

EX-BONN-IR 91-69

AB

CERN LIBRARIES, GENEVA



P00001087

UNIVERSITÄT BONN *W921/B*

# Physikalisches Institut

Bestimmung der Impulsverteilungen geladener Hadronen aus  $Z^0$  - Zerfällen  
mittels  $\frac{dE}{dx}$  - Messungen in der Jetkammer des OPAL - Detektors

VON  
Norbert Tesch

CERN LIBRARIES, GENEVA

## Abstract:

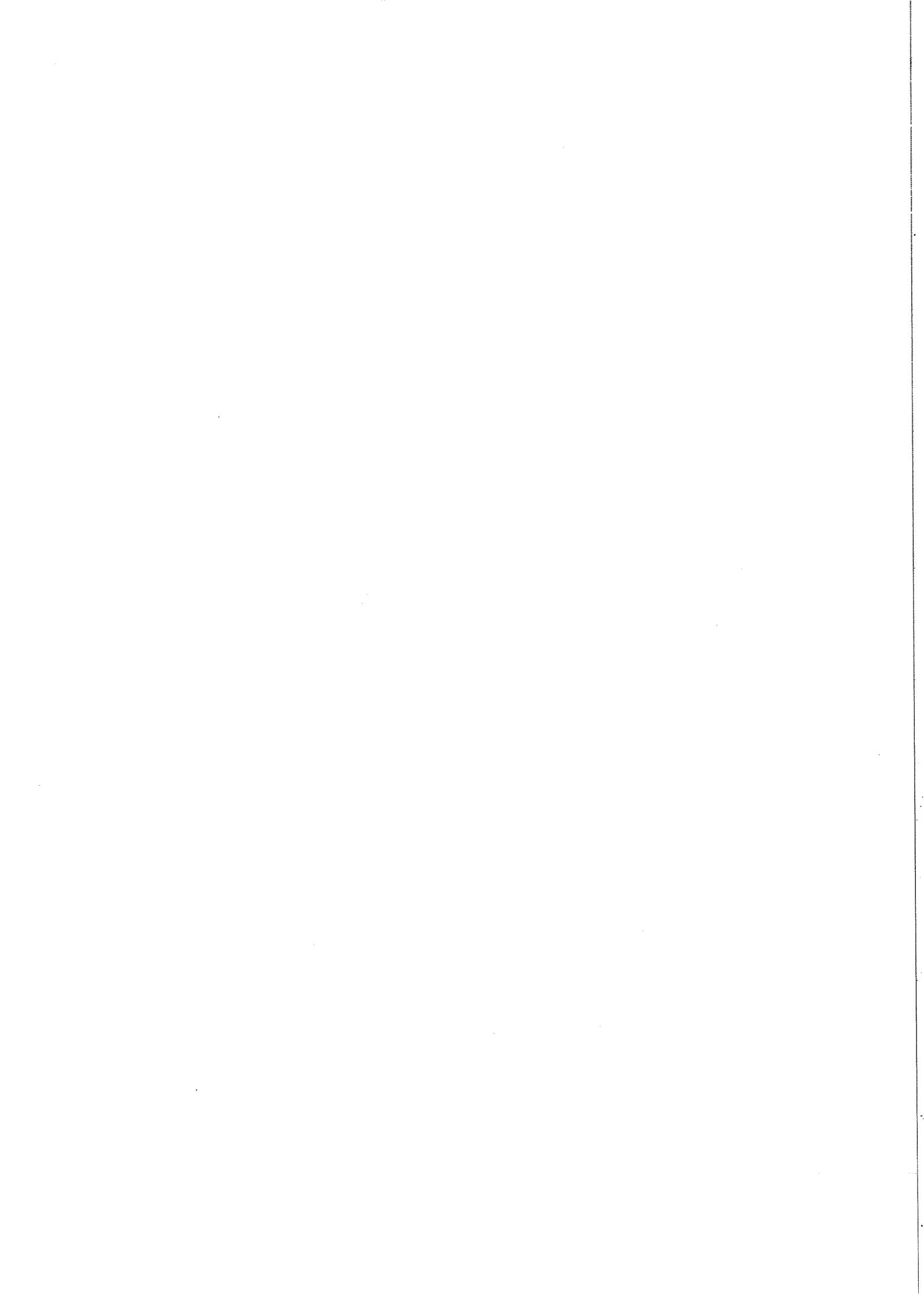
Inclusive measurements of momentum distributions of  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  and  $p\bar{p}$  are presented from an analysis of approximately 145 000 hadronic decays of the  $Z^0$  collected in 1990 with the OPAL detector at LEP. The rates of the charged hadrons are determined by simultaneous measurement of the momentum and the energy loss  $\frac{dE}{dx}$  for each charged track. Fits to the  $\frac{dE}{dx}$  distributions in several momentum bins are performed using 4 gaussian functions. From the entries under each of these 4 gaussians the rates for the most numerous charged particle types ( $e^\pm$ ,  $\pi^\pm + \mu^\pm$ ,  $K^\pm$  and  $p\bar{p}$ ) are calculated and corrected for efficiency and other detector - dependent effects. With these rates the momentum distributions and the fragmentation functions for  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  and  $p\bar{p}$  are derived and compared to Monte Carlo predictions. Good agreement is found with the JETSET model with the exception of low momentum protons.



Post address:  
Lustallee 12  
D-5300 Bonn 1  
N-Germany

BONN-IR-91-69  
Bonn University  
December 1991  
ISSN-0172-8741

Thesis-1991-Tesch



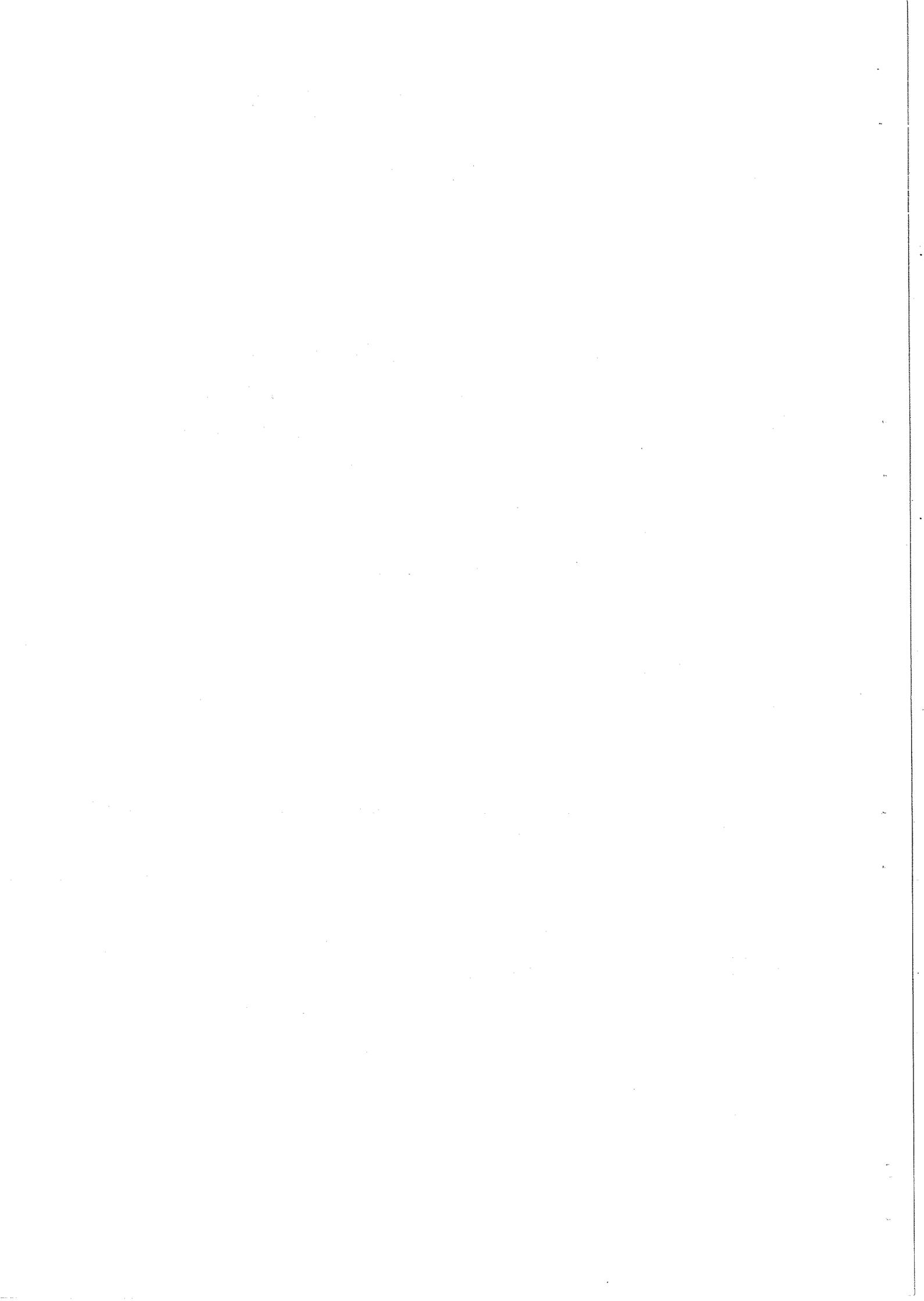
UNIVERSITÄT BONN  
Physikalisches Institut

**Bestimmung der Impulsverteilungen  
geladener Hadronen aus  $Z^0$  - Zerfällen  
mittels  $\frac{dE}{dx}$  - Messungen in der Jetkammer des OPAL - Detektors**

