RHEINISCH
WESTFÄLISCHE
TECHNISCHE
HOCHSCHULE
AACHEN

PITHA 94/55
Dezember 1994

Untersuchungen zur Rekonstruktion des radiativen D^{*0}-Zerfalls im H1-Experiment

Christoph Ley

III. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

Untersuchungen zur Rekonstruktion des radiativen D^{*0}-Zerfalls im H1-Experiment

Von der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
– Fachbereich 1 –
der Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
genehmigte Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

Vorgelegt von
Diplom–Physiker
Christoph Ley
aus Neuss

Referent: Universitätsprofessor Dr. G. Flügge
Koreferent: Universitätsprofessor Dr. Ch. Berger
Tag der mündlichen Prüfung: 29.11.1994

Abstract

At HERA-experiments charmed particles, such as D^{*0} mesons, are mainly produced by photon–gluon fusion processes. By studying this class of events the gluon contents of the proton can be determined.

The $D^{*0} \to D^0\gamma$, $D^0 \to K^-\pi^+$ decay channel was studied in Monte-Carlo- and the H1 data of 1993. Since the momentum of the photon from this decay is small it can't be detected precisely by the electromagnetic calorimeter of the H1 experiment. A small fraction of photons however converts into electron positron pairs inside the central jet chambers. They were reconstructed by their track and vertex properties.

Der Text dieser Arbeit wurde mit LaTeX auf DECStation und Alpha Rechnern in halbfetten Futura Lettern gesetzt. Der Futura-Zeichensatz wurde in Metafont programmiert. Verteilungen und Graphiken sind mit dem Cern-Programm PAW erstellt. Die Erweiterungen zum Zeichnen von Feynman-Graphen wurden dem Cern überlassen und sind heute Bestandteil von PAW. Zur Erstellung der Ereignisbilder im Schlußteil der Arbeit wurde das H1-Eventdisplay mit einem modifizierten GLI-GKS-Treiber versehen. Der GNU emacs und der Lucid emacs Editor in Verbindung mit AUC-TeX halfen bei der Erstellung der LaTeX und Metafont Dateien.

Inhaltsverzeichnis

1 Das Motiv für die Suche nach D^{*0}-Mesonen

1.1 Einleitung

Die Fähigkeit zu abstrahieren ermöglicht es dem Menschen, nicht unmittelbar durch seine eigenen Sinne Erfahrbares in seinem Denken zu berücksichtigen. Transportmedium für solche vermittelten Erfahrungen sind meist Sprache und Bild. Der Mensch erschließt sich mittels immer neuer »Techniken« der Wahrnehmung neue Erfahrungshorizonte. Zu den kleinsten ihm bekannten Strukturen verschafft er sich mit Hilfe der »Techniken« der Elementarteilchenphysik Zugang, formuliert sie zuerst in abstrakten mathematischen Modellen, bis mit der Zeit ein allgemeineres Verständnis und eine dem täglichen Erleben nähere Formulierung gefunden wird.

Gegenstand dieser Arbeit sind Untersuchungen, welche die innerste Struktur des Protons weiter erhellen sollen. Genauer gesagt soll hier dazu beigetragen werden, die Gluonstruktur des Protons in bisher unzugänglichen Bereichen zu vermessen. Das Proton besteht aus Quark genannten Teilchen, die durch den Austausch dieser Gluonen zusammengeschlossen sind.

Nach einer Einführung in die Physik bei Hera schließt sich ein Abschnitt über den speziellen Teil der Charm-Physik an, welcher die Untersuchungen in einen theoretischen Zusammenhang stellt. Dem folgt eine eher tabellarische Beschreibung des Meßinstrumentes H1. Nach einem Monte-Carlo Kapitel schließt sich dann die Beschreibung einer Rekonstruktionsmethode für Konversions-Photonen an, die für das Auffinden des radiativen Zerfalls von angeregten Mesonen mit Charm-Quantenzahl genutzt werden soll. Diese Methode wird weitgehend an gemessenen Daten entwickelt und optimiert. Simulationen wurden nur zum Zwecke der Überprüfung durchgeführt. Den Abschluß bildet dann die Analyse der Daten des Jahres 1993. Dem interessierten Leser wird empfohlen den ausführlichen Anhang über den Aufbau und die Organisation der Software im Rahmen der Aachener H1-Gruppe im Anschluß an die Detektorbeschreibung zu lesen.

1.2 Einheiten

Im folgenden werden die in der Teilchenphysik üblichen natürlichen Einheiten, für die das Plancksche Wirkungsquantum und die Vakuumlichtgeschwindigkeit $\hbar = c = 1$ gesetzt werden, benutzt.

Für Dezimalzahlen wird die in der Physik gängige amerikanische Schreibweise bevorzugt. Die Dezimalstellen werden von den ganzen Zahlen durch einen Punkt getrennt.

1.3 Physik bei Hera

Einen wichtigen Teil unserer heutigen Kenntnisse über die innere Struktur der Protonen wurde in tiefinelastischen Elektron–Proton-Streuexperimenten gewonnen, bei denen ein hochenergetischer Elektronenstrahl auf ein ruhendes (fixed) Proton-Target gelenkt wurde. Im Bereich der tiefinelastischen Streuung erschließt der Hera[1] Beschleuniger mit seinen Experimenten neue, bisher unerschlossene Regionen. Dies wird dadurch erreicht, daß Elektronen mit 30 GeV Energie statt an einem ruhenden Proton-Target an einem Protonenstrahl von 820 GeV Energie gestreut werden [6]. Die erreichbare Schwerpunktsenergie liegt bei 314 GeV. So werden neue kinematische Regionen der Elektron–Proton-Streuung zugänglich. Der Bereich des Impulsübertrages Q^2 der Reaktion erstreckt sich von einigen hundert GeV^2 bis zum Quadrat der maximalen Energie $s = 4E_eE_p \sim 10^5 GeV^2$. Dies entspricht etwa einem räumlichen Auflösungsvermögen von $10^{-18}m$. Bei einem solch geringen Abstand ist es nicht unmöglich, daß sich Anzeichen für eine weitere bisher unbekannte Substruktur der Materie manifestieren.

An den Hera-Experimenten Zeus und H1 können die Strukturfunktionen des Protons, die seine innere Struktur beschreiben, in unbekannten kinematischen Regionen vermessen werden. Für x, dem Impulsbruchteil des an der Streuung beteiligten Quarks, sollen Werte bis hinab zu 10^{-5} gemessen werden. In dieser Region der »kleinen x« verliert die Betrachtung der Quarks als quasifreie Teilchen seine Gültigkeit. Die Wellenfunktionen der Gluonen überlagern sich, und man erwartet die Beobachtung von »Sättigungseffekten«.

Weitere Forschungsschwerpunkte an den Hera-Experimenten sind Untersuchungen auf dem Gebiet der γ–Protonphysik, diffraktive Prozesse, bei denen das gestreute Proton nicht aufgebrochen wird, sowie Vermessungen von Parametern der Modelle zur elektroschwachen und zur starken Wechselwirkung. Es wird Ausschau gehalten nach Physik jenseits des Standardmodells, neuen »exotischen« Phänomenen, z.B. Leptoquarks oder Supersymmetrie.

1.4 Kinematische Variablen bei Hera

In diesem Abschnitt werden einige kinematische Variablen eingeführt, welche die Reaktionen der Hera–Strahlen beschreiben. Abbildung 1.1 zeigt den Feynmangraphen für eine neutrale Stromreaktion (NC[2]). Bezeichnet sind die Vierervektoren[3] des einlaufenden Protons und Elektrons P^μ und k^μ, das gestreute Elektron l^μ sowie für den Impulsvektor des Austauschteilchens q^μ.

So erhält man die folgenden Größen:

das Quadrat der Schwerpunktsenergie $$s = (k^\mu + P^\mu)^2, \tag{1.1}$$

den quadratischen Impulsübertrag $$Q^2 = -(q^\mu)^2 = -(k^\mu - l^\mu)^2 > 0, \tag{1.2}$$

die Bjorken Variable $$x = \frac{Q^2}{2P^\mu q_\mu}, \tag{1.3}$$

[1] Hera: Hadron Elektron Ring Anlage am Desy Forschungszentrum in Hamburg.

[2] NC: neutral current

[3] Vierervektoren werden in diesem Abschnitt mit einem griechischen Index (oben/unten) versehen. Es gelten die mathematischen Regeln für Lorentzvektoren, auch wenn eine verkürzte Schreibweise benutzt wird.

die als Impulsbruchteil des gestreuten Quarks im Proton interpretiert werden kann

und den relativen Energieverlust des gestreuten Elektrons $$y = \frac{P^\mu q_\mu}{P^\mu k_\mu}. \tag{1.4}$$

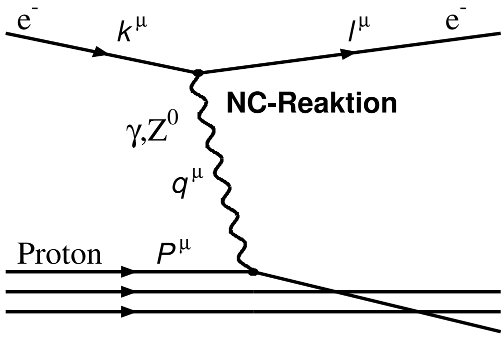


Abbildung 1.1: Feynmangraph der NC-Reaktion bei Hera mit den Viererimpulsen der Teilchen.

Mit der Bestimmung der Vierervektoren P^μ, k^μ und l^μ liegen die kinematischen Variablen der Streuung fest, da $q^\mu = k^\mu - l^\mu$ und $Q^2 = s \cdot x \cdot y$ ist. Werden statt der Vierervektoren etwa die Elektronenenergien $E_e = k^0$ und $E'_e = l^0$ und der Streuwinkel des Elektrons θ_e (keine Streuung $\theta_e = \pi$) eingesetzt, so ergibt sich:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{2E_e}(1 - \cos\theta_e) \tag{1.5}$$

$$Q^2 = 2E'_e E_e(1 + \cos\theta_e). \tag{1.6}$$

Wird das gestreute Elektron nicht im Detektor gefunden, da es durch das Strahlrohr entkommen ist, kann der y-Wert mit der Jacquet-Blondel Formel aus den hadronischen Endzuständen berechnet werden:

$$y_H = \sum_{\text{Hadronen}} \frac{E_H - p_{z,H}}{2E_e} \tag{1.7}$$

E_H Energie eines Hadrons im Kalorimeter

$p_{z,H}$ z-Komponente des Impulses dieses Hadrons.

(1.8)

Da auch ein Teil der Hadronen durch das Strahlrohr entkommt, ist diese Methode mit einem größeren Fehler behaftet ($\sigma_{JB} \approx 15\%$ [4]) als die y-Bestimmung aus den Daten des gestreuten Elektrons.

1.5 Physik der schweren Quarks

Bei einer Energie des Schwerpunkts von 314 *GeV*, wie sie in den Kollisionen der Elektronen mit den Protonen bei Hera zur Verfügung steht, liegt es nahe, die Produktion schwerer Quarks mit den Quantenzahlen *Charm* und *Bottom* zu untersuchen. Die beiden Stoßpartner der Hera-Reaktion wechselwirken (in erster Ordnung) über die elektromagnetische und schwache Kraft miteinander. Aus diesem Prozeß sind in der »primären« Reaktion keine schweren Quarks zu gewinnen. An Prozessen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha\alpha_s^2)$, etwa der *Photon–Gluonfusion,* können schwere Quarks teilnehmen. Die Abbildung 1.3 zeigt einen Feynmangraphen dieser Reaktion, bei der ein aus dem *See* erzeugtes schweres Quarkpaar an ein Gluon aus dem Proton und an ein Photon oder Z^0-Boson aus dem Elektron koppelt. Das leichteste der schweren Quarks, das Charm-Quark, wird häufiger als seine schwereren Geschwister »Bottom« und »Top« produziert. Um farbneutrale Endzustände zu erreichen, bilden die Charm-Quarks, spätestens zum Zeitpunkt der Fragmentation, Strings zu den Quarks des Protons aus (siehe Abb. 1.3 gestrichelte Konturen).

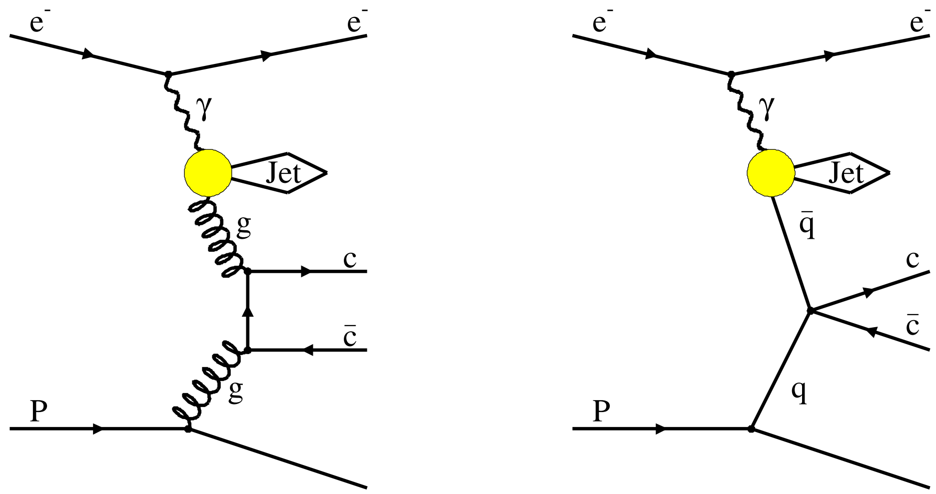


Abbildung 1.2: Feynmangraphen zur Charm-Quark Erzeugung in »Resolved Photon Production« Prozessen.

Die Untersuchung der Photon–Gluonfusion ist interessant, da ein Gluon aus dem Proton beteiligt ist. Kann man Ereignisse, denen dieser Prozeß zugrunde liegt isolieren, so sollte es möglich sein, die Gluonstruktur des Protons zu vermessen. Das Auftreten von Teilchen mit einer Charm-Quantenzahl ist ein starkes Anzeichen dafür, daß eine Photon–Gluonfusion stattgefunden hat. Natürlich gibt es weitere Möglichkeiten Charm-Quarks zu erzeugen. Wie in der Untersuchung in [4] gezeigt wird, tragen weitere Prozesse der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s^2)$ zum Charm-Wirkungsquerschnitt bei. Abbildung 1.2 zeigt Graphen dieser »Resolved Photon Production« Prozesse. Hier wird das Photon als hadronische (Quarks, Gluonen) Struktur aufgelöst (resolved), und es kommt daraufhin zu einer Quark–Quark- oder Gluon–Gluonfusion, bei der schwere Quarks entstehen können. Ihr Beitrag liegt jedoch nur bei 15% bis 40% der direkten Photon-Gluonfusion. So werden bei einem Wirkungsquerschnitt von $\mathcal{O}(0.6\mu b)$ etwa $\mathcal{O}(10^8)$ Charm-Hadronen [2] pro $100pb^{-1}$ (angestrebte H1-Jahresluminosität) erwartet. Die Charm-Produktion steigt zu kleinen Q^2: $d\sigma/dQ^2 \sim Q^{-2}$, ($Q^2_{min} \sim 10^{-15}GeV^2$) an, und $d\sigma/dp_\perp$ hat sein Maximum bei $\mathcal{O}(m_c \approx 1.5GeV)$ (siehe auch [1] S.454 Abb.2.16, [14]). Weitere Monte-Carlo Untersuchungen und Charakterisierungen des Photon–Gluonfusionsprozesses folgen im Abschnitt 3.

1.6 Die Gluon–Struktur des Protons

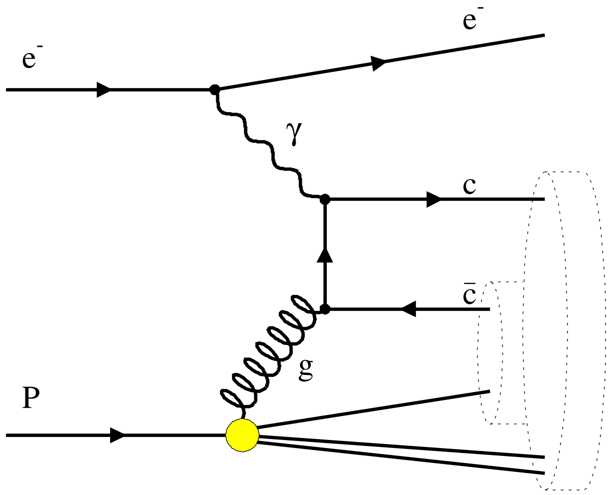


Abbildung 1.3: Feynmangraph der Photon-Gluonfusion

Die Gluondichtefunktion des Protons beschreibt, mit welcher Häufigkeit Gluonen eines bestimmten Impulsanteils x_g im Proton vorkommen. Für eine Aussage über die Gluondichte im Protons aus der Photon-Gluonfusion muß der Impulsbruchteil x_g des *an der Fusion beteiligten* Gluons gewonnen werden. Im Abschnitt 1.4 wurden die kinematischen Variablen für eine Neutrale Stromreaktion eingeführt. Da der Wirkungsquerschnitt für die Photon-Gluonfusion zu kleinen Q^2 stark ansteigt, kann im kollinearen Limit $Q^2 \to 0$ gerechnet werden [4]. Somit ist es sehr unwahrscheinlich, das gestreute Elektron im Detektor wiederzufinden. Für einen kleinen Winkelbereich $\theta_e < 0.3°$ bietet der Elektrondetektor (Etagger) des Luminositätssystems eine Nachweismöglichkeit (siehe Abschnitt 2.2 und 2.3). In diesem Fall läßt sich der y-Wert mit Gleichung (1.5) berechnen. Sonst muß mit der Jacquet-Blondel Gleichung (1.7) vorlieb genommen werden. Für den Photon-Gluonfusionsgraphen (Abb. 1.3) können folgende Beziehungen der Impulse aufgestellt werden:

$$x_g P^\mu + q^\mu = \bar{c}^\mu + c^\mu \tag{1.9}$$

$\bar{c}^\mu, c^\mu$ Viererimpulse der Charm-Quarks

$$\Rightarrow (x_g P^\mu)^2 + 2x_g P^\mu q_\mu + (q^\mu)^2 = (\bar{c}^\mu + c^\mu)^2. \tag{1.10}$$

Da der in x_g quadratische Term zu vernachlässigen ist [4], kann die Gleichung zu

$$x_g = \frac{M_{c\bar{c}}^2 + Q^2}{2P \cdot q} = \frac{\hat{s} + Q^2}{y \cdot s} \tag{1.11}$$

x_g Impulsbruchteil des Gluons am Protonimpuls,

$\hat{s}$ Quadrat der CMS-Energie des Unterprozesses der Photon-Gluonfusion,

vereinfacht werden. Für die Bestimmung von $\hat{s}$ werden verschiedene Methoden angegeben. Falls das Photon und das Gluon keinen Transversalimpuls tragen ($Q^2 = 0$) und die Quarks senkrecht zum Strahl im γg-CM-System produziert werden, kann folgende Summe über alle stabilen Teilchen als Näherung benutzt werden:

$$\sum_i p_{\perp i} \approx \sum_i m_{\perp i} \approx \sqrt{\hat{s}}. \tag{1.12}$$

Zu einer genaueren Art der $\hat{s}$-Bestimmung ist die Rekonstruktion des charm-tragenden Hadrons (D^*) nötig. $\hat{s}$ kann in guter Näherung durch

$$\hat{s} = \frac{p_{c\perp}^2 + m_c^2}{z(1-z)} \tag{1.13}$$

beschrieben werden [2]. Dabei ist $p_{c\perp} = p_\perp(D^*)$ für ein rekonstruiertes D^*-Meson und

$$z = \frac{P^\mu c_\mu}{P^\mu q_\mu} = \underbrace{\frac{E_c - P_{c\|}}{2yE_e}}_{\text{H1-Labor-System}} . \tag{1.14}$$

E_c, E_e und der Longitudinalimpuls $P_{c\|}$ sind Größen im H1-Labor-System. Von dieser Methode wird eine x_g-Bestimmung im Bereich $5 \cdot 10^{-4} \leq x_g \leq 0.1$ erwartet [2].

Zu guter letzt soll aus der gemessenen Verteilung von $d\sigma/dx_g|_{exp}$ eine Gluondichte bestimmt werden. Die experimentelle Größe ist noch mit den Eigenschaften des Experiments behaftet. Erst eine Entfaltung der Detektorakzeptanz führt zu der gesuchten unabhängigen Verteilung. Zur Ermittlung einer solchen Akzeptanzfunktion wird ein Mehrfaches der gemessenen Statistik an Photon-Gluonfusionsereignissen mittels Detektorsimulation erzeugt. Bei der Simulation wird eine der Erwartung möglichst nahekommende Parameterisierung der Gluondichte im Proton $G(x_g)_{MC}$ benutzt. Diese sollte, vor allem in dem bisher unzugänglichen Bereich zu kleinen x_g, zu einer hohen Ereignisrate führen. Stehen ausreichend Monte-Carlo-Ereignisse dieser Art zur Verfügung, so kann $G(x_g)$ durch

$$G(x_g) = \frac{G(x_g)_{MC}}{\left.\frac{d\sigma}{dx_g}\right|_{MC}} \cdot \left.\frac{d\sigma}{dx_g}\right|_{exp} \tag{1.15}$$

entfaltet werden.

Um dieses durchführen zu können, müssen Ereignisse mit charm-tragendem Teilcheninhalt identifiziert werden [24]. Hierfür ist die Suche nach exklusiven Zerfallskanälen von Charm-Mesonen und ihre Erkennung über die invariante Masse vielversprechend [25]. In der H1-Gruppe werden folgende Zerfallskanäle untersucht:

$$D^{*+} \to \pi^+ D^0 \to \pi^+ K^- \pi^+ \qquad [12],[13],[16],[20]$$

$$D^{*+} \to \pi^+ D^0 \to \pi^+ K_s^0 \pi^+ \pi^- \qquad [23]$$

$$D_s^{*+} \to \gamma D_s^+ \to \gamma\, \phi \pi^+ \to \gamma\, K^+ K^-\, \pi^+ \qquad [20].$$

Diese Arbeit analysiert den radiativen Zerfallskanal

$$D^{*0} \to \gamma D^0 \to \gamma\, K^- \pi^+.$$

Somit wird dem Nachweis des Photons viel Beachtung geschenkt. Doch zunächst soll das Meßgerät H1 beschrieben werden.

2 Das Experiment

2.1 Hera

Hera[1] stellt den beiden Elektron–Proton-Experimenten Zeus und H1, installiert in der Süd- bzw. Nordhalle, Elektronen mit einer Energie von $30 GeV$ und Protonen mit $820 GeV$ zur Verfügung. In diesem weltweit ersten Elektron-Proton *Speicherringexperiment*, mit einer Schwerpunktsenergie von $314 GeV$ und einem $\gamma_{cms} = 2.86$, kann ein Q^2 von bis zu $4 \cdot 10^4 GeV^2$ erreicht werden.

In einem Tunnel von $6.3 km$ Umfang, der den Hauptfriedhof Altona und den Altonaer Volkspark einschließt, finden der Elektronenring und der Protonenring Platz. Die Protonen werden von 416 supraleitenden Dipol- und 280 supraleitenden Quadropolmagneten auf diese Bahn gezwungen [18]. $15 t$ flüssiges Helium halten die Magnete auf einer angenehmen Temperatur von $4.4 K$. Der Elektronenring ist in »herkömmlicher« Technik aufgebaut.

Zur Vorbeschleunigung der Teilchen bedient man sich der erprobten Desy- und Petra-Ringe.

[1] Hera: Hadron Elektron Ring Anlage

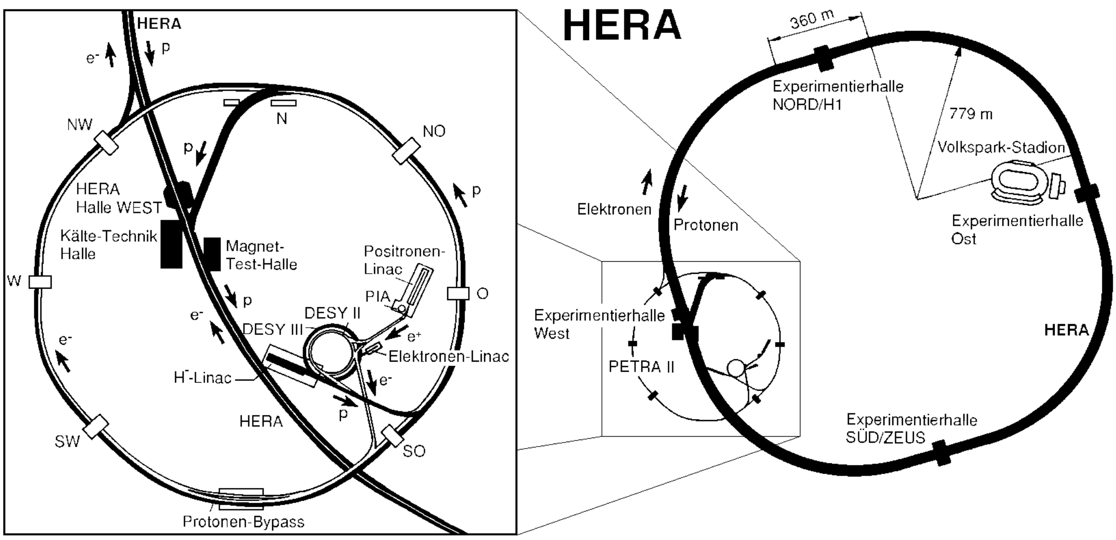


Abbildung 2.1: Hera, Petra und Desy [11].

Die Elektronen werden mit einem Linearbeschleuniger auf $500MeV$ beschleunigt und dann in einem Ring auf $60mA$ akkumuliert. In Desy II und dem modifizierten Petra II Ring werden sie weiter beschleunigt und zu Paketen (bunches) zusammengefaßt und dann mit einer Energie von $14GeV$ an Hera überführt. In Hera erreichen die Elektronen dann die Sollenergie von $30GeV$.

Nachdem sich der Wasserstoff aus der engen stickigen Gasflasche befreit hat, wird er, zuerst als H^--Ion linear auf $50MeV$ beschleunigt, dann zweier negativer Ladungen beraubt nun also als nacktes Proton in einem Akkumulationsring gespeichert. Über die Vorbeschleuniger Desy III und Petra II werden die Protonen, in Paketen fokussiert, schließlich mit $40GeV$ an Hera weitergegeben [27]. Nach Abschluß der Beschleunigungsphase in Hera erreichen sie $820GeV$. Abbildung 2.1 zeigt einen Überblick über diesen Vorgang. In Tabelle 2.1 sind einige Parameter von Hera zusammengefaßt.

	Design		Herbst 1992		Einheit
	p–Ring	e–Ring	p–Ring	e–Ring	
Energie	820	30	820	26.7	GeV
Luminosität	1.5×10^{31}		3.0×10^{29}		$cm^{-2}s^{-1}$
Integrierte Luminosität	10^5		32		nb^{-1}/y
Reaktionsspunkte	4		2		
Magnetisches Feld	4.68	0.165	4.68	0.149	T
Zahl der Teilchen	210	80	2.6	3.7	10^{11}
Strom pro Paket	760	290	200	280	μA
Zahl der Pakete	210	210	10	10	
Paketabstand	96	96	96	96	ns
Injektionsenergie	40	14	40	12	GeV
Füllzeit	20	15	120	30	min
σ_x/σ_y am Reaktionsspunkt	0.29/0.07	0.26/0.02	0.36/0.10	0.30/0.07	mm
σ_z am Reaktionsspunkt	110	8	≈ 200	≈ 10	mm
Energieverlust pro Runde	6.2×10^{-6}	127			MeV
RF-Frequenz	52.03/208.1	499.8	52.03	499.8	MHz

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Hera Parameter (aus [17]).

2.2 Das Koordinatensystem

Im folgenden werden häufig die Bezeichnungen des bei H1 üblichen Koordinatensystems benutzt. So scheint es nützlich, diese bereits an dieser Stelle einzuführen. Die Protonenrichtung am nominalen H1-Wechselwirkungspunkt legt die positive z-Achse des rechtshändigen kartesischen Koordinatensystems fest. Senkrecht dazu, also senkrecht zum Strahlrohr, steht die x und die y-Achse. Der nominale Wechselwirkungspunkt liegt am Punkt $(0, 0, 0)$.

Die Zylindergeometrie des Detektors impliziert in einigen Fällen den Gebrauch von Zylinderkoordinaten. x und y werden dann durch r und ϕ in der üblichen Definition ersetzt. Der Streuwinkel θ ist der Winkel zur Protonenrichtung. Somit entspricht »vorwärts« einem Winkel $\theta < 90°$ und »rückwärts« $\theta > 90°$.

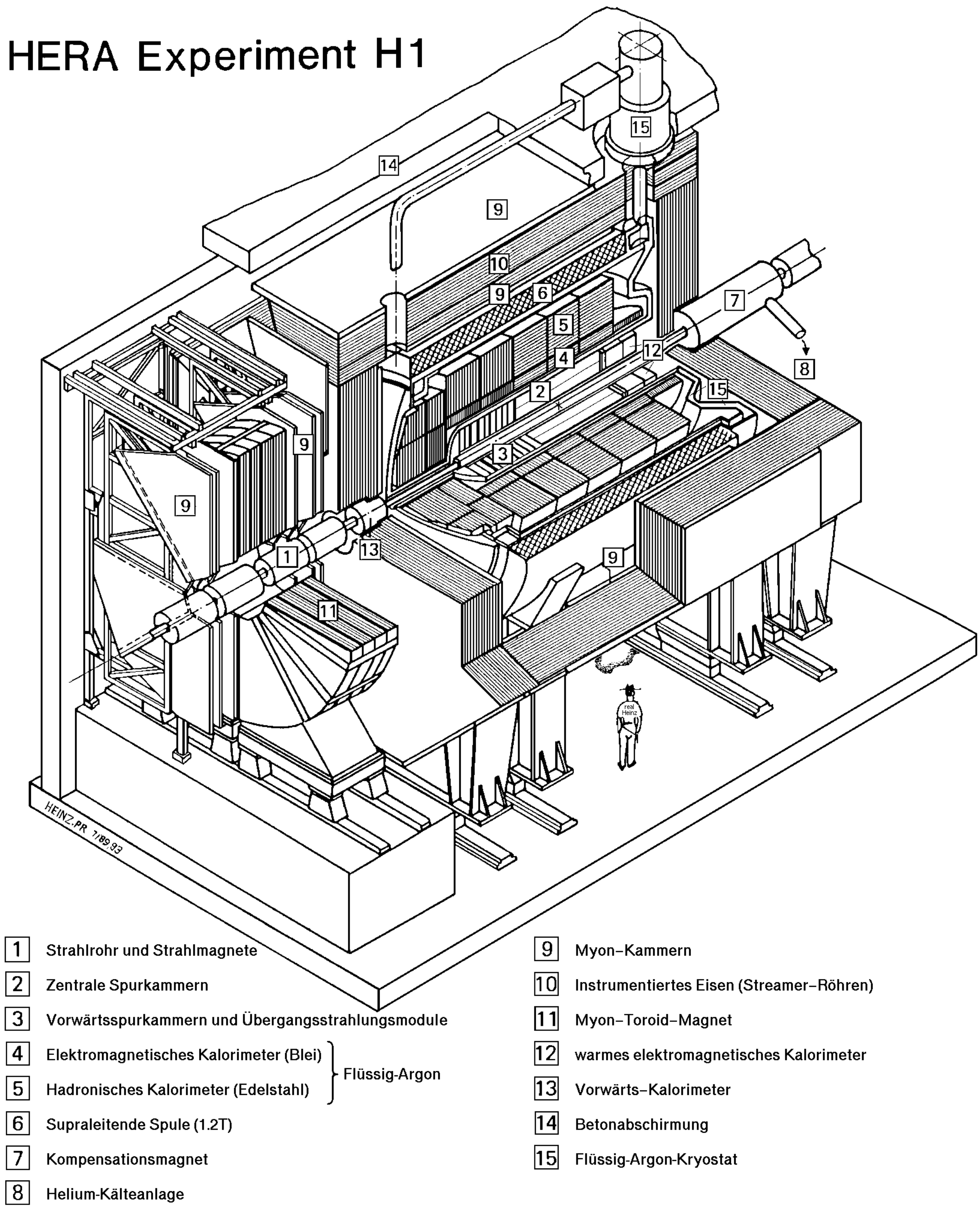


Abbildung 2.2: Der H1-Detektor [11].

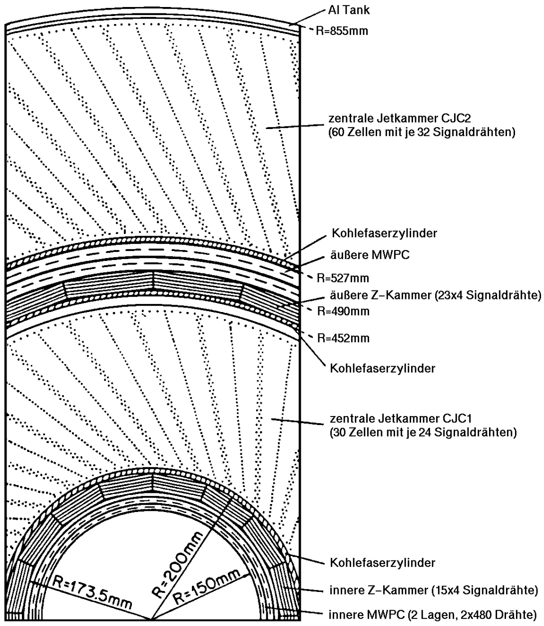


Abbildung 2.3: Zentrale Spurkammern des H1-Detektor [11].

2.3 H1

Alle $96ns$ treffen in der Wechselwirkungszone der Nordhalle Protonen- auf Elektronenpakete. Bei etwa 10^{-3} dieser Zusammenkünfte findet eine Elektron–Protonreaktion statt, die vom H1-Detektor, der diesen Bereich schalenförmig umgibt, aufgezeichnet wird. Der Apparat wiegt $2800t$ und ist $12 \times 15 \times 19m^3$ groß. In der $20m$ unter der Oberfläche verborgenen, ihre Ausmaße durch den zierlichen Überbau ihres Einstiegsschachtes nicht verratenden Halle, wurde H1 in seiner Parkposition außerhalb der Beschleunigerringe auf Schienen montiert. 1992 registrierte H1 dann die ersten Elektron–Protonkollisionen.

Dem mit einem $\gamma_{cms} = 2.89$ in Protonrichtung getriebenen Schwerpunksystem der Elektron–Protonkollisionen bei Hera hat man bei der Detektorkonzeption durch eine asymmetrische Konstruktion in Protonrichtung Rechnung getragen. Spurkammern, Kalorimeter und Myonspektrometer weisen so in Protonrichtung höhere Granularität und zusätzliche Komponenten auf.

Eine Übersicht aktiver Bestandteile von H1 und ihre Parameter zeigt Tabelle 2.2 und Abbildung 2.2. Folgt man seiner schalenförmigen Struktur von innen nach außen, so findet man um die Strahlröhre ein hochauflösendes Spurkammersystem, das sich in einen zentralen und vorwärtigen Teil gliedert. Der zentrale Teil besteht aus zwei konzentrischen zylinderförmigen Jetkammern, vor denen je eine z-Kammer und eine Vieldrahtproportionalkammer liegt. Die Meßdrähte der Jetkammern sind parallel zur Strahlröhre gespannt. Die (x, y)-Koordinaten geladener Spuren werden aus der Driftzeit und die z-Position aus dem Ladungsschwerpunkt des am Draht gemessenen Signals ermittelt. Dies führt zu den in der Tabelle 2.2 aufgeführten Auflösungen. Zwei z-Kammern gleichen die schlechtere z-Auflösung der Jetkammern aus. Die gute Zeitauflösung der Propor-

Kalorimeter		
Hauptkalorimeter: flüssig Argon (LAr)	Elektromagnetischer Teil	Hadronischer Teil
Granularität	10 bis 100 cm^2	50 bis 2000 cm^2
Tiefe (Zahl der Kanäle)	20 bis 30 X_0 (30784)	4.7 bis 7 λ_{abs} (13568)
Auflösung $\sigma(E_{e,h})/E_{e,h}$	$12\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$	$\approx 50\%/\sqrt{E_h} \oplus 2\%$
LAr Reinheit (Stabilität der el. Kalib.)	$\leq 0.2\%$ über ein Jahr (ein Monat)	
Rauschen je Kanal	10 bis 30 MeV	
Winkelüberdeckung – Tote Kanäle	$4^\circ < \theta < 153^\circ$	$< 0.3\%$
Rückwärtskalorimeter: Pb–Szintillator	BEMC	
Winkelüberdeckung – Granularität	$151^\circ < \theta < 177^\circ$	16×16 cm^2
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$	22.5 X_0 (1 λ_{abs})	$10\%/\sqrt{E_e} \oplus 2$ [1]%
»Tail catcher« Eisen–Streamer-Rohre		
Winkelüberdeckung	$4^\circ < \theta < 177^\circ$	
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	4.5 λ_{abs}	$100\%/\sqrt{E_h}$
»Plug« Kalorimeter: Cu–Si		
Winkelüberdeckung – Granularität	$0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$	5×5 cm^2
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_h)/E_h$	4.25 λ (44.6 X_0)	$\approx 150\%/\sqrt{E_h}$
»Electron tagger« Tl(Cl/Br)	ET, Luminositätsdetektor	
Winkelüberdeckung – Granularität	$\theta > 179.7^\circ$	2.2×2.2 cm^2
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$	21 X_0	$\approx 10\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$
Photon Detektor: Tl(Cl/Br)	PD, Luminositätsdetektor	
Winkelüberdeckung – Granularität	$\theta > 179.97^\circ$	2×2 cm^2
Tiefe – Auflösung $\sigma(E_e)/E_e$	21 X_0	$\approx 10\%/\sqrt{E_e} \oplus 1\%$
Spurkammern		
Spule: Radius – Feld	3 m – $B = 1.15$ T, $\Delta B/B \leq 2\%$	
Zentrale Spurkammern		
Winkel – radiale Überdeckung	$25^\circ < \theta < 155^\circ$	$150 < r < 850$ mm
Jet Kammer: räumliche Auflösung	$\sigma_{r\phi} = 170$ μm	$\sigma_z = 22.0$ mm
z-Kammer: räumliche Auflösung	$\sigma_{r\phi} = 25$ und 58 mm	$\sigma_z \approx 350$ μm
Impuls – dE/dx Auflösung	$\sigma_p/p^2 < 0.01$ [0.003] GeV^{-1}	$\sigma(dE)/dE = 10$ [6]%
vorwärts(f)/rückwärts(b) Spurkammern		
Winkel – radiale Überdeckung (f)	$7^\circ < \theta < 25^\circ$	$120 < r < 800mm$
räumliche Auflösung (f)	$\sigma_{r\phi} = 170$ μm ($\sigma_r = 29$ mm)	$\sigma_{x,y} = 210$ μm
Winkelüberdeckung – Auflösung (b)	$155^\circ < \theta < 175^\circ$	$\sigma_{x,y} = 1$ mm
Trigger Proportionalkammern		
Winkelüberdeckung – Kanäle	$7^\circ < \theta < 175^\circ$	3936
Myonnachweis		
Instrumentiertes Eisen		
Winkelüberdeckung – Gesamtfläche	$4^\circ < \theta < 171^\circ$	4000 m^2
Zahl der Kanäle	Drähte: 103700, Streifen: 28700, »Pads«: 4000	
räumliche Auflösung	$\sigma_{\text{Draht}} = 3 - 4$ mm	$\sigma_{\text{Streifen}} = 10 - 15$ mm
Winkel – Impulsauflösung Zentrum	$\sigma_\theta(\sigma_\phi) = 15(10)$ mr	[$\sigma_p/p \approx 0.35$]
Vorwärts Myontoroid		
Winkelüberdeckung – Auflösung	$3^\circ < \theta < 17^\circ$	[$0.25 < \sigma_p/p < 0.32$]
Abmessungen (x, y, z) – Gewicht	$12 \times 15 \times 10$ m^3	2800 t

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der H1-Detektor Parameter.
Hier wird der Status nach der ersten Laufzeit von Hera im Jahr 1992 wiedergegeben. Abweichende Design- und Teststrahlwerte stehen in eckigen Klammern []. Energien werden in *GeV* angegeben (aus [17]).

tionalkammern macht ein schnelles Erkennen (triggern) von Elektron–Protonreaktionen über ein Vertexhistogramm möglich. Die Schnittzeichnung 2.3 veranschaulicht den Aufbau der Spurkammern senkrecht zum Strahlrohr. Der vorwärtige Teil des Spurkammersystem ist aus drei identischen Supermodulen aufgebaut. Ein Teilchen, das am Wechselwirkungspunkt unter kleinem Winkel emittiert wird, durchfliegt so mit zunehmender z-Koordinate diese Supermodule. Die Supermodule bestehen aus Kammern, die sich in der Ebene (x, y) senkrecht zum Strahlrohr erstrecken. In jedem Supermodul durchquert das Teilchen zuerst drei um je 60° zueinander verdrehte Driftkammern mit planar gespannten Drähten, danach eine Vieldrahtproportionalkammer (Trigger), dann Polypropylenfolien zur Auslösung von Übergangsstrahlung und zuletzt eine Driftkammer mit radial angeordneten Drähten, welche auch die Übergangsstrahlungsphotonen wahrnehmen. Das Magnetfeld ($1.15T$) der jenseits des Kalorimeters liegenden supraleitenden Solenoiden ermöglicht eine Impulsbestimmung geladener Spuren mit dem Spurkammersystem. Durch diese Anordnung der Magnetspule wird die Materie, die ein Teilchen, bevor es auf das Kalorimeter trifft, durchqueren muß, verringert.

