschließen. Untersuchungen zur Effizienz der Rekonstruktion von Spuren mit der CJC wurden z.B. von [7, 6] durchgeführt.

6.2 Elektrontagger– und Triggereffizienz

Die Triggereffizienz für ein im Elektrontagger (Abbschnitt 3.2.4) gemessenes Elektron beträgt im Energiebereich $E_{e'} > 4$ GeV annährend 100% [15] und ist energieunabhängig.

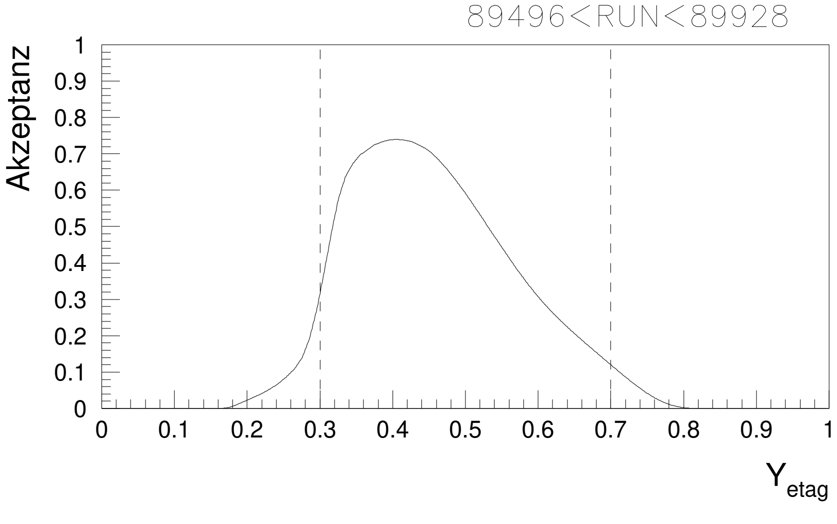


Abbildung 6.3: *Akzeptanz des Elektrontaggers für die Runperiode* 89 496...89 928.

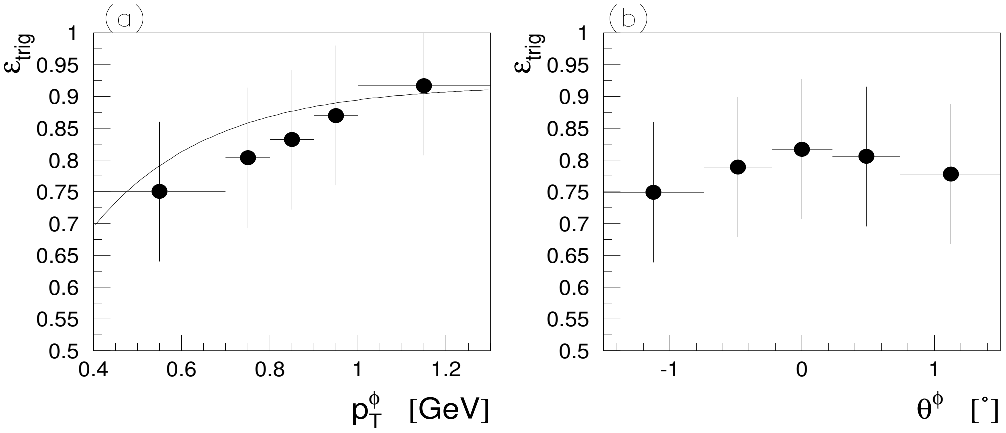


Abbildung 6.4: *Effizienz des Subtriggers 83 aus der Detektorsimulation. Die durchgezogene Linie in (a) folgt aus Gleichung* $\varepsilon_{tr83}(p_T) = a - \exp(b \cdot p_T)$. $a = 0.918$ *und* $b = -3.7504$ *aus der Anpassung an Daten in [15].*

Die Akzeptanz des Elektrontaggers wird nur in Abhängigkeit der kinematischen Variablen y berücksichtigt, da sie mit Q^2 im Bereich $3 \cdot 10^{-8}$ GeV^2 $< Q^2 <$ 0.01 GeV^2 kaum variiert. Die Position und der Winkel des Elektronstrahles kann für unterschiedliche Runbereiche leicht variieren. Dies hat leichte Änderungen der Akzeptanzkurve zur Folge. Abbildung 6.3 zeigt als Beispiel die Akzeptanz des Elektrontaggers für die Runperiode 89 496...89 928. Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wird die der Runnummer entsprechende Akzeptanzkurve A_{Etag} verwendet. Im kinematischen Bereich $0.3 < y < 0.7$ beträgt die durchschnittliche Akzeptanz etwa 60% und liegt stets oberhalb von 10%.

Der Subtrigger 83, der in dieser Analyse verwendet wird, ist eine Verbindung der Triggerelemente Elektrontagger und DCRϕ_TNeg (Abschnitt 3.3). Die Effizienz des Triggers wird mit Hilfe des simulierten Datensatzes bestimmt. In den Intervallen des Transversalimpulses p_T^ϕ und des Polarwinkels θ^ϕ der ϕ–Mesonen (Abschnitt 6.1) werden die Ereignisse N_ϕ^{sig} innerhalb des Massenfensters $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV gezählt. Anschließend wird geprüft, wieviele von diesen Ereignissen das Triggerelement 21 $N_\phi^{sig}(tr21)$ (DCRϕ_TNeg, Abschnitt 3.2.5) gesetzt haben. Abbildung 6.4 zeigt das Verhältnis

$$\varepsilon_{trig} = \frac{N_\phi^{sig}(tr21)}{N_\phi^{sig}} \tag{6.5}$$

in Abhängigkeit von p_T^ϕ und θ^ϕ. Die durchgezogene Linie in Abbildung 6.4 (a) folgt aus der Extrapolation der Anpassung an die Messung der Effizienz des Subtriggers 83 in [15]. In [15] wird die Triggereffizienz für K_s^0–Kandidaten im Bereich 0.5 GeV $< p_T <$ 2.5 GeV und $25° < p_T < 155°$ aus den Daten ermittelt. Im Rahmen des statistischen Fehlers zeigt die Triggereffizienz in [15] keine Abhängigkeit von θ, beträgt im Mittel 90% und liegt damit um 11% höher als die aus der Simulation bestimmte Effizienz. Unsicherheiten der Detektorsimulation werden daher zu 11% angenommen.

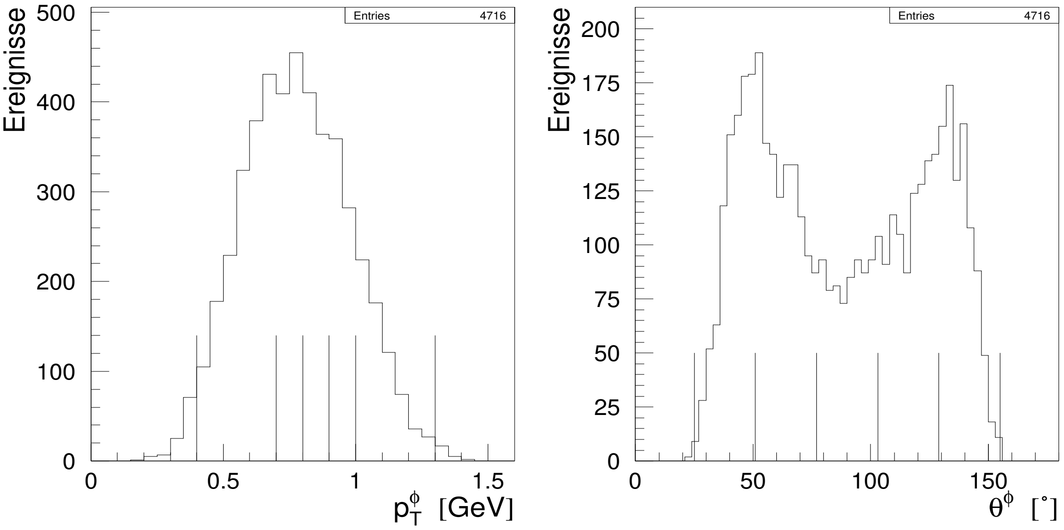


Abbildung 6.5: *Transversalimpuls p_T^ϕ und Polarwinkelverteilung θ^ϕ der ϕ–Kandidaten im Massenfenster $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV. Die vertikalen Linien zeigen die gewählten Bereiche, in denen die Effizienz des Schnittes auf die Zahl der Treffer bestimmt wird.*

6.3 Effizienz der dE/dx–Schnitte

In diesem Abschnitt wird eine Methode zur Bestimmung der Effizienzen der dE/dx–Schnitte (Abschnitt 5.3) zur Kaonidentifikation vorgestellt. Diese muß aus den Daten erfolgen, da die Energieverlustmessung durch die Detektorsimulation schlecht beschrieben wird (Abschnitt 5.2). Die Effizienzbestimmung unterteilt sich in zwei Teile entsprechend den beiden Schnitten:

1. Zahl der Treffer für die dE/dx–Messung: $N_{dE/dx} \geq 20$,
2. Spur innerhalb der Schnittgeraden g_π und g_p für $p < 800$ MeV.

Der zweite Schnitt verwirft alle Spuren mit einem Impuls oberhalb von $p = 800$ MeV, wodurch der Impulsbereich der ϕ–Mesonen, die in zwei identifizierte Kaonen zerfallen, auf den Bereich $p^\phi < 1.6$ GeV beschränkt wird. Abbildung 6.5 zeigt die Verteilungen des Transversalimpulses p_T^ϕ und des Polarwinkels θ^ϕ der 4716 im Massenfenster $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV gefundenen ϕ–Kandidaten (Abschnitt 5.3). p_T^ϕ und θ^ϕ werden aus der Addition der Impulse $\vec{p}$ der zugehörigen Kaonpaare ermittelt. Die Verteilungen werden in jeweils fünf Intervalle unterteilt, die durch die in Abbildung 6.5 eingezeichneten vertikalen Linien angedeutet sind. In p_T^ϕ werden die Intervalle so gewählt, daß, abgesehen vom ersten Intervall 0.4 GeV $< p_T^\phi <$ 0.7 GeV, in jedem etwa die gleiche Statistik vorliegt. Die Einteilung in θ^ϕ erfolgt in fünf Intervalle von 26°.
Abbildung 6.6 (a) zeigt die invariante Masse $M(K^+K^-)$ für 300 000 Ereignisse. In jedem Ereignis ist ein Teilchen als Kaon identifiziert. Die zweite Spur ist eine gute Spur vom

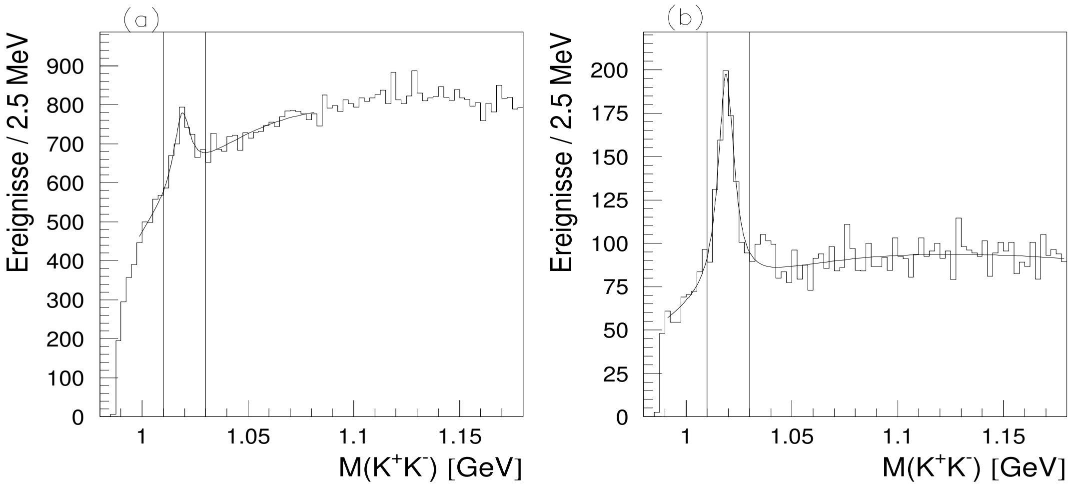


Abbildung 6.6: *Invariante Masse $M(K^+K^-)$ für 300 000 Ereignisse. Gefordert ist ein vollständig identifiziertes Kaon. Die zweite Spur ist bezüglich der dE/dx–Schnitte frei (a). (b) Die zweite Spur liegt innerhalb des Kaonbandes.*

Primärvertex (Abschnitt 4.3) mit einem Impuls p kleiner 800 MeV, muß jedoch nicht die dE/dx–Schnitte erfüllen. Aufgrund des kombinatorischen Untergrundes ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund sehr schlecht. In den einzelnen p_T^ϕ– und θ^ϕ–Intervallen ist das ϕ–Signal der Massenverteilungen so klein, daß der Anpassungsalgorithmus nicht konvergiert. Die Zahl der ϕ–Mesonen, die man durch Abzug der aus der Parametrisierung gewonnenen Zahl der Untergrundereignisse von den ϕ–Kandidaten erhält, kann daher nicht bestimmt werden. Dies ändert sich, wenn man für die nicht identifizierte Spur fordert, daß sie in-