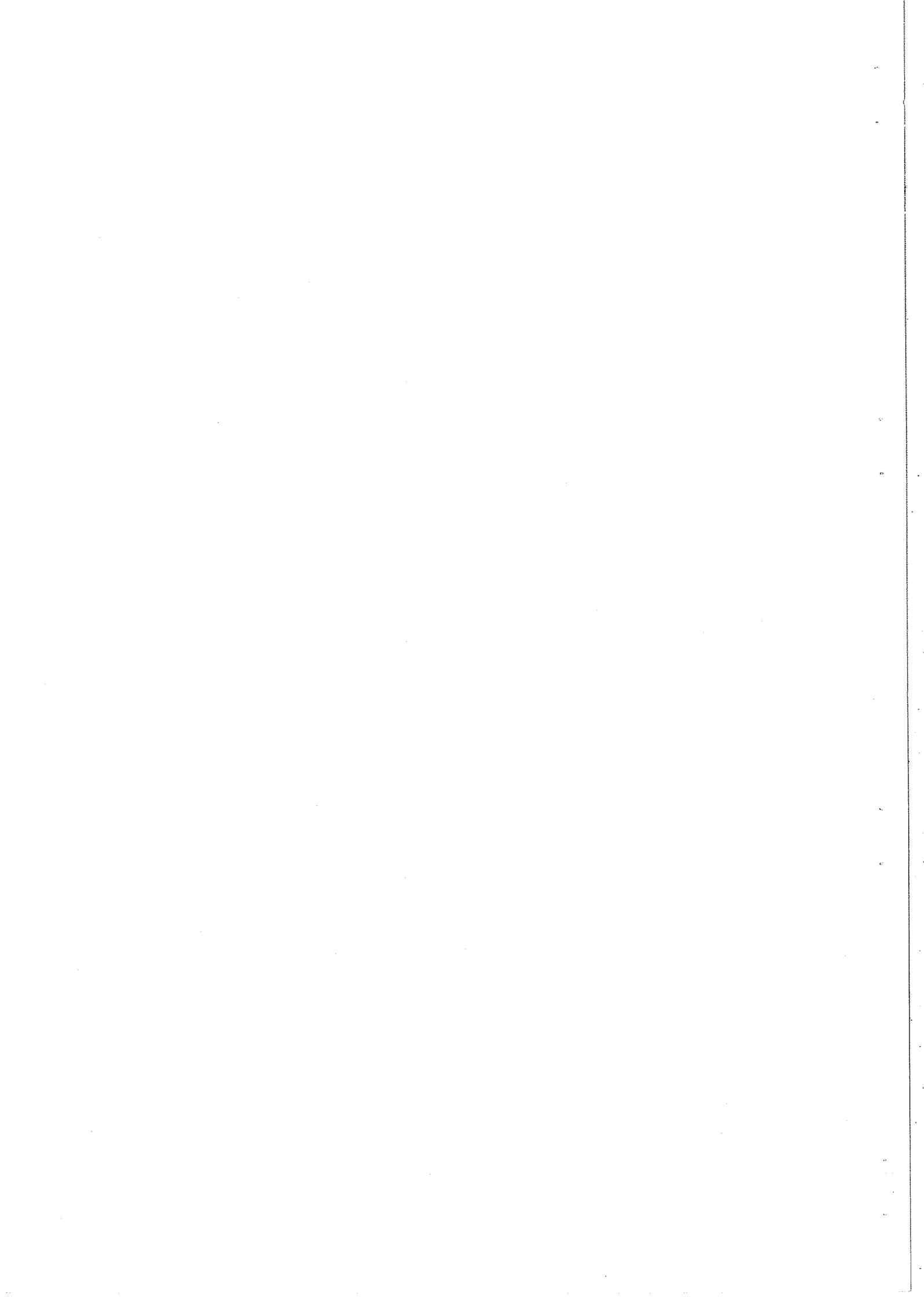
von  
Norbert Tesch

Dieser Forschungsbericht wurde als Diplomarbeit von der mathematisch - naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn angenommen.

Angenommen am: 17. Dezember 1991  
Referent: Prof. Dr. B. Nellen  
Korreferent: Prof. Dr. H. M. Fischer



**Diese Arbeit ist meiner Chemielehrerin  
Ursula Hengesbach gewidmet.**



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>LEP und OPAL</b>	<b>3</b>
2.1	Der Speicherring LEP	3
2.2	Der OPAL - Detektor	4
2.2.1	Aufbau des Detektors	4
2.2.2	Die zentrale Jetkammer	6
<b>3</b>	<b>Identifikation geladener Teilchen durch Energieverlustbestimmung</b>	<b>8</b>
3.1	Energieverlust	8
3.1.1	Landauverteilung	8
3.1.2	Bethe - Bloch - Formel	9
3.2	Teilchenidentifikation	15
<b>4</b>	<b>Bestimmung des Energieverlustes mit der OPAL - Jetkammer</b>	<b>17</b>
4.1	Ladungsmessung	17
4.2	Ladungskalibration	18
4.3	Korrekturen und Mittelwertbildung	19
<b>5</b>	<b>Simulations - Programme und Daten</b>	<b>23</b>
5.1	Monte Carlo - Programme	23
5.2	Datenselektion	24
<b>6</b>	<b>Methode zur Bestimmung von Impulsverteilungen</b>	<b>26</b>
6.1	Beschreibung der benutzten Methode	26
6.2	Selektion der verwendeten Spuren	29
6.3	Parametrisierungen des Energieverlustes	31
6.3.1	Parametrisierung für schwere Teilchen	32
6.3.2	Parametrisierung für leichte Teilchen	34
<b>7</b>	<b>Bestimmung von Teilchenraten und Korrekturen</b>	<b>35</b>
7.1	Anpassungen an die $\frac{dE}{dx}$ - Verteilungen	35
7.2	Normierung und Effizienzkorrektur	38
7.3	Myon - Subtraktion	42
7.4	Detektorabhängige Korrekturen	42
<b>8</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>45</b>
8.1	Impulsverteilungen	45
8.2	Fragmentationsfunktionen	45
8.3	Diskussion der Ergebnisse	51
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>56</b>
<b>10</b>	<b>Anhang</b>	<b>58</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>64</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>65</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>66</b>

# 1 Einleitung

Seit Juli 1989 ist der Elektron - Positron - Speicherring LEP (Large Electron Positron Collider) am europäischen Forschungszentrum CERN (Genf) in Betrieb. Mit ihm kann eine Schwerpunktsenergie bis zu 110 GeV erreicht und damit das schwere Eichboson  $Z^0$  erzeugt werden.

Folgende Zerfälle des  $Z^0$  finden statt <sup>1</sup> :

1.  $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow l + \bar{l}$  (Leptonpaare)
2.  $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q + \bar{q}$  (Quark - Antiquark - Paare mit anschließender Fragmentation zu Hadronen, multihadronische Ereignisse)

Dabei versteht man unter **Fragmentation** das Entstehen der Hadronen aus dem ursprünglichen  $q\bar{q}$  - Paar. Dieser Prozeß ( $q\bar{q} \rightarrow$  Multihadronen) kann wegen der großen Kopplungskonstanten  $\alpha_s$ , der starken Wechselwirkung nicht vollständig berechnet werden, so daß man zur Beschreibung dieses Überganges auf phänomenologische Monte Carlo - Modelle angewiesen ist. Ein anderer Ansatz für die Beschreibung ist eine auf der Quantenchromodynamik (QCD) basierende Vorstellung, daß  $q\bar{q}$  - Spektren und Hadron - Spektren ähnlich sind und zueinander in Beziehung gebracht werden können (lokale Parton - Hadron - Dualität) [3], [4].

Um die Zerfallsprodukte des  $Z^0$  nachweisen zu können, sind vier Detektoren an LEP installiert : ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL. Die für die nachfolgende Analyse verwendeten Daten wurden mit dem OPAL - Detektor gewonnen. Ein oben erwähntes multihadronisches Ereignis besteht im Mittel aus 21.40 primären geladenen Teilchen [5], die ungefähr 20 geladene Spuren im OPAL - Detektor erzeugen. Die mittlere Anzahl geladener Spuren pro Ereignis beträgt jedoch 31.57 (siehe Kapitel 5.1). Die durchschnittlich zusätzlichen 11.6 geladenen Spuren stammen aus Wechselwirkungen der erzeugten Teilchen mit den Detektormaterialien, bzw. aus  $\gamma$  - Konversionen.

Die im Mittel etwa 20 primären Spuren pro Ereignis sollen rekonstruiert, abgezählt und auf die ursprüngliche Teilchenanzahl korrigiert werden. Für jede Teilchensorte möchte man daraus impulsabhängige Raten (Impulsverteilungen) bestimmen, um Rückschlüsse auf die Fragmentation des  $q\bar{q}$  - Paares zu ziehen bzw. verschiedene Modelle für die Beschreibung der Fragmentation zu testen. Die Impulsspektren aller (geladenen) Teilchen eignen sich für Vergleiche mit verschiedenen Vorhersagen wenig, da signifikante Unterschiede zwischen den Modellen erst bei den Impulsverteilungen für einzelne Teilchensorten auftreten. Daher vergleicht man vorzugsweise die gemessenen Spektren einzelner Teilchensorten, wie z.B. die von geladenen Pionen, geladenen Kaonen oder Protonen/Antiprotonen mit entsprechenden Vorhersagen. Da die Beschreibung von Baryon - Spektren schwieriger ist als die der Meson - Spektren, erwartet man speziell von einem Vergleich von z.B. gemessenen Proton/Antiproton - Impulsverteilungen mit verschiedenen Vorhersagen eine Aussage über die Qualität verschiedener Modelle. Durch die Messung der Einzelspektren hat man unter anderem die Möglichkeit, die aufgrund von Isospinsymmetrie erwarteten Übereinstimmungen zwischen Spektren geladener Teilchen (z.B.  $\pi^\pm$  oder  $K^\pm$ ) und neutraler Teilchen ( $\pi^0$  oder  $K^0$ ) zu überprüfen.