Die Spurkammern werden vom Kryostaten des Flüssigargon-Kalorimeters eingeschlossen. Nur in Elektronrichtung findet sich stattdessen ein warmes Blei-Szintillator-Kalorimeter. Der innere Teil des Argon-Samplingkalorimeters besteht aus Bleiabsorbern zur Induktion elektromagnetischer Schauer. Dieser Teil wird von den äußeren Stahlabsorbern getragen, die den hadronischen Teil des Kalorimeters ausmachen. Die hohe Granularität ermöglicht eine gute Elektron–Pion-Separation. Aus dem Kalorimeter herausleckende Schauer werden vom »tail catcher« jenseits des Solenoiden erfaßt. Ein »Plug« genanntes Kupfer-Silizium-Kalorimeter am vorderen Ende des Kryostaten schließt den Winkelbereich $0.7^\circ < \theta < 3.3^\circ$.

Das instrumentierte Eisenjoch, das den Solenoiden umschließt, bildet den zentralen Teil des Myonnachweises. $4000m^2$ »Limited Streamer Tubes« vermessen das Eisen durchdringende Myonenbahnen. Im Vorwärtsbereich $3^\circ < \theta < 17^\circ$ analysiert ein Toroidspektrometer ($r_i = 0.65m$, $r_a = 2.9m$, $B = 1.5$–$1.75T$) Myonen in einem Energiebereich von 5–$200GeV$.

Die Luminosität wird bei H1 über die Bethe-Heitler Reaktion $ep \longrightarrow ep\gamma$ bestimmt. Diese Ereignisse werden mit dem »Electron tagger« (ET), der sich im Tunnel bei $z = -33m$ befindet, und dem Photonen Detektor (bei $z = -103m$) registriert.

Ein mehrstufiger Trigger, dessen erste Stufe totzeitfrei arbeitet, selektiert Elektron–Proton-Ereignisse aus dem Untergrund z.B. Proton–Proton-Reaktionen mit dem Restgas im Strahlrohr. Die »Data Acquisition« sorgt schließlich für die Aufzeichnung der Daten. Eine »Slow Control« zeichnet laufend die Parameter von H1 auf.

Eine ausführliche und genaue Beschreibung der H1-Komponenten, etwa des hier unerwähnt gebliebenen Gassystems für die Spurkammern, findet sich in [17].

3 Am Anfang war die Simulation

Wie in den meisten Untersuchungen in der Hochenergiephysik nimmt auch in dieser Arbeit die Simulation einen zentralen Platz in der Analyse ein. Die Komplexität sowohl der untersuchten Theorien wie auch der Meßinstrumente läßt eine Interpretation der Ergebnisse nur über den Vergleich dieser Meßergebnisse mit umfangreichen Computersimulationen zu. In der Theorie der Elementarteilchen werden zum Teil Parametrisierungen von Modellen formuliert, die als Computer-Algorithmen eine überprüfbare Aussage liefern. Als Beispiel sei in diesem Zusammenhang die String-Fragmentation der Quarks genannt, die in dem Computerprogramm namens Jetset kodiert vorliegt. Wird der erste Teil der Reaktion, die primären Teilchen, am Ort der Kollision der Teilchen im Hochenergie-Experiment mit einem sogenannten Generator wie z.B. Pythia simuliert, und werden die errechneten Quark-Endzustände dem String-Fragmentationsalgorithmus überantwortet, so erhält man die Vierervektoren der Endprodukte, die im Experiment gemessen werden sollen.

Heutige Detektoren an Großexperimenten sind aus einer Fülle verschiedenartiger Nachweisgeräte zusammengesetzt, die jeweils andere Aspekte der Teilchenreaktion, d.h. deren Endprodukte vermessen sollen. Aus den aufgefangenen elektrischen Signalen der aktiven Elemente und einer vielschichtigen Materialzusammensetzung, auf die zu vermessende Teilchen im Detektor treffen, sowie etwa überlagerten magnetischen Feldern, müssen nun die Vierervektoren und die Eigenschaften der Teilchen bestimmt werden. Um das Signalmuster einer gesuchten Teilchenreaktion zu ermitteln, bedient man sich Computersimulationen des Detektors. Die schließlich folgende Analyse rekonstruiert aus den simulierten Ereignissen oder aus den Daten die gesuchten physikalischen Größen.

3.1 Simulation der Charm-Mesonen und der D^{*0}-Zerfall

Ein wichtiger Mechanismus zur Erzeugung von Charm-Teilchen bei H1 ist die Fusion eines Photons mit einem Gluon aus den Elektronen und Protonen von Hera.

Zur Simulation dieses Prozesses wurde das Generator-Programm Pythia 5.6 in Verbindung mit der Jetset-Fragmentation benutzt. Jetset simuliert das Modell der String-Fragmentation, um aus den von Pythia erzeugten Quarks »reale« Teilchen, Mesonen und Baryonen, zusammenzubauen und diese zu »stabilen« Teilchen zerfallen zu lassen. Als »stabil« werden auf diesem Niveau der Simulation auch Teilchen bezeichnet, deren Zerfall im Detektor z.B. anhand eines sekundären Vertex zu beobachten sind. Das Generator-Programm erzeugt alle Teilchen, die für den Beobachter in einem Punkt, dem primären Vertex, entstehen. Pythia errechnet für den Prozeß der Photon-Gluonfusion bei Hera einen Wirkungsquerschnitt von $\sigma \approx 600\,nb$, eine totale mittlere Multiplizität von 35 und eine mittlere Multiplizität von 16 geladenen Teilchen. Der Wirkungsquerschnitt ist nicht sehr genau bekannt und hängt deshalb stark von den gewählten Parametern bei der Ereignisgenerierung, wie etwa der Hypothese für die Gluonstrukturfunktion, ab. Es entstehen pro Ereignis 0.64 D^{*0} und 0.59 D^{*+}-Mesonen.[1] Abbildung 3.1 zeigt die Zahl der pro Ereignis erzeugten Quarkzustände und D–Mesonen. Die Schraffuren unterscheiden die sekundären und primären Teilchen und Antiteilchen. D^{*+} und D^{*0} werden in diesem Erzeugungsprozeß, falls das in der Photon-Gluonfusion erzeugte schwere Quark »Charm« besitzt, nur primär erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von B–Mesonen liegt um etwa zwei Größenordnungen unter dem der Charm-Erzeugung [2]. Bei deren Zerfall können auch D–Mesonen entstehen.

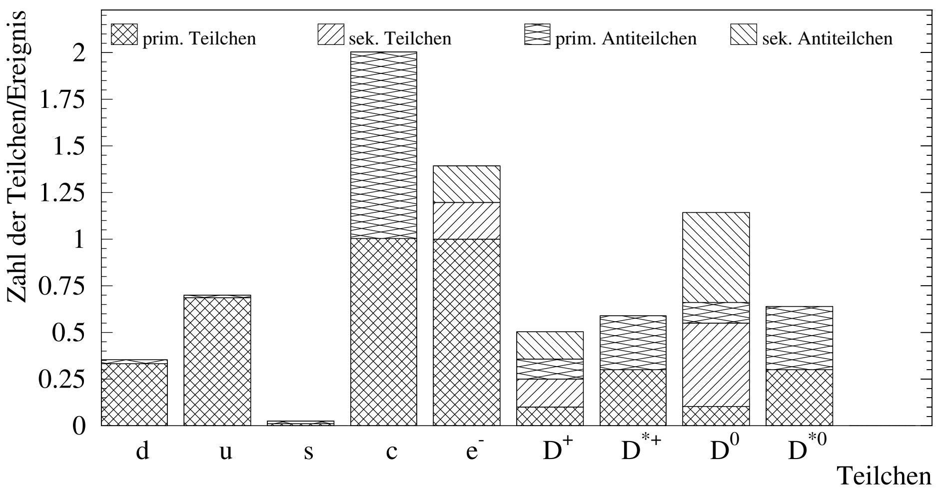


Abbildung 3.1: Zahl der von Pythia 5.6 in Photon-Gluon-Fusion erzeugten Teilchen pro Ereignis.

Das $D^{*0}(m = 2.0071\ GeV)$ zerfällt in zwei Moden in D^0-Mesonen:

$$\begin{array}{lcccc} D^{*0} & \xrightarrow{45\%} & \gamma & + & D^0 \\ D^{*0} & \xrightarrow{55\%} & \pi^0 & + & D^0. \end{array}$$

Die Massendifferenz $m(D^{*0}) - m(D^0)$ beträgt $0.1425\,GeV$. Im folgenden wird die Reaktion $D^{*0} \longrightarrow \gamma + D^0 \longrightarrow \gamma + (K^- + \pi^+)$ untersucht, da die Energie der zu messenden γ's größer ist als im π^0-Mode, in dem die π^0-Energie auf zwei Photonen verteilt wird. Im Detektorbereich von $4^\circ < \theta < 176^\circ$ wird das D^{*0} hauptsächlich mit einem Impuls unter $5\,GeV$ erzeugt (Abb. 3.2**A**).

Für den Zerfallsmodus $D^0 \longrightarrow K^- + \pi^+$ (3.65%) werden nur geladene Spuren mit entgegengesetztem Vorzeichen benötigt (siehe [16]). Daher sind für den einfachsten Fall der D^{*0}-Rekonstruktion nur $K^\mp$, $\pi^\pm$ und γ von Interesse. Die simulierte Ereignisprobe enthält im Mittel 15.9γ's, $11.6\pi^\pm$ und $1.9K^\mp$.

[1] Falls es nicht ausdrücklich erwähnt wird, werden bei der Bezeichnung von Teilchen, wie D^{*0}- oder D^{*+}- Mesonen, deren Antiteilchen mit einbezogen.

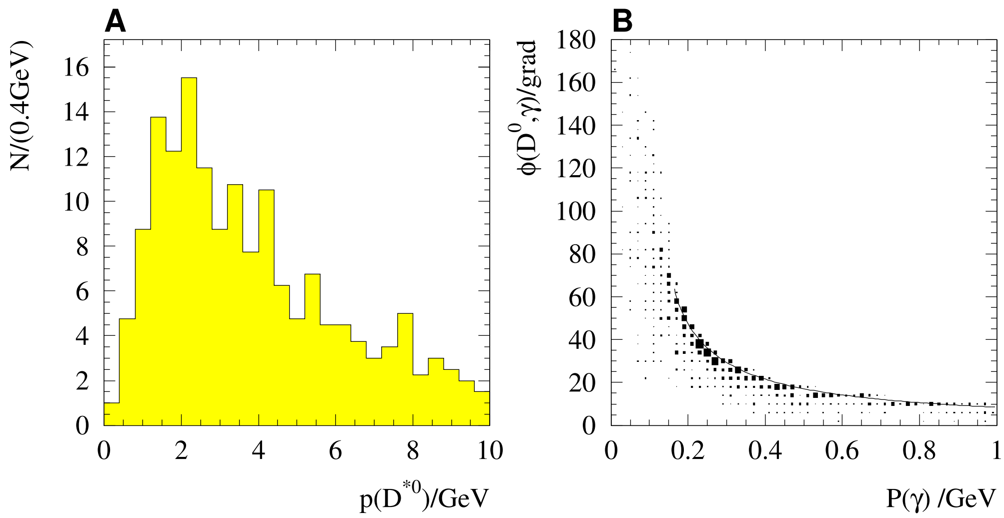


Abbildung 3.2: $D^{*0} \longrightarrow \gamma + D^0 \longrightarrow \gamma + (K^- + \pi^+)$ **A:** Impuls von D^{*0}-Mesonen mit den Zerfallsprodukten (K, π, γ). **B:** Winkel ϕ zwischen D^0 und γ gegen $p(\gamma)$; die Linie markiert die kinematische Grenze. Winkelschnitt: $4^\circ < \theta < 176^\circ$.

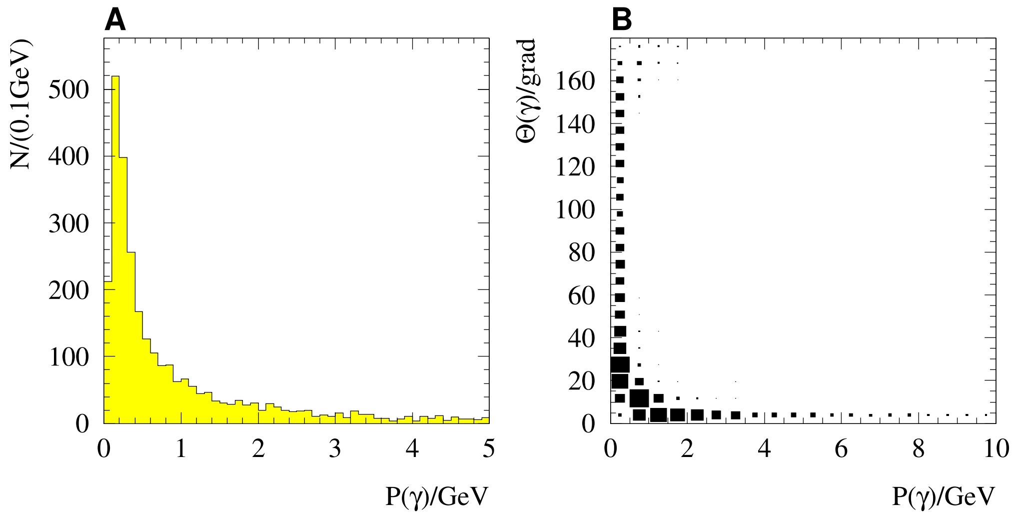


Abbildung 3.3: Impuls und Winkel θ für das γ aus $D^{*0} \longrightarrow \gamma + D^0$.

Eine Datei mit mindestens einem $D^{*0} \longrightarrow x + D^0 \longrightarrow x + (K^- + \pi^+)$ $(x = \gamma, \pi^0)$ pro Ereignis wurde aus 200000 Photon-Gluon-Ereignissen ausgewählt. Die so erhaltenen 4948 Ereignisse wurden weiter untersucht. Abbildung 3.3 zeigt für diese Datei die Eigenschaften der γ aus dem D^{*0}-Zerfall. Der mittlere Transversalimpuls $p_T(\gamma)$ beträgt $0.137\,GeV$. Nur in einem Streuwinkel der γ's unter $4^\circ \ldots 6^\circ$ zeigen sich Photonen mit Energien $E(\gamma) > 1\,GeV$ (Abbildung 3.3**B**). Die

Abbildung 3.2**B** zeigt den Winkel ϕ zwischen dem γ und dem D^0 aus dem D^{*0}-Zerfall. Die kinematische Grenze ist durch eine Linie angedeutet. Aus der Gegenüberstellung von Energie $E(\gamma)$ zu Streuwinkelverteilung $\theta(\gamma)$ folgt, daß nur die Zerfallsprodukte der niederenergetischen D^{*0} die Chance haben, in einem zentralen Detektorbereich gefunden zu werden.

Schon an dieser Stelle läßt sich absehen, daß der Nachweis der γ's darüber entscheidet, ob D^{*0}-Mesonen rekonstruiert werden können. Das H1−Kalorimeter hat voraussichtlich eine Nachweisschwelle für Photonen von etwa $1\,GeV$. Photonen aus dem D^{*0}-Zerfall von dieser Energie finden sich nur unter kleinen Streuwinkeln und somit in der Strahlröhre.

3.2 Die invariante Masse des D^{*0}

Zur Berechnung der invarianten Massen des D^{*0}-Mesons wurden Teilchenladungen jedoch keine Teilchenidentifizierung benutzt. Als erstes wurde (siehe auch [16]) die invariante Masse des D^0-Mesons aus der Kombination zweier entgegengesetzt geladener Teilchen berechnet. Dabei wurde jeweils einer Spur die Masse des $K^{\mp}$ und des $\pi^{\pm}$ zugeordnet. Die Verteilung dieser $M(X^+, X^-)$ ist in Abbildung 3.4**A** für die generierten Vierervektoren dargestellt. Dabei wurde ein Detektorakzeptanzschnitt von $10^\circ < \theta_{X^\pm} < 165^\circ$ benutzt, wobei θ der Winkel ist, der vom gestreuten Teilchen und primären Proton eingeschlossen wird. Alle Teilchen in einem Massenfenster von

$$|M_{inv}(X^+, X^-) - m(D^0)| \leq 0.044\,GeV$$

wurden weiter als hypothetische D^0's behandelt. Das Fenster von $\pm 0.044\,GeV$ umfaßt den gesamtem D^0-Peak in Abbildung 3.5**A**, welche $M_{inv}(X^+, X^-)$ nach der Simulation mit der parameterisierten Detektorsimulation zeigt[2]. Um den Untergrund zu reduzieren, wurde ein Schnitt auf den Impuls von $p_{X^\pm} > 0.8\,GeV$ eingeführt.

Zur Berechnung der D^{*0}-Masse wurden die gewählten Spuren mit einer weiteren »neutralen Spur« (Kalorimeter Cluster, $10^\circ < \theta_\gamma < 165^\circ$) kombiniert. Abbildung 3.4**C** zeigt $M(\gamma, X^+, X^-) - M(X^+, X^-)$. Die breite Erhöhung auf der linken Seite — diese Verteilung wurde ohne einen Schnitt auf den Impuls $p(\gamma)$ der neutralen Spuren gezeichnet — wird durch den Zerfallsmodus $D^{*0} \longrightarrow \pi^0 + D^0 \longrightarrow (\gamma + \gamma) + (K^- + \pi^+)$ hervorgerufen. Um diesen π^0-Untergrund zu reduzieren, wird eine Schwelle von $p(\gamma) > 0.4\,GeV$ eingeführt. Die Auswirkung, die mögliche Unterdrückung des π^0-Peaks, aber auch den gravierenden Einschnitt in den Photonpeak, zeigt Abbildung 3.4**D**.

Nach einer Simulation der Ereignisse mit der parametrisierten H1-Detektorsimulation H1psi kann der $M(X^+, X^-)$ »Peak« in der Verteilung 3.5**A** wiedergefunden werden. Jedoch ist in der $M(\gamma, X^+, X^-) - M(X^+, X^-)$ Verteilung 3.5**D** mit $p(\gamma) > 0.4\,GeV$ keine deutliche Überhöhung zu sehen. Die Abbildung 3.5**C** ohne diese Schwelle zeigt eine leichte Erhöhung unterhalb der gesuchten Massedifferenz von $142 MeV$. In Abbildung 3.6**A–D** werden die gleichen Größen, erzeugt mit der Geant−Detektorsimulation H1sim, für 840 der Ereignisse gezeigt. Der Unterschied zwischen Abb.3.5 und 3.6 zeigt, daß die Photonen niedriger Energie verschieden von den beiden Simulationen behandelt werden.

Abbildung 3.7 zeigt ein typisches D^{*0}-Ereignis, das im zentralen Detektorbereichen zerfällt.

[2]Für zukünftige Untersuchungen wird ein breiteres Fenster von $|M_{inv}(X^+, X^-) - m(D^0)| \leq 0.050\,GeV$ empfohlen.

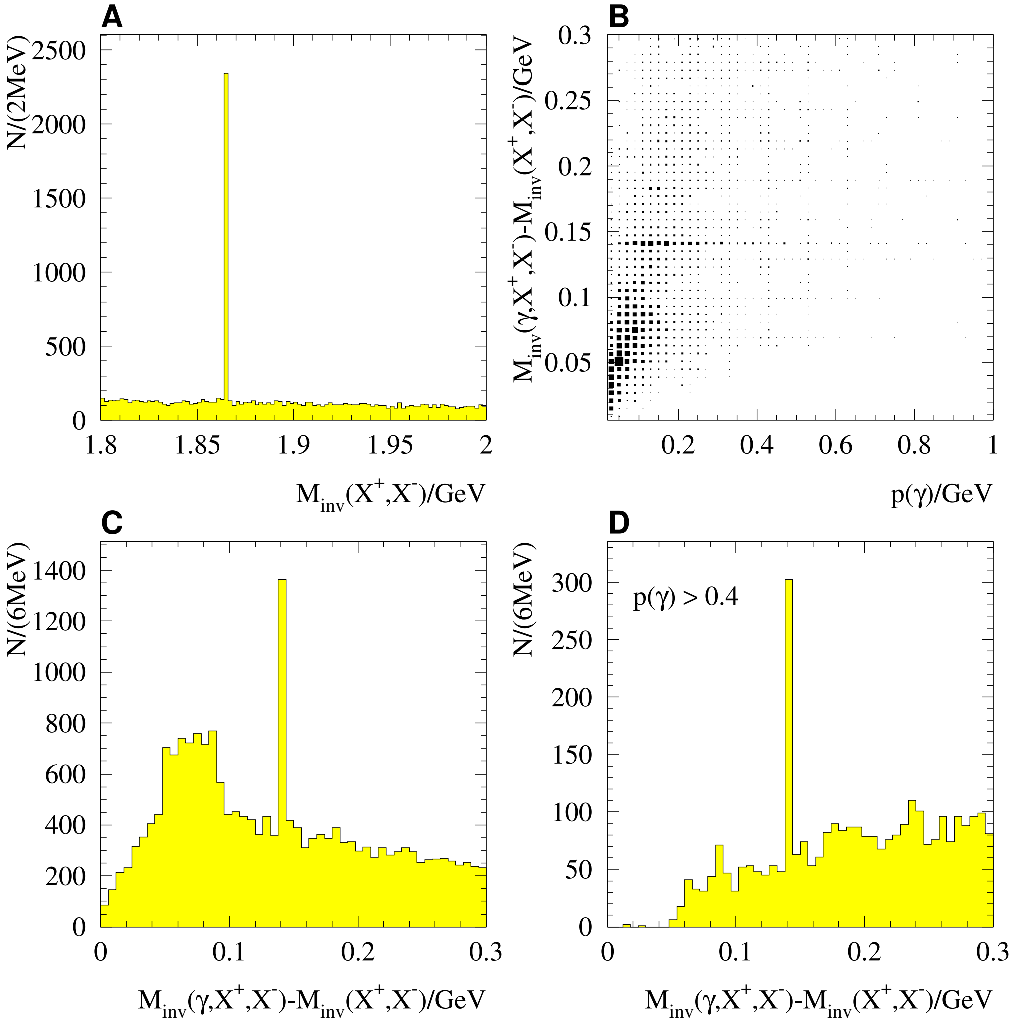


Abbildung 3.4: Invariante Massen auf Generatorniveau: Ausgewählte Ereignisse: $\{D^{*0} \rightarrow D^0 x \rightarrow \pi^+ K^- x\} \Rightarrow$ 4948 von 200000 generierten Ereignissen wurden nach folgenden Schnitten ausgewählt: **A**: $10^\circ < \theta_{X\pm} < 165^\circ$; **B–D**: $10^\circ < \theta_{X\pm} < 165^\circ$, $4^\circ < \theta_\gamma < 176^\circ$, $p_{X\pm} > 0.8\,GeV$, D^0-Schnitt: $|m(D^0) - M_{inv}(X^+, X^-)| \leq 0.044\,GeV$.

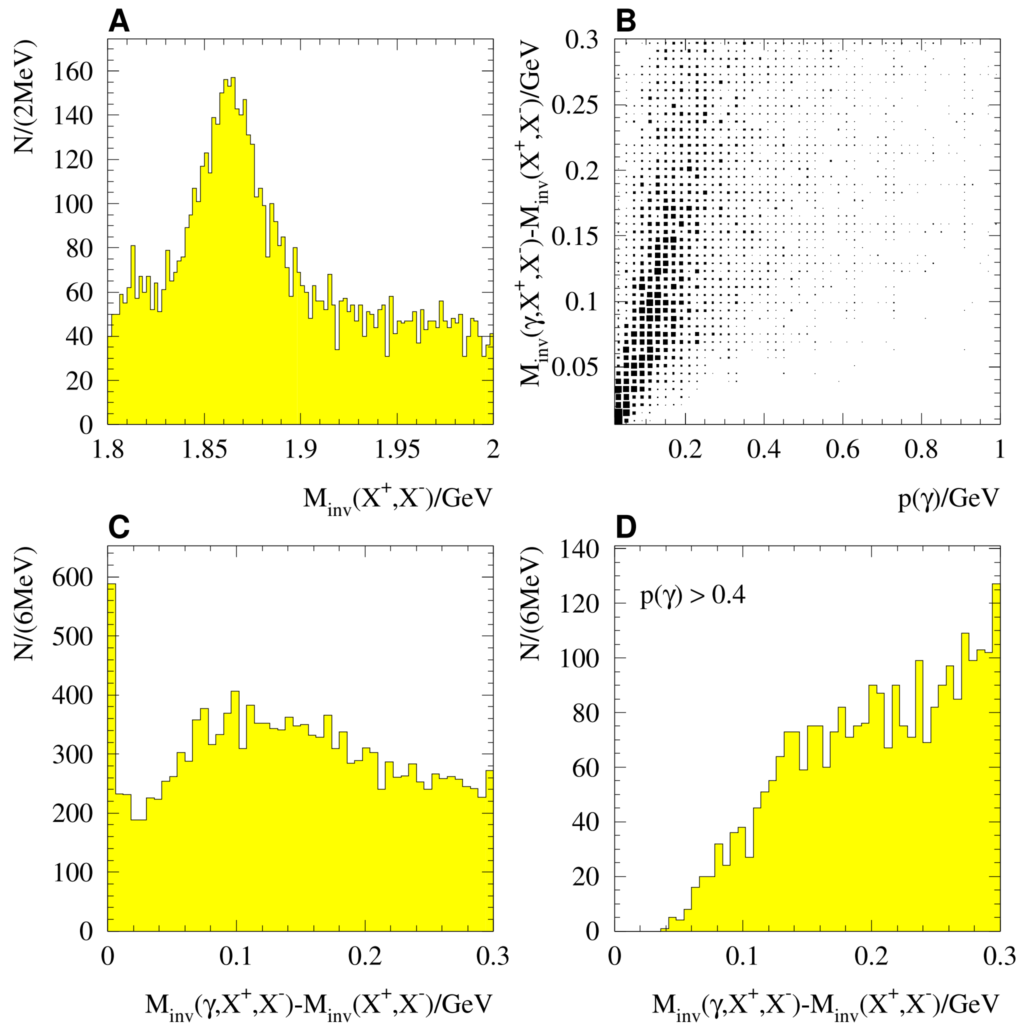


Abbildung 3.5: Invariante Massen auf H1psi–Niveau: Ausgewählte Ereignisse: $\{D^{*0} \to D^0 x \to \pi^+ K^- x\}$ $\Rightarrow$ 4948 von 200000 generierten Ereignissen wurden nach folgenden Schnitten ausgewählt: **A**: $10^\circ < \theta_{X\pm} < 165^\circ$; **B–D**: $10^\circ < \theta_{X\pm} < 165^\circ$, $4^\circ < \theta_\gamma < 176^\circ$, $p_{X\pm} > 0.8\,GeV$, D^0-Schnitt: $|m(D^0) - M_{inv}(X^+, X^-)| \leq 0.044\,GeV$.

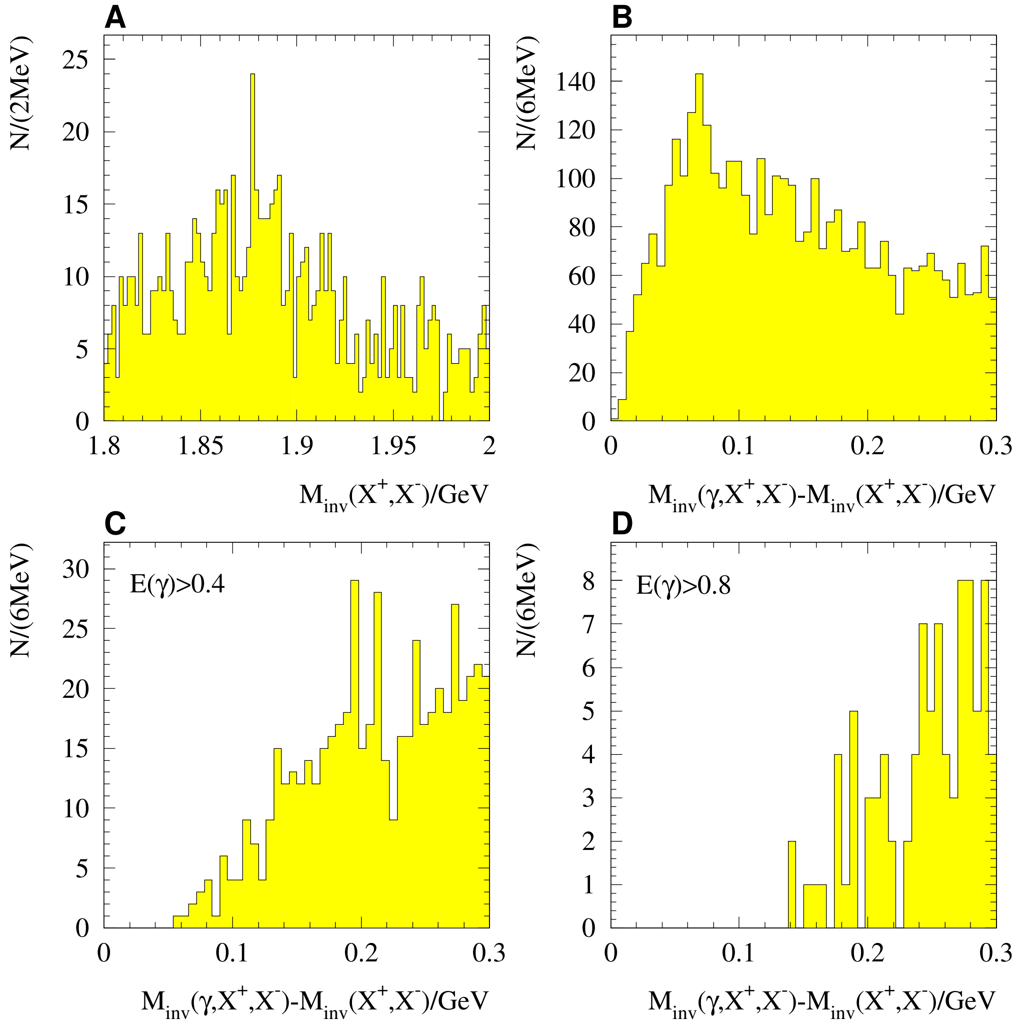


Abbildung 3.6: Invariante Massen auf H1sim(Otto 3,1) 2.06/05 H1rec 3.02/02 Niveau. Nur 840 Ereignisse der ausgewählte Ereignisse wurden simuliert. Ausgewählte Ereignisse: $\{D^{*0} \rightarrow D^0 x \rightarrow \pi^+ K^- x\} \Rightarrow$ 4948 von 200000 generierten Ereignissen wurden nach folgenden Schnitten ausgewählt: **A**: $10^\circ < \theta_{X^\pm} < 165^\circ$; **B–D**: $10^\circ < \theta_{X^\pm} < 165^\circ$, $4^\circ < \theta_\gamma < 176^\circ$, $p_{X^\pm} > 0.8\,GeV$, D^0-Schnitt: $|m(D^0) - M_{inv}(X^+, X^-)| \leq 0.044\,GeV$.

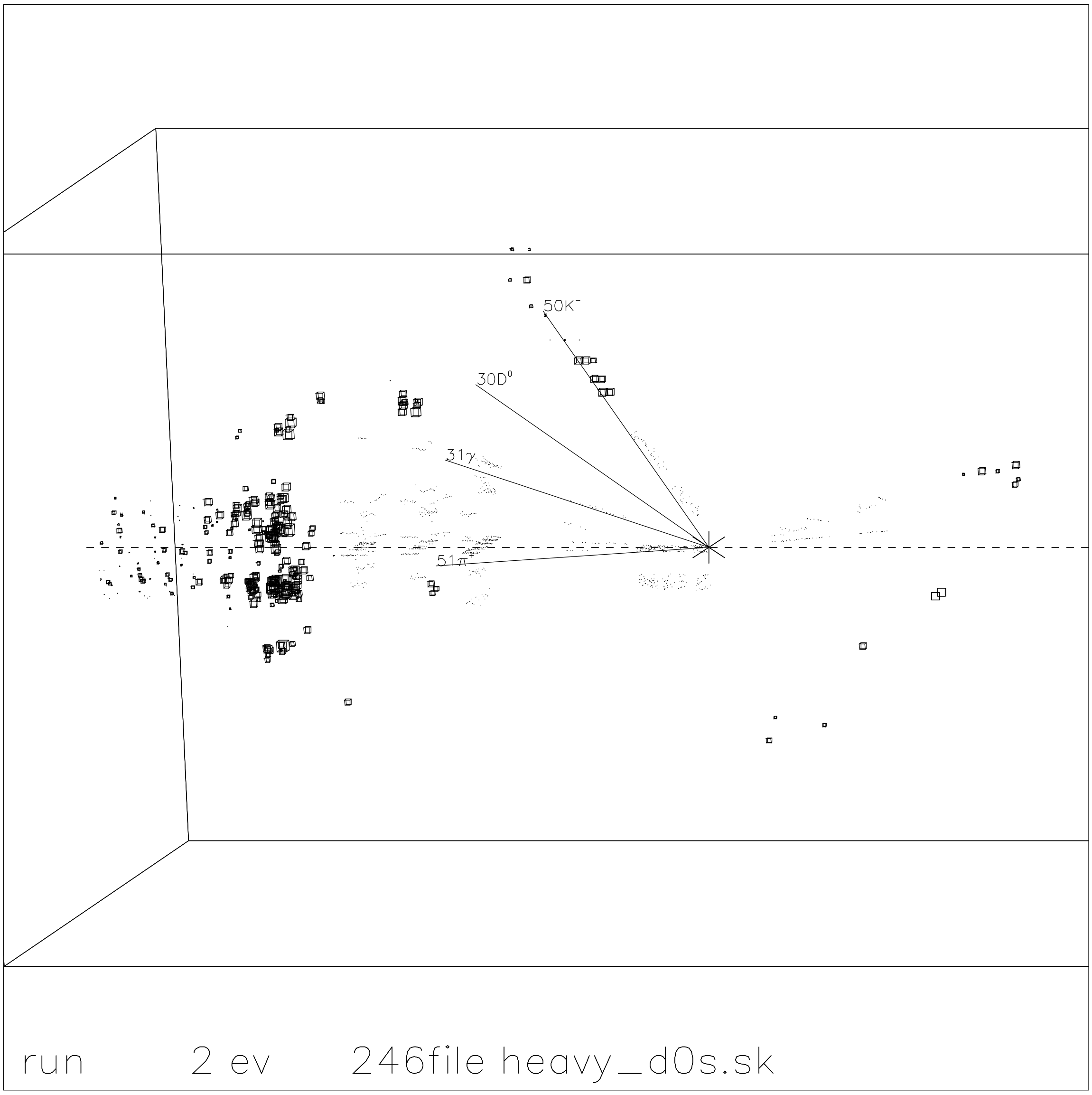


Abbildung 3.7: Planprojektion (3d–Ansicht) von einem $D^{*0} \longrightarrow D^0 + \gamma \longrightarrow (\pi^+ + K^-) + \gamma$ Ereignis, produziert mit Pythia 5.6 und H1sim 2.06/05, dargestellt mit Heinz-Paw (Ausschnitt). Die Linien, alle mit der selben Länge im drei dimensionalen Raum, zeigen die ursprüngliche Richtung der D^{*0}-Zerfallsprodukte. Die gestrichelte Linie mit dem Stern am Punkt $(0, 0, 0)$ folgt dem Strahlrohr (links $\widehat{=} + z$ Richtung).

4 Photon-Konversion

Es ist, wie im letzten Kapitel gezeigt wurde, bei H1 in den meisten Fällen nicht möglich, Photonen aus dem D^{*0}-Zerfall direkt mit dem Kalorimeter zu beobachten. Bleibt noch die Möglichkeit, die zentralen Spurkammern von H1 als Kalorimeter für Photonen niedriger Energie zu (miß)brauchen. Man beobachtet, daß ein Teil der Photonen in den Spurkammern zu (e^+, e^-)–Paaren konvertieren. Bevorzugt findet diese Reaktion an Stellen erhöhter Materialdichte im Detektor wie an den Grenzflächen der verschiedenen Baugruppen der zentralen Spurkammer statt. Aufgrund der geringen Materialdichte in den Spurkammern ist es schwierig, einen vollständigen elektromagnetischen Schauer wie im Kalorimeter zu vermessen. Ein solcher erstreckt sich über einen großen Teil der Spurkammer, so daß die benötigte Ortsauflösung aus der Deponierung der Gesamtenergie nicht zu gewinnen ist. Deshalb muß das erste Elektron-Positron-Paar, des von dem Photon erzeugten elektromagnetischen Schauers, mit den Spurkammern beobachtet werden. Aus den gekrümmten Bahnverläufen in den Spurkammern lassen sich dann die Impulse von Elektron und Positron bestimmen und der Konversions–Vertex rekonstruieren.

4.1 Konversions–Vertex-Rekonstruktion

Einige Eigenschaften des Photons vereinfachen die Rekonstruktion eines solchen sekundären Vertex. Es entstehen nur zwei Tochterteilchen, Elektron und Positron, deren Spuren kombiniert werden müssen. Das magnetische Feld ist in den zentralen Spurkammern weitgehend homogen und parallel zum Strahlrohr ausgerichtet. Dies bewirkt, da die Masse des konvertierenden Teilchens Null ist, daß das Elektron–Positron-Paar aus der Photonkonversion, zwei in einem Punkt beginnende Helices in den Spurkammern zeichnet. Betrachtet man nur die Projektion der Helices senkrecht zum Strahlrohr, so sieht man zwei Kreise, die sich am Punkt der Konversion berühren. Abbildung 4.1 zeigt eine solche (x, y)–Ansicht eines konvertierenden Photons nach der Simulation in den zentralen Spurkammern des H1–Detektors.

4.1.1 Rekonstruktions-Methode

Die Aufgabe besteht nun darin, aus den gemessenen Bahnparametern des (e^+, e^-)–Paares den Photon-Konversionsort, den Konversionsvertex, zu bestimmen. Aus diesem Punkt sollten die Bahnen der beiden Tochterteilchen entspringen. In der (x, y)–Projektion ist dies der Punkt, an dem sich die beiden Kreise, die projizierten Helices, berühren. Wenn dieser Punkt gefunden ist, liegt über die Parameter der beiden Spuren auch die z-Koordinate fest. Dabei werden nur die Helixabschnitte berücksichtigt, die einen maximalen Abstand zum Beginn der gemessenen Spur nicht

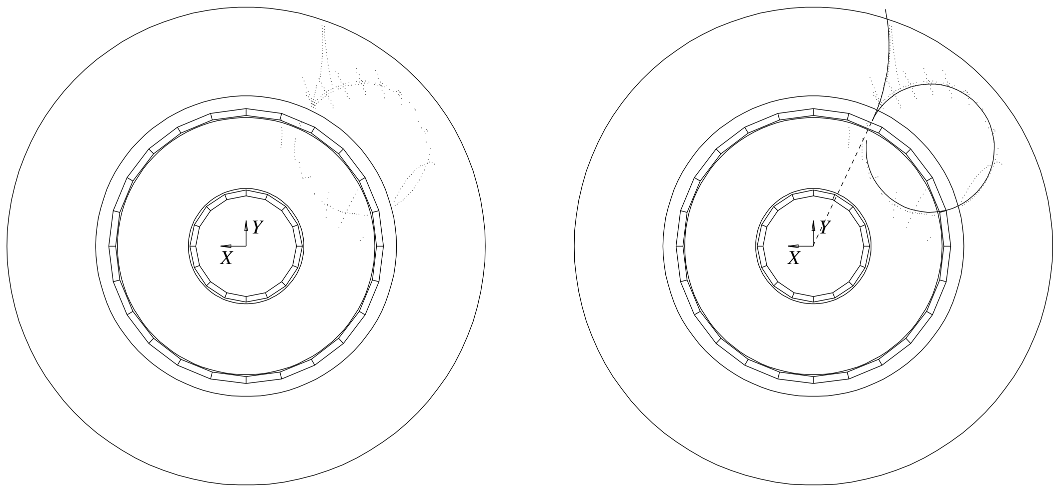


Abbildung 4.1: Monte-Carlo–Ereignis–Bild: konvertierendes Photon in der zentralen Spurkammer von H1: (x, y)–Projektion; links: Meßpunkte (Hits) in den Spurkammern; rechts: zusätzlich sind die Photonspur (gestrichelt) und e^+, e^-–Spuren (Kreise) (STR-Bank) eingezeichnet.

überschreiten. Dadurch tritt das Problem mehrere möglicher Schnittpunkte der beiden Helices nicht mehr auf.

Der Berührungspunkt der beiden Kreise, der Konversionsvertex, läßt sich berechnen, da dieser Punkt auch der Schnittpunkt der beiden Kreise mit der Gerade ist, welche die beiden Mittelpunkte der Kreise verbindet (siehe Abbildung 4.2).

So sieht natürlich nur der »ideale« Fall aus. Wie nahe sich die beiden Kreise bzw. Helices wirklich kommen ist z.B. von der Detektorauflösung und der erreichten Rekonstruktionsgenauigkeit bei der Ermittlung der Spurparameter für die Elektron- und Positronspur abhängig. In Abbildung 4.3 ist stark überzeichnet die Situation nach Einbeziehung dieser Verschiebung der Kreise (Helices) zu sehen. So ergeben sich nun zwei Schnittpunkte A, B der Kreise mit der Geraden, die ihre Kreismittelpunkte verbindet. Der Konversionsvertex V liegt zwischen diesen beiden Schnittpunkten A und B.