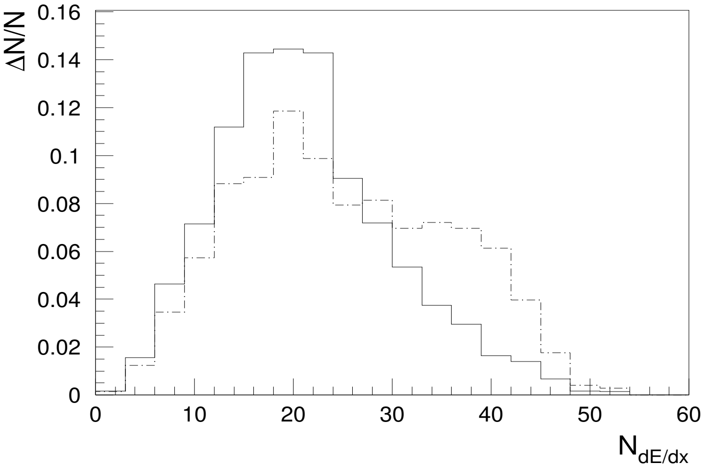


Abbildung 6.7: *Die durchgezogene Linie beschreibt die Verteilung der Treffer für die Ereignisse im Massenfenster $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV, in denen nur ein Kaon identifiziert ist (vergl. Abbildung 6.6 (a)). Die strichpunktierte Linie zeigt die Verschiebung der Verteilung, falls die zweite Spur innerhalb des Kaonbandes liegt (vergl. Abbildung 6.6 (b)).*

nerhalb des Kaonbandes liegt (Abbildung 6.6 (b)).
Die Effizienz des Schnittes auf die Zahl der Treffer wird für alle Intervalle des Bereiches 0.4 GeV $< p_T^\phi <$ 1.3 GeV aus den Massenverteilungen $M(K^+K^-)$ ermittelt. Eine Spur wird dabei vollständig als Kaon identifiziert. Für die zweite Spur wird keine minimale Zahl von Treffern verlangt, sie muß aber innerhalb des Kaonbandes liegen. Anschließend wird für die zweite Spur ebenfalls $N_{dE/dx} \geq 20$ gefordert. In allen Intervallen wird aus den Massenverteilungen der Verlust an ϕ–Mesonen, der der Ineffizienz des Schnittes $N_{dE/dx} \geq 20$ entspricht, bestimmt.
Das Histogramm mit der durchgezogenen Linie in Abbildung 6.7 zeigt für die Ereignisse im Massenfenster $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV (Abbildung 6.6 (a)) die Trefferverteilung der Spuren, die bezüglich der dE/dx–Schnitte frei sind. Das Histogramm mit der strichpunktierten Linie zeigt für die Ereignisse im Massenfenster $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV (Abbildung 6.6 (b)) die Trefferverteilung der Spuren, die innerhalb des Kaonbandes liegen. Der Mittelwert der Verteilung verschiebt sich zu höheren Werten von $N_{dE/dx}$, was zur Folge hat, daß die Effizienz $\varepsilon_{Treffer}$ durch die beschriebene Methode überschätzt wird. Dies wird mit einem systematischen Fehler von 10% berücksichtigt.

In Abschnitt 6.3.2 wird die Methode zur Bestimmung der Effizienz des Schnittes auf das Kaonband beschrieben. Da die Auflösung der Teilchenbänder abhängig ist von der Zahl der Treffer, die für die dE/dx–Messung verwendet werden, ist auch die Wahrscheinlichkeit, durch die beiden Schnittgeraden g_π und g_p Kaonen zu verlieren, abhängig von $N_{dE/dx}$. Die Effizienz des Schnittes auf das Kaonband wird für die Forderung $N_{dE/dx} \geq 20$ bestimmt.

6.3.1 Effizienz des Schnittes auf die Zahl der Treffer

Eine Spur wird bezüglich beider dE/dx–Schnitte vollständig als Kaon identifiziert. Die andere Spur wird bezüglich des Schnittes auf die Treffer frei gelassen, muß allerdings innerhalb des Kaonbandes liegen. Die zu diesen Bedingungen gehörenden Massenverteilungen $M(K^+K^-)$ werden für alle p_T^ϕ– und θ^ϕ–Intervalle gebildet und durch Gleichung 5.6 parametrisiert. Anschließend werden die ϕ–Kandidaten innerhalb des Massenfensters $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV gezählt N_i^{sig} und der aus der Parametrisierung gewonnene Untergrund N_i^{bg} abgezogen. Dieses Verfahren wird dann für die Verteilungen der vollständig identifizierten Spurpaare wiederholt, was auf die Werte N_f^{sig} und N_f^{bg} führt. Die Abbildungen 6.9 und 6.10 zeigen die Massenverteilungen und Parametrisierungen in den Intervallen von p_T^ϕ und θ^ϕ. Das obere Histogramm des jeweiligen p_T^ϕ– bzw. θ^ϕ–Intervalls zeigt die Verteilung, in der nur eine Spur durch beide dE/dx–Schnitte vollständig identifiziert ist, während im unteren Histogramm beide Spuren vollständig identifiziert sind. Die Massenverteilungen der θ^ϕ–Intervalle werden für den betrachteten Transversalimpulsbereich 0.4 GeV $< p_T^\phi <$ 1.3 GeV der ϕ–Kandidaten berechnet. Jedes Intervall liefert eine Zahl von rekonstruierten ϕ–Mesonen vor dem Schnitt $N_i^\phi = N_i^{sig} - N_i^{bg}$ und nach dem Schnitt $N_f^\phi = N_f^{sig} - N_f^{bg}$ (Tabelle 6.2). Die Effizienz des Schnittes auf die Zahl der Treffer $\varepsilon_{Treffer}$ ist durch das Verhältnis von N_f^ϕ zu N_i^ϕ gegeben. $\varepsilon_{Treffer}$ ist damit abhängig von vier fehlerbehafteten Größen, die miteinander korreliert sind. Zur Abschätzung des

p_T^ϕ–Bereiche [GeV]	N_i^ϕ	N_i^{bg}	N_f^ϕ	N_f^{bg}	$\varepsilon_{Treffer}$
0.4–0.7	1462±59	1177±30	1027±46	623±22	0.70±0.03
0.7–0.8	543±52	755±38	429±58	439±50	0.79±0.11
0.8–0.9	392±61	794±51	320±58	454±51	0.82±0.17
0.9–1.0	366±45	622±32	300±34	343±22	0.82±0.10
1.0–1.3	390±52	760±39	305±43	350±34	0.78±0.13

θ^ϕ–Bereiche [Grad]	N_i^ϕ	N_i^{bg}	N_f^ϕ	N_f^{bg}	$\varepsilon_{Treffer}$
25–51	467±67	966±55	333±63	573±55	0.71±0.15
51–77	792±52	998±31	611±40	496±21	0.77±0.05
77–103	645±43	692±24	473±30	267±14	0.73±0.04
103–129	742±46	787±24	561±37	411±20	0.76±0.05
129–155	522±63	643±53	399±51	462±42	0.76±0.12

Tabelle 6.2: *Zahl der rekonstruierten ϕ–Mesonen (Selektion siehe Text) und die berechneten Untergrundereignisse vor dem Schnitt N_i^ϕ bzw. N_i^{bg} und nach dem Schnitt N_f^ϕ bzw. N_f^{bg} auf die Zahl der Treffer. Die daraus bestimmten Effizienzen mit den zugehörigen statistischen Fehlern sind angegeben.*

Fehlers $\Delta\varepsilon_{Treffer}$ wird die Größe $\alpha = N_f^{sig}/N_i^{sig}$ eingeführt, deren Fehler aus

$$\Delta\alpha = \sqrt{\frac{\alpha(1-\alpha)}{N_i^{sig}}} \qquad (6.6)$$

folgt. Die Effizienz $\varepsilon_{Treffer}$ läßt sich mit Hilfe der Größe α schreiben als:

$$\varepsilon_{Treffer} = \frac{\alpha \cdot N_i^{sig} - N_f^{bg}}{N_i^{sig} - N_i^{bg}} \, . \qquad (6.7)$$

Der Fehler von $\varepsilon_{Treffer}$ ergibt sich aus den Fehlern von α, N_i^{bg} und N_f^{bg}.
Abbildung 6.8 zeigt den Verlauf der Effizienz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls und vom Polarwinkel. Es ist ein Abfall zu kleinen Werten von p_T^ϕ zu erkennen. Für Transversalimpulse im Bereich $p_T^\phi > 700$ MeV liegt die mittlere Effizienz bei etwa 80%. Die mittlere Effizienz in Abhängigkeit von θ^ϕ beträgt etwa 74%.

6.3.2 Effizienz des Schnittes auf das Kaonband

Das Kaonband (Abbildung 5.6) ist definiert als die Menge aller Spuren mit $p < 800$ MeV, deren dE/dx–Werte innerhalb des durch die Gleichungen 5.4 und 5.5 begrenzten Gebietes liegen. Im folgenden werden die Effizienzen für die beiden Schnittbedingungen ε_{g_π} und ε_{g_p}

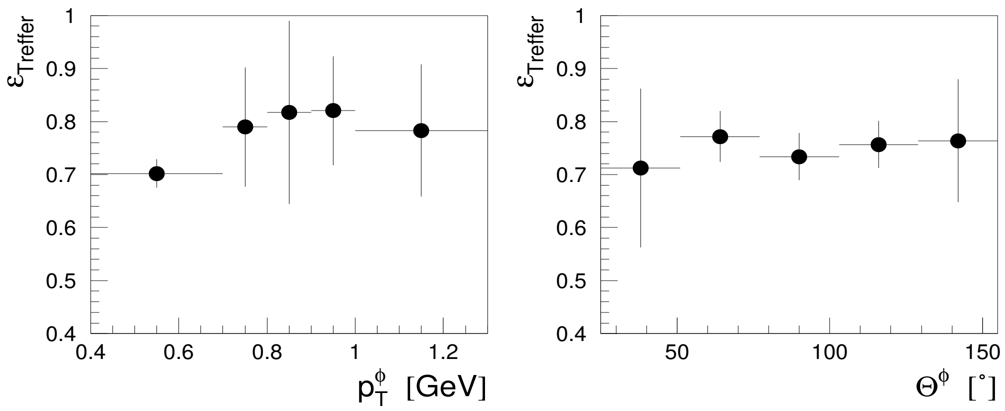


Abbildung 6.8: *Effizienz des Schnittes auf die Zahl der Treffer $N_{dE/dx} \geq 20$ für die p_T^ϕ– und θ^ϕ–Intervalle. Für das unterste p_T^ϕ–Intervall fällt $\varepsilon_{Treffer}$ auf etwa 70%. Die mittlere Effizienz in Abhängigkeit von θ^ϕ liegt bei 74%.*

in Abhängigkeit vom Impuls p der Teilchen aus den Daten bestimmt.
Zunächst wird eine Funktion bestimmt, die den Verlauf der dE/dx–Werte in Abhängigkeit vom Impuls p der Spuren innerhalb des Kaonbandes beschreibt. Dies kann aufgrund des linearen Verlaufs in der Darstellung dE/dx gegen $1/p^2$ mittels einer linearen Regression erfolgen. Das Ergebnis liefert einen an die Daten angepaßten Erwartungswert für den mittleren Energieverlust der Kaonen:

$$\langle dE/dx \rangle_{Kaon} \quad = \quad 0.941 + 0.138 \cdot \frac{1}{p^2} \, . \tag{6.8}$$

Die Anpassung wird für 100 000 Ereignisse des Datensatzes durchgeführt. Der Fehler der Regression wird vernachlässigt. Es werden alle Spuren verwendet, die im Kaonband liegen und deren dE/dx–Werte aus mindestens 20 Treffern $N_{dE/dx}$ bestimmt werden. Anschließend wird für jeden Eintrag innerhalb eines bestimmten Bereichs der $1/p^2$–Achse der zugehörige dE/dx–Wert durch den Erwartungswert $\langle dE/dx \rangle_{Kaon}$ geteilt und in ein Histogramm eingetragen. Abbildung 6.11 (a) zeigt ein Beispiel für den Bereich $7 < 1/p^2$ [1/GeV^2] < 9, einem Impulsbereich von $333 < p$ [MeV] < 379 entsprechend. Die Abbildungen 6.11 (b) und (c) zeigen den Quotienten $dE/dx/\langle dE/dx \rangle_{Kaon}$. In Bild (b) ist für die Ordinate eine logarithmische Skala gewählt. Es ist eine Verteilung der Kaonen um eins zu sehen. Unterhalb der Kaonen befinden sich die Einträge der Pionen und oberhalb die der Protonen.
Das Kaonsignal wird mit einer Gaußfunktion parametrisiert. Um den Übergang des Pion–Signals in das der Kaonen möglichst gut zu beschreiben und zusätzlich die Konvergenz der Anpassung zu stabilisieren, wird ein Teil der abfallenden Flanke des Pionsignals ebenfalls angepaßt. Die Anpassungsfunktion ist damit durch die Summe zweier Gaußfunktionen gegeben:

$$G_{K+\pi}(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + P_4 \cdot e^{-\frac{(x-P_5)^2}{2P_6^2}} \, . \tag{6.9}$$

Die erste Gaußfunktion beschreibt das Kaonsignal. A, μ, σ entsprechen den Parametern P_1, P_2, P_3 in Abbildung 6.11 (c).