In dieser Arbeit werden die Impulsverteilungen (Fragmentationsfunktionen) für geladene Pionen, geladene Kaonen und für Protonen/Antiprotonen bestimmt. Die Teilchentrennung erfolgt über den in der Jetkammer gemessenen Impuls und Energieverlust der einzelnen Teilchen. Die gemessenen Daten - Verteilungen werden mit Vorhersagen verschiedener Monte Carlo - Fragmentationsmodelle (JETSET und HERWIG) verglichen.

---

<sup>1</sup>Eine einführende Beschreibung der  $e^+e^-$  - Physik ist in [1], [2] zu finden.

## 2 LEP und OPAL

### 2.1 Der Speicherring LEP

Der Elektron - Positron - Speicherring LEP (Large Electron Positron Collider) (siehe Abb. 1) hat einen Umfang von 26.7 km und erreicht eine Energie von bis zu 55 GeV pro Strahl, was im Schwerpunktsystem (in diesem Fall das Laborsystem) eine verfügbare Energie von 110 GeV ergibt. In der zweiten Ausbaustufe soll die Energie pro Strahl durch den Einbau von supraleitenden HF - Beschleunigungsstrecken auf ungefähr 100 GeV erhöht werden.

Somit ist man jetzt in der Lage, das schwere Eichboson  $Z^0$  zu erzeugen, und in der zweiten Stufe wird man die Eichbosonen  $W^+$  und  $W^-$  erzeugen können. Es gibt vier Wechselwirkungszone, in denen die Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht werden. An diesen Stellen befinden sich die vier Detektoren **ALEPH**, **DELPHI**, **L3** und **OPAL**, mit denen man die Zerfallsprodukte des  $Z^0$  nachweisen kann. Im folgenden soll näher auf den **OPAL** - Detektor eingegangen werden.

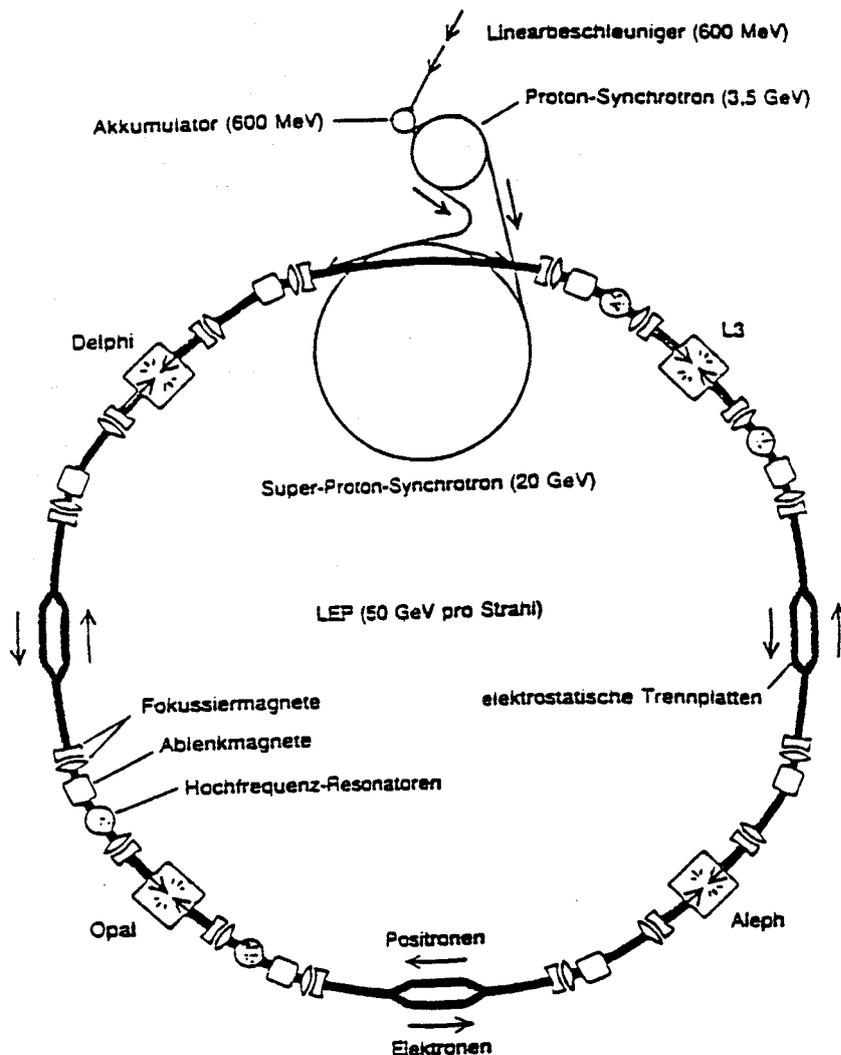


Abb. 1: Der LEP - Speicherring mit den vier Detektoren.

## 2.2 Der OPAL - Detektor

Am OPAL (Omni Purpose Apparatus for LEP) - Detektor (Abb. 2) arbeiten zur Zeit 28 Institute aus 9 verschiedenen Ländern. Eine ausführliche Beschreibung des OPAL - Detektors findet sich in [6].

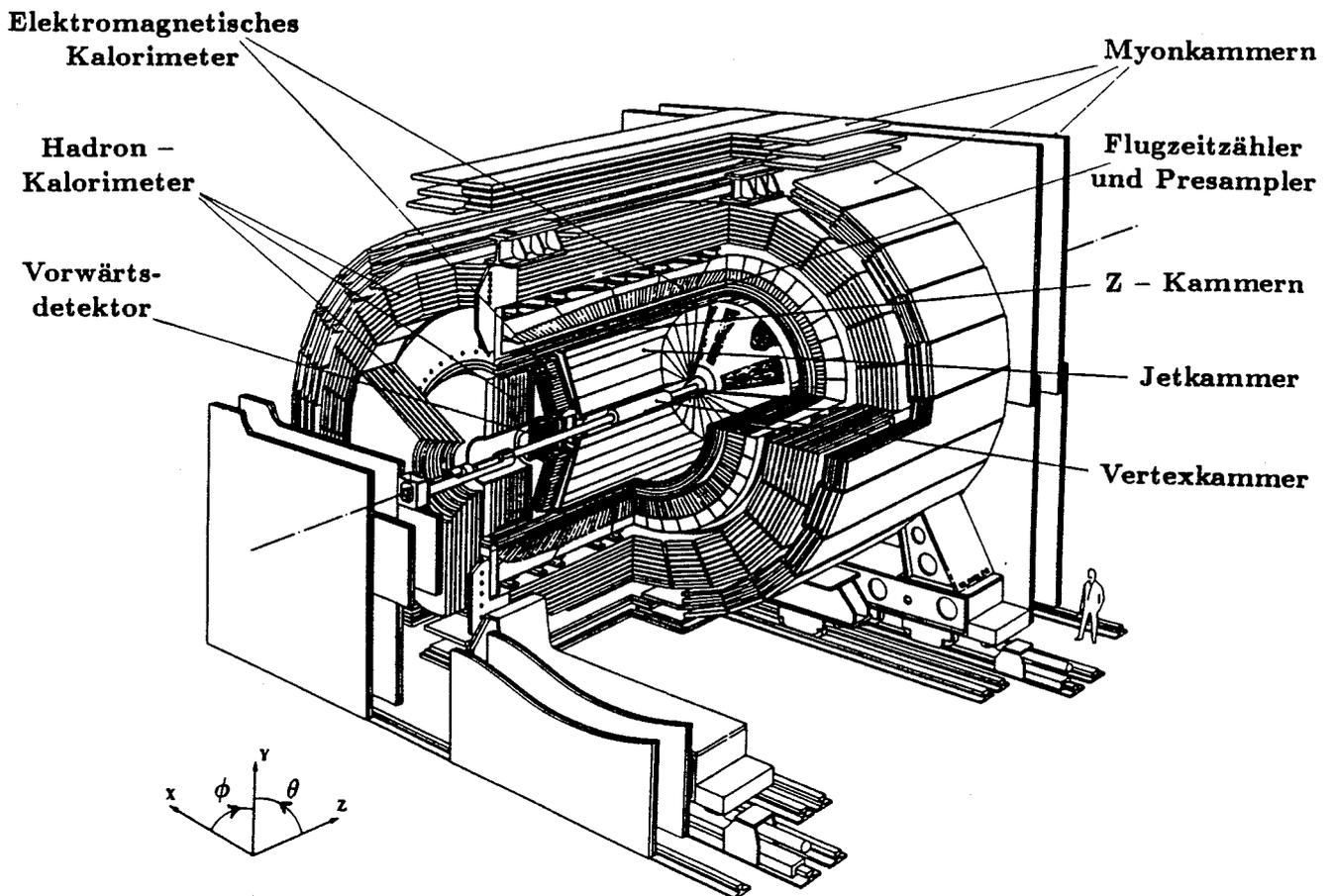


Abb. 2: Der OPAL - Detektor.

### 2.2.1 Aufbau des Detektors

Der Detektor besitzt einen zur Strahlachse zylindersymmetrischen Aufbau und besteht aus vielen Einzeldetektoren. Ziel ist es, in einem möglichst großen Raumwinkelbereich annähernd alle Reaktionsprodukte nachweisen zu können. Die Länge des Detektors beträgt 12 m, sein Durchmesser ist 10 m, und der gesamte Raumwinkel wird zu 97 % überdeckt. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Detektors kurz beschrieben:

- **Vertexkammer**

Die Vertexkammer ist eine Driftkammer mit einer Länge von 1 m, einem inneren Radius von 8.8 cm und einem äußeren Radius von 23.5 cm. Sie befindet sich zwischen dem Strahlrohr und der Jetkammer. Dieser Detektorteil dient der genauen Rekonstruktion des Primärvertex ebenso wie dem Auffinden von Sekundärvertices schwach zerfallender (sehr kurzlebiger) Teilchen, wie z.B. Mesonen, die c- und b-Quarks enthalten (D- und B-Mesonen). Die Ortsauflösung in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung ( $r\phi$  - Ebene) beträgt  $55 \mu\text{m}$  und in Strahlrichtung ( $z$  - Richtung)  $700 \mu\text{m}$ . Die Bestimmung der  $z$  - Koordinate wird durch Stereodrähte ( $4^\circ$ ) ermöglicht.