Der halbe[1] Abstand Δr ist, wie später gezeigt wird, ein Maß für die »Güte« des rekonstruierten Konversionsvertices. Die einfachste Approximation V_x für den Vertex V ist der Punkt in der Mitte zwischen A und B.

$$\Delta r = \frac{1}{2}\sqrt{(A_x - B_x)^2 + (A_y - B_y)^2} \tag{4.1}$$

[1] Δr ist als Abstand zwischen $\vec{V}_x - \vec{A}$ bzw. $\vec{V}_x - \vec{B}$ definiert

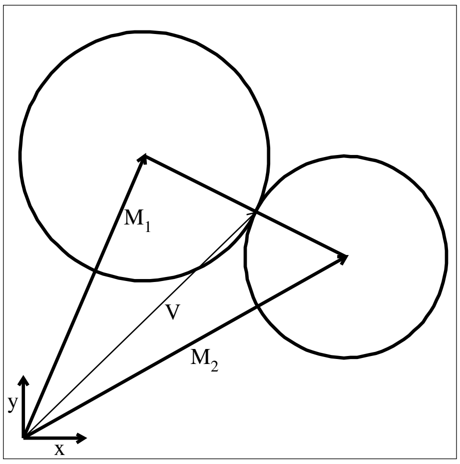


Abbildung 4.2: Geometrie der Spuren in der (x, y)–Ebene; Idealfall: Der Konversionsvertex V liegt auf der Verbindungslinie der Kreismittelpunkte M_1 und M_2.

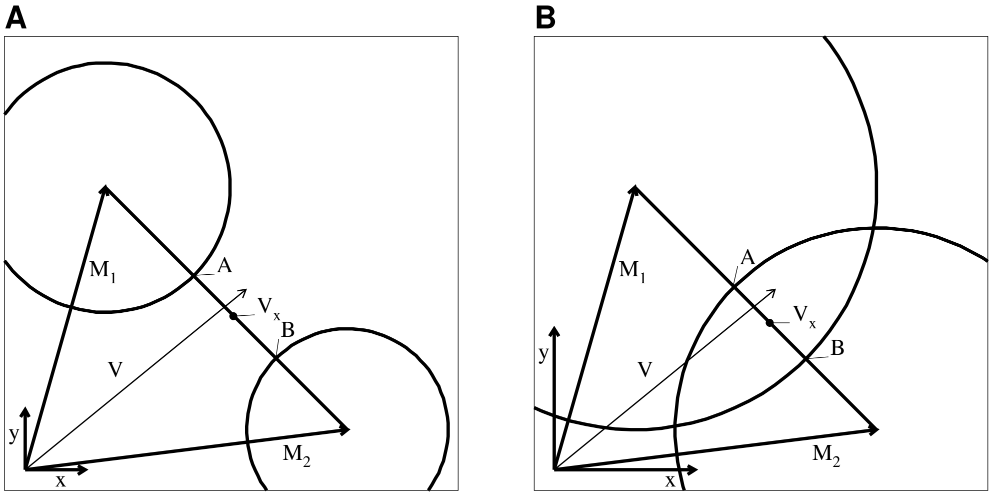


Abbildung 4.3: Geometrie der Spuren in der (x, y)–Ebene: M_1, M_2 Mittelpunkte der Kreise; V Konversionsvertex, A, B Schnittpunkte der Verbindungslinie mit den Kreisen. Der Abstand A–B wurde der Deutlichkeit halber sehr stark vergrößert.

$$\vec{V}_x = \frac{\vec{A} + \vec{B}}{2} \tag{4.2}$$

Eine weitere vorhandene Information ist der Fehler der Helixparameter der Anpassung an die Meßpunkte der Spurkammer. Dieser gibt jedoch keinen Aufschluß darüber, wo zwischen den Punkten A und B der Konversionsvertex gelegen hat.

Diese Art der Rekonstruktion ist nur eine Annäherung, deren Auflösung, wie weiter unten gezeigt, für die gewünschte Rekonstruktion der Photonen aus dem D^{*0}-Zerfall vollkommen ausreichend ist. Eine andere Formulierung ist eine Anpassung (fit) im dreidimensionalen Raum. Das zu minimierende »χ^2« ist dabei der mit den Fehlern in r und z gewichtete quadratische Abstand der Punkte auf den beiden Helices. Die Schwierigkeit besteht in der geringen Krümmung der Minima, wie sie bei der Photonkonversion auftreten. Die Minima in dieser Formulierung sind sehr »flach«, da kein Schnittpunkt sondern ein Berührungspunkt von Helices gesucht wird. Dies erfordert eine geschickte Wahl der Startwerte und eine vorsichtige Schrittweitenvorgabe bei der Anpassung. Die hier vorgestellte Methode beschränkt sich auf die Lösung des auf zwei Dimensionen projizierten Problems. Die Projektionsebene wird durch die höhere Auflösung der Spurkammern in dieser Ebene (siehe Tabelle 2.2) sowie der Richtung des Magnetfeldes ausgezeichnet. In Abschnitt 4.1.2 sind in Abbildung 4.5 die Verteilungen für die Ortsauflösung auch für eine »χ^2–Formulierung« eingetragen (gestrichelte Verteilungen). Diese mit dem Minuit[2] Programmpaket durchgeführte Anpassung erreicht offensichtlich nicht die Auflösung der zweidimensionalen analytischen Methode. Der Grund liegt in der in Abbildung 4.3**B** gezeichneten Situation. Die χ^2–Methode sucht einen der beiden Schnittpunkte der Kreise. Dieser liegt jedoch häufig, wie die Zeichnung zeigt, weiter von dem Konversionspunkt entfernt, als der Punkt V (in der Mitte zwischen A und B).

Bei der Realisierung des Progamm-Moduls zur Rekonstruktion wurden nur Einträge in den Spurkammern des zentralen Detektors berücksichtigt. In diesem Bereich ist eine Impulsbestimmung aus dem Transversalanteil des Teilchenimpulses über das Magnetfeld in z-Richtung auch bei niedrigen Energien möglich. Die Spurkammerteile sind außerdem nur durch Wände geringer Massenbelegung getrennt, so daß es sehr wahrscheinlich ist (95%), das erste Elektron–Positron Paar beobachten zu können, bevor dieses eine weitere Wechselwirkung macht. Konversionen in den vorderen Spurkammern weisen diesen Vorteil nicht auf. Dort ist die Rekonstruktion von konvertierenden Photonen dieser Energie, trotz erhöhter Rate, ungleich schwieriger.

Von den Spurstücken, die die H1-Rekonstruktion zu jeder Spur in der sogenannten CTKR-Bank ablegt, werden die mit dem höchsten Impuls ausgewählt. Alle möglichen Paare mit verschiedenem Vorzeichen der Bahnkrümmung, d.h. entgegengesetzter Ladung, werden für die Vertexrekonstruktion kombiniert. Weiter müssen einige Schnittbedingungen erfüllt sein:

$\mathcal{A}$–1 Konversionsvertices, die näher als $5cm$ an der z-Achse liegen, werden nicht betrachtet um den primären Vertex auszuschneiden.

$\mathcal{A}$–2 Die Anfänge der *gemessenen* Spuren $\vec{A}_s$ $\vec{B}_s$ (begin of track) dürfen in jeder Koordinatenrichtung nicht weiter als $14cm$ auseinanderliegen. Die innere CJC-Spurkammer beginnt $20cm$ von der z-Achse entfernt, und die innersten $5cm$ werden in $\mathcal{A}$–1 ausgeschnitten. Dies ergibt einen Abstand von etwa $15cm$. Der Schnitt betrifft also nur Spuren, die aus geometrischen Gründen nicht zusammengehören können.

[2]Minuit: Cern Program Library entry D506

$\mathcal{A}$–3 Die Spur muß mindestens 7 Meßpunkte in der CJC-Spurkammer hinterlassen haben. Bei weniger Punkten ist eine ausreichende Bahnrekonstruktion in gemessenen Daten und eine dE/dx Bestimmung nicht möglich. Im Fall der Simulation einzelner Photonen bringt die Erhöhung dieses Schnittes von fünf auf sieben Meßpunkte keine zusätzliche Reduktion der Zahl akzeptierter Vertices mit sich. Bei seiner Anwendung auf Daten kann ein Untergrund durch kurze Bahnstücke unterdrückt werden, der von Strahl–Strahlrohr oder Strahl–Restgas Reaktionen herrühren könnte.

$\mathcal{B}$–1 Der rekonstruierte Vertex darf nicht mehr als $20cm$ von den Spuranfängen entfernt sein, da die innere Spurkammer ca. $20cm$ von der z-Achse entfernt liegt.

$\mathcal{B}$–2 Aus den gleichen Gründen wird gefordert, daß der räumliche Abstand der Punkte A und B kleiner als $10cm$ ist (ΔR cut).

$\mathcal{B}$–3 In der (x, y)–Ebene muß der Abstand der Mittelpunkte der beiden Kreise größer sein als der Abstand zwischen den beiden Schnittpunkten A und B. Hiermit werden sich stark überschneidende Kreise (Helices) ausgeschlossen.

Die Schnitte, die mit $\mathcal{A}$ bezeichnet sind, werden vor der Rekonstruktion vorgenommen. Die für $\mathcal{B}$ benötigen Größen stehen erst während der Berechnung des Konversionspunktes zur Verfügung. Die mit $\mathcal{C}$ markierten Schwellenwerte werden bei der Bearbeitung des untersuchten Prozesses gesetzt. Bei der Betrachtung von vollständigen, simulierten Ereignissen und von Daten wurden folgende zusätzliche Schnitte benutzt:

$\mathcal{C}$–1 Ein Schnitt auf den zweidimensionalen Abstand zwischen A und B trennt, wie später gezeigt, die gut von den schlecht rekonstruierten Vertices. $\Delta r < 0.2cm$ ist der meist benutzte Schnitt, wobei Δr der halbe Abstand zwischen A und B ist. (siehe oben, Gleichung 4.1)

$\mathcal{C}$–2 Eine obere Grenze der invarianten Masse des Elektronen–Positronen-Paares aus konvertierenden Photonen vermindert den Untergrund durch schwere sekundär zerfallende Teilchen wie z.B. von $K_s^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$ (siehe auch [21] [22] [23]).

$\mathcal{C}$–3 Eine obere Grenze auf das dE/dx der beiden Spuren reduziert den Anteil von irrtümlich benutzten Protonenspuren. Spuren ohne dE/dx Bestimmung ($dE/dx = 0$) werden nicht verwendet.

Diese mit $\mathcal{C}$ bezeichneten Schnittmöglichkeiten werden im Abschnitt 4.2 erläutert und anhand von Simulationen überprüft. Sie werden an dieser Stelle vermerkt, da diese Schnitte direkt mit der Rekonstruktionsmethode verknüpft sind, weil sie beispielsweise Größen der Konversionprodukte beinhalten. Anwendung finden sie bei der Suche nach den D^{*0}-Mesonen.

4.1.2 Auflösung und Impulsbestimmung

Die nächste Aufgabe besteht darin, die Auflösung und damit die Berechtigung der beschriebenen Methode zu bestimmen. Eine Abschätzung kann mit Monte-Carlo-Simulationen erfolgen. Hierzu wurden mit der auf Geant[3] basierten Detektorsimulation H1sim einzelne Photonen im H1–Detektor simuliert. Die simulierten Photonen hatten eine Energie zwischen 200 MeV und 500 MeV

[3] Geant 3.15, Cern Program Library Office, Geneva

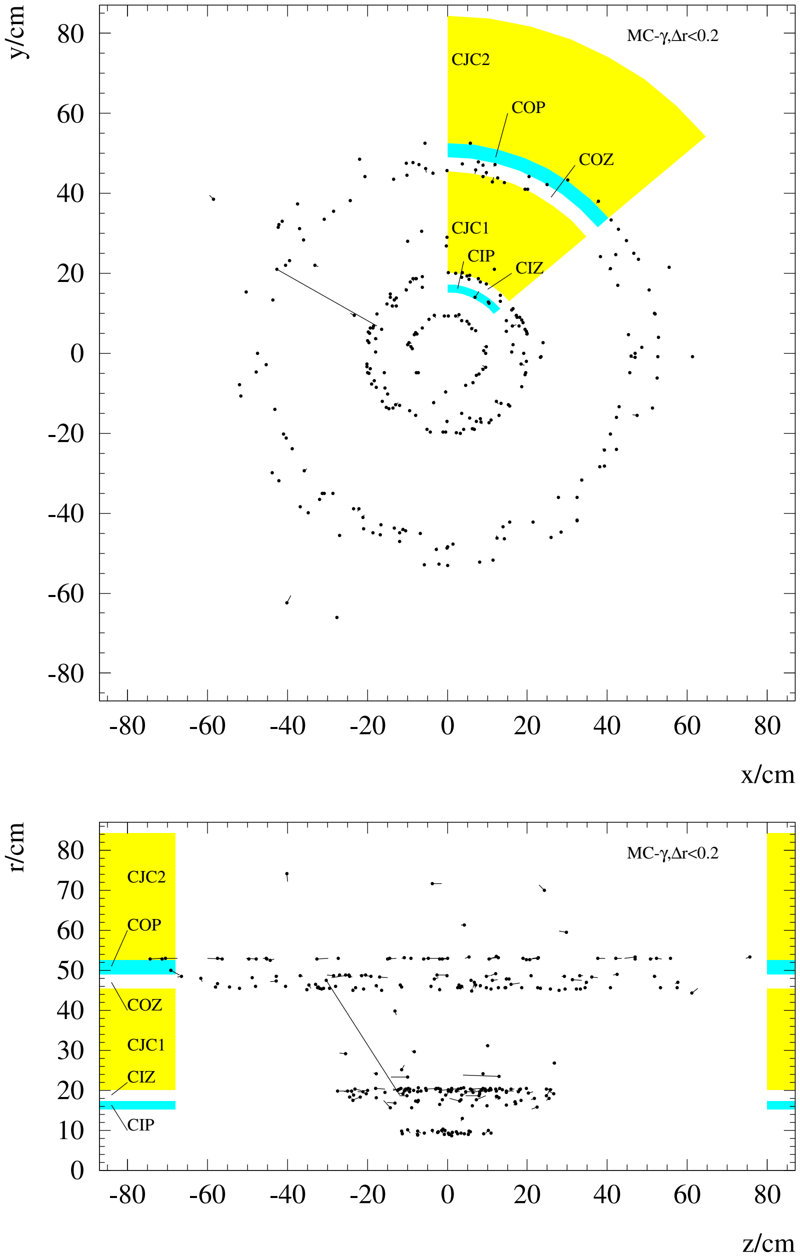


Abbildung 4.4: Auflösung in der (x, y)–Ebene und der (z, r)–Ebene: Einzelne simulierte Photonen mit $0.2\,GeV < E(\gamma) < 0.5\,GeV$, $35^\circ < \theta < 145^\circ$. Die Punkte zeigen die rekonstruierten Vertices an, die mit einer Linie mit den »wahren« Vertices verbunden sind. Schnitte: $\Delta r < 0.2$, mindestens 7 Meßpunkte in CJC.

Elemente der zentralen Spurkammer bei H1: CIP: *central inner proportional chamber*, CIZ: *central inner z-chamber*, CJC1: *central jet chamber 1*, COZ: *central outer z-chamber*, COP: *central outer proportional chamber*, CJC2: *central jet chamber 2*.

und wurden nur in den zentralen Detektorbereich geschickt ($35^\circ < \theta < 145^\circ$, $0^\circ < \varphi < 360^\circ$). Von 17000 γ–Ereignissen konvertierten 550. Der Anteil der gut zu rekonstruierenden Vertices ϵ_{c*r}, der sich aus der reinen Konversionsrate $R(\gamma \rightarrow e^+e^-)$ und der Rekonstruktionseffizienz ϵ_r zusammensetzt, ist etwa halb so groß:

$$\begin{aligned}\epsilon_{c*r}(gesamt) &= 3.2\% \\ \epsilon_{c*r}(\Delta r < 0.2) &= 1.6\% \\ \epsilon_{c*r}((\Delta r < 0.2) \wedge (M_{inv}(e^+, e^-) < 40\,MeV)) &= 1.5\%.\end{aligned}$$

Ein zusätzlicher Schnitt auf die invariante Masse der Zerfallsprodukte der konvertierenden Photonen $M_{inv}(e^+, e^-)$ (siehe Abb. 4.17) verringert diese Rate von 1.6% auf 1.5%. Dieser Schnitt auf die invariante Masse des Photons, wie auch der Δr Schnitt werden später anhand von Monte-Carlo und Daten weiter diskutiert.

Eine anschauliche Darstellung der Auflösung dieser Methode zeigt Abbildung 4.4, in der oben die (x, y)- und unten die (z, r)-Projektion der rekonstruierten Vertices mit Punkten markiert sind. Die Punkte sind durch Linien mit den Vertices der Simulation verbunden, so daß die Länge dieser Linien die Ungenauigkeit der Rekonstruktion anzeigt. Die darübergelegten Schattierungen markieren die Elemente der verschieden Komponenten der zentralen Spurkammer.

Um dies zu quantifizieren sind in Abbildung 4.5 diese Differenzen für x, y, z und R in Histogrammen aufgetragen (durchgezogene Linien). Aus diesen liest man folgende Halbwertsbreiten[4] FWHM[5] ab:

$$\begin{aligned}\text{FWHM}(x, y) &= 0.4cm \\ \text{FWHM}(z) &= 4.0cm \\ \text{FWHM}(R) &= 1.8cm.\end{aligned}$$

Nachdem der Konversionsvertex des Photons rekonstruiert wurde, gibt es zwei verschiedene Arten den Impulsvektor des ursprünglichen Photons zu bestimmen. Die eine der beiden Methoden bedient sich der Tangenten an die Helices der Konversionprodukte an ihrem Entstehungsort. Die so berechneten Vektoren werden mit dem aus der Helixkrümmung und dem Magnetfeld am Beginn der Spur errechneten Impulsbetrag normiert und dann addiert:

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-}. \tag{4.3}$$

Die erzielte Auflösung[6] ist

$$\begin{aligned}\text{FWHM}_{Tangente}(p_x, p_y) &= 30\,MeV \\ \text{FWHM}_{Tangente}(p_z) &= 20\,MeV.\end{aligned}$$

[4]ermittelt mit H1sim Version 2.14
[5]FWHM:(engl.) full width half maximum $\equiv$ Halbwertsbreite.
[6]ermittelt mit H1sim Version 2.08

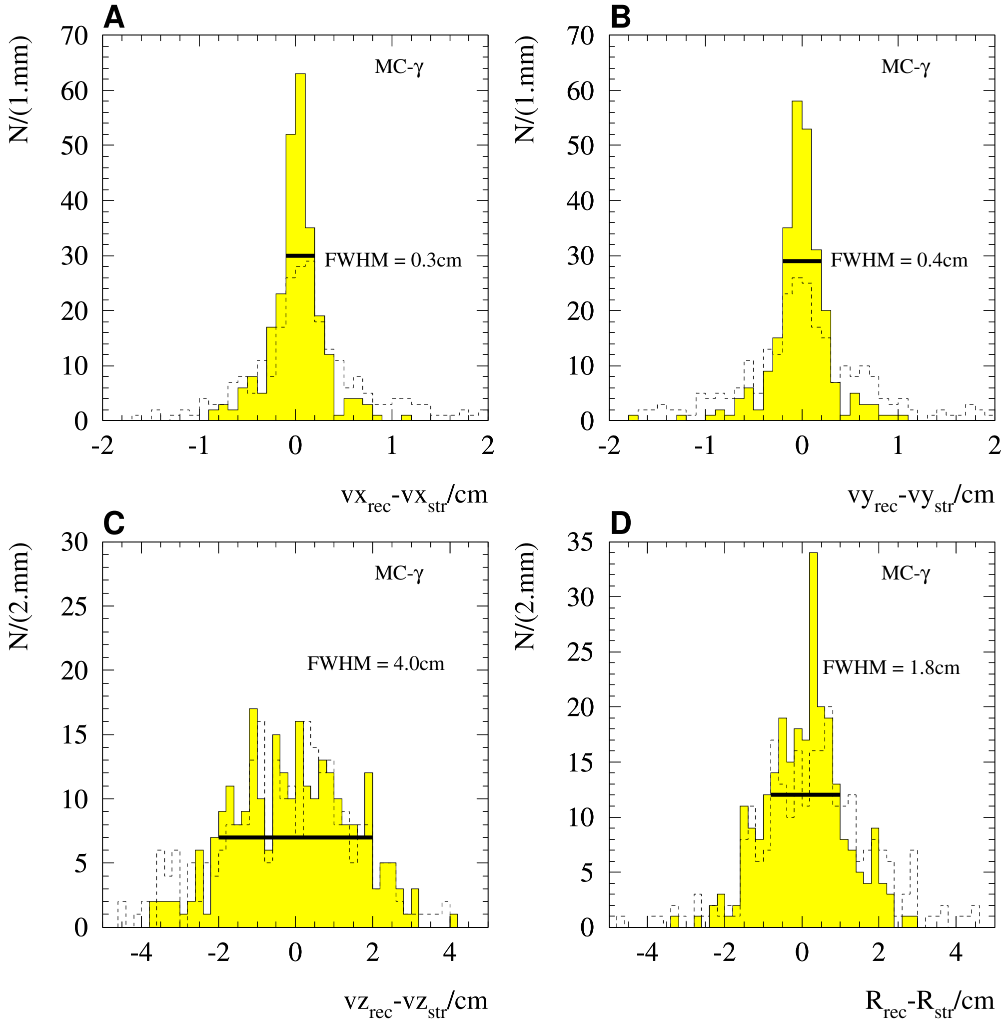


Abbildung 4.5: Ortsauflösung der Vertexrekonstruktion: Einzelne simulierte Photonen mit: $0.2\,GeV < E(\gamma) < 0.5\,GeV$, $35^\circ < \theta < 145^\circ$ (H1sim 2.14). Es ist die Differenz zwischen rekonstruierten Vertices und »wahren« Vertices (STR) für x, y, z und R aufgetragen. Die gestrichelten Verteilungen geben das Ergebnis einer konventionellen χ^2–Anpassung wieder. Als χ^2 wurde das mit den Fehlern in r und z gewichtete Quadrat des Abstand in drei Dimensionen der Punkte auf den beiden Helices genommen. Die Anpassung wurde mit der Cern–Minuit Software durchgeführt. Startpunkt war das Ergebnis der zweidimensionalen Rekonstruktion (Histogramme mit durchgezogenen Linien). Der Parameterraum war nicht limitiert. Schnitte: $\Delta r < 0.2$, mindestens 7 Meßpunkte in CJC.

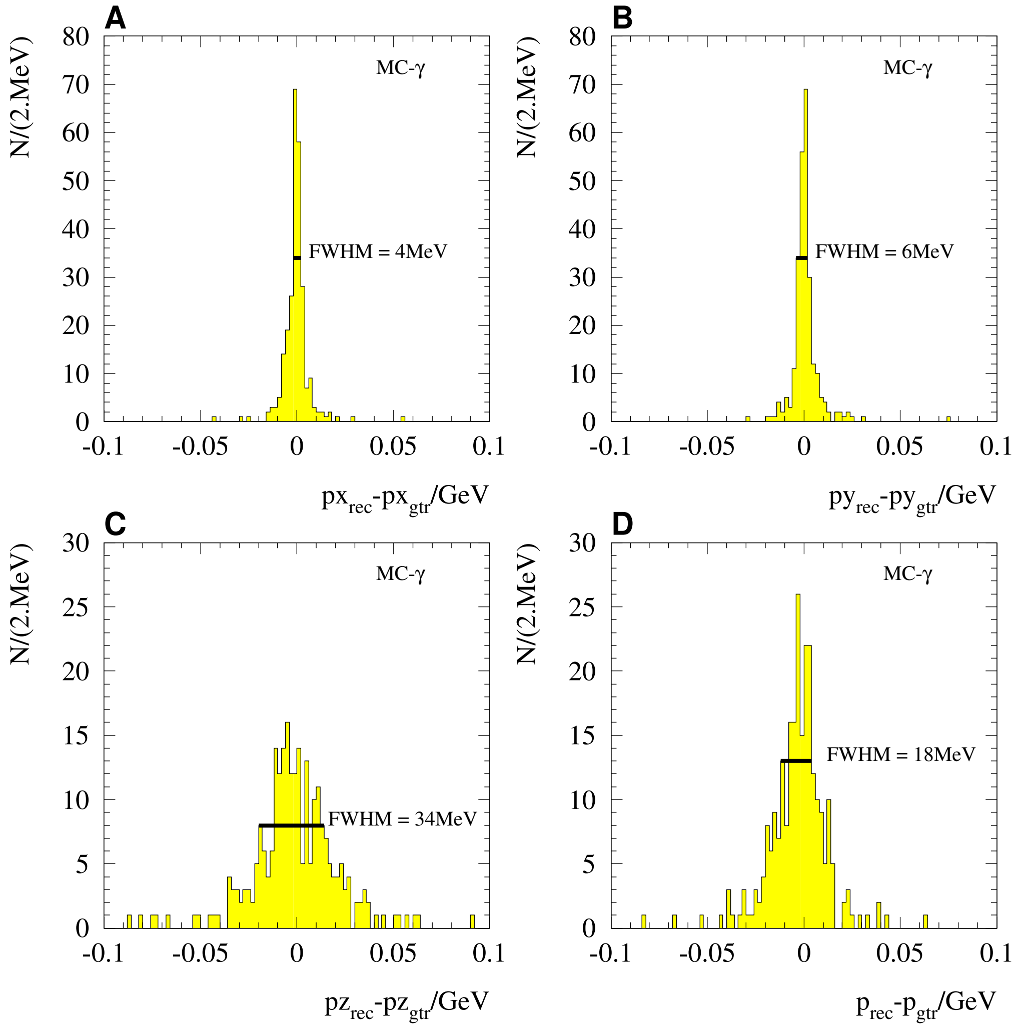


Abbildung 4.6: Impulsauflösung der Vertexrekonstruktion: Einzelne simulierte Photonen mit: $0.2\,GeV < E(\gamma) < 0.5\,GeV$, $35^\circ < \theta < 145^\circ$ (H1sim 2.14). Es ist die Differenz zwischen rekonstruierten Photonimpulsen und »wahren« Impulsen der Photonen (GTR) für px, py, pz und p aufgetragen. Schnitte: $\Delta r < 0.2$, mindestens 7 Meßpunkte in CJC.

Die andere Methode benutzt zusätzlich den Ortsvektor des primären Vertex $\vec{V}_{prim}$, und setzt damit voraus, daß ein Photon von dort gesucht wird. Über den langen Hebelarm zwischen primärem Vertex und Konversionsvertex läßt sich die Flugrichtung des Photons sehr genau bestimmen. Der Impuls des Photon errechnet sich somit zu

$$\vec{p}_\gamma = (|\vec{p}_{e^+}| + |\vec{p}_{e^-}|)\frac{\vec{V}_x - \vec{V}_{prim}}{|\vec{V}_x - \vec{V}_{prim}|}. \tag{4.4}$$

Im Verlauf der Analysen stellte sich heraus, daß diese Methode der Impulsbestimmung noch weiter verbessert werden kann. Bis dato war zur Umrechnung des Transversalimpulses der Einzelspuren in den Gesamtimpuls dieser Spur die Spurneigung θ_{Spur} zur Stahlachse benutzt worden. Im Fall von konvertierten Photonen mit einer um Größenordnungen höheren Energie als der Ruhemasse der Konversionsprodukte, liefert der Neigungswinkel θ_γ des rekonstruierten Photons ein genaueres Ergebnis in der (x, y)-Richtung. Die Ursache dafür ist in der relativ zur (r, ϕ) schlechteren (z) Auflösung der Jet-Kammern (CJC1, CJC2) zu suchen. Nach dieser Verbesserung wurde in den Daten von 1993 ein Peak bei der π^0-Masse gefunden (siehe Abschnitt 6.1.2 Seite 72). Die so erreichten Auflösungsverteilungen für die Rekonstruktion der Photonen sind in Abbildung 4.6 auf Seite 33 gezeigt. Dort finden sich auch die Werte für die Halbwertsbreiten[7]

$$\begin{aligned} \mathrm{FWHM}(p_x, p_y) &= 6\,MeV \\ \mathrm{FWHM}(p_z) &= 34\,MeV \\ \mathrm{FWHM}(p) &= 18\,MeV. \end{aligned}$$

Wegen der besseren Auflösung wird ausschließlich diese zweite Methode in den folgenden Untersuchungen benutzt.

Eine korrekte Bestimmung der Auflösung kann später aus den Daten erfolgen, wenn hierfür die erforderliche Statistik in einem geeigneten Zerfallskanal gesammelt wurde. Dies kann an der Reaktion $\pi^0 \to \gamma\gamma \to (e^+e^-)(e^+e^-)$ oder an einem radiativen Zerfall eines Mesons geschehen. Die aus der Simulation isolierter Photonen gewonnene Auflösung weist große Unsicherheiten auf, da die Kalibration, Simulation und Rekonstruktion für die niederengergetischen Spuren noch nicht stabil ist. Aus diesem Grunde können keine Fehlerangaben zu den genannten Halbwertsbreiten gemacht werden.

[7] ermittelt mit H1sim Version 2.14

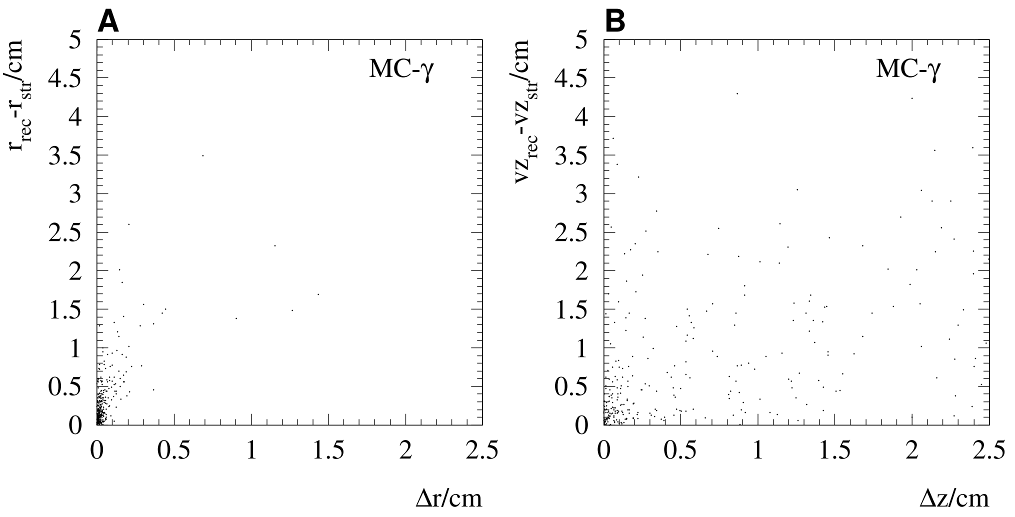


Abbildung 4.7: Δr, Δz für einzelne simulierte Photonen mit: $0.2\,GeV < E(\gamma) < 0.5\,GeV$, $35° < \theta < 145°$; Schnitte: mindestens 7 Meßpunkte in CJC.

4.2 Erste Tests mit Daten

Die ersten Tests fanden in der Periode statt, in der H1 die ersten Daten lieferte. Für diese Untersuchung wurden deshalb von der H1-Gruppe für die Physik der schweren Quarks vorselektierte Daten aus dem Jahr 1992, die $c\bar{c}$–Ereignisklasse[8], benutzt. Bei der Sichtung ergaben sich weitere Schnittmöglichkeiten, die in Simulationen verifiziert wurden. Ein Beispiel dafür ist der Schnitt auf die invariante Masse der Produkte der Photon-Konversion, dessen Auswirkungen auf die Konversionsrate (ϵ_{c*r} $((\Delta r < 0.2) \wedge (M_{inv}(e^+, e^-) < 40\,MeV))$) schon auf Seite 31 erwähnt wurde.

4.2.1 Δr als Fehlerindikator

Ein Problem ist es, eine Abschätzung des Fehlers zu erhalten, der bei der Rekonstruktion der Konversionsvertices mit der vorgestellten Methode auftritt. Bei einer traditionellen Rekonstruktion eines Zerfallsvertex würde diese Fehlerabschätzung aus der Fehlermatrix bzw. dem χ^2 der Rekonstruktion der Bahnparameter und dem Fehler der Anpassung errechnet. Da bei der vorgestellten Methode der Konversionsvertex im Zweidimensionalen analytisch bestimmt wird, übernimmt Δr hier die Rolle des χ^2. Abbildung 4.7 zeigt, daß schlecht rekonstruierte Konversionen an einem erhöhten Δr Wert erkannt werden können. In Abb. 4.7**A** ist Δr gegen $(r_{rec} - r_{str})$ aufgetragen. r_{rec} gibt den rekonstruierten Konversionsvertex und r_{str} den simulierten Vertex (STR-Bank) wieder. Auf der rechten Seite ist die äquivalente Größe für die z-Koordinate Δz gegen $(vz_{rec} - vz_{str})$ gezeigt. Hier bietet sich keine Möglichkeit, gut von schlecht rekonstruierten Vertices zu unterscheiden. Abbildung 4.8 zeigt für die simulierten γ-Ereignisse eine Gegenüberstellung von r gegen Δr. Die meisten Ereignisse liegen unterhalb einer Schwelle von $\Delta r < 0.2$. Dies entspricht ei-

[8] $c\bar{c}$–Ereignisklasse: Untergruppe der Daten von 1992 für die Suche nach Charm-Teilchen.

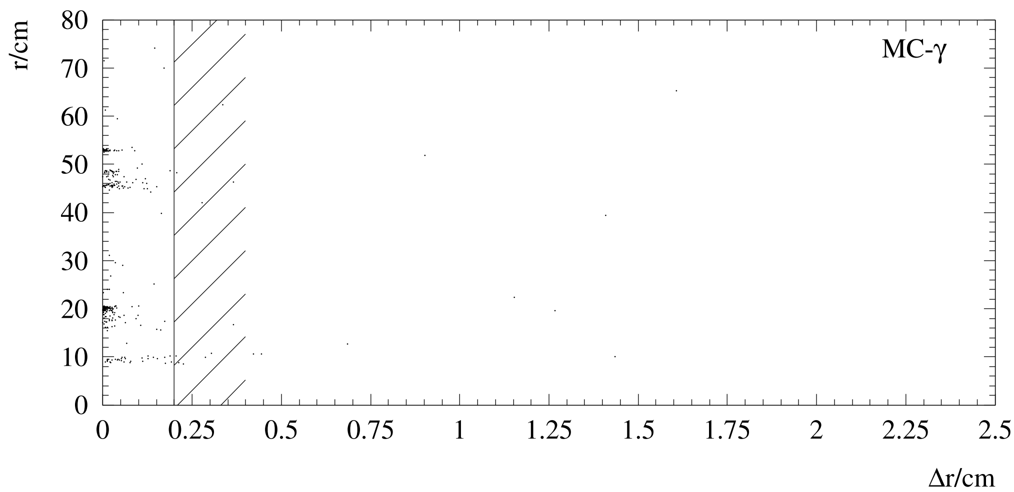


Abbildung 4.8: Δr zu r für einzelne simulierte Photonen mit: $0.2\,GeV < E(\gamma) < 0.5\,GeV$, $35^\circ < \theta < 145^\circ$, Schnitte: mindestens 7 Meßpunkte in CJC.

nem Abstand der Punkte A und B (Abb. 4.3) von $4mm$ bzw. einem Abstand des hypothetischen Konversionspunktes von $2mm$ zu den Kreisen.

4.2.2 $\mathcal{C}$−1: Δr Schnitt

Benutzt man diesen Δr Schnitt und schaut sich wieder die räumliche Verteilung der Konversionsvertices an, wie in Abbildung 4.4 auf Seite 30, jedoch nun, anstatt von einzelnen simulierten Photonen von Daten der $c\bar{c}$−Ereignisklasse (Abbildung 4.9, Seite 37), so zeichnen sich auch in diesen gemessenen Daten die Grenzen der Detektorkomponenten der zentralen Spurkammer als Vertexhäufungen ab. Dies wird auch erwartet, da der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung (für $E_\gamma > 1GeV$) $\sigma \approx 7/9(A/X_0 N_A)$ ([18]) ist[9]. Die Strahlungslänge X_0 ist von der Materialdichte ϱ abhängig. Sie ändert sich um etwa 3 Größenordnungen von den Gasvolumina zu den festen Bestandteilen der Spurkammern.

Der Wert von $\Delta r < 0.2$ kann aus den Abbildungen 4.8, 4.10 und 4.11 abgelesen werden. In den Darstellungen sind Δr zu r für einzelne simulierte Photonen, mit Pythia simulierte Charm-Ereignisse und Daten aufgetragen. Die konvertierenden Photonen finden sich fast ausschließlich unter dieser Δr Schwelle. Oberhalb dieser Schwelle sind die Konturen, die an den Detektorgrenzen entstehen, auch in den Daten nicht mehr zu sehen. Daten und simulierte Charm-Ereignisse zeigen in dieser Darstellung außerdem ein zu höheren Δr leicht ansteigendes Band von Vertices. Zumindestens ein Teil von diesen wird durch den Zerfall schwerer langlebiger Teilchen wie K_s^0 und Λ verursacht. Durch ihre Masse überschneiden sich die Helices der Spuren ihrer Tochterteilchen. Dies bewirkt ein größeres Δr. In Abbildung 4.12 ist statt Δr Δz aufgetragen. Sowohl im Bild 4.12**A**, für die einzelnen simulierten Photonen, als auch in 4.12**B**, für die Daten, sind die De-

[9] A: Atomgewicht, N_A: Avogadro Konstante

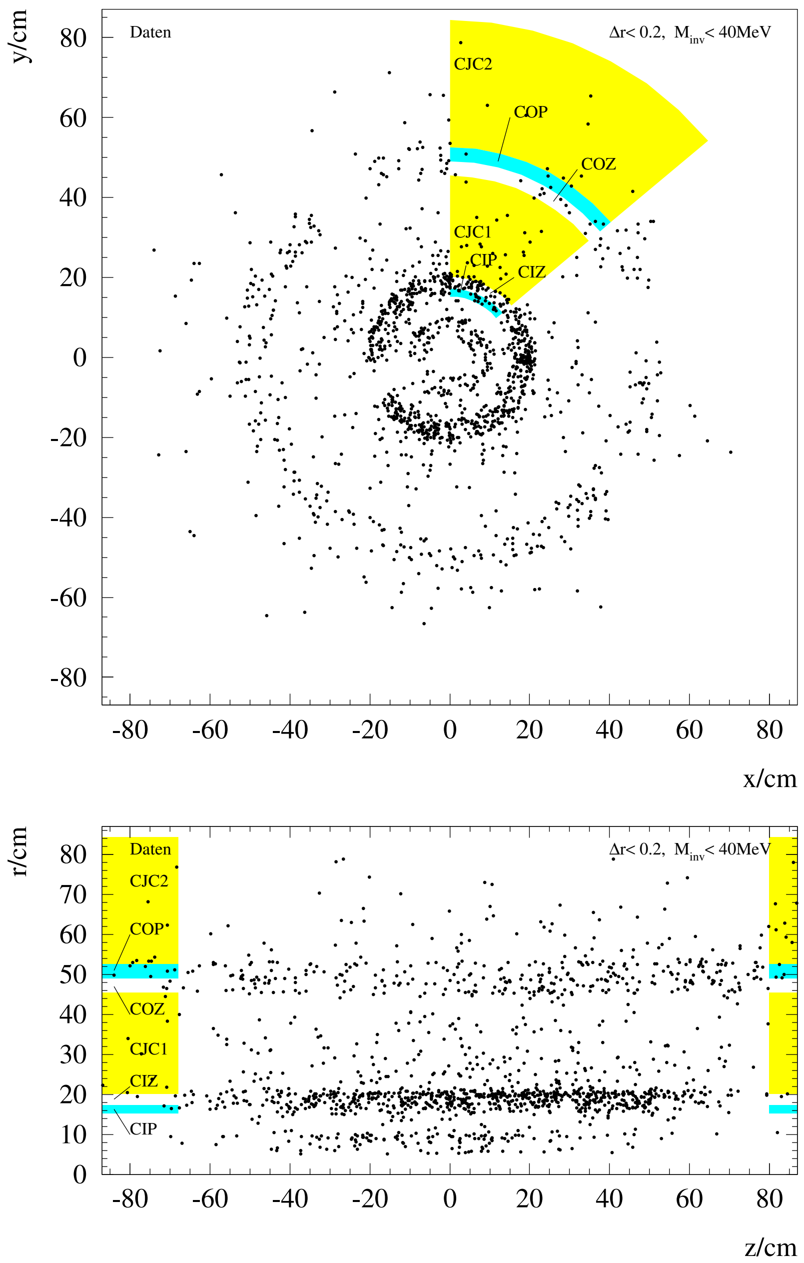


Abbildung 4.9: Auflösung in der (x, y)–Ebene und der (z, r)–Ebene: 1992'er Daten.

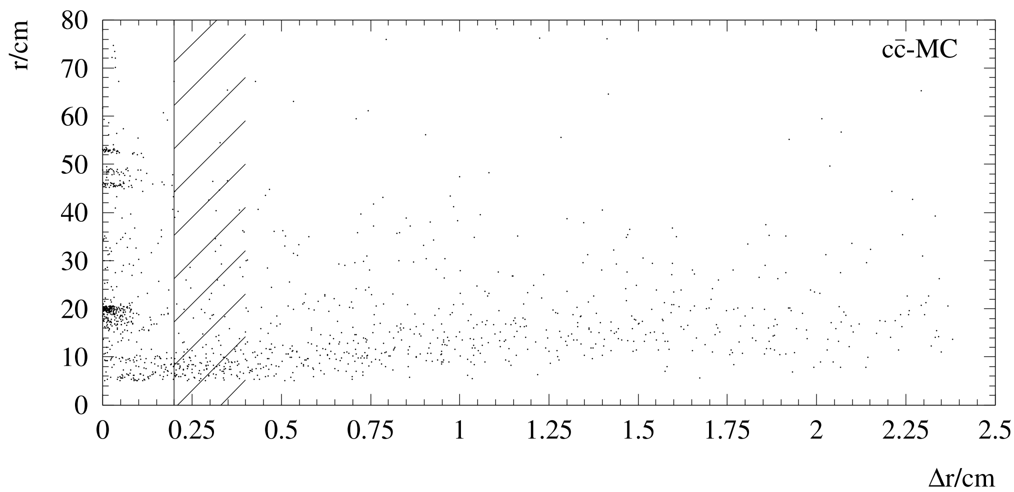


Abbildung 4.10: Δr für Charm-Ereignisse die mit dem Pythia Monte-Carlo und H1sim simuliert wurden.