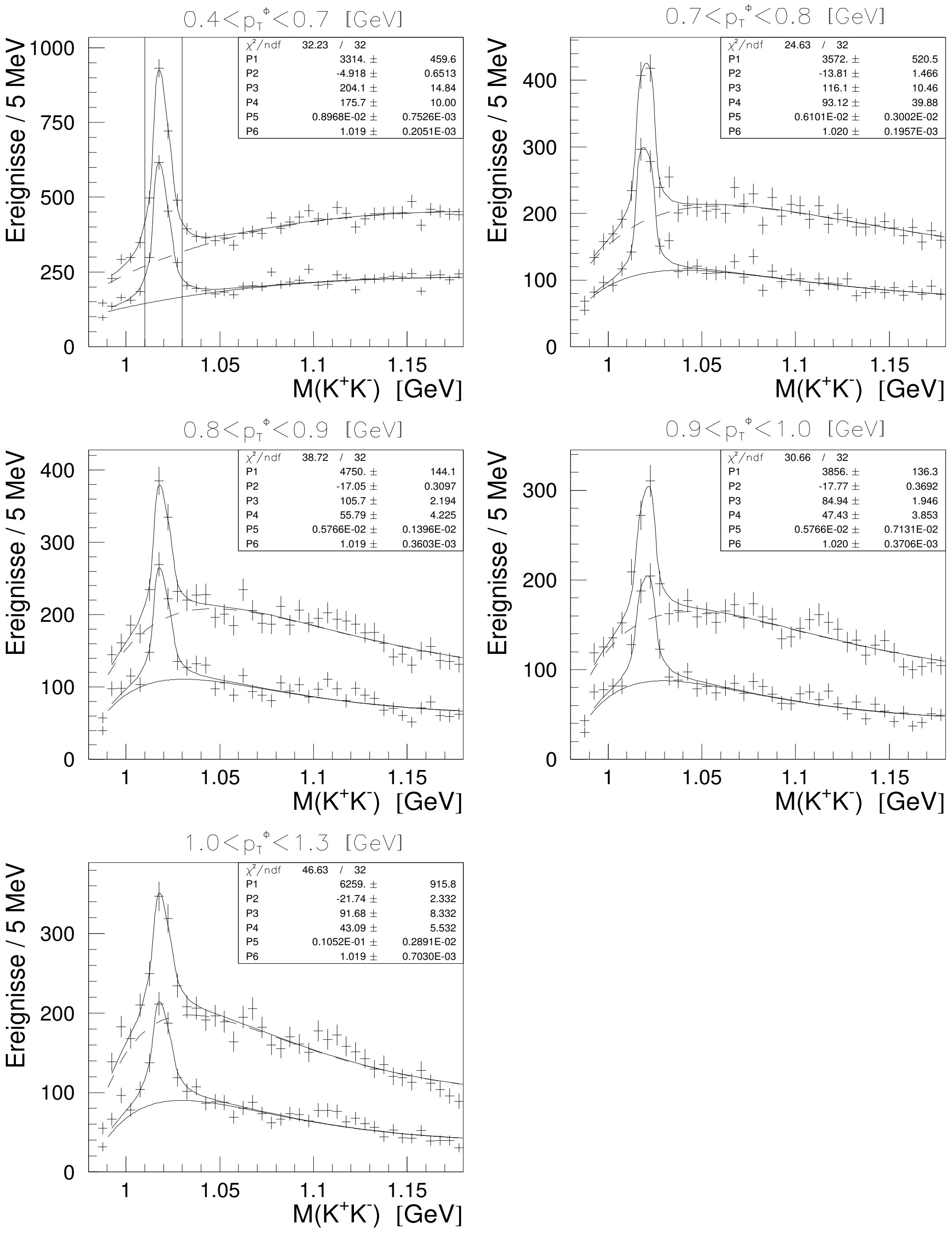


Abbildung 6.9: *Invariante Masse $M(K^+K^-)$ für verschiedene p_T–Intervalle der ϕ–Mesonen. Das obere Histogramm zeigt die Verteilung, in der nur eine Spur durch beide dE/dx–Schnitte vollständig identifiziert wird. Die zweite Spur muß innerhalb des Kaonbandes liegen, aber nicht die Bedingung $N_{dE/dx} \geq 20$ erfüllen. Im unteren Histogramm sind beide Spuren vollständig identifiziert. Von den ϕ–Kandidaten im Massenfenster $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10\ MeV$ werden die aus der Integration des parametrisierten Untergrundes gewonnenen Ereignisse abgezogen.*

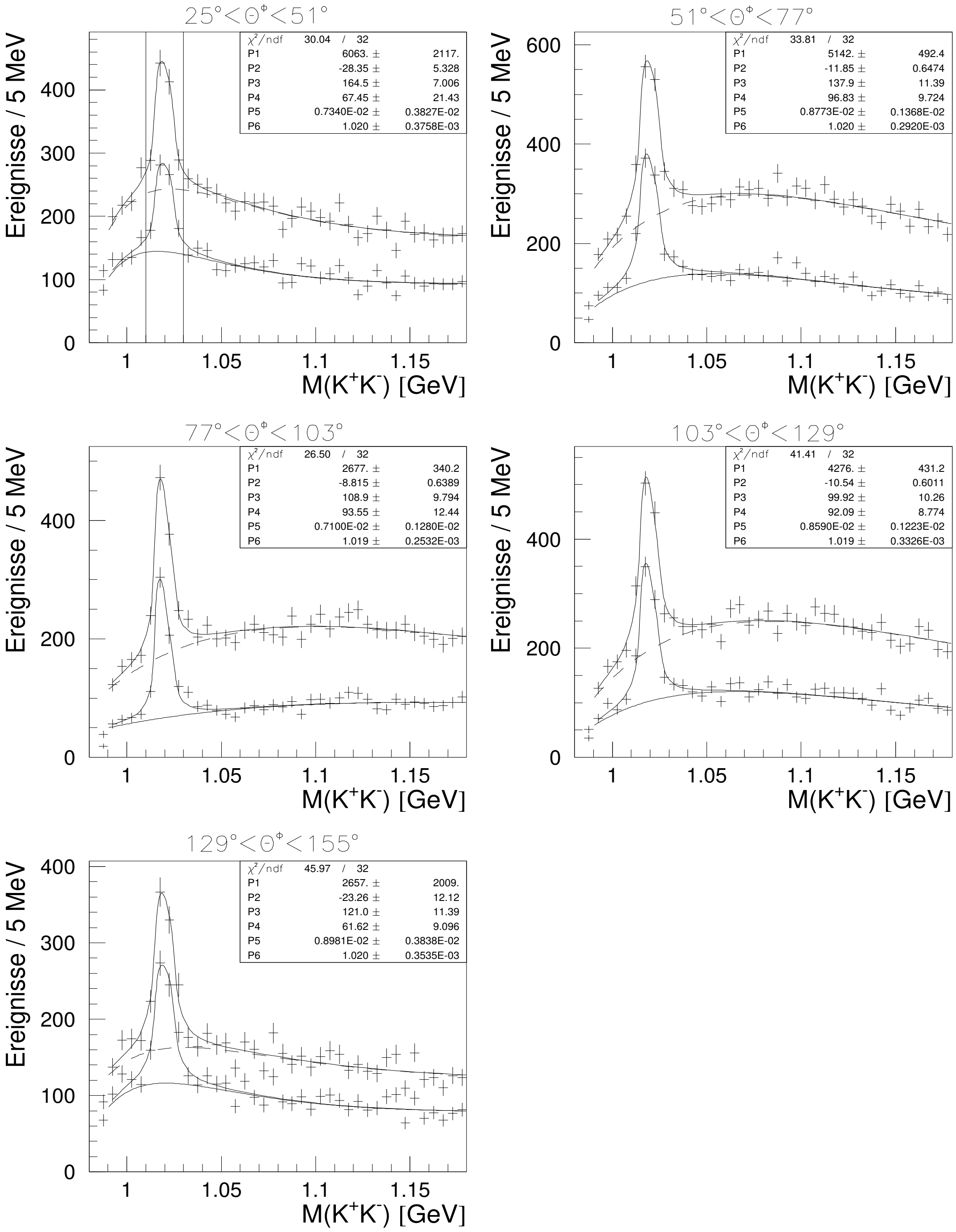


Abbildung 6.10: *Invariante Masse $M(K^+K^-)$ für verschiedene θ–Intervalle der ϕ–Mesonen. Zur weiteren Erklärung siehe Abbildung 6.9.*

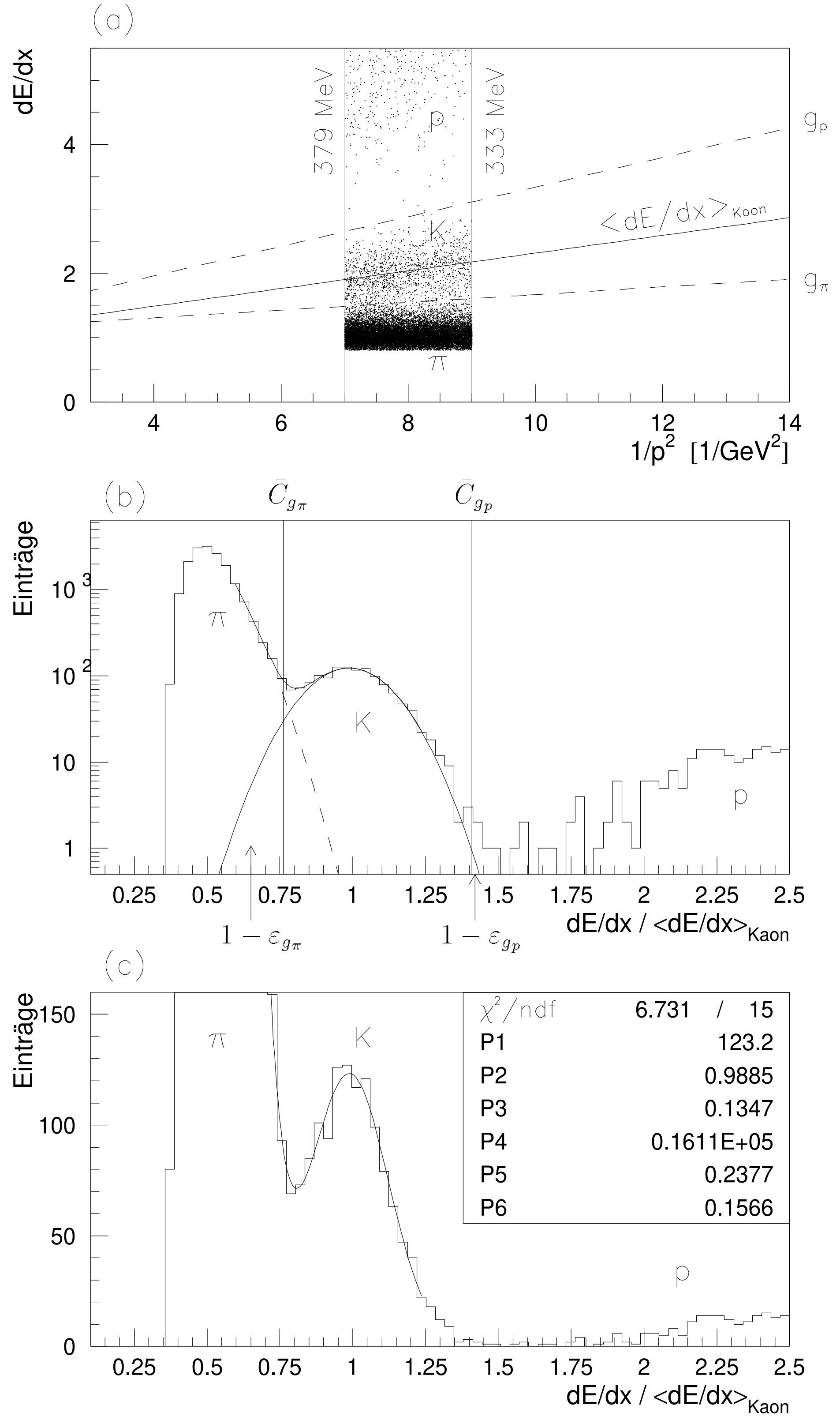


Abbildung 6.11: *Bestimmung der Effizienz für den Schnitt auf das Kaonband aus Daten. (a) dE/dx–Werte im Bereich* $7 < 1/p^2[1/GeV^2] < 9$*, entsprechend einem Impulsbereich* $333 < p[MeV] < 379$*. Zwischen den gestrichelt eingezeichneten Schnittgeraden* g_π *und* g_p *verläuft die an die Daten angepaßte Funktion* $\langle dE/dx\rangle_{Kaon}$*. (b) und (c) zeigen die Teilchenbänder in der Darstellung* $dE/dx/\langle dE/dx\rangle_{Kaon}$ *einmal in halblogarithmischer Skala (b) und linearer Skala (c). Kurven in (b) und (c) siehe Text.*

Die Schnittpunkte der Grenzen des betrachteten Impulsintervalls $[p_1, p_2]$ mit den Geraden g_π und g_p, liefern jeweils eine untere C^u und eine obere Grenze C^o für den entsprechenden Schnitt bezüglich der Größe $dE/dx/\langle dE/dx\rangle_{Kaon}$. Der Zusammenhang ist gegeben durch die Beziehungen:

$$C^u_{g_\pi} = \frac{g_\pi(p_1)}{< dE/dx >_{Kaon}(p_1)} \quad \text{und} \quad C^o_{g_\pi} = \frac{g_\pi(p_2)}{< dE/dx >_{Kaon}(p_2)}\,, \tag{6.10}$$

$$C^o_{g_p} = \frac{g_p(p_1)}{< dE/dx >_{Kaon}(p_1)} \quad \text{und} \quad C^u_{g_p} = \frac{g_p(p_2)}{< dE/dx >_{Kaon}(p_2)}\,. \tag{6.11}$$

Die in Abbildung 6.11 (b) eingezeichneten vertikalen Linien entsprechen dem Mittelwert $\bar{C}_{g_\pi}$ bzw. $\bar{C}_{g_p}$ dieser Schnittgrenzen.