- **Jetkammer**

Die zentrale Jetkammer wird im folgenden Abschnitt genauer beschrieben. Sie dient der Impulsmessung, der Energieverlustbestimmung und der Ortsmessung geladener Teilchen und somit der geometrischen Rekonstruktion von Ereignissen.

- **Z - Kammern**

Die Z - Kammern bestehen aus 24 Driftkammern, die die Jetkammer umschließen und deren Drähte senkrecht zur Strahlachse gespannt sind. Sie dienen dazu, die  $z$  - Koordinate am Ende der Teilchenspuren möglichst genau zu messen und damit den Polarwinkel  $\theta$  (dies ist der Winkel zur Strahlachse, siehe auch Abb. 2) zu bestimmen. Sie überdecken einen Bereich von  $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ . Die Bestimmung der  $z$  - Koordinaten erfolgt durch Messung der Driftzeiten, die Ortsauflösung in  $z$  - Richtung beträgt  $300 \mu\text{m}$ .

- **Solenoidspule**

Das homogene Magnetfeld von 0.435 T, das parallel zur Strahlachse gerichtet ist, wird von einer normalleitenden Spule erzeugt, die den Zentraldetektor umschließt. Das Rückführjoch des Magneten dient gleichzeitig als Teil des Hadronkalorimeters.

- **Flugzeitzähler**

Der Flugzeitzähler (TOF = Time Of Flight), der die Zeit mißt, die ein Teilchen vom Primärvertex bis zu dieser Detektorkomponente benötigt, ist ein wichtiges Element der Triggerlogik. Außerdem hat man mit dem Flugzeitzähler für Teilchen mit niedrigem Impuls ein System zur Teilchenidentifikation zur Verfügung.

- **Presampler**

Zur Verbesserung der Energieauflösung des elektromagnetischen Kalorimeters werden die in der Spule entstandenen elektromagnetischen Schauer durch Streamerkammern nachgewiesen.

- **Elektromagnetisches Kalorimeter**

Zur Identifikation von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen ( $e^+$ ,  $e^-$ , Photonen) steht ein Kalorimeter mit nahezu 13 000 Bleiglasblöcken zur Verfügung, das zur Messung der Energie und zum Nachweis der oben erwähnten Teilchen dient. Die Bleiglasblöcke besitzen eine Dicke von mehr als 20 Strahlungslängen, zeigen auf den Wechselwirkungspunkt und werden mit Hilfe von Photomultipliern oder Vakuum - Phototrioden ausgelesen. Diese registrieren das Čerenkovlicht, das die Schauer erzeugen, die beim Durchqueren des Glases von geladenen Teilchen und Photonen entstehen. Dabei deponieren Elektronen und Photonen i.a. ihre gesamte Energie in diesem Detektorteil, während die anderen geladenen Teilchen hier nur ca. 25 % ihrer Energie verlieren. Eine gute Ortsauflösung wird durch die hohe Granularität erreicht.

- **Hadron - Kalorimeter**

Eine Energiemessung stark wechselwirkender Teilchen wird im Hadronkalorimeter vorgenommen. Dies geschieht durch Ausbildung von hadronischen Schauern und deren Nachweis durch

Abwechseln von Absorbermaterialien (Eisenplatten = Rückführjoch des Magneten) und Nachweiselementen (Streamerammern). Gleichzeitig dient dieses Kalorimeter auch als Myonfilter, das heißt außerhalb dieses Detektorteils sollten nur noch Myonen und Neutrinos aus der Primärreaktion vorhanden sein.

- **Myonkammern**

Um die Myonen nachweisen zu können, ist das Hadron - Kalorimeter von mehreren Lagen großer Driftkammern umgeben.

- **Vorwärtsdetektor**

Zu einer genauen Messung der Luminosität benötigt man eine Anordnung von Detektoren nahe am Strahlrohr. Diese dienen zum Nachweis von Elektronen/Positronen aus der Bhabha - Streuung. Aus deren Rate und Winkelverteilung erhält man mit Hilfe des bekannten Bhabha - Streuwirkungsquerschnittes die Luminosität.

Im Jahre 1990 erreichte der OPAL - Detektor eine integrierte Luminosität von  $6.6 \text{ pb}^{-1}$ . Dies entspricht ungefähr 145 000 multihadronischen Ereignissen.

- **Siliziumstreifenanzähler**

Dieser 1991 installierte Detektorteil dient, genauso wie die Vertexkammer, der genauen Rekonstruktion des Primärvertex und der Sekundärvertices. Er spielt für die vorliegende Analyse keinerlei Rolle, da nur Daten aus dem Jahr 1990 verwendet wurden.

Für die nachfolgende Analyse benötigt man nur die Daten des Zentral - Detektors, dazu gehören die Vertexkammer, die Jetkammer und die Z - Kammern.

### 2.2.2 Die zentrale Jetkammer

Einer der Hauptbestandteile des OPAL - Detektors ist die zylinderförmige Jetkammer (Abb. 2), die einen inneren Radius von 25 cm, einen äußeren Radius von 185 cm und eine Länge von 4 m hat. Sie ist senkrecht zur Strahlachse in 24 gleichartige Sektoren eingeteilt, so daß jeder Sektor  $15^\circ$  überstreicht (Abb. 3). Zwei benachbarte Sektoren werden durch eine Ebene von Kathodendrähten voneinander getrennt. In der Mitte jeder dieser Sektoren befinden sich jeweils abwechselnd 159 Anodendrähte (auch Signaldrähte genannt) und 160 Potentialdrähte, die parallel zur Strahlachse gespannt sind. Da die Drähte zwischen konisch geformten Aluplatten eingespannt sind, variieren ihre Längen zwischen 3.44 m (innerer Draht) und 4.12 m (äußerer Draht). Durch die Anordnung der Potential-, Anoden- und Kathodendrähte erreicht man ein homogenes elektrisches Feld und damit eine konstante Driftgeschwindigkeit und einen konstanten Lorentzwinkel  $\alpha_L$ . Um die Links - Rechts - Mehrdeutigkeit der Spuren aufzulösen, sind die Signaldrähte abwechselnd um  $\pm 100 \mu\text{m}$  gegen die Symmetrieebene versetzt. Als Kammergas wird eine Mischung aus Argon (88.2 %), Methan (9.8 %) und Isobutan (2.0 %) verwendet. Der Druck in der Kammer beträgt 4.0 bar.

Über Vorverstärker und schnelle FADC (Analog - Digital - Wandler) werden die auf den Signaldrähten erzeugten Pulse an beiden Drahtenden ausgelesen und in digitalisierter Form abgespeichert. Durch Messung der Driftzeiten werden die  $r\phi$  - Koordinaten der Teilchenspuren bestimmt, und nach dem Prinzip der Ladungsteilung werden die jeweiligen z - Koordinaten errechnet. Dadurch erhält man in der  $r\phi$  - Ebene eine Ortsauflösung von  $135 \mu\text{m}$  und in z - Richtung von 6 cm. Die Summe der Ladungsmengen, die an den beiden Drahtenden gemessen werden, wird zur Bestimmung des Energieverlustes  $\frac{dE}{dx}$  in der Jetkammer benötigt. Für minimal ionisierende Pionen ist dies mit einem relativen Fehler von etwa 3.8 % möglich. Näheres zur Bestimmung des Energieverlustes mit der OPAL - Jetkammer findet sich in Kapitel 4.

Mit Hilfe des von der Spule erzeugten Magnetfeldes von 0.435 Tesla erreicht man auch für Teilchen mit hohem Impuls eine ausreichende Krümmung der Spuren und erhält folgende Auflösung des

Impuls in der  $r\phi$  - Ebene ( $p_T$ ) unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{0.02^2 + \left(1.5 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^{-1} \cdot p_T\right)^2} . \quad (2.1)$$

Die relative Auflösung des Transversalimpulses beträgt also z.B. für ein Teilchen mit einem  $p_T$  von  $10 \frac{\text{GeV}}{c}$  2.5 %. Für Myonpaare ( $\mu^+\mu^-$ ) mit einem Transversalimpuls von  $45 \frac{\text{GeV}}{c}$  erhält man eine relative Auflösung von 6.8 %.

