Ein topologischer Trigger für den H1 - Detektor

von
Peter Uelkes

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinisch–Westfälischen Technischen Hochschule Aachen

im Juni 1993

angefertigt am
III. Physikalischen Institut, Lehrstuhl B

Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Möglichkeiten zur Separation von Open–Charm–Ereignissen vom Strahlgas– und Strahlwand–Untergrund bei *H1* untersucht. Speziell werden hierzu die vierte Triggerstufe des *H1*–Triggers und die sogenannte DST–Selektion betrachtet. Dabei werden sowohl Monte–Carlo–Ereignisse als auch reale Daten analysiert. Insbesondere finden die Informationen der zentralen Spurkammern des *H1*–Detektors Verwendung. So gelingt es, das Signal–zu–Untergrund–Verhältnis für den Zerfallskanal $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\,\pi^{\pm} \rightarrow K^+\,K^-\,\pi^{\pm}$ um mehr als einen Faktor 70 zu verbessern. Dabei liegt die Akzeptanz dieses Zerfallskanals auf Monte–Carlo–Niveau bei mehr als 50%.

Abstract

The possibilities to separate open charm events from beamgas and beam-wall background at *H1* are analysed. Work is done especially for the level four trigger and the so-called DST selection. For this purpose not only Monte Carlo events but also real data are examined. Information from the central tracking chambers of the *H1* detector is used in particular. An improvement of the signal to background ratio for the decay channel $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\,\pi^{\pm} \rightarrow K^+\,K^-\,\pi^{\pm}$ by a factor of about 70 is achieved in this way. An acceptance of more than 50% for this channel is obtained on Monte Carlo level.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **6**

1 HERA und H1 **8**

1.1 Der Speicherring HERA 8

1.2 Das H1–Experiment 10

1.2.1 Die zentralen Spurkammern 12

1.2.2 Das Flüssig–Argon–Kalorimeter 15

2 Physik bei HERA **17**

2.1 Tiefinelastische Streuung 17

2.2 Schwere Quarks 22

2.3 Charm–Physik bei HERA 22

3 Das H1–Triggersystem **25**

3.1 Aufgaben des Triggers 25

3.2 Struktur des Triggers 26

3.3 Das Filterprogramm 29

3.4 Rekonstruktion und DST–Selektion 30

4 Die untersuchten Datensätze **31**

4.1 Der Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi\,\pi^{\pm} \to K^+K^-\pi^{\pm}$ 31

4.2 Beschreibung der Datensätze 33

Inhaltsverzeichnis

5 Rekonstruktionsparameter der Jetkammern 37

5.1 Parametrisierung einer Spur 37

5.2 Die Zahl der Hits pro Spur 38

5.3 Die minimale Spurlänge 39

5.4 Der minimale Abstand einer Spur zur Strahlachse 40

5.5 Der z–Wert beim DCA 40

5.6 Die geänderten Rekonstruktions–Parameter 41

6 Ein topologischer Spurtrigger 47

6.1 Das minimale DCA 47

6.2 Die Anzahl der guten Spuren 50

6.3 Die Anzahl der guten Spuren mit negativer Ladung 52

6.4 Kombination der einzelnen Triggerbedingungen 53

7 Energieflußschnitte für die DST–Selektion 59

7.1 Hadronische vs. elektromagnetische Energie 59

7.2 Vorwärtsenergie vs. Gesamtenergie 61

7.3 Die Zahl der Cluster im LAr–Kalorimeter 62

7.4 Die Zahl der zentralen Spuren 63

7.5 Kombination der Schnitte auf EVCL–Größen 63

8 Die Pseudorapidität 69

8.1 Rapidität und Pseudorapidität 69

8.2 Die mittlere Pseudorapidität 71

8.3 Mögliche Schnitte auf die mittlere Pseudorapidität 71

8.4 Transformation in das Schwerpunktsystem 73

9 Ladungsasymmetrien bei H1 77

9.1 Einige nützliche Definitionen 77

9.2 Ladungsverteilungen im H1–Detektor 78

9.2.1 Die gesamte Ladung 78

9.2.2 Das Verhältnis von pos. zu neg. Ladung 79

9.3 Akzeptanzen der Schnitte 80

10 Kombination aller Schnitte **85**

10.1 Kombinierte Schnitte für die DST–Selektion 85

10.2 Kombination mit dem Spurtrigger 86

10.3 Exemplarische Analyse einiger Ereignisse 87

Zusammenfassung **93**

A Kinematik bei HERA **94**

Abbildungsverzeichnis **96**

Tabellenverzeichnis **98**

Literaturverzeichnis **99**

Danksagung **101**

Einleitung

Mittels des nun fertiggestellten Speicherringes *HERA* ist es möglich, Paare von Charm- und Anticharmquarks in großer Zahl zu erzeugen. Dadurch wird ein wichtiger Beitrag zum Verständnis der Physik der schweren Quarks geleistet. Ferner liefert die Charm–Physik bei *HERA* weitere wesentliche Informationen über andere Bereiche der Physik der Elementarteilchen, beispielsweise die Gluon–Strukturfunktion des Protons.

Infolge der hohen totalen Ereignisrate in der Elektron–Proton–Streuung und der Wechselwirkungen der Strahlen mit der Strahlrohrbegrenzung sowie dem Restgas im Strahlrohr erweist sich die Trennung der mit dem *H1*–Detektor nachweisbaren Endzustände der Reaktion $ep \rightarrow c\bar{c}X$ vom unerwünschten Untergrund als ernsthaftes Problem. Daher ist es notwendig, einen Satz effizienter Triggerbedingungen zu entwickeln, die diese Separation gewährleisten. Diese Triggerbedingungen sollten es erlauben, aus den pro Jahr erwarteten circa 10^8 $c\bar{c}$–Paaren einen Datensatz genügender Statistik und Reinheit für die spätere ausführliche Rekonstruktion zu selektieren.

In dieser Arbeit soll mittels Monte–Carlo–Studien sowie auch der Untersuchung von realen Daten des *H1*–Detektors ein solcher Satz von Triggerbedingungen erstellt werden. Die Untersuchungen konzentrieren sich auf die letzte Stufe in der *H1*–Triggerhierarchie, den sogenannten *Level 4*, sowie auf die DST–Selektion[1] nach erfolgter Rekonstruktion der Ereignisse. Der Schwerpunkt liegt dabei auf Ereignissen, bei denen ein $D_s^{\pm}$–Meson erzeugt wird, das anschließend in ein geladenes Pion und zwei geladenen Kaonen zerfällt.

Im ersten Kapitel werden der Speicherring *HERA* und der *H1*–Detektor vorgestellt, wobei besonderes Augenmerk auf die zentralen Spurkammern des Detektors gerichtet wird, da diese für die Separation von Charm–Ereignissen die nützlichsten Detektorkomponenten sind.

Einen Überblick der Physik bei *HERA* vermittelt Kapitel zwei. Insbesondere die tiefinelastische Elektron–Proton–Streuung und die Physik der schweren Quarks mit Konzentration auf die Charm–Physik werden dabei behandelt.

[1] Selektion der Ereignisse in sogenannte *Event–Klassen*

Danach folgt im dritten Kapitel eine ausführliche Beschreibung des *H1*–Triggersystems, wobei der Schwerpunkt auf den für diese Arbeit interessantesten Teil, den Level 4, gelegt wird. Ebenso wird eine knappe Erläuterung des Prinzips der DST–Selektion gegeben.

Im Anschluß daran werden in Kapitel vier Einzelheiten zum in dieser Arbeit bevorzugten Zerfallskanal des $D_s^{\pm}$ vorgestellt. Ferner werden in diesem Kapitel die für die Untersuchungen verwendeten Datensätze beschrieben.

Kapitel fünf beschreibt dann die Parameter, die für den Level–4–Trigger zur Rekonstruktion von Spuren in den zentralen Spurkammern optimiert wurden. Darauf aufbauend erläutert Kapitel sechs die Triggerbedingungen, die für die Spurkammern vorgeschlagen werden.

In den dann folgenden Kapiteln werden weitere topologische Schnitte für die DST–Selektion vorgestellt. Dabei konzentriert sich Kapitel sieben auf Energieflußdaten, die aus dem Flüssig–Argon–Kalorimeter gewonnen werden. Die Kapitel acht und neun verwenden dagegen wieder Spurkammerinformationen, wobei insbesondere die Rapiditätsverteilungen bzw. die Ladungsasymmetrien untersucht werden.

Schließlich werden in Kapitel zehn sämtliche aufgezeigten Schnitte zusammengefaßt, um zu einem finalen Satz von Schnitten zu gelangen, der die gewünschte Untergrund–Reduktion gewährleisten soll.

Am Ende werden die erarbeiteten Ergebnisse zusammengefaßt und ein Ausblick auf weitere Optionen zur Verbesserung des Signal–zu–Untergrund–Verhältnisses gegeben.

Kapitel 1

HERA und H1

1.1 Der Speicherring HERA

Im Sommer 1992 nahm nach achtjähriger Planungs- und Bauzeit der Speicherring *HERA*[1] am *DESY*[2] in Hamburg seinen Betrieb auf. Bei *HERA* handelt es sich um den weltweit ersten Elektron–Proton–Speicherring. Der Protonenstrahl bei *HERA* erreicht eine Energie von 820 GeV, der Elektronenstrahl eine Energie von 30 GeV. Dies entspricht einer Schwerpunktenergie von 314 GeV. Alle bisherigen Lepton–Nukleon–Streuversuche wurden als sogenannte *Fixed–Target–Experimente* aufgebaut, d.h. das Targetnukleon befand sich vor dem Stoß praktisch in Ruhe. Um bei einem Fixed–Target–Experiment die gleiche Schwerpunktenergie wie bei *HERA* zu erreichen, wäre eine Energie des einfallenden Leptons (Elektron, Neutrino oder Myon) von 52 TeV [3] nötig, was um 3 Größenordnungen über der heute erreichbaren Energie für Elektronenbeschleuniger liegt.

Abb. 1.1 zeigt eine Übersicht der Speicherringanlage *HERA*. Beide Ringe verlaufen in einem Tunnel, der sich zwischen 10 und 20 m unter der Erdoberfläche befindet. Das eigentliche *DESY*–Gelände liegt dabei in etwa oberhalb des vom Vorbeschleuniger *PETRA*[4] umfaßten Gebietes. Die Protonen und Elektronen für *HERA* werden zunächst in einem mehrstufigen System vorbeschleunigt, bevor sie in den *HERA*–Ring eingeschossen werden. Die letzte Vorbeschleunigerstufe ist dabei der ehemalige Elektron–Positron–Speicherring *PETRA*, in dem die Elektronen auf 14 GeV, die Protonen auf 40 GeV beschleunigt werden. Einige wichtige Parameter von *HERA* zeigt Tabelle 1.1.

[1] **H**adron–**E**lektron–**R**ing–**A**nlage
[2] **D**eutsches **E**lektronen–**Sy**nchrotron
[3] Näheres zur Kinematik bei *HERA* findet sich in Anhang A.
[4] **P**ositron–**E**lektron–**T**andem–**R**ing–**A**nlage

Abb. 1.1: *Schematische Draufsicht der Speicherringanlage HERA*

Parameter	Wert	Einheit
Umfang	6336	m
Zahl der Wechselwirkungspunkte	4	
Kreuzungswinkel am Wechselwirkungspunkt	0	
Magnetfeld im Elektronenring	0.165	T
Energie des Elektronenstrahls	30	GeV
Magnetfeld im Protonenring	4.65	T
Energie des Protonenstrahls	820	GeV
Schwerpunktenergie	314	GeV
Zahl der Bunches	je 210	
Kollisionsrate	10.4	MHz
Zeit zwischen Bunch–Crossings	96	ns
Luminosität	$1.5 \cdot 10^{31}$	$cm^2 s^{-1}$
integrierte Luminosität pro Jahr	100	pb^{-1}

Tabelle 1.1: *Die wichtigsten Design–Parameter des Speicherringes HERA*

Um die genannten Strahlenergien bei einem Umfang des Speicherringes von 6.3 km zu erreichen, war es notwendig, für den Protonenring neuartige supraleitende Führungsmagnete mit einer Feldstärke von 4.65 T zu entwickeln. Der Elektronenring ist dagegen mit normalleitenden Magneten ausgerüstet.

Von den vier vorhandenen Wechselwirkungszonen werden zur Zeit nur zwei für Elektron–Proton–Experimente benutzt: in der Halle Süd befindet sich das *ZEUS*–Experiment, in der Halle Nord das *H1*–Experiment, das weiter unten beschrieben wird. Beide Detektoren arbeiten unabhängig voneinander und liefern daher wichtige gegenseitige Bestätigungen ihrer Ergebnisse.

Weitere Einzelheiten zu *HERA* finden sich in [WOL86].

1.2 Das H1–Experiment

Um die bei Elektron–Proton–Stößen stattfindenden Reaktionen analysieren zu können, ist ein komplexer Detektor notwendig, der Informationen über die vom Wechselwirkungspunkt auslaufenden Teilchen liefert. Ein solcher Detektor sollte in der Lage sein, die Spuren der geladenen Teilchen zu messen sowie die Energie aller Teilchen (natürlich mit Ausnahme von Neutrinos) zu bestimmen. Bei *HERA* ist die Energie der einlaufenden Protonen sehr viel höher als die der einlaufenden Elektronen, deshalb bewegt sich das Schwerpunktsystem der Reaktion in Flugrichtung der Protonen. Diese Richtung wird im folgenden als Vorwärtsrichtung bezeichnet. Da sich deshalb auch ein Großteil der auslaufenden Teilchen in Vorwärtsrichtung bewegt, sind die beiden Detektoren *H1* und *ZEUS* in dieser Richtung sehr viel dichter mit Nachweisgeräten ausgestattet und daher sehr viel sensitiver als in der Rückwärtsrichtung. Dies steht im Gegensatz zu Experimenten an symmetrischen Speicherringen wie *LEP*[5]. Den asymmetrischen Aufbau des *H1*–Detektors erkennt man gut in Abb. 1.2, die eine dreidimensionale Ansicht dieses Experimentes zeigt.

Im einzelnen besteht der *H1*–Detektor aus den folgenden Komponenten:

An das Strahlrohr [1] schließen sich zunächst die zentralen Spurkammern [2] an, die weiter unten noch ausführlicher beschrieben werden. Sie werden in Protonenflugrichtung ergänzt durch die Vorwärtsspurkammern [3], welche die Spuren der geladenen Teilchen im Polarwinkelbereich von $12° \leq \theta \leq 25°$ zum Strahlrohr nachweisen. Die Vorwärtsspurkammern sind darüberhinaus mit Übergangsstrahlungsmodulen ausgerüstet, die eine Unterscheidung von Elektronen und Pionen erlauben sollen.

Außerhalb der Spurkammern befindet sich das Flüssig–Argon–Kalorimeter [3], [4] zur Energiemessung von neutralen und geladenen Teilchen.

[5] **L**arge **E**lectron–**P**ositron–Collider

Abb. 1.2: *Ansicht des H1–Detektors aus [*TEC89*]*

Auch diese Detektorkomponente wird in einem separaten Abschnitt noch eingehender erläutert.

Das Kalorimeter und die Spurkammern werden umschlossen von einer supraleitenden Spule [6] mit einem Magnetfeld von 1.2 T, das die Spuren der geladenen Teilchen in den Spurkammern krümmt und daher die Bestimmung ihres Impulses erlaubt.

Außerhalb der Spule befinden sich noch mehrere Lagen von Myonkammern [9], die die Spuren von Myonen messen, die genügend Energie besitzen, um die inneren Detektorkomponenten zu durchqueren. Zwischen den Myonkammern liegt das instrumentierte Eisen [10], das zur Rückführung des magnetischen Flusses der supraleitenden Spule dient. Ferner werden hier durch Gasentladungsröhren die Verteilungsschwänze von Schauern aus dem hadronischen Kalorimeter nachgewiesen, die dort aus dem Kalorimeter herauslecken. In Vorwärtsrichtung befinden sich ebenfalls Myonkammern, die durch einen Myon–Toroid–Magneten [11] zur Krümmung der Myonspuren ergänzt werden.

Neben dem Flüssig–Argon–Kalorimeter kommen bei *H1* noch zwei weitere Kalorimeter zum Einsatz: in Rückwärtsrichtung das warme elektromagnetische Kalorimeter [12] (*BEMC*), das insbesondere zum Nachweis des gestreuten einlaufenden Elektrons dient, sowie in Vorwärtsrichtung das sogenannte *PLUG*-Kalorimeter [13], das die Energie von Hadronen mißt, die unter einem sehr kleinen Winkel im Bereich $0.6° \leq \theta \leq 3.6°$ zum Strahlrohr den Wechselwirkungspunkt verlassen.

In Abb. 1.2 nicht zu sehen sind zwei Wände von Szintillationszählern (*Veto–Walls*) in Rückwärtsrichtung, die dazu dienen, Untergrundereignisse, die durch den Protonenstrahl ausgelöst bereits vor dem Detektor stattfinden, zu erkennen und durch ein Flugzeitveto (TOF für *Time–Of–Flight*–Veto) zu unterdrücken. Ebenfalls nicht dargestellt in Abbildung 1.2 ist der sogenannte *Elektron–Tagger*, der Elektronen nachweist, die unter einem sehr kleinen Winkel gestreut werden. Der Elektron–Tagger befindet sich mehrere Meter in Rückwärtsrichtung des Detektors.

Weitere Informationen zum *H1*–Detektor finden sich in [TEC86] sowie in [TEC87-90].

1.2.1 Die zentralen Spurkammern

Wegen ihrer großen Bedeutung für die Charm–Physik werden hier die zentralen Spurkammern des *H1*–Detektors eingehender beschrieben.

Abbildung 1.3 zeigt eine Seitenansicht des gesamten inneren Teils des *H1*–Detektors. Man erkennt die Vorwärtsspurkammern (*FTD* für *Forward Tracking Detector*, im Bild links) mit den Übergangsstrahlungsmodulen zur

Abb. 1.3: *Seitenansicht der Spurkammern des H1–Detektors mit Vorwärtsspurkammern, zentralen Spurkammern und rückwärtigen Detektoreinheiten aus [*BÜR87*].*

Pion–Elektron–Trennung, die zentralen Spurkammern (*CTD* für *Central Tracking Detector*, mittlerer Bildteil), das rückwärtige Kalorimeter (*BEMC*), sowie die oben erwähnten Szintillationszähler für das TOF–Veto (rechter Bildteil).

Abbildung 1.4 zeigt eine Aufsicht der zentralen Spurkammern entlang der Strahlachse. Im Gegensatz zu Abbildung 1.3 sind hier die Segmentierungen der zentralen Spurkammern deutlich zu sehen. Man erkennt von innen nach außen in radialer Richtung die folgenden sechs Komponenten:

- die innere Vieldraht–Proportionalkammer (*MWPC* von engl. *Multi Wire Proportional Chamber*), die als *CIP* bezeichnet wird;
- die innere z–Kammer (*CIZ*);
- die innere Jet–Kammer (*CJC1*);
- die äußere z–Kammer (*COZ*);
- die äußere Proportionalkammer (*COP*);
- die äußere Jet–Kammer (*CJC2*).

Abb. 1.4: *Ausschnitt aus einer Querschnittsansicht der zentralen Spurkammern des H1–Detektors (aus [*BÜR89*]).*

Insgesamt deckt der CTD einen Polarwinkelbereich von $25° \leq \theta \leq 155°$ ab. In der äußeren Jetkammer CJC2 können nur solche Spuren nachgewiesen werden, die in einem Winkelbereich von $27° \leq \theta \leq 153°$ verlaufen.

Die drei verschiedenen Gruppen von Kammern (z–Kammern, Proportionalkammern und zentrale Jetkammern) erfüllen dabei unterschiedliche Aufgaben bei der Rekonstruktion von Ereignissen:

Die beiden Vieldraht–Proportionalkammern liefern eine schnelle, wenn auch infolge der relativ groben Segmentierung nur verhältnismäßig ungenaue Information zur schnellen Bestimmung des Ereignisvertex entlang der Strahlachse (d.h. in der z–Richtung). Sie stellen so eine instantane Information bereit, die vom Triggersystem zur Entscheidung verwendet werden kann, ob das jeweilige Ereignis akzeptiert oder verworfen werden soll.

Die beiden z–Kammern erlauben eine genauere Bestimmung der Position einer Spur entlang der Strahlachse und helfen somit den Polarwinkel dieser Spur ermitteln.

Die beiden Driftkammern CJC1 und CJC2, welche die zentralen Jetkammern bilden, erlauben eine genaue Messung der r–ϕ–Koordinaten einer geladenen Spur mit einer räumlichen Auflösung von $\sigma_{r\phi} = 160\ \mu m$. Darüber-

hinaus sind sie in der Lage, eine wenn auch weniger genaue Bestimmung der z–Koordinaten einer Spur zu liefern. Zu diesem Zweck wird das Prinzip der Ladungsteilung benutzt: die Signaldrähte werden an *beiden* Enden ausgelesen. Über das Verhältnis der gemessenen Ladungen zueinander läßt sich dann eine Aussage über die z–Position eines Treffers gewinnen. Dabei beträgt die räumliche Auflösung σ_z nur 25 mm. Die Jetkammern sollen ferner Doppelspuren mit einem räumlichen Abstand von mindestens 2.5 mm trennen können sowie eine Messung des Energieverlustes geladener Teilchen durch Ionisation mit einer Genauigkeit von $\sigma_{dE/dx} = 10\%$ gestatten.

Um die erforderlichen Spezifikationen zu erreichen, ist die innere Jetkammer aus 30 einzelnen Zellen, die äußere aus 60 Zellen aufgebaut. Jede Zelle enthält dabei 24 (CJC1) bzw. 32 (CJC2) Anodendrähte parallel zur Strahlachse. Die Anodendrahtebenen sind dabei um etwa $30°$ zur radialen Richtung geneigt, damit die durch das Magnetfeld der supraleitenden Spule abgelenkten geladenen Teilchen die Drahtebenen möglichst senkrecht durchstoßen. Weitere Details zum CTD findet man z.B. in [BÜR89] sowie in [BÜR87].

1.2.2 Das Flüssig–Argon–Kalorimeter

In diesem Abschnitt werden einige Details zum Hauptkalorimeter des *H1*–Experimentes vorgestellt. Weitere Einzelheiten finden sich z.B. in [RIE89] und [SAH89]. Das Flüssig–Argon–Kalorimeter Kalorimeter besteht aus zwei Komponenten: der inneren, elektromagnetischen Komponente [3], sowie der äußeren, hadronischen Komponente [4]. Es handelt sich hierbei um ein sogenanntes *Sampling*–Kalorimeter, wobei im elektromagnetischen Teil Blei als passives Nachweismaterial verwendet wird, im hadronischen Teil dagegen Eisen. Als aktives Material dient in beiden Komponenten flüssiges Argon. Um dieses auf der erforderlichen Betriebstemperatur von 90 K zu halten, ist das Kalorimeter innerhalb eines Kryostaten [15] untergebracht. Einen Längsschnitt des - im folgenden kurz *LAr–Kalorimeter* genannten - Herzstücks des *H1*–Detektors zeigt Abb. 1.5. Das LAr–Kalorimeter deckt einen Polarwinkelbereich von $4° \leq \theta \leq 155°$ ab. In der rückwärtigen Hemisphäre des Detektors wird es durch das BEMC–Kalorimeter ergänzt.

Im elektromagnetischen Teil des LAr–Kalorimeters wechseln sich Lagen von 2.4 mm dicken Bleiabsorbern mit 2.35 mm starken Flüssig–Argon–Schichten ab. Die Tiefe dieser *Stacks* beträgt dabei für Elektronen 30 Strahlungslängen in Vorwärtsrichtung bzw. 20 Strahlungslängen im zentralen Teil. Die absolute Energiekalibration ist mit einer Genauigkeit von $\pm$ 1 % möglich. Die damit insgesamt erreichte Energieauflösung liegt bei etwa

$$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{\text{elm}} \approx 10\% \cdot \frac{\sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}}. \qquad (1.1)$$

Abb. 1.5: *Längsschnittansicht des H1–Flüssig–Argon–Kalorimeters (aus [*TEC89*]).*

Die hadronische Komponente besteht aus Edelstahllagen von 19 mm Stärke abwechselnd mit Doppelschichten Argon von 2 $\times$ 2.3 mm Dicke. So ergeben sich im Vorwärts- bzw. Zentralbereich sechs bzw. vier nukleare Absorptionslängen für Hadronen. Hier wird der Fehler der Energiekalibration bei maximal $\pm$ 2 % gehalten. Die gesamte Energieauflösung des hadronischen Kalorimeters liegt dabei in der Größenordnung

$$\left.\frac{\sigma(E)}{E}\right|_{\text{had}} \approx 55\% \cdot \frac{\sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}}. \tag{1.2}$$

Zur Auslese ist das Kalorimeter in der elektromagnetischen Komponente in 30784 Kanäle oder *Zellen* segmentiert. In der hadronischen Komponente sind es 13568 Zellen, sodaß insgesamt die Signale aus 44352 Kanälen verarbeitet werden [KAL92]. Bei der Rekonstruktion von Ereignissen werden benachbarte ansprechende Zellen im Kalorimeter zu sogenannten *Clustern* zusammengefaßt. Hierdurch soll eine Unterscheidung von realen Energiedepositionen durch absorbierte Teilchen vom „Rauschen“ der Ausleseelektronik gewährleistet werden [GÖR91].

Kapitel 2

Physik bei HERA

In diesem Kapitel werden einige Schwerpunkte der Physik bei *HERA* näher erläutert, darunter die tiefinelastische Lepton–Nukleon–Streuung sowie die Produktion schwerer Quarks in der Elektron–Proton–Streuung. Erwähnt werden muß dabei allerdings, daß damit das Potential der *HERA*–Physik noch keineswegs ausgeschöpft ist. So ist *HERA* zum Beispiel ein wichtiges Instrument zur Untersuchung der Photoproduktion und konnte schon in der ersten Runperiode einen Nachweis der sogenannten *Resolved Photon*–Prozesse liefern. Darüberhinaus steht die Suche nach neuen Teilchen, insbesondere nach angeregten Quarks oder Leptonen sowie Leptoquarks auf dem Programm der *HERA*–Physiker. Neue Erkenntnisse werden auch bei der *Low–x–Physik* erwartet.

2.1 Tiefinelastische Streuung

Eines der wichtigsten Forschungsziele bei *HERA* ist die Untersuchung der tiefinelastischen Lepton–Nukleon–Streuung (*DIS* von *Deep Inelastic Scattering*). Darunter versteht man die Streuung von Elektronen, Positronen, Myonen oder Neutrinos an Nukleonen–Targets wie Protonen, Neutronen oder Deuterium. Tiefinelastisch heißen die stattfindenden Reaktionen deshalb, weil das Lepton ein Quark aus dem Targetteilchen herausschlägt und dieses daher „zerbricht“. Aufgrund der Fragmentation der beteiligten Quarks sind dann die Teilchen im Endzustand nicht identisch mit denen im Anfangszustand. Wie oben bereits erwähnt, wurden alle bisherigen Lepton–Nukleon–Streuexperimente mit ruhendem Target vorgenommen, was die verfügbare Schwerpunktenergie und damit den maximalen Impulsübertrag des Leptons auf das Nukleon stark einschränkte. *HERA* ist das erste Speicherring–Experiment in der tiefinelastische Streuung und kann mit einer Schwerpunktenergie von 314 GeV den bisher zugänglichen Bereich des Impulsübertrages um zwei Größenordnungen erweitern.

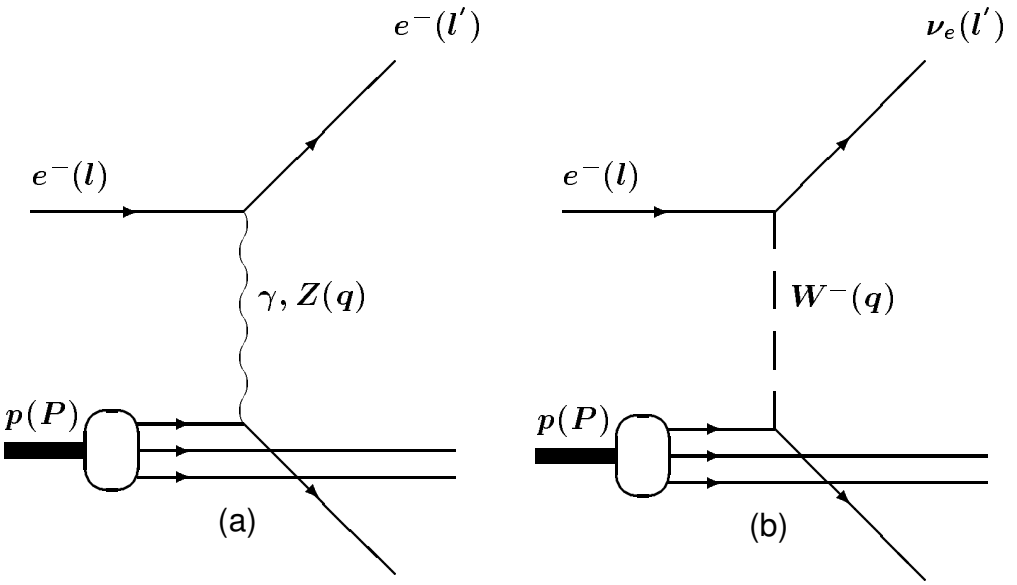

Abb. 2.1: *Feynman–Graphen niedrigster Ordnung der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung über (a) den neutralen Strom und (b) den geladenen Strom. In Klammern sind die Viererimpulse der Teilchen angegeben.*

Die Feynman–Graphen der DIS in niedrigster Ordnung der Störungstheorie zeigt Abb. 2.1. Der im linken Graphen dargestellte Prozeß verläuft über den Austausch eines Photons oder Z^0's, d.h. über den Austausch eines neutralen Bosons. Man spricht daher von einer *Neutral Current*– oder *NC*–Reaktion. Dagegen verläuft der im rechten Graphen dargestellte Prozeß über den Austausch eines geladenen W–Bosons, daher der Name *Charged Current*– oder *CC*–Prozeß. Die Analyse von Ereignissen der tiefinelastischen Streuung bietet ein reichhaltiges Potential an physikalischen Einsichten: so erlaubt sie unter anderem eine Messung der Strukturfunktionen des Protons und damit Tests der Quantenchromodynamik (QCD), eine Suche nach Substrukturen der Quarks sowie nach *Hot Spots* im Proton. Erwähnenswert an dieser Stelle ist vielleicht, daß ein nicht geringer Teil unserer heutigen Kenntnisse über die Substruktur des Protons im speziellen und die Physik der „elementaren“ Konstituenten der Materie im allgemeinen aus Experimenten zur tiefinelastischen Streuung gewonnen wurde.