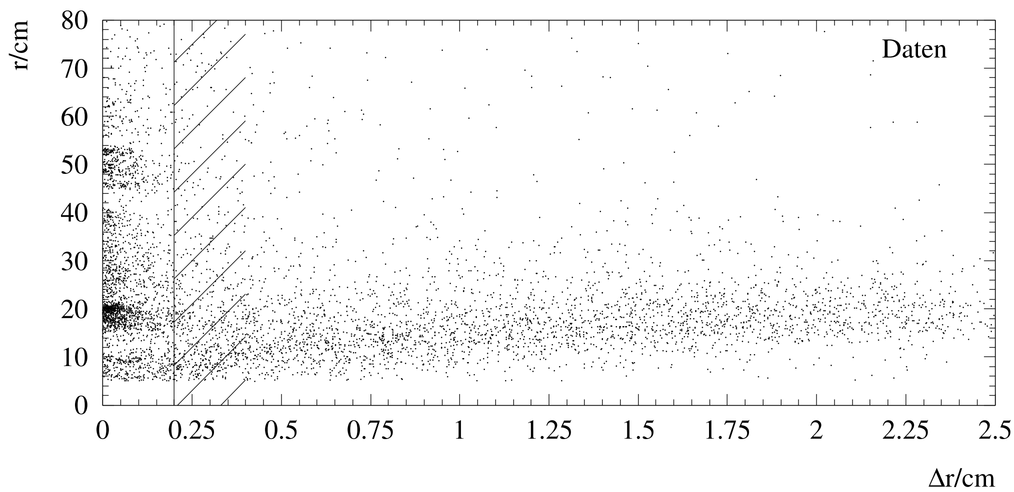


Abbildung 4.11: Δr für 1992'er Daten.

tektorkonturen über den gesamten Δz Bereich verteilt. Hier gibt es keine Schnittmöglichkeit wie Abbildung 4.7**B** schon ahnen ließ.

Möchte man Abbildung 4.4 und 4.9 quantitativ auswerten und die angewandten Schnitte überprüfen oder neue einführen, ist es besser, die Häufigkeitsverteilungen für r zu benutzen. Abbildung 4.13**A** und Abbildung 4.14**A** sind die Projektionen der Abbildungen 4.4 und 4.9. Sie sind mit den gleichen Schnitten erstellt. Abbildung 4.13**B** zeigt simulierte Charm-Ereignisse, die im Vergleich zu den einzelnen Photonen (Abb. 4.13**A**) mehr Aktivität im Bereich der CJC-

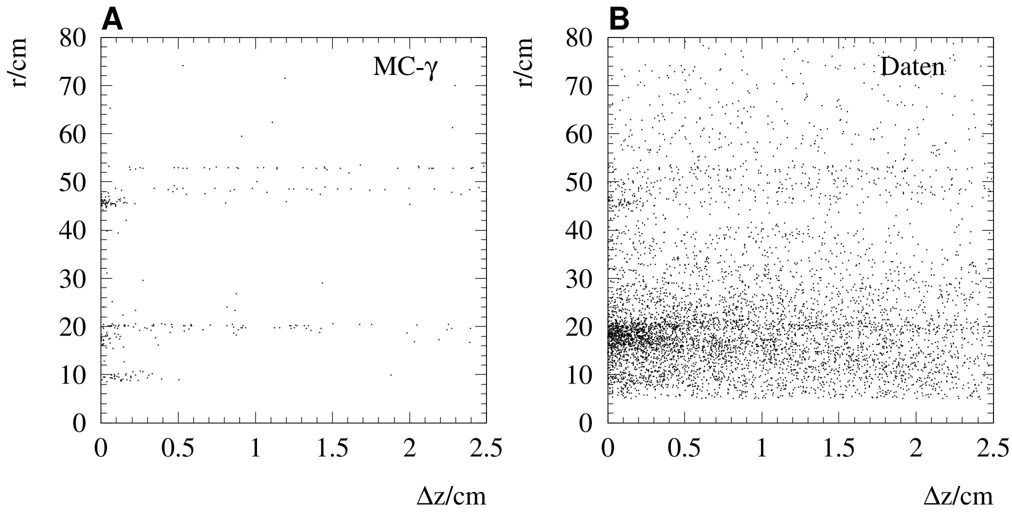


Abbildung 4.12: r zu Δz; **A**: simulierte einzelne Photonen; **B**: 1992'er Daten.

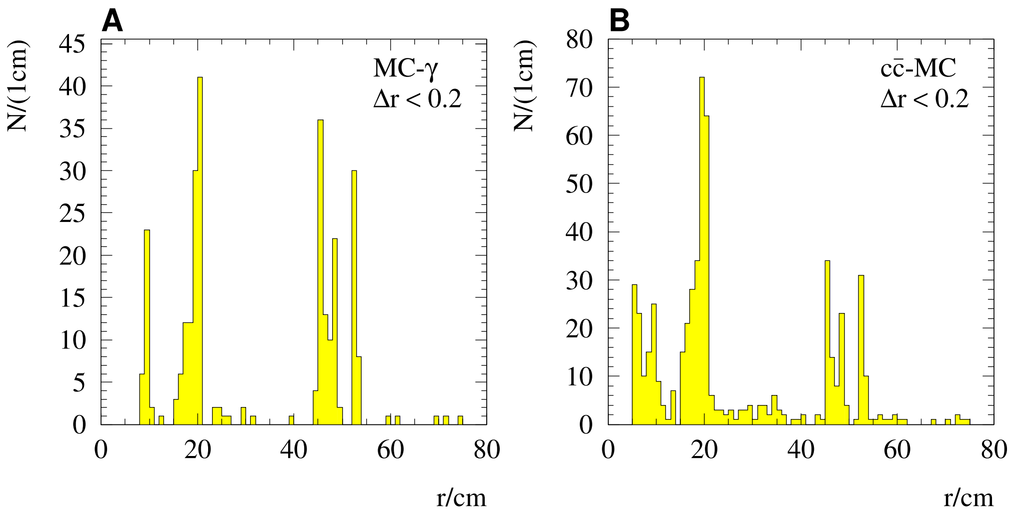


Abbildung 4.13: r für simulierte Ereignisse; **A**: einzelne Photonen; **B**: Photon–Gluonfusions-Ereignisse (Pythia 5.6).

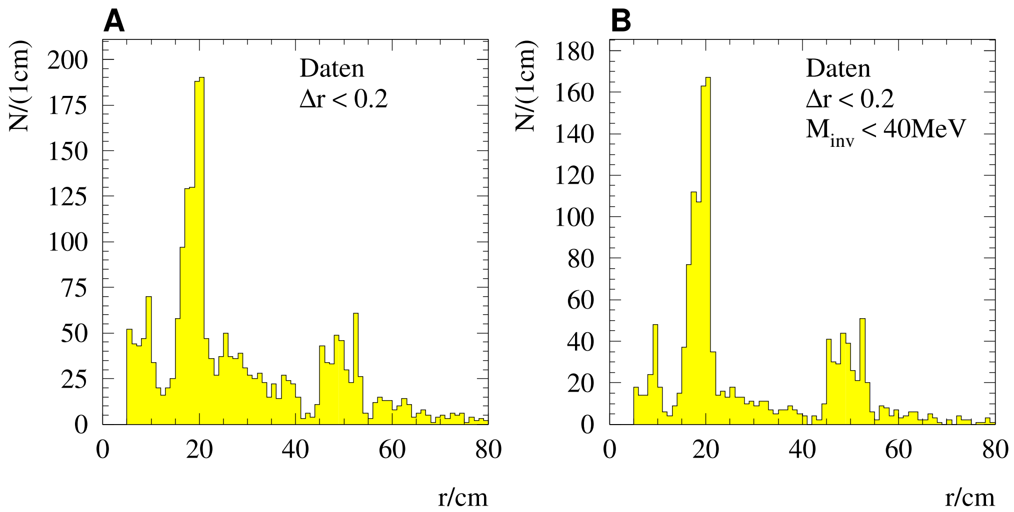


Abbildung 4.14: *r* für 1992'er Daten.

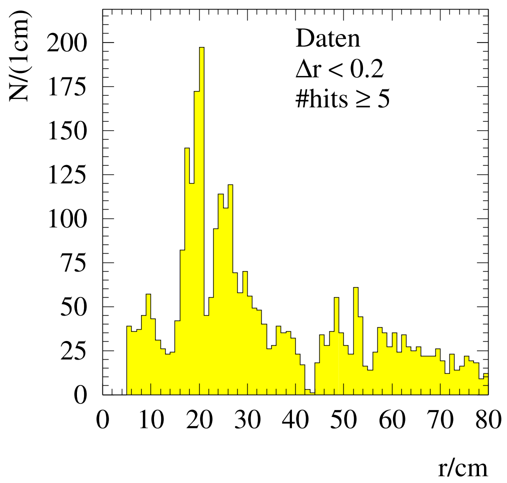


Abbildung 4.15: *r*; Zahl der Meßpunkte in CJC (hits) $\geq$ 5 (statt 7) für Daten.

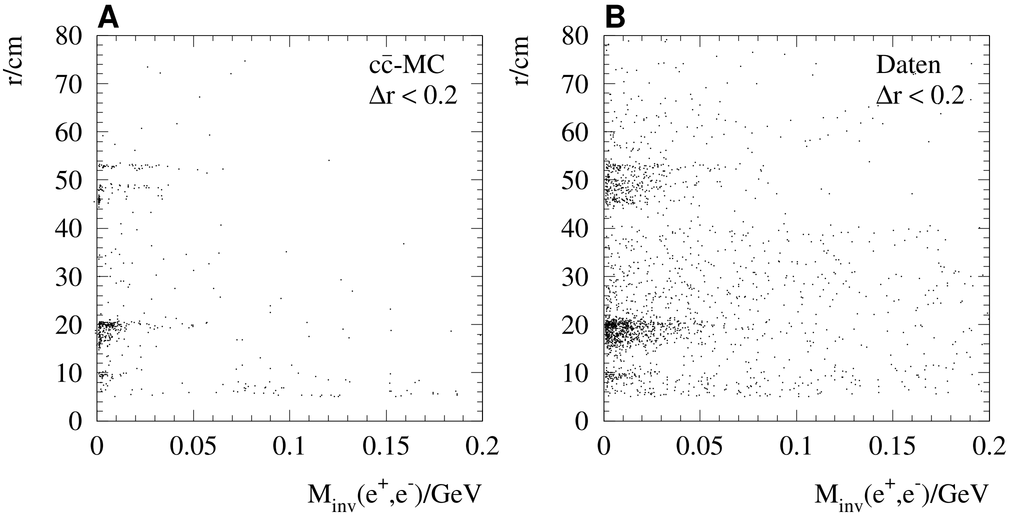


Abbildung 4.16: r zu $M_{inv}(e^{+}, e^{-})$; **A**: für simulierte Charm-Ereignisse (Pythia); **B**: für 1992'er Daten der $c\bar{c}$−Ereignisklasse.

Kammern zeigen, d.h. Vertices zwischen den Detektorgrenzen. Abbildung 4.15 zeigt eine Verteilung für Daten, für welche die Schwelle, der pro Spur in der CJC-Kammer geforderten Meßpunkte, von ≥ 7 auf ≥ 5 gesenkt wurde. Der Untergrund von Vertices in den CJC-Kammern steigt stark an. Dies kommt durch einen Untergrund an kurzen Spuren, mit nur 5 oder 6 Meßpunkten, wie man sie in Strahl-Restgas und Strahl-Strahlrohr Ereignissen beobachtet. Wie Abbildung 4.14 zeigt, läßt sich dieser Untergrund mit einem Schnitt auf die invariante Masse der Konversionsprodukte von $M_{inv}(e^{+}, e^{-}) < 40\,MeV$ noch weiter reduzieren.

4.2.3 $\mathcal{C}$−2: Die invariante Masse der Konversionsprodukte

Die Motivation für den Schnitt auf die invariante Masse der Konversionsprodukte $M_{inv}(e^{+}, e^{-})$ wurde oben beschrieben (siehe Abbildung 4.14, Abschnitt 4.2.2). In Abbildung 4.16 ist für simulierte Charm-Ereignisse und Daten $M_{inv}(e^{+}, e^{-})$ gegen r aufgetragen. Die durch die Vertices nachgezeichneten Detektorkonturen verlieren sich für einen Wert von $M_{inv}(e^{+}, e^{-}) > 40 MeV$. Abbildung 4.17 zeigt außerdem, daß ein Schnitt bei diesem Wert keine großen Verluste an konvertierten Photonen nach sich zieht, wie auch die Konversionsrate ϵ_{c*r} in Abschnitt 4.1.2 zeigt. Unter 1 MeV finden sich keine Einträge, da der Rückstoßimpuls des Kerns, in dessen Nähe die Konversion stattfindet, nicht berücksichtigt wurde.

Aus der Auftragung von M_{inv} (Abbildung 4.16**B**) läßt sich ferner abschätzen, daß die Impulsauflösung FWHM$_{Tangente}$ (siehe Abschnitt 4.1.2) in der aus der Simulation ermittelten Größenordnung liegt. Die Begründung wiederholt die für den M_{inv}−Schnitt angeführten Argumente.

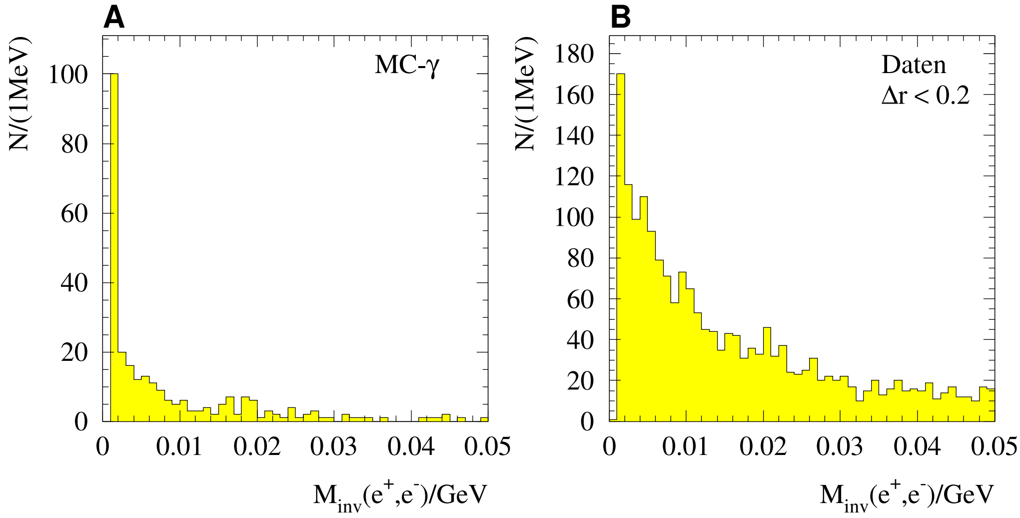


Abbildung 4.17: $M_{inv}(e^+, e^-)$ für die Zerfallsprodukte der konvertierenden Photonen. **A**: simulierte einzelne Photonen; **B**: Daten der $c\bar{c}$–Ereignisklasse.

4.2.4 $\mathcal{C}$–3: dE/dx der Konversionsprodukte

Schon für die ersten Daten bei H1 ist es gelungen, eine dE/dx Bestimmung für Spuren in den zentralen Spurkammern durchzuführen. Dies bietet die Möglichkeit zu überprüfen, ob die Rekonstruktionsmethode für Konversionsvertices bevorzugt Spuren von Elektronen und Positronen selektiert. Das dE/dx in den Daten ist für Pionen auf einen Wert von 1 am dE/dx–Minimum skaliert. Abbildung 4.18 zeigt dE/dx gegen den Teilchenimpuls. Man sieht das vom Pionenband nach oben abzweigende Protonenband. Das Band der Elektronen sollte etwa 40% höher, bei einem Wert von $dE/dx \approx 1.4$ über dem Pionenband verlaufen. Dies ist hier jedoch nicht separat zu erkennen.

Abbildung 4.19**B** zeigt das dE/dx der Konversionsprodukte mit einer für Elektronen typischen Verteilung bei einem Maximum von etwa 1.4. Die Kreuze in der Abbildung 4.19**B** markieren die dE/dx Verteilung für Elektronen aus der Konversion von einzelnen simulierten Photonen. Diese Verteilung wurde mit einem Faktor von 1/3 auf das Maximum der experimentellen Daten skaliert. Zum besseren Vergleich ist in Abb.4.19**A** die Verteilung für »alle Spuren« aufgetragen. Damit ist gezeigt, daß Elektron- und Positronspuren in der Tat bevorzugt selektiert werden. Umgekehrt ist es möglich, eine obere Grenze für dE/dx einzuführen, um Protonen und Deuteronen auszuschließen. Ein solcher Schnitt ließe sich bei $dE/dx \approx 2$ einführen.

4.2.5 $\mathcal{C}$–4: Richtung des Photons

An dieser Stelle wird untersucht, ob das Photon am primären Vertex erzeugt wurde. Es wird der Vektor ermittelt, der die Helices der Konversionsprodukte am Konversionsvertex tangiert. Als Maß wird nun der negative Wert des Kosinus des Winkels ξ benutzt. ξ ist der Winkel zwischen diesem Vektor und der Differenz zwischen primärem– und Konversionsvertex.

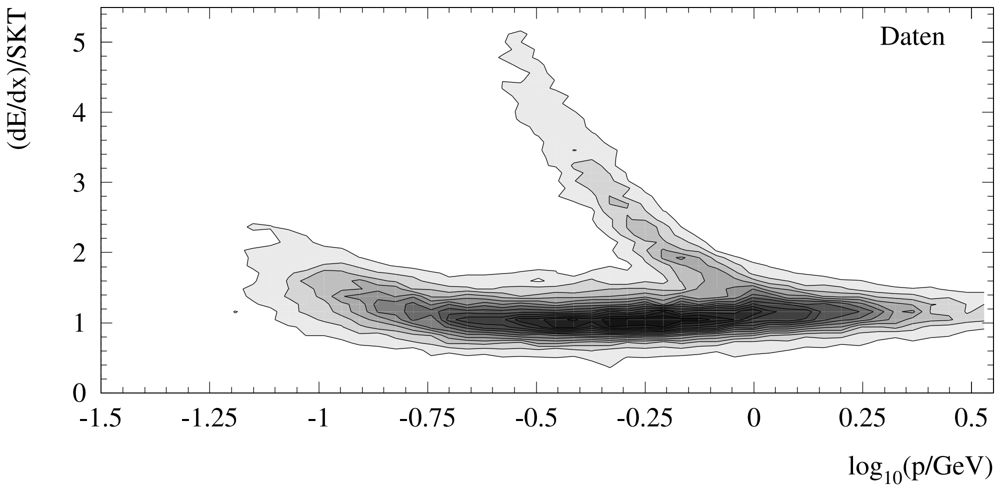


Abbildung 4.18: dE/dx zu Impuls für alle Spuren für 1992'er Daten.

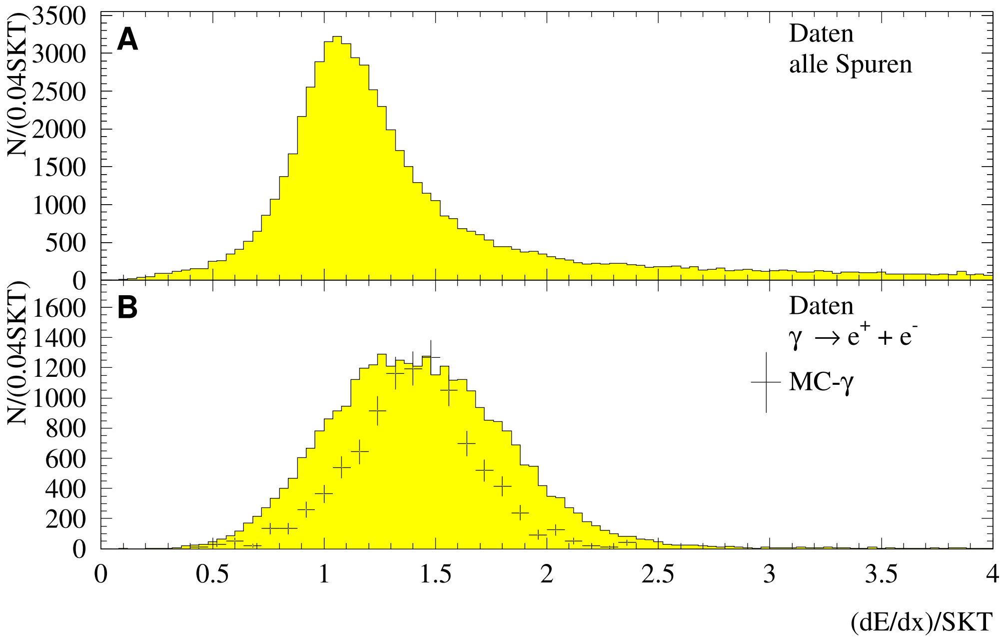


Abbildung 4.19: dE/dx: **A**, aller Spuren **B**: der Konversionsprodukte ($\gamma \longrightarrow e^+ + e^-$) von Daten und einzelnen simulierten Photonen (Kreuze).

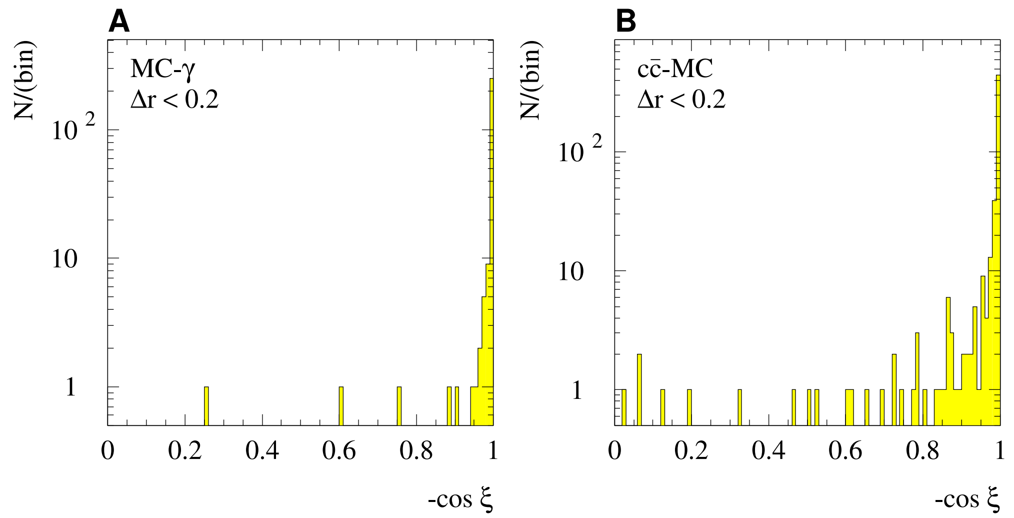


Abbildung 4.20: Negativer Kosinus des Winkels ξ für **A**: einzelne simulierte Photonen; **B**: simulierte Charm-Ereignisse. ξ ist der Winkel zwischen dem Impulsvektor des konvertierten Photons, berechnet aus den Tangenten an die Helices der Konversionsprodukte, und der Differenz von Konversions- und primärem Vertex.

Die Photonen von simulierten Ereignissen (Abbildung 4.20) kommen fast ausschließlich vom primären Vertex. Meist liegt der $-\cos\xi$ über einem Wert von 0.9. Die Situation sieht anders in den Daten aus (Abb.4.21 **A**). Somit könnte eine Festlegung von $-\cos\xi > 0.9$ Untergrund in Daten unterdrücken. Falls die Simulation das Geschehen im Detektor richtig beschreibt, müßte es sich bei den Ereignissen, die bei diesem Schnitt verloren gehen, um Strahlrohr–Strahl- oder Strahl–Restgasreaktionen handeln.

4.2.6 Der Photonenimpuls

Die Impulsspektren der Konversionsphotonen sind in Abbildung 4.21**B** und 4.22 für Daten und simulierte Ereignisse dargestellt. Die einzelnen simulierten Photonen (Abb. 4.22**A**) wurden mit einem gleichverteilten Impulsspektrum zwischen $0.2 GeV$ und $0.5 GeV$ erzeugt. Der Verlauf der beiden anderen Spektren wird vom Spektrum der Photonen und nicht vom Konversionsprozeß bestimmt. Dies zeigt ein Vergleich mit dem simulierten Photonenspektrum in Abbildung 3.3.

Zu einem späteren Zeitpunkt (für Kapitel 6.1.1 Abbildung 6.2) wurden erneut in großer Zahl (400000) isolierte Photonen über eine größeren Impulsbereich simuliert. In Abbildung 4.23 wurde für diese Photonen die Impulsabhängigkeit der Impulsauflösung (vergleiche 4.6**D**) aufgetragen. Dabei fanden alle in diesem Abschnitt eingeführten Schnitte Anwendung, wie sie in Tabelle 4.1 noch einmal zusammengestellt sind.

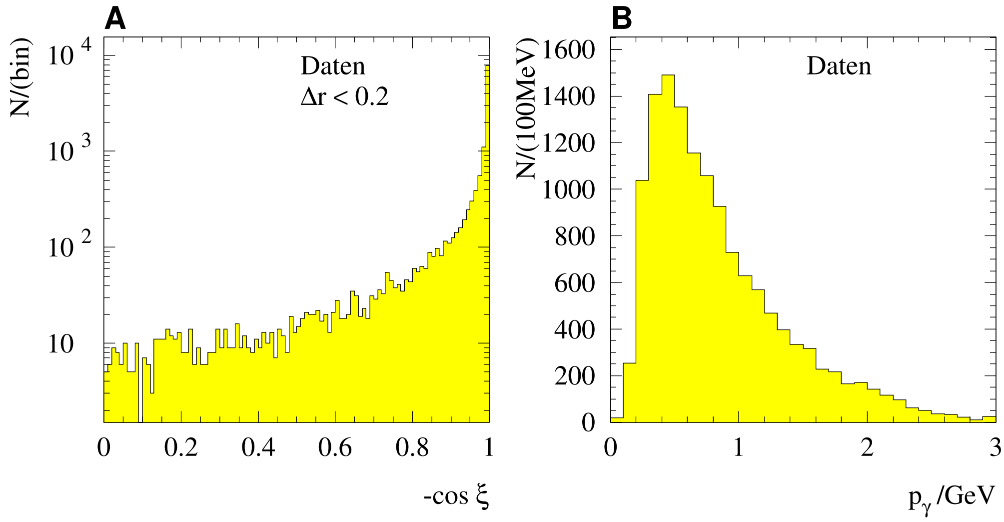


Abbildung 4.21: **A**: Negativer Kosinus des Winkels ξ für Daten (die Werte zwischen -1 und 0 sind nicht gezeichnet) **B**: Impulsverteilung der rekonstruierten, konvertierten Photonen.

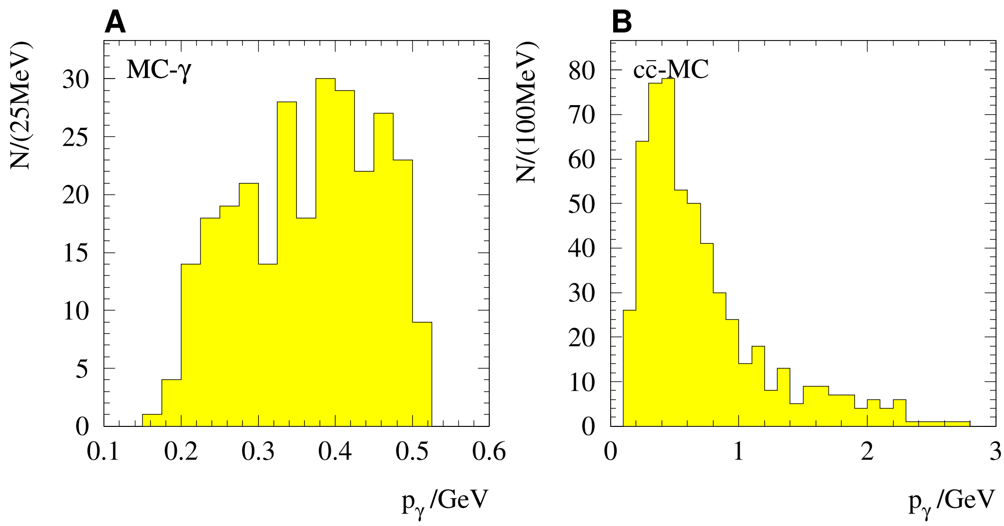


Abbildung 4.22: Impulsverteilung der rekonstruierten, konvertierten Photonen für simulierte Ereignisse.

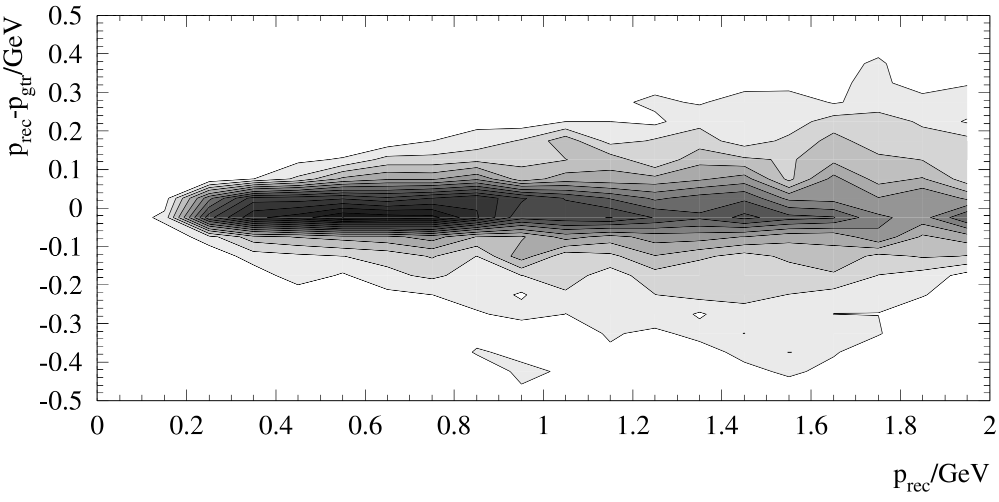


Abbildung 4.23: Impulsabhängige Impulsauflösung von simulierten isolierten Photonen.

4.2.7 Erweiterungen

Der Vorwärtsteil des H1-Detektors wird aufgrund des hohen Teilchenstroms von einem gesonderten Spurkammersystem überdeckt. Die hier beschriebene Methode wurde auf diesen Meßbereich ausgedehnt. Dabei stellte sich leider heraus, daß zur Erkennung von Konversionsvertices die Eigenschaften einer Jet-Kammer nötig sind. Die $r - \phi$ Präzision der rekonstruierten Einzelspuren in den Vorwärtskammern reicht zur Zeit, auch im Fall von simulierten Ereignissen, für die beschriebene Methode nicht aus.

Rekonstuktions–Schnitte		
Bezeichnung	Erläuterung Abschnitt(Seite)	Werte
$\mathcal{A}$–1	4.1.1(25)	$r_{konv} > 5cm$
$\mathcal{A}$–2	4.1.1(25)	$\|A_{s_i} - B_{s_i}\| < 14cm$
$\mathcal{A}$–3	4.1.1(25), 4.2.2(36)	$N_{hit} \geq 7$
$\mathcal{B}$–1	4.1.1(25)	$\|\vec{V}_x - (\vec{A}_s, \vec{B}_s)\| < 20cm$
$\mathcal{B}$–2	4.1.1(25)	$\Delta R < 10cm$
$\mathcal{B}$–3	4.1.1(25)	$\Delta r < \|\vec{M}_1 - \vec{M}_2\|$
Analyse–Schnitte		
$\mathcal{C}$–1	4.1.1(25), 4.2.2(36)	$\Delta r < 0.2cm$
$\mathcal{C}$–2	4.1.1(25), 4.2.3(41)	$M_{inv} < 40MeV$
$\mathcal{C}$–3	4.1.1(25), 4.2.4(42)	$0 < dE/dx < 4$
$\mathcal{C}$–4	4.2.5(42)	$-\cos\xi > 0.9$

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Schnitte.

5 Detektorkonturen

Im letzten Kapitel wurde ein Satz von Schnitten ermittelt (siehe Tabelle 4.1), der als Grundlage für die weiteren Untersuchungen dient. Damit ist festgelegt, was an dieser Stelle unter einer rekonstruierten Photonkonversion verstanden wird. So drängt erneut die Frage der Rekonstruktionsgenauigkeit ins Blickfeld. Untersucht wird diese anhand der räumlichen Verteilung der Konversionsvertices, die in den Daten rekonstruiert wurden. Einen groben Einblick in die Problematik bot schon das letzte Kapitel, in dem Verteilungen von Vertices, etwa in Abb. 4.14 oder 4.9, gezeigt werden.

5.1 Die Verteilung der Vertices

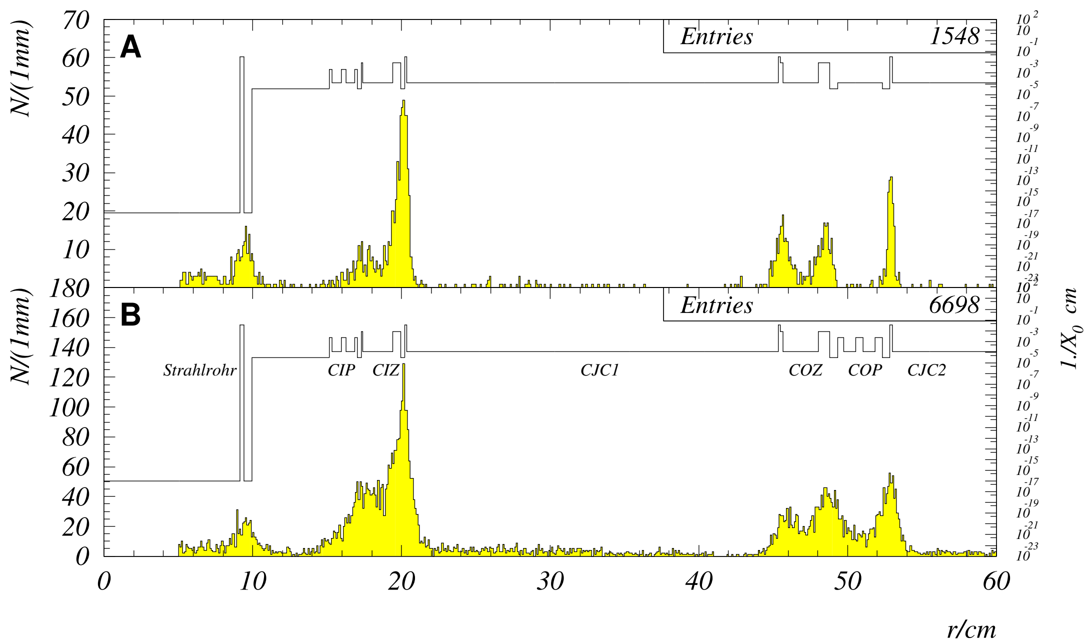


Abbildung 5.1: Abstand r der Konversionsvertices von Simulationen (**A**) und Daten (**B**). Über den Daten in **B** ist die Verteilung der inversen Strahlungslänge im Detektor, die der Detektorsimulation zur Verfügung steht, entlang einer Linie $z = 5cm$, $\phi = 10°$ eingezeichnet.

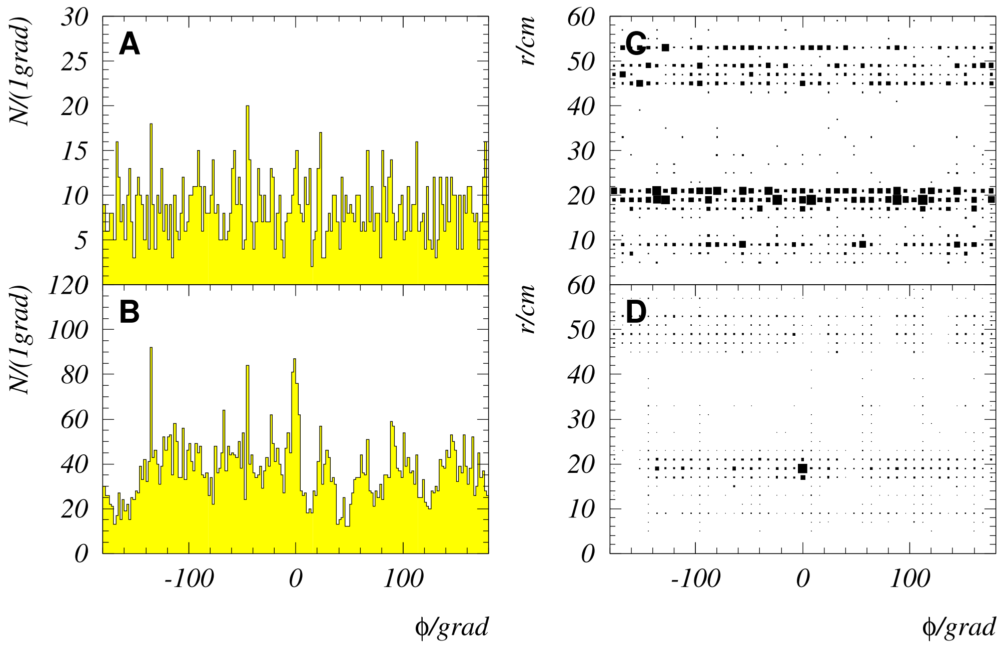


Abbildung 5.2: Winkel ϕ der Konversionsvertices von Simulationen (**A, C**) und Daten (**B, D**).

Die hier angeführten Abbildungen zeigen einen Überblick über die Verteilung von Konversionsvertices in simulierten Ereignissen (**A, C**) und Daten (**B, D**). Zur Erzeugung der Histogramme wurden alle bis Ende 1992 gesammelten Daten (C92 siehe Tabelle 6.1) benutzt. Bei den Monte-Carlo Ereignissen handelt es sich um ca. 40000 mit Pythia erzeugte und mit H1sim simulierte »standard charm« Ereignisse. Die Ereignisse wurden der Monte-Carlo Datensammlung entnommen, zu der die ganze H1-Kollaboration beiträgt. Einigen der Verteilungen ist eine Kurve der inversen Strahlungslänge entlang einer Linie durch den Detektor überlagert. Diese wurde mit Geant–Funktionen aus dem Detektorsimulationsprogramm gewonnen.

Die bis heute gesammelte Luminosität reicht nicht aus, um einzelne Punkte im Detektor mit erhöhter Materialdichte aufzulösen. Deshalb werden Projektionen gemäß der inneren Detektorsymmetrie betrachtet. Die zentralen Spurkammern sind zylindersymmetrisch um die z–Achse angeordnet. So wurden Verteilungen der Konversionsvertices bezüglich ihres Abstands r von der z–Achse (Abb. 5.1), ihres Winkels ϕ in der Ebene senkrecht zur z–Achse (Abb. 5.2) und der z–Achse selbst (Abb. 5.3) erzeugt.

Auf den ersten Blick stellt man eine gute Übereinstimmung zwischen der simulierten Verteilung (Abb.5.1**A**) und den Daten (Abb.5.1**B**) fest. Alle »wesentlichen« Konturen, die die Verteilung der inversen Strahlungslänge (Abb.5.1**B** obere Verteilung, rechte Skala) zeigt, sind sowohl in der simulierten Verteilung als auch in der Datenkurve zu sehen. Im einzelnen werden, beginnend am Strahl bei $r = 0$, folgende Strukturen aufgelöst: die Strahlrohrwand bei $r \approx 10cm$, die innere Wand der CIZ–Kammer, die Übergänge zwischen CIZ–CJC1, CJC1–COZ, COZ–COP und COP–CJC2.

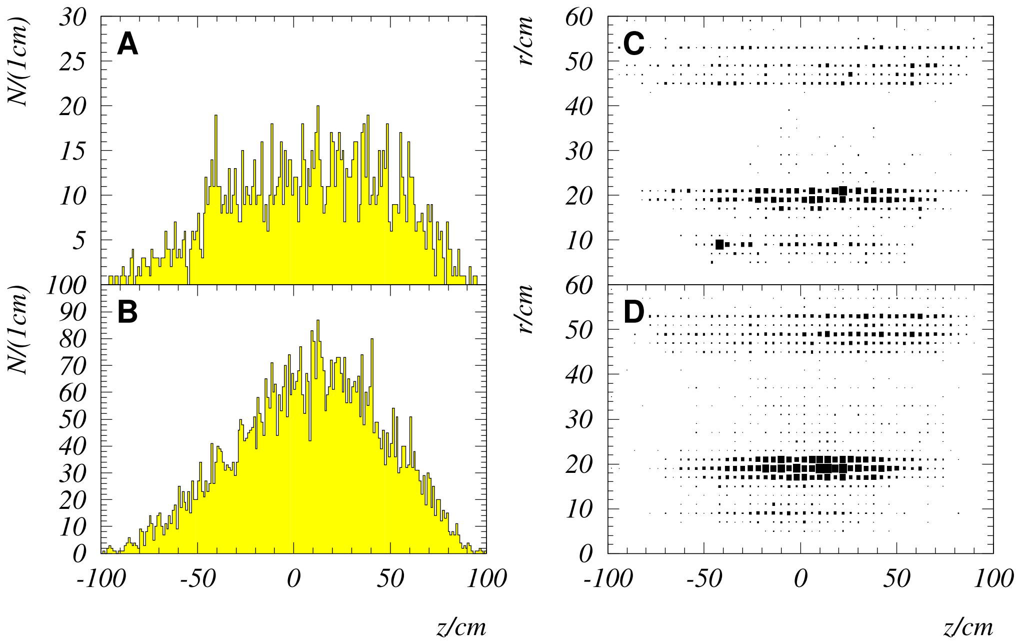


Abbildung 5.3: Verteilung der Konversionsvertices in z-Richtung von Simulationen (**A**, **C**) und Daten (**B**, **D**).