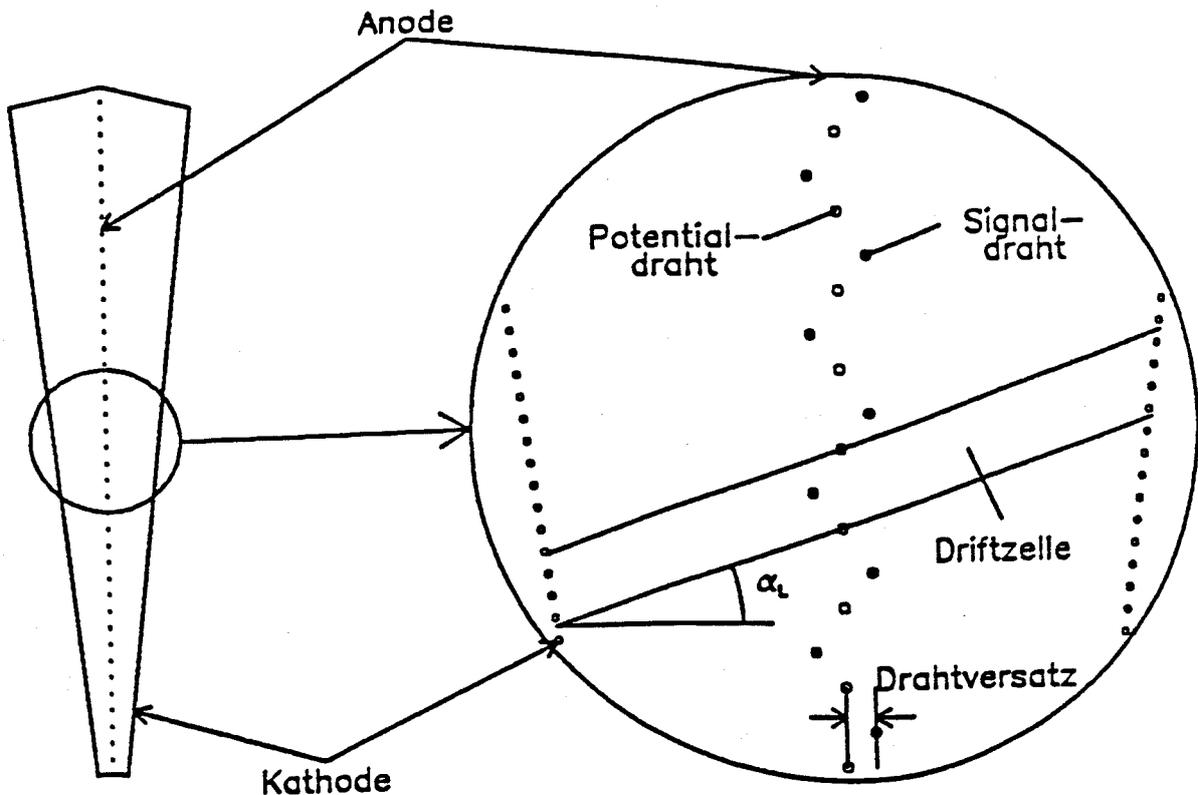


Abb. 3: Aufbau eines Sektors der Jetkammer (Querschnitt in der  $r\phi$  - Ebene).

### 3 Identifikation geladener Teilchen durch Energieverlustbestimmung

#### 3.1 Energieverlust

In diesem Kapitel soll die Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie beschrieben werden, wobei man folgende Prozesse unterscheiden kann, die zum Energieverlust beitragen :

1. Elastische Stöße mit Hüllenelektronen (Ramsauer - Effekt)
2. Elastische Stöße mit Atomkernen
3. Inelastische Stöße mit gebundenen Elektronen (Ionisation oder Anregung des Atoms)
4. Inelastische Stöße mit Kernen (Anregung des Kerns, Kernreaktionen)
5. Inelastische Stöße mit Elektronen oder Kernen (Bremsstrahlung)
6. Čerenkov - Strahlung, Geschwindigkeit des Teilchens ist größer als die Lichtgeschwindigkeit in dem jeweiligen Medium
7. Übergangs - Strahlung beim Durchqueren inhomogener Medien

Elastische Stöße mit Hüllenelektronen (Prozeß 1) spielen nur für sehr kleine Teilchenenergien ( $< 100$  eV) eine Rolle und sind deshalb zu vernachlässigen. Elastische Stöße mit Kernen, Atomen oder Molekülen (Prozeß 2) sind für schwere Teilchen ( $\mu^\pm$ , Hadronen) gegenüber dem Prozeß 3 zu vernachlässigen, für leichte Teilchen ( $e^\pm$ ) aber häufiger als für schwere Teilchen. Ein dominierender Prozeß für schwere Teilchen und für leichte Teilchen mit niedrigem Impuls ist der Prozeß 3, also die Ionisation bzw. Anregung der Atome. Hingegen sind Anregungen der Kerne und Kernreaktionen (Prozeß 4) hinreichend selten und brauchen somit nicht berücksichtigt werden. Prozeß 5 (Bremsstrahlung) ist der dominierende Prozeß für leichte Teilchen mit hohem Impuls. Der Energieverlust durch Čerenkov - Strahlung ist im vorliegenden Gas (Brechungsindex  $n_{Gas} = 1.0013$ ) zwar möglich, hat aber keinen entscheidenden Beitrag zum Gesamtenergieverlust. Čerenkov - Strahlung tritt für den Fall  $\beta \geq \beta_{Grenze} = \frac{1}{n_{Gas}} = 0.9987$  auf, das heißt für Elektronen tritt Čerenkov - Strahlung für einen Impuls von mehr als  $10.0 \frac{MeV}{c}$  auf, für Protonen für Impulse von mehr als  $18.4 \frac{GeV}{c}$ . Der Prozeß 7 (Übergangs - Strahlung) tritt bei dem vorliegenden Detektorteil (Jetkammer mit beschriebener Gasfüllung) nicht auf, da die Gasdichte konstant ist, also das Medium eine homogene Zusammensetzung hat. Man sieht also, daß sich grundlegende Unterschiede für den Energieverlust schwerer und leichter Teilchen ergeben, so daß eine separate Behandlung erfolgen muß.

Ausführliche Darstellungen zum Thema Wechselwirkungen geladener Teilchen mit Materie finden sich in [7], [8], [9], [10] und [11]. Aus diesen Quellen ist im folgenden Kapitel zitiert.

##### 3.1.1 Landauverteilung

Bei der Bestimmung des Energieverlustes eines Teilchens, welches ein Medium durchquert, erhält man durch mehrfache Messung des Energieverlustes eine statistische Verteilung der Meßwerte. Dies ist unter anderem ein Grund dafür, daß man bestrebt ist, eine Jetkammer mit möglichst vielen Drähten, das heißt möglichst viele Meßpunkte für die  $\frac{dE}{dx}$  - Bestimmung, zu haben. Die Verteilung der Einzelmeßwerte (Landauverteilung) hat keine symmetrische Form, sondern Ausläufer (Landau - Schwanz) zu großen  $\frac{dE}{dx}$  - Werten hin. Eine gemessene Landauverteilung für minimal ionisierende Pionen ist in Abb. 4 dargestellt. Die wenigen Beiträge mit großem Energieverlust haben ihren Grund in den harten Stößen des einfallenden Teilchens mit den Elektronen der Atome und deren Freisetzung mit Energien der Größenordnung 1 keV bis 100 keV ( $\delta$  - Elektronen). Man

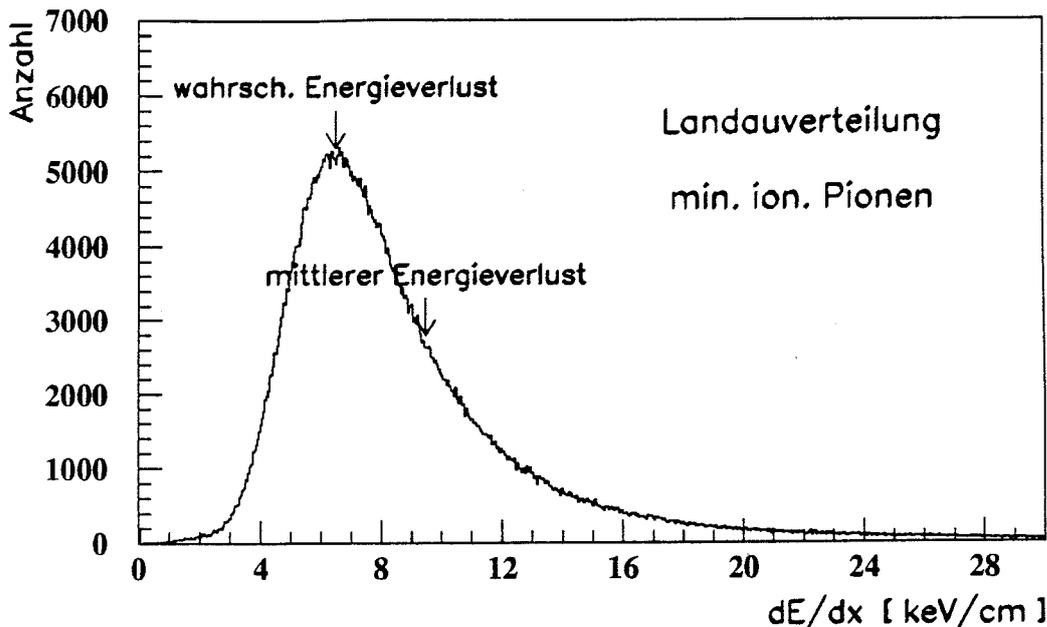


Abb. 4: Landauverteilung für minimal ionisierende Pionen.

sieht in Abb. 4 deutlich die zahlreichen Beiträge der sogenannten weichen Stöße (siehe Kapitel 3.1.2) und die sehr kleine Anzahl der harten Stöße. Die Verteilung des Energieverlustes in dünnen Gasschichten wurde zuerst 1944 von Landau [14] berechnet. Der Energieverlustwert des Maximums der Verteilung wird durch den **wahrscheinlichsten Energieverlust** beschrieben, der **mittlere Energieverlust** stellt den Mittelwert über die Verteilung dar. Die im folgenden Kapitel angegebenen Herleitungen dienen der theoretischen Beschreibung des mittleren Energieverlustes (durch die Bethe - Bloch - Formel gegeben) bzw. des wahrscheinlichsten Energieverlustes.

### 3.1.2 Bethe - Bloch - Formel

#### Der Energieverlust schwerer Teilchen

Bei schweren Teilchen, das heißt Teilchen, deren Masse deutlich größer als die Elektronenmasse ist, hat man es hauptsächlich mit der Streuung der einfallenden Teilchen an den (quasifreien) Elektronen der Atome des Mediums und mit der Anregung und Ionisation der Atome zu tun. Man behandelt praktischerweise diese beiden Fälle getrennt und addiert sie dann zum Schluß. Im ersten Fall spricht man von harten Kollisionen und im zweiten Fall von weichen Kollisionen. Als Trennungparameter dieser beiden Bereiche verwendet man den Energieübertrag  $W$  eines einzelnen Stoßes. Sein Wert wird mit  $\eta$  bezeichnet und liegt in der Größenordnung  $10^4$  eV bis  $10^5$  eV. Der erste Fall liegt vor, wenn gilt:  $W > \eta$ , der zweite bei  $W < \eta$ .