Zur Beschreibung der Prozesse in der tiefinelastischen Streuung verwendet man zweckmäßigerweise lorentzinvariante Variablen, um vom Bezugssystem unabhängig zu sein. Hierfür eignen sich Produkte von Vierervektoren

oder Größen, die nur von solchen Produkten abhängen. Es ist üblich, den folgenden Satz von invarianten Parametern zu verwenden (Die Bedeutung der einzelnen Vierervektoren entnehme man Abb. 2.1):

- Das Quadrat der Schwerpunktenergie s, das gegeben ist durch:

  $$s = (l + P)^2$$

  Bei *HERA* ergibt sich für s der bei konstanten Strahlenergien feste Wert[1] von:

  $$s = 98400 \text{ GeV}^2$$

  Die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ selbst ist dann:

  $$\sqrt{s} = 314 \text{ GeV}$$

- Das Impulsübertragsquadrat des Elektrons auf das gestreute Quark lautet:

  $$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2$$

  q ist dabei der Viererimpuls des ausgetauschten Bosons. Q^2 ist also das Quadrat der invarianten Masse des ausgetauschten Bosons, also meist eines Photons. Da für ein reelles Photon $Q^2 = 0$ gilt, gibt Q^2 in der inelastischen Streuung folglich die Virtualität des Photons wieder.

- Die dimensionslose Variable x („Bjorken-x“), die definiert ist durch:

  $$x = \frac{Q^2}{2Pq}$$

  Im Rahmen des Quark–Parton–Modells läßt sich x interpretieren als der Impulsbruchteil des einlaufenden Protons, der von dem aus dem Proton gestreuten Quark getragen wird.

- Die ebenfalls dimensionslose Variable y:

  $$y = \frac{qP}{lP}$$

  y gibt den Bruchteil der Energie an, den das einlaufende Elektron an das Austausch–Boson übergibt. Bei Fixed–Target–Experimenten ist das Ruhesystem des Protons natürlich mit dem Laborsystem identisch.

Wie man leicht nachrechnen kann, sind diese vier Variablen nicht unabhängig voneinander, sondern zwischen ihnen besteht bei Vernachlässigung der Elektron- und Protonmassen die Beziehung:

$$x = \frac{Q^2}{ys}$$

[1] siehe Anhang A

Man kann also eine der vier Größen x, y, s, Q^2 durch die anderen drei ausdrücken. Da außerdem s festgelegt ist durch die Strahlenergien des Beschleunigers, hat man es tatsächlich nur noch mit zwei unabhängigen Variablen zu tun, wobei man hierfür meist x und Q^2 wählt. Es ist unschwer zu verifizieren, daß x und y, wieder unter Vernachlässigung von m und M, nur die Werte

$$\begin{aligned} 0 \leq \ & x \ \leq 1 \\ 0 \leq \ & y \ \leq 1 \end{aligned}$$

annehmen können.

Beachtet man diesen Wertebereich von x und y und analysiert den obigen Zusammenhang zwischen den Größen x, y, s und Q^2, so sieht man, daß der maximale Wert von Q^2 gegeben ist durch:

$$Q^2_{max} = s = 98400 \text{ GeV}^2$$

Damit liegt Q^2_{max} um etwa zwei Größenordnungen über dem bisher durch Fixed–Target–Experimente zugänglichen Bereich. Bei *HERA* wird es ebenfalls möglich sein, den erforschten Bereich von x um circa zwei Größenordnungen weiter nach unten auszudehnen und ein x_{min} von etwa 10^{-4} zu erreichen. Eine graphische Darstellung des bei *HERA* zugänglichen Bereiches in der x–Q^2–Ebene zeigt Abb. 2.2. Das waagerecht schraffierte Gebiet ist dabei mit dem bei Design–Strahlenergien betriebenen Speicherring *HERA* zugänglich. Bei der minimalen Strahlenergie von 10 $\times$ 300 GeV^2 ist der in der Abbildung senkrecht schraffierte Bereich experimentell untersuchbar. Schließlich ist noch durch eine gestrichelte Umrandung das Gebiet in der x–Q^2–Ebene angedeutet, das durch ein mögliches späteres *HERA*–Upgrade auf 45 $\times$ 1140 GeV^2 Strahlenergien abgedeckt ist.

Da ein Ereignis der tiefinelastischen Streuung vollständig durch die Kenntnis von x und Q^2 beschrieben ist, ergibt sich die Frage, wie diese beiden Größen bei *HERA* experimentell zugänglich sind. Hier bieten sich zwei verschiedene Methoden an:

- Die beiden Variablen sind rekonstruierbar, wenn die Energie und der Polarwinkel des gestreuten Elektrons bekannt sind. Zur Messung dieser beiden Größen dient insbesondere das warme elektromagnetische Kalorimeter (BEMC) in Rückwärtsrichtung des Detektors.

- Wenn das gestreute Elektron nicht nachgewiesen werden kann, ist die gerade beschriebene Methode nicht anwendbar. Man ist jedoch in der Lage, x und Q^2 aus den Energien und Impulsen des hadronischen Endzustandes der Streuung zu rekonstruieren. Hierfür wird die sogenannte *Jaquet–Blondel*–Methode angewandt. Allerdings ist diese Methode mit größeren Fehlern behaftet als bei Rekonstruktion der Streuvariablen allein aus den Eigenschaften des gestreuten Elektrons.

Abb. 2.2: *Der bei HERA zugängliche Bereich in der x–Q^2–Ebene für drei verschiedene Energie–Bereiche (Erläuterung siehe Text, Abb. aus [*PRO91*]).*

Das physikalische Interesse an einer Messung der Gluon–Strukturfunktion $g(x_g)$ des Protons ist groß. Anschaulich gibt diese Funktion an, mit welcher Wahrscheinlichkeit in einem Proton ein Gluon mit einem bestimmten Bruchteil x_g des Protonimpulses auftritt. Eine genaue Kenntnis des Verlaufes dieser Funktion, insbesondere für kleine Werte von x_g, ist deshalb so wichtig, weil bei der geplanten nächsten Beschleunigergeneration die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte stark von $g(x_g)$ abhängen. An den geplanten pp–Beschleunigern *LHC*[2] und *SSC*[3] gilt das Hauptinteresse der Suche nach dem Top–Quark und dem Higgs–Boson. Der wesentliche Teil des Wirkungsquerschnittes für die $t\bar{t}$–Produktion (mit eventuell anschließender Annihilation $t\bar{t} \rightarrow H$) kommt durch den Prozeß der Gluon–Gluon–Fusion zustande, der prinzipiell analog zur Gamma–Gluon–Fusion verläuft. Um abschätzen zu können, wie aussichtsreich z.B. die Entdeckung des Higgs bei *LHC* oder *SSC* ist, benötigt man also $g(x_g)$ im Bereich von $x_g \sim 10^{-4}$. Hierfür insbesondere wurde *HERA* gebaut.

Einzelheiten zu den beiden aufgeführten Rekonstruktionsmethoden der invarianten Parameter sowie zu weiteren Gesichtspunkten der tiefinelastischen Elektron–Proton–Streuung werden z.B. in [PRO91] gegeben.

[2] **L**arge **H**adron **C**ollider
[3] **S**uperconducting **S**uper **C**ollider

2.2 Schwere Quarks

Ein wesentlicher Gesichtspunkt für den Bau von *HERA* war von Beginn an das Studium der Eigenschaften schwerer Quarks, worunter man die drei *Flavours Charm* (c), *Bottom* (b) und *Top* (t) versteht. Während Mitte der achtziger Jahre, also zur Planungs- und Bauzeit von *HERA*, noch die Entdeckung des Top–Quarks bei *HERA* für möglich gehalten und eine hohe Zahl von produzierten Bottom–Quarks erwartet wurde, galten Ereignisse mit Charm–Quarks eigentlich nur als „Untergrund“ für diese bevorzugten Prozesse. Diese optimistischen Prognosen mußten mittlerweile revidiert werden. Die obere Grenze der Masse des t–Quarks, bis zu welcher man es bei *HERA* mit einer erwarteten integrierten Luminosität von 100 pb^{-1} pro Jahr noch entdecken könnte, liegt bei etwa 70 GeV [PRO87]. Dagegen weiß man heute von Beschleunigern wie *LEP* und dem *TEVATRON*, daß die Masse des Top bei mindestens 91 GeV liegt [PDG92], erwartet wird sogar ein Wert in der Gegend von 135 GeV. Die Entdeckung des Top bei *HERA* ist also ausgeschlossen. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Bottom–Quarks bei *HERA* beträgt etwa 5 nb [OUL91]. Bei der erwarteten Luminosität von *HERA* entspricht dies circa $5 \cdot 10^5$ $b\bar{b}$–Ereignissen pro Jahr. Allerdings gestaltet sich die Separation dieser Ereignisse vom Untergrund der leichteren Quarks außerordentlich schwierig. Daher gilt eine Physik mit b–Quarks bei *HERA* als wenig aussichtsreich, solange nicht eine sehr hohe Statistik zur Verfügung steht. Aus diesen Gründen konzentrieren sich die Hoffnungen und Erwartungen der Physik der schweren Quarks bei *HERA* auf die Physik der Charm–Quarks. Die Möglichkeiten hierzu werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

2.3 Charm–Physik bei HERA

Der wesentliche Teil des Wirkungsquerschnittes für die Charm–Produktion bei *HERA* wird über die sog. *Gamma–Gluon–Fusion* oder allgemeiner *Boson–Gluon–Fusion (BGF)* erreicht. Die entsprechenden Feynman–Graphen dieser Ordnung zeigt Abb. 2.3.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $c\bar{c}$–Paaren bei *HERA* wird berechnet nach:

$$\sigma(ep \to c\bar{c}X) = \int dy dx_g \; F_\gamma(y)\, g(x_g)\, \sigma(\gamma g \to c\bar{c}) \qquad (2.1)$$

$F_\gamma(y)$ ist die Wahrscheinlichkeit, mit dem das Elektron ein Photon mit dem Impulsbruchteil y abstrahlt und kann in der *Weizsäcker–Williams–Approximation* berechnet werden. x_g ist der Impulsbruchteil des Protons, der von dem an der BGF beteiligten Gluon getragen wird. Dieser Parameter kann

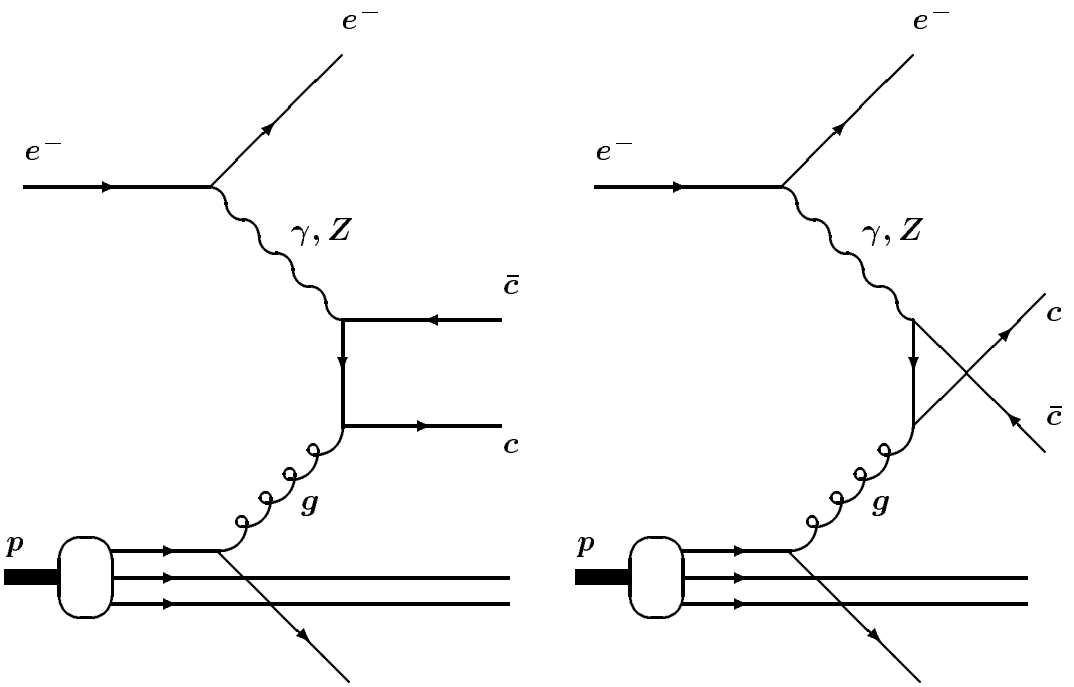

Abb. 2.3: *Feynman–Graphen niedrigster Ordnung der $c\bar{c}$–Produktion in der Elektron–Proton-Streuung über den neutralen Strom (sog.* Gamma–Gluon–Fusion*)*

als Analogon zur Variable x in der tiefinelastischen Streuung betrachtet werden. $g(x_g)$ ist die Gluon–Strukturfunktion des Protons, deren Messung eines der wichtigsten Ziele bei *HERA* ist. Mit $\sigma(\gamma g \rightarrow c\bar{c})$ wird der Wirkungsquerschnitt des Unterprozesses $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ bezeichnet. Als Wert für $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ liefern Monte–Carlo–Rechnungen etwa 600 nb (siehe z.B. [OUL91] und [WIE91]). Allerdings ist hier die Prognose eines genaueren Wertes unmöglich, da auf der einen Seite der Wert der Gluon–Strukturfunktion des Protons bei kleinen Werten von x_g nicht genau vorhersagbar ist und auf der anderen Seite die Korrekturen höherer Ordnungen bei der Berechnung von $\sigma(ep \longrightarrow c\bar{c}X)$ ebenfalls nicht bekannt sind.

Bei der anvisierten *HERA*–Luminosität entspricht dieser Wirkungsquerschnitt einer Zahl von größenordnungsmäßig 10^8 $c\bar{c}$–Paaren pro Jahr. Aus diesem Grund kann *HERA* mit voller Berechtigung als „Charm–Fabrik“ bezeichnet werden.

In der Charm–Physik unterscheidet man zwischen Ereignissen mit und ohne offenen Charm. Ein *Open–Charm–Event* liegt dann vor, wenn ein- oder mehrere Teilchen erzeugt werden, deren Charm–Quantenzahlen von Null verschieden sind, also z.B. D–Mesonen. Kein offener Charm liegt

dagegen z.B. beim J/Ψ–Meson vor, das aus einem Charm– und einem Anticharm–Quark besteht und dessen Charm–Quantenzahl daher Null ist. Die zu erwartenden physikalischen Ergebnisse der Charm–Physik bei *HERA* sind vielfältig: beispielsweise kann aus rekonstruierten J/Ψ– und Open–Charm–Ereignissen die Gluon–Strukturfunktion des Proton in einem Bereich von $x = 5 \cdot 10^{-4}$ bis 10^{-1} bestimmt werden. Andererseits können aus den Zerfällen von D–Mesonen die oberen Grenzen auf die Verzweigungsverhältnisse von nach dem Standardmodell verbotenen bzw. unterdrückten Zerfällen dieser Mesonen verbessert bzw. ein Teil dieser Zerfälle gesehen werden. Hierbei handelt es sich unter anderem um Zerfälle, bei denen Quark–Flavours verändert werden (sog. *Flavour–Changing–Neutral–Current*– oder *FCNC*–Prozesse) wie $D^0 \rightarrow e^+e^-$ oder um Prozesse wie $D^0 \rightarrow \mu^+e^-$ (*LFNV* von *Lepton–Family–Number–Violating*), bei denen die Leptonfamilienzahl verletzt wird, d.h. Prozesse, bei denen die Elektronen-, Myonen- oder Tauonenzahl sich ändert. Ebenso vielfältig wie die Ergebnisse, die man aus der Charm–Physik bei *HERA* erwartet, sind auch die Teilchen, die man zu diesem Zweck nachzuweisen versucht: es werden sowohl Baryonen mit offenem Charm, z.B. Λ_c, untersucht als auch Mesonen mit ($D^{*\pm}, D^{*0}, D_s^{*\pm}, \ldots$) und ohne ($J/\Psi$) offenen Charm.

Eine Übersicht über die Charm–Physik bei *HERA* findet sich in [OUL91] und [WOU92], speziell die Physik der D–Mesonen wird in [EGL92] behandelt. Aktuelle Ergebnisse zur Rekonstruktion von Charm–Teilchen bei *H1* finden sich z.B. in [LEY92], [RIE93], und [SAH93].

Kapitel 3

Das H1–Triggersystem

3.1 Aufgaben des Triggers

Bei Einhaltung der Design–Vorgaben für die Bunch–Zahlen des Elektronen- und Protonenringes (je 210 Bunches) findet bei *HERA* alle 96 ns ein Bunchcrossing statt. Diese Zeit ist also die zentrale Zykluszeit, die den Takt angibt, mit der die gesamte nachfolgende Auswertung der Ereignisse stattfinden muß. Sie soll hier als T_{HERA} bezeichnet werden. Ihr entspricht eine Bunchcrossing–Rate von 10.4 MHz. Zwar findet nicht bei jeder Kollision der beiden Strahlen tatsächlich ein Ereignis (*Event*) statt, jedoch liegt die totale Ereignisrate im Bereich von einigen hundert kHz.

Hier stößt man nun auf ein Problem: bei einer vorgegebenen Datenmenge pro Event (ca. 60-100 kB) ist die Anzahl der Events, die je Sekunde auf Magnetbänder geschrieben werden können zwecks späterer Auswertung, begrenzt. Die Datenerfassungsrate ist so auf etwa 0.5 MB pro Sekunde beschränkt. Dies bedeutet, daß nur circa 5 Ereignisse je Sekunde abgespeichert werden können. Darüberhinaus hätte eine wesentliche Erhöhung der Rate der gespeicherten Ereignisse keinen Sinn, da die Rechenleistung für die Offline–Rekonstruktion der Daten ebenfalls begrenzt ist.

Es ergibt sich also das Problem, die Ereignisrate vom 100 kHz-Bereich in die Größenordnung von 5 Hz zu senken. Man stellt außerdem fest, daß der allergrößte Teil der stattfindenden Ereignisse sogenannte *Beamwall*– und *Beamgas*–Events sind. Darunter versteht man starke Wechselwirkungen von Protonen aus dem Protonenstrahl mit der Wand des Strahlrohres (z.B. mit Teilen der Fokussiermagnete) bzw. mit Atomen des Restgases im Strahlrohr, das zwar evakuiert ist, jedoch natürlich immer noch eine gewisse Menge an Gas enthält (Strahlrohrdruck circa 10^{-9} Torr). Die Rate dieser Untergrundereignisse liegt im kHz-Bereich je Meter Strahlrohr. Dabei ist zu beachten, daß diese Ereignisse bereits erheblich vor dem Detektor

stattfinden können, d.h. Strecken von mehreren zig Metern vor der eigentlichen Wechselwirkungszone der Elektron–Proton–Stöße. Durch den sehr hohen Impuls des Protons gegenüber den Stoßpartnern bei diesen Untergrundereignissen fliegen die entstehenden Teilchen im wesentlichen in der ursprünglichen Protonrichtung weiter, d.h. in Richtung auf den Detektor.

Die Aufgabe des Triggers besteht darin, nicht nur die totale Ereignisrate auf 5 Hz zu senken, sondern vor allem möglichst nur „gute“ Ereignisse zu akzeptieren, d.h. solche, die aus ep–Stößen stammen, und Strahlrohr– bzw. Strahlwand–Ereignisse zu verwerfen. Dies ist bei *HERA* bedeutend schwieriger als beispielsweise bei Elektron–Positron–Speicherringen, da der Wirkungsquerschnitt für Reaktionen dieser Teilchen mit den Wänden oder den Restgasatomen sehr viel kleiner ist als für Protonen. Deshalb ist auch bei *HERA* der Untergrund durch Wechselwirkungen des Elektronenstrahls mit der Umgebung zu vernachlässigen gegenüber dem dominierenden Protonenuntergrund. Im Vergleich mit bisherigen Proton–Proton– oder Proton–-Antiproton–Speicherringen liegt bei *HERA* eine wesentlich höhere Kollisionsrate vor. Insgesamt läßt sich feststellen, daß bei *H1* an den Trigger außerordentlich hohe Ansprüche gestellt werden müssen, um erfolgreiche physikalische Analysen zu gestatten.

3.2 Struktur des Triggers

Der *H1*–Trigger ist aus insgesamt vier Stufen aufgebaut, die einander sequentiell nachfolgen. Die Stufen (*Level*) eins und zwei sind *Hardware*–Trigger, die Stufen drei und vier dagegen sind *Software*–Trigger. Generell ist die Aufgabenverteilung so, daß jede Triggerstufe erst aktiv wird, wenn die vorhergehende Stufe das aktuelle Event akzeptiert hat, und nun ihrerseits eine Entscheidung über das Akzeptieren (*ACCEPT*) oder Verwerfen (*REJECT*) des Events fällt. Nur solche Ereignisse, die von allen vier Levels akzeptiert wurden, werden schließlich auf Magnetbänder abgespeichert. Eine schematische Übersicht des Datenflusses im *H1*–Experiment zeigt Abb. 3.1.

Im einzelnen handelt es sich um folgende Triggerstufen:

- **Level 1:** Diese erste Triggerstufe besteht aus einer Elektronik, die im sogenannten *Pipeline*–Verfahren aufgebaut ist. Darunter versteht man folgendes: Die Zeit zwischen aufeinanderfolgenden Bunchcrossings beträgt nur T_{HERA}=96 ns. Jedoch sind die meisten Signale von den einzelnen Detektorelementen allein schon deutlich länger als diese Zeit. So haben z.B. die Pulse der Driftkammern typische Längen von $10 \cdot T_{HERA}$, die des LAr–Kalorimeters sogar von $20 \cdot T_{HERA}$. Nur die Pulse der MWPC's sind im allgemeinen kürzer als T_{HERA}. Aus diesem

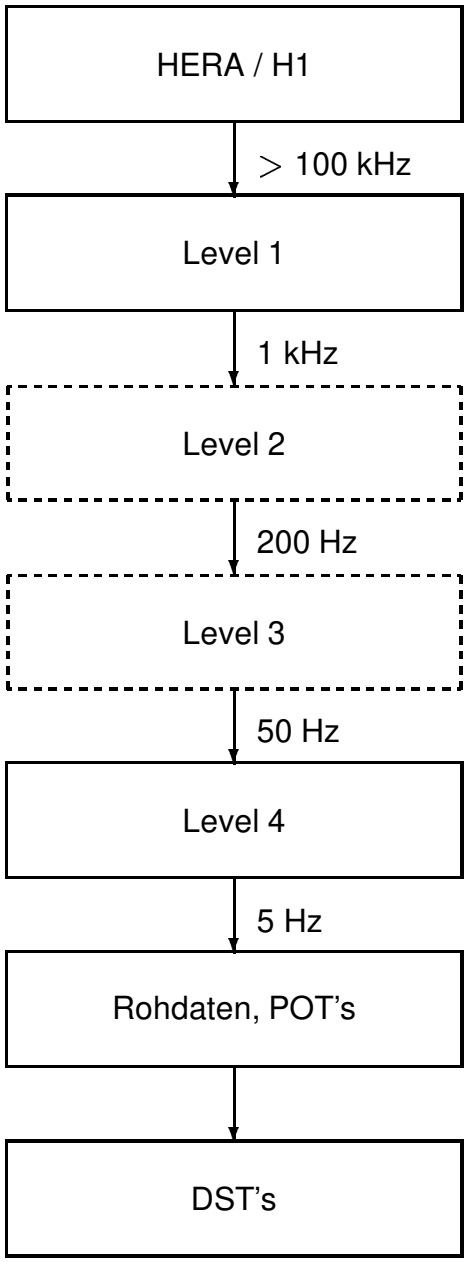

Abb. 3.1: *Datenfluß beim* H1*–Experiment. Dargestellt sind die Raten, mit denen die Daten auf dem Weg vom Detektor bis zur Speicherung als DST's (siehe unten) verarbeitet werden müssen. Die bisher nicht implementierten Triggerlevel zwei und drei sind durch gestrichelte Linien angedeutet.*

Grunde fällt die erste Triggerstufe ihre Entscheidung über ein Event erst nach circa 2.2 μs. Dies entspricht $23 \cdot T_{HERA}$. Daher ist es notwendig, daß sich eine ebenso große Anzahl von Ereignissen *gleichzeitig* in der Stufe 1 befindet. Dabei ist die Vermischung von Signalen verschiedener Ereignisse zu vermeiden, um ein korrektes Arbeiten der Triggerlogik

zu gewährleisten. Die Triggerstufe 1 fällt ihre Entscheidung aufgrund von fest eingestellten Triggerbedingungen. Dabei werden noch alle Subdetektoren getrennt betrachtet. Es sind dies:

- die Hauptkalorimeter (LAr und BEMC)
- das Vorwärtskalorimeter
- die Driftkammern
- das Hauptmyonsystem
- die Vieldraht–Proportionalkammern (MWPC)
- der Elektrontagger
- das Vorwärtsmyonsystem
- die Vetowände für das Flugzeitveto

Für jeden Subdetektor existieren ein oder mehrere Triggerbedingungen, die jeweils ein Bit in einem bestimmten Datenwort setzen für ACCEPT (1) oder REJECT(0). Anschließend verknüpft die zentrale Triggerlogik die einzelnen Subdetektoren durch ein logisches ODER und erhält so insgesamt eine Entscheidung über ACCEPT oder REJECT. Durch die erste Triggerstufe soll bereits ein großer Teil des Untergrundes von Strahlrohr- und Strahlwandereignissen unterdrückt werden. Als besonders effizient erweist sich hier der sogenannte z*–Vertex–Trigger*. Dieser rekonstruiert aufgrund der Signale von den MWPC's den Vertex eines Ereignisse entlang der Strahlachse. Er ist so zusammen mit dem Time–Of–Flight–Veto imstande, diejenigen Beamgas– und Beamwall–Ereignisse zu verwerfen, bei denen die primäre Wechselwirkung außerhalb eines Bereiches von etwa $z = \pm$ 1 m um den Design–Wechselwirkungspunkt im Zentrum des *H1*–Detektors stattfindet. Außerdem werden hier bereits größtenteils das elektronische Rauschen sowie andere Störungen in den elektrischen Schaltkreisen unterdrückt, indem man Koinzidenzen von Signalen aus verschiedenen Teilen des Detektors verlangt. Insgesamt wird die Rate auf etwa 1 kHz gesenkt. Da das Pipeline–Verfahren angewendet wird, gibt es in dieser Triggerstufe keine Totzeiten. Alle Events, die von der Stufe 1 akzeptiert wurden, werden nun an die Stufe 2 weitergereicht.

- **Level 2:** Nach einer positiven Level–1–Entscheidung wird der Level 2 aktiviert. Hier findet nun eine komplexere Analyse der Detektordaten statt, allerdings immer noch auf Hardwareniveau. Diese Stufe ist nicht mehr in der Pipeline–Technik aufgebaut, deshalb kommt es hier erstmalig zu Totzeiten. Sobald der Level 2 ein Event prozessiert, beginnt die Totzeit, die bis zur Entscheidung von Level 2 andauert. Maximal soll diese Triggerstufe nach 200 Hera–Zyklen, d.h. etwa 20 μs zu einer Entscheidung gelangt sein. Fällt bereits vorher eine negative Entscheidung, verkürzt sich dadurch natürlich die Totzeit. Die Ereignisrate, die

vom Level 2 akzeptiert wird, liegt bei circa 200 Hertz. Zum jetzigen Zeitpunkt, d.h. bis inklusive der Run–Periode 1992, existiert der Level–2–Trigger noch nicht in der Triggerhierarchie.

- **Level 3:** Bei dieser, bisher ebenfalls noch nicht implementierten Triggerstufe handelt es sich nun um die erste Software–Stufe. Hier wird, immer noch auf der Basis von einzelnen Subdetektoren, eine schärfere Auswahl unter den Events getroffen, indem jetzt auch Kalibrationskonstanten benutzt werden und in den Mikroprozessoren weitere physikalische Größen des Ereignisses berechnet werden. Die Totzeit in dieser Stufe liegt zwischen 10 μs und 800 μs, je nachdem, wie lange es bis zur Entscheidung dauert. Bei einer positiven Entscheidung nach etwa 800 μs ist der Detektor vollständig ausgelesen worden. Die Ereignisrate sollte nach der dritten Triggerstufe noch etwa 50 Hz betragen.
- **Level 4:** Diese letzte Triggerstufe, die ebenfalls auf Softwarebasis arbeitet, soll nun die Ereignisrate auf den erforderlichen Wert von wenigen Hertz senken. Hierzu steht eine sogenannte „Farm“ von schnellen Prozessoren zur Verfügung, auf denen die Events parallel verarbeitet werden. Die Prozessoren der Filterfarm sind in der RISC–Architektur aufgebaut (*Reduced Instruction Set Computer*). Die von Level 4 akzeptierten Ereignisse werden anschließend auf Magnetbänder geschrieben zwecks späterer Analyse. Eine genauere Beschreibung des Programms für die Farm findet sich im folgenden Abschnitt.

3.3 Das Filterprogramm

Auf dem Level 4 werden bereits komplexe physikalische Größen berechnet, deren Werte zur Entscheidungsfindung herangezogen werden, so z.B. die Zahl der Spuren in den Spurkammern, die gesamte im Kalorimeter deponierte Energie und viele weitere Daten. Hierzu stellt das auf der Prozessorfarm laufende Programm, im folgenden als *Filterprogramm* bezeichnet, einen Satz von Variablen bereit, die falls notwendig aus den Rohdaten des Detektors berechnet werden. Es ist nun für den Anwender möglich, sogenannte *Triggerbedingungen* zu definieren und dem Programm mitzuteilen. Ist eine Triggerbedingung erfüllt, so wird die vom Benutzer vorgegebene Aktion ausgeführt, d.h. das Ereignis wird entweder verworfen oder akzeptiert. Ist die Bedingung nicht erfüllt, wird die nächste Triggerbedingung untersucht, solange bis eine Entscheidung herbeigeführt wurde. Um Rechenzeit zu sparen, wird der Wert einer bestimmten Variablen des Filterprogramms nur berechnet, falls er für eine Triggerbedingung benötigt wird.