Es fällt auf, daß weder die simulierten noch die gemessenen Daten im Bereich der CIZ–Kammer ($17.4cm < r < 19.4cm$) dem Verlauf der Kurve der inversen Strahlungslänge folgen. Die Verteilungen zeigen dort einen Überschuß an Einträgen. Dies ist verständlich, da die inverse Strahlungslängenkurve nur entlang einer Trajektorie bei $z = 5cm$ und $\phi = 10°$ durch den Detektor ermittelt wurde. Die Verteilung stellt jedoch »Mittelungen« über die gesamte Länge der inneren Spurkammern dar. So weist die beobachtete Differenz auf Strahlungslängenschwankungen in den Dimensionen hin, die in der dargestellten Projektion aufeinanderfallen. Die innere z–Kammer (CIZ) ist sowohl in z wie auch in ϕ–Richtung segmentiert.

Ein Blick auf die ϕ–Anordnung der Konversionsvertices in Abbildung 5.2 (**A**, **C** Simulation; **B**, **D** Daten) läßt eine mögliche regelmäßige Struktur in $\Delta\phi \approx 20°$ Abständen, deutlicher in den Daten, vermuten. In den Daten erhebt sich zusätzlich ein klarer Peak bei $\phi = 0°$. Um diese Überhöhung, die nicht in der Simulation beobachtet wird, zu lokalisieren sind in Abbildung 5.2**C** und **D** Korrelationen zwischen r und ϕ aufgetragen. Der Peak liegt demnach bei einem Radius von $r \approx 19cm$, also im CIZ–Gasvolumen (5.2**D**). Innerhalb dieses Gasvolumens ist in den Monte-Carlo Ereignissen (5.2**C**) eine regelmäßige Struktur zu erahnen. In den Daten wird diese, durch die Auftragung bedingt, von dem Peak bei $\phi = 0°$ überdeckt. Nähere Untersuchungen der CIZ–Region versprechen also weitere Details des Detektors aufzulösen.

In der verbleibenden z–Verteilung (Abb. 5.3) ist ein abweichender Verlauf der Kurven beim Vergleich von Daten und Simulation wahrzunehmen. Der Grund ist darin zu suchen, daß die untersuchten Daten aus dem Jahr 1992 einen großen Anteil Strahl–Rohr und Strahl–Gas Reaktionen enthalten und weniger Daten des simulierten Ereignistyps. Des weiteren hat die Lage des primären Vertex einen starken Einfluß. Die Verteilungen 5.3 zeigen eine schwache Regelmäßigkeit, die anhand der Korrelation wieder in der CIZ–Region lokalisiert wird. In der Simulation erscheint ein Peak in »Rückwärtsrichtung« bei $z \approx -40cm$, $r \approx 9cm$, am Strahlrohr. Die Daten zeigen diese Struktur nicht.

5.2 Radiale Häufungen

Die höchsten Konversionsraten in der r–Projektion findet man an Übergängen zwischen den Komponenten der zentralen Spurkammern, die hier genauer untersucht werden. Die Abbildungen 5.4 **A–F** zeigen die beiden interessanten Regionen: **A–C** den Bereich der inneren Proportional- und z-Kammer (CIP, CIZ), **D–F** die äußeren Proportional- und z-Kammer (COP, COZ). Der Verlauf der inversen Strahlungslänge wurde auch in dieses Histogramm eingezeichnet. Am geeignetsten für die Bestimmung einer oberen Grenze der Ortsauflösung in r sind schmale Zonen geringer Strahlungslänge. Die geringe Strahlungslänge führt zu einer hohen Konversionsrate. Die Breite dieser Zone sollte jedoch nicht größer als die erwartete Auflösung sein. Die inneren Wände der zentralen Jetkammern (CJC1, CJC2) erfüllen dieses Kriterium und befinden sich außerdem unmittelbar am sensitiven Gasvolumen dieser Kammern. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit, die erste Generation der Konversionsprodukte vermessen zu können. Die fraglichen Stellen erkennt man in der Strahlungslängenkurve bei $r = 20.3cm$ und $r = 52.9cm$. Die Verteilung bei $r = 20.3cm$ ist durch die Wand der CIZ-Kammer bei $r \approx 19.6cm$ verbreitert und nach links verschoben. Links von dieser erstreckt sich die Kontur, die durch Konversionen an den anderen Wänden dieser Kammer verursacht werden. Etwas übersichtlicher ist die Situation in dem äußeren Bereich (Abbildungen 5.4**D–F**). Links neben der erwähnten CJC2-Wand findet man die beiden Wände der äußeren z-Kammer wieder. Der Vergleich Simulation–Daten in Abbildung **D** und **F** zeigt in den Bereichen der Gasvolumina der COZ und vor allem der COP–Kammer in den Daten mehr Konversionen als in der Simulation. Aus der Strahlungslängenkurve in Abb. 5.4**D** ist ablesbar, daß im Bereich dieser COP–Kammer in der Simulation nur das Kammergas als Material berücksichtigt wurde. Die drei beschichteten Rohacell Wände von insgesamt $14mm$ Stärke [19], welche die COP–Kammer segmentieren, fehlen. Damit wird der Unterschied zwischen Daten und Simulation plausibel. Die Verteilungen 5.4**B, E** wurden mit der daraufhin korrigierten Materialbeschreibung simuliert [5]. Die Konversionsrate in der COP-Region entspricht nun der in der COZ-Kammer. Simulation und Daten zeigen nun ein ähnlicheres Verhalten.

Um einen Anhaltspunkt für die Auflösung der Konversionsvertexrekonstruktion zu erhalten, werden dünne Kammerwände mit geringer Strahlungslänge ausgewählt. An die rechten Flanken der höchsten Spitzen der Verteilungen wurde je eine Gauß–Kurve mit einer Konstanten

$$G(r) = c_4 + c_1\, e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{r-c_2}{c_3}\right)^2} \tag{5.1}$$

angepaßt. Diese Kurven sind ebenfalls in den Abbildungen 5.4 eingetragen. Das Ergebnis der Anpassung ist:

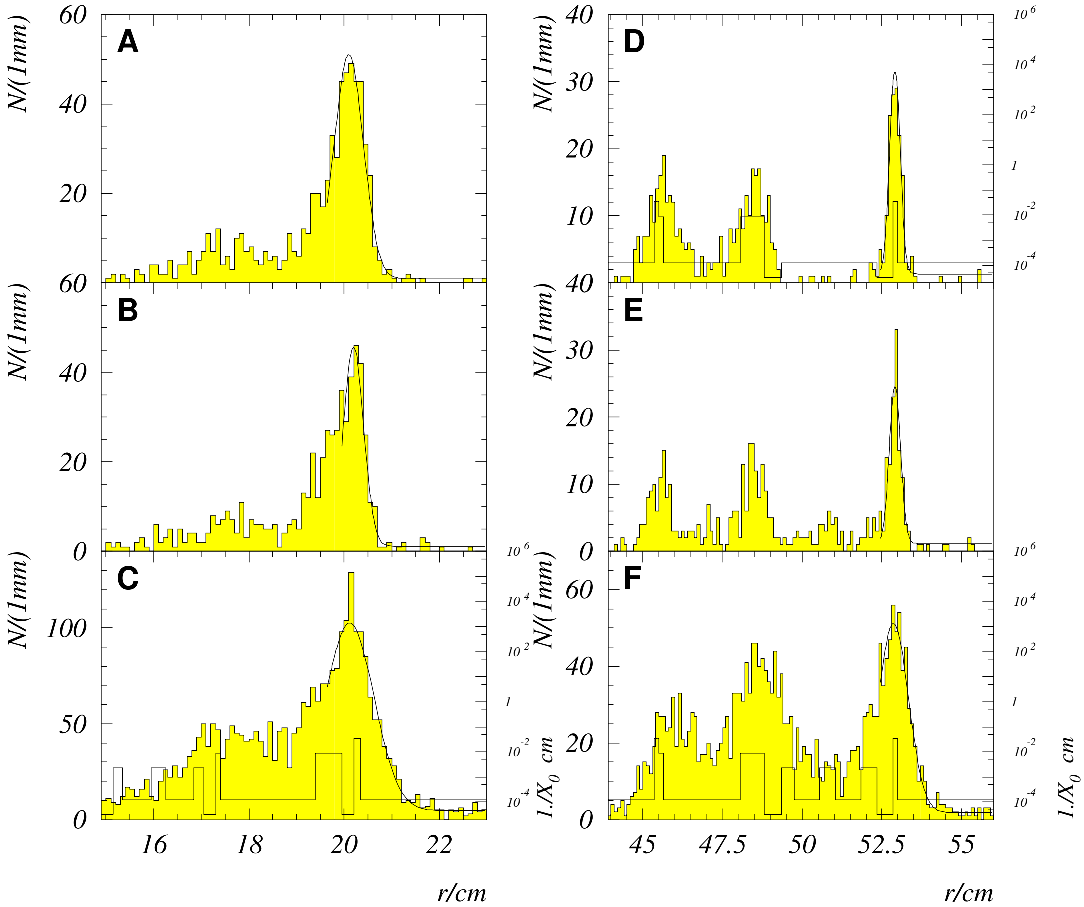


Abbildung 5.4: Abstand r von der Strahlachse der Konversionsvertices von Simulationen (**A**, **B**, **D**, **E**) und Daten (**C**, **F**).

	c_1	c_2	c_3	c_4	$\chi^2(N_{FIT})$
CJC1 (Abb. 5.4**A**, 5.4**B**, 5.4**C**) $r[cm]$:					
MC-alt	50.1010±3.2704	20.0990±0.0206	0.3051±0.0169	0.9576±0.3579	0.6772(22)
MC	44.6430±3.7372	20.1990±0.0393	0.2113±0.0269	1.1213±0.4168	1.1800(17)
Daten	98.0840±3.9590	20.1240±0.0136	0.4994±0.0219	4.6501±0.6467	0.9896(33)
CJC2 (Abb. 5.4**D**, 5.4**E**, 5.4**F**) $r[cm]$:					
MC-alt	30.5590±3.3438	52.9050±0.0140	0.1624±0.0121	1.3296±0.4880	0.7084(15)
MC	23.5890±4.6311	52.9080±0.0103	0.1752±0.0215	1.1658±0.4423	0.7682(17)
Daten	49.3470±2.7894	52.8580±0.0388	0.4747±0.0360	1.7873±0.3291	0.7187(35)

Sowohl die Mittelwerte c_2 als auch die Verhältnisse der Höhen $c_1(\mathrm{CJC1})/c_1(\mathrm{CJC2})$ der Kurven stimmen in Daten und Simulation erstaunlich gut überein. Dies trifft sogar für die Konstante c_4 zu, die über die Konversionsrate in den Jetkammern Auskunft gibt. Der Parameter c_3, das σ der Gaußverteilung, liegt bei den Daten etwa um einen Faktor zwei über dem der Simulation. Somit kann man aus der Anpassung »CJC2« eine obere Grenze auf die Auflösung der Rekonstruktion

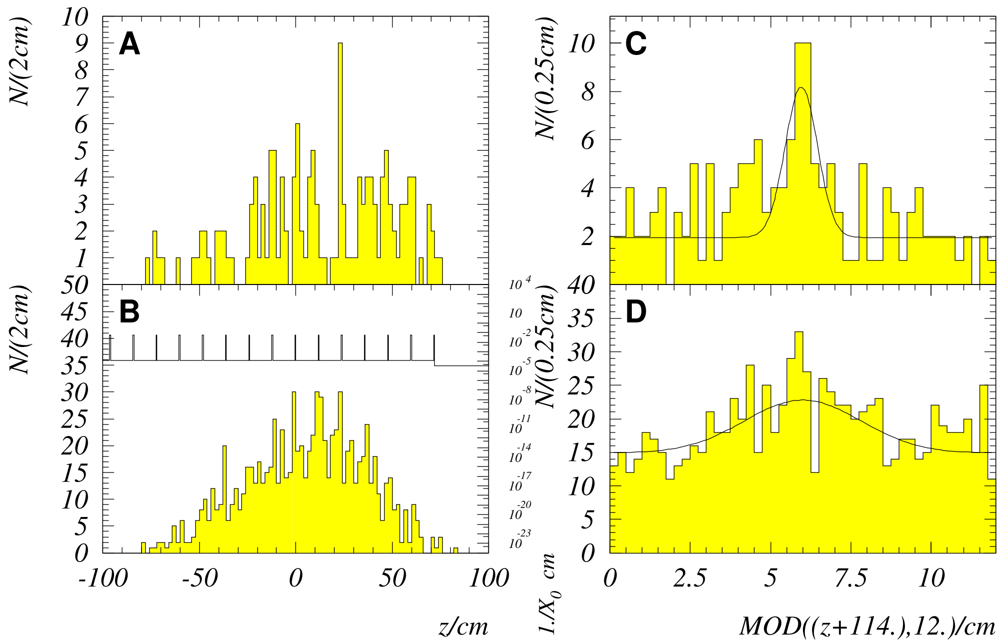


Abbildung 5.5: Verteilung der Konversionsvertices in z-Richtung in der CIZ von Daten (**B**, **D**) und Simulationen (**A**, **C**).

der Konversionsvertices von $\sigma_{rec}(r) < 0.47cm$ angeben.

5.3 Vertices an der inneren Z–Kammer

Bei der Untersuchung der r–Verteilung der Konversionsvertices fiel immer wieder die Häufung von Vertices innerhalb der z–Kammern ins Auge. Die z–Kammern sind sowohl in ϕ als auch in z–Richtung segmentiert. Dies läßt eine nähere Untersuchung lohnend erscheinen. Deshalb werden in diesem Abschnitt nur Konversionsvertices innerhalb des Gasvolumens der inneren z–Kammer $17.4cm < r < 19.4cm$ betrachtet.

Schaut man sich die z–Verteilung der Konversionsvertices innerhalb der CIZ (Abb. 5.5) an, so erkennt man einen Überschuß an Konversionen in der positiven, also vorwärtigen z–Richtung. Simulation (**A**) und Daten (**B**) lassen eine regelmäßige »Zahnung« erkennen, die genau den Schwankungen der Strahlungslängenkurve folgt, die der Figur 5.5**B** überlagert ist.

Um eine ausreichende Statistik für die Anpassung einer Gaußverteilung zu erhalten, wurden die Spitzen der Verteilungen mit der Modulo-Funktion, gemäß ihres theoretischen Abstandes aus der Strahlungslängenkurve, aufeinandergelegt (Abb. 5.5**C**-**D**).

	c_1	c_2	c_3	c_4	$\chi^2(N_{FIT})$
CIZ–z	(Abb. 5.5**C**, 5.5**D**) $z[cm]$:				
MC	6.2441±2.5940	5.9588±0.1467	0.5004±0.2387	1.9504±0.2494	0.7126(46)
Daten	8.3658±1.7840	6.0178±0.4127	1.8264±0.5357	14.5330±1.2409	0.9394(48)

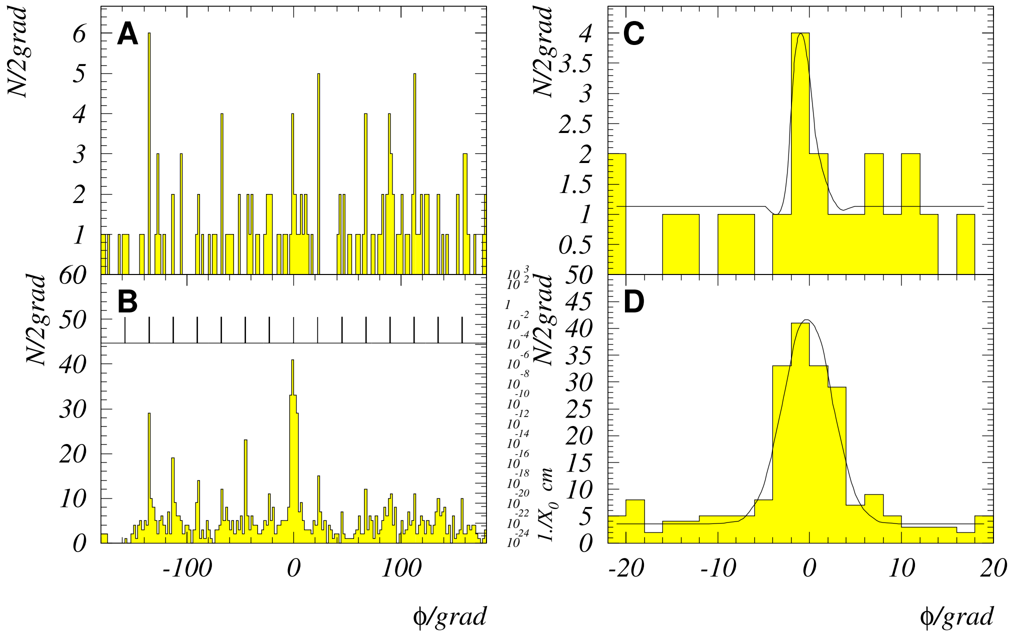


Abbildung 5.6: Winkel ϕ der Konversionsvertices in der CIZ von Daten (**B, D**) und Simulationen (**A, C**).

Simulation und Daten stimmen in etwa überein. In beiden sind die z–Wände auflösbar. Eine obere Grenze der Auflösung in z von $\sigma_{rec}(z) < 1.8cm$ kann aus der Anpassung gewonnen werden. Werden nur Daten betrachtet, die als »charm verdächtig« markiert wurden, so findet man eine wesentlich schmälere Verteilung mit $c_3 \approx 0.8cm$.

Klarer lassen sich die Strukturen in ϕ in der CIZ–Kammer auflösen, wie ein Blick auf Abbildung 5.6 verrät. In der Simulation ist dieses wegen fehlender Statistik weniger klar sichtbar. Auffallend ist weiterhin die Spitze bei $\phi = 0°$, die nur in den Daten auftritt. Bei $\phi = 0°$ befindet sich die Kabeldurchführung (siehe [17]) (Breite $23mm$)[1] der CIZ–Kammer. Ein Materialeintrag dafür fehlt in der verfügbaren Version der Detektorsimulation. Die Abbildungen 5.6**C-D** zeigen nur diese Spitze und die angepaßte Gaußkurve.

[1]Für eine $23mm$ Breite »massive« Kabeldurchführung ist die Breite der Verteilung bei $\phi = 0°$ zu schmal. Somit wird vermutet, daß die Kabeldurchführung nicht ganz ausgefüllt ist. Nachfragen bei den Kammerbauern bestätigten dieses.

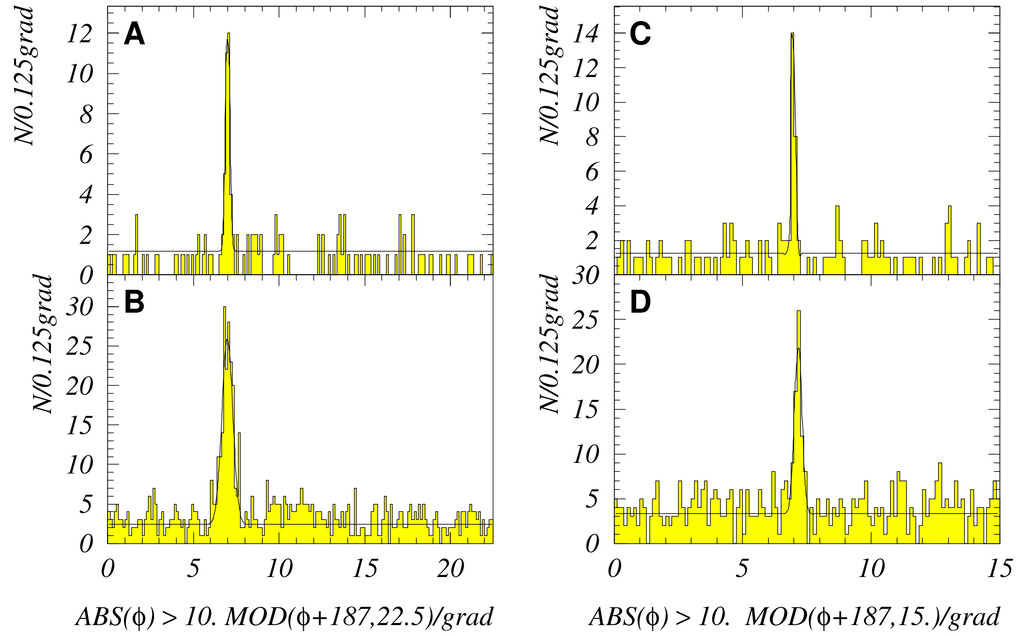


Abbildung 5.7: Winkel ϕ der Konversionsvertices in der CIZ (**A**, **B**) und COZ (**C**, **D**) von Daten (**B**, **D**) und Simulationen (**A**, **C**).

	c_1	c_2	c_3	c_4	$\chi^2(N_{FIT})$
CIZ–$\phi = 0°$ (Abb. 5.6**C**, 5.6**D**) ϕ[°]:					
MC	5.1729±50.8780	−0.2694±2.5169	0.6714±3.3073	1.1295±0.2881	0.1186(15)
Daten	37.9900±4.5872	−0.1065±0.2953	2.7070±0.2487	3.5533±0.5189	0.8525(21)
CIZ–$\|\phi\| > 10°$ (Abb. 5.7**A**, 5.7**B**) ϕ[°]:					
MC	11.4920±3.2383	6.9945±0.0282	0.1231±0.0278	1.1757±0.1249	0.1744(81)
Daten	20.9560±2.5314	6.9682±0.0346	0.3273±0.0319	2.2257±0.1179	0.7772(175)
COZ–$\|\phi\| > 10°$ (Abb. 5.7**C**, 5.7**D**) ϕ[°]:					
MC	14.8330±4.9403	6.9770±0.0176	0.0690±0.0197	1.2498±0.1322	0.2501(75)
Daten	17.1780±4.1720	7.1785±0.0283	0.1410±0.0323	3.1365±0.1712	0.8569(113)

Die anderen Spitzen werden ebenfalls mit einer Modulo-Funktion übereinandergelegt und um einen konstanten Wert (7°) verschoben. Da die Spitze bei $\phi = 0°$ aufgrund der Breite der Kabeldurchführung von 23mm aufgeweitet ist, wird diese nicht betrachtet (Abb. 5.7**A, B**). Abbildung 5.7**C, D** zeigt die gleiche Untersuchung für die COZ-Kammer. Für die Rekonstruktionsgenauigkeit der Konversionsvertices in ϕ kann so eine obere Grenze von $\sigma_{rec}(\phi) < 0.4°$, dies entspricht etwa 0.1cm, angegeben werden.

5.4 Die Daten des Jahres 1993

Für die Daten des Jahres 1993 ist es aufgrund der höheren Statistik möglich, Gaußfunktionen an die einzelnen z-Kammerwände anzupassen. Abbildung 5.8 zeigt das Ergebnis der Anpassung

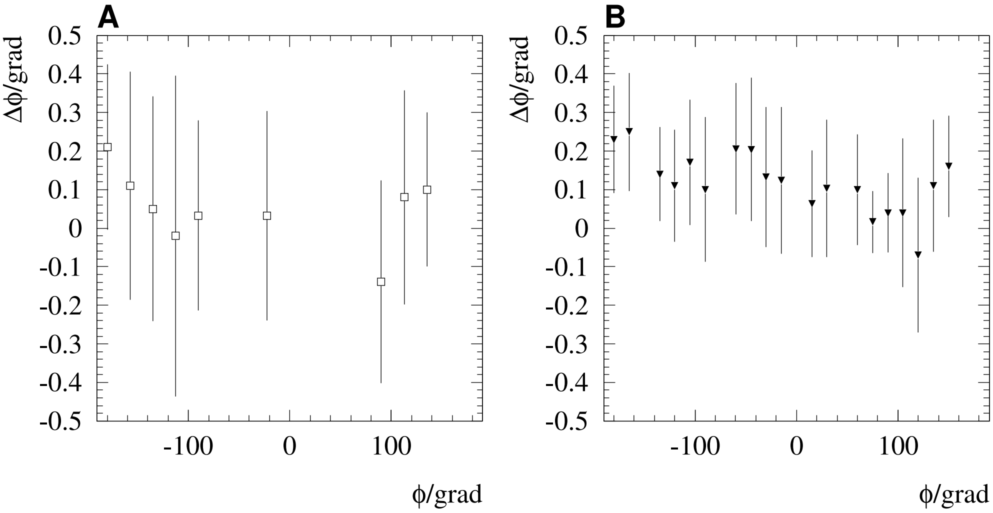


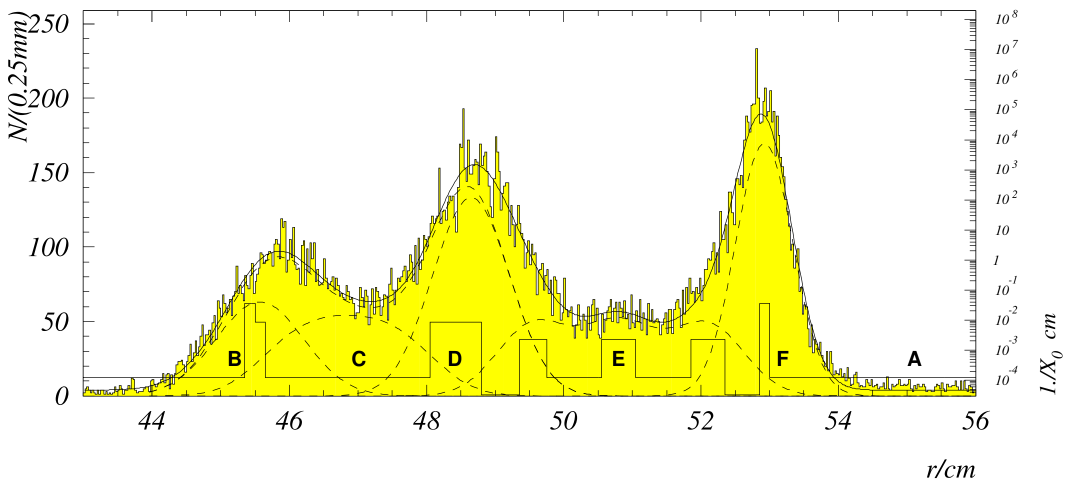
Abbildung 5.8: Ergebnis der Anpassung von Gaußkurven an die z-Kammerwände. Es sind die Mittelwerte von ϕ gegen ihre Abweichung vom Sollwert $\Delta\phi$ aufgetragen. Die Fehlerbalken zeigen das σ der angepaßten Kurven an. **A** CIZ-Kammer **B** COZ-Kammer).

an die ϕ Zwischenwände. Die Mittelwerte der Gaußkurven sind gegen die Abweichung von ihrer nominalen Position in Abb. 5.8**A** für CIZ-Kammer und in Abb. 5.8**B** für die COZ-Kammer aufgetragen. Die Fehlerbalken zeigen das σ der Gaußkurven an. Die hierbei erreichten minimalen Auflösungen betragen $\sigma_{min}(CIZ)$ = 0.20004 und $\sigma_{min}(COZ)$ = 0.10232. Da jetzt nur noch über die z-Koordinate gemittelt wird, haben sich die Werte verbessert. Diese Tendenz läßt vermuten, daß die Unterschiede zwischen Daten und Simulationen durch die ideale Ausrichtung der Kammerwände in der Simulation erklärt werden können.

Es sollte auch möglich sein, die in Abbildung 5.4 gezeigten Verteilungen insgesamt, also nicht stückweise, durch eine Kurve zu beschreiben. Jede Kammerwand soll dabei über einen Funktionsanteil beschrieben werden. Die dabei entstehende Summenfunktion hat viele Parameter. Die erwartete Menge an Daten rechtfertigt es aber, schon heute den Versuch einer solchen Beschreibung zu wagen. Für die durch dünne Wände verursachten Konversionen ist sicher eine Gaußkurve eine gute Beschreibung. Dies trifft nicht bei breiteren Materialschichten zu, wie man sie bei etwa $r \approx 48.5cm$ sieht. Die Auswirkungen der Rechteckform des Sprungs der Strahlungslänge $\Delta k = r_2 - r_1 \approx 0.75cm$ ist in der Verteilung (bei $r \approx 48.5cm$) sichtbar. Gaußkurven für jedes dk des Rechteckes, also eine Integration

$$f(r) \quad = \quad c_1 \int_{r_1}^{r_2} e^{-\frac{1}{2}(\frac{r-k}{c_3})^2} dk \tag{5.2}$$

über Gaußkurven zwischen ihren Mittelwerten r_1 und r_2, beschreiben diesen Fall besser. Der neue, zusätzliche Parameter ist die Breite des nichtverschmierten Rechtecks $c_4 = r_2 - r_1$. Führt man die Integration aus und normiert die Funktion wie die Gaußfunktion in Gleichung 5.1 so erhält



	Konstante		Mittelwert		Sigma		Bemerkung
A	c_1	3.9372±0.1792					Kammergas
B	c_3	63.165±1.919	c_8	45.569±0.0352	c_9	0.6377±0.0181	innere COZ Wand
C	c_4	54.223±2.918			c_2	0.726±0.0205	COZ ϕ,z-Wände
D	c_5	133.28±2.280	c_{11}	48.650±0.0128	c_2	0.726±0.0205	äußere COZ Wand
E	c_6	47.426±1.540			c_2	0.726±0.0205	COP Wände
F	c_7	169.81±2.958			c_{10}	0.4160±0.00644	CJC2 Innenzylinder
	$\chi^2(N_{FIT})$ = 1.439(520)						

Abbildung 5.9: r Verteilung der Konversionsvertices für Daten von 1993.

man

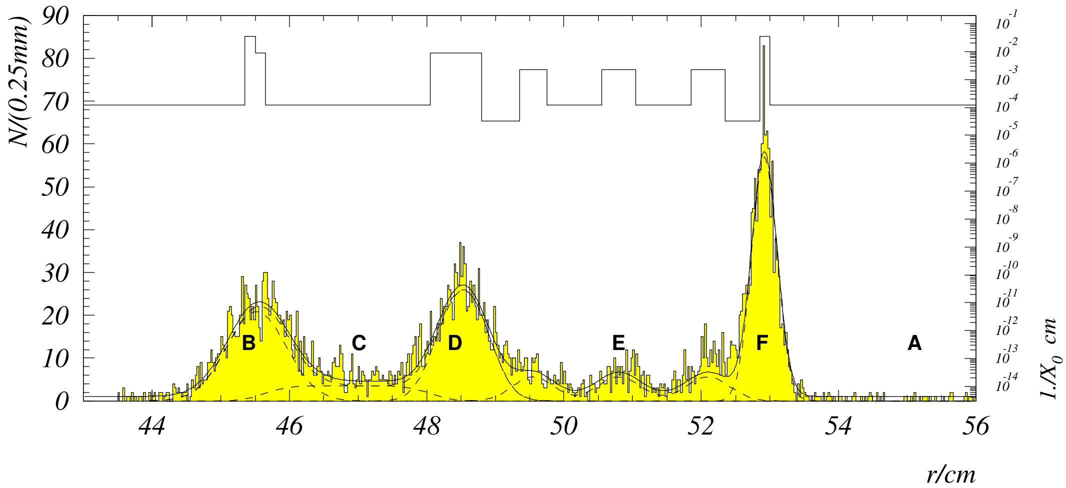
$$F(r) = \frac{c_1}{\text{erf}(\frac{c_4/2}{c_3}) - \text{erf}(\frac{-c_4/2}{c_3})}\left[\text{erf}(\frac{r - c_2 + c_4/2}{c_3}) - \text{erf}(\frac{r - c_2 - c_4/2}{c_3})\right], \tag{5.3}$$

wobei erf(x) die »Errorfunktion« ist.

Abbildung 5.9 zeigt den Versuch, an die 1993 gesammelten Daten eine aus solchen Funktionen zusammengesetzte Funktion anzupassen. Die Position der Kammerwände und deren Stärke wurden soweit möglich als feste Parameter bei der Anpassung benutzt. Die Werte hierfür wurden der Geometriebeschreibung der Simulation entnommen. Nur ihre Höhe und Breite σ wurden in diesen Fällen bei der Anpassung variiert.

Die folgende Funktion ergibt sich:

$$F(r) = \underbrace{c_1}_{\text{A}} + \underbrace{c_3\, e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-c_8}{c_9}\right)^2}}_{\text{B}} + \underbrace{c_4 \frac{\text{erf}(\frac{x-46.85+1.2}{c_2}) - \text{erf}(\frac{x-46.85-1.2}{c_2})}{\text{erf}(\frac{1.2}{c_2}) - \text{erf}(\frac{-1.2}{c_2})}}_{\text{C}}$$



	Konstante		Mittelwert		Sigma		Bemerkung
A	c_1	1.087±0.116					Kammergas
B	c_3	20.86±0.804	c_8	45.521±0.0182	c_9	0.4356±0.0121	innere COZ Wand
C	c_4	3.514±0.274			c_2	0.390±0.0124	COZ ϕ,z-Wände
D	c_5	25.831±0.849	c_{11}	48.531±0.015	c_2	0.390±0.0124	äußere COZ Wand
E	c_6	5.64±0.287			c_2	0.390±0.0124	COP Wände
F	c_7	56.93±2.130			c_{10}	0.186±0.00519	CJC2 Innenzylinder
	$\chi^2(N_{FIT})$ = 0.9980(427)						

Abbildung 5.10: r Verteilung der Konversionsvertices für Simulationen.

$$+\underbrace{c_5\,\frac{\mathrm{erf}(\frac{x-c_{11}+0.375}{c_2})-\mathrm{erf}(\frac{x-c_{11}-0.375}{c_2})}{\mathrm{erf}(\frac{0.375}{c_2})-\mathrm{erf}(\frac{-0.375}{c_2})}}_{\mathbf{D}}+\underbrace{c_6\,\frac{\mathrm{erf}(\frac{x-49.55+0.2}{c_2})-\mathrm{erf}(\frac{x-49.5-0.2}{c_2})}{\mathrm{erf}(\frac{0.2}{c_2})-\mathrm{erf}(\frac{-0.2}{c_2})}}_{\mathbf{E}}$$

$$+\underbrace{c_6\,\frac{\mathrm{erf}(\frac{x-50.8+0.25}{c_2})-\mathrm{erf}(\frac{x-50.8-0.25}{c_2})}{\mathrm{erf}(\frac{0.25}{c_2})-\mathrm{erf}(\frac{-0.25}{c_2})}+c_6\,\frac{\mathrm{erf}(\frac{x-52.1+0.25}{c_2})-\mathrm{erf}(\frac{x-52.1-0.25}{c_2})}{\mathrm{erf}(\frac{0.25}{c_2})-\mathrm{erf}(\frac{-0.25}{c_2})}}_{\mathbf{E}}+\underbrace{c_7\,e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-52.92}{c_{10}}\right)^2}}_{\mathbf{F}}$$

Der Teil **A**, eine Konstante, beschreibt das Niveau des Kammergases, der Term **F** den inneren CJC2-Kohlefaserzylinder. Die drei COP-Wände werden durch die drei gleichhohen Funktionen im Teil **E** beschrieben. **D** steht für die äußere Wand der COZ-Kammer. Ihre Position wurde variiert und liegt ca. $2mm$ über dem Sollwert. Dies könnte durch weiteres Material zwischen COZ und COP, etwa den elektrischen Anschlüssen der COZ-Kammer [3], verursacht sein. Den in dieser Projektion nicht sichtbaren COZ-Kammerwänden (in ϕ, z) wird durch **C** Rechnung getragen. Die in Abbildung 5.9 eingezeichnete Materialbeschreibung aus der Simulation ($1/X_0$) enthält diese Zwischenwände nicht. Der innerste Teil wird durch die Gaußverteilung **B** beschrieben. Sie wurde in allen drei Parametern variiert. Dieser Teil ist von der sensitiven Kammer, der CJC2-Kammer, am weitesten entfernt. Durch die notwendigen Schnitte bei der Photonen-Rekonstruktion sinkt hier

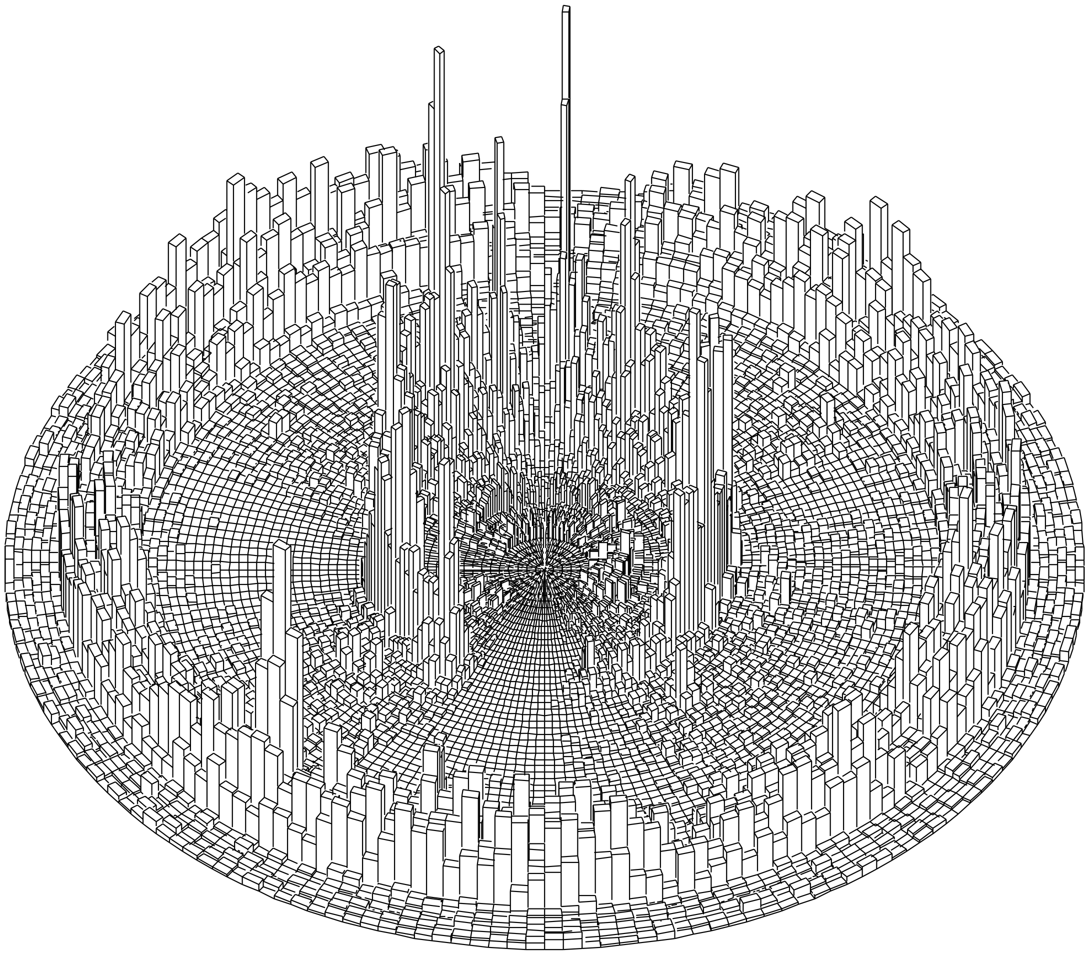


Abbildung 5.11: $r\phi$-Verteilung der Konversionsvertices für Daten von 1993. Die Spitze vorne links liegt bei $\phi = 0°$.

die Rekonstruktionseffizienz, und somit ist nur ein Rest der Konversionen an der inneren COZ-Kammerbegrenzung zu sehen. Die ermittelte Position weicht kaum vom Sollwert ab. Die gestrichelten Kurven in Abbildung 5.9 geben den Verlauf der Beiträge der einzelnen Terme **A–F** wieder. Die Kurve folgt über weite Bereiche gut der Messung. Eine Ausnahme bildet die Region zwischen COZ und COP Kammer. Die Daten lassen hier weiteres Material vermuten. Eine gute Anpassung kann deswegen nur durch die drei verschiedenen σ Werte erreicht werden. Die relativen Höhen der Terme entsprechen der Erwartung **F** $>$ **D** $>$ **E** $\approx$ **C** $>$ **A**. Der Wert für $\sigma = c_{10} = 0.416cm$ liegt knapp unter dem in Abschnitt 5.2 aus den Daten des Jahres 1992 ermittelten Wert.

Eine Anpassung der Funktion an simulierte Ereignisse ist in Abbildung 5.10 gezeigt. Es handelt sich um jeweils ca. 80000 Charm- und γ-p–Ereignissen.