Bei dem Energieverlust durch Anregung und Ionisation wechselwirkt das einfallende Teilchen mit dem Atom als Ganzem. Für diesen Prozeß läßt sich die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung berechnen. Bethe rechnete diese mit Hilfe der Störungstheorie erster Ordnung aus. Der Energieverlust berechnet sich durch Aufsummieren aller Anregungsenergien  $E_n$ , gewichtet mit dem jeweiligen

Wirkungsquerschnitt  $\sigma_n$  für diese Anregung :

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{W < \eta} = n_a \sum_n \int E_n d\sigma_n . \quad (3.1)$$

Dabei ist  $W$  der Energieübertrag,  $\eta$  der maximale Energieübertrag für weiche Kollisionen und  $n_a$  die Anzahl der Atome pro Volumen. Diese Beziehung hängt von atomaren Eigenschaften, wie dem mittleren Ionisationspotential ab.

Die Wechselwirkung mit den quasifreien Elektronen hingegen ist von atomaren Eigenschaften unabhängig und läßt sich durch folgende Formel beschreiben :

$$\frac{dE}{dx} \Big|_{W > \eta} = n_e \int_{\eta}^{W_{max}} W \frac{d\sigma}{dW}(E, W) dW . \quad (3.2)$$

Wobei  $\frac{d\sigma}{dW}(E, W)$  der Wirkungsquerschnitt für ein Teilchen mit der Energie  $E$  ist, das die Energie  $W$  bei einer Kollision mit einem freien Elektron verliert und  $n_e$  die Elektronenzahl pro Volumen bezeichnet.

Für schwere Spin 0 Teilchen ist dies :

$$\frac{d\sigma}{dW}(E, W) = 2\pi \frac{z^2 e^4}{mc^2} \frac{1}{\beta^2 W^2} \left[ 1 - \beta^2 \frac{W}{W_{max}} \right] . \quad (3.3)$$

Für schwere Spin  $\frac{1}{2}$  Teilchen ist dies :

$$\frac{d\sigma}{dW}(E, W) = 2\pi \frac{z^2 e^4}{mc^2} \frac{1}{\beta^2 W^2} \left[ 1 - \beta^2 \frac{W}{W_{max}} + \frac{1}{2} \left( \frac{W}{E} \right)^2 \right] . \quad (3.4)$$

In dieser Formel bedeutet  $W_{max}$  den maximal möglichen Energieübertrag an ein Elektron in einem einzelnen Stoß :

$$W_{max} = \frac{2mv^2}{1 - \beta^2} . \quad (3.5)$$

Man sieht, daß der Spin keine Rolle spielt, wenn der Energieverlust bei einer Kollision  $W$  sehr viel kleiner als die Teilchenenergie  $E$  ist ( $W \ll E$ ). Dies ist bei den in dieser Analyse betrachteten Teilchenenergien und Energieverlusten immer der Fall.

Der Gesamtenergieverlust ist die Summe aus Anregung und Ionisation (weiche Kollisionen) und Streuung an quasifreien Elektronen (harte Kollisionen). Der entsprechende Ausdruck wird **Bethe - Bloch - Formel** genannt und lautet für schwere Teilchen :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 N Z}{m\beta^2 c^2} \left( \ln \frac{2m\beta^2 c^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right) . \quad (3.6)$$

Hierbei bedeuten :

$e$  = Elementarladung

$z$  = Ladung des einfallenden Teilchens in  $e$

$N$  = Anzahl der Atome des Gases pro Volumen

$Z$  = Kernladungszahl des Gases

$m$  = Elektronenmasse

$v$  = Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens

$c$  = Lichtgeschwindigkeit

$\beta = \frac{v}{c}$

$I$  = mittleres Ionisationspotential,  $I \approx 152.3 \text{ eV}$  (für das verwendete Gas) [12].

Die Bethe - Bloch - Formel muß vervollständigt werden :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 N Z}{m\beta^2 c^2} \left( \ln \frac{2m\beta^2 c^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right) . \quad (3.7)$$

Hierbei kommt die Korrektur  $U$  von der Nichtteilnahme der Elektronen der inneren Schalen bei niedrigen Energien (zu vernachlässigen im vorliegenden Fall), und  $\delta$  stellt die Dichtekorrektur dar.

Die Dichtekorrektur muß vorgenommen werden, da bei hohen Teilchenenergien das elektrische Feld des einfallenden Teilchens das Medium polarisiert und dadurch einen Abschirmeffekt hervorruft. Daher ist die Korrektur  $\delta$  der Elektronendichte  $n = NZ$  im Medium proportional und hat im ultrarelativistischen Gebiet folgende Form :

$$\delta = \frac{1}{2} \left\{ \ln \frac{4\pi e^2 \hbar^2 N Z}{m(1-\beta^2) I^2} - 1 \right\} . \quad (3.8)$$

Wenn man nun die Korrektur  $\delta$  einsetzt, erhält man im ultrarelativistischen Gebiet folgende Formel :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 z^2 N Z}{mc^2} \left\{ \ln \left[ \frac{mc^2}{e^2} \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \frac{1}{\pi N Z (1-\beta^2)} \right] - 1 \right\} . \quad (3.9)$$

Diese Formel beschreibt den mittleren Energieverlust (Abb. 4) eines Teilchens, das heißt, es wird eine Mittelung über alle gemessenen Einzelwerte inclusive harter und weicher Kollisionen gemacht. Wenn man, wie das bei den vorliegenden experimentellen Messungen geschieht, nur die weichen Kollisionen mit einem Energieübertrag  $W$  berücksichtigt, für den  $W < \eta$  gilt, dann erhält man folgende Formel :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 z^2 N Z}{mc^2} \left\{ \ln \left[ \frac{\eta}{e^2} \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \frac{1}{2\pi N Z} \right] - 1 \right\} . \quad (3.10)$$

Die Begründung dafür, daß man durch das benutzte Meßverfahren nur weiche Stöße berücksichtigt, lautet wie folgt : Man hat beim vorliegenden Experiment (vgl. [12]) typische Energieverluste in der Größenordnung  $10 \frac{\text{keV}}{\text{cm}}$ . Während des Zurücklegens eines Flugweges von 1 cm erfährt das einfallende Teilchen im Mittel 70 Stöße. Das heißt aber, daß der maximale Energieübertrag pro Stoß kleiner als 10 keV sein sollte, und daraus folgt, daß die Bedingung  $W < \eta$  ( $\eta \approx 10^4$  eV bis  $10^5$  eV) erfüllt ist und man es fast ausschließlich mit weichen Stößen zu tun hat. Um nun die seltenen harten Stöße nicht in die Messung mit aufzunehmen, bedient man sich der Methode des abgeschnittenen Mittelwerts (truncated mean, siehe Kapitel 4.3). Man erhält nun aber nicht mehr den mittleren Energieverlust eines Teilchens, sondern einen Wert, der im vorliegenden Fall nahe dem wahrscheinlichsten Energieverlust (Abb. 4) liegt.

Durch die Dichtekorrektur und das Beschränken auf weiche Kollisionen erreicht der Energieverlust für große Impulse einen sehr flachen Verlauf und für sehr große Impulse eine Sättigung. Dies läßt sich damit erklären, daß die Steigung des Energieverlustes ohne Dichtekorrektur und die Steigung der Dichtekorrektur inclusive der Beschränkung auf weiche Kollisionen vom Betrag her für große Impulse gleich sind, was zu einer gegenseitigen Kompensation beider Terme und einer Plateaubildung führt (Abb. 5). Zur Erklärung der Parameter  $X_0$  und  $X_1$  siehe Anhang (Seite 60) und [13]. Zur Erklärung von Abb. 5 kann man Formel 3.7 zu Hilfe nehmen. Im niederenergetischen Bereich überwiegt der  $\frac{1}{\beta^2}$  - Term und man beobachtet einen steilen Abfall. Für einen  $\beta\gamma$  - Wert von ungefähr 3 ( $p = 3 \cdot mc$ , der Impuls entspricht der dreifachen Ruhemasse des einfallenden Teilchens) erreicht die Kurve ein Minimum. Für den hochenergetischen Teil überwiegt der Term mit  $\ln\left(\frac{1}{1-\beta^2}\right)$  bzw.  $\ln\gamma^2$ , und man erhält im relativistischen Gebiet einen Anstieg, der durch den oben beschriebenen Dichteeffekt kompensiert wird.