Dadurch, das der Benutzer in der Lage ist, die Triggerbedingungen jederzeit zu ändern und dies auf einfache Weise dem Programm mitzuteilen, ist eine große Flexibilität gewährleistet.

Außer der auf der Filterfarm laufenden Online–Version des Filterprogramms existiert noch eine Offline–Version, die in allen Belangen der Online–Version entspricht, abgesehen davon, daß hier die Ereignisdaten nicht aus dem Detektor ausgelesen werden, sondern von einer Festplatte oder einem Magnetband als Datenfile eingelesen werden. Für die Studien, die dieser Arbeit zugrundeliegen, wurde die Offline–Version des Filterprogramms auf einer *VAX 6000–420* im Rechenzentrum des III. Physikalischen Institutes B der RWTH Aachen installiert.

3.4 Rekonstruktion und DST–Selektion

Diejenigen Ereignisse, die alle vier Triggerstufen „überleben", werden schließlich im *DESY*–Rechenzentrum vollständig rekonstruiert. Hierbei findet das Programm `H1REC` Verwendung. Dieses ist eng mit dem Filterprogramm verwandt, da letzteres für die Online–Rekonstruktion größtenteils auf `H1REC`–Routinen zurückgreift. Der Hauptunterschied zwischen beiden Programmpaketen liegt darin, daß das Filterprogramm die Rekonstruktion abbricht, sobald die Entscheidung über Akzeptieren oder Verwerfen eines Events gefallen ist. Demgegenüber werden von `H1REC` im Normalfalle die Informationen sämtlicher Detektorkomponenten rekonstruiert. Die rekonstruierten Daten werden dann als sogenannte *POT*'s[1] abgespeichert.

Wegen der großen Anzahl der bei *H1* genommenen Daten ist es notwendig, eine Vorselektion der rekonstruierten Ereignisse im Hinblick auf die gewünschten physikalischen Fragestellungen vorzunehmen. Es wäre bei der anfallenden Datenmenge übermäßig aufwendig, beispielsweise alle aufgezeichneten Daten nach Kandidaten für tiefinelastische Streuung zu untersuchen. Daher werden nach der Rekonstruktion sogenannte Event–Klassen definiert, in die dann die Kandidaten für die jeweiligen physikalischen Prozesse geschrieben werden, z.B. tiefinelastische Streuung, Photoproduktion, Charm–Physik, exotische Physik und anderes. Die Kandidaten für Charm–Physik gelangen dabei in die Event–Klasse 17. In dieser Form stehen die Daten dann als *DST*'s[2] für die Analysen der beteiligten Physiker zur Verfügung.

[1] **P**hysics Events **O**n **T**ape
[2] **D**ata **S**ummary **T**apes

Kapitel 4

Die untersuchten Datensätze

In diesem Kapitel wird nun zunächt das $D_s^{*\pm}$–Meson genauer vorgestellt. Insbesondere der Zerfallskanal über die ϕ–Resonanz mit anschließendem Zerfall in geladene Kaonen wird dabei betrachtet. Ferner werden hier die Datensätze vorgestellt, die in dieser Arbeit Verwendung finden.

4.1 Der Zerfall $D_s^{\pm} \to \phi\,\pi^{\pm} \to K^+K^-\pi^{\pm}$

Am Speicherring *HERA* werden bei der erwarteten Luminosität jährlich circa $3 \cdot 10^7$ $D^{*\pm}$–Mesonen erzeugt. Demgegenüber ist die Produktionsrate von $D_s^{*\pm}$–Mesonen um etwa einen Faktor $\frac{1}{8}$ geringer [RIE93]. Dies läßt sich in den unterschiedlichen Quarkinhalten begründen. Der Quarkinhalt des $D_s^{\pm}$ ist $D_s^+ = (c\bar{s})$, der des D_s^- ist $D_s^- = (\bar{c}s)$. Demgegenüber konstituiert sich ein D^+ aus $D^+ = (c\bar{d})$, ein D^- aus $D^- = (\bar{c}d)$. Die Quarkinhalte der angeregten Zustände sind identisch mit denen der Grundzustände der jeweiligen Teilchen. Aufgrund seiner höheren Masse wird das s–Quark bei Fragmentationen mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit als u– oder d–Quarks erzeugt. Daher ist auch die Entstehung von $D_s^{*\pm}$–Mesonen unwahrscheinlicher als die von $D^{*\pm}$–Mesonen. Bei demzufolge circa $4 \cdot 10^6$ erzeugten $D_s^{*\pm}$–Mesonen pro Jahr bietet die Analyse dieses Teilchens eine gute Alternative zur Untersuchung des $D^{*\pm}$. Auf die Rekonstruktion dieses Mesons konzentriert sich die Mehrheit derjenigen Physiker innerhalb der *H1*–Kollaboration, die sich mit Open–Charm–Ereignissen beschäftigen.

Das $D_s^{*\pm}$–Meson zerfällt über die elektromagnetische Wechselwirkung nahezu ausschließlich in den Kanal $D_s^{*\pm} \to D_s^{\pm}\gamma$. Die Masse des entstehenden $D_s^{*\pm}$–Mesons beträgt $M_{D_s^{\pm}} = (1969 \pm 1.4)$ MeV[1]. Wegen der

[1] Die Zahlenwerte der Massen, Lebensdauern und Verzweigungsverhältnisse in diesem Kapitel stammen aus [PDG92].

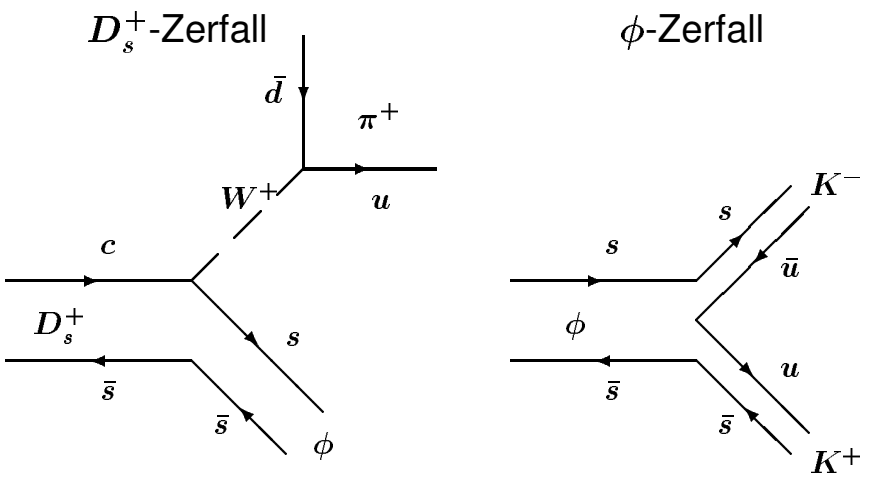

Abb. 4.1: *Feynman–Graphen für die Zerfälle* $D_s^+ \to \phi\,\pi^+$ *(links) und* $\phi \to K^+K^-$ *(rechts).*

Erhaltung der Charm– und Strange–Quantenzahlen in der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung kann das $D_s^\pm$ nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen. Daraus resultiert seine vergleichsweise lange Lebensdauer von $\tau_{D_s^\pm} = 4.50^{+0.30}_{-0.26} \cdot 10^{-13}$ s. Dies entspricht einer Zerfallslänge von $c\tau_{D_s^\pm} = 135\,\mu$m. Der Cabbibo-bevorzugte Zerfallsmodus für das c-Quark ist $c \to s\ W^+$. Dieser Modus ist für den Zerfall in ein ϕ und ein geladenes Pion verantwortlich, wie man in Abbildung 4.1 am Beispiel des Zerfalls $D_s^+ \to \phi\,\pi^+$ sieht.

Dieser Zerfallsmodus des $D_s^\pm$ hat ein Verzweigungsverhältnis (*Branching Ratio, BR*) von

$$BR(D_s^\pm \to \phi\,\pi^\pm) = (2.8 \pm 0.5)\,\%.$$

In dieser Arbeit werden Ereignisse betrachtet, bei denen das so entstehende ϕ, das eine Masse von $M_\phi = 1019$ MeV besitzt, über den Kanal $\phi \to K^+K^-$ weiter zerfällt. Das entsprechende Feynman-Diagramm ist ebenfalls in Abbildung 4.1 gezeigt. Das Verzweigungsverhältnis beträgt hier:

$$BR(\phi \to K^+K^-) = (49.1 \pm 0.8)\,\%$$

Dieses hohe Verzweigungsverhältnis erklärt sich dadurch, daß hier das Zerfallsdiagramm „verbundene“ Linien enthält, während z.B. der Zerfall $\phi \to \pi^+\pi^-\pi^0$ nur über einen gluonischen Zwischenzustand möglich ist. Da hier die Quarklinien in Anfangs- und Endzustand unverbunden sind, ist dieser Zerfall nach der Zweig–Regel unterdrückt.

Für das ϕ beträgt die mittlere Lebensdauer $\tau_\phi = 1.48 \cdot 10^{-22}$ s, was einer Zerfallslänge von $c\tau_\phi = 4.44 \cdot 10^{-14}$ m entspricht.

Die Lebensdauern geladener Pionen und Kaonen betragen $\tau_{\pi^\pm} = 2.60 \cdot 10^{-8}$ s bzw. $\tau_{K^\pm} = 1.24 \cdot 10^{-8}$ s. Die mittlere Zerfallslänge dieser Teilchen liegt also bei $c\tau_{\pi^\pm} = 7.8$ m bzw. $c\tau_{K^\pm} = 3.72$ m. Es kann also davon ausgegangen werden, daß der überwiegende Teil der entstehenden $\pi^\pm$ und $K^\pm$ erst außerhalb der zentralen Spurkammern zerfällt und demzufolge in diesen Detektorkomponenten nachgewiesen werden kann.

Da die mittlere Lebensdauer des $D_s^\pm$ mehr als 100 μm beträgt, ergibt sich die Möglichkeit, den Zerfallsvertex dieses Teilchens mit Hilfe eines Mikrovertexdetektors aufzulösen. Die typische Ortsauflösung eines solchen aus Silizium–Streifen bestehenden Detektors liegt in der Größenordnung von 10μm. Sobald also ein solches Detektormodul in den *H1*–Detektor implementiert wird, erhöhen sich die Möglichkeiten zur Identifikation von D–Mesonen bei *H1* beträchtlich [STD92]. Da jedoch zum jetzigen Zeitpunkt ein solcher Mikrovertexdetektor noch nicht vorhanden ist, wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit dieses Thema nicht mehr behandelt.

Zur Veranschaulichung der Topologie eines $D_s^\pm \rightarrow K^+K^-\pi^\pm$–Ereignisses ist in Abbildung 4.2 ein Monte–Carlo–Event in der Längsschnitt– und der radialen Ansicht des *H1*–Detektors gezeigt. Dieses Event stammt aus dem Datensatz Φ–`Simulation`. Erläuterungen zu diesem und den übrigen Datensätzen finden sich weiter unten. Die graphischen Darstellungen dieses und der später gezeigten Ereignisse wurden mit dem Event–Display–Programm `H1ED` realisiert. In Abschnitt 10.3 werden für die im Laufe dieser Arbeit beispielhaft vorgestellten Events die Größen, auf die Schnitte vorgenommen werden, zusammengestellt.

In dieser Arbeit soll nun vornehmlich versucht werden, Ereignisse mit $D_s^\pm$–Mesonen, die in den beschriebenen Kanal zerfallen, vom Untergrund zu trennen. Hierzu finden vier verschiedene Datensätze Verwendung, die im folgenden Abschnitt näher erläutert werden.

4.2 Beschreibung der Datensätze

Für die dieser Arbeit zugrundeliegenden Studien fanden die folgenden Datensätze Verwendung:

- Bei dem mit γ–`Gluon–Fusion` bezeichneten Datensatz handelt es sich um einen Satz von 1000 simulierten und rekonstruierten $c\bar{c}$–Ereignissen aus der Gamma–Gluon–Fusion. Die Ereignisse wurden mit dem Generator–Programm `PYTHIA` erzeugt und mit der detaillierten Detektorsimulation `H1SIM` simuliert. Die Rekonstruktion erfolgte, wie auch bei allen anderen verwendeten Datensätzen, mit dem Programm `H1REC`. Bei den Ereignissen dieses Datensatzes wurde keinerlei Vorselektion getroffen, insbesondere auch kein Level–1–Trigger bei

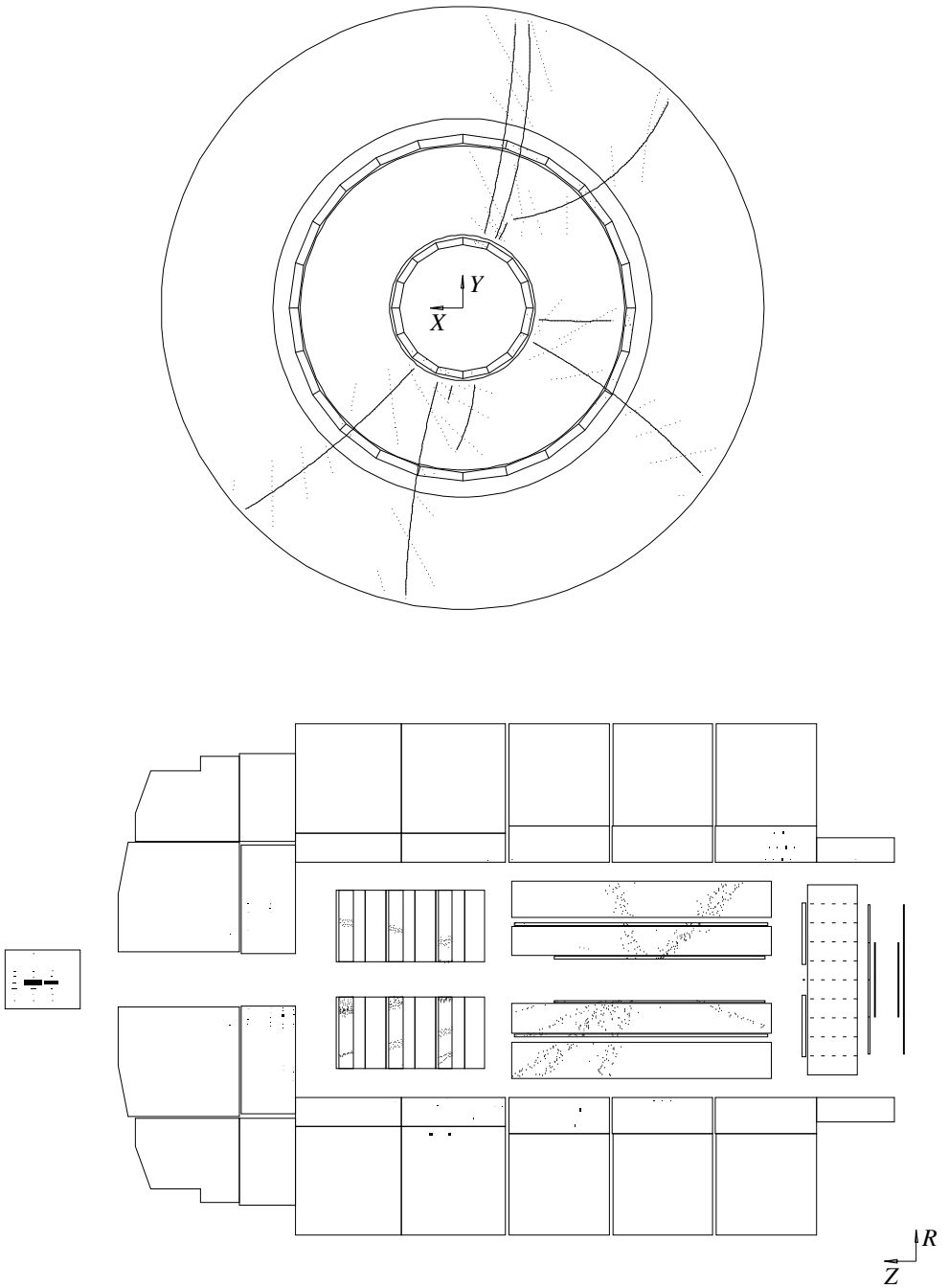

Abb. 4.2: *Graphische Darstellung des Events mit der Run–Nummer 2 und der Event–Nummer 3807 aus dem Datensatz* Φ*–*`Simulation`*. Das obere Teilbild zeigt eine radiale Ansicht der zentralen Spurkammern des* H1*–Detektors. Im unteren Teilbild ist eine Längsansicht des Detektors zu sehen, auf der man die zentralen Spurkammern, die Vorwärts–Spurkammern, sowie die LAr–, BEMC– und PLUG–Kalorimeter erkennt. Die Endzustandsteilchen des Zerfalls* $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ *sind gekennzeichnet.*

der Simulation verlangt. Daher ist zu berücksichtigen, daß ein erheblicher Teil der Ereignisse dieses Datensatzes — je nach Einstellung des Level–1–Triggers bis zu $\frac{2}{3}$ — bereits von der ersten Triggerstufe verworfen würden. Die Simulation der ersten Triggerstufe findet bei `H1SIM` im Anschluß an die Simulation der Detektorantwort auf ein Ereignis statt.

- Ebenfalls Monte–Carlo–Ereignisse beinhaltet der Datensatz Φ–`Simulation`. Es fanden dabei dieselben Programmpakete wie im Falle von γ–`Gluon–Fusion` Verwendung. Φ–`Simulation` enhält 625 Ereignisse des in Abschnitt 4.1 beschriebenen Zerfallskanals von $D_s^{\pm}$–Mesonen. Dies ist der Zerfallskanal, der in dieser Arbeit bevorzugt getriggert werden soll, d.h. das Bemühen geht dahin, für diesen Datensatz eine möglichst gute Separation vom Untergrund zu erreichen. Zur Erzeugung dieses Datensatzes wurden mit `PYTHIA` $c\bar{c}$–Ereignisse produziert. Unter diesen wurde dann eine Auswahl der Ereignisse getroffen, die wenigstens ein $D_s^{*\pm}$ enthielten [RIE93]. Daraus wurden schließlich diejenigen Events selektiert, bei denen das $D_s^{\pm}$ in den gewünschten Kanal zerfällt. Ansonsten wurden keine kinematischen Schnitte vorgenommen. Der Monte–Carlo–Wirkungsquerschnitt für die Produktion des ursprünglichen $c\bar{c}$–Ereignissamples betrug 588 nb.

- Auch die Ereignisse des Datensatzes $D^{*\pm}$–`Simulation` sind durch Monte–Carlo–Verfahren generiert. Hierbei handelt es sich ausschließlich um solche Ereignisse, bei denen ein D^{*+} über den Kanal $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ zerfällt. Dieser Zerfallskanal ist in der Heavy–Quark–Gruppe innerhalb der *H1*–Kollaboration der bevorzugt untersuchte. Daher werden in Kapitel 6 die Akzeptanzen für diesen Zerfallskanal ergänzend untersucht. Allerdings wird in den anderen Kapiteln auf eine Analyse der Selektionseffizienzen für den Datensatz $D^{*\pm}$–`Simulation` verzichtet, da wie oben erwähnt das Hauptinteresse in dieser Arbeit auf den Zerfallskanal $D_s^{\pm} \rightarrow \phi\,\pi^{\pm} \rightarrow K^+\,K^-\,\pi^{\pm}$ gerichtet wird.

- Der Datensatz `Untergrund` besteht aus Strahlwand– bzw. Strahlgas–Ereignissen. Hierbei handelt es sich um reale, mit dem *H1*–Detektor nachgewiesene Events, die anhand der Bunch–Nummer als Beamgas-/Beamwall–Ereignisse identifiziert wurden. Damit ist folgendes gemeint: während der Run–Periode 1992 befand sich ein überzähliger Proton–Bunch im Speicherring *HERA*, der als *Pilot–Bunch* bezeichnet wird. Wenn ein Pilot–Bunch die Wechselwirkungszone in der Halle Nord passiert, befindet sich zu diesem Zeitpunkt kein Elektronen–Bunch im Bereich der Wechselwirkungszone, so daß ein dann stattfindendes Ereignis zwangsläufig aus einer Reaktion eines Protons mit dem Strahlrohr oder dem Restgas herrühren muß. Identifiziert wird das

Ereignis dann über den Zeitpunkt, zu dem die Signale der einzelnen Detektorkomponenten bei der Triggerlogik eintreffen.

- Der hier mit `Eventklasse17` bezeichnete Datensatz enthält echte Daten der sogenannten Event–Klasse 17. In dieser Event–Klasse befinden sich die Charm–Physik–Kandidaten. Beachtet man jedoch den Wirkungsquerschnitt für die Charm–Produktion bei *HERA* sowie die integrierte Luminosität in der Run–Periode 1992, so ergibt sich unmittelbar, daß die Event–Klasse 17 maximal etwa 10 % $c\bar{c}$–Ereignisse enthalten kann. Der Rest ist Untergrund, hauptsächlich Strahlgas– und Strahlwand–Untergrund.

Eine kurze Bemerkung zu den Datensätzen ist hier noch angebracht. Bei der Angabe von „Events total“ in den Tabellen in Kapitel 6 ist nicht immer der gleiche Wert eingetragen. Der Grund hierfür ist, daß bei einigen Ereignissen nicht alle Informationen aus der Simulation bzw. Rekonstruktion vollständig vorlagen. In diesen Fällen wurden die Events mit unvollständigen Daten ignoriert.

Kapitel 5

Rekonstruktionsparameter für die zentralen Jetkammern

Das Filterprogramm rekonstruiert aus den Informationen, die die zentralen Jetkammern liefern, eine Reihe von Größen, die zur Entscheidung über Akzeptieren oder Verwerfen eines Events nützlich sind. Dazu gehören unter anderem die Zahl der rekonstruierten Spuren, die Zahl der identifizierten Protonen und der rekonstruierte Vertex. Zur Beeinflussung der Spurrekonstruktion hat der Benutzer die Möglichkeit, für das Filterprogramm eine Zahl von Parametern einzustellen. Dies sind zum Beispiel die Zahl der Treffer (*Hits*), die für eine Spur gefordert werden, die Mindestlänge einer Spur und so fort.

Im folgenden werden zunächst diejenigen Parameter beschrieben, die von den im allgemeinen in der *H1*–Kollaboration benutzten Standardwerten abweichen. Diese Parameter werden in der *BOS–Bank* YSCT an das Filterprogramm übergeben. In Klammern werden die entsprechenden Variablennamen angegeben, die das Filterprogramm für die jeweiligen Größen benutzt.

5.1 Parametrisierung einer Spur

Zunächst wird kurz beschrieben, wie der Verlauf einer Spur in den zentralen Spurkammern des *H1*–Detektors beschrieben wird.

Das *H1*–Koordinatensystem ist ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem mit der positiven z–Achse in Vorwärtsrichtung, also in Flugrichtung der einlaufenden Protonen. Der Ursprung liegt im Mittelpunkt der nominalen Wechselwirkungszone. Im allgemeinen fällt jedoch der Punkt

$(0,0,0)$ nicht mit dem primären Vertex eines Ereignisses zusammen, sondern durch die endliche Ausdehnung der Bunches findet eine Verschmierung des tatsächlichen Wechselwirkungspunktes statt. Insbesondere in der z–Richtung können diese Abweichungen bis zu 50 cm betragen.

Da durch das Magnetfeld der supraleitenden Spule die Bahnen geladener Teilchen in der x–y–Ebene gekrümmt werden, ist die resultierende Bahnkurve eine Helix. Diese ist durch fünf freie Parameter gekennzeichnet.

In der Projektion auf die r–φ–Ebene beschreibt die Spur einen Kreis. Dieser wird durch drei Größen parametrisiert. Es sind dies:

- Die Krümmung κ, die den Kehrwert des Krümmungsradius R der Spur darstellt. $|\kappa|$ ist dem Impulsbetrag des Teilchens umgekehrt proportional. Aus dem Vorzeichen von κ läßt sich das Vorzeichen der Ladung eines Teilchens bestimmen.
- Die größte Annäherung des Kreises an die Strahlachse, d.h. die z–Achse. Dieses Größe nennt man *DCA* (von engl. *Distance of Closest Approach*). Im folgenden wird allerdings gelegentlich auch der Punkt dieser größten Annäherung selbst als DCA bezeichnet.
- Der Winkel φ zwischen der Tangente an den Kreis und der x–Achse, betrachtet am Ort des DCA.

In der r–z–Ansicht des Detektors ist die Spur nicht gekrümmt. Hier wird sie durch zwei weitere Größen parametrisiert:

- Die z–Koordinate am Ort des DCA.
- Den Winkel θ zwischen der Spur und der z–Achse am Ort des DCA.

5.2 Die Zahl der Hits pro Spur

Ein wichtiger Parameter für die Rekonstruktion einer Spur ist die Zahl der *Hits*, d.h. die Zahl der angesprochenen Drähte in den Spurkammern, die einer bestimmten Spur zugeordnet werden (Parameter *NHMIN*). Abb. 5.1 zeigt die Verteilung der Zahl der Hits je Spur für die vier Datensätze `Eventklasse17`, γ–`Gluon–Fusion`, `Untergrund` und Φ–`Simulation`.

Es ist deutlich erkennbar, daß bei den simulierten $c\bar{c}$– und $D_s^{\pm}$–Ereignissen die Verteilung zu höheren Werten hin verschoben ist. Ein großer Teil der Spuren hat mehr als 20 Hits. Dagegen hat im Falle der Beamgas-/Beamwall– bzw. Event–Klasse–17–Ereignisse ein deutlich größerer Anteil der Spuren

weniger als 20 Hits. Im Falle des γ–`Gluon`–`Fusion`– und des Φ–`Simulation`–Datensatzes fällt ferner die Struktur der Verteilung ins Auge: es sind zwei ausgeprägte Peaks sichtbar. Der linke Peak bei etwa 25 Hits pro Spur wird von Spuren erzeugt, die nur in einer der beiden Jetkammern (CJC1 *oder* CJC2) nachgewiesen werden. Hier sei daran erinnert, daß nach Abschnitt 1.2.1 die CJC1 aus 24 Nachweisdrähten in radialer Richtung besteht. Der rechte Peak stammt dagegen von Spuren, die durch beide Jetkammern verlaufen und bei denen die beiden Spurteile als zusammengehörig identifiziert wurden. Die beschriebene Doppelstruktur fehlt in den beiden anderen Histogrammen, was bedeutet, das hier weit weniger Spuren durch beide Jetkammern hindurch identifiziert wurden.

Die vier Histogramme in Abb. 5.1 motivieren einen Schnitt (*Cut*) für die Zahl der Hits bei etwa 21. Es wird also verlangt, daß für eine gute Spur wenigstens 21 Drähte ansprechen.

5.3 Die minimale Spurlänge

Die minimal erforderliche radiale Spurlänge für eine gute Spur läßt sich ebenfalls in der Bank YSCT einstellen (Parameter *TLMIN*). Sie ist definiert als Radius am Spurende minus Radius am Spuranfang. Mit Radius ist hier der radiale Abstand zur z–Achse, d.h. zur Strahlachse, gemeint. Die so berechnete Spurlänge gibt also nicht die tatsächliche Länge der Spur im dreidimensionalen Raum wieder, sondern nur die Länge in der radialen Projektion auf die x–y–Ebene.

In Abb. 5.2 sind die Spurlängenverteilungen für die oben verwendeten vier Datensätze aufgetragen. In allen vier Histogrammen erkennt man wieder eine deutliche Doppelstruktur. Es treten zwei Peaks auf: einer bei etwa 20 cm und der zweite bei circa 60 cm. Dies läßt sich analog zum Fall der Hits pro Spur interpretieren: Spuren mit einer Länge von etwa 60 cm sind durch beide Jetkammern hindurchgegangen, Spuren mit einer Länge von ungefähr 20 cm dagegen nur durch eine der Jetkammern. Ein signifikanter Unterschied in Abb. 5.2 zwischen den Fällen (b) und (d) einerseits und (a) und (c) andererseits fällt aber auch auf: ein merklicher Anteil der Spuren aus Untergrundereignissen weist Längen von weniger als etwa 16 cm auf, wohingegen dies bei den Charm–Ereignissen sehr viel seltener zutrifft. Aus diesem Grunde wird für das Filterprogramm eine minimale Spurlänge von 16 cm verlangt. Alle Spuren, deren Länge in der x–y–Ebene kleiner ist, sollen ignoriert werden.

Man erkennt unschwer eine starke Ähnlichkeit in der Struktur der Verteilungen aus den Abbildungen 5.1 und 5.2. Dies legt die Vermutung nahe, daß die beiden dargestellten Größen miteinander korreliert sind. Daß dies

tatsächlich der Fall ist, zeigt Abb. 5.3. Dort ist am Beispiel des Datensatzes `Eventklasse17`die radiale Länge einer Spur gegen die entsprechende Zahl der Hits aufgetragen. Die Korrelation beider Größen ist deutlich erkennbar, allerdings sind auch etliche Spuren vorhanden, die eine relativ große radiale Länge bei einer verhältnismäßig kleinen Zahl von Hits aufweisen.

5.4 Der minimale Abstand einer Spur zur Strahlachse

Mit „minimaler Abstand einer Spur zur Strahlachse“ wird im folgenden etwas salopp die Größe DCA bezeichnet.

Abb. 5.4 zeigt die DCA–Verteilung für die vier Datensätze. Man entnimmt diesen Histogrammen unmittelbar, daß im Falle der Strahlwand-/Strahlgas–Ereignisse die Verteilungen wesentlich breiter sind als im Falle der $c\bar{c}$–Ereignisse. So hat ein signifikanter Anteil der Spuren aus den Untergrundereignissen ein DCA von mehr als einem Zentimeter, während bei den Charm–Events der Anteil dieser Spuren vernachlässigbar ist. Als Ergebnis wird der entsprechende Parameter *DCACUT* in der YSCT–Bank auf den Wert 0.7 cm gesetzt. Dies bedeutet, daß eine Spur vom Filterprogramm nur akzeptiert wird, wenn ihr DCA kleiner ist als dieser Wert.