Abbildung 5.11 zeigt eine Ortsverteilung der Konversionsvertices in der $r\phi$-Ebene in einem

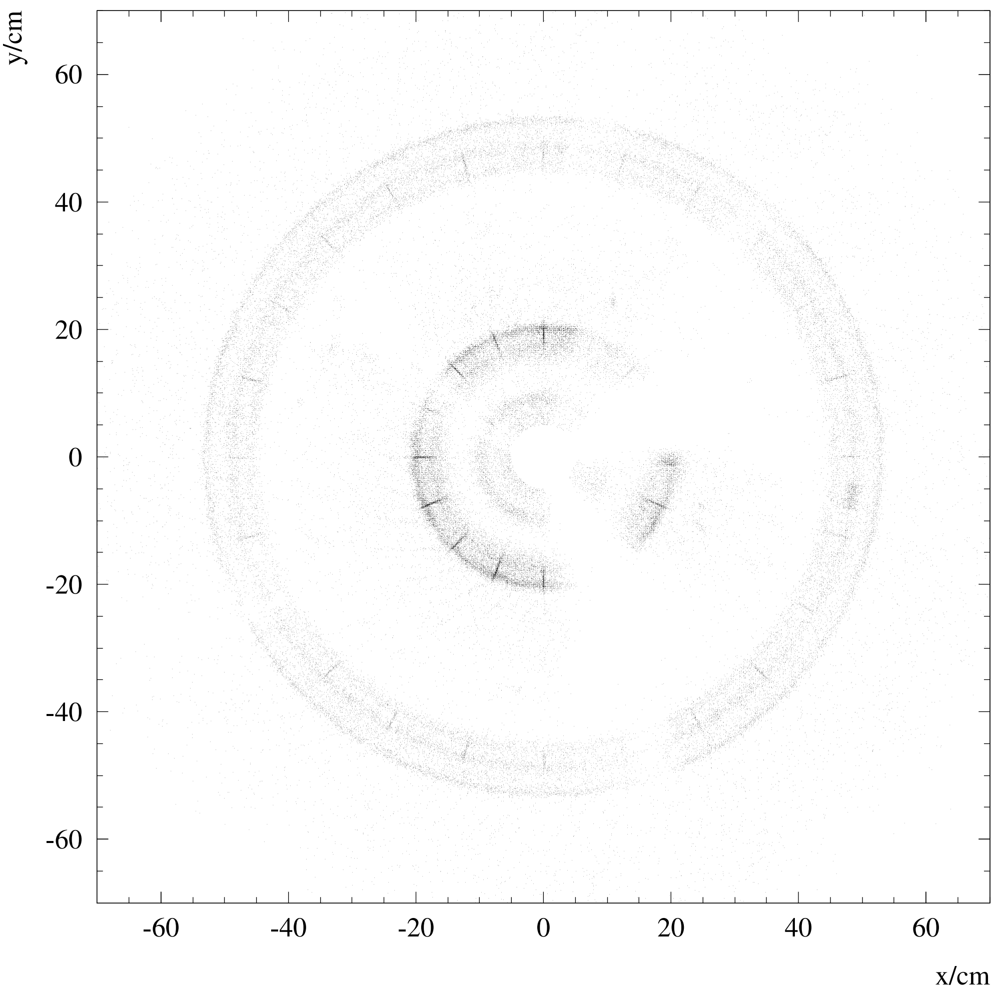


Abbildung 5.12: $x - y$ Aufnahme der Konversionsvertices für Daten von 1993.

Polarkoordinaten-Legoplot für die Daten von 1993, für einen Ausschnitt von $r < 60cm$. Die Spitze vorne links liegt bei ϕ = 0° im Bereich der äußeren z-Kammer. Einer der insensitiven Sektoren der inneren Jetkammer gibt die Sicht auf die innere Konversionszone und die Strahlröhre frei. Die regelmäßigen Strukturen, die in den Daten des Jahres 1992 gefunden wurden, sind auch hier sichtbar. Die durch die Kabeldurchführung in der CIZ-Kammer verursachte hohe Aktivität ist in den Daten von 1993 aufgrund eines insensitiven Spurkammersektors stark unterdrückt. Die gute Statistik läßt in der äußeren z-Kammer eine ähnliche Häufung bei ϕ = 0° hervortreten.

Zum Abschluß dieses Abschnittes zeigt die Abbildung 5.12, in einem Blick auf die transversale Ebene des zentralen Spurkammersystems, wie Photonen diesen Detektorteil »sehen«. Diese »Aufnahme« ist kein Histogramm wie Abbildung 5.11. Jeder Konversionspunkt ist stattdessen exakt am gemessenen Ort eingetragen und bildet ein Korn in der Aufnahme. Die schon weiter oben beschriebenen Details, etwa die Zellen der inneren und äußeren z-Kammer, treten klar hervor. In den Volumina der Jetkammern können an vielen Stellen die Drahtebenen der Jetkammern in ihrer typisch schaufelradartigen Anordnung beobachtet werden. Hält man die Abbildung weiter weg, so tritt diese im Lorentzwinkel angeordnete Struktur noch klarer hervor.

	c_1	c_2	c_3	c_4	$\chi^2(N_{FIT})$
CJC1 (Abb. 5.4**A**, 5.4**B**, 5.4**C**) $r[cm]$:					
MC-alt	50.1010±3.2704	20.0990±0.0206	0.3051±0.0169	0.9576±0.3579	0.6772(22)
MC	44.6430±3.7372	20.1990±0.0393	0.2113±0.0269	1.1213±0.4168	1.1800(17)
Daten	98.0840±3.9590	20.1240±0.0136	0.4994±0.0219	4.6501±0.6467	0.9896(33)
CJC2 (Abb. 5.4**D**, 5.4**E**, 5.4**F**) $r[cm]$:					
MC-alt	30.5590±3.3438	52.9050±0.0140	0.1624±0.0121	1.3296±0.4880	0.7084(15)
MC	23.5890±4.6311	52.9080±0.0103	0.1752±0.0215	1.1658±0.4423	0.7682(17)
Daten	49.3470±2.7894	52.8580±0.0388	0.4747±0.0360	1.7873±0.3291	0.7187(35)
CIZ–z (Abb. 5.5**C**, 5.5**D**) $z[cm]$:					
MC	6.2441±2.5940	5.9588±0.1467	0.5004±0.2387	1.9504±0.2494	0.7126(46)
Daten	8.3658±1.7840	6.0178±0.4127	1.8264±0.5357	14.5330±1.2409	0.9394(48)
CIZ–$\phi = 0°$ (Abb. 5.6**C**, 5.6**D**) $\phi[°]$:					
MC	5.1729±50.8780	−0.2694±2.5169	0.6714±3.3073	1.1295±0.2881	0.1186(15)
Daten	37.9900±4.5872	−0.1065±0.2953	2.7070±0.2487	3.5533±0.5189	0.8525(21)
CIZ–$\|\phi\| > 10°$ (Abb. 5.7**A**, 5.7**B**) $\phi[°]$:					
MC	11.4920±3.2383	6.9945±0.0282	0.1231±0.0278	1.1757±0.1249	0.1744(81)
Daten	20.9560±2.5314	6.9682±0.0346	0.3273±0.0319	2.2257±0.1179	0.7772(175)
COZ–$\|\phi\| > 10°$ (Abb. 5.7**C**, 5.7**D**) $\phi[°]$:					
MC	14.8330±4.9403	6.9770±0.0176	0.0690±0.0197	1.2498±0.1322	0.2501(75)
Daten	17.1780±4.1720	7.1785±0.0283	0.1410±0.0323	3.1365±0.1712	0.8569(113)

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Fitparameter.

5.5 Resümee

Aus den detailierten Untersuchungen der räumlichen Verteilungen von Konversionsvertices lassen sich folgende Ortsauflösungen ermitteln:

$$\sigma(r)_{93} < 0.41cm \quad (\sigma(r)_{MC} = 0.18cm)$$

$$\sigma(z)_{92} < 1.8cm \quad (\sigma(z)_{MC} \approx 0.5cm)$$

$$\sigma(\phi)_{93} < 0.1° \approx 0.1cm \quad (\sigma(\phi)_{MC} = 0.07°).$$

Die Verteilungen stellen Projektionen der Zylinderkoordinaten dieser Vertices dar. Die Geometriebeschreibung der Detektorsimulation ist ein Idealzustand ohne Fertigungstoleranzen. Deshalb können hier, im Gegensatz zu den Daten, Auflösungswerte statt obere Grenzen angegeben werden.

Direkte Vergleiche von Simulationsverteilungen mit Daten machen in der Geometriebeschreibung fehlendes »Material« sichtbar. So ist es möglich zu überprüfen, ob die Simulationen auf der

Basis dieser Materialbeschreibung, welche nur eine Approximation sein kann, die Daten genau genug wiedergibt. Die durchgeführte Untersuchung konnte an dieser Stelle einige Diskrepanzen, z.B. Kabeldurchführungen, aufzeigen. Eine zu ungenaue Beschreibung kann sich unter anderem auf die Spurmultiplizität in der Simulation auswirken.

Die gezeigten Verteilungen sind außerdem bei der Überprüfung der Funktion der Jetkammern, der Rekonstruktion der Spurparameter und der Berechnung der Konversionsvertices hilfreich.

6 D^{*0} mit konvertiertem Photon

Die im letzten Abschnitt eingeführte Methode zur Rekonstruktion von konvertierten Photonen soll nun zur Anwendung kommen. Bevor es schließlich an die Suche nach charmtragenden Teilchen, dem Zerfallskanal $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma \rightarrow K^-\pi^+\gamma$ geht, wird die Photonsuche an der Rekonstruktion von π^0-Mesonen erprobt.

6.1 Ereignisauswahl

Gesucht wird der Zerfallsmodus $D^{*0} \longrightarrow D^0 + \gamma$, über den etwa 45% der D^{*0} zerfallen (siehe Kapitel 3). Ein Problem der Datenanalyse in der ersten Betriebszeit der Detektoren am Hera–Speicherring ist die Unterscheidung der erwünschten Elektron–Proton Reaktionen von dem unerwünschten Untergrund, der durch Strahl–Restgas, Strahl–Strahlrohr und andere Wechselwirkungen verursacht wird. Die Klasse der Ereignisse, die im Prozeß der Photon–Gluon–Fusion erzeugt wird, also ein großer Teil der Charm-Teilchen, ist besonders schwierig von diesem Untergrund zu trennen, da diese vorwiegend mit einem geringen Impulsübertrag Q^2 erzeugt werden. Viele ihrer kinematischen und topologischen Größen gleichen deshalb denen des Untergrunds. Daher wird die Suche nach den D^{*0} in mehreren Stufen durchgeführt, um zum einen die ungeheure Menge von Daten schrittweise auf eine handhabare Größenordnung zu reduzieren und zum anderen, um wirksame Schnitte gegen den Untergrund zu entwickeln.

Ausgangsdaten für die Analyse waren über 100 Exabyte Tapes, mit einer Kapazität von bis zu 5Gb, mit den H1-Daten (DST) der Jahre 1992 und 1993. Die Bearbeitung solch großer Datenmengen ist auch heute noch mit etwas Aufwand verbunden und sollte wohlüberlegt angefaßt werden. Für die vorliegende Analyse wurde eine stufenweise Auswahl der Ereignisse vorgenommen. Die erste Stufe passieren nur noch Ereignisse, die den gesuchten Zerfallsmodus $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma \rightarrow K^-\pi^+\gamma$ enthalten. Dies bedeutet, daß ein Photon über eine Konversion erkannt wurde. Durch dieses Vorgehen konnten erhebliche Einschnitte in das Signal auf der ersten Stufe weitgehend vermieden werden. Analysen, die nicht diesen D^{*0}-Kanal zum Ziel hatten, konnten deshalb nur zum Zeitpunkt der »Stufe 1« der Datenauswahl vorgenommen werden. Hierzu gehört das Monitoren der Photon-Konversionsvertex-Rekonstruktion, z.B. über die Suche nach π^0-Mesonen, wie auch die Untersuchungen des vorigen Kapitels über die Vertexverteilungen der Photonkonversion.

Im Idealfall ist die Entwicklung einer solchen Vorauswahl und die Analyse ein iterativer Prozeß, der erst nach einigen Durchläufen stabil ist und alle benötigten Größen enthält. Wegen der großen Datenmenge und da eine Beurteilung der Ergebnisse durch die geringe Konversionswahrscheinlichkeit nur mit einer großen Statistik möglich ist, kann man sich einen solchen

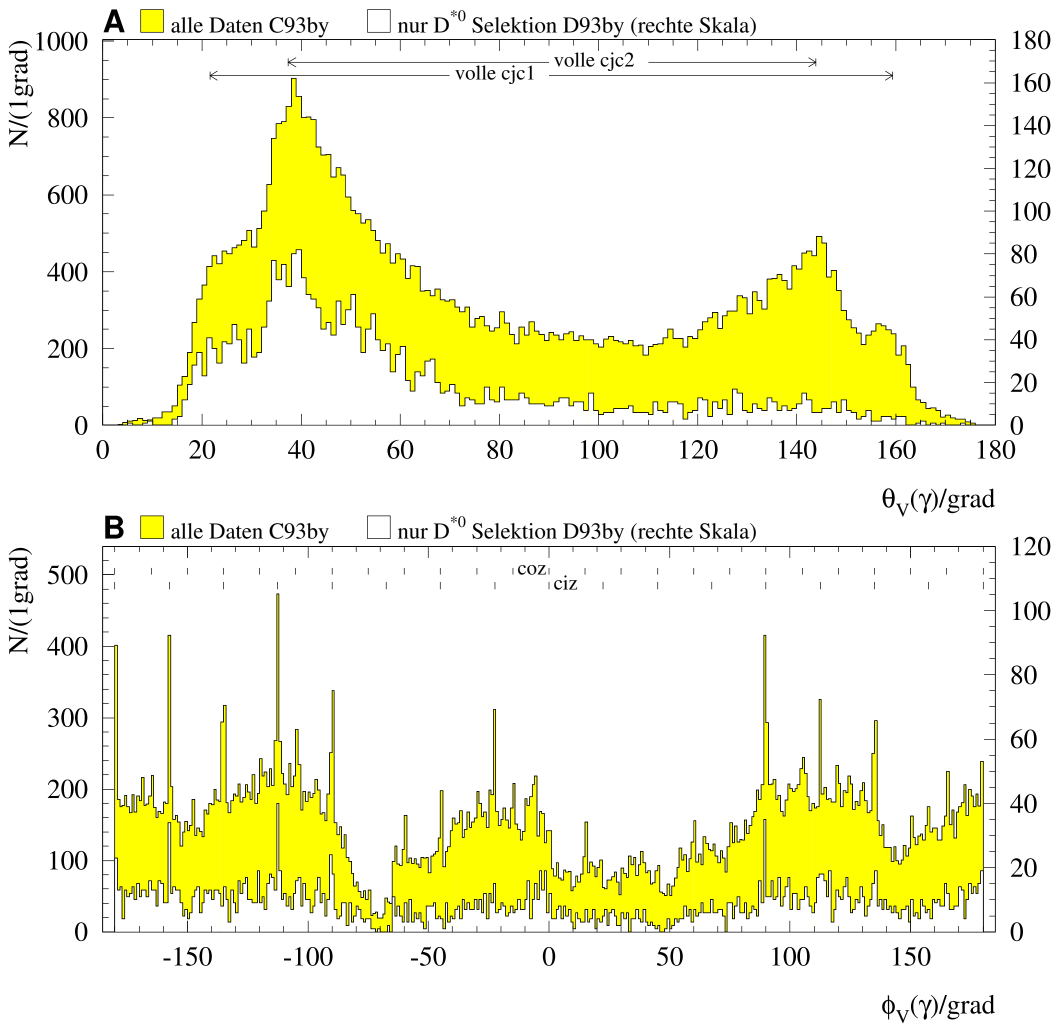


Abbildung 6.1: θ und ϕ der Photonen.

Iterationsprozeß kaum leisten, und die Analyse darf von Beginn an nur wenige Fehler enthalten. Diese Vorbemerkung macht das Zustandekommen der im folgenden untersuchten Datensätze verständlich.

Die Datensätze C92, C93a und C93b entsprechen dem ersten Schritt der »Iteration«. Hierfür wurde Ereignisse, die den gesuchten Zerfallsmodus $D^{*0} \rightarrow D^0\gamma \rightarrow K^-\pi^+\gamma$ enthalten, über ihre invarianten Massen selektiert. Für Berechnung der invarianten Masse des in Kaon und Pion zerfallenden D^0's wurden bei der Ereignisvorauswahl alle geladenen Spuren, die auf den primären Vertex zeigen (aus der `KVKR`-Bank), berücksichtigt. Zwei entgegengesetzt geladenen Spuren, in einem Winkelbereich von $4^\circ < \theta < 176^\circ$ und mit einem Impuls $p_{X\mp} > 100 MeV$, wurden hierfür kombiniert. Diesen wurde in beiden möglichen Kombinationen die Kaon- und Pionmasse zugeordnet. Als hypothetische D^0 werden dann alle Teilchen angesehen, deren invariante Masse

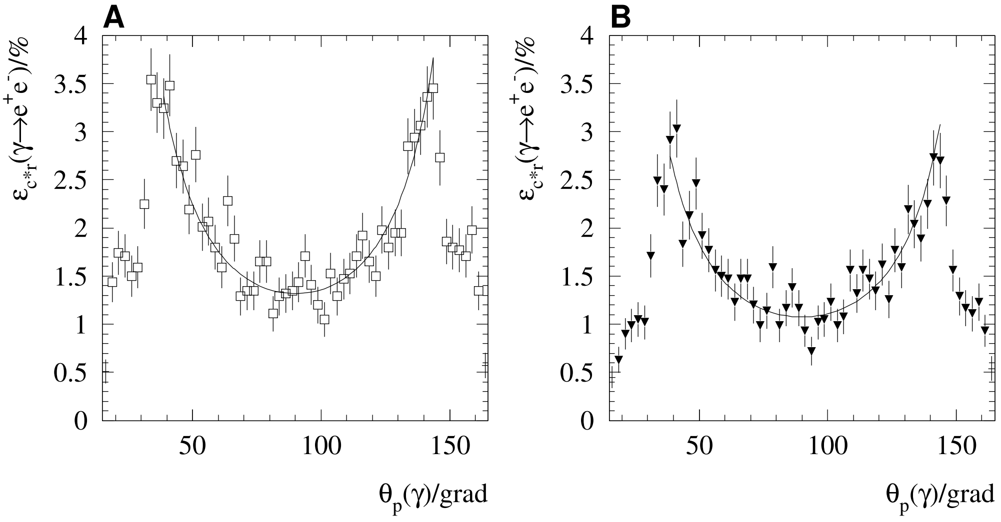


Abbildung 6.2: Der Winkel θ von simulierten Photonen: **A** für eine vollsensitive Jetkammer, **B** für den Zeitraum Herbst 1993. Entsprechend der zylindersymmetrischen Materialverteilung wurde eine $1/\sin^2\theta$ Kurve angepaßt.

Bezeichnung	Zeitraum	$\mathcal{L}_{H1}/nb^{-1}$	$\mathcal{L}_{Run}/nb^{-1}$	Events	$\gamma(e^+, e^-)$
C92 (DST6)	1992	25	23.7	410065	6698
C93a (DST1)	1993 bis 28.8.	207 (bis 18.9.)	111.5	909514	17035
C93b (DST1)	1993 ab 18.9.	321	305.0	1934882	48793
C93by (DST1)	1993 ab 18.9.	321	318.8	1977225	54567

Tabelle 6.1: H1-Daten Übersicht: Die Zahlen beziehen sich auf den *prozessierten* Datensatz. $\mathcal{L}_{H1}$: offizieller H1-Luminositätswert, $\mathcal{L}_{Run}$: Luminosität der prozessierten Runs, Events: Zahl der *gelesenen* Ereignisse.

in einem Fenster von $\pm 44 MeV$ um den Literaturwert der D^0-Masse liegen. Ein mögliches konvertiertes Photon wurde wie beschrieben gesucht. Aus dem Impulsvektor des Photons und dem Impuls des hypothetischen D^0 wurde eine invariante Masse berechnet. Im ersten Schritt der Ereignisauswahl wurden solche Ereignisse gesammelt, bei denen die Differenz der beiden invarianten Massen $M_{hyp}(D^{*0}) - M_{hyp}(D^0)$ zwischen $100 MeV$ und $200 MeV$ lag.

Zu jedem der selektierten Event–Datensätze gehört ein Satz von Histogrammen und N-Tuples, welche bei der Selektion erstellt werden. Die Datensatzbezeichnung bezieht sich also auf die Selektion und die dabei erzeugten Ereignis- und Histogrammdatensätze wie das folgende Beispiel verdeutlicht:

$$\text{H1dst1 ab 18.9.93} \overset{\text{Stufe 1}}{\rightrightarrows} \begin{array}{l}\text{C93by.Events}\\ \text{C93by.Histo}\end{array} \overset{\text{Stufe 2}}{\rightrightarrows} \begin{array}{l}\text{D93by.Events}\\ \text{D93by.Histo}\end{array} \overset{\text{Stufe 3}}{\rightrightarrows} \ldots$$

Ein Durchbruch in der Analyse wurde mit dem Datensatz C93b erreicht. Für die Daten aus

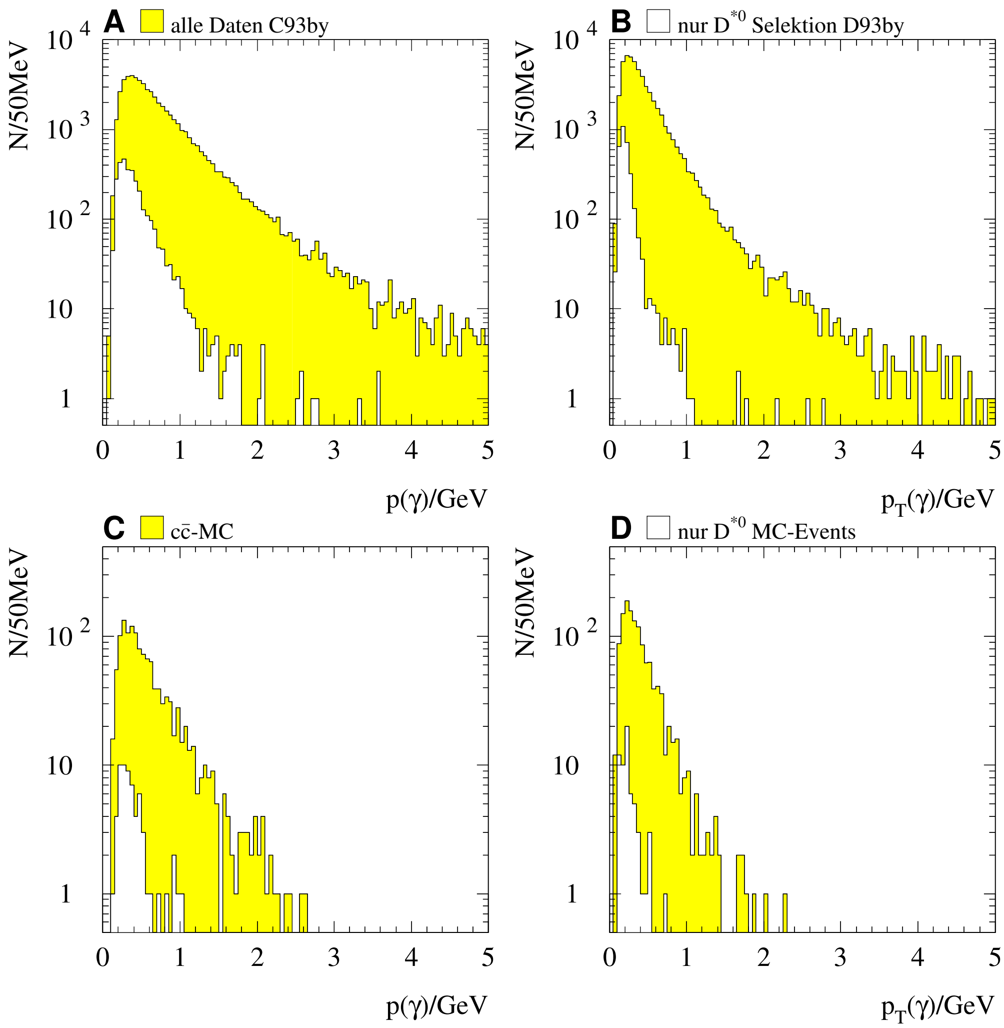


Abbildung 6.3: Impuls der Photonen.

dem Zeitraum der höchsten Luminosität, dem der Datensatz C93b entspricht, wurde eine leicht korrigierte »zweite Iteration« der Auswahl vorgenommen (Datensatz C93by). Da im Datensatz C93b erstmals π^0-Mesonen aus konvertierten Photonen rekonstruiert werden konnten, wurden bei der Erstellung von C93by zusätzliche Untersuchungen diesbezüglich vorgenommen, auf die im folgenden Abschnitt näher eingegangen wird. Die Software für Datensätze C92, C93a und C93b enthielt, aus historischen Gründen, einen dE/dx–Schnitt, der die Photon-Rekonstruktionseffizienz außerhalb eines Streuwinkelbereiches $30^\circ < \theta < 150^\circ$ leicht verminderte. Um eine Vergleichbarkeit aller Analysen zu erhalten, wurde erst bei der Erstellung von C93by auf diesen Schnitt verzichtet. Tabelle 6.1 und 6.3 zeigen eine Übersicht der Daten und Simulationen. Die Datensätze unterscheiden sich durch Folgendes:

C92: Im Jahr 1992 wurden die ersten Daten von Elektron–Protonkollisionen von H1 und Zeus

Bezeichnung	Zeitraum	Events	$\gamma(e^+, e^-)$
D92$c\bar{c}$ (DST6)	1992	148	137
D93a (DST1)	1993 bis 28.8.	1046	1101
D93b (DST1)	1993 ab 18.9.	2592	2713
D93by (DST1)	1993 ab 18.9.	2958	3110

Tabelle 6.2: Selektierte H1 Daten Übersicht: Die Zahlen beziehen sich auf den *prozessierten* Datensatz. Events: Zahl der *gelesenen* Ereignisse.

aufgezeichnet. In dieser ersten Periode waren die Daten noch mit großen Mengen an Strahl–Restgas und Strahl–Strahlrohr Ereignissen als Untergrund behaftet. Für die Untersuchung von Photonenkonversionen ist dieser Untergrund durchaus willkommen, wie die Untersuchungen in Abschnitt 5 zeigen. Die zentralen Spurkammern wiesen nur geringe Ineffizienzen auf.

C93a: Die Zeit der Datennahme im Jahre 1993 wird durch den Ausfall des großen Solonoiden in zwei natürliche Abschnitte geteilt. Während der Reparaturzeit fand sich die Gelegenheit die Triggereinstellung zu überprüfen und für »charmverdächtige« Ereignisse zu verbessern. Die Daten aus C93a enthalten deshalb nur wenige Kandidaten.

C93b: Im Zeitraum nach dem Magnetausfall wurden die meisten für diese Analyse verwertbaren Daten aufgezeichnet. Im gesamten Zeitraum von 1993 wirken sich die großen insensitiven Bereiche in der zentralen Jetkammer, bedingt durch ein paar gerissene Drähte, negativ auf die Suche nach Charm-Teichen aus.

C93by: Es handelt sich um die gleichen Ausgangsdaten wie für C93b. Tabelle 6.1 zeigt, daß zum einen fehlende Ereignisse einbezogen wurden und durch Nutzung des gesamten θ Winkelbereichs der zentralen Spurkammern weitere 9% Photonen gewonnen werden konnten.

MC-cc-PY-all: Dies ist ein allgemeiner Simulations-Datensatz für Charm-Ereignisse ohne weitere Vorauswahl. Die Simulation wurde der allgemeinen Sammlung der Kollaboration entnommen. Seine 80000 Ereignisse sind, wie alle folgenden, mit Pythia erzeugt. Der Datensatz beinhaltet auch über »resolved Photon« Prozesse entstandene Charm-Teilchen.

MC-cc-PY: Von den Photon-Gluon-Fusionsereignissen wurden nur solche Ereignisse simuliert, die D^{*0}-Mesonen enthalten, welche über $D^0 \to K\pi$ zerfallen. Dies trifft auch für alle folgenden Datensätze zu.

MC-cc-PY-y: Der Datensatz entspricht MC-cc-PY, jedoch mit Nutzung des gesamten θ Winkelbereichs.

MC-cc-ij-PY: Mit dem Ijray+Pythia Monte-Carlo, Ijray beschreibt den e^-–γ Vertex, wurden die Simulationen wiederholt. Im folgenden wird hauptsächlich dieser Datensatz für den Ver-

Bezeichnung	Prozeß ($\to Q + Q$)	σ/nb	Events	$\mathcal{L}/nb^{-1}$	selektiert	$\gamma(e^+, e^-)$
MC-cc-PY-all	$\gamma + g$, $g + g$, $q + q$	750	$8 \cdot 10^4$	107	–	3567
MC-cc-PY	$\gamma + g$	607	10^6	1647	6714	304
MC-cc-PY-y	$\gamma + g$	607	10^6	1647	6714	411
MC-cc-ij-PY	$\gamma + g$	893	10^6	1120	7869	388
MC-ccR-ij-PY	$(\gamma_{resolved})$ $g + g$, $q + q$	146	$6 \cdot 10^5$	4109	2874	176

Tabelle 6.3: Simulationen Übersicht: Die Zahlen beziehen sich auf den *prozessierten* Datensatz. Events: Zahl der *gelesenen* Ereignisse.

gleich mit den Daten herangezogen. Der errechnete Wirkungsquerschnitt liegt leicht über dem der anderen Monte-Carlo-Datensätze. (Gluon Strukturfunktion: MRS Set D^- (L215))

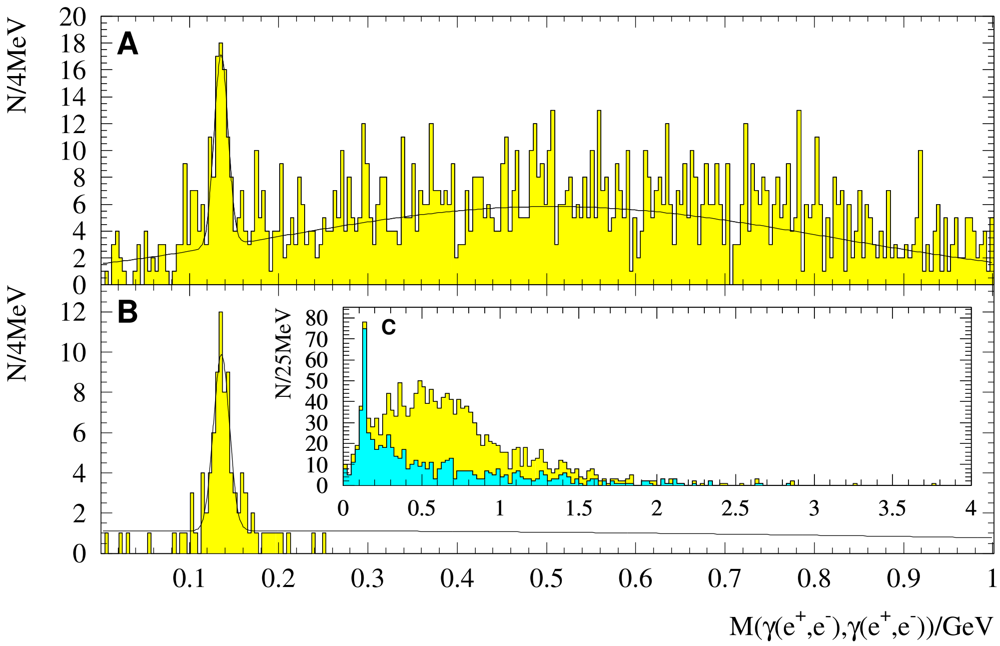
MC-ccR-ij-PY: Der Vollständigkeit halber werden auch über »resolved Photon« Prozesse erzeugte D^{*0}'s simuliert.

6.1.1 Eigenschaften der selektierten Ereignisse

Die folgenden Analysen beziehen sich im wesentlichen auf die Datensätze C93by und D93by. In D93by ist vorerst nur der Histogrammdatensatz von Interesse, da er die Eigenschaften der Ereignisse beschreibt, die von der ersten Selektionsstufe akzeptiert wurden. In Tabelle 6.2 sind einige der Eigenschaften zusammengestellt.

Einen ersten Einblick in diese Daten gewährt eine Betrachtung von Eigenschaften der konvertierten Photonen (Abb. 6.1, 6.3). Die räumliche Verteilung der Konversionsvertices, die von dem Akzeptanzverhalten der Spurkammern und der Produktionsverteilung bestimmt wird, sind in Bild 6.1 dargestellt. In Abbildung 6.1**A** ist die Streuwinkelverteilung Θ vor (in grau, linke Skala) und nach (in weiß, rechte Skala) der Selektion aufgetragen. Außer dem Fehlen des Anstiegs zu großen Winkeln zeigen die selektierten Ereignisse das gleiche Verhalten wie der volle Datensatz. Die Asymmetrie zu kleinen Winkeln wird durch die erhöhte Produktion von Photonen im Vorwärtsbereich des Detektors verursacht. Des weiteren erkennt man die beiden Akzeptanzbereiche der Jetkammern CJC1 und CJC2. Der Θ Winkelbereich, in dem diese Kammern ihre volle Sensitivität besitzen, ist in der Abbildung markiert und spiegelt sich im Verlauf der Verteilungen wider. Abb.6.1**B** zeigt die Verteilung des Winkels ϕ der Photonen. Da dieser Winkel transversal zur Strahlachse liegt, zeigt sich hier nur das Akzeptanzverhalten der Photonen. Die kammartigen, regelmäßigen Spitzen werden (siehe Abschnitt 5.3) von dem Material der radialen Wände der beiden Z-Kammern erzeugt. Ihre Positionen sind im Histogramm eingetragen. Die anderen Schwankungen werden durch insensitive Jetkammerbereiche erklärt. Wieder zeigt die graue Verteilung alle Daten und die weiße nur die Selektierten. Wesentliche Unterscheide sind nicht zu erkennen.

Der Einfluß der insensitiven Jetkammer-Regionen im Herbst 1993 auf die Rekonstruktionseffizienz ϵ_{c*r} für konvertierte Photonen wurde anhand der Simulation von einzelnen Photonen untersucht. In Abbildung 6.2 ist, für Photonen mit einem Impuls bis zu $2.1 GeV$, der Zusammenhang des Streuwinkels θ zu ϵ_{c*r} aufgetragen. In 6.2**A** fand eine vollständige Jetkammer und in



Datensatz	Normierung	Mittelwert/MeV	σ/MeV	$\chi^2(N_{FIT})$
Abb.6.4**A** Daten :π^0	14.27 ± 2.74	135.3 ± 1.3	7.8 ± 1.4	290.2(243)
Untergrund	5.83 ± 0.25	506.5 ± 14.5	312.0 ± 16.0	
Abb.6.4**B** MC: π^0	8.76 ± 1.12	135.8 ± 1.6	8.9 ± 1.6	7.34(34)
Untergrund	1.12 ± 0.25	151.3 ± 1173	987.5 ± 1420	
Literatur [18]		134.9743 ± 0.0008		

Abbildung 6.4: $M(\gamma,\gamma)$ für Daten (**A**, **C**) von 1993 (C93a + C93by) und simulierte isolierte π^0 (**B**). Die dunklere Verteilung in **C** genügt einem zusätzlich Schnitt auf den Winkel zwischen den beiden Photonen kleiner 45°. Die angepaßte Kurve besteht aus der Addition zweier Gaußkurven deren Parametern sind in der Tabelle aufgeführt sind.

6.2**B** die Situation im Herbst 1993 Eingang in die Simulationsparameter. Die beiden Verteilungen folgen zwischen 40° und 140° einer, aufgrund der Zylindersymmetrie der Materialverteilung erwarteten, $1/sin^2\theta$ Kurve. Eine Mittelung über einen Winkelbereich von 15° bis 165° ergibt:

$$\epsilon_{c*r} = 1.65\%$$

$$\epsilon_{c*r}(1993) = 1.29\%.$$

Die Figuren 6.3 zeigen die Impuls- und Transversalimpulsverteilungen der rekonstruierten Photonen. Die Verteilungen für die selektierten Daten (6.3**A**-**B** weiß) zeigen ein weicheres Impuls- und Transversalimpulsspektrum als der gesamte (grau) H1-Datensatz. Ein Vergleich mit Simulationen (Abb. 6.3**C**-**D**) verdeutlicht, daß die Photonen der gesuchten D^{*0}-Ereignisse genau dieses Verhalten zeigen.

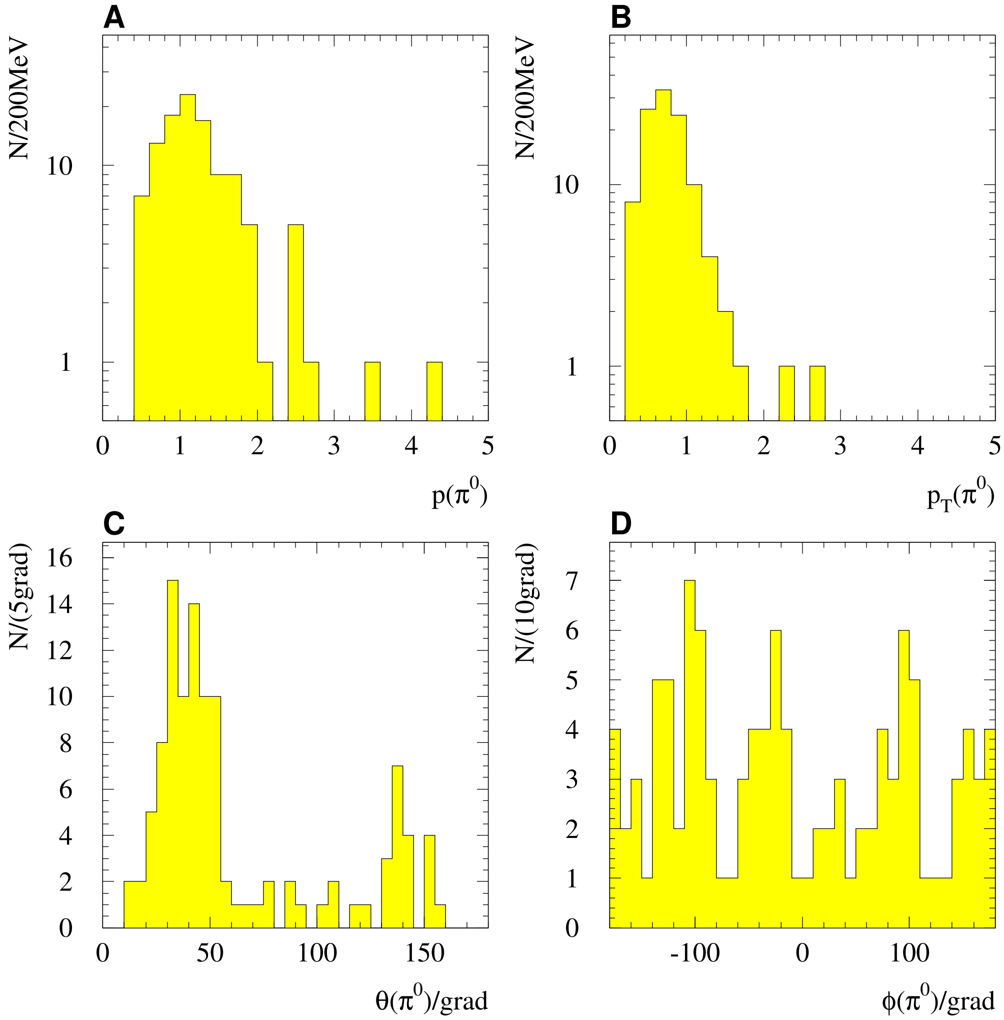


Abbildung 6.5: π^0 in den Daten von 1993: p und p_T Verteilung.

6.1.2 π^0-Mesonen

Das π^0-Meson zerfällt zu 98.798% in zwei Photonen [18]. Hinweise auf diesen Zerfall erhielten Carlson, Hooper und King 1950 durch die Beobachtung von (e^+,e^-)-Paaren, den Konversionprodukten der Photonen, in einer photographischen Emulsion bei der Untersuchung der kosmischen Strahlung [8] [9].

Genau diese Zerfallsmode, die Beobachtung von π^0-Mesonen über die Konversion der beiden Photonen, wird auch hier benutzt. Statt von einer photographischen Emulsion werden die zwei (e^+,e^-)-Paaren von der zentralen Jetspurkammer des H1-Experiments vermessen. Trägt man die invariante Masse zweier konvertierter Photonen in ein Histogramm ein, so erhält man die in Abbildung 6.4**A, C** gezeigte Verteilung.

Ein Peak bei der Masse der π^0-Mesonen, der Literaturwert beträgt 134.9743 MeV, ist

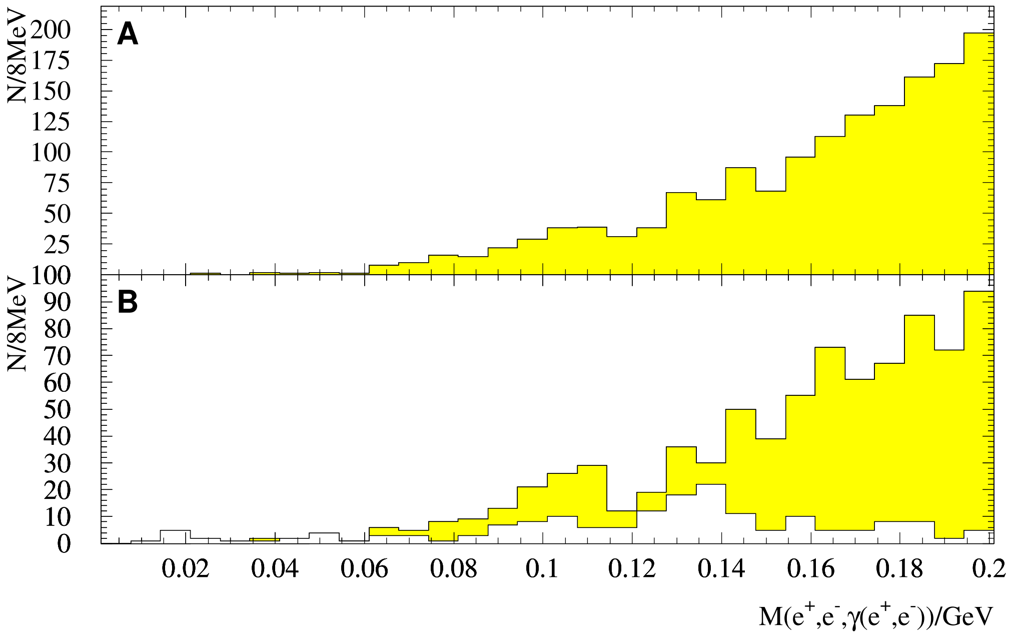


Abbildung 6.6: $M(\gamma_{konv}, e^+, e^-)$ für Daten von 1993 (C93by) **B**: Spuren nur aus den zentralen Spurkammern. Die überlagerte Verteilung (weiß) in **B** gibt $M(\gamma_{konv}, \gamma_{konv})$ für äquivalente Schnitt des gleichen Datensatzes wider.

klar zu erkennen. An die Verteilung wurde die Addition zweier Gaußkurven angepaßt, welche den π^0-Peak und Untergrund beschreiben sollen. Die Anpassung liefert für den π^0-Peak: $m(\pi^0) = (135.3 \pm 1.3)\ MeV$, $\sigma(\pi^0) = (7.8 \pm 1.4)\ MeV$, wobei die Fehlerangaben nur die statistischen Fehler benennen. Der Abbildung 6.4**C** wurde eine Verteilung mit einem zusätzlich Schnitt auf den Winkel zwischen den beiden Photonen kleiner 45° überlagert. Wie erwartet liegen die beiden Photonen aus dem π^0-Zerfall in einem engen Konus beieinander. Abbildung 6.5 zeigt die Impuls- und Transversalimpulsverteilung der π^0-Mesonen aus einem Bereich von $\pm 3\sigma$ des in Figur 6.4**A** abgebildeten Peaks.