Die Effizienz der Schnitte g_π und g_p folgt aus den Gleichungen:

$$\varepsilon_{g_\pi} = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{(\bar{C}_{g_\pi}-\mu)/\sigma} e^{-\frac{x^2}{2}}\,dx\,, \tag{6.12}$$

$$\varepsilon_{g_p} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{(\bar{C}_{g_p}-\mu)/\sigma} e^{-\frac{x^2}{2}}\,dx\,. \tag{6.13}$$

Die Integrale in den Gleichungen 6.12 und 6.13 sind gleichbedeutend mit dem in [5] tabellierten Wahrscheinlichkeitsintegral. Die Effizienz des Schnittes auf das Kaonband entspricht dem Verhältnis des Integrals über die Gaußfunktion innerhalb der Schnitte zu dem Integral über die gesamte Abzisse $dE/dx/\langle dE/dx\rangle_{Kaon}$ (Abbildung 6.11 (b)).

Im Impulsintervall $160 < p$ [MeV] < 450 wird das beschriebene Verfahren für 10 verschiedene Bereiche durchgeführt. Die Teilchensignale laufen entsprechend der abnehmenden Separation der Teilchenbänder mit zunehmendem Impuls schnell zusammen, bis sie nicht mehr voneinander getrennt werden können. Die obere Grenze des Intervalls ergibt sich aus der Forderung einer für die Parametrisierung hinreichenden Auflösung zwischen Kaonband und Pionband. Die Effizienz des Schnittes g_π ist in Abbildung 6.12 (a) als Funktion des Impulses p aufgetragen.

Da die Effizienz des Schnittes g_p (Abbildung 6.12 (b)) in dem betrachteten Impulsintervall nicht signifikant von eins abweicht, wird für den Bereich oberhalb von $p = 450$ MeV die Effizienz nach Gleichung 6.13 für einen festen Erwartungswert μ und eine feste Breite σ des Kaonbandes bestimmt. Die beiden Mittelwerte $\bar{\mu}$ und $\bar{\sigma}$ aller aus der Anpassung im Bereich $p < 450$ MeV gewonnenen Werte von μ und σ werden hierfür verwendet. Die Effizienz des Schnittes g_π im Bereich $p > 450$ MeV erhält man durch Extrapolation.

In allen Impulsintervallen werden die Effizienzen für die jeweiligen unteren und oberen Grenzen C^u und C^o (Gleichung 6.10 und 6.11) ermittelt. Ihre Abweichung von den Effizienzen für die Mittelwerte $\bar{C}_{g_\pi}$ bzw. $\bar{C}_{g_p}$ dient zur Abschätzung des Fehlers dieses Verfahrens. Die Fehler für μ und σ aus der Anpassung werden nicht berücksichtigt.

Die durchgezogenen Linien in Abbildung 6.12 (a) und (b) folgen aus der Anpassung der letzten fünf Meßpunkte durch eine Gerade. Mit den durch die lineare Regression gewonnenen Parametern für Steigung und Achsenabschnitt der Geraden lassen sich die Effizienzen der Schnitte g_π und g_p auf das Kaonband durch den folgenden funktionalen Zusammenhang beschreiben:

$$\varepsilon_{g_\pi}(p) = (1.24 \pm 0.06) - (0.82 \pm 0.2) \cdot p\,, \tag{6.14}$$

$$\varepsilon_{g_p}(p) = (1.05 \pm 0.02) - (0.12 \pm 0.04) \cdot p\,. \tag{6.15}$$

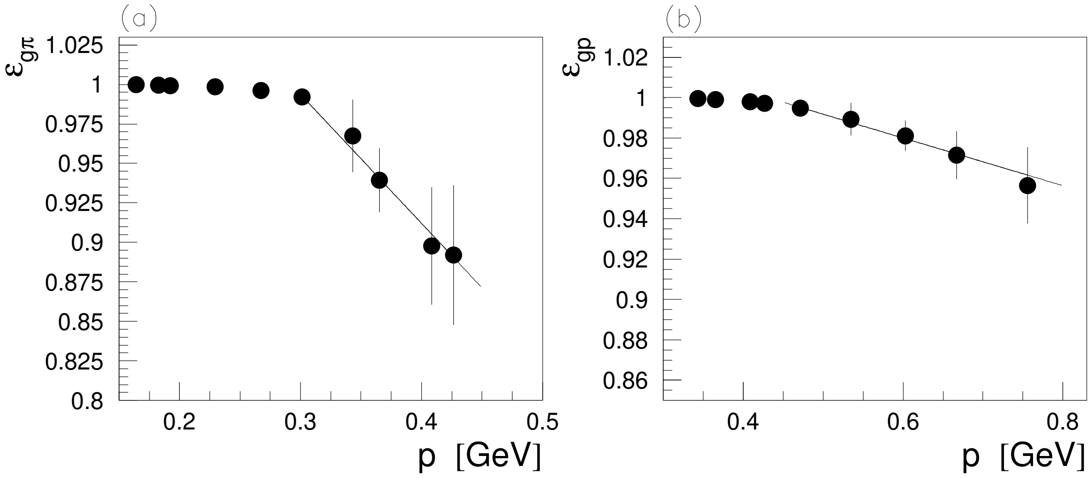


Abbildung 6.12: *Effizienz der Schnitte g_π (a) und g_p (b). Die durchgezogene Linie folgt aus der Anpassung einer Geraden an die letzten fünf Meßpunkte.*

Um zu überprüfen, ob die Effizienz eine Abhängigkeit vom Polarwinkel θ aufweist, wird der betrachtete Akzeptanzbereich der CJC ($25^\circ < \theta < 155^\circ$) in drei Bereiche unterteilt. Abbildung 6.13 zeigt den Erwartungswert μ (a) und die Breite σ (b) als Funktion des Impulses p. Man sieht, daß die aus der Anpassung gewonnenen Werte μ im Rückwärtsbereich ($115^\circ < \theta < 155^\circ$) systematisch oberhalb der Werte für den gesamten Akzeptanzbereich liegen, während diejenigen im Zentralbereich ($65^\circ < \theta < 115^\circ$) nach unten abweichen. Der Vorwärtsbereich ($25^\circ < \theta < 65^\circ$) ist in (a) und (b) nicht dargestellt, zeigt aber einen annäherend gleichen Verlauf wie der Rückwärtsbereich. Dies legt die Vermutung nahe, daß die Korrektur der dE/dx–Meßwerte bezüglich der Änderung der Ionisationsstrecke mit dem Polarwinkel θ (Abschnitt 5.2) für Kaonen nur auf etwa 5% gut ist. Die Breite σ zeigt im Rahmen der Fehler keine Korrelation mit dem Winkel θ.

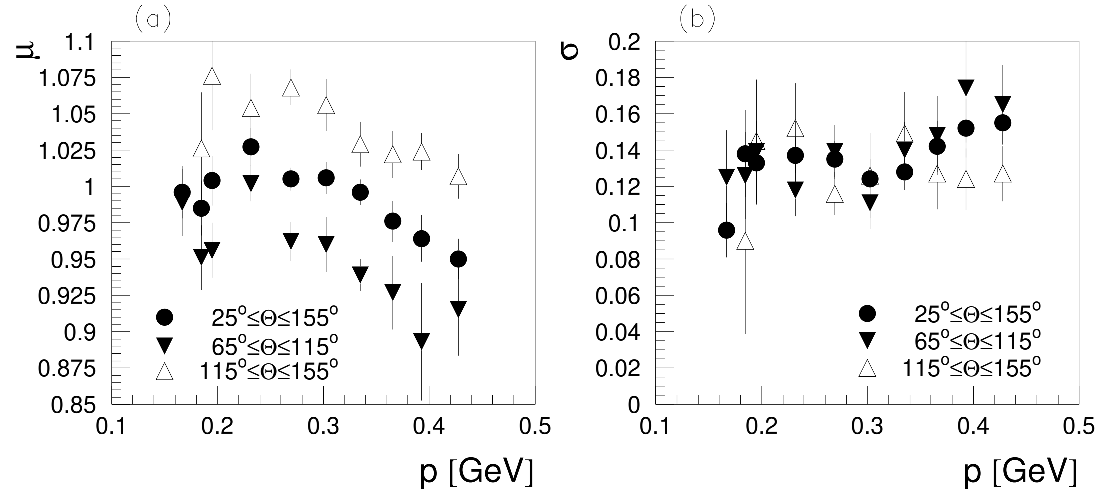


Abbildung 6.13: *Erwartungswert μ (a) und Breite σ (b) des Kaonbandes in verschiedenen Winkelbereichen.*

Der Verlauf des Erwartungswertes μ zeigt in allen Bereichen von θ eine leicht abfallende Tendenz für Impulse $p > 300$ MeV, die ihre Ursache in der Parametrisierung der Teilchenbänder durch eine Gaußfunktion haben könnte. Die durch die $1/\sqrt{x}$–Methode (Gleichung 5.3) ermittelten Werte für den Energieverlust sind nur annäherend normalverteilt, zeigen aber immer noch die landauartige Asymmetrie, die durch eine Gaußfunktion nicht optimal beschrieben wird. Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes werden diese Zusammenhänge und mögliche Fehlerquellen nicht berücksichtigt.

6.4 Ergebnisse

Die Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes nach Gleichung 6.1 erfordert die Bestimmung der Zahl der ϕ–Mesonen $N^{\phi} = N^{sig} - N^{bg}$ (Gleichung 6.2) und die Bestimmung der totalen Effizienz ε_{tot} in den Intervallen von p_T^{ϕ} und θ^{ϕ} (Abbildung 6.5). Zur Bestimmung von N^{ϕ} wird in allen Intervallen die invariante Masse gebildet. Die Ereignisse N^{sig} im Massenfenster $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV werden gezählt und der aus der Parametrisierung gewonnene Untergrund N^{bg} abgezogen. Die totale Effizienz ε_{tot} setzt sich aus den in Gleichung 6.3 aufgeführten Effizienzen zusammen. Die Akzeptanz des Elektrontaggers A_{Etag} und die Effizienz des Subtriggers 83 werden berücksichtigt, indem die Zahl der ϕ–Mesonen N^{ϕ} mit der Akzeptanz bzw. der Triggereffizienz ε_{trig} (Abschnitt 6.2) im zugehörigen Intervall gewichtet werden. Die Effizienz der dE/dx–Schnitte $\varepsilon_{dE/dx}$ setzt sich zusammen aus der Effizienz des Schnittes auf die Zahl der Treffer, die für die dE/dx–Messung verwendet werden $\varepsilon_{Treffer}$ (Abschnitt 6.3.1) und der Effizienz des Schnittes auf das Kaonband (Abschnitt 6.3.2). $\varepsilon_{Treffer}$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein Kaon, das aus dem Zerfall eines rekonstruierten ϕ–Mesons stammt, den Schnitt $N_{dE/dx} \geq 20$ passiert. Das Produkt der Effizienzen ε_{g_π} und ε_{g_p} (Gleichung 6.14 und Gleichung 6.15) gibt die Wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Impuls an, mit der Kaonen durch den Schnitt auf das Kaonband selektiert werden. Die Effizienz der dE/dx–Schnitte $\varepsilon_{dE/dx}$ ergibt sich demnach aus der folgenden Gleichung:

$$\varepsilon_{dE/dx}(p_K^1, p_K^2) = \varepsilon_{Treffer}^2 \cdot \varepsilon_{g_\pi}(p_K^1) \cdot \varepsilon_{g_\pi}(p_K^2) \cdot \varepsilon_{g_p}(p_K^1) \cdot \varepsilon_{g_p}(p_K^2)\,, \tag{6.16}$$

p_K^1 und p_K^2 sind dabei die Impulse der Kaonen. Die Effizienzen der Rekonstruktion und Spurselektion sind in der Größe ε_{sel} zusammengefaßt.