5.5 Der z–Wert beim DCA

Als letzter Parameter in der YSCT–Bank soll nun die Größe *ZCUT* betrachtet werden. Dies ist der Cut–Parameter für die z–Koordinate einer Spur beim DCA. Diese Koordinate soll als *ZMIN* bezeichnet werden. Hat eine Spur also ihre größte Annäherung an die Strahlachse bei einem kleineren z–Wert als in ZCUT angegeben, soll die Spur verworfen werden. Da im Filterprogramm ein Cut in positiver Richtung nicht vorgesehen ist, wird ein solcher auch hier nicht betrachtet. Die Verteilungen von ZMIN für die vier gewohnten Datensätze finden sich in Abb. 5.5.

Wie man der Abbildung unschwer entnimmt, ist die Verteilung im Falle der Charm–Ereignisse wesentlich schmaler als in den beiden anderen Histogrammen. Nur ein kleiner Teil der Spuren hat sein DCA bei einer Entfernung von mehr als 30 Zentimetern vom Ursprung. Bei den Untergrundereignissen hat jedoch ein signifikanter Anteil von Spuren einen ZMIN–Wert von weniger als -30 cm, weshalb sich hier ein Cut ZCUT von ZMIN $\geq$ -30 cm anbietet.

5.6 Die geänderten Rekonstruktions–Parameter

Hier sollen noch einmal die Änderungen in der YSCT–Bank kurz zusammengefaßt werden. Tabelle 5.1 zeigt alle Unterschiede zwischen der hier verwendeten Einstellung und derjenigen, die für die Run–Periode 1992 als Standardeinstellung benutzt wurden.

Parameter	neuer Wert	alter Wert	Bedeutung
NHMIN	21	9	minimale Zahl der Hits je Spur
DCACUT	0.7	2.0	DCA $\leq$ DCACUT
TLMIN	16.0	0.0	radiale Spurlänge $\geq$ TLMIN
ZCUT	-30.0	-50.0	z am DCA $\geq$ ZCUT

Tabelle 5.1: *Gegenüberstellung der vorgeschlagenen Änderungen in der YSCT–Bank gegenüber den Standardeinstellungen in der* H1*–Kollaboration. In der rechten Spalte wird jeweils noch kurz an die Bedeutung des entsprechenden Parameters erinnert.*

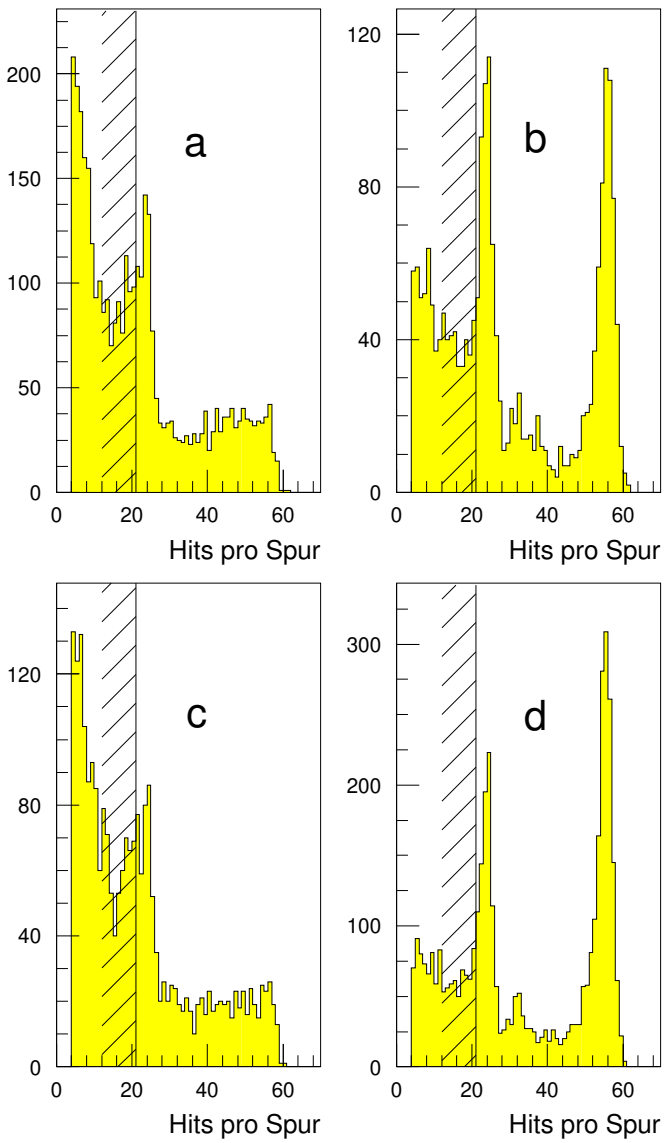

Abb. 5.1: *Verteilung der Zahl der Hits pro Spur für die Datensätze* `Eventklasse17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Der gewählte Cut von NHMIN* $\geq$ *21 Hits je Spur ist in den Histogrammen angedeutet.*

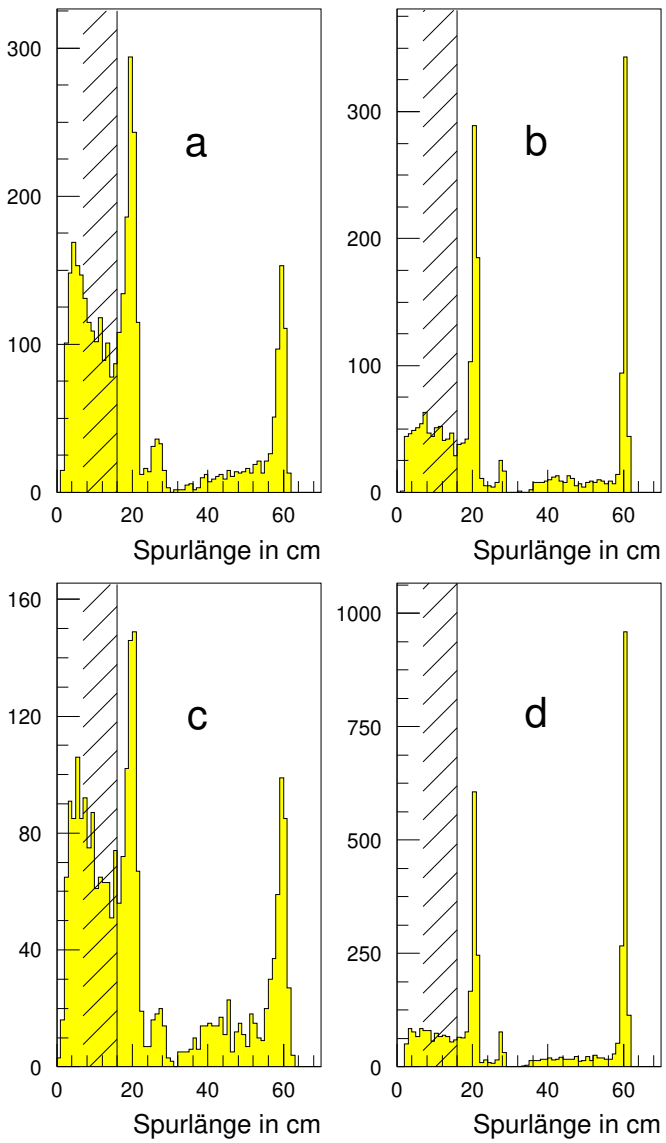

Abb. 5.2: *Verteilung der radialen Spurlängen für die Datensätze* `Eventklasse17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Der gewählte Cut von TLMIN* $\geq$ *16 cm ist wiederum durch eine Schraffur angedeutet.*

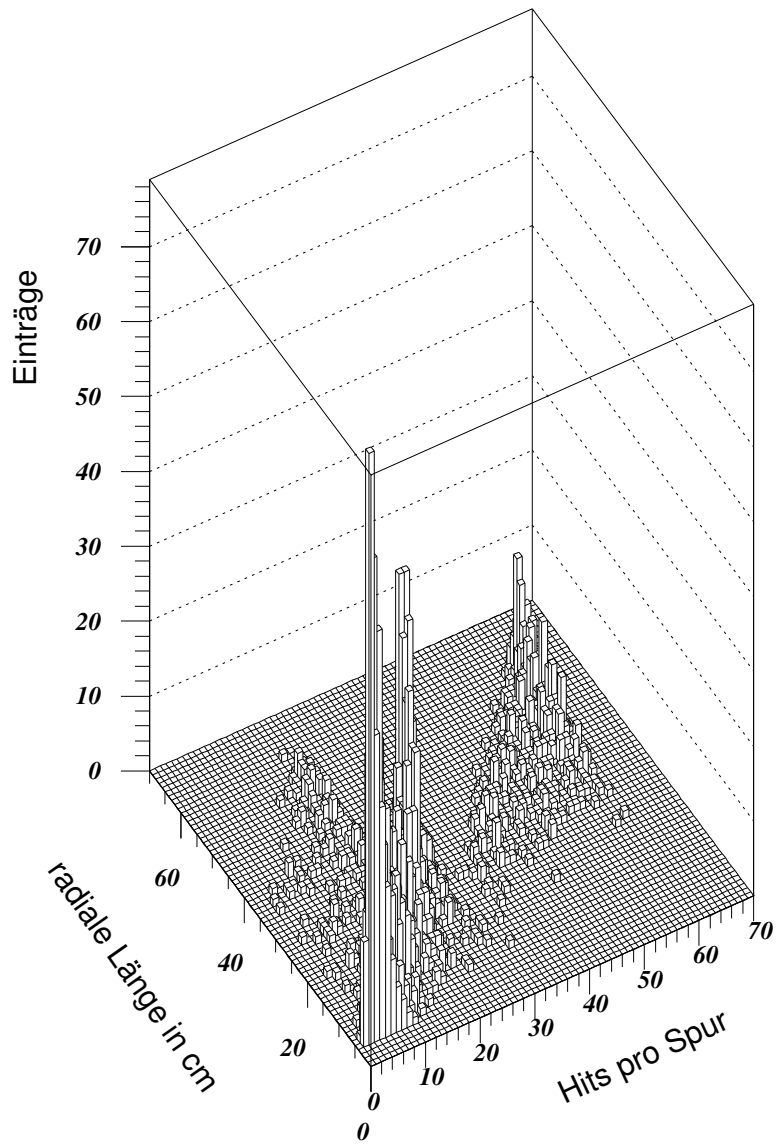

Abb. 5.3: *Korrelationsplot zwischen der radialen Länge einer Spur und der zugehörigen Zahl der Hits am Beispiel des Datensatzes* `Eventklasse 17`*.*

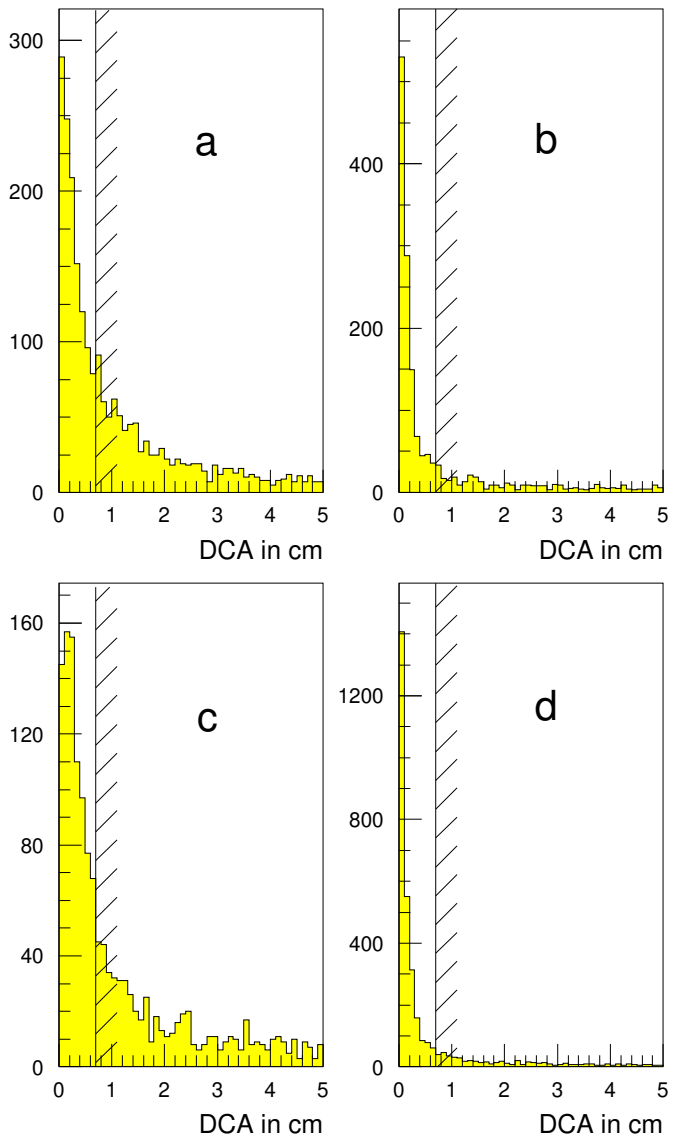

Abb. 5.4: *Verteilung des minimalen Abstandes einer an die Spur angepaßten Helix zur Strahlachse für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Wieder ist der gewählte Cut von DCACUT* $\leq$ *0.7 cm angedeutet.*

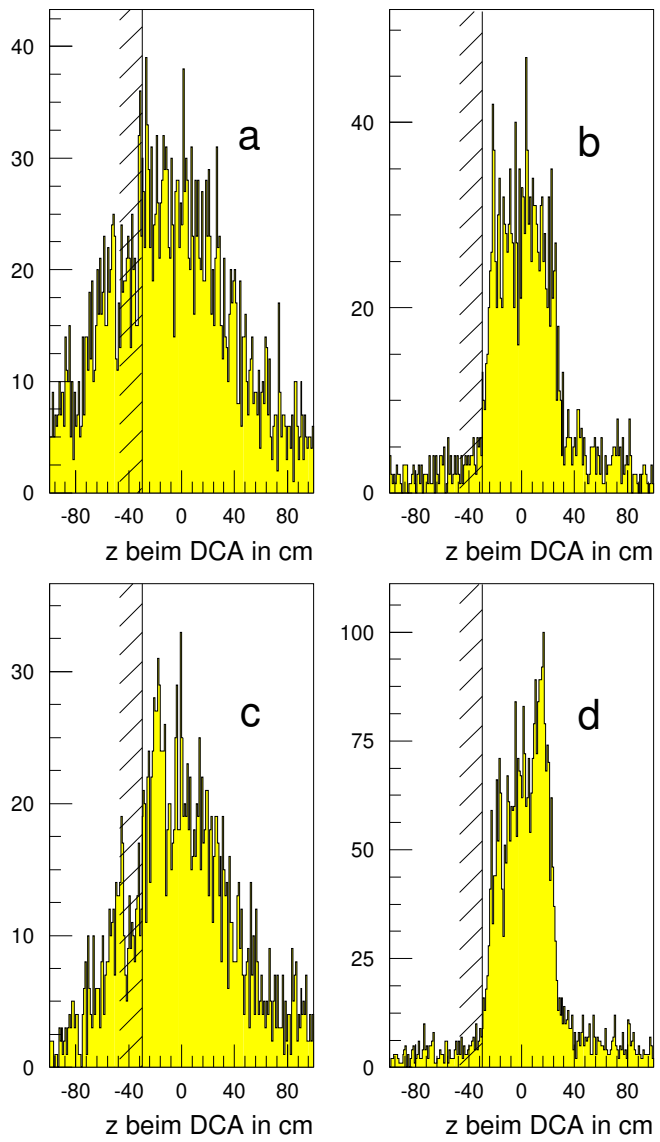

Abb. 5.5: *Verteilung der z–Koordinaten von Spuren am Punkt des DCA für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Der gewählte Cut von ZMIN* $\geq$ *-30 cm ist angedeutet.*

Kapitel 6

Ein topologischer Spurtrigger

In diesem Kapitel sollen nun die Triggerbedingungen untersucht werden, die zur effizienten Trennung der $c\bar{c}$–Ereignisse vom Untergrund nützlich sind. Diese sind nicht zu verwechseln mit den Rekonstruktionsparametern aus dem vorherigen Kapitel: letztere beeinflussen die Rekonstruktion der Spuren, sind aber nicht direkt an der Entscheidung über ACCEPT oder REJECT eines Events beteiligt. Hierfür sind die Triggerbedingungen geeignet. Sie werden in der Form formuliert „Wenn Bedingung erfüllt, dann akzeptiere/verwerfe das Ereignis“.

Zusätzlich zu den bisher betrachteten vier Datensätzen werden in diesem Kapitel auch die Akzeptanzen für den Datensatz $D^{*\pm}$–`Simulation` untersucht. Dieser enthält wie erwähnt Ereignisse des innerhalb der *H1*–$c\bar{c}$–Gruppe bevorzugt untersuchten Charm–Teilchens. Daher werden hier als Vergleichsmöglichkeit zum Datensatz Φ–`Simulation` auch die Ereignisse aus $D^{*\pm}$–`Simulation` betrachtet. Jedoch werden keine weiteren Untersuchungen für diesen Datensatz in den folgenden Kapiteln angestellt. Generell sollten sich die Ergebnisse für Φ–`Simulation` auf $D^{*\pm}$–`Simulation` übertragen lassen, wenn man den Unterschied in Betracht zieht, daß das im $D^{*\pm}$–Zerfall entstehende Pion einen sehr niedrigen Impuls hat.

6.1 Das minimale DCA

Die erste Triggerbedingung, die hier untersucht werden soll, ist das minimale DCA eines Ereignisses, im folgenden mit *DCAMIN* bezeichnet. Hiermit ist das kleinste DCA aller Spuren gemeint, die zu einem bestimmten Event gehören. Es sollte sich aus folgendem Grunde als günstig erweisen, auf diese Größe zu triggern:

Wie man Tabelle 6.1 entnimmt, liegen die Ausdehnungen der Elektronen– bzw. Protonen–Bunches in der Ebene senkrecht zur Strahlachse bei *HERA*

	Elektronenstrahl	Protonenstrahl
Ausdehnung σ_x	0.26 mm	0.29 mm
Ausdehnung σ_y	0.07 mm	0.07 mm
Ausdehnung σ_z	8 mm	110 mm

Tabelle 6.1: *Ausdehnungen des Protonen– und des Elektronen–Strahls bei HERA am Wechselwirkungsort im H1–Detektor.*

unterhalb von 0.3 mm. Dies hat zur Folge, daß der primäre Vertex in einer ep–Kollision einen Abstand zur Strahlachse von höchstens etwa dieser Größenordnung haben sollte. Falls also auch nur eine einzige Spur direkt vom primären Vertex ausgeht, hat diese Spur ein DCA von der Größenordnung $\leq$ 0.5 mm. Dabei muß natürlich noch die endliche Ortsauflösung der zentralen Spurkammern berücksichtigt werden. Sie liegt wie in Abschnitt 1.2.1 erwähnt bei etwa 0.1 bis 0.2 mm in der r–ϕ–Ebene. Letztlich sollte das minimale DCA aller Spuren eines ep–Ereignisses also unterhalb von circa 0.5 mm liegen.

Anders stellt sich die Situation bei Strahlgas-/Strahlwandereignissen dar. Bei Strahlwandereignissen liegt der primäre Vertex *per definitionem* nicht in der Nähe der Strahlachse. Hier ist der innere Radius des Strahlrohres von einigen Zentimetern zu berücksichtigen. Dagegen ist bei Strahlgasereignissen der „ortsabhängige“ Wirkungsquerschnitt konstant über die radiale Ausdehnung des Strahlrohres, da die Dichte des Restgases sich in radialer Richtung nicht ändert. Zwar ist die Dichte der Protonen im Protonenstrahl nicht konstant, sondern sinkt mit zunehmendem Abstand von der nominalen Strahlachse, jedoch sollte auch hier ein erheblicher Anteil der Ereignisse einen primären Vertex im Abstand von mehr als einigen Millimetern von der Strahlachse haben.

Die beschriebenen Verhältnisse werden durch die Histogramme in Abb. 6.1 bestätigt, in denen die DCAMIN–Verteilungen aufgetragen sind.

Bei den Charm–Ereignissen ergibt sich eine schmale Verteilung, die nur relativ wenige Einträge oberhalb von etwa 0.05 cm hat, während bei den Strahlgas-/Strahlwand–Ereignissen oberhalb dieses Wertes ein großer Teil aller Events zu finden ist. Als Cut auf DCAMIN soll also ein Wert von 0.05 cm angenommen werden, d.h. alle Ereignisse mit DCAMIN größer als 0.05 cm sollen verworfen werden.

Benutzt man zunächst dies als alleinige Triggerbedingung, so ergeben sich die Akzeptanzraten für die Datensätze γ–`Gluon–Fusion`, `Untergrund`, `Eventklasse17`, $D^{*\pm}$–`Simulation` und Φ–`Simulation` nach Tabelle 6.2.

Datensatz	Events total	Events akzeptiert	Akzeptanz-rate
Φ–Simulation	624	579	92.8%
γ–Gluon–Fusion	799	446	55.8%
Untergrund	1037	251	24.2%
Eventklasse 17	1553	437	28.1%
$D^{*\pm}$–Simulation	534	380	71.2%

Tabelle 6.2: *Akzeptanzraten für den Level 4, wenn nur auf DCAMIN getriggert wird. Der Cut beträgt DCAMIN $\leq$ 0.05 cm.*

Der Tabelle ist zu entnehmen, daß die Ereignisse aus dem Datensatz Φ–Simulation mit hoher Wahrscheinlichkeit (92.8 %)getriggert (d.h. akzeptiert) werden. Dies läßt sich folgendermaßen verstehen: die Lebensdauer des ursprünglichen $D_s^{*\pm}$ beträgt nur etwa 10^{-23}s, d.h. es zerfällt praktisch am primären Vertex. Das entstehende $D_s^{\pm}$ hat eine Lebensdauer von $4.5 \cdot 10^{-13}$ s, d.h. ein $c\tau$ von circa 0.1 mm. Daher hat die Spur des aus dem $D_s^{\pm}$–Zerfall stammenden $\pi^{\pm}$ einen minimalen Abstand zum Punkt der ursprünglichen Elektron–Proton–Kollision von maximal dieser Größenordnung. Weil die ep–Wechselwirkung vorzugsweise nahe dem Koordinatenursprung stattfindet, erhält man mindestens eine Spur mit einem sehr kleinen DCA. Hinzu kommt, daß auch aus dem zweiten bei der γ–g–Fusion entstehenden c– oder $\bar{c}$–Quark mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Teilchen stammt, das sehr nahe beim primären Vertex zerfällt.

Die Akzeptanzrate für den Datensatz γ–Gluon–Fusion mit allgemeinen $c\bar{c}$–Ereignissen beträgt nur etwa 56 % . Dies ist dadurch zu erklären, daß dieser Datensatz auch Ereignisse enthält, bei denen die geladenen Zerfallsprodukte von einem sekundären Vertex ausgehen, der einige Zentimeter vom primären Vertex entfernt ist. Dies sind zum Beispiel Ereignisse der folgenden Form: ein D^0–Meson zerfällt nach $D^0 \rightarrow \bar{K}^0\pi^0$ (Verzweigungsverhältnis 2.1 %, Lebensdauer des D^0 etwa $4 \cdot 10^{-13}\,s$). Das neutrale Pion zerfällt praktisch sofort in zwei Gammaquanten, die keine Spuren im Tracker hinterlassen. Das neutrale Kaon kann in seiner langlebigen Komponente $\bar{K}_L^0$ mehrere Meter zurücklegen, bevor es zerfällt. In der kurzlebigen Komponente $\bar{K}_S^0$ kann die Flugstrecke innerhalb der Lebensdauer immerhin noch einige Zentimeter betragen.

Für den Datensatz $D^{*\pm}$–Simulation liegt die Akzeptanz zwischen den Werten der beiden oben betrachteten Event–Samples. Wie erwartet, werden die Beamgas-/Beamwall–Events mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit getriggert. Ihre Akzeptanzrate ist etwas geringer als für Ereignisse aus dem Datensatz Eventklasse 17. Der Grund für die ähnlichen Akzeptanzraten beider Datensätze ist, daß in der Event–Klasse 17 zu etwa 90% Unter-

grundereignisse enthalten sind, wie in Abschnitt 4.2 erläutert wurde. Jedoch sorgen die in `Eventklasse 17` enthaltenen Charm–Ereignisse für eine insgesamt höhere Triggerwahrscheinlichkeit als im Falle von `Untergrund`, wo ausschließlich Untergrund enthalten ist.

6.2 Die Anzahl der guten Spuren

Die nächste verwendete Triggerbedingung betrifft die Anzahl der guten Spuren. Diese wird im folgenden als $N^{ges}_{\textit{gute Spuren}}$ bezeichnet. Die interne Bezeichnung des Filterprogramms für diese Größe lautet *NTRACKZDCA*. Eine *gute* Spur muß dabei folgende Bedingungen erfüllen:

- Die Zahl der Hits muß wenigstens NHMIN betragen. Wie in Abschnitt 5.2 motiviert, wird NHMIN auf den Wert 21 gesetzt.
- Die Spur muß eine Mindestlänge in radialer Richtung von TLMIN aufweisen. Laut Abschnitt 5.3 hat TLMIN hier den Wert 16.0 cm.
- Das DCA der Spur muß kleiner als DCACUT sein. Nach den Überlegungen von Abschnitt 5.4 beträgt DCACUT hier 0.7 cm.
- Die Spur muß einen „guten“ z–Wert beim DCA aufweisen. Dies bedeutet wie oben beschrieben, daß ZMIN größer als ZCUT sein muß, hier also größer als -30 cm.

Erwähnt werden muß an dieser Stelle, daß hier nur die Informationen der zentralen Spurkammern betrachtet werden. Spuren, die unter einem kleinen Winkel zur Strahlachse in Vorwärtsrichtung verlaufen, verursachen im Central Tracking Detector nur wenige Hits und werden daher durch den Cut auf NHMIN verworfen. Um solche Spuren ebenfalls korrekt in Betracht ziehen zu können, sind die Informationen der Vorwärts–Spurkammern notwendig. Diese werden allerdings für diese Arbeit nicht verwendet, da bisher infolge von Hard- und Softwareproblemen eine verläßliche Nutzung der Informationen aus den Vorwärtsspurkammern nicht möglich war. Sobald diese Probleme jedoch behoben sind, wird auch der Forward Tracking Detector einen wichtigen Beitrag zur Analyse von Ereignissen bei *H1* liefern.

Beim Zerfall $D_s^{\pm} \rightarrow K^+K^-\pi^{\pm}$ hat man es mit drei geladenen Teilchen im Endzustand zu tun. Da ferner das Antiteilchen des an der Bildung des D–Mesons beteiligten Charm- oder Anticharmquarks in seinem Endzustand häufig auch wenigstens zwei geladene Teilchen aufweist, sollten wenigstens fünf geladene Teilchen zu detektieren sein. Voraussetzung für die assoziierte Produktion von c– und $\bar{c}$–Quarks bei *HERA* ist, daß die Reaktion $ep \rightarrow c\bar{c}X$

Datensatz	Events total	Events akzeptiert	Akzeptanz-rate
Φ–Simulation	624	525	84.1%
γ–Gluon–Fusion	999	306	30.6%
Untergrund	1179	128	10.9%
Eventklasse17	1553	211	13.6%
$D^{*\pm}$–Simulation	615	261	42.4%

Tabelle 6.3: *Akzeptanzraten für den Level 4, wenn nur auf $N^{ges}_{\text{gute Spuren}}$ getriggert wird. Der Cut beträgt: $N^{ges}_{\text{gute Spuren}} \leq 4$: REJECT*

über den neutralen Strom abläuft. Dies ist jedoch der bei weitem dominierende Prozeß, sodaß Reaktionen, die über den geladenen Strom stattfinden, hier nicht betrachtet werden. Hier sollte zwar erwähnt werden, daß durchaus auch Zerfälle von D–Mesonen in neutrale Endzustände vorkommen, jedoch liegt hier der Schwerpunkt des Interesses auf dem Zerfall des $D_s^{\pm}$ in drei geladene Teilchen. Fordert man außerdem, daß diese fünf Spuren in etwa auf den primären Vertex zeigen (durch die Wahl von DCACUT), so kommt man zu der Bedingung, daß $N^{\text{ges}}_{\text{gute Spuren}}$ mindestens den Wert fünf haben sollte. Durch die ebenfalls eingehenden Bedingungen an NHMIN und TLMIN erreicht man, daß vorzugsweise solche Events getriggert werden, bei denen sauber rekonstruierbare Spuren vorliegen. Dies ist auch im Hinblick auf die Genauigkeit der späteren Analyse wünschenswert.

Die Verteilungen der Größe $N^{\text{ges}}_{\text{gute Spuren}}$ für die vier auch bisher behandelten Datensätze ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Verwirft man also alle Ereignisse mit $N^{\text{ges}}_{\text{gute Spuren}}$ kleiner oder gleich vier als einziger Triggerbedingung, so erhält man die Akzeptanzraten nach Tabelle 6.3.

Erwartungsgemäß wird ein großer Teil der Ereignisse aus dem Datensatz Φ–Simulation getriggert. Dagegen ist die Akzeptanzrate für Ereignisse aus dem Datensatz γ–Gluon–Fusion wesentlich kleiner. Sie ist nur etwa doppelt so hoch wie diejenige für Untergrundereignisse. Dies ist darin begründet, daß in γ–Gluon–Fusion kein Level–1–Trigger verlangt wurde. Daher enthält dieser Datensatz auch zahlreiche Ereignisse, die einen so starken Lorentz–Boost in die Vorwärtsrichtung aufweisen, daß nur sehr wenige Teilchen in den zentralen Spurkammern nachgewiesen werden können.