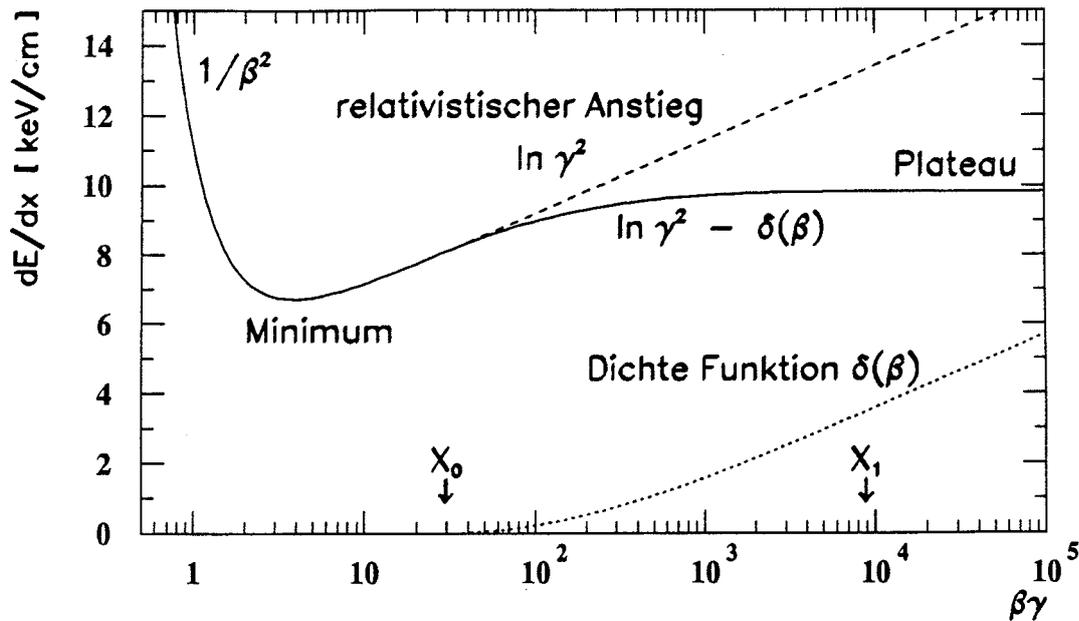


Abb. 5: Energieverlust einschließlich des Dichteeffektes.

### Der Energieverlust leichter Teilchen

Unter leichten Teilchen versteht man Elektronen und Positronen, bei denen eine grundsätzlich andere Behandlung als bei schweren Teilchen erforderlich wird. Dies muß aus folgenden Gründen geschehen :

1. Durch gleiche Masse von gestoßenem und stoßendem Teilchen ist die Änderung des Teilchenimpulses nach Richtung und Betrag groß und damit auch die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung von Bremsstrahlungsquanten.
  2. Wegen der Ununterscheidbarkeit von stoßendem und gestoßenem Teilchen treten bei Elektronen Austauschterme auf.
  3. Bei der Abbremsung von Positronen muß man die Annihilation beachten ( $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ ).
- Man unterscheidet also Ionisations - und Bremsstrahlungs - Energieverlust :

#### A Energieverlust durch Ionisation ohne Dichtekorrektur

##### A.1 Elektronen

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{e^- \text{ ion}} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m\beta^2 c^2} \left\{ \ln \frac{E_e^2 (\gamma + 1)}{2I^2} + (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 \right\} \quad (3.11)$$

Hierbei bedeuten :

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

$E_e = m_e c^2 \cdot (\gamma - 1)$  kinetische Energie des Elektrons

## A.2 Positronen

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{e^+ \text{ ion}} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m\beta^2 c^2} \left\{ \ln \frac{2E_e^2(\gamma+1)}{I^2} - \frac{\beta^2}{12} \left( 23 + \frac{14}{\gamma+1} + \frac{10}{(\gamma+1)^2} + \frac{4}{(\gamma+1)^3} \right) \right\} \quad (3.12)$$

Der Energieverlust von Elektronen und Positronen allein durch Ionisation unterscheidet sich für kleine  $\beta\gamma$  - Werte (z.B. 0.5) um 6 %, für große  $\beta\gamma$  - Werte (z.B. 3000) nur noch um 1.3 % (Abb. 6 (a)). Das bedeutet, daß man im Hinblick auf die erreichbare  $\frac{dE}{dx}$  - Auflösung von  $> 3.8$  % den Unterschied der Energieverluste von Elektronen und Positronen im betrachteten Impulsbereich vernachlässigen kann.

Für den ultrarelativistischen Fall kann man für Elektronen folgende Näherungen machen :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 N Z}{mc^2} \left\{ \ln \frac{\gamma^3 m^2 c^4}{2I^2} + \frac{1}{8} \right\} \quad (3.13)$$

Wenn man nun die Formeln für Elektronen und schwere Teilchen im hochrelativistischen Bereich für den Energieverlust durch Ionisation ohne Dichtekorrektur gegenüberstellt, erhält man :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{Elektron ion}} = \frac{2\pi e^4 N Z}{mc^2} \left\{ 2 \ln \frac{2mc^2}{I} + 3 \ln \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - \ln 8 + \frac{1}{8} \right\} \quad (3.14)$$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{schw. Teilchen ion}} = \frac{2\pi e^4 N Z}{mc^2} \left\{ 2 \ln \frac{2mc^2}{I} + 4 \ln \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 2 \right\} \quad (3.15)$$

Hierbei sieht man, daß die Differenz des Energieverlustes durch Ionisation bei Elektronen und schweren Teilchen z.B. für einen  $\beta\gamma$  - Wert von 0.5 ungefähr 19 % und für einen  $\beta\gamma$  - Wert von 3000 ungefähr 20 % beträgt (Abb. 6 (b)). Da in den Formeln 3.14 und 3.15 weiche und harte Stöße beitragen, gelten die angegebenen Differenzen nur für den mittleren Energieverlust. Obwohl zum größten Teil nur weiche Stöße gemessen werden, ist es aufgrund der großen Differenzen angebracht im betrachteten Impulsbereich Elektronen und schwere Teilchen getrennt zu behandeln.

## B Energieverlust durch Bremsstrahlung

Die Strahlungsintensität der Bremsstrahlung ist proportional  $\frac{1}{m^2}$ , wobei  $m$  die Masse des einfallenden Teilchens ist. Daraus erkennt man, daß die Strahlungsverluste bei Elektronen ungefähr  $3.4 \cdot 10^6$  mal größer ist als für Protonen. Bethe und Heitler führten die quantenelektrodynamischen Rechnungen durch und erhielten für den Strahlungsverlust von Elektronen :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{brems}} = E_0 \cdot N \cdot \sigma_{\text{rad}} \quad (3.16)$$

Hierbei gilt :

$E_0$  = Energie des Elektrons

$N$  = Anzahl der Atome des Gases pro Volumen

$\sigma_{\text{rad}}$  für  $mc^2 \ll E_0 \ll 137mc^2 Z^{-1/3}$

$$\sigma_{\text{rad}} = Z(Z+1) \cdot 5.79 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \cdot \left[ 4 \cdot \ln \frac{2E_0}{mc^2} - \frac{4}{3} \right] \quad (3.17)$$

und  $\sigma_{\text{rad}}$  für  $E_0 \gg 137mc^2 Z^{-1/3}$

$$\sigma_{\text{rad}} = Z(Z+\xi) \cdot 5.80 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2 \cdot \left[ 4 \cdot \ln 183 Z^{-1/3} + \frac{2}{9} \right] \quad (3.18)$$

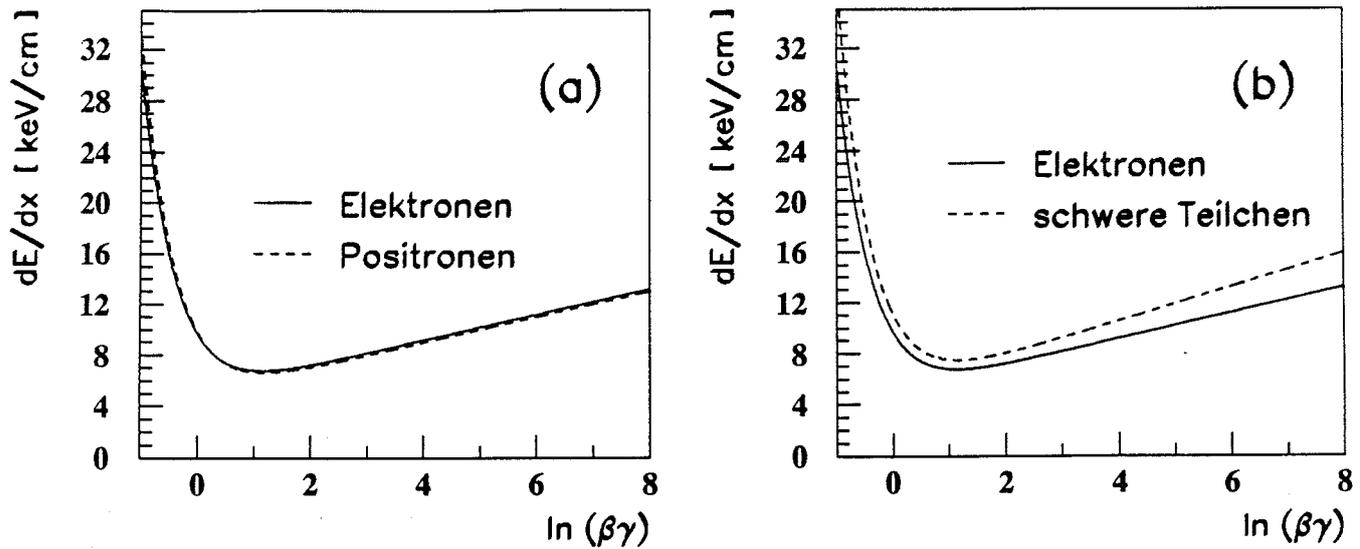


Abb. 6: Unterschied des Energieverlustes durch Ionisation ohne Dichtekorrektur und ohne Bremsstrahlung für Elektronen und Positronen (a) und Elektronen und schwere Teilchen (b).

Für das vorliegende Gas ( $Z \approx 18$ ) tritt der erste Fall für  $0.5 \text{ MeV} \ll E_0 \ll 26 \text{ MeV}$  und der zweite Fall für  $E_0 \gg 26 \text{ MeV}$  ein, so daß nur die zweite Formel berücksichtigt werden muß. Mit  $\xi(Z \approx 18) = 1.275$  [10] und einem Druck von 4 bar gilt also :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{brems}} = E_0 \cdot \frac{3.77 \cdot 10^{-4}}{\text{cm}} . \quad (3.19)$$

Das ergibt z.B. für ein Elektron mit einem Impuls von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  einen Energieverlust durch Bremsstrahlung von  $377 \frac{\text{keV}}{\text{cm}}$ . Das bedeutet, das Elektron verliert beim Durchqueren des gasgefüllten Teils der Jetkammer (mittlere Weglänge : 200 cm) eine Energie von 75 MeV, was 7.5 % entspricht.