Abbildung 6.14 zeigt die inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dp_T^2 d\eta$ und $d\sigma/d\eta$ für Photoproduktionsereignisse im kinematischen Bereich $0.3 < y < 0.7$ (160 GeV $< W_{\gamma p} <$ 240 GeV) und $Q^2 < 0.01$ GeV^2. Aufgrund des Impulsschnittes ($p < 800$ MeV) für die Kaonidentifikation mit Hilfe von dE/dx (Abschnitt 5.3) und der Winkelakzeptanz der CJC ($25° < \theta < 155°$, $|\eta| < 1.5$) kann der Wirkungsquerschnitt nur im kinematischen Bereich 0.4 GeV $< p_T^{\phi} <$ 1.3 GeV und $|\eta| < 1.5$ angegeben werden. Zur Darstellung der Wirkungsquerschnitte wird die Mitte der jeweiligen Intervalle in p_T bzw. η benutzt. Die η–Intervalle folgen aus der Einteilung in die θ–Intervalle mit $\eta = -\ln\tan(\theta/2)$. In Tabelle 6.3 ist zusätzlich zu den Wirkungsquerschnitten $d^2\sigma/dp_T^2 d\eta$ und $d\sigma/d\eta$ die Zahl der gefundenen ϕ–Mesonen N^{ϕ} und die mittlere Effizienz $\langle\varepsilon_{tot}\rangle$ in den jeweiligen Intervallen angegeben.

Zusätzlich zum Fehler von $\varepsilon_{Treffer}$ (Abschnitt 6.3.1) wird für den Schnitt auf das Kaonband ein Fehler von 10% angenommen. Unsicherheiten in der Detektorsimulation des Subtriggers 83 (Abschnitt 6.2) werden mit einem systematischen Fehler von 11% berücksichigt. Der Fehler in der Akzeptanz des Elektrontaggers beträgt 5% [12]. Verluste der Triggerstufe L4 (Abschnitt 3.2.5) werden als vernachlässigbar eingeschätzt, da in 20 000 *L4–Reject*–Ereignissen kein ϕ–Kandidat gefunden wurde. Der Fehler in der Luminositätsmessung wird zu 1.5% [12] angenommen. Die systematischen Fehler werden als unabhängig vom Transversalimpuls p_T^ϕ und vom Polarwinkel θ^ϕ der ϕ–Mesonen betrachtet und quadratisch zu den statistischen Fehlern addiert. Die statistischen und systematischen Fehler betragen im Mittel in den p_T^ϕ–Intervallen 13% bzw. 36% und in den η^ϕ–Intervallen 8% bzw. 37%. Sie sind in Abbildung 6.14 durch die inneren bzw. äußeren Querstriche an den Fehlerbalken angedeutet. Die durchgezogene Linie in Abbildung 6.14 (a) folgt aus der Anpassung der Funktion

$$d^2\sigma/dp_T^2 d\eta = A \cdot (1 + p_T)^{-n} \qquad (6.17)$$

an die Meßpunkte, wobei sich $A = 250 \pm 57$ und $n = 6.9 \pm 1.0$ ergeben.
In Abbildung 6.15 sind zum Vergleich die inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dp_T^2 d\eta$ und $d\sigma/d\eta$ aus [15] für Photoproduktionsereignisse im kinematischen Bereich $0.3 < y < 0.7$ und $Q^2 < 0.01$ GeV sowie 0.5 GeV $< p_T < 5.0$ GeV und $|\eta| < 1.3$ der

			ep
p_T^ϕ–Bereiche [GeV]	N^ϕ	$\langle\varepsilon_{tot}\rangle$[%]	$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 d\eta}$[nb/(GeV)^2]
0.4–0.7	1045±45	7.5	11.140±0.478±3.119
0.7–0.8	433±63	12.3	6.194±0.902±2.197
0.8–0.9	322±58	12.2	4.090±0.741±1.808
0.9–1.0	304±41	12.4	3.394±0.456±1.167
1.0–1.3	306±43	11.0	1.064±0.150±0.395

			ep
η^ϕ–Bereiche	N^ϕ	$\langle\varepsilon_{tot}\rangle$[%]	$\frac{d\sigma}{d\eta}$[nb]
1.506 – 0.740	407±35	6.5	6.426±0.557±2.615
0.740 – 0.229	606±39	10.0	9.366±0.603±2.727
0.229 – −0.229	486±31	11.3	7.432±0.471±3.285
−0.229 – −0.740	566±36	8.4	10.335±0.657±3.551
−0.740 – −1.506	395±53	7.1	5.717±0.761±2.125

Tabelle 6.3: *$d^2\sigma/dp_T^2 d\eta$ und $d\sigma/d\eta$ für den kinematischen Bereich 0.4 GeV $< p_T^\phi < 1.3$ GeV und $|\eta| < 1.5$. Die Wirkungsquerschnitte sind für Photoproduktionsereignisse im kinematischen Bereich $0.3 < y < 0.7$ und $Q^2 < 0.01$ GeV^2 angegeben. Mit dem Photonflußfaktor $f_{\gamma/e} = 0.0136$ (siehe Text) können die γp–Wirkungsquerschnitte berechnet werden.*

K_s^0–Mesonen angegeben. Die Anpassung der Meßpunkte für $d^2\sigma/dp_T^2d\eta$ der K_s^0–Mesonen mit Hilfe der Gleichung 6.17 ergibt $A = 5137 \pm 370$ und $n = 6.6 \pm 0.12$. Die Anpassung der Meßpunkte für $d^2\sigma/dp_T^2d\eta$ der ϕ–Mesonen mit dem festen Parameter $n = 6.6$ ergibt $A = 210 \pm 33$. Der Vergleich der Parameter $A_{K_s^0}$ und A_ϕ liefert ein Verhältnis K_s^0 zu ϕ von 24±4.

Beide Messungen werden mit der Vorhersage des Monte–Carlo–Generators PYTHIA5.7 für einen *Strangeness*–Unterdrückungsfaktor s/u=0.3 (Abschnitt 2.2.2) verglichen. Die gestrichelte Linie zeigt die Wirkungsquerschnitte für die gleichen kinematischen Bereiche wie in den Daten. Die durchgezogene Linie folgt aus den Akzeptanzschnitten bezüglich des Zerfallswinkels der Kaonen ($25° < \theta < 155°$) und der Impulse der Kaonen ($p < 800$ MeV). Der Abfall der Akzeptanz in $d\sigma/d\eta$ im Vorwärtsbereich wird durch die Forderung $p < 800$ MeV verursacht. Die Vorhersage des Monte–Carlo–Modells stimmt im Rahmen der Fehler gut mit der Messung überein.

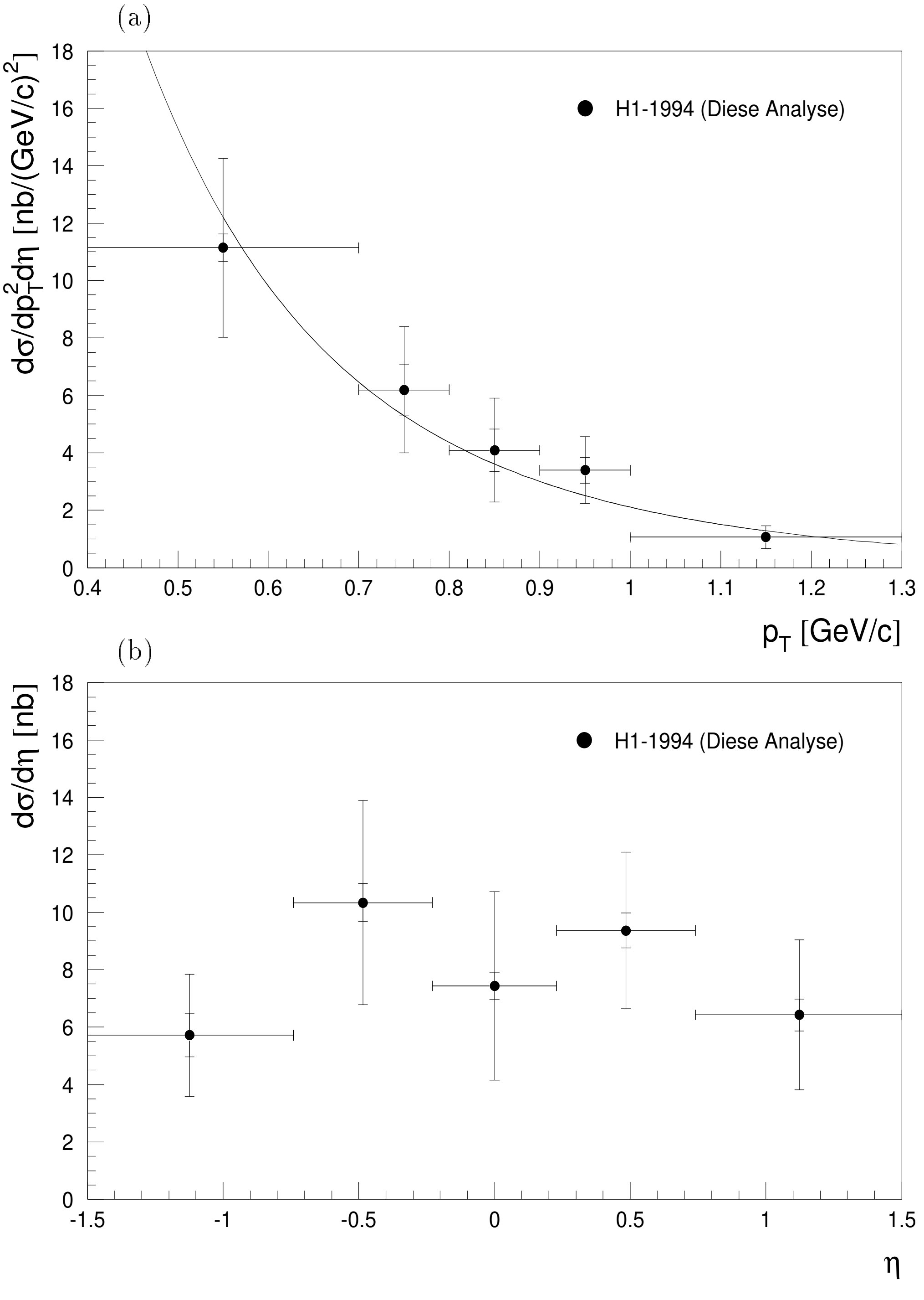


Abbildung 6.14: *Inklusive differentielle Wirkungsquerschnitte* $d^2\sigma/dp_T^2d\eta$ *(a) und* $d\sigma/d\eta$ *(b) für* 0.4 *GeV* $< p_T^\phi <$ 1.3 *GeV und* $|\eta|$ *<1.5 für Photoproduktionsereignisse im Bereich* $0.3 < y < 0.7$ *und* $Q^2 < 0.01$ *GeV*^{2}*. Die durchgezogene Linie in (a) folgt aus der Anpassung der Funktion* $A(1+p_T)^{-n}$ *mit* $A = 250 \pm 57$ *und* $n = 6.9 \pm 1.0$.

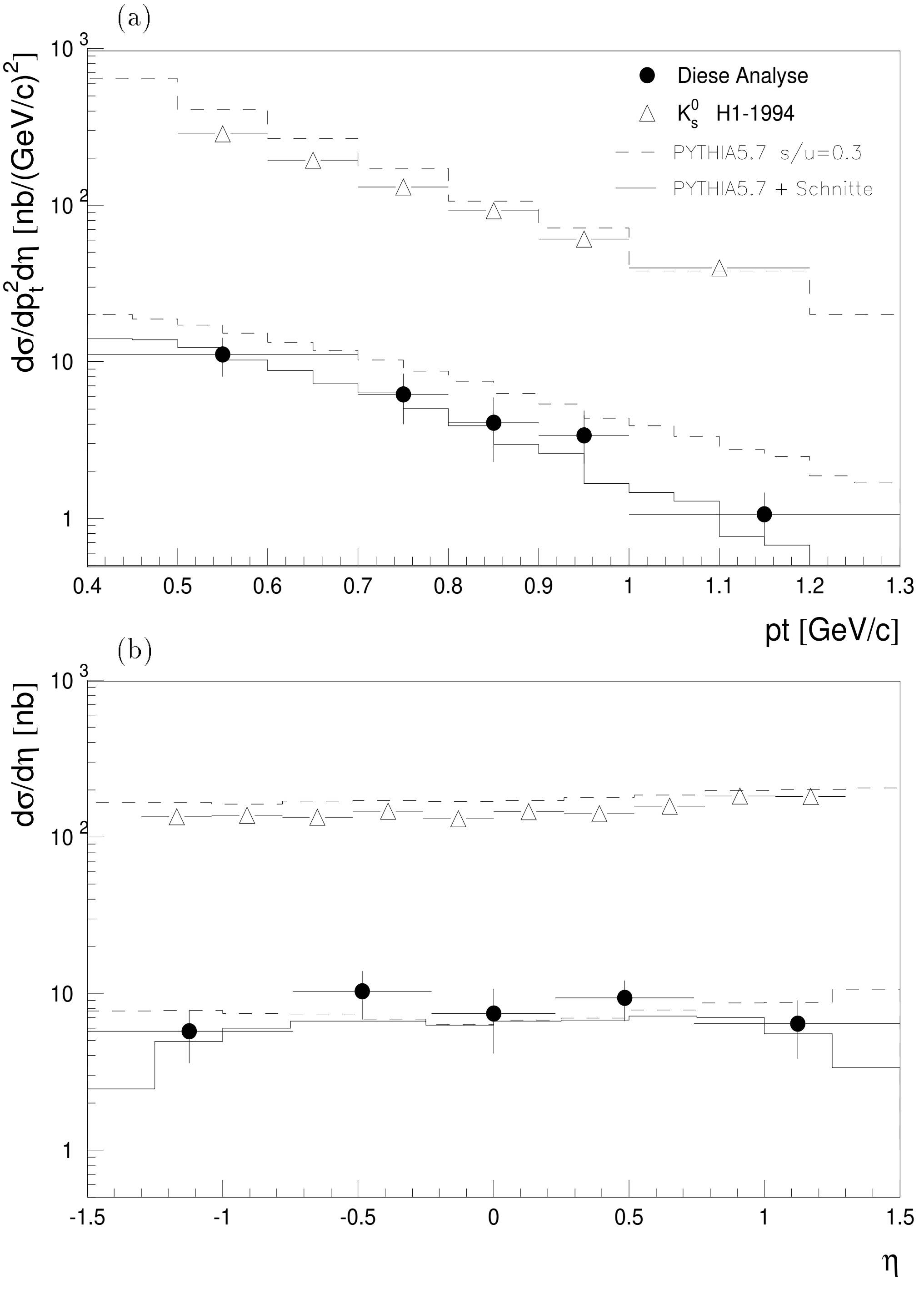


Abbildung 6.15: *Inklusive differentielle Wirkungsquerschnitte* $d^2\sigma/dp_T^2d\eta$ *und* $d\sigma/d\eta$ *für* $|\eta| < 1.5$. *Zum Vergleich sind die gemessenen* K_s^0 *Wirkungsquerschnitte aus [15] aufgeführt. Die gestrichelte Linie zeigt die Vorhersage des Generators PYTHIA5.7 mit einem Strangeness–Unterdrückungsfaktor* $s/u = 0.3$ *ohne Akzeptanzschnitte. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage des Generators nach Akzeptanzschnitten (siehe Text).*