Die Trennung des Untergrundes von den D_s^*–Ereignissen im dort betrachteten Zerfallskanal gelingt jedoch mit diesem einen Cut bereits recht gut. Wiederum sieht die Situation für die Ereignisse aus dem Datensatz $D^{*\pm}$–Simulation günstiger aus als für die allgemeinen $c\bar{c}$–Events, wenn auch deutlich schlechter als für die Events aus Φ–Simulation. Der Grund

Datensatz	Events total	Events akzeptiert	Akzeptanz-rate
Φ–Simulation	624	578	92.6%
γ–Gluon–Fusion	999	421	42.1%
Untergrund	1179	136	11.5%
Eventklasse17	1553	237	15.3%
$D^{*\pm}$–Simulation	615	341	55.4%

Tabelle 6.4: *Akzeptanzraten für den Level 4, wenn nur auf $N^{neg}_{gute\ Spuren}$ getriggert wird. Der Cut beträgt: $N^{neg}_{gute\ Spuren} \leq 1$: REJECT*

hierfür ist die Tatsache, daß das sehr niederenergetische Pion aus dem $D^{*\pm}$–Zerfall durch die recht „harten“ Bedingungen an „gute“ Spuren nicht mitgezählt wird bei der Berechnung von $N^{ges}_{\text{gute Spuren}}$.

6.3 Die Anzahl der guten Spuren mit negativer Ladung

Eine weitere nützliche Triggerbedingung ist die Anzahl der guten Spuren mit negativer Ladung, die im folgenden mit $N^{neg}_{gute\ Spuren}$ bezeichnet wird. Die interne Bezeichnung des Filterprogramms lautet hier *NEGTRKZDCA*. Die Definition einer *guten* Spur ist hierbei identisch zu der im vorherigen Abschnitt. Mit negativer Ladung ist gemeint, daß die betreffenden Spuren von negativ geladenen Teilchen stammen. Das Vorzeichen der Ladung eines Teilchens ist unmittelbar aus der Krümmung der Spur ableitbar, wenn die Bewegungsrichtung des Teilchens im Magnetfeld bekannt ist.

In den Zerfällen von D–Mesonen tritt im Endzustand meist wenigstens ein Teilchen mit negativer Ladung auf. Da Charm–Teilchen nur paarweise erzeugt werden, sollte es in der Regel mindestens zwei negativ geladene Teilchen im Endzustand eines Ereignisses der Form $e\,p \longrightarrow c\,\bar{c}\,X$ geben. Mit der Forderung, daß $N^{\text{neg}}_{\text{gute Spuren}}$ wenigstens den Wert zwei hat, sollten nicht allzuviele „gute“ Ereignisse verloren gehen. Dies wird bestätigt durch die Histogramme in Abbildung 6.3.

Tabelle 6.4 zeigt die Akzeptanzraten für die üblichen fünf Datensätze, wenn nur auf $N^{\text{neg}}_{\text{gute Spuren}}$ getriggert wird. Alle Ereignisse mit weniger als zwei guten Spuren mit negativer Ladung werden verworfen.

Datensatz	Events total	Events akzeptiert	Akzeptanz–rate
Φ–Simulation	624	496	79.5%
γ–Gluon–Fusion	999	268	26.8%
Untergrund	1179	33	2.8%
Eventklasse 17	1553	88	5.7%
$D^{*\pm}$–Simulation	615	240	39.0%

Tabelle 6.5: *Akzeptanzraten für den Level 4, wenn auf $N^{neg}_{\text{gute Spuren}}$, $N^{neg}_{\text{gute Spuren}}$ und DCAMIN getriggert wird.*

Wie man der Tabelle entnimmt, werden die Ereignisse aus dem Datensatz Φ–Simulation mit der erwarteten hohen Wahrscheinlichkeit getriggert. Natürlich beträgt die Triggerwahrscheinlichkeit weniger als 100%, da z.B. die zentralen Spurkammern nicht den gesamten Raumwinkelbereich um die Wechselwirkungszone abdecken können. Für den Datensatz γ–Gluon–Fusion ist die Akzeptanzrate wiederum deutlich geringer, liegt jedoch mit gut 40% noch im Rahmen des Annehmbaren. Dies gilt wiederum in stärkerem Maße für den Datensatz $D^{*\pm}$–Simulation bei dem mehr als die Hälfte aller Ereignisse getriggert werden. Damit ist hier die Akzeptanzrate etwa fünfmal höher als für die Strahlgas-/Strahlwandereignisse, die nur zu circa einem Neuntel getriggert werden.

6.4 Kombination der einzelnen Triggerbedingungen

Fordert man nun, daß die in den letzten Abschnitten untersuchten Triggerbedingungen alle gleichzeitig erfüllt sind, damit ein Ereignis akzeptiert wird, so gelangt man zu den Ergebnissen nach Tabelle 6.5.

Die Akzeptanzrate für den Datensatz Φ–Simulation beträgt etwa 80 Prozent. Sie liegt damit fast um einen Faktor 30 höher als die Akzeptanz für die Untergrundereignisse. Ein Beispiel für ein Ereignis aus dem Datensatz Φ–Simulation, das vom vorgeschlagenen Spurtrigger akzeptiert wird, zeigt Abbildung 6.4.

Wie gewöhnlich werden die Events aus der Event–Klasse 17 mit höherer Rate getriggert als die identifizierten Beamgas-/Beamwall–Events. Durch den Einsatz des kombinierten Triggers ist hier sogar ein Faktor zwei in den Akzeptanzraten erreicht worden. Für den Datensatz $D^{*\pm}$–Simulation ist die Akzeptanzrate immerhin noch halb so groß wie im Falle von Φ–Simulation. Nicht so günstig stellt sich die Situation für die Ereignisse aus

dem Datensatz γ–Gluon–Fusion dar. Hier wird nur etwa jedes vierte Event getriggert. Allerdings ist damit die Akzeptanz immer noch beinahe zehnmal höher als für die Strahlgas-/Strahlwand–Ereignisse. Dabei muß nochmals erwähnt werden, daß für den Datensatz γ–Gluon–Fusion kein Level–1–Trigger verlangt wurde, sodaß ein erheblicher Teil dieser Ereignisse bereits auf dem ersten Triggerniveau verworfen würde.

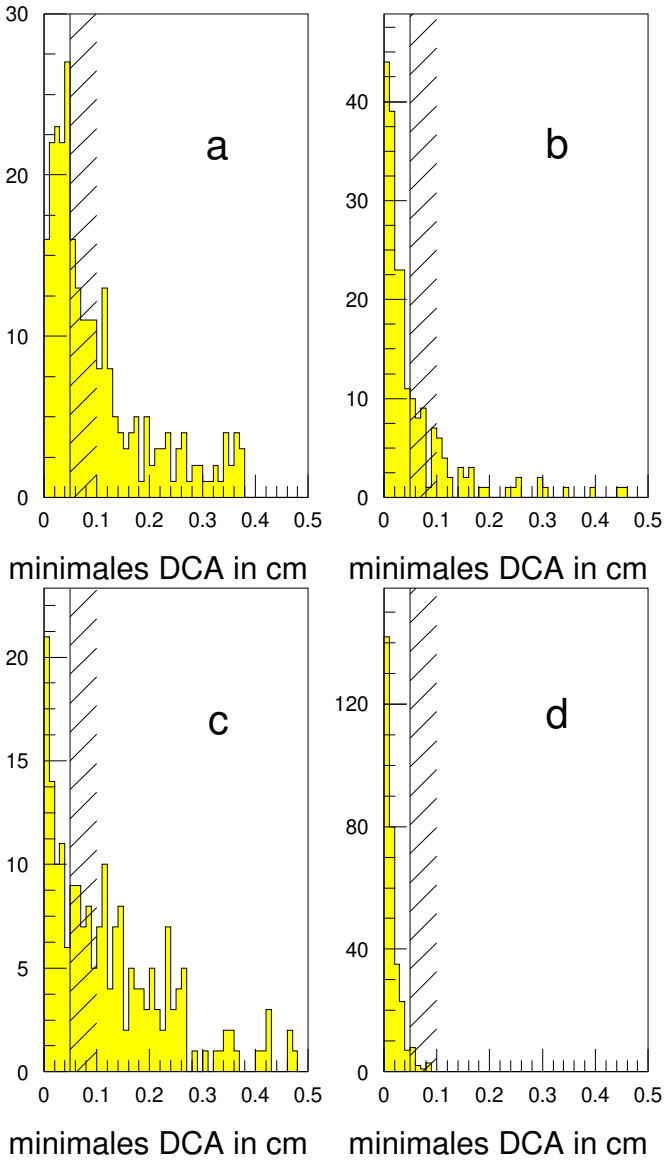

Abb. 6.1: *Verteilung des minimalen DCA der Spuren eines Ereignisses für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Der gewählte Cut von DCAMIN* $\leq$ *0.05 cm ist hier angedeutet.*

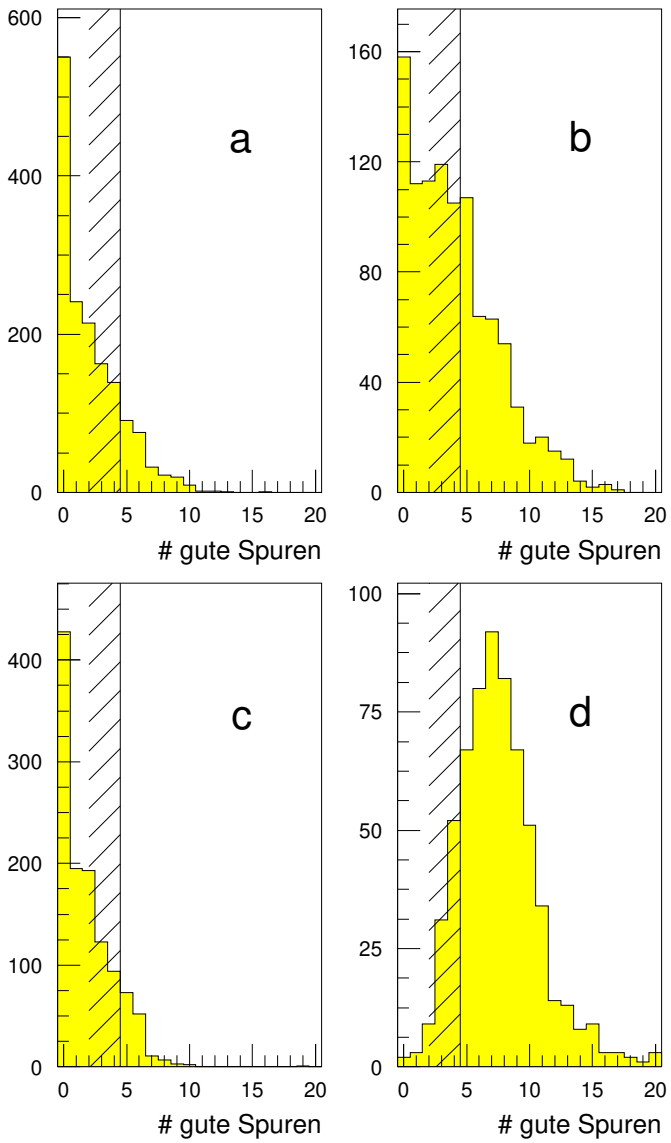

Abb. 6.2: *Verteilung der Zahl der guten Spuren eines Ereignisses ($N^{ges}_{\text{gute Spuren}}$) für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Unter-grund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Der gewählte Cut von* $N^{ges}_{\text{gute Spuren}} \geq 5$ *ist angedeutet.*

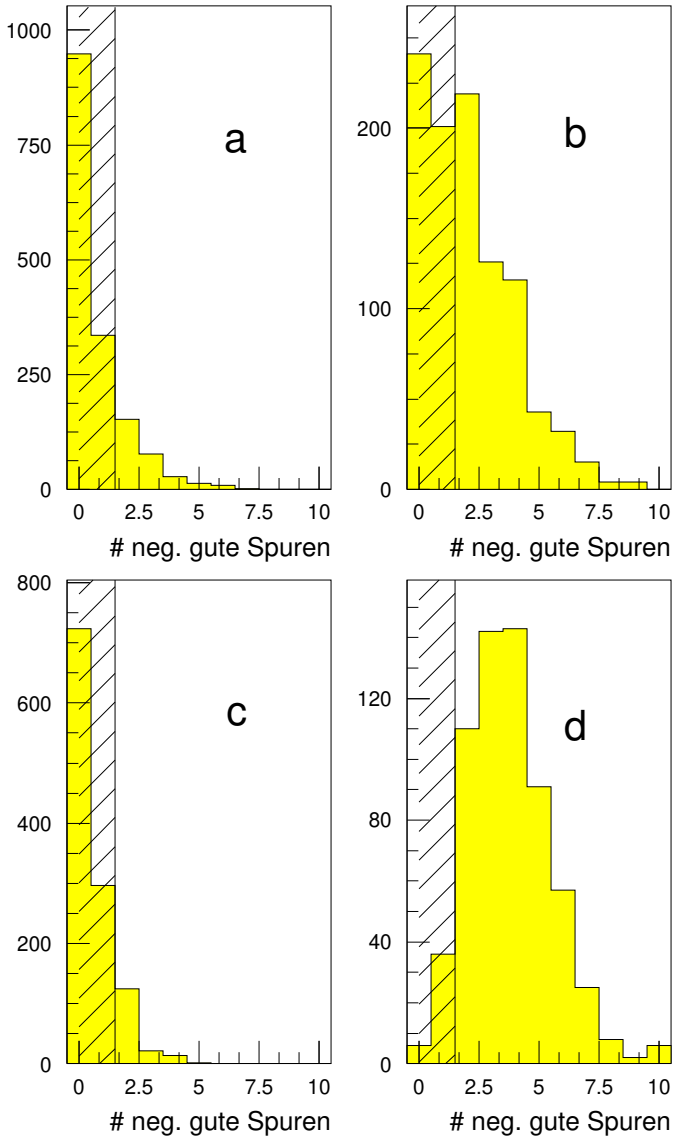

Abb. 6.3: *Verteilung der Zahl der guten Spuren mit negativer Ladung eines Ereignisses ($N^{neg}_{gute\ Spuren}$) für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Wieder ist der gewählte Cut von $N^{neg}_{gute\ Spuren} \geq 2$ angedeutet.*

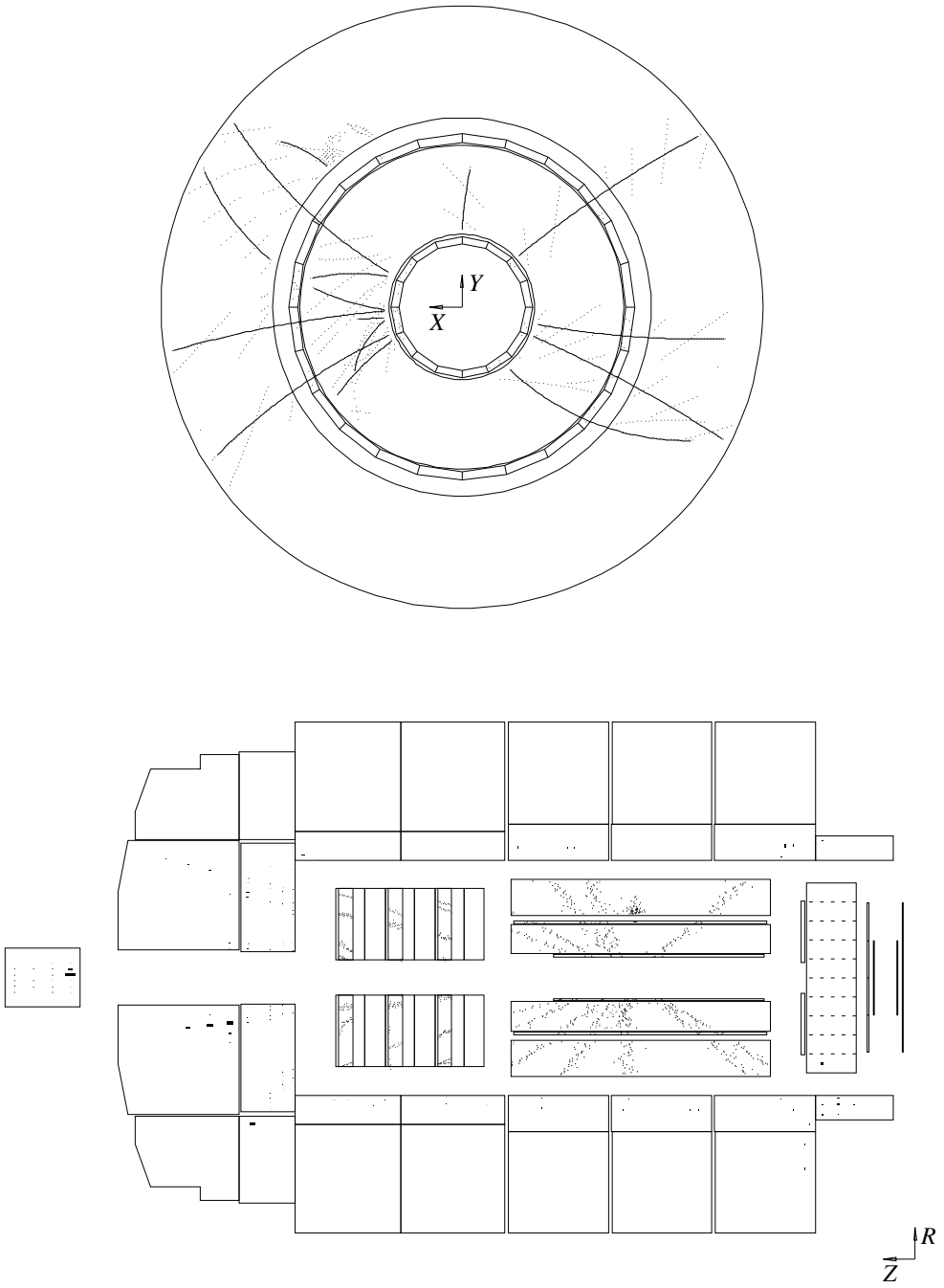

Abb. 6.4: *Graphische Darstellung des Events mit der Run–Nummer 2 und der Event–Nummer 4648 aus dem Datensatz* Φ*–*`Simulation`*. Das obere Teilbild zeigt eine radiale Ansicht der zentralen Spurkammern des* H1*–Detektors. Im unteren Teilbild ist eine Längsansicht des Detektors zu sehen, auf der man die zentralen Spurkammern, die Vorwärts–Spurkammern, sowie die LAr–, BEMC– und PLUG–Kalorimeter erkennt. Die Endzustandsteilchen der Reaktion* $D_s^- \rightarrow K^+K^-\pi^-$ *sind gekennzeichnet. Dieses Ereignis erfüllt alle Schnitte des topologischen Spurtriggers.*

Kapitel 7

Energieflußschnitte für die DST–Selektion

Im letzten Kapitel wurde dargestellt, wie auf dem Level 4 eine recht effiziente Trennung von Charm–Ereignissen vom Untergrund betrieben werden kann. Betrachtet man jedoch die in der Event–Klasse 17 enthaltenen Ereignisse genauer, so kommt man zu dem Schluß, daß es sich hierbei größtenteils um Beamgas–/Beamwall–Untergrund handelt, wie auch in Kapitel 4 motiviert wird. Offenbar ist also eine effizientere DST–Selektion für die Charm–Physik bei *H1* erforderlich. Dies gilt insbesondere im Hinblick auf die in den kommenden Run–Perioden wesentlich erhöhte Luminosität bei *HERA*. Sollte weiterhin in der Event–Klasse 17 das Verhältnis von Charm–Events zum Untergrund unterhalb von 1 : 10 liegen, so wird die in diese Event–Klasse geschriebene Datenmenge in kürzester Zeit unhandlich groß. Deshalb sollen in diesem und den folgenden Kapiteln Vorschläge für eine verbesserte DST–Selektion gemacht werden.

7.1 Hadronische vs. elektromagnetische Energie

In diesem Kapitel werden zur DST–Selektion die Informationen der BOS–Bank EVCL benutzt. Diese Bank wird von der Routine ECLASS angelegt, die nach erfolgter Rekonstruktion eines Events von `H1REC` aufgerufen wird. Die EVCL–Bank enthält sowohl Informationen aus den Kalorimetern als auch aus den Spurkammern. Hier sollen schwerpunktmäßig die Kalorimeterinformationen genutzt werden.

Zunächst wird untersucht, wieviel Energie typischerweise in der elektromagnetischen bzw. der hadronischen Komponente des LAr–Kalorimeters deponiert wird. Zu diesem Zweck ist in Abb. 7.1 die hadronische ge-

Datensatz	Akzeptanzrate
Φ–Simulation	85.8%
γ–Gluon–Fusion	89.8%
Untergrund	60.5%
Eventklasse17	60.4%

Tabelle 7.1: *Akzeptanzraten für die DST–Selektion, wenn man nur einen Cut in der in der $E_{LAr,had}$–$E_{LAr,elm}$–Ebene vornimmt.*

gen die elektromagnetische Energie aufgetragen. Dabei wird nur das LAr–Kalorimeter betrachtet. Zwar würde insbesondere das hadronische Kalorimeter in der extremen Vorwärtsrichtung (PLUG) ebenfalls nützliche Hinweise liefern, doch ist diese Detektorkomponente bisher nicht vollständig fertiggestellt und wird daher nicht weiter berücksichtigt.

Abb. 7.1 motiviert, daß man verlangt, daß die deponierten Energien nicht zu groß sind. Konkret werden hier die folgenden Schnitte auf $E_{\text{LAr,had}}$ (hadronische Energie im LAr–Kalorimeter) und $E_{\text{LAr,elm}}$ (elektromagnetische Energie im LAr–Kalorimeter) vorgenommen: es werden nur solche Ereignisse akzeptiert, für die gilt

$$1\,\text{GeV} \leq E_{\text{LAr,elm}} \leq 50\,\text{GeV}$$

und

$$1\,\text{GeV} \leq E_{\text{LAr,had}} \leq 30\,\text{GeV}.$$

Damit ergeben sich unter Anwendung nur dieser Cuts für die gewohnten Datensätze die Akzeptanzraten nach Tabelle 7.1.

Physikalisch lassen sich die gewählten Cuts wie folgt motivieren: wie in Abschnitt 2.3 erläutert, ergibt sich der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $ep \rightarrow c\bar{c}X$ nach Gleichung 2.1 als Faltung des „harten“ Wirkungsquerschnittes der Reaktion $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ mit der Photon–Strukturfunktion des Elektrons und der Gluon–Strukturfunktion des Protons. Dabei stellt sich heraus, daß $\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X)$ dominiert wird durch die Gamma–Gluon–Fusion bei kleinen Werten von x_g und y. Dies bedingt auch relativ kleine Impulse und Transversalimpulse der Endzustandsteilchen in Reaktionen mit offenem Charm. Ein signifikanter Teil der Endzustandsteilchen kann deshalb überhaupt nicht nachgewiesen werden, weil er durch den starken Lorentz–Boost in Vorwärtsrichtung im Strahlrohr verschwindet. Daher sind die in den Kalorimetern deponierten Energien verhältnismäßig klein im Vergleich zu beispielsweise vielen Events der tiefinelastischen Streuung. Ferner fällt auf, daß im Falle der Charm–Ereignisse die in der elektromagnetischen Komponente des LAr–Kalorimeters deponierten Energien praktisch immer größer sind als die in der hadronischen Komponente. Auch dies ist atypisch für *HERA*–Ereignisse

und auf die relativ niedrigen Energien auch der Hadronen im Endzustand von $c\bar{c}$–Ereignissen zurückzuführen. Ansonsten wird bei *HERA*, insbesondere bei Ereignissen der tiefinelastischen Streuung, der überwiegende Teil der Energie im hadronischen Teil des Kalorimeters nachgewiesen.

Die Bedingungen, daß die beiden betrachteten Energien jeweils größer als 1 GeV sein sollen, hat nicht direkt physikalischen Ursprung. Hierdurch sollen vielmehr solche Ereignisse verworfen werden, bei denen das Programm `H1REC` überhaupt keine Energien im LAr–Kalorimeter rekonstruieren kann. In diesen Fällen handelt es sich dann in aller Regel nicht um physikalische Ursachen, sondern es fehlen Bänke, die zur Rekonstruktion notwendig sind, es lag ein starkes Rauschen im Kalorimeter vor oder ähnliches. Letztlich sind die Informationen, die für ein solches Ereignis rekonstruiert werden, also unvollständig. Daher besteht an solchen Events ohnehin kein Interesse.

7.2 Vorwärtsenergie vs. Gesamtenergie

In diesem Abschnitt wird nun nicht mehr die Verteilung der Energie auf die beiden Komponenten des LAr–Kalorimeters betrachtet, sondern die räumliche Verteilung der deponierten Energie. Hierzu sollen $E_{\text{LAr,forw}}$ die im Vorwärtsbereich deponierte Energie und E_{LAr} die insgesamt im LAr–Kalorimeter nachgewiesene Energie bezeichnen. Dabei werden elm. und had. Energien nicht getrennt betrachtet. Unter Vorwärtsbereich wird hier der Polarwinkelbereich $3.6° \leq \theta \leq 25°$ verstanden. Teilchen, die einen Polarwinkel von kleiner als $3.6°$ aufweisen, können nicht im LAr–Kalorimeter nachgewiesen werden. Für diese wäre dann ein funktionsfähiges PLUG–Kalorimeter von Interesse. In Abb. 7.2 ist $E_{\text{LAr,forw.}}$ gegen $E_{\text{LAr,forw}}/E_{\text{LAr}}$ aufgetragen.

Die Abbildung motiviert dabei die folgenden Cuts: man akzeptiert nur solche Ereignisse, für die gilt:

$$1\,\text{GeV} \leq E_{\text{LAr,forw}} \leq 70\,\text{GeV}$$

und

$$\frac{E_{\text{LAr,forw}}}{E_{\text{LAr}}} \leq 0.95$$

Die physikalischen Rechtfertigungen dieser Cuts ähneln denen aus dem vorherigen Abschnitt. Insbesondere sind Ereignisse, bei denen praktisch die gesamte detektierte Energie in Vorwärtsrichtung deponiert wurde, mit hoher Wahrscheinlichkeit Untergrundereignisse. Unter Anwendung dieser Cuts ergeben sich die Akzeptanzraten nach Tabelle 7.2.

Datensatz	Akzeptanzrate
Φ–Simulation	98.4%
γ–Gluon–Fusion	66.5%
Untergrund	68.7%
Eventklasse17	64.7%

Tabelle 7.2: *Akzeptanzraten für die DST–Selektion, wenn man nur einen Cut in der in der $E_{LAr,forw}$–$E_{LAr,forw}/E_{LAr}$–Ebene vornimmt.*

Datensatz	Akzeptanzrate
Φ–Simulation	99.7%
γ–Gluon–Fusion	99.8%
Untergrund	88.2%
Eventklasse17	94.9%

Tabelle 7.3: *Akzeptanzraten für die DST–Selektion, wenn man nur einen Cut auf die Zahl der Cluster im LAr–Kalorimeter vornimmt.*

Wie dieser Tabelle 7.2 zu entnehmen ist, liegen die Akzeptanzraten für Untergrundereignisse und die für allgemeine $c\bar{c}$–Ereignisse nahe beieinander in der Größenordnung $\frac{2}{3}$. Dagegen werden nahezu alle Events aus dem Datensatz Φ–Simulation akzeptiert.

7.3 Die Zahl der Cluster im LAr–Kalorimeter

Hier soll kurz ein weiterer Cut auf eine Größe der EVCL–Bank beschrieben werden, ohne diesen anhand von Histogrammen zu belegen. Bezeichnet *NCLAr* die Zahl der rekonstruierten Cluster im LAr–Kalorimeter, so wird verlangt, daß gilt :

$$10 \leq \text{NCLAr} \leq 80$$

Wie man den Akzeptanzraten nach Tabelle 7.3 entnimmt, ist dieser Cut alleine zwar nicht sehr wirkungsvoll, man kann jedoch immerhin mehr als 10% des Untergrundes eliminieren praktisch ohne Ereignisse aus der Gamma–Gluon–Fusion zu verlieren.

Datensatz	Akzeptanzrate
Φ–Simulation	95.0%
γ–Gluon–Fusion	40.0%
Untergrund	32.4%
Eventklasse 17	40.9%

Tabelle 7.4: *Akzeptanzraten für die DST–Selektion, wenn man nur einen Cut auf die Zahl der „guten“ Spuren im Zentraldetektor vornimmt.*

7.4 Die Zahl der zentralen Spuren

Als letzte Größe aus der EVCL–Bank soll hier die Zahl der zentralen Spuren betrachtet werden, d.h. die Zahl der Spuren im Polarwinkelbereich $25° \leq \theta \leq 152°$. Hierfür soll die Bezeichnung *NCTracks* verwendet werden. An dieser Stelle sei bemerkt, daß zwar auch in Kapitel 6 auf die Zahl der Spuren im CTD getriggert wird, jedoch sind Level–4–Trigger und DST–Selektion nicht identisch. Für Ereignisse, die mit anderen Level–4–Triggereinstellungen aufgezeichnet wurden, als den in Kapitel 6 vorgeschlagenen, macht es durchaus Sinn, bei der DST–Selektion auf die Zahl der Spuren zu schneiden. Darüberhinaus werden für die entsprechenden Spuren in der EVCL–Bank andere Kriterien angewendet, als die in Kapitel 5 erarbeiteten. Konkret wird für die Berechnung von NCTracks verlangt, daß die Spuren folgende Bedingungen erfüllen: das DCA darf höchstens zwei Zentimeter betragen, die z–Koordinate am DCA muß zwischen -100 und +100 Zentimetern liegen, die Zahl der Hits muß wenigstens 16 betragen, der Transversalimpuls muß größer als 200 MeV sein und die Spur darf höchstens 30 Zentimeter von der Strahlachse entfernt beginnen.

Akzeptiert man also nur solche Ereignisse, für die gilt:

$$\text{NCTracks} \geq 3,$$

so erhält man die Akzeptanzraten nach Tabelle 7.4. Ihr entnimmt man, daß sich die Ereignisse aus dem Datensatz Φ–Simulation bereits recht gut vom Untergrund separieren lassen.