Zu 1.198% zerfallen $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$. Dieses Verzweigungsverhältnis liegt sehr nahe bei der angenommenen Wahrscheinlichkeit von $\epsilon_{c*r} \approx 1.5\%$, Photonen über ihre Konversion nachzuweisen. In Abbildung 6.6 wurde $M(\gamma_{konv}, e^+, e^-)$ für hypothetische Teilchen mit über $400 MeV$ Impuls aufgetragen. In Figur **B** wurden nur Spuren aus den zentralen Spurkammern benutzt. Die überlagerte Verteilung (weiß) in **B** gibt $M(\gamma_{konv}, \gamma_{konv})$ für äquivalente Schnitte des gleichen Datensatzes wider. Es ist zu erkennen, daß kein signifikantes Signal aus dem enormen Untergrund, verursacht durch die Kombinationen geladener Spuren, zu extrahieren ist. Würde der Wert für die Wahrscheinlichkeit, Photonen über ihre Konversion nachzuweisen, jedoch weit unter dem über die Simulation ermittelten Wert liegen, so müßte eine solches Signal klar über dem $M(\gamma_{konv}, \gamma_{konv})$ hervortreten.

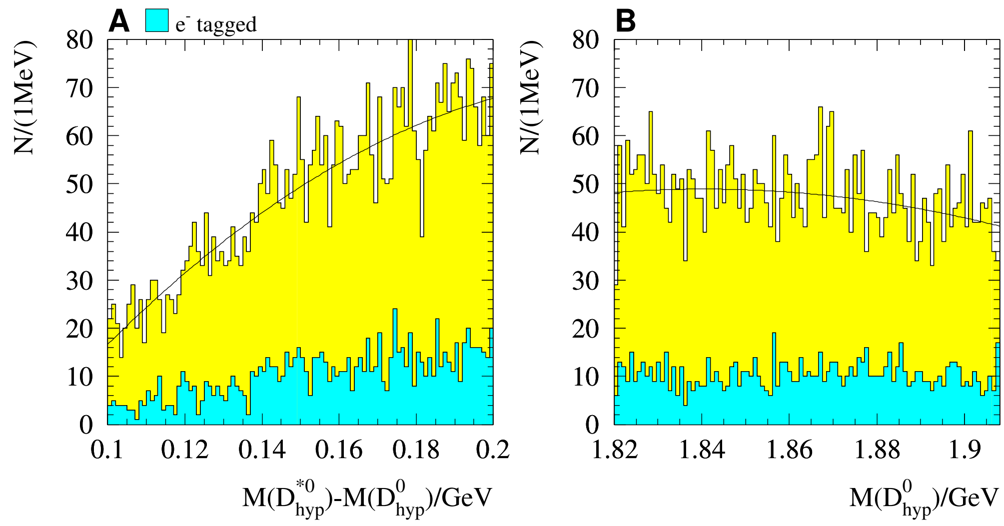


Abbildung 6.7: D^{*0}- und D^0-Massen in den Daten nach der ersten Analysestufe.

6.2 D^{*0}-Mesonen

Nach der ersten Analysestufe bleiben noch 2958 Ereignisse für die Suche nach D^{*0}-Mesonen übrig (siehe Tabelle 6.2). Dabei werden folgende, schon beschriebenen Schnitte angewendet:

$$p_{X^\pm} > 0.1 GeV$$

$$4^\circ < \theta_{X^\pm} < 176^\circ$$

$$Q(K) = -Q(\pi)$$

$$|M(K,\pi) - 1.864 GeV| < 0.044 GeV$$

$$0.1 GeV < M(\gamma, K, \pi) - M(K,\pi) < 0.2 GeV.$$

Die Schnitte zur Photonrekonstruktion sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Abbildung 6.7**A** zeigt die Verteilung der Massendifferenz zwischen dem hypothetischen D^{*0} und D^0 und 6.7**B** die D^0-Masse dieser Ereignisse. An die Verteilungen wurde ein Polynom zweiten Grades angepaßt.

In der folgenden zweiten Stufe der Analyse werden die Eigenschaften der Zerfallsprodukte des D^{*0}-Mesons genauer untersucht. Hierfür stehen weitere Meßgrößen zur Verfügung, insbesondere die von den zentralen Jet-Kammern gemessenen Spureigenschaften wie der Energieverlust dE/dx der Teilchen oder die Zahl der Meßpunkte N_{hit}. So erhöht die Forderung $N_{hit}(e^\pm) > 10$ die Qualität der Photonrekonstruktion ohne große Verluste ($\approx$ 8%). In einem Winkelbereich von $\theta < 10^\circ$ können Spuren nicht mit der erforderlichen Qualität rekonstruiert werden. Weiche dE/dx Schnitte sind in der Region, in der eine Teilchenidentifikation möglich ist, nützlich, um falsche Hypothesen zu verwerfen. Die resultierenden Histogramme 6.8 entstehen unter folgenden Schnitten:

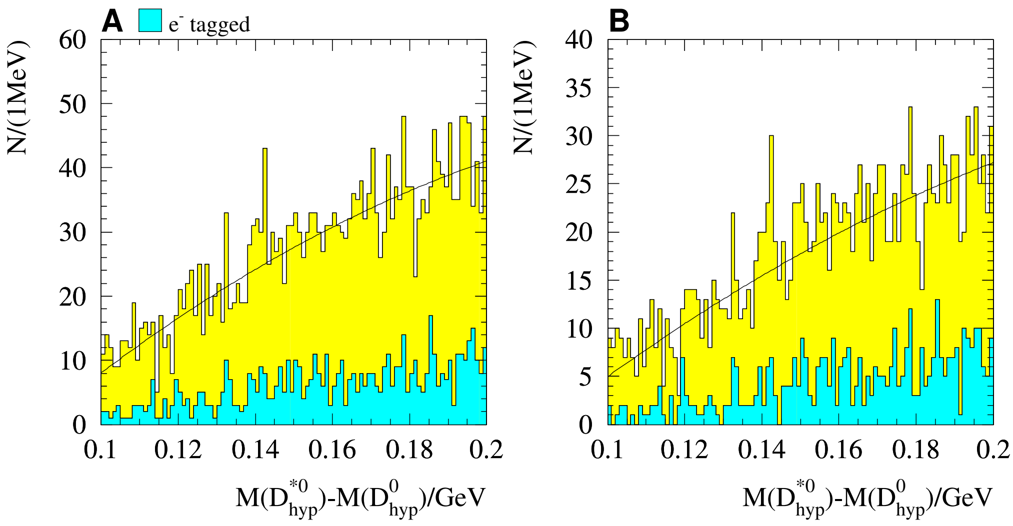


Abbildung 6.8: Daten 1993: $M(D^{*0}) - M(D^0)$ **B**: zusätzlich mit allen dE/dx Schnitten.

Histogramm 6.8**A**:

$N_{hit}(e^{\pm}) > 10$

$\theta > 10^{\circ}$

Histogramm 6.8**B**:

$N_{hit}(e^{\pm}) > 10$

$0 < dE/dx(e^{\pm}) < 2$ (siehe Abb.4.19)

$\theta > 10^{\circ}$

für Jet-Kammerspuren:

$dE/dx(K^{\pm}) < 1.9$ für $p(K^{\pm}) > 0.575GeV$ (siehe Abb.4.18)

$dE/dx(K^{\pm}) > 1.82$ für $p(K^{\pm}) < 0.330GeV$

$0.2 < dE/dx(K^{\pm}) < 5$

$0.2 < dE/dx(\pi^{\pm}) < 2.0.$

Selbstverständlich gibt es für den Nachweis von konvertierten Photonen eine untere Impulsschwelle. Diese wird aus der Impulsverteilung 6.3**A** zu ca. $100MeV$ abgelesen (die ersten zwei Bins des Histogramms). Somit folgt aus dem minimalen Impuls von $100MeV$ für das Photon und der Kinematik des D^{*0}-Zerfalls, daß die K-Mesonen aus diesem Zerfall fast immer einen Impuls über $500MeV$ tragen. Deshalb wird durch einen Schnitt auf den Impuls des K-Mesons das Signal nicht weiter verkleinert. Der »kombinatorische« Untergrund, hervorgerufen durch die hohe Multiplizität der Niederenergiespuren, wird jedoch spürbar verringert. Die Histogramme 6.9 unterliegen zusätzlich einem Schnitt von $p(K) > 500MeV$ (gegenüber Abb. 6.8).

An der Stelle von $M(D^{*0}) - M(D^0) = 0.1452GeV$ wird das gesuchte Signal erwartet. In Abbildung 6.9 ist an dieser Stelle eine erhöhte Aktivität auszumachen. Eine probeweise Erstellung

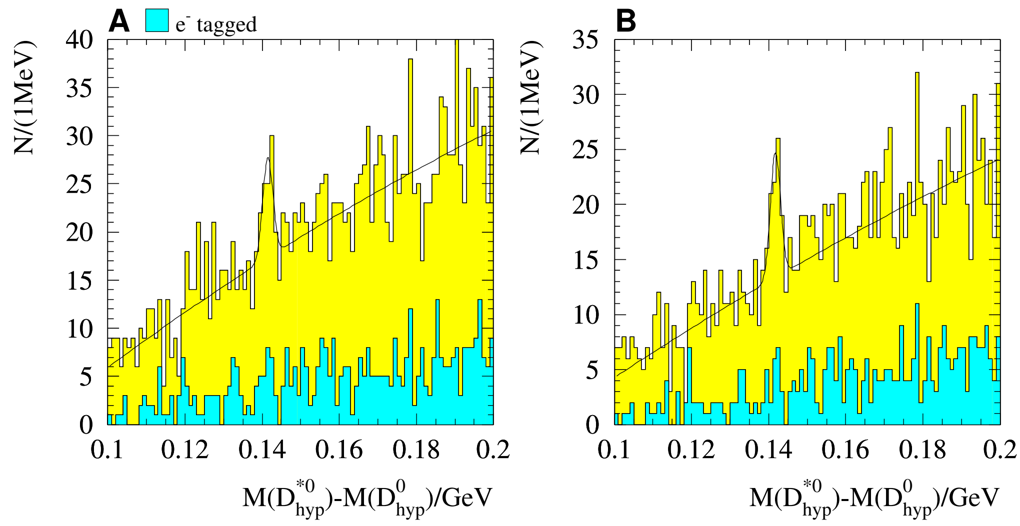


Abbildung 6.9: Daten 1993: $M(D^{*0}) - M(D^0)$, $P(K) > 500 MeV$ **B**: zusätzlich mit allen dE/dx Schnitten.

der Verteilungen 6.9 in einem feineren »Binning« bestätigt diese Häufung. Aufgrund der Mehrfachkombination von Teilchenimpulsvektoren, bewirkt durch Kaon- und Pion-Massenhypothese, sind die Fluktuationen in diesem Histogramm nicht gaußverteilt. Zerfällt das D^{*0} in Ruhe, kann es sogar zwei Einträge im gesuchten Peak verursachen. Es wurde ausgeführt, daß die vorgestellte Analyse auf den Spurparametern aufsetzt, welche in den »DST-Datensätzen« eingetragen sind. Die Ermittlung dieser Spurparameter aus den Meßpunkten durch »H1rec«, welche für die »DST-Daten« zum Zeitpunkt ihrer Produktion zentral in Hamburg geschah, hat mit der Zeit vielfältige Weiterentwicklungen und Veränderungen erfahren. Untersuchungen der Auswirkungen dieser Veränderungen von »H1rec« auf die Rekonstruktion von konvertierten Photonen konnten keine Verbesserungen der Photonenrekonstruktion bestätigen.

Ungeachtet möglicher Vorbehalte bezüglich der Interpretation kann ein Polynom zweiten Grades zuzüglich einer Gaußverteilung an die Verteilung anzupassen (siehe Abb.6.9):

$$f(M) = c_1\, e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{M-c_2}{c_3}\right)^2} + c_4 + c_5 M + c_6 M^2 \tag{6.1}$$

	Abb.6.9**A**	Abb.6.9**B**
c_1	10.399±3.9840	11.504±3.9743
c_2/GeV (Mittelwert)	0.1415±0.00058	0.1418±0.00048
c_3/GeV (σ)	0.00131±0.00043	0.00128±0.00041
c_4	−28.342±3.1131	−22.031±2.7376
$c_5 * GeV$	391.03±42.052	295.18±36.853
$c_6 * GeV^2$	−481.51±150.79	−321.16±131.83
$\chi^2(N_{FIT})$	0.8640(100)	0.9541(100)

Die ermittelten Werte für den Mittelwert c_2 (Literatur: $0.1425 \pm 0.0013 GeV$ [18]) und σ c_3 widersprechen nicht dem gesuchten Signal. Die Breite von σ liegt, bedingt durch den Auftrag der

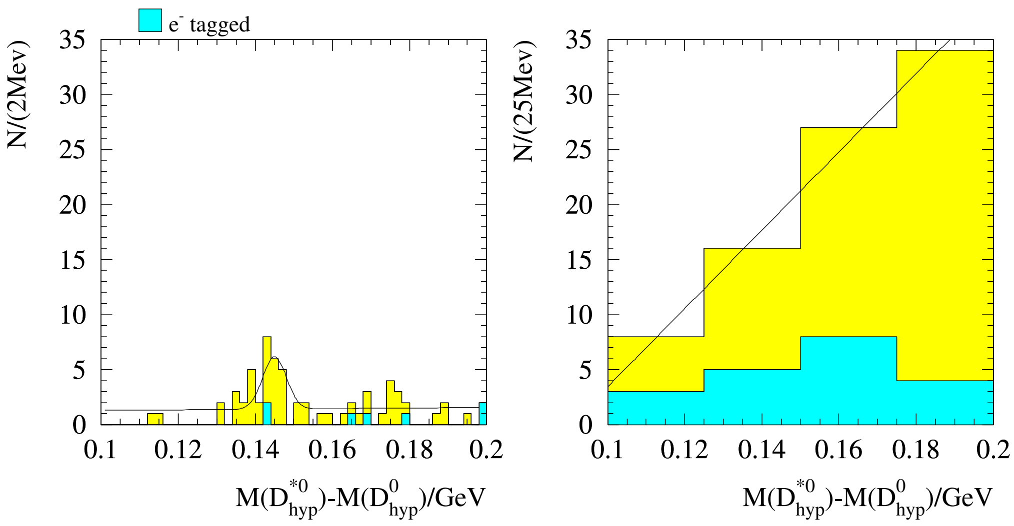


Abbildung 6.10: Monte-Carlo Ereignisse: **A**: Selektierte D^{*0} Ereignisse aus 1000000 $c\bar{c}$-Ereignissen (Datensatz MC-cc-ij-PY) **B** 80000 Allgemeine $c\bar{c}$-Ereignisse (Datensatz MC-cc-PY-all).

Massendifferenz, im erwarteten Rahmen. Im folgenden werden die Schnittkriterien weiterbenutzt, die zur Verteilung 6.9**B** führten.

Ein erster Vergleich mit den Simulationen dämpft die anfängliche Euphorie. In Abbildung 6.10**A** ist die Differenz der invarianten Massen für die selektierten Events der Simulation MC-cc-ij-PY aufgetragen. Die Darstellung entspricht somit einer etwa dreimal so hohen Luminosität wie die aufgezeichneten Daten (Abb.6.9**B**). Der allgemeine $c\bar{c}$-Datensatz MC-cc-PY-all (Abb.6.10**B**) beinhaltet nur ca. 2/25 des Selektierten (Abb.6.10**A**). Um die Proportionen dennoch zu verdeutlichen ist deshalb im Histogramm 6.10**B** das Binning diesem Verhältnis entsprechend gröber gewählt. Da die Photonkonversion in der Detektorsimulation behandelt wird, sind Simulationen mit hoher Statistik enorm Rechenzeitaufwendig. Es müssen etwa hundertmal soviele Ereignisse vollständig simuliert werden wie schließlich in die Analyse eingehen. Bei dem Vergleich von Abb.6.10**B** mit Abb.6.9**B** fällt der steilere Anstieg in der Simulation auf.

Die Arbeitshypothese eines D^{*0}-Signals kann somit nur weiter aufrecht erhalten werden, wenn entweder der Wirkungsquerschnitt $\sigma(c\bar{c})$ weit über dem Simulationswert liegt oder die Konversionsrate im Experiment höher als im Detektor-Monte-Carlo ist. Ein erhöhter Wirkungsquerschnitt sollte geringere Auswirkungen auf die Form des Untergrunds (Abb.6.10**B**) haben als eine erhöhte Photonmultiplizität. Die erwähnten Unwägbarkeiten in »H1sim« und »H1rec« machen den Vergleich von Daten und Simulationen nicht einfacher.

Wird die Arbeitshypothese weiter verfolgt und versucht, die Ereignisse in dem Häufungspunkt weiter zu untersuchen, so können, mit einem Fensterschnitt von etwa 3σ um den Literaturwert von $\Delta M = 0.1425 GeV$:

$$0.138 GeV < \Delta M < 0.147 GeV,$$

die Ereignisse von Interesse isoliert werden. Die interessante Region ist in Abbildung 6.11**C** grau schattiert und enthält insgesamt 161 Einträge. Aus der Anpassung (Gleichung 6.1) kann der

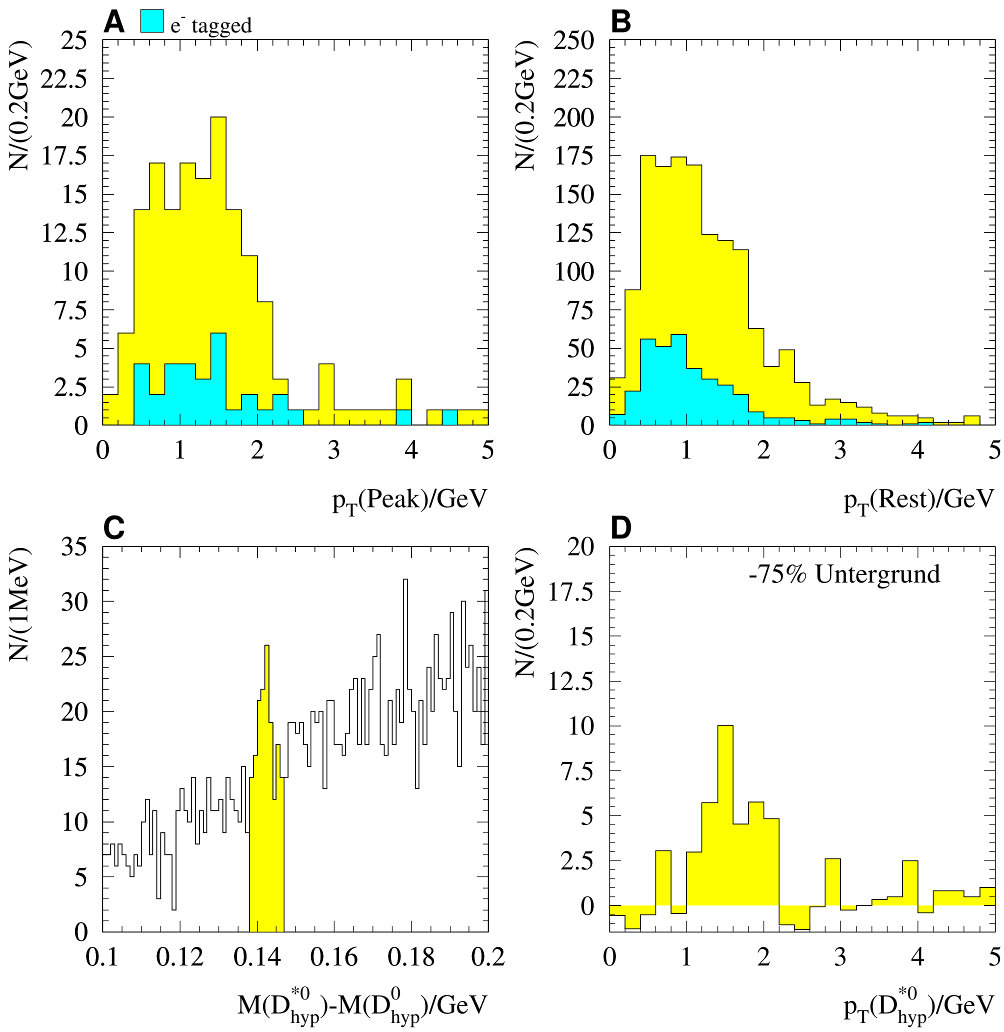


Abbildung 6.11: Daten 1993: $p_T(D^{*0})$ und Untergrund.

Anteil der Gaußkurve zu 37 ± 13 Einträgen bestimmt werden. Somit befinden sich in der ausgesuchten Region etwa 75% »Untergrund«.

Abbildung 6.11**A** zeigt die Transversalimpuls-Verteilung für alle D^{*0}-Hypothesen der ausgewählten Region (**C** grau), Abbildung 6.11**B** die für alle (**C** grau+weiß) Einträge, also für den »Untergrund«. Skaliert man diese Verteilung auf 75% der Verteilung der interessanten Region und zieht sie von der Verteilung 6.11**A** ab, so erhält man die Transversalimpuls-Verteilung für das vermeintliche Signal 6.11**D**. Wundersamerweise zeigt diese klar eine Häufung bei der Masse des Charm-Quarks, wie in Abschnitt 1.5 auf Seite 7 für Charm-Ereignisse gefordert (siehe auch [20] und [23]). Wird zur Überprüfung die Zahl der Einträge im »Signal« nach einem $p_T(D^{*0}) > 0.8GeV$ Schnitt ermittelt, so wird ein Wert von $N = 32 \pm 10$ gefunden. Somit ist ein weiteres Anzeichen dafür gefunden, daß es sich um ein Signal handelt. Der Vollständigkeit

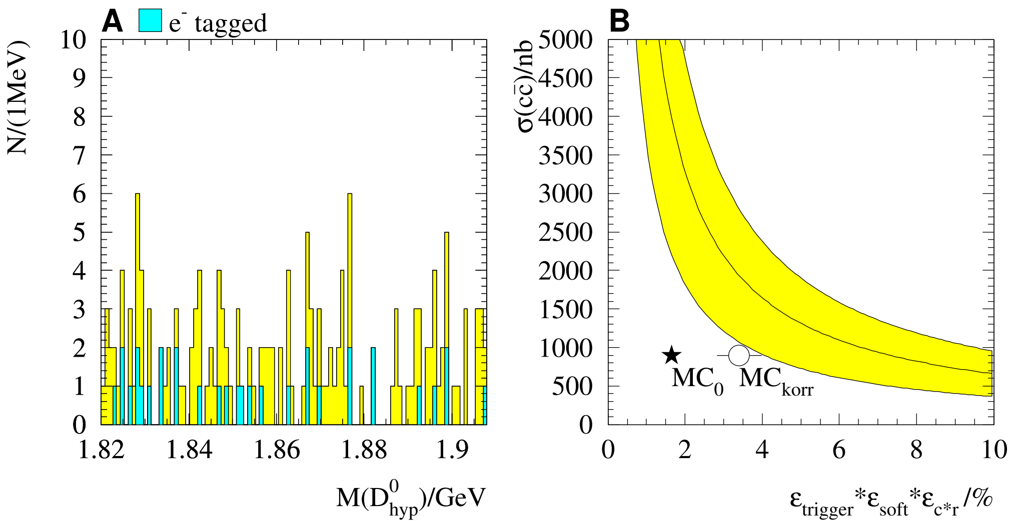


Abbildung 6.12: **A**: $M(D^0)$ des hypothetischen Signals; **B**: Wirkungsquerschnittsabschätzungsversuch für eine unter Grenze des Charm-Wirkungsquerschnitts. $\star$, $\bigcirc$: Monte-Carlo Datensatz MC-cc-ij-PY vor und nach der Korrektur.

halber ist das $M(D^0)$ Verhalten des »Signals« in Abbildung 6.12**A** aufgetragen, aus dem wie zu erwarten keine neue Aussage zu gewinnen ist.

Aus der Höhe des bei der Simulation der selektierten Ereignisse (Datensatz MC-cc-ij-PY) gefundenen Signals läßt sich das Verhältnis von Charm-Produktion zu Signal ermitteln. Dieses sollte sich bis auf einige Faktoren

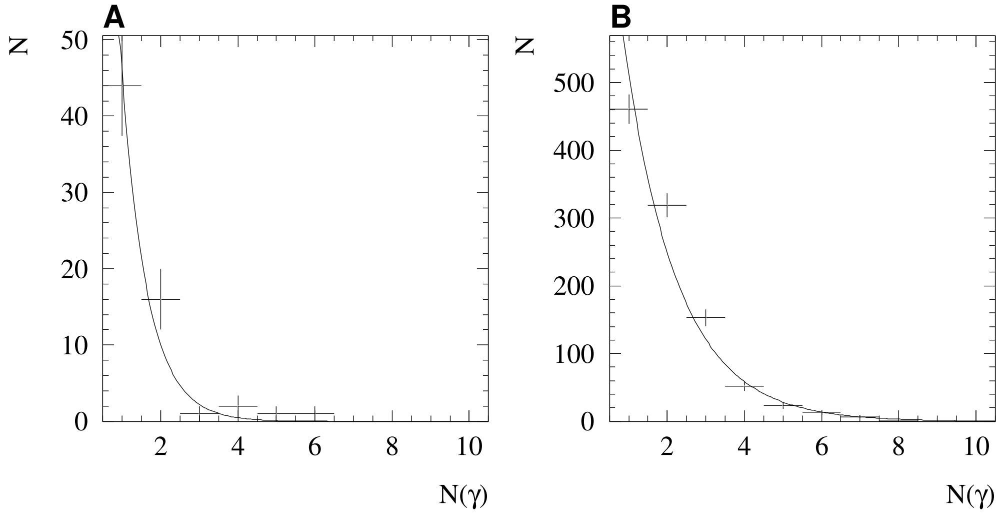
ϵ_{c*r} Konversionsrate incl. Rekonstruktionseffizienz,

ϵ_{soft} Unsicherheiten in MC-CENT-Kalibration und H1rec-Trackrekonstruktion,

$\epsilon_{trigger}$ Jet-Kammer und H1-Trigger-(In)effizienzen,

auf die Daten übertragen lassen. Da die Zahl der wiedergefundenen Monte-Carlo D^{*0}-Ereignisse proportional zu ϵ_{c*r} ist, ist es möglich, die in Abbildung 6.12**B** gezeigte Korrelation zu zeichnen. Alle Unbekannten wurden dabei in die ϵ-Faktoren gepackt. Die graue Fläche gibt eine untere Grenze des rein statistischen 1σ-Bereichs an. Eine obere Schranke wird wegen der geringen Statistik des »Signals« in Zusammenhang mit der Unbekannten $\epsilon_{trigger}$ nicht diskutiert. Die Begrenzung der grauen Fläche nach oben rechts ist also willkürlich. Die Markierung des Monte-Carlo Signals mit einem Stern in der Fläche verdeutlicht die Diskrepanz zwischen Daten und Simulation.

Unsicherheiten durch die Gluonstrukturfunktion im Wirkungsquerschnitt $\sigma(c\bar{c})$ lassen auch Werte oberhalb des Monte-Carlo Werts zu. Zur Erklärung des »Signals« in den Daten würde jedoch, wie in Abbildung 6.12**B** veranschaulicht, zusätzlich eine erhöhte Konversionsrate ϵ_{c*r} von Nöten sein, zumal die Simulationen die Detektorineffizienzen des Jahren 1993 nicht enthalten.



	Konstante k	Exponent c	$\chi^2(N_{FIT})$		Konstante k	Exponent c	$\chi^2(N_{FIT})$
A	5.330±0.3621	−1.512±0.253	1.66(6)	B	6.961±0.0536	−0.722±0.0217	5.88(8)

Abbildung 6.13: Zahl der rekonstruierten Photonen pro Ereignis: für die Ereignisse in **A**: Abb.6.10**B** (Monte-Carlo Datensatz MC-cc-PY-all) und **B**: Abb.6.9**B** (Daten 93). Die Tabelle zeigt die Parameter der Anpassung einer Exponentialfunktion $N = \exp(k + c \cdot N(\gamma))$.

Infolge der durchgeführten D^{*0}-Analyse bietet sich die Möglichkeit, die Werte von ϵ_{c*r} der Daten und der Simulation zu vergleichen. Grundlage hierfür ist die Annahme, daß durch die Ereignisauswahl die Ereignisse in der Verteilung 6.9**B** (Daten) vom selben topologischen Typ sind wie die Simulationen MC-cc-PY-all in der Verteilung 6.10**B**. Die Annahme wird von den gezeigten Verteilungen für die beiden Datensätze gestützt. Abbildung 6.13**A** zeigt eine Auftragung der Anzahl der gefundenen Konversionen pro Ereignis für die Simulation, Abb.6.13**B** für die Daten. Das Verhältnis der Exponenten der angepaßten Exponentialfunktionen gibt nun Auskunft über das Verhältnis der Konversionsraten von Daten zu Simulationen:

$$\frac{\epsilon_{c*r}(\text{Daten93})}{\epsilon_{c*r}(\text{MC92})} = 2.09 \pm 0.35(\text{stat.}).$$

Wird der Monte-Carlo Punkt in der Korrelation 6.12**B** (Stern) um diesen Faktor korrigiert 6.12**B** (Kreis), so berührt der Simulationspunkt (6.12**B** Kreis) die untere Grenze der 1σ-Fläche. Es folgt ein Wert von

$$\epsilon_{c*r}(93) = 3.4\% \pm 0.6\%(\text{stat.}).$$

Weitere Interpretationen der Abbildung 6.12**B** werden unterlassen. Eine Entscheidung über das »Signal« ist nur mit höherer Statistik möglich.

Mit einigen Bildern von ausgewählten Ereignissen läßt sich eine Verwandtschaft zwischen Daten aus dem hypothetischen Signal und der Simulationen veranschaulichen. In den Abbildungen 6.14 bis 6.19 folgt jedem Ereignis aus den Daten des Jahres 1993 das Bild einer Simulation mit ähnlicher Charakteristik aus dem Datensatz MC-cc-ij-PY. In den Bildunterschriften werden die Spuren der D^{*0}-Zerfallsprodukte bezeichnet sowie die Koordinaten des Konversionsvertices genannt.

Die Bilder 6.14 und 6.15 zeigen den seltenen Fall, bei dem das gestreute Elektron vom rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (BEMC) identifiziert wird. In Abb. 6.14 führen beide Massenzuordnungen zu einem Signal, so daß nicht entschieden werden kann, ob es sich um Teilchen oder Antiteilchen handelt. Das hypothetische D^{*0} ist möglicherweise in Ruhe zerfallen.

In einigen glücklichen Fällen kann das gestreute Elektron im Luminositäts-Detektor des Experiments (Etagger) gefunden werden. Beispiele hierfür zeigen die Darstellungen 6.16 und 6.17. In diesen Ereignissen sind Ansätze einer Jet-Struktur erkennbar.

Das letzte Paar, Abbildung 6.18 und 6.19, gibt einen Eindruck von der typischen Charm-Signatur: eine größere Anzahl von geladenen Spuren und eine recht geringe Energiedeponierung im Kalorimeter. Ereignisse, bei denen keine Spuren in der rückwärtigen Hemisphähre des H1-Detektors zu finden sind, können noch schlechter von Strahl-Restgas- oder Strahl-Strahlrohr-Ereignissen unterschieden werden.

Den Hinweisen für eine D^{*0}-Signal gilt es in Zukunft mit größerer Statistik und einem besseren Verständnis der Spurkammern und Rekonstruktion nachzugehen. Mit weiteren Schnitten sollte es, bei der erwarteten Luminosität, möglich sein eine »reines« Signal zu extrahieren, das sich zur Bestimmung der Gluon-Strukturfunktion eignet.

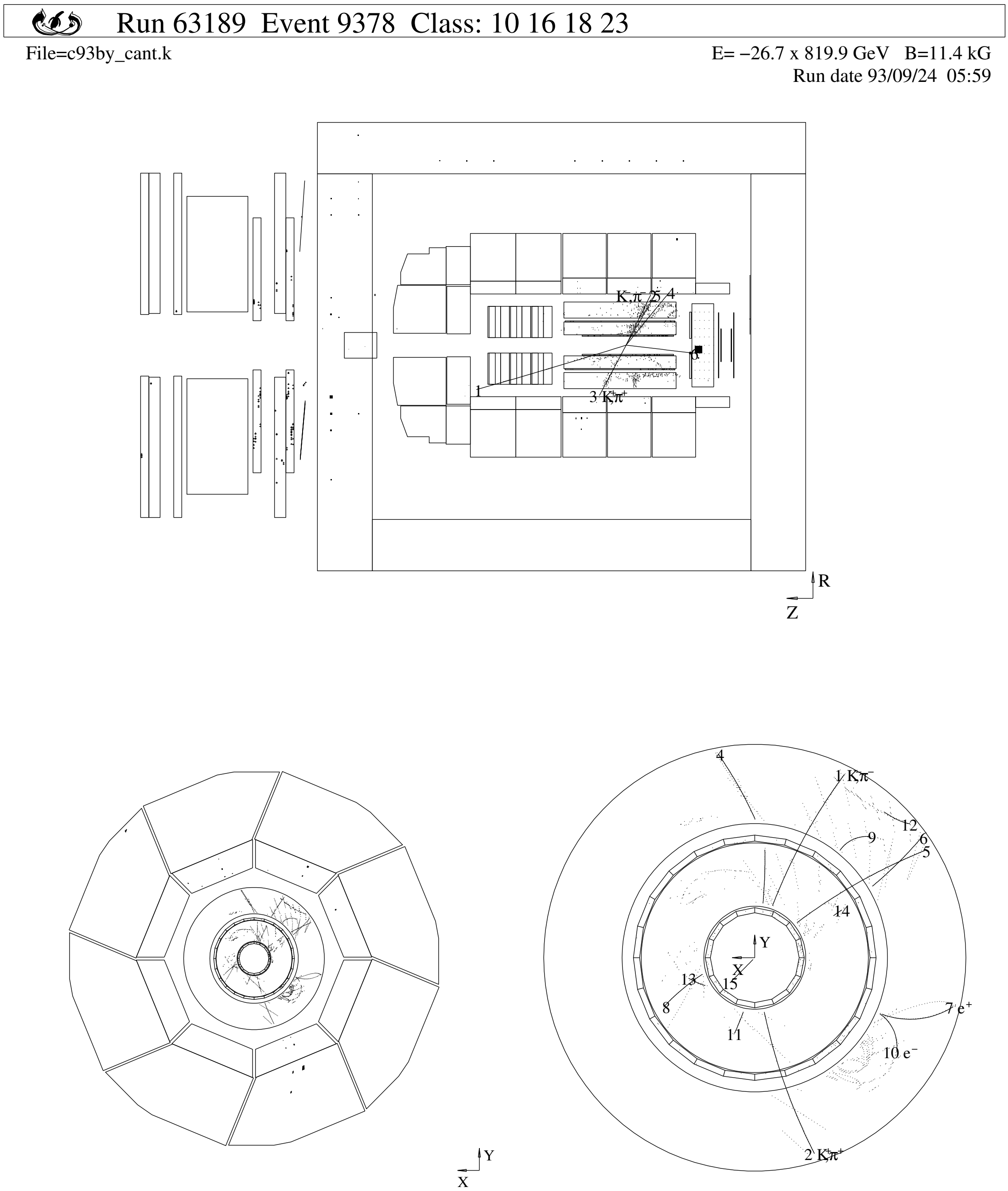


Abbildung 6.14: Ereignisbild Run 63189 Event 9378 Seitenansicht: K, π Spur (2,3). Radiale Ansicht: K, π Spur (1,2), γ Spur (7,10) $\Delta M = (0.1435, 0.1434) GeV$, $V_\gamma = (-48.0, -21.1, -26.0)$.

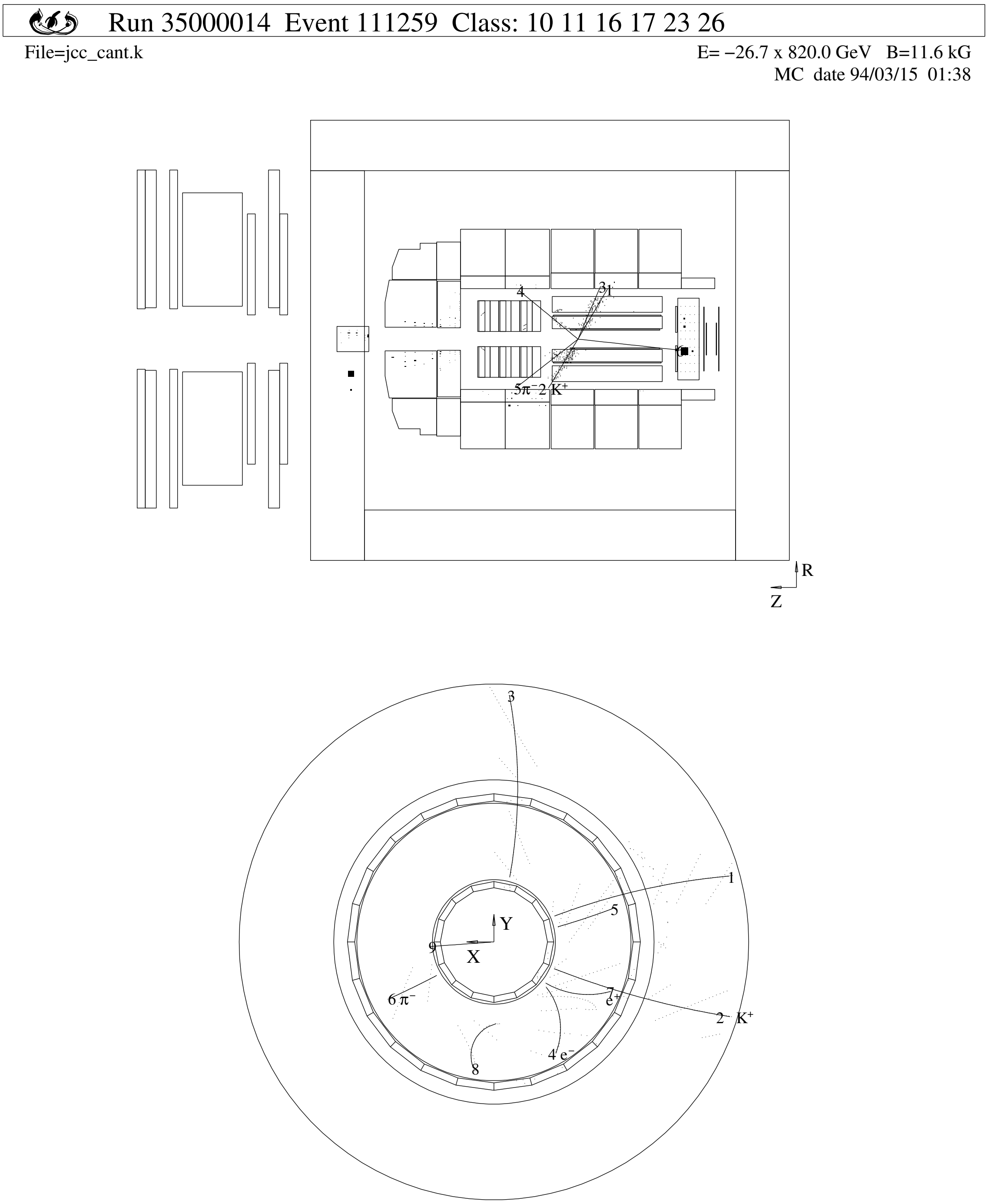


Abbildung 6.15: Monte-Carlo Ereignisbild Run 35000014 Event 111259 Seitenansicht: K^{+} Spur 2, π^{-} Spur 5. Radiale Ansicht: K^{+} Spur 2, π^{-} Spur 6, γ Spur (4,7) $\Delta M = 0.1395 GeV$, $V_{\gamma} = (-13.8, -11.2, 63.3)$.