Kapitel 7

Ereignisse mit offenem Charm

Der dominierende Prozeß für Charmproduktion in der ep–Streuung ist die Photon–Gluon Fusion (Abschnitt 2.2.1). Fragmentieren die c–Quarks unabhängig in zwei Hadronen mit Charminhalt (z.B. $D^{\pm}, D_s^{\pm}$), so spricht man von einem Ereignis mit offenem Charm. Die Rekonstruktion von ϕ–Mesonen bietet die Möglichkeit, die Zerfälle $D^{\pm} \to \phi\pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \to \phi\pi^{\pm}$ zu untersuchen. In Tabelle 7.1 sind einige Eigenschaften der $D^{\pm}$– und $D_s^{\pm}$–Mesonen angegeben [21]. Im folgenden wird ein erster Versuch beschrieben, $D^{\pm}$– und $D_s^{\pm}$–Mesonen in den im Jahre 1994 aufgezeichneten Daten nachzuweisen.

7.1 Vorselektion

Der zur Rekonstruktion der Charm–Mesonen $D^{\pm}$ und $D_s^{\pm}$ verwendete Datensatz ist die Ereignisklasse 16 (*open charm class*). Für das Jahr 1994 umfaßt sie ca. 1 000 000 Ereignisse, von denen weniger als 30% ebenfalls zur Ereignisklasse 19 gehören, die die Grundlage für die Analyse der inklusiven Photoproduktion von ϕ–Mesonen ist. Hauptsächlich beinhaltet die Ereignisklasse 16 Photoproduktionsereignisse, bei denen das gestreute Elektron nicht im Akzeptanzbereich des Elektrontaggers ($Q^2 < 0.01$ GeV^2) liegt.

	$D^{\pm}$	$D_s^{\pm}$
Quarkinhalt	$c\bar{d}, \bar{c}d$	$c\bar{s}, \bar{c}s$
m (MeV)	1869.4±0.4	1968.5±0.7
τ (s)	$(1.057\pm0.015)\times10^{-12}$	$(0.467\pm0.017)\times10^{-12}$
$c\tau$ (μm)	317	140
BR (%)	0.67±0.08	3.5±0.4

Tabelle 7.1: *Masse m, Lebensdauer τ und Verzweigungsverhältnis BR der Charm–Mesonen $D^{\pm}$ und $D_s^{\pm}$ aus [21]. Die Verzweigungsverhältnisse sind für den Zerfallskanal $D^{\pm} \to \phi\pi^{\pm}$ bzw. $D_s^{\pm} \to \phi\pi^{\pm}$ angegeben.*

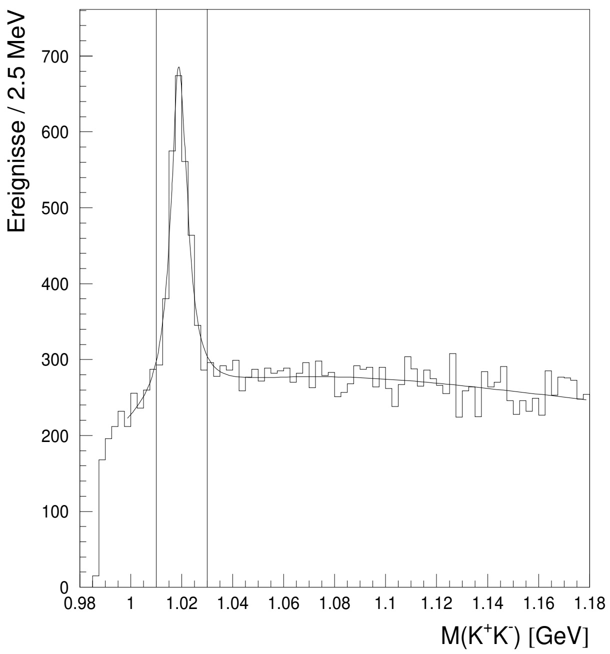


Abbildung 7.1: *Invariante Masse* $M(K^+K^-)$ *für Ereignisse der Ereignisklasse 16. Im Massenfenster* $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ *MeV befinden sich 3578* ϕ*–Kandidaten, die zur Rekonstruktion der Charm Mesonen* $D^\pm$ *und* $D_s^\pm$ *verwendet werden. Das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis beträgt (0.84±0.04).*

Der Ereignisklassifikation liegen Schnitte zur Selektion von Ereignissen mit offenem Charm zugrunde. Es werden kinematische Schnitte angewandt, die den Phasenraum verschiedener Zerfälle von Hadronen mit Charm beschränken. Einer dieser Zerfallskanäle ist der des $D_s^\pm$–Mesons:

$$D_s^\pm \to \phi\pi^\pm \to K^+K^-\pi^\pm \; . \tag{7.1}$$

Die invariante Masse $M(K^+K^-\pi^\pm)$ wird für Teilchen, die vom Primärvertex kommen und im Winkelakzeptanzbereich der CJC liegen, gebildet. Da keine explizite Teilchenidentifikation stattfindet, werden alle möglichen Teilchenkombinationen mit den zugehörigen Massenhypothesen gebildet. Jede Dreiteilchenkombination gibt zwei mögliche Kombinationen entgegengesetzt geladener Teilchen, für die die invariante Masse $M(K^+K^-)$ berechnet wird. Aus den Impulsen der drei Teilchen wird der resultierende Transversalimpuls $p_T(D_s^\pm)$ rekonstruiert. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn die folgenden Forderungen erfüllt sind:

1. Invariante Masse $M(K^+K^-\pi^\pm)$ im Bereich $|M(K^+K^-\pi^\pm) - M(D_s^\pm)| < 200$ MeV.
2. Invariante Masse der Zweiteilchenkombinationen $M(K^+K^-)$ im Bereich $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 15$ MeV.
3. Resultierender Transversalimpuls $p_T(D_s^\pm)$ des Zerfalls größer 1.5 GeV.

Sind entweder diese Forderungen, oder entsprechende für andere Charm Zerfälle, in einem Ereignis erfüllt, so wird es in der Ereignisklasse 16 akzeptiert.

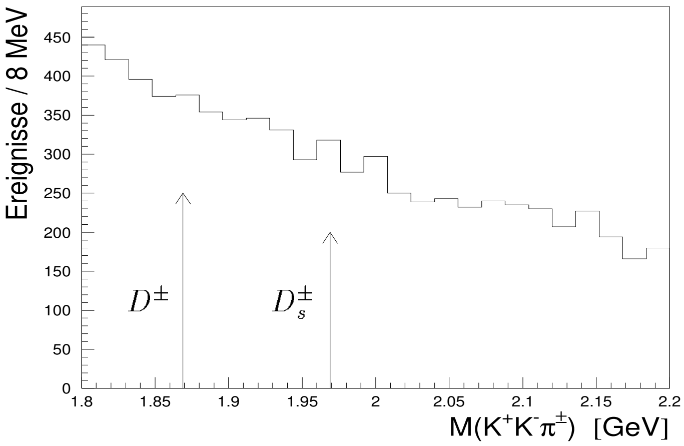


Abbildung 7.2: *Invariante Masse $M(K^+K^-\pi^\pm)$ für 3578 Ereignisse, in denen ein ϕ–Kandidat gefunden wird. Der ϕ–Kandidat wird mit den guten Spuren vom Primärvertex, die im Bereich $25^\circ < \theta < 155^\circ$ liegen, kombiniert.*

7.2 Rekonstruktion der Charm Mesonen $D^\pm$ und $D_s^\pm$

Aufbauend auf der Vorselektion der Ereignisklassifikation werden die im folgenden beschriebenen Schnitte angewandt, die die Identifikation der ϕ–Mesonen ausnutzen. Zur Rekonstruktion der $D^\pm$ und $D_s^\pm$–Mesonen werden zunächst, nach der in Abschnitt 5.3 erläuterten Methode, Kaonen identifiziert und die invariante Masse $M(K^+K^-)$ berechnet. Abbildung 7.1 zeigt die Massenverteilung $M(K^+K^-)$ für die Ereignisse der Ereignisklasse 16. Innerhalb des Massenfensters $|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 10$ MeV befinden sich 3578 ϕ–Kandidaten. Mit einem Signal–zu–Untergrund–Verhältnis von (0.84 ± 0.04) führt dies auf 1630 ± 79 rekonstruierte ϕ–Mesonen. In jedem der 3578 Ereignisse, in denen ein ϕ–Kandidat gefunden wird, werden die beiden identifizierten Kaonen mit einer weiteren

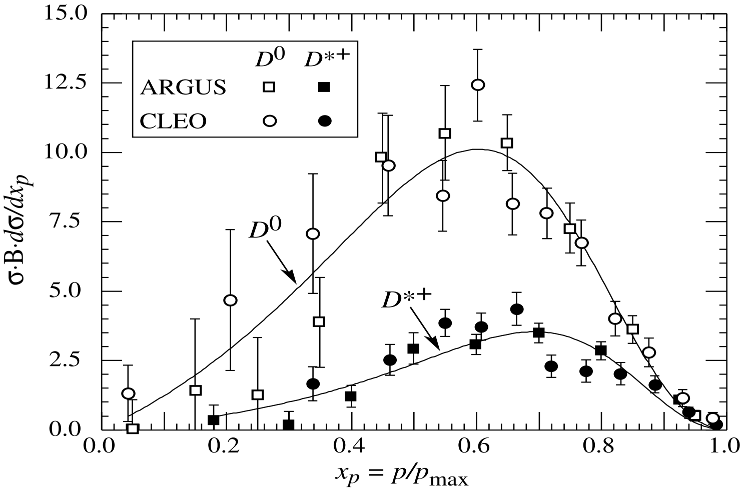


Abbildung 7.3: *Fragmentation von D–Mesonen in e^+e^-–Annihilation bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 10$ GeV (aus [21]).*

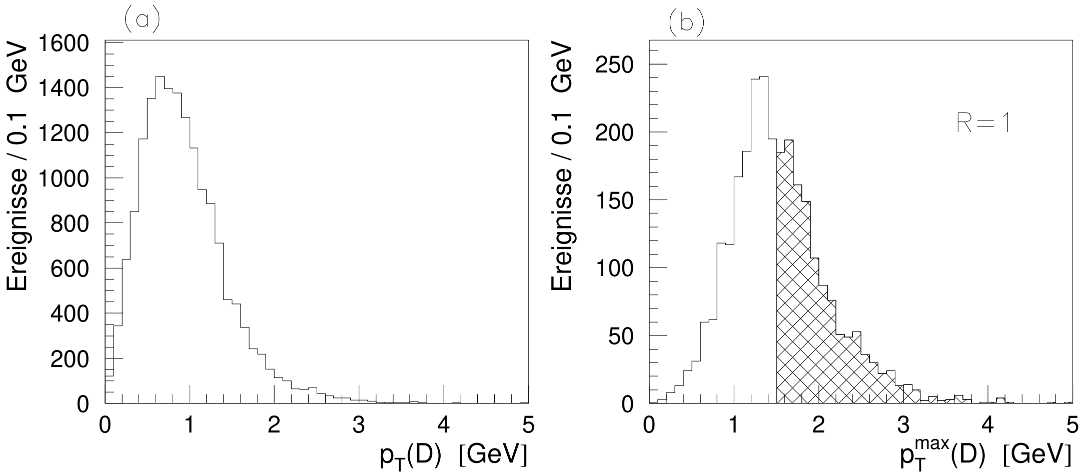


Abbildung 7.4: *Transversalimpuls $p_T(D)$, berechnet aus allen Kombinationen mit einem Pionkandidaten pro Ereignis (a) und für die Kombination mit $p_T^{max}(D)$ bzw. $R = 1$ (b). Der zur Rekonstruktion der D–Mesonen verwendete Bereich ist schraffiert.*

guten Spur vom Primärvertex (Abschnitt 4.3), die im Winkelakzeptanzbereich der CJC ($25° < \theta < 155°$) liegt, kombiniert und die invariante Masse $M(K^+K^-\pi^\pm)$ gebildet (Abbildung 7.2). Die Massen des $D^\pm$ und des $D_s^\pm$ aus Tabelle 7.1 sind gekennzeichnet. Auf dem abfallenden Untergrund ist kein Signal zu sehen. Zur Reduktion des Untergrundes müssen weitere Schnitte angewandt werden.
Zunächst wird der Bereich des Massenfensters der ϕ–Mesonen von ±10 MeV auf ±8 MeV eingeschränkt ($|M(K^+K^-) - M(\phi)| < 8$ MeV). Die Qualitätsanforderung an die Spur des Pionkandidaten wird durch weitere Schnitte erhöht. Der minimale Transversalimpuls p_T muß 180 MeV betragen. Der Anfangspunkt der Spur in der $r\phi$–Ebene R_{Start} muß kleiner als 24 cm sein. Die Spurlänge in der $r\phi$–Ebene $L_{r\phi}$ muß mindestens 15 cm betragen. Der Energieverlust dE/dx (Abbildung 5.6 in Abschnitt 5.2) muß kleiner als 1.5 sein. Mit $p_T(D)$ wird im folgenden der aus den Impulsen der beiden Kaonen und des Pionkandidaten ermittelte Transversalimpuls des Dreiteilchensystems bezeichnet.