7.5 Kombination der Schnitte auf EVCL–Größen

Hier werden die einzelnen Cuts, die in diesem Kapitel bisher vorgestellt wurden, zu einem globalen Schnitt kombiniert. Zunächst erfolgt nur die Kombination der Schnitte auf Energiemessungen, also der Ergebnisse der Abschnitte

Datensatz	Akzeptanzrate
Φ–Simulation	84.7%
γ–Gluon–Fusion	60.6%
Untergrund	43.1%
Eventklasse17	43.4%

Tabelle 7.5: *Akzeptanzraten für die DST–Selektion, wenn man auf die kombinierten Energieflußdaten schneidet.*

7.1, 7.2 und 7.3. Es wird also gefordert, daß die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

$$1\,\text{GeV} \leq E_{\text{LAr,elm}} \leq 50\,\text{GeV}$$
$$1\,\text{GeV} \leq E_{\text{LAr,had}} \leq 30\,\text{GeV}$$
$$1\,\text{GeV} \leq E_{\text{LAr,forw}} \leq 70\,\text{GeV}$$
$$\frac{E_{\text{LAr,forw}}}{E_{\text{LAr}}} \leq 0.95$$
$$10 \leq \text{NCLAr} \leq 80$$

Damit ergeben sich die Akzeptanzraten nach Tabelle 7.5. Offenbar liegt hier die Akzeptanz für Ereignisse aus dem Datensatz Φ–Simulation etwa doppelt so hoch wie für Untergrundereignisse.

Nun wird schließlich noch der Cut auf die Zahl der Spuren im Zentraldetektor aus Abschnitt 7.4 hinzugenommen. Damit ergeben sich als endgültige Schnitte auf die Größen der EVCL–Bank:

$$1\,\text{GeV} \leq E_{\text{LAr,elm}} \leq 50\,\text{GeV}$$
$$1\,\text{GeV} \leq E_{\text{LAr,had}} \leq 30\,\text{GeV}$$
$$1\,\text{GeV} \leq E_{\text{LAr,forw}} \leq 70\,\text{GeV}$$
$$\frac{E_{\text{LAr,forw}}}{E_{\text{LAr}}} \leq 0.95$$
$$10 \leq \text{NCLAr} \leq 80$$
$$\text{NCTracks} \geq 3,$$

Mit diesen Cuts ergeben sich die Akzeptanzraten nach Tabelle 7.6. Es gelingt also eine Reduktion des Untergrundes in Bezug auf den Datensatz Φ–Simulation im Verhältnis von etwa vier zu eins. Ein Untergrundereignis, das durch die Cuts auf den Energiefluß im LAr–Kalorimeter verworfen wird, zeigt Abbildung 7.3.

Datensatz	Akzeptanzrate
Φ–Simulation	80.2%
γ–Gluon–Fusion	35.4%
Untergrund	17.6%
Eventklasse17	21.0%

Tabelle 7.6: *Akzeptanzraten für die DST–Selektion, wenn man alle behandelten Schnitte auf Größen aus der EVCL–Bank kombiniert.*

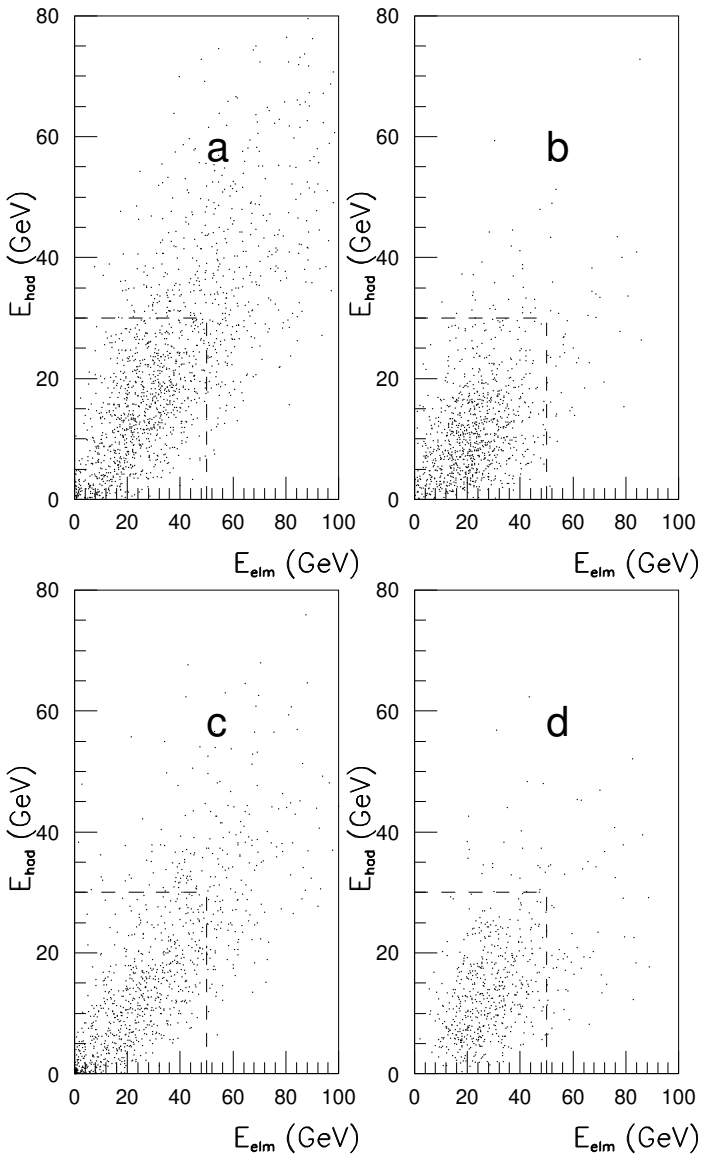

Abb. 7.1: *Auftragung der hadronischen gegen die elektromagnetische Energie im LAr–Kalorimeter für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Durch gestrichelte Linien sind die gewählten Cuts angedeutet.*

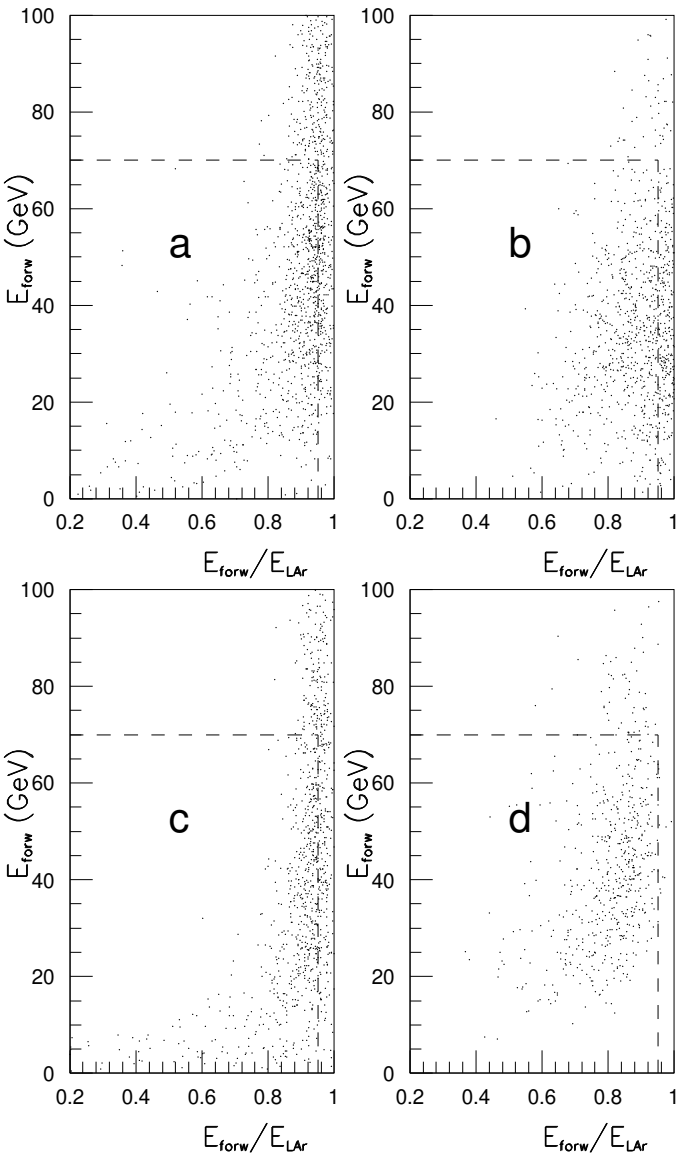

Abb. 7.2: *Auftragung der Vorwärtsenergie im LAr–Kalorimeter gegen das Verhältnis von Vorwärtsenergie zu Gesamtenergie im LAr–Kalorimeter für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Durch gestrichelte Linien sind die gewählten Cuts angedeutet.*

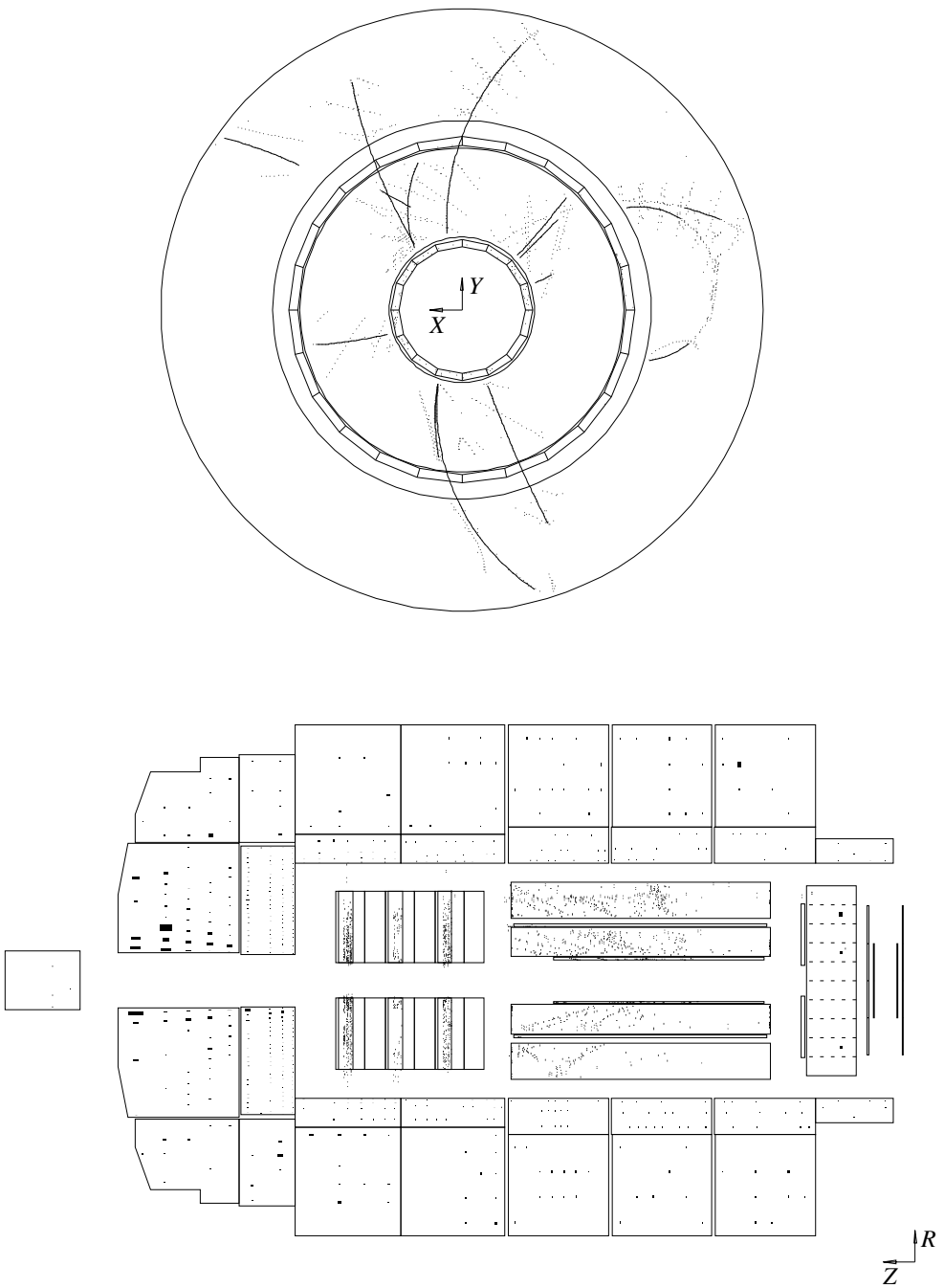

Abb. 7.3: *Graphische Darstellung des Events mit der Run–Nummer 26207 und der Event–Nummer 24056 aus dem Datensatz* `Untergrund`*. Das obere Teilbild zeigt eine radiale Ansicht der zentralen Spurkammern des* H1*–Detektors. Im unteren Teilbild ist eine Längsansicht des Detektors zu sehen, auf der man die zentralen Spurkammern, die Vorwärts–Spurkammern, sowie die LAr–, BEMC– und PLUG–Kalorimeter erkennt. Dieses Ereignis wird durch die Energieflußschnitte verworfen.*

Kapitel 8

Die Pseudorapidität

In diesem Kapitel werden die Pseudorapiditäten der Teilchen im Endzustand von Ereignissen mit offenem Charm und von Untergrundereignissen verglichen, um die sich hieraus ergebenden Möglichkeiten der Separation von $c\bar{c}$–Events vom Untergrund zu diskutieren.

8.1 Rapidität und Pseudorapidität

Es ist in der Hochenergiephysik bisweilen nützlich, eine dimensionslose Größe y_R namens *Rapidität* einzuführen über die Definition:

$$y_R = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \tag{8.1}$$

E ist hierbei die Energie eines Teilchens, p_z sein longitudinaler Impuls, d.h. die Impulskomponente parallel zur Strahlachse. Um y_R bestimmen zu können, ist es offenbar notwendig, sowohl Energie als auch Impuls eines Teilchens zu messen. Der Impuls kann bei *H1* aus den Spurkammerinformationen ermittelt werden. Um jedoch auch die Energie zu messen, ist man auf Kalorimeterinformationen angewiesen. Wie man jedoch den Gleichungen 1.1 und 1.2 entnimmt, ist die Energieauflösung insbesondere des hadronischen Kalorimeters im Bereich der hier interessierenden Teilchenenergien (typisch wenige GeV) zu schlecht, um sinnvoll verwendet zu werden. Deshalb betrachtet man in Gleichung 8.1 den Fall, daß die Massen der Teilchen gegen ihre Energien vernachlässigt werden können, d.h. den Limes $\frac{m}{E} \to 0$. Wie man leicht verifiziert, geht die Rapidität dann unter Benutzung von $\frac{p_z}{p} = \cos\theta$ (p ist der Betrag des Dreierimpulses des Teilchens) über in die *Pseudorapidität* η:

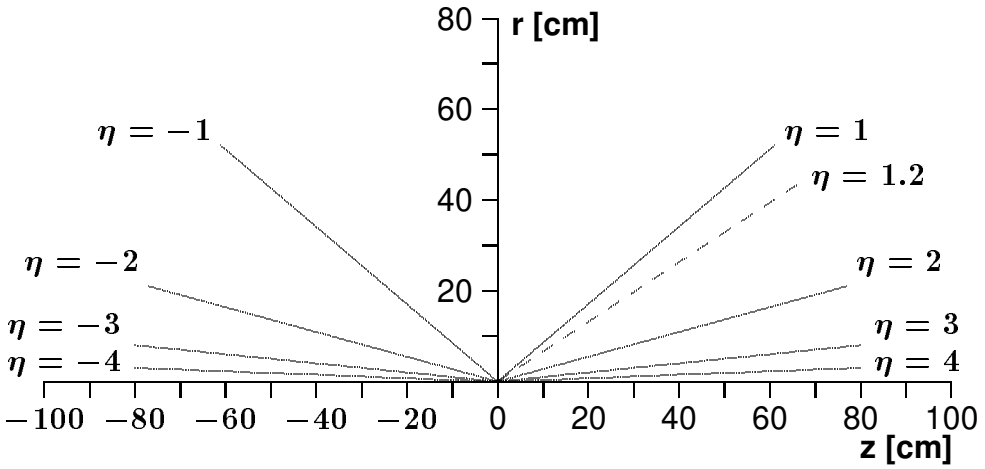

Abb. 8.1: *Pseudorapiditäten in der r–z–Ansicht, d.h. in der Detektor–Seitenansicht.*

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} \tag{8.2}$$

θ ist hierbei der Polarwinkel einer Spur. Durch elementare Geometrie erhält man aus 8.2 den alternativen Ausdruck

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

Im weiteren wird nun nur noch die Pseudorapidität η verwendet, die nach Gleichung 8.2 ermittelt wird. Da wie oben erwähnt die typischen Energien der untersuchten Teilchen im Bereich weniger GeV liegen, ist es streng betrachtet nicht gerechtfertigt, den masselosen Limes anzunehmen, der auf die Definition der Pseudorapidität führt. Jedoch liefert diese Näherung trotzdem zuverlässigere Informationen, als eine Verwendung von y_R statt η ergeben würde.

Da die Pseudorapidität nach Gleichung 8.2 nur vom Polarwinkel θ einer Spur abhängt, gibt sie eine Information über die Richtung der Spur bezüglich der Strahlachse an. Ferner skaliert sie logarithmisch, was dazu führt, daß sich für kleine Winkel η schneller ändert als für Winkel im Bereich von $\theta \approx 90°$. Einen Eindruck vom Zusammenhang zwischen η und θ gibt Abbildung 8.1 wieder, die die Geraden $\eta = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ und ± 4 in der r–z–Ansicht zeigt, d.h. in der Seitenansicht des Detektors.

Datensatz	Schwerpunkt
Φ–Simulation	0.281
γ–Gluon–Fusion	0.598
Eventklasse17	0.648
Untergrund	0.777

Tabelle 8.1: *Schwerpunkte der Verteilungen der mittleren Pseudorapiditäten aus Abb. 8.2.*

8.2 Die mittlere Pseudorapidität

In Abbildung 8.2 ist die mittlere Pseudorapidität für die vier in den letzten Kapiteln behandelten Datensätze aufgetragen. Unter mittlerer Pseudorapidität ist dabei der arithmetische Mittelwert der Pseudorapiditäten aller Spuren eines Ereignisses zu verstehen. Wiederum wurden allerdings nur solche Spuren berücksichtigt, die in den zentralen Spurkammern nachgewiesen werden konnten. Der Grund hierfür liegt abermals darin, daß die Informationen der Vorwärts–Spurkammern nicht sinnvoll verwendet werden können.

Die Verteilungen in Abbildung 8.2 zeigen, daß die mittleren Pseudorapiditäten (im folgenden als $\bar{\eta}$ bezeichnet) nicht symmetrisch um $\bar{\eta} = 0$ verteilt, sondern zu positiven Werten hin verschoben sind. Dies ist auf die asymmetrische Ereignistopologie in Vorwärtsrichtung zurückzuführen. Man beachte hierbei, daß ein Teilchen mit $\eta > 0$ in Vorwärtsrichtung fliegt, ein Teilchen mit $\eta < 0$ dagegen in Rückwärtsrichtung. Ein Teilchen mit $\eta = 0$ bewegt sich jedoch genau senkrecht zur Strahlachse, d.h. $p_z = 0$. Die Verschiebung zu positiven Werten von $\bar{\eta}$ ist für Ereignisse aus den Datensätzen Eventklasse17 und Untergrund stärker als für die Monte–Carlo–Ereignisse der Datensätze Φ–Simulation und γ–Gluon–Fusion. In Tabelle 8.1 sind die Schwerpunkte der vier Verteilungen aus Abb. 8.2 angegeben. Offenbar ist die Vorwärts–Rückwärts–Asymmetrie beim Datensatz Φ–Simulation am wenigsten ausgeprägt, bei den identifizierten Untergrundereignissen dagegen am deutlichsten sichtbar.

8.3 Mögliche Schnitte auf die mittlere Pseudorapidität

Beim Vergleich der mittleren Pseudorapiditäten aus Abb. 8.2 ist festzustellen, daß diese allein noch kein genügend aussagekräftiges Kriterium liefern, um

Datensatz	Anteil Events mit $\bar{\eta} \geq 1.2$
Φ–Simulation	3.5%
γ–Gluon–Fusion	23.0%
Eventklasse17	14.8%
Untergrund	18.2%

Tabelle 8.2: *Anteil von Ereignissen mit einer mittleren Pseudorapidität $\bar{\eta}$ größer oder gleich 1.2. Diese Ereignisse werden verworfen.*

eine gute Separation von Charm–Ereignissen vom Untergrund zu gewährleisten. Jedoch ist eine Aussage über $\bar{\eta}$ als Ergänzung zu anderen Unterscheidungskriterien sinnvoll. Insbesondere ist auffällig, daß im Falle der Ereignisse aus dem Datensatz Φ–Simulation nur sehr wenige Events ein $\bar{\eta}$ größer als 1.2 aufweisen. $\eta = 1.2$ entspricht einem Polarwinkel von $\theta = 33.5°$. In Abbildung 8.1 ist die Gerade $\eta = 1.2$ ebenfalls eingezeichnet. Ereignisse mit $\bar{\eta} \geq 1.2$ haben also einen sehr starken Boost in die Vorwärtsrichtung. In Tabelle 8.2 ist für die üblichen vier Datensätze angegeben, welcher Anteil der Ereignisse ein $\bar{\eta} \geq 1.2$ hat. Als Beispiel für ein Ereignis mit einem starken Boost in Vorwärtsrichtung zeigt Abbildung 8.3 ein Event aus dem Datensatz γ–Gluon–Fusion. Wie auch in Abschnitt 10.3 angegeben, ist für dieses Ereignis $\bar{\eta} = 1.404$.

Verwirft man alle Ereignisse mit $\bar{\eta} \geq 1.2$, so verliert man nur wenige Events aus dem Datensatz Φ–Simulation, während man die Untergrundereignisse immerhin um die Größenordnung 20% reduzieren kann. Etwas höher ist allerdings noch die Reduktion für allgemeine $c\bar{c}$–Ereignisse. Hier sollte es sich aber wiederum hauptsächlich um solche Events handeln, bei denen durch einen sehr großen Lorentz–Boost in Vorwärtsrichtung ein verhältnismäßig großer Anteil von Teilchen im Strahlrohr verschwindet. Diese Ereignisse sind ohnehin für die Analyse unbrauchbar.

Ferner fällt in Abb. 8.2 auf, daß nur sehr wenige identifizierte Untergrundereignisse ein $\bar{\eta} \leq 0$ haben. Dagegen ist dies bei dem Datensatz Φ–Simulation wesentlich öfter der Fall. Daher ist es naheliegend, alle Ereignisse, für die $\bar{\eta} \leq 0$ gilt, als Kandidaten für Elektron–Proton–Stöße zu betrachten und somit positiv zu akzeptieren. Tabelle 8.3 gibt den Anteil von Ereignissen mit $\bar{\eta} \leq 0$ wieder.

Nach Tabelle 8.3 werden nur 5.7% der Untergrundereignisse als Kandidaten für „gute“ Physik fehlinterpretiert, während immerhin mehr als 30% der Ereignisse des Zerfallskanals $D_s^{*\pm} \rightarrow D_s^{\pm}\,\gamma \rightarrow \phi\,\pi^{\pm}\,\gamma \rightarrow K^+\,K^-\,\pi^{\pm}\,\gamma$ korrekterweise als Physik–Kandidaten identifiziert werden.

Über diejenigen Ereignisse, für die $0 < \bar{\eta} < 1.2$ gilt, läßt sich anhand der mittleren Pseudorapidität keine Aussage über Akzeptieren oder Verwerfen

Datensatz	Anteil Events mit $\bar{\eta} \leq 0$
Φ–Simulation	30.7%
γ–Gluon–Fusion	19.6%
Eventklasse17	10.8%
Untergrund	5.7%

Tabelle 8.3: *Anteil von Ereignissen mit einer mittleren Pseudorapidität $\bar{\eta}$ kleiner oder gleich 0. Diese Ereignisse sind potentielle $c\bar{c}$–Kandidaten aufgrund ihrer homogenen Verteilung der Endzustandsteilchen.*

Datensatz	Anteil Events mit $0 < \bar{\eta} < 1.2$
Φ–Simulation	65.8%
γ–Gluon–Fusion	57.4%
Eventklasse17	74.4%
Untergrund	76.1%

Tabelle 8.4: *Anteil von Ereignissen mit einer mittleren Pseudorapidität $\bar{\eta}$ größer als 0 und kleiner als 1.2. Bei diesen Events läßt sich anhand der mittleren Pseudorapidität keine Aussage über Akzeptieren oder Verwerfen treffen.*

treffen. Tabelle 8.4 gibt an, um welchen Prozentsatz der Ereignisse es sich jeweils handelt.

8.4 Transformation in das Schwerpunktsystem

Alle bisher in diesem Kapitel untersuchten Pseudorapiditäten wurden im Laborsystem gemessen, d.h. in dem System, in dem der Detektor ruht. Nun wird dargestellt, wie sich die Pseudorapidität bei der Lorentz–Transformation in ein anderes Bezugssystem, insbesondere in das Schwerpunktsystem, ändert [LOH86].

Nach Gleichung 8.2 ist die Pseudorapidität η gegeben durch:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z}$$

Bei der Lorentz–Transformation in ein Bezugssystem mit dem Lorentz–

Faktor γ ergibt sich als transformiertes η':

$$\begin{aligned}\eta' &= \frac{1}{2}\ln\frac{\gamma(p+\beta p_z)+\gamma(p_z+\beta p)}{\gamma(p+\beta p_z)-\gamma(p_z+\beta p)} \\ &= \frac{1}{2}\ln\frac{(p+p_z)(1+\beta)}{(p-p_z)(1-\beta)} \\ &= \eta+\frac{1}{2}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}\end{aligned}$$

Wie man also feststellt, geht η über in η' durch eine Verschiebung um den Betrag $\frac{1}{2}\ln\frac{1+\beta}{1-\beta}$. Will man also einen der oben definierten Cuts umrechnen in das Schwerpunktsystem von *HERA*, so ist zu η einfach der konstante Wert

$$\frac{1}{2}\ln\frac{1+0.929}{1-0.929}=1.65$$

zu addieren ($\beta_{\mathrm{HERA}}=0.929$ nach Anhang A !).

Nicht so trivial ist die Umrechnung von η in η' bei Charm–Ereignissen, wenn man statt in das *HERA*–Schwerpunktsystem in das Schwerpunktsystem des „harten“ Unterprozesses $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ transformieren will. Hierzu müßten erst die Bjorken–Variablen x_g und y im γ–g–Subsystem gemessen werden, was jedoch gerade bei den meist sehr kleinen auftretenden Werten dieser Größen außerordentlich schwierig ist. Insbesondere ist es bei $c\bar{c}$–Ereignissen am Speicherring *HERA* in der Regel nicht möglich, das gestreute Elektron nachzuweisen. Daher müßten die Bjorken–Variablen aus den hadronischen Endzuständen rekonstruiert werden, was aber mit großen Fehlern behaftet ist. Aus diesem Grund ist es in der Praxis ratsam, die mittlere Pseudorapidität entweder im Laborsystem oder im *HERA*–Schwerpunktsystem zu berechnen.