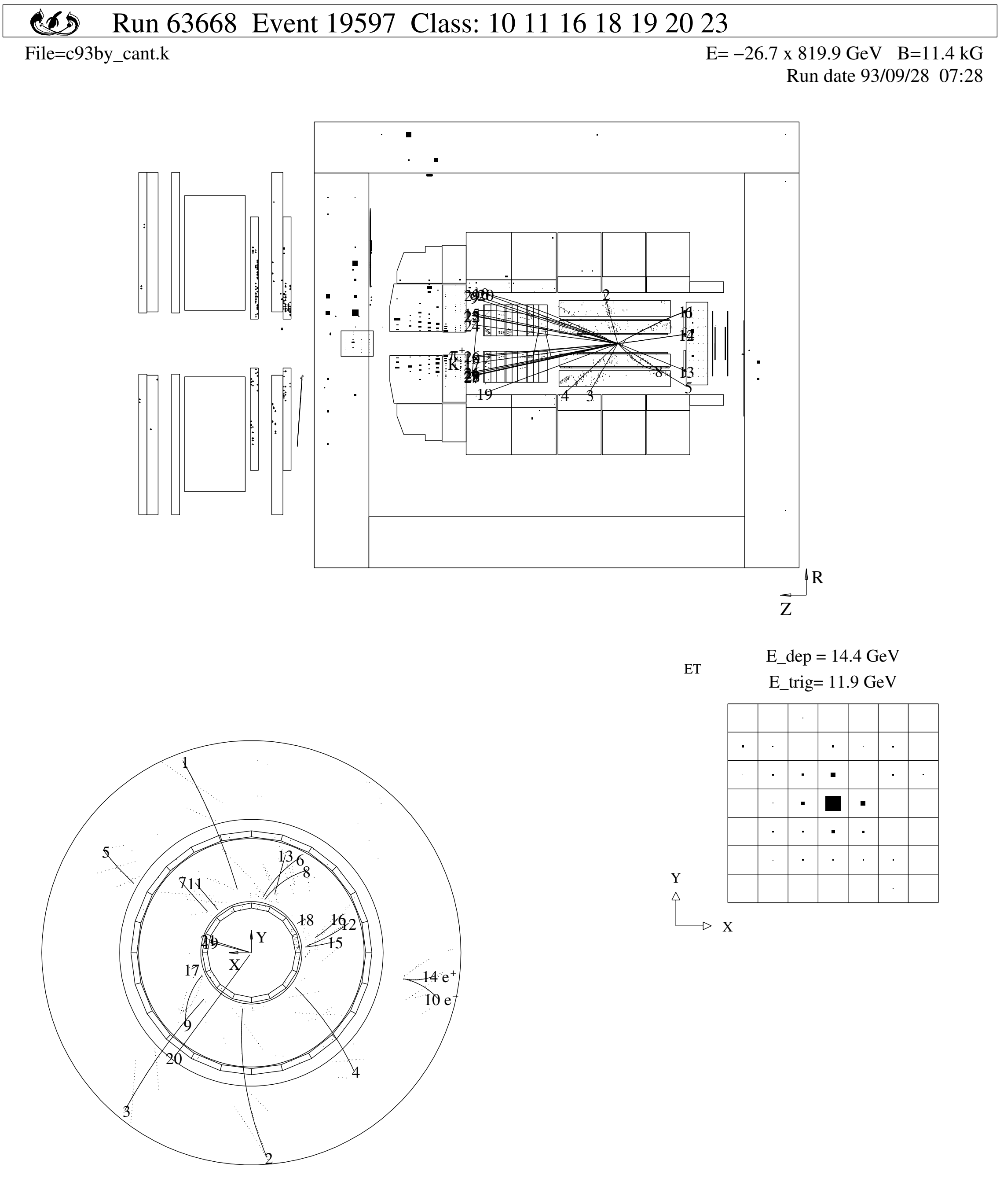


Abbildung 6.16: Ereignisbild Run 63668 Event 19597 Seitenansicht: K^- Spur 17 $p(K^-)$ = $(-0.162, -0.557, 2.601)$, π^+ Spur 26 $p(\pi^+)$ = $(-0.144, -0.013, -0.275)$. Radiale Ansicht: γ Spur (10,14) $\Delta M = 0.1373 GeV$, $V_\gamma = (-61.1, -10.3, 83.8)$.

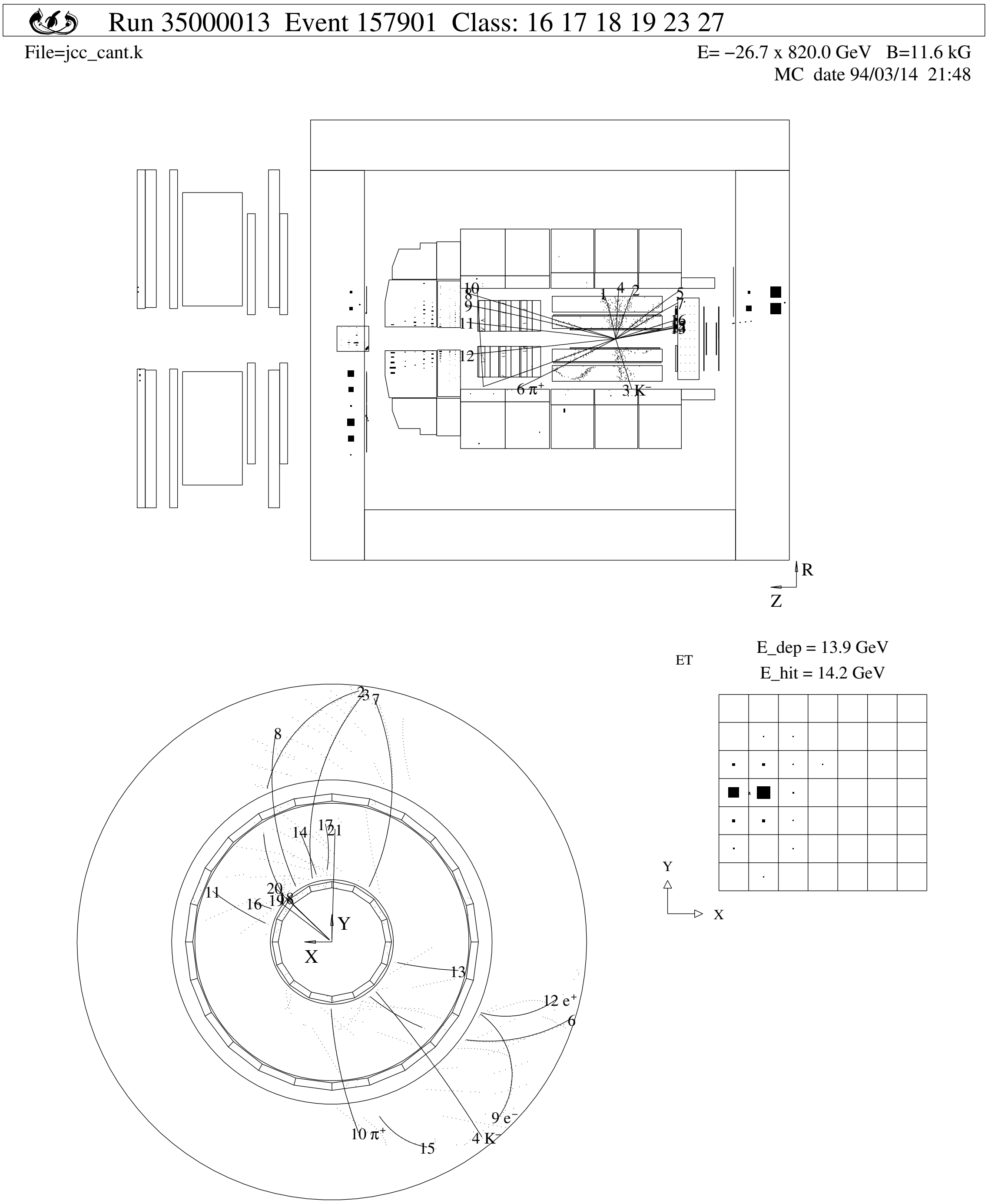


Abbildung 6.17: Monte-Carlo Ereignisbild Run 35000013 Event 157901 Seitenansicht: K^- Spur 3, π^+ Spur 6. Radiale Ansicht: K^- Spur 4, π^+ Spur 10, γ Spur (9,12) $\Delta M = 0.1426 GeV$, $V_\gamma = (-45.6, -21.7, 23.4)$.

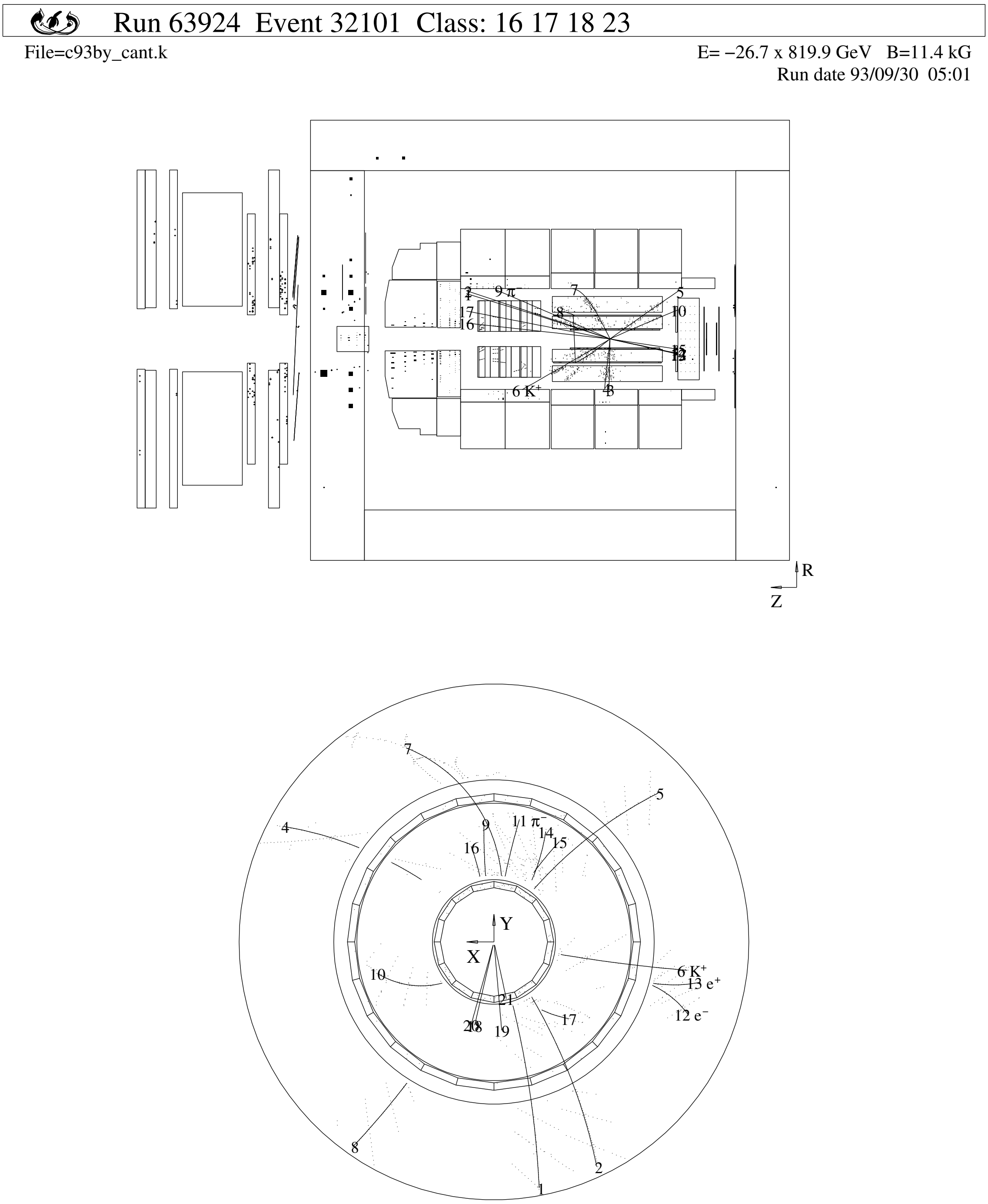


Abbildung 6.18: Ereignisbild Run 63924 Event 32101 Seitenansicht: K^+ Spur 6, π^- Spur 9. Radiale Ansicht: K^+ Spur 6, π^- Spur 11, γ Spur (12,13) $\Delta M = 0.1384 GeV$, $V_\gamma = (-47.8, -12.7, 70.6)$.

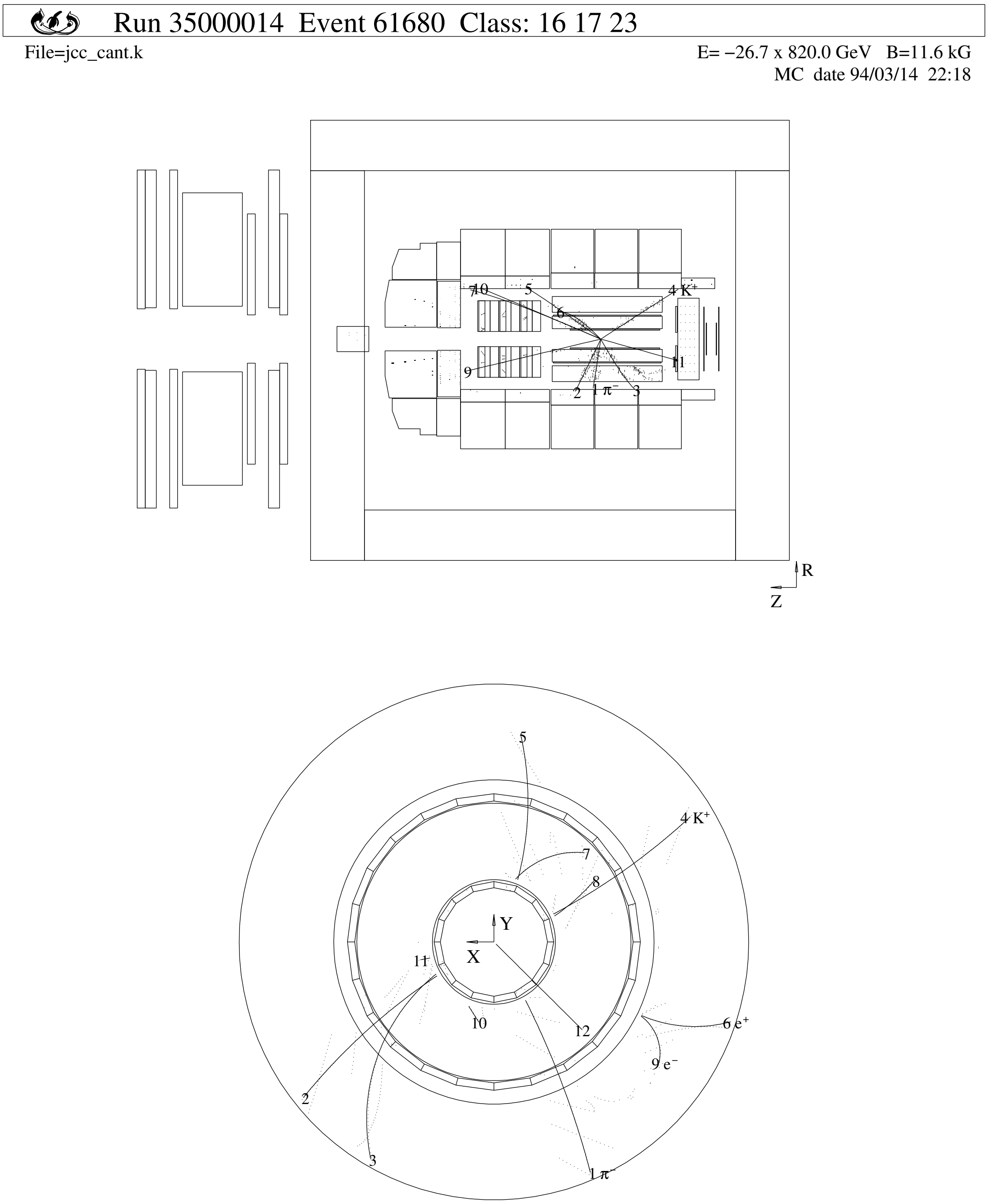


Abbildung 6.19: Monte-Carlo Ereignisbild Run 35000014 Event 61680. Seitenansicht: K^+ Spur 4, π^- Spur 1. Radiale Ansicht: K^+ Spur 4, π^- Spur 1, γ Spur (9,6) $\Delta M = 0.1425 GeV$, $V_\gamma = (-46.5, -22.9, -49.7)$.

7 Zusammenfassung

In der Elektron-Proton-Kollision bei Hera werden schwere Quarks, wie das Charm-Quark, in niedrigster Ordnung über den Prozeß der Photon-Gluon-Fusion erzeugt. Die Vermessung dieses Prozesses kann Aufschluß über die gluonische Struktur des Protons geben. Bei einem Wirkungsquerschnitt von $\mathcal{O}(1\,\mu b)$ scheint auch eine Suche nach seltenen oder verbotenen Zerfällen aussichtsreich zu sein.

Schwere angeregte Mesonen zerfallen häufig radiativ unter Aussendung eines relativ niederenergetischen Photons. So auch $D^{*0} \to D^0\,\gamma$, wobei sich der $D^0 \to K^-\pi^+$ Kanal für die Untersuchung anbietet. Die Rekonstruktion des Impulses der Photonen, die an der Nachweisschwelle des elektromagnetischen Kalorimeters des H1-Experimentes liegen, wird aus ihren Konversionsprodukten innerhalb des Spurkammersystems vollzogen. Untersuchungen des Auflösungsvermögens von Konversionsvertices wurden an den konstruktionsbedingten Dichteschwankungen im Spurkammersystem durchgeführt. Das Detektormodell der H1-Geant-Simulation liefert für diese Prozesse nur eine ungenaue Beschreibung. Dies führt leider zu einer eingeschränkten Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit den Simulationsrechnungen. Die Auflösung des Photonenimpulses der konvertierten Photonen wurde mit Hilfe der invarianten Massenverteilung von Doppelkonversionen aus dem π^0 Massenpeak abgeschätzt.

Für diese Untersuchung wurden die Daten der ersten anderthalb Betriebsjahre des H1-Experimentes am Beschleunigerring Hera ausgewertet. Den vorbereitenden Untersuchungen lag eine, für diesen Zeitraum erwartete, integrierte Luminosität von 50–100pb^{-1} zugrunde. In den schließlich auswertbaren 320nb^{-1} wurden Anzeichen für ein D^{*0}-Signal mittels der ΔM-Methode gefunden. Aufgrund der erwähnten Ungenauigkeit des Simulationsmodells zeigen Vergleiche mit Simulationsrechnungen starke Divergenzen in Bezug auf Höhe und Signifikanz eines Signals bezüglich der untersuchten Luminosität. Unter speziellen Annahmen lassen sich die Konversionsraten von Simulation und Experiment anhand von Mehrfachkonversionen vergleichen. Berücksichtigt man den ermittelten Korrekturfaktor für die Konversionsrate in der Simulation, so läßt sich das Anzeichen für ein D^{*0}-Signal mit einem gegenüber der Simulation leicht erhöhten Charm-Wirkungsquerschnitt beschreiben. Den Hinweisen für ein D^{*0}-Signal gilt es in Zukunft mit größerer Statistik und einem besseren Verständnis der Spurkammern und Rekonstruktion nachzugehen.

A Exkurs: Software

Computersysteme unterliegen in der heutigen Zeit einer schnellen Entwicklung. So wurde im Frühjahr 1991 am III. Physikalischen Institut der Aufbau eines Unix Rechner–Clusters diskutiert. Seit kurzem existierte in der Physik eine DECstation[1] 3100 neben dem VAXcluster. Um die Nützlichkeit des bis dahin von H1 nicht unterstützten Betriebssystem Unix[2] und der RISC–CPU–Architektur zu überprüfen, wurde eine Testinstallation der gesamten H1-Detektorsimulationssoftware angestrebt. Nach dem erfolgreichen Test (siehe [15]) wurde der Aufbau des acds–yp–Clusters[3] in Angriff genommen. Heute besteht der Cluster aus 21 Maschinen und wird von vielen Gruppen aller physikalischen Institute genutzt.

Mit der Zeit wurden DECstation–Versionen für alle benötigten Softwarepakete erstellt und über CMZ[4] der allgemeinen H1-Softwareverteilung zugeführt. Eine zentrale Rolle nahm die fpack–Bibliothek ein, welche die Datenkonversion zwischen den unterschiedlichen Zahlendarstellungen auf den verschiedenen Rechnertypen übernimmt. Da DECstations eine »besondere« Form der Zahlendarstellung benutzen, IEEE[5]–Floatingpoint–Zahlen und Integers vom VAX–Typ[6], wurde ein eigenes fpack-Format für diesen Maschinentyp eingeführt. In Zusammenarbeit mit P. Binko und Z. Szkutnik wurde dies und ein »fpack–file–server« für die DECstations erstellt. Der »fpack–file–server« ermöglicht (über rpc[7]) den direkten Zugriff auf fpack–Dateien vom benachbarten VAXcluster aus. Der umgekehrte Weg ist einfach über nfs[8] montierte VAX–Platten[9] realisiert. Von der VAX aus ist dieser einfache Weg aus Betriebssystemgründen (VAX–VMS) nicht möglich, da VMS mehr verschiedenartige Dateitypen als Unix unterscheidet.

Die ersten Installationen wurden mit dem Mips–Fortran–Compiler durchgeführt. Später wurde DEC–Fortran als Compiler eingesetzt, nachdem der Cern Bibliotheken für diesen Compiler lieferte.

Der Installationsprozeß war überaus »dornig«, da sich Probleme auf verschiedenen Ebenen manifestierten. Das betraf sowohl Schwierigkeiten mit der damaligen, frühen Ultrix Betriebssy-

[1] Die in dieser Arbeit erwähnten Software- und Hardwarebezeichnungen sind in den meisten Fällen auch eingetragene Warenzeichen. DECstation, VAX, VAXcluster, ULTRIX, VMS, DECnet sind eingetragene Warenzeichen der Digital Equipment Corporation.

[2] Unix ist ein eingetragenes Warenzeichen von AT&T Bell Laboratories

[3] yp: yellow pages oder NIS: Network Information Service

[4] CMZ ist ein Quellcode Management System vom Cern. Mit diesem System verwaltet die H1-Gruppe den Quellcode ihrer Bibliotheken. Das System beinhaltet unter anderem eine Versionsbuchhaltung und einen Präprozessor (siehe CMZ Users's Guide, Cern 1990).

[5] IEEE Standard 754

[6] little endian

[7] rpc: remote procedure calls

[8] nfs: Network File System

[9] Durch die schnelle Weiterentwicklung im Rechnersektor ist dieser Satz schon Historie.

stemversion – der größte Teil davon wurde von der Herstellerfirma mit der Zeit behoben – Compilerfehler – z.B. unter bestimmten Optimierungsstufen – Hardwarefehler – ein defektes Speichermodul, das vom Speichertest nicht gefunden wurde, sorgte für maschinennahes[10] Arbeiten – aber vor allem Softwarefehler in der H1–Software. Doch auch dieses »Textabenteuer« stellte sich, mit genügend Geduld, Zeit und Sinn für Humor, als lösbar heraus.

A.1 Organisation des »hemgr«

Die von der gesamten lokalen H1-Gruppe benutzte Software wird auf einem zentralen Plattenbereich zusammengefaßt. Dafür wurde ein gemeiner »User« mit dem Namen »hemgr« eingetragen. Dieses ist insofern von Vorteil, daß benutzerspezifische Kommandos wie z.B.

```
% ls ~hemgr/new/bos
```

unterstützt werden und der Verwalter des Bereichs, auch lokaler Bibliothekar[11] genannt, keine besonderen »Privilegien« benötigt. Von den Benutzern der Software wird nur die Einrichtung der Shell-Variablen `$HEMGR` verlangt, die auf das Heimatverzeichnis[12] (`~hemgr`) des Hemgr's zeigt. `$HEMGR` wird z.B. in Dienstprogrammen wie dem »News-System« oder etwa in CMZ-Makros benutzt. Alles weitere liegt in der Hand des Nutzers.

Auf dem Plattenbereich des »hemgr« residiert je eine Bibliothek und die zu ihr gehörenden Dateien wie der Quellcode (in CMZ), Makros, Makefile[13], in einem bestimmten »Unterverzeichnis« (Directory) mit dem Namen der Bibliothek. Da die Software dauernder Weiterentwicklung unterliegt, ist es nötig, verschiedene Versionen jeder Bibliothek verfügbar zu halten. Es wird eine Dreiteilung in »new«, »pro« und »old« vorgenommen. So findet man z.B. die neueste Bos–Bibliothek unter:

```
$HEMGR/new/bos
```

Die Pfade ändern sich nicht, wohl aber die Version der dort verzeichneten Software.

Die Bibliotheken werden jeweils mit ihrer CMZ–Versionsnummer markiert. So ist

```
$HEMGR/new/bos/bos_10002.a
```

die Bos–Bibliothek mit der CMZ–Version 1.00/02. Um das Leben der Benutzer etwas zu erleichtern gibt es ein zentrales Bibliotheksverzeichnis `$HEMGR/lib`. Hier befinden sich »symbolische Links« auf die jeweils neusten Versionen der Bibliotheken. Auf empfohlene Cern-Pakete zeigt:

```
$HEMGR/lib/cern
```

So kann der Nutzer etwa mit

```
-L$HEMGR/lib -lfpack -lbos   ...
...  -L$HEMGR/lib/cern -lmathlib -lpacklib -lkernlib   ...
```

entsprechende Bibliotheken an seine Applikationen anfügen.

Das Verzeichnis `$HEMGR/bin` enthält ausführbare Programme und praktische Shell–Scripte. Diesen Pfad sollte der Nutzer in die Shell-Variable seines eigenen Suchpfades, `$path` oder `$PATH` je nach gewählter Shell, wobei die lokale Gruppe sich auf die c–Shell und tc–Shell geeinigt hat, einfügen. Weitere nützliche Programme, die nicht unmittelbar mit H1 in Zusammenhang stehen,

[10]räumlich

[11]Statt »lokaler Bibliothekar« oder engl. »local librarian« sind auch die Bezeichnungen »Installateur« oder auch »Klemptner« für diese Spezies in Gebrauch.

[12]Directory: engl. Dateiverzeichnis

[13]Makefile: Datei für das Unix »make« Kommando. Die Datei legt Regeln der Abhängigkeiten von Dateien fest.

```
$HEMGR/
├── new/
│   ├── bos/
│   ├── datman/
│   ├── fpack/
│   ├── gen/
│   ├── h1banks/
│   ├── h1phan/
│   ├── h1psi/
│   ├── h1util/
│   ├── h1text/
│   ├── h1sim/
│   ├── look/
│   └── h1rec/
├── pro/
│   ├── bos/
│   ├── datman/
│   ├── fpack/
│   ├── h1phan/
│   ├── h1psi/
│   ├── h1util/
│   ├── h1sim/
│   ├── look/
│   └── h1rec/
├── old/
│   ├── bos/
│   ├── datman/
│   ├── fpack/
│   ├── h1phan/
│   ├── h1psi/
│   ├── h1util/
│   ├── h1sim/
│   ├── look/
│   └── h1rec/
├── local/
│   ├── bin/
│   ├── lib/
│   ├── man/
│   ├── include/
│   └── www/
├── test/
├── bin/
├── lib/
├── cmz/
└── H1DB
```

Tabelle A.1: Directory Organisation des »hemgr«.

werden unter `$HEMGR/local/...` und `/usr/local/...` angeboten. Das Directory `$HEMGR/cmz` enthält »symbolische Links« auf die neusten CMZ–Dateien der H1–Bibliotheken. Diese werden auch für die Neuerstellung von Bibliotheken benutzt, die Makros anderer Bibliotheken enthalten.

A.2 Zur Pflege der Bibliotheken

In unregelmäßigen Abständen, zwischen 2 Stunden und einem halben Jahr, werden in Hamburg von Meisterbibliothekaren neue Versionen von Bibliotheken verkündet, da entweder Fehler korrigiert wurden oder neue Module eingefügt wurden. Vom zentralen H1–Rechner in Hamburg wird dann via ftp[14] eine CMZ–Textdatei, oder eine CMZ–Differenzdatei zu der alten Version, auf den lokalen Rechner kopiert. Auf dem Installationsbereich

    $HEMGR/test

wird ein (Haupt-) Directory mit dem Namen der Bibliothek erzeugt. Weiter werden Makefile und Makros vom »new« Verzeichnis der Bibliothek herkopiert.

Dies und die weitgehend automatische Erstellung der neuen Bibliothek wird mit

    % make <Bibliotheksnamen>

gestartet. Von gewissen Variationen abgesehen läuft der Vorgang in etwa folgendermaßen ab:

[14]ftp: file transfer program/protocol

- Makefile und Makros werden in ein neues Verzeichnis für die Bibliothek gespiegelt und die CMZ-Textdatei in eine CMZ-Binärdatei verwandelt. Anschließend wird das soeben kopierte Makefile gestartet.
- CMZ wird mit einem Makro gestartet, das neben anderem Text auch die CMZ–Versionsnummer der neuen Bibliothek in eine Datei schreibt. Später extrahiert ein sed–Programm[15] diese Versionsnummer und formt sie so um, daß sie in den Dateinamen der Bibliothek eingebaut werden kann.
- Es werden temporäre Arbeits–Directories erzeugt.
- CMZ wird mit einem Makro gestartet, das die Erstellung der speziellen Bibliothek beschreibt. Dabei wird (fast) jede Routine in eine extra Datei auf den Arbeits–Directories abgelegt. Fortran-Code und C-Code erhalten die unter Unix üblichen Endungen. Später, außerhalb der Bibliothek benötigte Dateien werden auf das Haupt–Directory der Bibliothek geschrieben.
- Der Quellcode in den Arbeits–Directories wird anschließend dem Fortran- bzw. C-Compiler zur Übersetzung in Objektcode überlassen.
- Der Objektcode wird gemäß seiner externen Symbole sortiert in eine Bibliothek zusammengefaßt und mit einer Symboltabelle versehen im Haupt–Directory abgelegt.
- Ist kein Fehler bis hierher aufgetreten, werden nun die Arbeits–Directories gelöscht.

Tritt ein Fehler z.B. beim Übersetzen des Codes auf, so hält der Mechanismus wohldefiniert an, ohne daß erfolgreich beendete Schritte bei der weiteren Handarbeit wiederholt werden müßten. Tritt etwa ein Übersetzungsfehler beim Compilieren auf, so hält der Mechanismus vor der Archivierung in eine Bibliothek an. Ist der Fehler im Quellcode beseitigt, so muß nur diese Routine neu übersetzt werden. Ist die Bibliothek fertig, so wird das Verzeichnis nach »new« verschoben, nachdem »old« der betreffenden Bibliothek gelöscht und »pro« und »new« nach »old« und »pro« geschoben wurden. Abschließend wird nur noch der »symbolische Link« in

```
$HEMGR/lib
```

mit der neuen Versionsnummer versehen und eine Mitteilung in das »Hemgr-News-System« zur Benachrichtigung der Nutzer geschrieben. Dieser letzte Teil wird im Regelfall von einem »make install« durchgeführt.

A.3 Daten

Geometriedaten und Kalibrationsparameter verbringt die H1–Gruppe in eine große Direct Access Datei[16] auf einer IBM. Exportdateien sorgen für die Möglichkeit, die lokalen Platten mit diesen Daten zu füllen. Die Datei `$HEMGR/H1DB` erfüllt lokal in Aachen diesen Zweck. Möchte ein Nutzer auf diese zugreifen, so sollte er sie mit einem »symbolischen« Link in seinem aktuellen lokalen Dateiverzeichnis[17] bekannt machen.

[15] sed: stream text editor

[16] Direct Access Datei: Fortran–Datei deren Records über eine fortlaufende Nummer direkt zugreifbar sind.

[17] cwd: current working directory

Ereignis–Dateien sind im fpack–Format geschrieben. Sie können über Netzwerk z.B. `ftp`, über 8mm Magnetbandkassetten oder über nfs von dem benachbarten VAXcluster importiert werden. Bei großen Datenmengen empfehlen sich 8mm Exabyte-Kassetten mit einer Kapazität von 5GB/Band. Die fpack–Bibliothek enthält für die DECstations die Möglichkeit, Daten direkt vom Band (Option `UNIXTAPE`) zu prozessieren. Damit ist es mit Hilfe eines Selektionsprogrammes, das die interessanten Ereignisse aus den Daten vom Band auswählt und auf Platte schreibt, möglich, die enorme Menge an Daten auch lokal in Aachen zu handhaben. 100000 rekonstruierte Ereignisse benötigen etwa 15GB Platz. Die CPU ist bei der Selektion im allgemeinen so schnell, daß sie selbst bei einem komplizierten Programm wie einer H1phan-Analyse auf das Bandlaufwerk warten muß und maximal 1/3 der CPU–Leistung nutzen kann. Für 5GB Daten braucht das Laufwerk z.Z. etwa drei Stunden. Große Teile der in dieser Arbeit vorgestellten Analysen beinhalten als erste Stufe diese Vorgehensweise.

A.4 Information

Im Frühjahr 1993 wurden die ersten Versionen des »Mosaic« Programmes von NCSA[18] zugänglich. Damit sind verschiedene Protokolle von Informationsanbietern, etwa http[19], gopher oder ftp, mit einem X11-Programm[20] leicht zugreifbar. Das vom Cern entwickelte WWW[21] mit dem http-Protokoll ist »multimediafähig«. Dies bedeutet, daß Text, Bild, Ton und Video übertragen werden können. Im WWW/http entspricht jedes Dokument einer Datei, die in der auf SMGL[22] basierenden Sprache html[23] formuliert ist. Ein solches Dokument kann wiederum auf andere Dokumente zeigen, so daß sich leicht ein Informationsbaum aufbauen läßt.

Für lokale Dokumentationszwecke, Hilfe für »User«, Informationszwecke, etwa über installierte Software oder Tips zum Rechnergebrauch, wurde ein solcher, nur lokal zugreifbarer Informationsbaum aufgebaut. Daneben wurde der http-Server der Aachener Physik[24] eingerichtet [7]. In diesem zweiten Dokumentbaum werden der »Welt« z.B. Informationen über die Aachener Physikinstitute und deren Arbeitsgruppen angeboten. Die Aachener H1-Gruppe macht auf diese Art z.B. Veröffentlichungen der Gruppe zugänglich. Dieser globale Service dient auch zum Informationsaustausch mit den übrigen Kollaborationspartnern.

A.5 Nachtrag

Zu Beginn des Jahres 1994 wurde das DECstation-Cluster durch sieben Alpha-AXP Workstations zu einem heterogenen Cluster ausgebaut.[25] Dies bedeutet, daß ausführbare Binärdateien für zwei verschiedene CPU-Typen auf einem nfs-Dateisystem existieren. Bibliotheken und Programme auf dem »HEMGR« existieren nun für jede der beiden CPU-Typen. Dienstprogramme und Umgebung

[18] National Center for Supercomputing Applications (`www.ncsa.uiuc.edu`)
[19] http: Hypertext Transfer Protocol
[20] X11: portables, netzwerktransparentes Window-System; X Consortium Massachusetts Institute of Technology
[21] WWW: World Wide Web
[22] SGML: Standard Generalized Markup Language
[23] html: Hypertext Makeup Language
[24] http-Server der Aachener Physik: `www.physik.rwth-aachen.de`
[25] CIP-Cluster: vorwiegend für Studenten

sehen für den »Nutzer« fast gleich aus. Dies wird mit einem »Gruppen-Login« erreicht, der CPU abhängig die Suchpfade und das »Environment« für die »User« definiert. Möchte der »Nutzer« nun Bibliotheken auf beiden Architekturen zugreifen, kann er dies z.B. mit

```
-L$HEMGR/lib`machine` -lfpack -lbos  ...
...  -L$HEMGR/lib`machine`/cern -lmathlib -lpacklib -lkernlib
```

erreichen. Die neuen Verzeichnisse und »Links« werden vom »HEMGR« bereitgestellt.

Literaturverzeichnis

[1] A. Ali, et al., *Heavy Quark Physics at Hera,* Proceedings of the Hera workshop, Hamburg 1987.

[2] A. Ali, D. Wyler, *Heavy Quark Physics at Hera,* Proceedings of the workshop »physics at Hera« , Hamburg 1991.

[3] H.Bärwolff et al., *Outer z drift chamber, status report,* DESY Hamburg, H1-TR 201, 1987.

[4] F. Barreiro et al., *Gluon density determination from open charm events at Hera,* Proceedings of the workshop »physics at Hera« , Hamburg 1991.

[5] St.Egli, *private Mitteilungen.*

[6] J. Engelen, M. Klein, R. Rückel, *Structure Functions (Introduction),* Proceedings of the workshop »physics at Hera« , Hamburg 1991.

[7] Th. Fricke, A. Kaser, Ch. Ley, *Einrichtung eines Informationsservers in der Aachener Physik,* Internes Papier, RWTH-Aachen 27.8.1993.

[8] N. Cahn, G. Goldhaber, *The experimental foundations of partice physics,* Cambridge University Press, ISBN 0-521-33255-9, Cambridge 1989.

[9] A. G. Carlson, J. E. Hooper, D. T. King, *Nuclear transmutations produced by cosmic-ray particles of great energy,* Phil. Mag., 41, 701 (1950)

[10] H1–Collaboration, *Technical Proposal for the H1–Detector,* 25.3.1986.

[11] http-www server der Aachener Physik, `h1_3d.ps.Z`, `h1_sia.ps.Z`, `hera.ps.Z` http://www.physik.rwth-aachen.de:/group/hemgr/pictures/ in Betrieb seit 24.8.1993.

[12] D. Feeken, Doktorarbeit Hamburg (in Vorbereitung).

[13] A. Gellrich, Doktorarbeit Hamburg 1994 (in Vorbereitung).

[14] G. Ingelman, G.A. Schuler, *Characteristics of heavy flavour production in ep collisions,* Z. Phys C 40, 299-311 (1988).

[15] Ch. Ley, *Comparison of H1SIM running on different computers in different tracking modes,* H1-report H1-09/91-193.

[16] F. Ould-Saada, H1-report H1-05/91-173, H1-11/91-199, H1-11/91-200, DESY 91-138; S. Egli, C. Grab, F. Ould-Saada, H. Simma, D. Wyler, *Physics with D-Mesons,* ETHZ-IMP PR/91-1, H1-report H1-02/92-211.

[17] H1–Collaboration, *The H1 detector at Hera,* DESY 93-103, ISSN 0418-9833, Hamburg 1993.

[18] *Review of Particle Properties,* Physical Review D 45, 1992.

[19] *Technical Report "COP",* DESY Hamburg, H1-TR 204, 1987.

[20] M. Rietz, *Untersuchungen zur Rekonstruktion von Ereignissen mit offenem Charm anhand von Zerfällen der* $D_s^\pm$ *und* $D^{*\pm}$*-Mesonen bei H1,* Doktorarbeit an der RWTH-Aachen, Aachen 1994, Private Mitteilungen.

[21] N. Sahlmann, *Reconstruction of* Λ *and* K^0 *with the H1 Detector* H1-report H1-04/03-281, Hamburg 1993.

[22] N. Sahlmann, *Evidence for Charm in the H1 Detector* H1-report H1-04/94-351, Hamburg 1994.

[23] N. Sahlmann, *Untersuchungen zum Nachweis schwerer Hadronen mit Charm im H1-Detektor,* Doktorarbeit an der RWTH-Aachen, Aachen 1994, Private Mitteilungen.

[24] R.H. Schindler, *Recent Results on the Charm Sector,* High Energy Electron-Positron Physics, Hrsg. A. Ali, P. Söding, World Scientific Singapore 1989.

[25] H. Trilling, *The Properties of Charmed Particles* Physics Reports 75, No.2 (1981) 57-124.

[26] Alle Berechnungen wurden auf dem »Aachener Physik Unix Cluster« durchgeführt. Programme wie Pythia, H1psi, H1sim, H1rec, PAW, H1phan, sowie ungezählte Progamme der »Free Software Foundation« wurden benutzt.

[27] B.H. Wiik, *Hera Status* Proceedings of the workshop »physics at Hera« , Hamburg 1991.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Index

Danksagung

Durch Anregungen und Diskussionen habe viele Freunde und Kollegen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Mein besonderer Dank gilt meinen Referenten Prof. Dr. G. Flügge, an dessen Institut die Arbeit entstanden ist, und Prof. Dr. Ch. Berger. Wichtige Anstöße für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen vermittelte mir Hannes Jung.

Die angenehme Arbeitumgebung in der Aachener H1-Gruppe führte zu einer fruchtbaren Entwicklung der Arbeit. Meine Mitsteiter bei der Suche nach den Charm-Teilchen im H1-Detektor waren Michael Rietz und Norbert Sahlmann bei denen ich mich, wie auch bei allen Kollegen und Mitarbeiter des III. Physikalischen Institutes, bedanken möchte.

Für die Zusammenarbeit in Software- und Rechnerfragen möchte ich mich bei Dr. Rolf Steinberg, Thomas Fricke und Andreas Kaser bedanken.

Korrekturgelesen wurde die Arbeit von Dr. Herbert Gräßler, Folke Nörtemann, Dr. Reiner Schulte, Michael Rietz, Dr. Rolf Steinberg, Norbert Sahlmann, Peter Uelkes und Christopher Wiebusch.

Vielen Dank auch meinen Bürogenossen Uli Braun, Peter Uelkes und Jan Theißen, sowie Christopher Wiebusch, Anna Blume, Annemie und Paul Ley und allen Freunden.

Lebenslauf

Am 7.1.1961	in Neuss am Rhein geboren
1967 – 1971	Besuch der Münsterschule in Neuss
1971 – 1980	Besuch des Staatl./Städt. Quirinus-Gymnasiums Neuss
Mai 1980	Abitur
1980 – 1982	Anstellung und anschliessender Zivildienst an den Städt. Krankenanstalten Lukaskrankenhaus in Neuss
Oktober 1982	Beginn des Studiums der Physik an der RWTH-Aachen
April 1985	Diplom-Vorprüfung Physik
November 1990	Diplom-Prüfung Physik
Seit Dezember 1990	Wissenschaftlicher Angestellter am III.Physikalischen Institut Lehrstuhl B (Prof.Flügge), Mitglied der H1-Gruppe am DESY in Hamburg, Vorbereitung der Promotion