Massenfenster der ϕ–Mesonen	$\|M(K^+K^-) - M(\phi)\| < 8$ MeV
Pionkandidaten	
Transversalimpuls	$p_T > 180$ MeV
Anfangspunkt der Spur in $r\phi$	$R_{Start} < 24$ cm
Spurlänge in $r\phi$	$L_{r\phi} > 15$ cm
Anforderungen an den Transversalimpuls $p_T(D)$	
$p_T(D_s^\pm)$–Rang im Ereignis	$R = 1$
Transversalimpuls $p_T(D)$	$p_T(D) > 1.5$ GeV

Tabelle 7.2: *Schnitte zur Selektion von $D^\pm$– und $D_s^\pm$–Mesonen.*

	$D^{\pm}$	$D_s^{\pm}$
m (MeV)	1874.9±4.5	1963.1±3.4
Breite σ (MeV)	6.4±3.4	9.2±3.6
$N^{D^{\pm}}, N^{D_s^{\pm}}$	13±8	27±9
N^{bg}	40±4	50±4
$\frac{N^{D^{\pm}}}{N^{D_s^{\pm}}}$	0.47±0.36	

Tabelle 7.3: *Ergebnisse der Anpassung der Massenverteilung in Abbildung 7.5 (b). Die Signale sind durch Gaußfunktionen und der Untergrund durch eine Gerade parametrisiert.*

Experimente der e^+e^-–Annihilation haben gezeigt, daß im Mittel der Impulsanteil p von Charm–Mesonen am maximal möglichen Impuls p_{max} eines Ereignisses signifikant über dem des kombinatorischen Untergrundes liegt. Abbildung 7.3 zeigt den bei CLEO und ARGUS gemessenen inklusiven Wirkungsquerschnitt $\sigma \cdot B \cdot d\sigma/dx_p$ mit $x_p = p/p_{max}$ für die Produktion des pseudoskalaren Mesons D^0 und des Vektormesons D^{*+} bei einer Schwerpunktsenergie von etwa 10 GeV [21]. Aus der Verteilung ist zu sehen, daß man für die Charm–Mesonen einen sehr hohen Impuls im Schwerpunktsystem erwartet. Es wird angenommen, daß dies auch in der ep–Streuung der Fall ist und sich die Ergebnisse in Photoproduktionsereignissen, wo das einlaufende Photon und das Proton näherungweise kollinear sind, auf den Transversalimpuls im Laborsystem übertragen lassen.
Um dies auszunutzen, wird in jedem Ereignis eine Rangliste eingeführt, so daß das Dreiteilchensystem mit dem höchsten Transversalimpuls $p_T(D)$ den Rang eins ($R = 1$) bekommt, das mit dem zweithöchsten den Rang zwei ($R = 2$), usw. Abbildung 7.4 zeigt die Verteilung des Transversalimpulses $p_T(D)$ für alle Kombinationen (a) und die Verteilung von $p_T^{max}(D)$ (b), also für diejenigen Ereignisse, für die $R = 1$ ist. Ereignisse mit einem Transversalimpuls $p_T(D) < 1.5$ GeV werden verworfen. In Tabelle 7.2 sind die Schnitte zusammengefaßt.
Abbildung 7.5 (a) zeigt die invariante Masse $M(K^+K^-\pi^{\pm})$ nach Anwendung aller Schnitte. Bei der Masse des $D^{\pm}$ und bei der Masse des $D_s^{\pm}$ sind Signale zu sehen. Um die Zahl

Teilchen	OPAL (%)	CLEO/ARGUS (%)
D^0	60.5±3.7 (±1.5)	55.1±3.1 (±1.6)
D^+	23.5±2.9 (±1.3)	24.7±2.3 (±1.4)
D_s^+	9.6±2.5 (±1.0)	9.2±2.5 (±1.0)
Λ_c^+	5.6±2.5 (±0.8)	9.5±1.3 (±1.3)

Tabelle 7.4: *Wahrscheinlichkeit der Fragmentation von c–Quarks $P(c \to X_c)$ in Hadronen mit Charm aus Experimenten der e^+e^- Annihilation bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx 10$ GeV (aus [19]).*

der Ereignisse zu bestimmen, werden die Signale durch Gaußfunktionen und der Untergrund durch eine Gerade parametrisiert. Für die Anpassung wird eine Intervallbreite von 8 MeV gewählt (Abbildung 7.5 (b)), die von ähnlicher Größenordnung wie die erwartete Detektorauflösung ist. Aus der Detektorsimulation wird eine Auflösung von $\sigma = 12.4$ MeV ermittelt [24]. Die aus der Parametrisierung gewonnenen Ergebnisse sind in Tabelle 7.3 angegeben. Die Anzahl der $D^{\pm}$–Mesonen beträgt 13±8 über einem Untergrund von 40±4 und die der $D_s^{\pm}$–Mesonen 27±9 über einem Untergrund von 50±4. Der Untergrund wird jeweils für den Bereich $\pm 3\sigma$ um die nominelle Masse der D–Mesonen bestimmt.
Aus den bei OPAL bzw. ARGUS gemessenen Wahrscheinlichkeiten der Fragmentation von Charm–Quarks $P(c \rightarrow X_c)$ in Hadronen mit Charm (Tabelle 7.4) und den Verzweigungsverhältnissen (Tabelle 7.1) lassen sich die Produktionsraten von $D^{\pm}$– und $D_s^{\pm}$–Mesonen mit anschließendem Zerfall in $\phi\ \pi^{\pm}$ abschätzen. Das Verhältnis dieser Zahlen beträgt 0.47±0.16 (OPAL) bzw. 0.51±0.17 (CLEO/ARGUS).
Unter der Annahme, daß die Effizienz der Rekonstruktion von $D^{\pm}$–Mesonen gleich derjenigen von $D_s^{\pm}$–Mesonen ist, ist das Verhältnis der Signale $N^{D^{\pm}}$ zu $N^{D_s^{\pm}}$ gleich dem Verhältnis der Produktionsraten $D^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm}$ und $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm}$:

$$\frac{N^{D^{\pm}}}{N^{D_s^{\pm}}} \overset{!}{=} \frac{P(c \rightarrow D^{\pm}) \cdot BR(D^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm})}{P(c \rightarrow D_s^{\pm}) \cdot BR(D_s^{\pm} \rightarrow \phi\pi^{\pm})} \, . \tag{7.2}$$

Das mit Gleichung 7.2 ermittelte Verhältnis von 0.47±0.36 (Tabelle 7.3) stimmt mit den erwarteten Verhältnissen sehr gut überein. Der statistische Fehler der Messung beträgt 77%. Bezieht man die Massendifferenz der Mesonen von etwa 100 MeV ein und setzt die Breite der $D^{\pm}$– und $D_s^{\pm}$–Signale auf $\sigma = 9$ MeV fest unter der Annahme, daß sich die Detektorauflösung in diesem Massenbereich nicht ändert, so lassen sich drei Parameter der Anpassungsfunktion eliminieren, so daß nur noch fünf Parameter frei sind. Eine weitere Anpassung ergibt dann für das Verhältnis der Zerfallsraten 0.44 bei einem statistischen Fehler von 45%. Die Anzahl der $D^{\pm}$– und $D_s^{\pm}$–Mesonen und ihre Massen ändern sich dabei nicht signifikant gegenüber den in Tabelle 7.3 angegebenen.

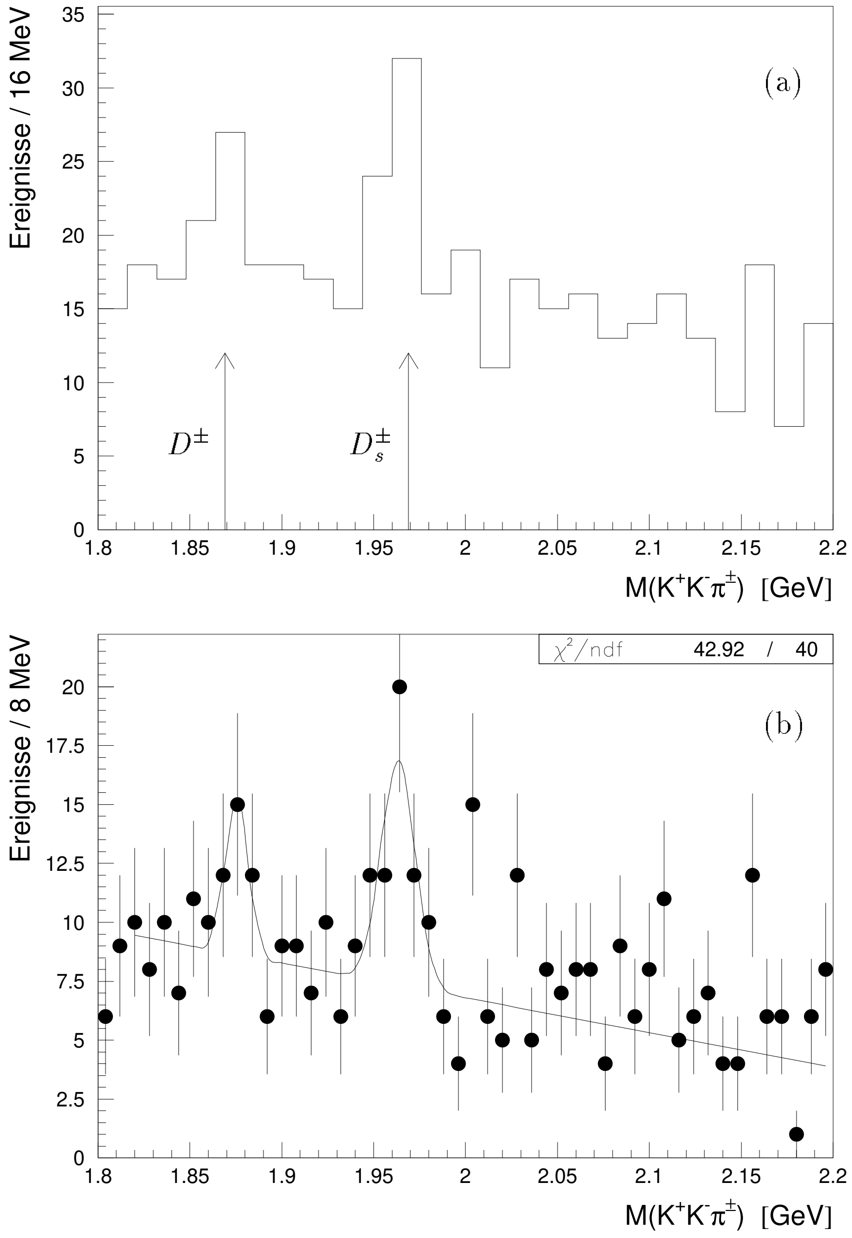


Abbildung 7.5: *Invariante Masse $M(K^+K^-\pi^{\pm})$ nach Anwendung aller in Tabelle 7.2 aufgeführten Schnitte. In (a) beträgt die Intervallbreite 16 MeV und in (b) 8 MeV. Die durchgezogene Linie in (b) folgt aus der Anpassung durch die Summe zweier Gaußfunktionen über einem linearen Untergrund.*

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die inklusive Photoproduktion von ϕ–Mesonen untersucht, wobei das gestreute Elektron im Elektrontagger nachgewiesen wurde. Dies entspricht dem kinematischen Bereich $Q^2 < 0.01$ GeV^2 und $0.3 < y < 0.7$. Die ϕ–Mesonen wurden im Zerfallskanal $\phi \to K^+K^-$ rekonstruiert. Der große kombinatorische Untergrund aufgrund der hohen Teilchenmultiplizität in inklusiven Ereignissen wurde durch die Identifikation der Kaonen mit Hilfe der Energieverlustmessung dE/dx reduziert. Dadurch wurde der zugängliche Impulsbereich für die Kaonen auf $p < 800$ MeV und deshalb auch der Impuls der ϕ–Mesonen auf den Bereich $p^\phi < 1.6$ GeV beschränkt. Es wurden $(2\,625 \pm 79)$ ϕ–Mesonen bei einem Signal–zu–Untergrund–Verhältnis von (1.25 ± 0.04) gefunden. Für die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dp_T^2d\eta$ und $d\sigma/d\eta$ im kinematischen Bereich 0.4 GeV $< p_T^\phi < 1.3$ GeV und $|\eta| < 1.5$ wurde insbesondere die Effizienz der Kaonidentifikation anhand von Daten ermittelt. Die Effizienzen der zur Kaonidentifikation verwendeten dE/dx–Schnitte konnten nicht unabhängig voneinander bestimmt werden, was zu einem großen systematischen Fehler führt. Es zeigten sich Abhängigkeiten vom Impuls p und vom Polarwinkel θ, wobei sich die Abhängigkeit von θ auf Probleme bei der dE/dx–Messung gründet. Trotz dieser Schwierigkeiten konnte eine im Rahmen der Fehler gute Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen des Monte–Carlo–Modells erzielt werden.