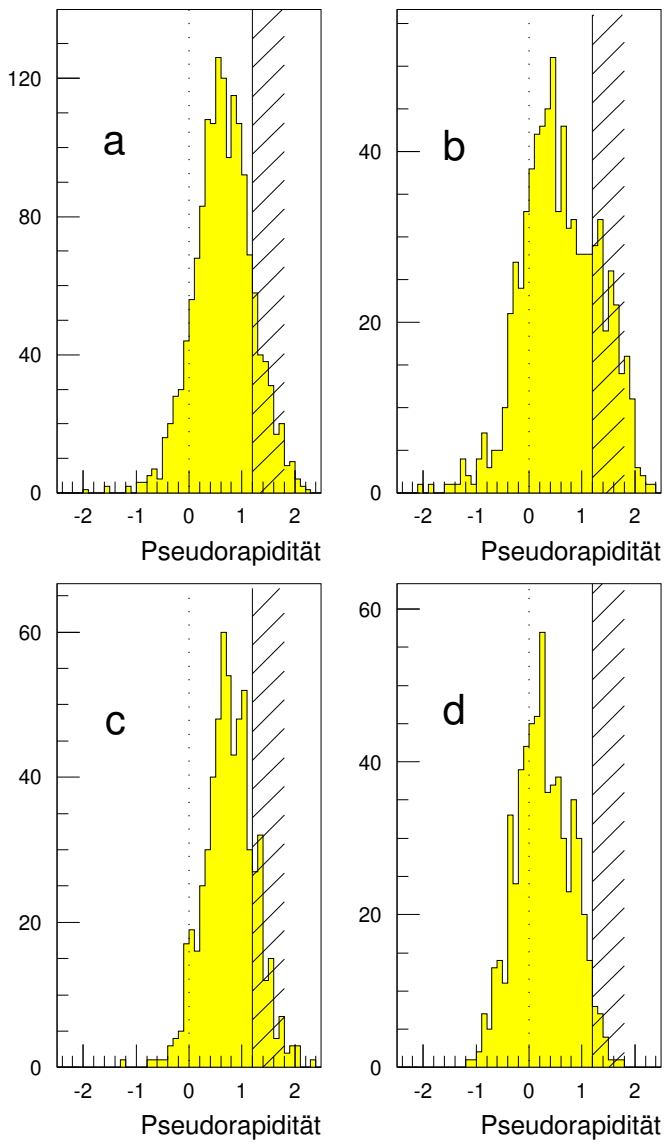

Abb. 8.2: *Verteilung der mittleren Pseudorapiditäten von Ereignissen aus den Datensätzen* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Die Positionen der Cuts werden im Text motiviert.*

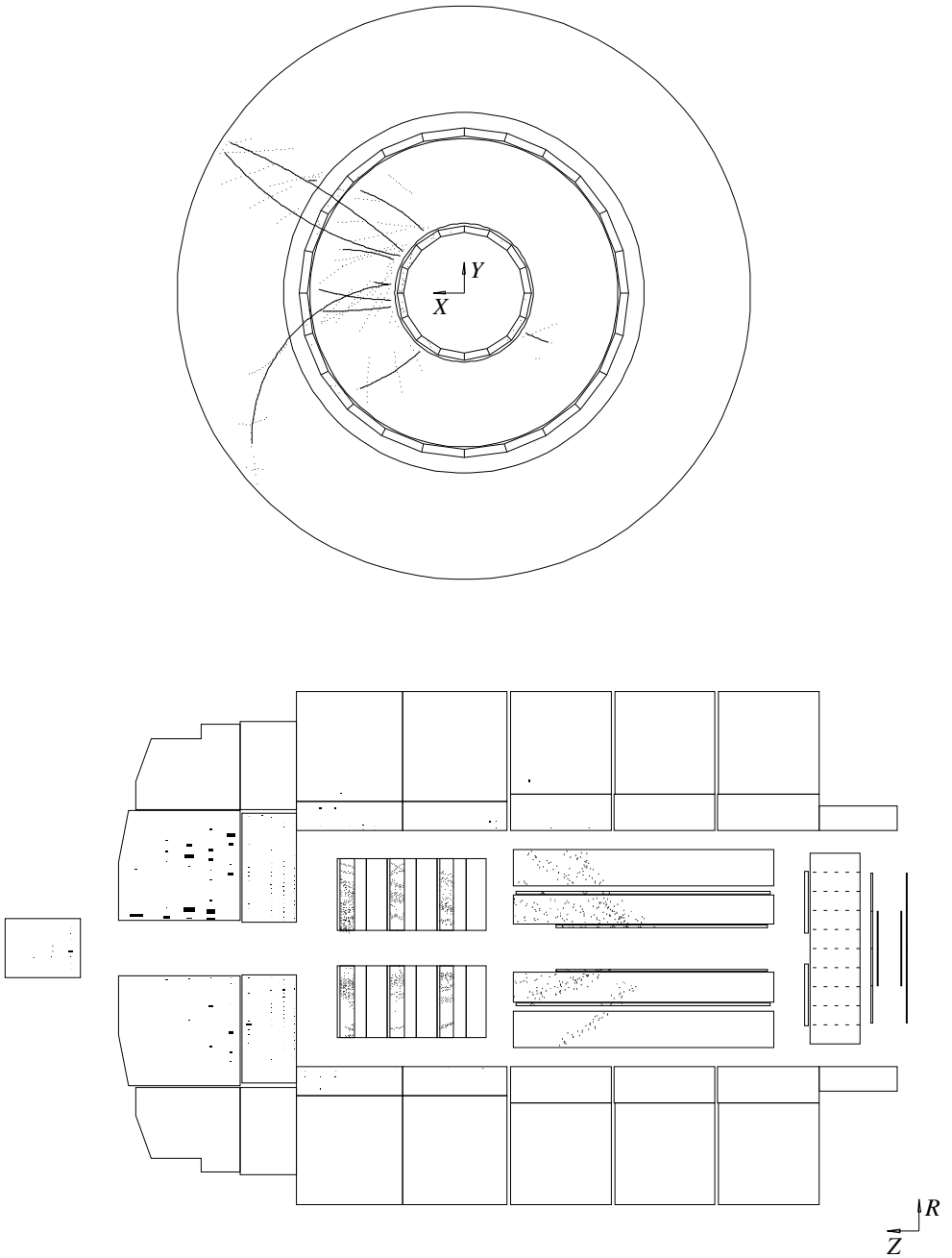

Abb. 8.3: *Graphische Darstellung des Events mit der Run–Nummer 2 und der Event–Nummer 2 aus dem Datensatz γ–`Gluon–Fusion`. Das obere Teilbild zeigt eine radiale Ansicht der zentralen Spurkammern des* H1*–Detektors. Im unteren Teilbild ist eine Längsansicht des Detektors zu sehen, auf der man die zentralen Spurkammern, die Vorwärts–Spurkammern, sowie die LAr–, BEMC– und PLUG–Kalorimeter erkennt. Infolge seiner asymmetrischen Topologie wird dieses Ereignis durch den Schnitt auf die mittlere Pseudorapidität verworfen.*

Kapitel 9

Ladungsasymmetrien bei H1

In diesem Kapitel wird untersucht, inwieweit sich aus der nicht ausgeglichenen Ladung bei Ereignissen im *H1*–Detektor eine Information zur Separation von Charm–Ereignissen vom Untergrund gewinnen läßt. Zwar ist bei Elektron–Proton–Kollisionen die Gesamtladung des ep–Systems vor der Reaktion gleich Null und infolge der Ladungserhaltung muß deshalb auch im Endzustand die Summe aller Ladungen Null ergeben. Jedoch kann durch die Tatsache, daß ein Teil der Endzustandsteilchen im Strahlrohr verschwindet oder aus anderen Gründen nicht nachgewiesen werden kann, in der Ladungsbilanz ein von Null abweichender Wert vorliegen.

9.1 Einige nützliche Definitionen

Es seien zunächst die Größen Q_{pos} als Summe aller positiven und Q_{neg} als Summe aller negativen Ladungen im *H1*–Detektor eingeführt, d.h. es ist immer $Q_{\text{pos}} \geq 0$ und $Q_{\text{neg}} \leq 0$. In beiden Fällen wird dabei in Einheiten der Elementarladung gemessen. Summiert wird hier wiederum über alle Spuren in den zentralen Spurkammern, wobei das Vorzeichen der Ladung aus dem Vorzeichen des Krümmungsradius ermittelt werden kann. Bei *H1* ist die Konvention dergestalt, daß einem positiven Krümmungsradius eine negative Ladung entspricht und umgekehrt. Ferner wird für alle Spuren angenommen, daß der Betrag der Ladung gleich e ist. Diese Annahme liegt prinzipiell allen aus Spurkammerinformationen gewonnenen Daten zugrunde, da in einer Spurkammer die Ladung und der Impuls nicht unabhängig voneinander bestimmt werden können, sondern nur ihr Quotient. Gerechtfertigt ist die Annahme dadurch, daß Teilchen (Ionen) mit $|Q| > e$ im Endzustand von Elektron–Proton–Stößen praktisch nicht vorkommen und Quarks die einzigen bekannten Teilchen mit $0 < |Q| < e$ sind. Quarks sind jedoch infolge des Quark–Einschlusses („confinement“) nicht direkt im Detektor nachweisbar.

Datensatz	Schwerpunkt
Φ–Simulation	1.254
γ–Gluon–Fusion	0.982
Eventklasse 17	2.433
Untergrund	2.317

Tabelle 9.1: *Schwerpunkte der Verteilungen der gesamten Ladung aus Abb. 9.1.*

Ferner wird die Größe Q_{ges} als Summe *aller* nachgewiesenen Ladungen definiert, d.h. es gilt:

$$Q_{\text{ges}} = Q_{\text{pos}} + Q_{\text{neg}}$$

In einem den gesamten Raumwinkel von 4π umfassenden Detektor mit der idealen Nachweiswahrscheinlichkeit von 100% in alle Richtungen wäre Q_{ges} grundsätzlich Null. Aus den oben erwähnten Gründen ist dies jedoch in der Realität im allgemeinen nicht der Fall. Q_{ges} wird im folgenden als *gesamte Ladung* bezeichnet.

9.2 Ladungsverteilungen im H1–Detektor

Nun sollen die Verteilungen zweier der oben definierten Größen bzw. von ihnen abgeleiteter Variablen untersucht werden. Dies sind die Gesamtladung (Q_{ges}) sowie das Verhältnis von positiver zu negativer Ladung ($\frac{Q_{\text{pos}}}{|Q_{\text{neg}}|}$).

9.2.1 Die gesamte Ladung

Zunächst ist in Abbildung 9.1 die gesamte Ladung für die vier auch bisher behandelten Datensätze dargestellt. Man erkennt deutlich, daß alle vier Verteilungen zu positiven Werten von Q_{ges} hin verschoben sind. Die Schwerpunkte $\bar{Q}_{\text{ges}}$ der vier Verteilungen sind in Tabelle 9.1 dargestellt.

Die Verschiebung zu positiven Werten hin bedeutet, daß mehr negativ geladene Teilchen im Strahlrohr verloren gegangen sind als positiv geladene. So wird insbesondere bei $c\bar{c}$–Ereignissen durch das kleine Bjorken–y das gestreute Elektron nicht im Zentraldetektor nachgewiesen, in der Regel verschwindet es sogar im Strahlrohr. Dagegen besteht immerhin die Möglichkeit, daß bei einigen Ereignissen Teilchen aus der Fragmentation des Protons in den zentralen Spurkammern auftauchen. Die aus der Proton–Fragmentation stammenden Teilchen müssen aber die Gesamtladung $Q_{\text{ges}}\big|_{\text{p–Frag.}} = 1$ aufweisen. Der Verschiebungseffekt ist bei den

Untergrundereignissen ($\bar{Q}_{\text{ges}} \approx 2.4$) deutlich stärker ausgeprägt als bei den Charm–Ereignissen $\bar{Q}_{\text{ges}} \approx 1.0 - 1.2$). Außer der größeren Verschiebung sind die Verteilungen der Untergrundereignisse in Abb. 9.1 auch breiter als die der Charm–Ereignisse. Insgesamt wird also verlangt, daß nur solche Ereignisse akzeptiert werden, für die gilt:

$$-2 \leq Q_{\text{ges}} \leq 4$$

Diese Cuts sind in Abb. 9.1 durch Schraffuren angedeutet.

9.2.2 Das Verhältnis von pos. zu neg. Ladung

Als zweite Größe zur Ladungsasymmetrie wird hier das Verhältnis von positiven zu negativen Ladungen betrachtet, bzw. dessen Betrag. In Abb. 9.2 sind also die Verteilungen der Größe r dargestellt, die definiert ist durch:

$$r = \frac{Q_{\text{pos}}}{|Q_{\text{neg}}|}$$

Für $Q_{\text{neg}} = 0$ ist dieser Ausdruck nicht definiert. Allerdings sind Ereignisse, bei denen keine negativ geladene Spur im Zentraldetektor vorhanden ist, ohnehin für die Analyse in der Regel uninteressant, insbesondere im bevorzugten Zerfallskanal des $D_s^{*\pm}$. Daher werden solche Ereignisse in jedem Falle verworfen. In der Abbildung fallen zwei Peaks bei $r = 1$ und $r = 2$ ins Auge. Der Peak bei $r = 1$ wird durch zwei Tatsachen erklärlich. Zum einen muß bei Ereignissen, bei denen alle entstehenden Teilchen in den zentralen Spurkammern nachgewiesen werden, aus Gründen der Ladungserhaltung $Q_{\text{pos}} = Q_{\text{neg}}$ und damit $r = 1$ gelten. Zweitens ist bei all den Ereignissen $r = 1$, bei denen gleichviele positive wie negative Teilchen außerhalb des Winkelbereiches der CJC liegen. Dies liegt zum Beispiel rein statistisch in der Hälfte derjenigen Fälle vor, in denen genau zwei Teilchen nicht in den CJC–Winkelbereich fliegen. Der Peak bei $r = 2$ ist insbesondere bei den echten Daten ausgeprägt. Er stammt aus den Events, bei denen genau doppelt soviele positive wie negative Teilchen in den zentralen Spurkammern detektiert werden. Dies ist vornehmlich dann der Fall, wenn insgesamt nur relativ wenigen Spuren vorhanden sind, d.h. in den Fällen $Q_{\text{pos}} = 2, Q_{\text{neg}} = 1$ und $Q_{\text{pos}} = 4, Q_{\text{neg}} = 2$. Zur Verifikation dieser Aussage dient Abbildung 9.3.

Dieser Abbildung ist zu entnehmen, daß r insbesondere dann relativ große Werte annimmt, wenn die Zahl der Spuren insgesamt weniger als etwa zwölf beträgt. Bei Ereignissen mit mehr als 20 Spuren liegt dagegen r in der Regel nahe bei 1.

Zu beachten ist hierbei, daß r eine ergänzende Aussage zu den Schnitten auf die Gesamtladung im vorherigen Abschnitt liefert. Q_{ges} ist die *absolute*

Datensatz	Akzeptanzrate
Φ–Simulation	83.8%
γ–Gluon–Fusion	70.5%
Untergrund	53.8%
Eventklasse17	53.9%

Tabelle 9.2: *Akzeptanzraten für die DST–Selektion, wenn man auf die Ladungsasymmetrien in den zentralen Spurkammern schneidet.*

Asymmetrie in der gemessenen Ladung, während r eine *relative* Abweichung von der ausgeglichenen Gesamtladung beschreibt. Die Histogramme in Abb. 9.2 motivieren einen Cut sowohl auf große als auch auf kleine Werte von r. Konkret sollen also nur solche Ereignisse akzeptiert werden, für die gilt:

$$0.5 \leq r \leq 1.8$$

9.3 Akzeptanzen der Schnitte auf die Ladungsasymmetrie

Wendet man die in den Abschnitten 9.2.1 und 9.2.2 beschriebenen Schnitte auf die vier üblichen Datensätze an, so ergeben sich die Akzeptanzraten nach Tabelle 9.2.

Wie der Tabelle zu entnehmen ist, gelingt es durch diese Schnitte, nahezu die Hälfte der Untergrundereignisse zu verwerfen. Demgegenüber werden durchschnittlich fünf von sechs Ereignissen des Datensatzes Φ–Simulation akzeptiert. Darüberhinaus muß man bedenken, daß bei den Events, die aus diesem Datensatz verworfen werden, durch die stark unausgeglichene Ladungsbilanz die Wahrscheinlichkeit relativ hoch ist, daß auch für die Analyse unbedingt erforderliche Teilchen verlorengegangen sind. Falls also das Charm–Ereignis ohnehin nicht als solches rekonstruierbar ist, besteht auch keine Veranlassung mehr, ein solches Event weiter zu behalten.

Auch in diesem Kapitel soll wieder ein Event beispielhaft vorgestellt werden. Zu diesem Zweck zeigt Abbildung 9.4 ein Ereignis aus dem Datensatz Eventklasse17. Man erkennt in der radialen Ansicht des Detektors bereits deutlich, daß die Mehrzahl der Spuren in ein– und derselben Richtung gekrümmt ist, also dieselbe Ladung hat. Tatsächlich enthält dieses Ereignis sieben positive und drei negative Spursegmente. Daher ist hier $r = 2.33$ und damit deutlich oberhalb des erlaubten Bereiches.

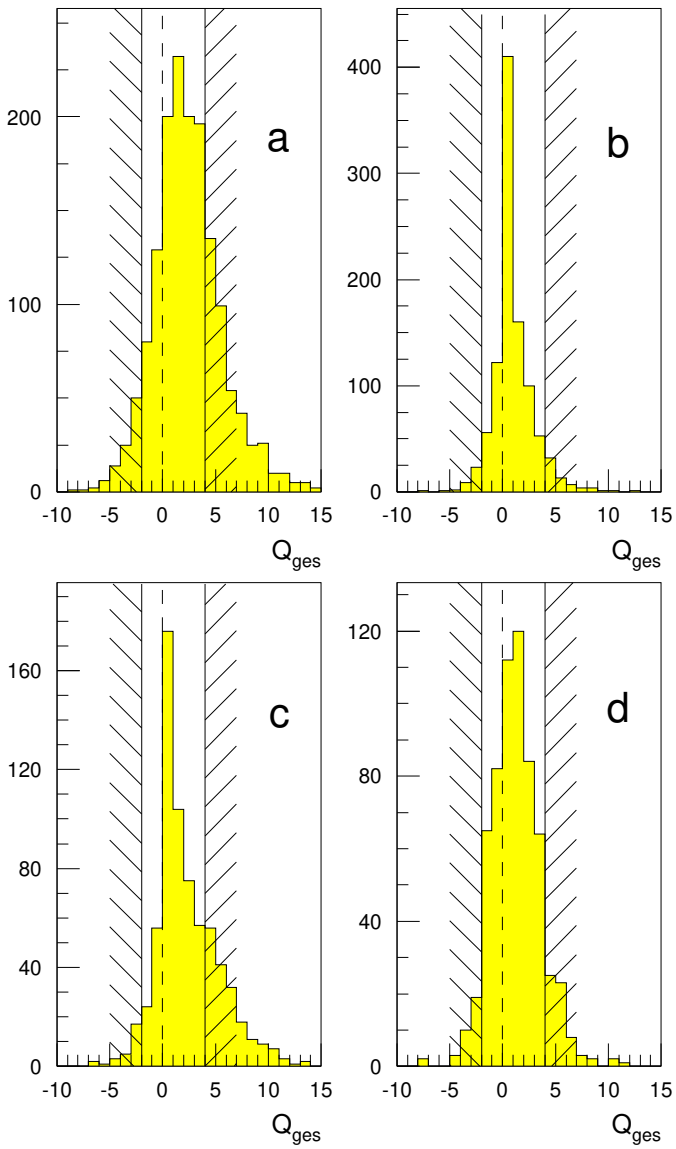

Abb. 9.1: *Verteilung der Gesamtladung Q_{ges} in den zentralen Spurkammern für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Durch eine gestrichelte Linie ist die Nullage $Q_{ges} = 0$ angedeutet, durch Schraffuren die gewählten Cuts.*

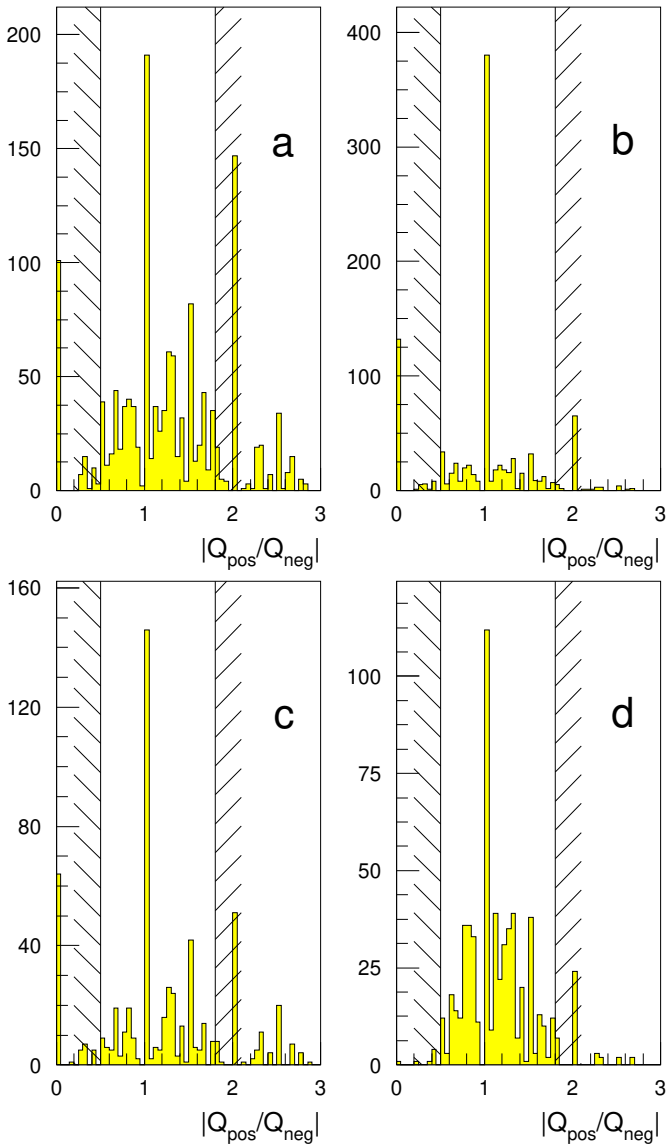

Abb. 9.2: *Verteilung des Verhältnisses der positiven Ladungen zum Betrag der negativen Ladungen $Q_{pos}/|Q_{neg}|$ in den zentralen Spurkammern für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d). Durch Schraffuren sind die gewählten Cuts angedeutet.*

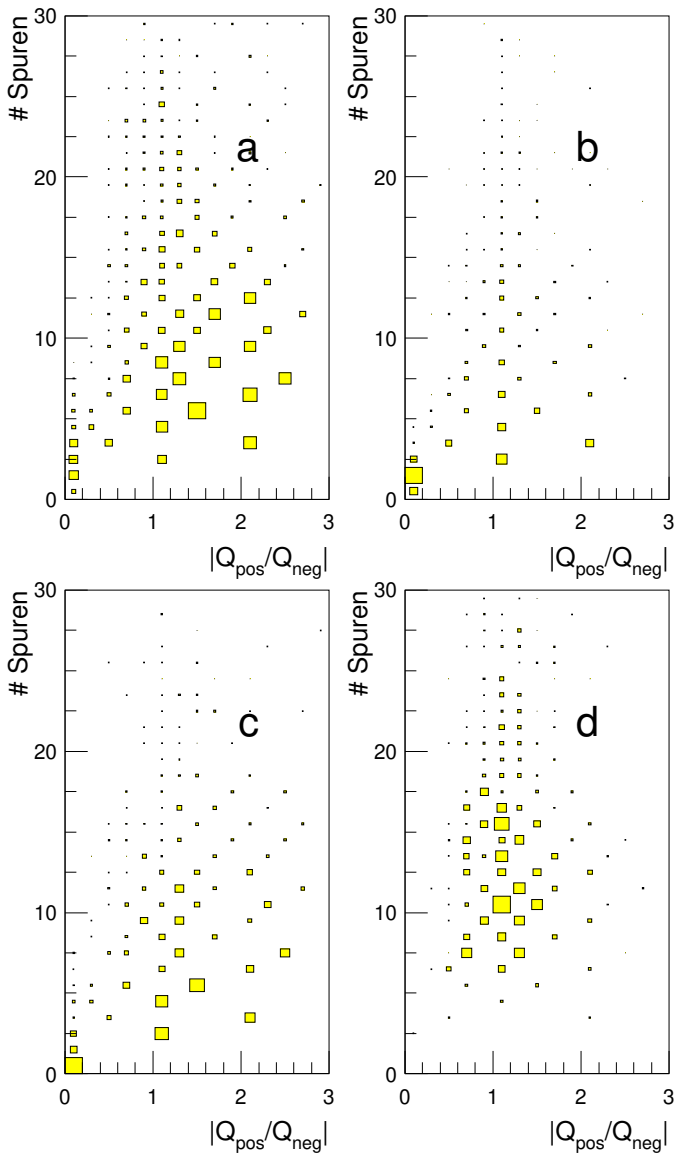

Abb. 9.3: *Korrelationsplot der Zahl der Spuren in den zentralen Spurkammern gegen das Verhältnis r von positiven Ladungen zum Betrag der negativen Ladungen $Q_{pos}/|Q_{neg}|$ für die Datensätze* `Eventklasse 17`*(a),* γ*–*`Gluon–Fusion`*(b),* `Untergrund`*(c) und* Φ*–*`Simulation`*(d).*

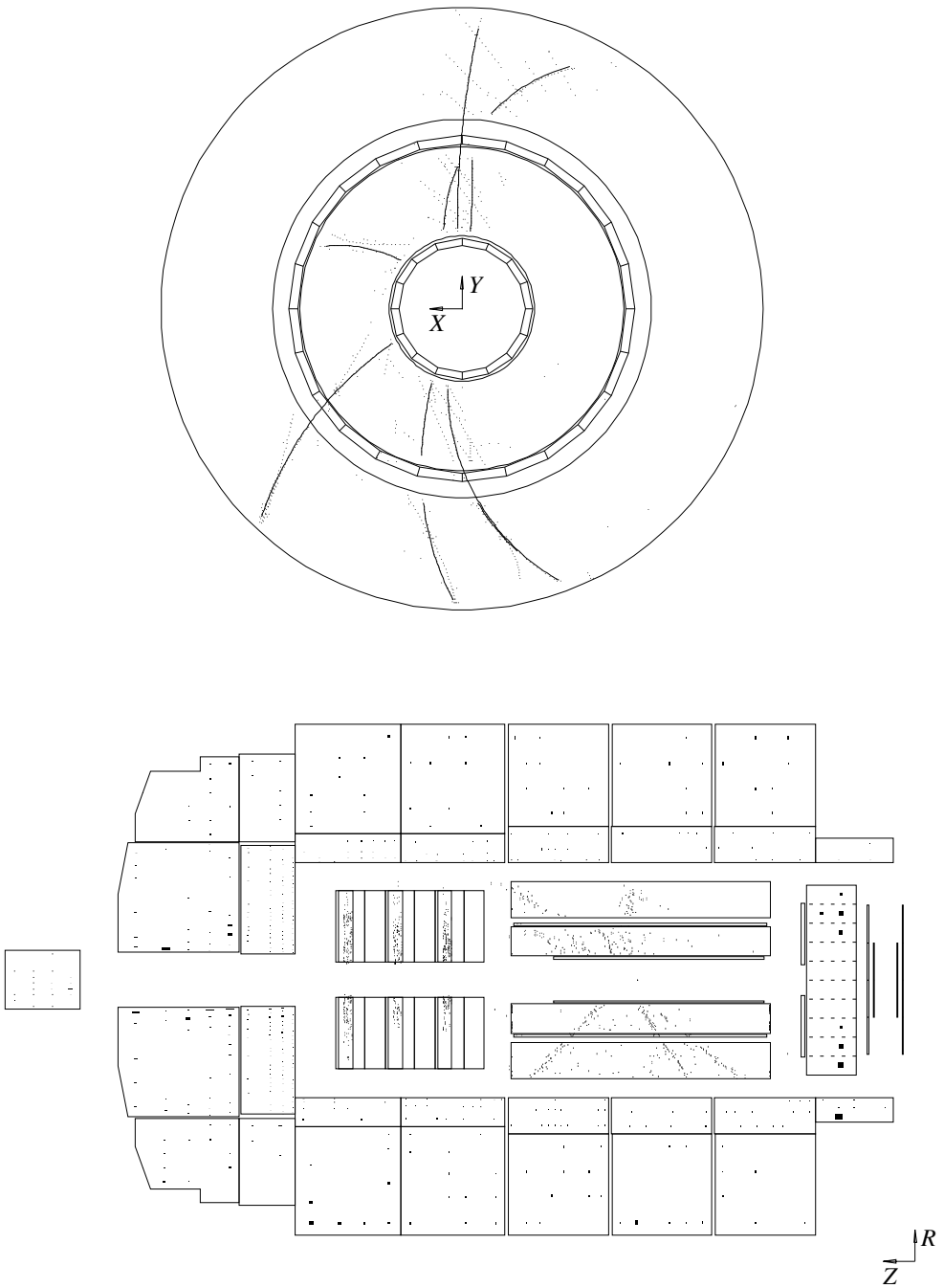

Abb. 9.4: *Graphische Darstellung des Events mit der Run–Nummer 30364 und der Event–Nummer 18422 aus dem Datensatz* `Eventklasse 17`*. Das obere Teilbild zeigt eine radiale Ansicht der zentralen Spurkammern des* H1*–Detektors. Im unteren Teilbild ist eine Längsansicht des Detektors zu sehen, auf der man die zentralen Spurkammern, die Vorwärts–Spurkammern, sowie die LAr–, BEMC– und PLUG–Kalorimeter erkennt. Da bei diesem Ereignis die nachgewiesene Ladung stark unausgeglichen ist, wird es durch den Schnitt auf* r *verworfen.*

Kapitel 10

Kombination aller Schnitte

In diesem Kapitel werden nun alle bisher vorgeschlagenen Cuts kombiniert, um zu einem effizienten Satz von Schnitten für die Untergrundreduktion zu gelangen. Zunächst werden dazu die Schnitte für die DST–Selektion zusammengefaßt. Anschließend werden diese dann mit den Schnitten auf dem Level 4 kombiniert, wie sie in Kapitel 6 erarbeitet wurden. Als Abschluß werden in Abschnitt 10.3 die in den vorherigen Kapiteln explizit vorgestellten Ereignisse näher analysiert.

10.1 Kombinierte Schnitte für die DST–Selektion

Hier werden zunächst die Schnitte für die DST–Selektion aus den Kapiteln 7, 8 und 9 zusammengefaßt. Dies bedeutet, daß nur solche Events akzeptiert werden, die *jede* der Bedingungen nach Tabelle 10.1 erfüllen.

Damit ergeben sich für die vier gewohnten Datensätze die Akzeptanzraten nach Tabelle 10.2.

Wie man der Tabelle entnimmt, überleben nahezu zwei von drei Ereignissen aus dem Datensatz Φ–`Simulation` diese Schnitte. Wie gewohnt liegt die Akzeptanz für die Ereignisse aus der allgemeinen Gamma–Gluon–Fusion weit niedriger bei etwa jedem vierten Event. Jedoch gelingt es unter Anwendung dieser Cuts, mehr als 90% des Untergrundes zu verwerfen. Wie auch schon vorher liegt die Akzeptanz für die Daten aus der Event–Klasse 17 höher als die für die identifizierten Untergrundereignisse, jedoch weit unterhalb der für die MC–Events. Wie mehrfach erwähnt liegt dies in der Tatsache begründet, daß im Datensatz `Eventklasse17` mutmaßlich mehr als 90% Untergrund enthalten ist.

unterer cut	Größe	oberer cut
$1\,\text{GeV} \leq$	$E_{\text{LAr,elm}}$	$\leq 50\,\text{GeV}$
$1\,\text{GeV} \leq$	$E_{\text{LAr,had}}$	$\leq 30\,\text{GeV}$
$1\,\text{GeV} \leq$	$E_{\text{LAr,forw}}$	$\leq 70\,\text{GeV}$
	$E_{\text{LAr,vorw}}/E_{\text{LAr}}$	≤ 0.95
$10 \leq$	NCLAr	≤ 80
$3 \leq$	NCTracks	
	$\bar{\eta}$	≤ 1.2
$-2 \leq$	Q_{ges}	≤ 4
$0.5 \leq$	$r = Q_{\text{pos}}/\lvert Q_{\text{neg}}\rvert$	≤ 1.8

Tabelle 10.1: *Zusammenfassung aller Schnitte für die DST–Selektion.*

Datensatz	Events total	Events akzeptiert	Akzeptanz-rate
Φ–Simulation	626	409	65.3%
γ–Gluon–Fusion	1000	267	26.7%
Untergrund	1182	100	8.46%
Eventklasse 17	1562	188	12.0%

Tabelle 10.2: *Akzeptanzraten für die kombinierten Schnitte der DST–Selektion nach Tabelle 10.1.*

10.2 Kombination mit dem Spurtrigger

Nun sollen die zusammengefaßten Schnitte für die DST–Selektion mit den Level–4–Schnitten des topologischen Spurtriggers aus Kapitel 6 kombiniert werden. Zu diesem Zweck werden auf diejenigen Ereignisse, die vom Filterprogramm mit den Einstellungen von Abschnitt 6.4 akzeptiert werden, die DST–Cuts aus dem vorherigen Abschnitt angewendet. Dies führt zu den Akzeptanzraten nach Tabelle 10.3.

Dies sind die Akzeptanzraten, die sich als Endergebnis dieser Arbeit ergeben. Zur Illustration sind diese Effizienzen in Abbildung 10.1 dargestellt. Es bleiben letztlich mehr als die Hälfte aller Ereignisse aus dem Datensatz Φ–Simulation übrig. Demgegenüber läßt sich die Rate der identifizierten Untergrundereignisse um etwa einen Faktor 130 vermindern. Relativ zur Akzeptanz für die D_s–Ereignisse gelingt die Unterdrückung des Untergrundes

Datensatz	Events total	Events akzeptiert	Akzeptanz-rate
Φ–Simulation	624	341	54.6%
γ–Gluon–Fusion	999	178	17.8%
Untergrund	1179	9	0.76%
Eventklasse17	1553	35	2.25%

Tabelle 10.3: *Akzeptanzraten für die kombinierten Schnitte des topologischen Spurtriggers und der DST–Selektion.*

um mehr als einen Faktor 70. Dies ist ein befriedigendes Ergebnis. Die Akzeptanz für die Ereignisse aus der Event–Klasse 17 liegt circa dreimal so hoch wie die für die identifizierten Untergrundereignisse. Somit ist zu hoffen, daß sich durch die vorgeschlagenen Schnitte der Anteil an „rekonstruierbaren“ Open–Charm–Events in dieser Event–Klasse signifikant erhöht hat.

10.3 Exemplarische Analyse einiger Ereignisse

An dieser Stelle sollen für die fünf in den vorherigen Kapiteln graphisch dargestellten Ereignisse die Größen, auf die in dieser Arbeit Schnitte vorgeschlagen wurden, zusammengestellt werden. Aus den Datensätzen Eventklasse17 , Untergrund und γ–Gluon–Fusion wurde dabei jeweils ein Ereignis herausgegriffen, aus dem Datensatz Φ–Simulation waren es zwei Events. Tabelle 10.4 zeigt die ermittelten Werte. Abschließend sollen nun die Daten in dieser Tabelle kurz diskutiert werden:

Abbildung 8.3:

Datensatz: γ–Gluon–Fusion
Run–Nummer: 2
Event–Nummer: 2

Dieses Ereignis hat offenbar einen starken Lorentz–Boost in die Vorwärtsrichtung, wie man in den Seitenansichten der Spurkammern gut erkennt. Es würde allerdings trotzdem die meisten vorgeschlagenen Cuts „überleben“, wenn auch meist nur an den Grenzen der Schnitte. So sind z.B. bei der Zahl der guten Spuren ($N^{\text{ges}}_{\text{gute Spuren}}$) und der Zahl der negativen guten Spuren ($N^{\text{neg}}_{\text{gute Spuren}}$) die geforderten Anzahlen jeweils genau vorhanden. Ebenso liegt das Verhältnis der Vorwärts- zur Gesamtenergie mit 0.934 nur knapp unter dem Cut von 0.950. Verworfen würde das Ereignis allerdings trotzdem bei

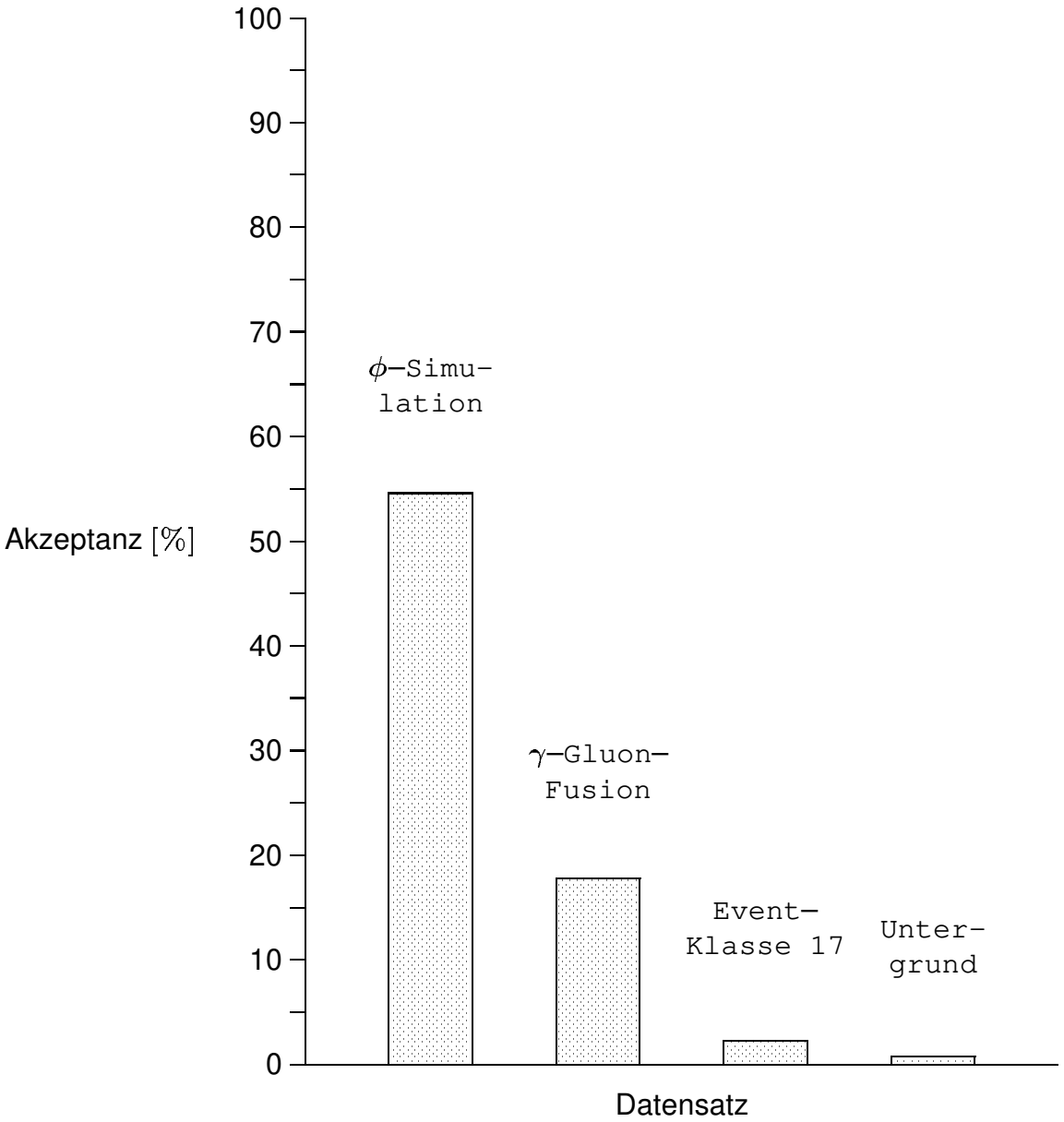

Abb. 10.1: *Graphische Darstellung der Akzeptanzraten für die Kombination aller Schnitte für die vier untersuchten Datensätze.*

Anwendung des Cuts auf $\bar{\eta}$. Hier liegt der Wert von 1.404 relativ deutlich über dem Cut von 1.2.

Da es sich bei diesem Ereignis um ein Montc–Carlo–Event handelt, läßt sich leicht feststellen, welche Teilchen hier simuliert wurden. Aus dem entstehenden $c\bar{c}$–Paar entstehen zunächst ein D^{*+} und ein Σ_c^{*--}. Das D^{*+} zerfällt dann nach:

$$\begin{aligned} D^{*+} \rightarrow D^+ \pi^0 &\rightarrow (\rho^+ \bar{K}^0)\,(\gamma\,\gamma) \\ &\rightarrow ((\pi^+ \pi^0)\,(K_L^0))\,(\gamma\,\gamma) \\ &\rightarrow ((\pi^+ (\gamma\,\gamma))\,(K_L^0))\,(\gamma\,\gamma) \end{aligned}$$

Größe	Ereignis					Einheit
	Abb. 8.3	Abb. 4.2	Abb. 6.4	Abb. 9.4	Abb. 7.3	
$N^{\text{ges}}_{\text{gute Spuren}}$	5	7	12	4	3	
$N^{\text{neg}}_{\text{gute Spuren}}$	2	3	5	1	1	
DCAMIN	0.035	0.001	0.003	0.078	0.16	cm
$E_{\text{LAr,elm}}$	39.5	17.1	18.4	32.3	64.0	GeV
$E_{\text{LAr,had}}$	24.6	0.3	5.4	12.2	31.7	GeV
E_{LAr}	64.1	17.4	23.8	44.5	95.8	GeV
$E_{\text{LAr,vorw}}$	59.9	9.2	16.1	43.1	88.7	GeV
$\frac{E_{\text{LAr,vorw}}}{E_{\text{LAr}}}$	0.934	0.529	0.676	0.969	0.926	
NCLAr	62	21	39	29	51	
NCTracks	0	6	9	5	1	
$\bar{\eta}$	1.404	0.180	0.404	-0.044	1.607	
Q_{ges}	3	2	1	4	2	e
$r = \frac{Q_{\text{pos}}}{\lvert Q_{\text{neg}}\rvert}$	1.75	1.5	1.14	2.33	1.29	

Tabelle 10.4: *Zusammenstellung der Größen, auf die in dieser Arbeit geschnitten wurde, für einige ausgewählte Events. Die zugehörigen Abbildungen finden sich auf Seite 76 für Abb. 8.3, S. 34 für Abb. 4.2, S. 58 für Abb. 6.4, S. 84 für Abb. 9.4 und S. 68 für Abb. 7.3.*

Von den vier γ–Quanten, die bei diesem Zerfall entstehen, haben zwei eine Energie von weniger als 0.7 GeV und sind daher nicht in den Kalorimetern nachweisbar. Daher gibt es keine Möglichkeit, diesen Zerfall und damit das D^{*+} zu rekonstruieren. Das Σ_c^{*--} zerfällt in den folgenden Kanal:

$$\begin{aligned} \Sigma_c^{*--} &\rightarrow \Lambda_c^- \, \pi^- \\ &\rightarrow (\pi^- \, \pi^+ \, \Sigma^{*-}) \, \pi^- \end{aligned}$$

$$\rightarrow \quad (\pi^- \, \pi^+ \, (\bar{\Lambda}^0 \, \pi^-)) \, \pi^-$$

Das $\bar{\Lambda}^0$ zerfällt schließlich nach $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow p^- \pi^+$. Hier liegt also ein komplexer Endzustand mit sechs geladenen Teilchen vor. Um diesen rekonstruieren zu können, darf keines der entstehenden Teilchen im Strahlrohr verschwinden oder aus einem anderem Grund nicht nachgewiesen werden können. Da jedoch zwei der fünf Pionen eine Energie von wenigen hundert MeV haben, sind diese sehr schwer zu detektieren. Dieser Zerfall eignet sich also ebenfalls nicht für eine erfolgreiche Analyse.

Abbildung 4.2:

Datensatz: Φ–`Simulation`
Run–Nummer: 2
Event–Nummer: 3807

Das hier gezeigte Ereignis liegt bei fast allen Cuts deutlich innerhalb der zulässigen Werte. Lediglich die Energie in der hadronischen Komponente des LAr–Kalorimeters ist zu klein. Allerdings könnte man hier wie oben erläutert den vorgenommenen Cut von 1.0 GeV auch weiter absenken, da es bei diesem nur darum geht, Ereignisse zu verwerfen, für die $E_{\text{Lar,had}}$ Null ist. Man erkennt in der graphischen Darstellung dieses Ereignisses, daß keine ausgeprägte Asymmetrie der Verteilung der Endzustandsteilchen in der z–Richtung oder in der r–ϕ–Ebene vorliegt. Vielmehr sind zwei „Jets“ aus zwei bzw. drei Teilchen sichtbar, die sowohl in der radialen als auch in der Seitenansicht diametral auseinanderfliegen. Im allgemeinen bilden Teilchen, die aus dem Zerfall ein- und desselben Mutterteilchens stammen, häufig solche Jets. Tatsächlich gehören die beiden Spuren, die in der radialen Sicht nach unten links weisen, zu den beiden geladenen Kaonen aus dem Zerfall $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$. Wegen ihrer entgegengesetzten Ladungen entfernen sich die Spuren mit wachsendem Abstand von der Strahlachse voneinander. Man sieht jedoch schon „per Auge“, daß die beiden Spuren in etwa auf die Strahlachse zeigen, d.h. auf den Vertex des ϕ–Zerfalls. Auch in der Seitenansicht des Central Tracking Detectors weisen die beiden Kaonspuren eng nebeneinander nach unten links, zusammen mit der kürzeren Spur des entstehenden π^+.

Abbildung 6.4:

Datensatz: Φ–`Simulation`
Run–Nummer: 2
Event–Nummer: 4648

Das hier dargestellte Ereignis erfüllt sämtliche Schnitte, die in dieser Arbeit vorgeschlagen wurden. Auch in diesem Falle erkennt man wieder eine deutliche 2–Jet–Struktur, insbesondere in der radialen Ansicht.

Abbildung 9.4:

Datensatz: `Eventklasse17`
Run–Nummer: 30364
Event–Nummer: 18422

Dieses Ereignis, daß ein reales Event im *H1*-Detektor darstellt, würde durch die meisten vorgestellten Cuts verworfen. So erfüllt es keine der Bedingungen für den Spurkammertrigger aus Kapitel 6, die relative Ladungsasymmetrie r ist erheblich zu groß und das Verhältnis von Vorwärtsenergie zu Gesamtenergie ist ebenfalls oberhalb des motivierten Schnittes. Dies alles läßt vermuten, daß es sich hier um ein Untergrundereignis handelt. Allerdings ist die mittlere Pseudorapidität $\bar{\eta}$ negativ, was darauf hindeutet, daß es sich möglicherweise doch um ein Ereignis aus einer Elektron–Proton–Kollision handelt. Eine endgültige Aussage läßt sich also ohne weitere Analyse nicht machen.

Abbildung 7.3:

Datensatz: `Untergrund`
Run–Nummer: 26207
Event–Nummer: 24056

Auch bei diesem Event wird keiner der Cuts aus Kapitel 6 erfüllt. Ferner liegt hier $\bar{\eta}$ deutlich außerhalb des geforderten Bereiches. Darüberhinaus erkennt man, daß der mutmaßliche Vertex, von dem die rekonstruierten Spuren ausgehen, eine nicht unerhebliche Strecke in der Rückwärtsrichtung liegt. Dies deutet ebenfalls auf ein Untergrundereignis hin. Als solches ist dieses Ereignis dann auch anhand der Bunch–Nummer identifiziert worden.

Vergleicht man die Abbildungen 9.4 und 7.3, die reale Ereignisse enthalten, mit den Bildern 8.3, 4.2 und 6.4, die Monte–Carlo–Ereignisse zeigen, so fällt ein genereller Unterschied ins Auge. Bei den echten Daten erkennt man zahlreiche Hits in den Spurkammern, die keiner Spur zugeordnet sind. In vielen Fällen liegen diese Hits auch weit von der nächsten Spur entfernt, sodaß es sich nicht um solche Treffer handeln kann, die eigentlich zu einer Spur gehören, allerdings von dem Rekonstruktionsprogramm `H1REC` nicht korrekt

als solche erkannt wurden. Als Folgerung daraus ergibt sich, daß in den zentralen Jetkammern des *H1*-Detektors offenbar ein „Rauschen“ vorliegt, das von der Detektorsimulation `H1SIM` nicht beschrieben wird. Dies ist ein nicht zu vernachlässigender Effekt und erfordert weitere Untersuchungen.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde gezeigt, daß es möglich sein sollte, mit dem *H1*–Detektor am Speicherring *HERA* eine effiziente Trennung von Ereignissen mit offenem Charm vom Strahlgas–/Strahlwanduntergrund vorzunehmen. Insbesondere wurden dabei die Informationen der zentralen Spurkammern des *H1*–Detektors verwendet.

Es wurde dargestellt, daß es möglich ist, auf eine Reihe verschiedener Größen sinnvolle Schnitte anzubringen, unter anderem auf die Multiplizitäten geladener Teilchen im Endzustand von Elektron–Proton–Kollisionen, auf die Rapiditätsverteilungen, auf die möglichen Asymmetrien der gemessenen Ladungen und auf die in den Kalorimetern deponierte Energie.

Nicht unerwähnt bleiben soll an dieser Stelle aber auch, daß allen in dieser Arbeit erbrachten Ergebnissen eine nicht zu vernachlässigende Unsicherheit anhaftet durch die Tatsache, daß nicht genau bekannt ist, inwieweit die Monte–Carlo–Programme die Ereignisse bei *H1* tatsächlich beschreiben. Insbesondere bei der Detektorsimulation `H1SIM` und dem Rekonstruktionsprogramm `H1REC` sind in dieser noch relativ frühen Phase des Experimentes gewisse Unzulänglichkeiten erkennbar. Jedoch stand bis zum Abschluß dieser Arbeit bei *HERA* nur eine integrierte Luminosität von etwa $25\,\mathrm{nb}^{-1}$ zur Verfügung. Deshalb war es nicht möglich, hieraus Datensätze von Ereignissen mit offenem Charm mit ausreichender Statistik und Reinheit zu extrahieren[1], um an ihnen die vorgeschlagenen Schnitte zu überprüfen.

Als Ausblick auf die weitere Zukunft des *H1*–Experimentes im allgemeinen und die Charm–Physik bei *H1* im besonderen läßt sich ferner feststellen, daß durch zukünftige Detektor–Upgrades weiter verbesserte Perspektiven bestehen. Dabei wird eine Fertigstellung des PLUG–Kalorimeters für Hadronen, die unter kleinen Polarwinkeln gestreut werden, eine wichtige Rolle für die Messung der Energiedeposition liefern. Ebenso wird es höchst nützlich sein, durch einen Mikrovertexdetektor Informationen über sekundäre Vertices zu erhalten, die zu nah an der Strahlachse liegen, um bisher mit Hilfe der Spurkammern aufgelöst zu werden.

[1] siehe hierzu auch [LEY92], [SAH93] und [RIE93]

Anhang A

Kinematik bei HERA

Im folgenden soll eine kurze Übersicht über die Kinematik bei *HERA* gegeben werden. Dabei findet eine Beschränkung auf diejenigen Größen statt, die in dieser Arbeit von Bedeutung sind. *HERA* ist ein Elektron-Proton-Speicherring, bei dem der Impuls des einfallenden Elektrons $p_e = 30$ GeV, der Impuls des einfallenden Protons $p_p = 820$ GeV beträgt. Daraus ergibt sich eine Schwerpunktenergie von

$$\sqrt{s} = \left[M^2 + m^2 + 2(E_p E_e + \sqrt{(E_p^2 - M^2)(E_e^2 - m^2)}\right]^{\frac{1}{2}} .$$

Dabei sind M und m die Massen des Protons bzw. des Elektrons, die man allerdings bei *HERA* gegen die Strahlenergien vernachlässigen kann und so für s den einfacheren Ausdruck

$$s = 4\ E_p\ E_e = 98400\ \text{GeV}^2$$

erhält. Das Schwerpunktsystem (CMS-System) bewegt sich gegenüber dem Laborsystem, in dem der *H1*-Detektor ruht, mit der Geschwindigkeit βc. β erhält man aus dem Lorentz-Faktor γ über die Beziehung

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

durch Auflösung nach β:

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$$

γ wiederum ergibt sich aus dem Verhältnis der Energien im Laborsystem und im Schwerpunktsystem:

$$\gamma = \frac{E_{\text{Lab}}}{E_{\text{CMS}}} = \frac{E_{\text{Lab}}}{\sqrt{s}} = \frac{850\ \text{GeV}}{314\ \text{GeV}} \approx 2.71$$

Den Wert für E_{Lab} erhält man dabei aus der Addition der Vierervektoren von Elektron und Proton im Laborsystem (hier wird die Konvention $p = (E, \vec{p})$ verwendet):

$$p_{\text{Lab}} = p_{\text{e,Lab}} + p_{\text{p,Lab}} = \begin{pmatrix} 820\,\text{GeV} \\ 0 \\ 0 \\ 820\,\text{GeV} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 30\,\text{GeV} \\ 0 \\ 0 \\ -30\,\text{GeV} \end{pmatrix}$$
$$= \begin{pmatrix} 850\,\text{GeV} \\ 0 \\ 0 \\ 790\,\text{GeV} \end{pmatrix}$$

Mit diesem Wert für γ berechnet sich β nun zu:

$$\beta = 0.929$$

Ferner sei hier die Energie $\tilde{E}_e$ des einfallenden Elektrons im Ruhesystem des einlaufenden Protons berechnet. Sie gibt die Energie an, mit der ein Elektron in einem Fixed-Target-Experiment auf ein ruhendes Proton treffen müßte, um die gleiche Schwerpunktenergie wie bei *HERA* zu realisieren. In diesem System ist dann der Gesamt–Viererimpuls:

$$p = p_p + p_e = \begin{pmatrix} M \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \tilde{E}_e \\ 0 \\ 0 \\ -\tilde{E}_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M + \tilde{E}_e \\ 0 \\ 0 \\ -\tilde{E}_e \end{pmatrix}$$

Dabei wurde die Elektronenmasse wiederum gegen die Elektronenenergie vernachlässigt. Das Quadrat dieses Vierervektors ist:

$$p^2 = M^2 + 2M\tilde{E}_e + \tilde{E}_e^2 - \tilde{E}_e^2 = M^2 + 2M\tilde{E}_e \approx 2M\tilde{E}_e$$

Wegen $p^2 = s = 98400\,\text{GeV}^2$ ist dann:

$$\tilde{E}_e \approx \frac{s}{2M} = \frac{98400\,\text{GeV}^2}{2 \cdot 0.938\,\text{GeV}} = 52.5\,\text{TeV}$$

Abbildungsverzeichnis

1.1 Der Speicherring HERA 9
1.2 Der H1–Detektor 11
1.3 Die Spurkammern des H1–Detektors 13
1.4 Die zentralen Spurkammern 14
1.5 Das Flüssig–Argon–Kalorimeter 16

2.1 Tiefinelastische ep–Streuung 18
2.2 Bei HERA zugänglicher x–Q^2–Bereich 21
2.3 $c\bar{c}$–Produktion in der ep–Streuung 23

3.1 Datenfluß bei H1 27

4.1 Die Zerfälle $D_s^+ \to \phi\pi^+$ und $\phi \to K^+K^-$ 32
4.2 Event–Display: $D_s^+ \to K^+\,K^-\,\pi^+$–Ereignis 34

5.1 Die Zahl der Hits je Spur 42
5.2 Die radialen Spurlängen 43
5.3 Die Korrelation Spurlänge–Hitmultiplizität 44
5.4 Der Distance of Closest Approach 45
5.5 Die z–Werte beim DCA 46

6.1 Das minimale DCA 55
6.2 Die Zahl der guten Spuren 56
6.3 Die Zahl der negativen guten Spuren 57
6.4 Event–Display: $D_s^- \to K^+\,K^-\,\pi^-$–Ereignis 58

7.1 Hadr. vs elm. Energie im LAr 66
7.2 Vorwärtsenergie vs Vorw.–Energie/Gesamtenergie im LAr . . 67

Abbildungsverzeichnis

7.3 Event–Display: Untergrund–Ereignis 68

8.1 Pseudorapiditäten in der r–z–Ansicht 70
8.2 Die mittlere Pseudorapidität 75
8.3 Event–Display: $c\bar{c}$–Ereignis 76

9.1 Die gesamte Ladung 81
9.2 Das Verhältnis von pos. zu neg. Ladung 82
9.3 Korrelation Zahl der Spuren vs Ladungsasymmetrie 83
9.4 Event–Display: Event–Klasse–17–Ereignis 84

10.1 Akzeptanzraten der kombinierten Schnitte 88

Tabellenverzeichnis

1.1 Design–Parameter von HERA 9

5.1 Geänderte Parameter der YSCT–Bank 41

6.1 Strahlausdehnungen bei HERA 48
6.2 Akzeptanzraten für Triggern auf DCAMIN 49
6.3 Akzeptanzraten für Triggern auf $N^{\text{ges}}_{\text{gute Spuren}}$ 51
6.4 Akzeptanzraten für Triggern auf $N^{\text{neg}}_{\text{gute Spuren}}$ 52
6.5 Akzeptanzraten für kombinierten Spurkammertrigger 53

7.1 Akzeptanzraten für had. vs elm. Energie 60
7.2 Akzeptanzraten Vorw.-Energie vs Vorw.-/Gesamtenergie . . 62
7.3 Akzeptanzraten für Zahl der Cluster im LAr–Kalorimeter . . . 62
7.4 Akzeptanzraten für Zahl der zentralen Spuren 63
7.5 Akzeptanzraten für Energieflußschnitte 64
7.6 Akzeptanzraten für Schnitte auf EVCL–Bank 65

8.1 Schwerpunkte der mittleren Pseudorapiditäten 71
8.2 Anteil von Ereignissen mit $\bar{\eta} \geq 1.2$ 72
8.3 Anteil von Ereignissen mit $\bar{\eta} \leq 0$ 73
8.4 Anteil von Ereignissen mit $0 < \bar{\eta} < 1.2$ 73

9.1 Schwerpunkte der mittleren Gesamtladung 78
9.2 Akzeptanzraten für Schnitte auf Ladungsasymmetrien 80

10.1 Kombination aller DST–Selektions–Schnitte 86
10.2 Akzeptanzraten für komb. DST–Sel.–Schnitte 86
10.3 Finale Akzeptanzraten für kombinierte Schnitte 87
10.4 Eigenschaften einiger ausgewählter Events 89

Literaturverzeichnis

[BER92] C. Berger: *Teilchenphysik - Eine Einführung*, Springer-Verlag, Berlin 1992

[BRA92] F. W. Brasse: *The H1-Detector at HERA*, DESY 92–140, Hamburg 1992

[BÜR87] J. Bürger et al.: *Technical Progress Report: The Central Jet Chamber of the H1-Detector at HERA*, H1-TR 200, Hamburg 1987

[BÜR89] J. Bürger et al.: *The central jet chamber of the H1-Experiment*, NIM A279 (1989), 217-222

[COZ92] G. Cozzika: *The H1-Detector*, H1-10/92-252, Hamburg 1992

[EGL92] S. Egli et al: *Physics with D–Mesons*, ETHZ–IMP PR/92–1

[GÖR91] L. Görlich, H.P. Wellisch: *Documentation of the LAr–Clustering*, H1-12/91-204, Hamburg 1991

[KAL92] H1–Kalorimeter–Gruppe: *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, eingereicht zu *Nuclear Instruments and Methods*

[LEY92] Ch. Ley: *Reconstruction of D^{*0} with H1*, H1-04/92-223, Hamburg 1992

[LOH86] E. Lohrmann: *Hochenergiephysik*, B. G. Teubner, Stuttgart 1986

[OUL91] F. Ould–Saada: *Prospects for Charm Physics with the H1–Detector at HERA*, DESY 91–138, Hamburg 1991

[PDG92] Particle Data Group: *Review of Particle Properties*, Physical Review D, Particles and Fields, Volume 45, Number 11, New York 1992

[PER90] D. H. Perkins: *Hochenergiephysik*, Verlag Addison-Wesley, Bonn 1990

[PRO87] R.D. Peccei: *Proceedings of the HERA Workshop*, Hamburg 1987

[PRO91] W. Buchmüller and G. Ingelman: *Physics at HERA, Proceedings of the Workshop*, Hamburg 1991

Literaturverzeichnis

[RIE89] M. Rietz: *Test von Prototypen elektromagnetischer Kalorimeter für den H1-Detektor*, Diplomarbeit, Aachen 1989

[RIE93] M. Rietz: *Reconstruction of $D_s^{\pm}$ with the H1-Detector*, H1-03/93-272, Hamburg 1993

[SAH89] N. Sahlmann: *Planung und Bau elektromagnetischer Kalorimeter für den H1–Detektor*, Diplomarbeit, Aachen 1989

[SAH93] N. Sahlmann: *Reconstruction of Λ and K_s^0 with the H1–Detector*, H1-04/93-281, Hamburg 1993

[STD92] H1–Collaboration: *Technical Proposal to build Silicon Tracking Detectors for H1*, H1-06/92-226, Hamburg 1992

[TEC86] H1-Kollaboration: *Technical Proposal for the H1-Detector*, DESY, Hamburg 1986

[TEC87] H1-Kollaboration: *Technical Progress Report 1987*, DESY, Hamburg 1987

[TEC88] H1-Kollaboration: *Technical Progress Report 1988*, DESY, Hamburg 1988

[TEC89] H1-Kollaboration: *Technical Progress Report 1989*, DESY, Hamburg 1989

[TEC90] H1-Kollaboration: *Technical Progress Report 1990*, DESY, Hamburg 1990

[WIE91] M. Wielers: *Erzeugung schwerer Quarks in ep-Kollisionen. Ein Vergleich verschiedener Ereignisgeneratoren.*, Diplomarbeit, Aachen 1991, PITHA 92/1

[WOL86] G. Wolf: *HERA: Physics, Machine and Experiments*, DESY 86–089, Hamburg 1986

[WOU92] R. van Woudenberg et al: *Gluon Density Determination from Open Charm Events at HERA*, DESY 92–002, Hamburg 1992

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. G. Flügge für die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit an seinem Institut.

Besonderer Dank gilt Michael Rietz, der diese Arbeit stets engagiert betreut hat und desweiteren immer ein offenes Ohr für Probleme aller Art hatte.

Ebenso danke ich Christoph Ley, Norbert Sahlmann, Guido Robers, Ralf Gräßler und Andreas Wagener für ihre Geduld und Hilfsbereitschaft, wenn ich sie wieder einmal mit Fragen nervte, sowie G. Robers, M. Rietz, Ch. Ley und N. Sahlmann insbesondere auch dafür, daß sie die vorliegende Arbeit korrekturgelesen haben und zahlreiche Verbesserungsvorschläge machten. Guido Robers war darüberhinaus als lokaler *TEX–pert* Garant für viele wertvolle Anregungen und Tips zum Thema LaTeX.

Ferner danke ich allen Mitarbeitern des III. Physikalischen Instituts B der RWTH Aachen für die angenehme Arbeitsatmosphäre und bereitwillige Hilfe bei Problemen.

Mein ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, deren stete und bereitwillige Unterstützung in allen Belangen mir mein Studium der Physik und die Anfertigung dieser Arbeit erst ermöglichten.