In einem zweiten Schritt der Analyse wurden in einem erweiterten Datensatz 3 578 ϕ–Kandidaten selektiert, wobei erneut die Kaonidentifikation genutzt wurde. Die ϕ–Kandidaten werden mit Pionkandidaten kombiniert um die Zerfälle $D^\pm \to \phi\pi^\pm$ und $D_s^\pm \to \phi\pi^\pm$ nachzuweisen. Mit Hilfe von zusätzlichen kinematischen Schnitten, konnten (13 ± 8) $D^\pm$–Mesonen und (27 ± 9) $D_s^\pm$–Mesonen rekonstruiert werden.

In zukünftigen Datennahmeperioden, in denen HERA mit einer höheren Luminosität betrieben wird, bieten diese Zerfälle die Möglichkeit, die Charmproduktion zu untersuchen.

Anhang A

Korrektur des Spurparameters d_{ca}

Die in der Rekonstruktion bestimmten Werte für den Spurparameter d_{ca} beziehen sich auf den Koordinatenursprung. Da der Primärvertex in der xy–Ebene gegen den Koordinatenursprung verschoben ist (Abbildung 4.3), muß der Parameter korrigiert werden. Im folgenden wird der Korrekturterm unter Berücksichtigung der Spurkrümmung abgeleitet. Aus Abbildung A.1 folgt für das korrigierte d_{ca}:

$$d'_{ca} = R - |\vec{c}| \; , \tag{A.1}$$

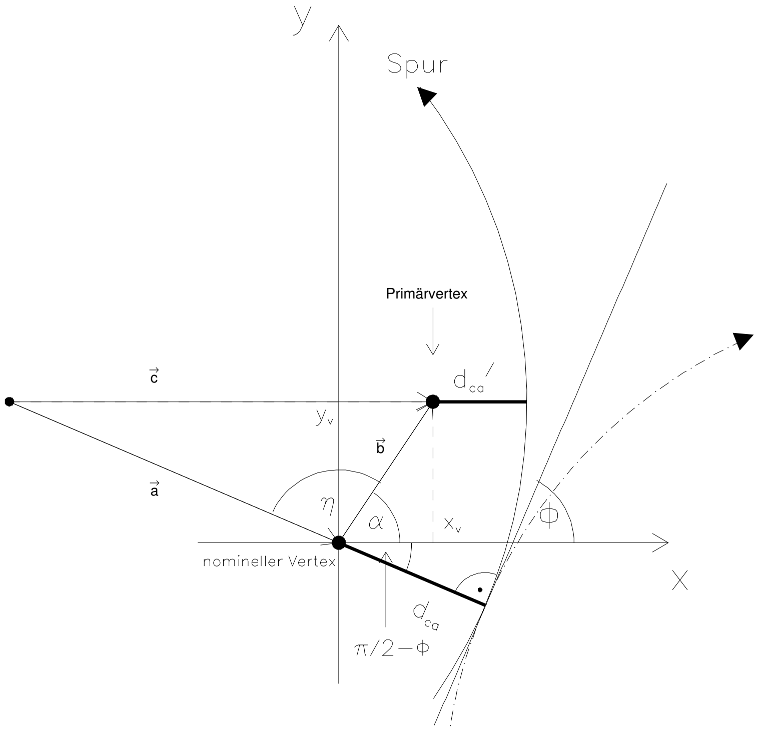


Abbildung A.1: *Korrektur des Spurparameters d_{ca} auf den Primärvertex.*

$$\begin{aligned}
|\vec{c}| &= |\vec{a}+\vec{b}| \;, \\
\Rightarrow c^2 &= a^2+b^2+2|\vec{a}||\vec{b}|\cos\eta \;, \\
a^2 &= (R-d_{ca})^2 \;, \\
b^2 &= x^2+y^2 \;, \\
\eta &= \frac{\pi}{2} - \arccos\frac{x}{\sqrt{x^2+y^2}} + \phi \;,
\end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}
\cos(x \pm y) &\overset{!}{=} \cos x \cos y \mp \sin x \sin y \;, \\
\sin(\arccos x) &\overset{!}{=} \sqrt{1-x^2}
\end{aligned}$$

folgt

$$c = \sqrt{(R-d_{ca})^2 + x^2 + y^2 - 2(R-d_{ca})(y\cos\phi - x\sin\phi)} \tag{A.2}$$

und damit

$$d'_{ca} = R - \sqrt{(R-d_{ca})^2 + x^2 + y^2 - 2(R-d_{ca})(y\cos\phi - x\sin\phi)} \;. \tag{A.3}$$

Diese Herleitung gilt nur für den in Abbildung A.1 dargestellten Fall. Dies ist, wie dort durch die Spur mit dem entgegengesetzten Vorzeichen im Krümmungsradius angedeutet, ein Spezialfall. Abgesehen von der Krümmung $\kappa = 1/R$ und der Wurzel, die nur bis auf ein Vorzeichen bestimmt ist, ist auch d_{ca} vorzeichenbehaftet. Die Vorzeichenkonvention ist in Abbildung 4.2 erläutert. Bezüglich der Fallunterscheidungen, sind weniger die Größen κ und d_{ca} für sich genommen, als vielmehr das Produkt $\kappa \cdot d_{ca}$ relevant. Gilt nämlich $\kappa \cdot d_{ca} > 0$, so befindet sich der Punkt, von dem aus das d_{ca} gemessen wird, innerhalb des durch die Spur beschriebenen Kreises, andernfalls außerhalb. Eine Vertexverschiebung, die die Spur kreuzt bedeutet ein Vorzeichenwechsel im d_{ca}. Die Formel, die alle Fälle richtig unterscheidet, ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$d'_{ca} = R - \frac{\vec{R}}{|R|} \cdot c \;. \tag{A.4}$$

Alle Größen sind vorzeichenbehaftet und der Term $\vec{R}/|R|$ stellt den Einheitsvektor auf dem Kreisradius R dar. Vernachlässigt man die Krümmung der Spur ($\kappa \to 0$), so vereinfacht sich die Formel zu:

$$d'_{ca} = d_{ca} - x\sin\phi + y\cos\phi \;. \tag{A.5}$$

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] I. Abt
Manual to IJRAY, a Monte Carlo Generator shell to produce ep events for H1
H1–05/93–290

[2] W.W.M. Allison and J.H. Cobb
Relativistic charged particle identification by energy loss
Annual Review of Nuclear and Particle Science, Volume 30 (1980)

[3] K. Ambrus
Suche nach abnormal ionisierenden Teilchen bei JADE
Dissertation, Hamburg (1986)

[4] A. Babaev
Performance of the H1 Liquid Argon Calorimeter
H1–Note H1–12/94–413

[5] I.N. Bronstein; K.A. Semendjajew
Taschenbuch der Mathematik
Teubner, Auflage 1991

[6] T. Eckel
Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der zentralen Spurkammer von H1
Diplomarbeit, Hamburg 1994

[7] W. Erdmann
Untersuchung der Photoproduktion von D^* Mesonen am ep-Speicherring HERA
Dissertation, Zürich 1996

[8] V.C. Ermilova et al.
Fluctuations and the most probable values of relativistic charged particle energy loss in thin gas layers
Nucl. Instr. Meth. 145 (1977) 555–563

[9] A. Gellrich
Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron–Proton–Streuung mit dem H1–Detektor bei HERA
Dissertation, Hamburg (1994), Internal Report DESY FH1T–94–02

[10] H1 Calorimeter Group
The H1 Liquid Argon Calorimeter System
Nucl. Instr. Meth. **A 336** (1993) 460

[11] H1 Collaboration
Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA
DESY Report 96–037 (März 1996)

[12] H1 Collaboration
Photoproduction of $D^{*\pm}$ Mesons in Electron–Proton Collisions at HERA
DESY 96–055 (April 1996)

[13] H1 Collaboration
The H1 Detector at HERA
H1–NOTE H1–96–01 (März 1996)

[14] F. Jacquet, A. Blondel
Proceedings of the workshop: Study for an ep Facility in Europe
DESY 79-48 (1979) 391

[15] K. Johannsen
Measurement of Strangeness Production in γp Interactions at HERA with the H1 Detektor
Dissertation, Hamburg (1996), Internal Report DESY FH1–96–01

[16] V. Karimäki
Effective circle fitting for particle trajectories
Nucl. Instr. Meth. A305 (1991) 187–191

[17] F. Linsel
Erzeugung von K^0–Mesonen in der Photoproduktion bei einer Schwerpunktsenergie von 190 GeV am HERA–Speicherring
Dissertation, Hamburg (1995), Interner Bericht DESY FH1T–95–03

[18] C. Niebuhr
Persönliche Mitteilung 1996

[19] OPAL Collaboration
A study of charm hadron production in $Z^0 \to c\bar{c}$ and $Z^0 \to b\bar{b}$ decays at LEP
CERN–PPE/96–51 April 1996

[20] Particle Data Group, K. Hikasa et al.
Review of Particle Properties
Phys. Rev. **D 45** (1992) No 11, Part II, 1 - 584

[21] Particle Data Group, L. Montanet et al.
Review of Particle Properties
Phys. Rev. **D 50** (1994) No 3, Part I, 1173

[22] S. Prell
Z–Kalibration und dE/dx–Kalibration der zentralen Spurkammern des H1–Detektors
Diplomarbeit, Hamburg (1992), Interner Bericht DESY FH1T–92–04

[23] R. Prosi
The 1994 L4 Filter Farm Selection Algorithm
H1–Note 95/03–433

[24] M. Rietz
Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der $D_s^{\pm}$ und $D^{*\pm}$ Mesonen bei H1
Dissertation, RWTH Aachen (1995)

[25] T. Sjöstrand
PYTHIA5.7 and JETSET7.5 Physis and Manual,
CERN–TH.7112/93
T. Sjöstrand current update to PYTHIA5.7

[26] T. Sjöstrand, Computer Phys. Commun. 82, 74 (1994)

[27] Statistics of the collected luminosity and related parameters for e^+p–collisions 1994.
http://dice2.desy.de/~f11lev/luminosity/summary_tables/lt.1994.pos
H1 Information

[28] P. Steffen
Persönliche Mitteilung 1995

[29] J. Steinhart
Die Bestimmung des Ereignis–Zeitnullpunktes mit der zentralen Spurenkammer am H1–Detektor und seine Anwendung zur Unterdrückung von Untergrund
Diplomarbeit, Hamburg (1995), Interner Bericht DESY FH1T–95–02

[30] R.M. Sternheimer
The Density Effect for the Ionisation Loss in Various Materials
Physical Review, Volume 88, No. 4 (1952), S. 851–859

[31] R.M. Sternheimer, R. F. Peierls
General Expression for the Density Effect for the Ionisation Loss of Charged Particles
Physical Review B, Volume 3, No. 11, June 1, 1971

[32] R. Vick
Untersuchung zur e/π–Trennung in der H1–Jetkammer
Diplomarbeit, Hamburg (1988)

[33] C.F. von Weizsäcker
Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen
Z. Phys. 88 (1934) 612

[34] E.J. Williams
Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionisation and radiation formulae
Phys. Rev. 45 (1934) 729

Danksagung

Ich möchte mich für die gute Zusammenarbeit inner– und außerhalb der H1–Arbeitsgruppe bedanken.

Frau Prof. Naroska danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die Betreuung bei der Durchführung. Herrn Dr. Meyer danke ich für die Übernahme des Gutachtens.

An Herrn Dr. Gerhards geht mein Dank für die Betreuung und für viele Anregungen, die sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Viele Feinheiten, sowohl formaler als auch inhaltlicher Art, verdankt diese Arbeit ausgiebigen Diskussionen mit Benno und Arnd. Für das Korrekturlesen danke ich Petra.

Mein Dank geht schließlich an alle Mitglieder der H1–Kollaboration, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, und natürlich an alle anderen, die mir in dieser Zeit auf die eine oder andere Weise geholfen haben.

Ich versichere, diese Arbeit unter Angabe aller wesentlichen Hilfsmittel und Quellen selbständig angefertigt zu haben.

Hamburg, den