Eine andere Betrachtungsweise greift die lineare Abhängigkeit des Energieverlustes pro Länge von der Energie  $E_0$  des Elektrons auf. Daher kann man die einfache Differentialgleichung :

$$\frac{dE}{dx} = -k \cdot E \quad (3.20)$$

aufstellen, die die Lösung besitzt :

$$E = \tilde{E}_0 \cdot e^{-x/L} . \quad (3.21)$$

Damit ist die Strahlungslänge  $L$  des durchquerten Mediums definiert, bei der die Energie des einfallenden Teilchens auf den  $e$ -ten Teil der Anfangsenergie abgenommen hat, und die sich wie folgt berechnen läßt :

$$L = \frac{1}{N \cdot \sigma_{\text{rad}}} = 26.5 \text{ m} . \quad (3.22)$$

Die Strahlungslänge für das in der Jetkammer verwendete Gas beträgt also 26.5 m. Die Jetkammer hat damit in radialer Richtung (Weglänge 160 cm) eine relative Strahlungslänge von 6 % und für eine mittlere Weglänge von 200 cm eine relative Strahlungslänge von 7.5 %, was obigem Ergebnis

äquivalent ist.

Bei der sogenannten kritischen Energie  $E_{krit}$  sind die Verluste durch Ionisation und Strahlung gleich groß; für Elektronen gilt :

$$E_{krit} \cong \frac{1600 \cdot m_e c^2}{Z} \quad (3.23)$$

Für das verwendete Kammergas ( $Z \approx 18$ ) haben Elektronen also eine kritische Energie von ungefähr 0.045 GeV. Sie wird bei einem  $\beta\gamma$  - Wert von ungefähr 90 erreicht. Tabelle 1 gibt eine Übersicht über die kritischen Energien für einzelne Teilchensorten.

Teilchensorte	Masse	kritische Energie
Elektronen	0.511 MeV	0.045 GeV
Myonen	105.7 MeV	1.944 TeV
Pionen	139.6 MeV	3.390 TeV
Kaonen	493.7 MeV	42.40 TeV
Protonen	938.3 MeV	153.2 TeV

Tabelle 1: Kritische Energien für verschiedene Teilchensorten.

Der gesamte Energieverlust für Elektronen setzt sich aus den beiden Termen zusammen :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{gesamt} = \left. \frac{dE}{dx} \right|_{ion} + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{brems} \quad (3.24)$$

Auch hier führt der Dichteeffekt zu einer Sättigung für sehr große Impulse.

Man muß aber berücksichtigen, daß man den Energieverlust durch Ionisation fast zu 100 % mißt, den Energieverlust durch Bremsstrahlung hingegen nur zu einem sehr kleinen Bruchteil. Dieser meßbare Anteil kommt von abgestrahlten Photonen, die zusätzliche Elektronen durch Photo- oder Comptoneffekt freisetzen.

### 3.2 Teilchenidentifikation

Eine Teilchenidentifikation kann vorgenommen werden, wenn man den Impuls  $p$  und den Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  einer im Detektor registrierten Spur mit den entsprechenden Fehlern mißt (zu diesem Thema siehe auch [15]). In Abb. 7 sieht man, daß es möglich ist, in bestimmten Impulsbereichen das Teilchen durch die alleinige Messung von Energieverlust und Impuls zu identifizieren.

Mit Hilfe der Fehler dieser beiden Meßgrößen kann man den minimalen Abstand der Fehlerellipse zu jeder der eingezeichneten theoretischen Kurven bestimmen und so für jede Teilchenhypothese ( $e, \mu, \pi, K, p$ ) ein bestimmtes Gewicht angeben. Liegt der Meßpunkt in einem Gebiet guter Trennung direkt auf einer Kurve, so wird das Gewicht für die entsprechende Teilchenhypothese nahe dem Wert 1, die Gewichte aller anderen Hypothesen hingegen dem jeweiligen Abstand entsprechend nahe dem Wert 0 liegen. Liegt ein Meßpunkt genau zwischen zwei Kurven (z.B. im Gebiet großer Impulse), dann bekommen die beiden entsprechenden Gewichte den gleichen Wert zugewiesen. Mit diesen Informationen hat jeder Benutzer, der Teilchen direkt identifizieren möchte, ein leistungsstarkes Werkzeug in der Hand. Da in dieser Arbeit keine direkte Teilchenidentifizierung vorgenommen werden soll, sondern eine Bestimmung von Teilchenraten, wird eine andere Methode angewandt. Hierbei nimmt man sich mehrere Impulsintervalle heraus und projiziert die gemessenen  $\frac{dE}{dx}$  - Werte für jedes Intervall in ein Histogramm. Für jede Teilchensorte erhält man eine Verteilung, deren Einträge man aufsummiert, um die Rate der entsprechenden Teilchensorte in dem jeweiligen Impulsintervall zu bestimmen. Dieses Verfahren versetzt einen in die Lage, allein

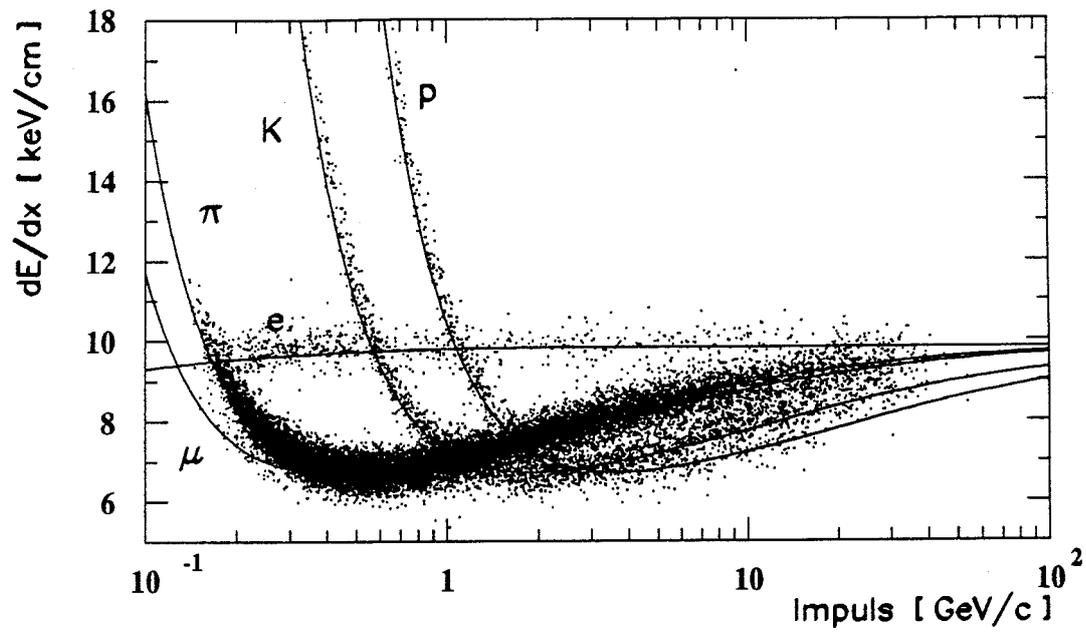


Abb. 7: Energieverlust als Funktion des Impulses.

mit der Information von Impuls und Energieverlust für geladene Teilchen Impulsverteilungen und Fragmentationsfunktionen zu berechnen.

## 4 Bestimmung des Energieverlustes mit der OPAL – Jetkammer

Im folgenden Kapitel wird die Bestimmung des Energieverlustes im OPAL – Detektor beschrieben, angefangen bei der Messung der Ladungsmengen an jedem einzelnen Drahtende bis zur Ermittlung des  $\frac{dE}{dx}$  – Wertes für eine gesamte Spur.

### 4.1 Ladungsmessung

Beim Durchqueren der Driftkammer verlieren die Teilchen auf ihrem Weg durch Stöße mit den Elektronen der Gasatome kinetische Energie. Wie in Kapitel 3 beschrieben kann ein einfallendes Teilchen bei einem Stoß ein Atom ionisieren. Dabei entsteht ein Elektron, welches eine kinetische Energie besitzt, die dem Energieverlust des einfallenden (primären) Teilchens abzüglich der Bindungsenergie des Elektrons entspricht. Dieses Elektron kann ebenfalls wieder ein oder mehrere Atome ionisieren, so daß weitere freie Elektronen entstehen. Dieser Prozeß setzt sich solange lawinenartig fort, bis die kinetische Energie der Elektronen kleiner wird als die Bindungsenergie der Atomelektronen. Die Anzahl der Elektronen der so erzeugten Ladungslawine ist nun aber dem Energieverlust des primären einfallenden Teilchens proportional. Man kann also durch Messung der Ladung dieser Lawine Rückschlüsse auf den Energieverlust des primären Teilchens ziehen. Es muß aber bedacht werden, daß man es mit einer indirekten Meßmethode zu tun hat, denn man mißt nicht den Energieverlust selbst, sondern nur einen Strom, der der Gesamtladung der Ionisationselektronen proportional ist. Daher werden viele, später zu beschreibende Korrekturen notwendig.

Durch das angelegte elektrische Feld driften die Elektronen entlang den elektrischen Feldlinien auf einen Signaldraht zu. Wenn zusätzlich ein Magnetfeld parallel zur Strahlachse besteht, drehen sich diese Driftrichtungen um den sogenannten Lorentzwinkel  $\alpha_L$  (siehe Abb. 3), der in der OPAL – Jetkammer  $20^\circ$  beträgt. Durch das hohe elektrische Feld in der Nähe der Signaldrähte erreicht man in der OPAL – Jetkammer eine Gasverstärkung von ungefähr  $10^4$ . Wie schon in Kapitel 2 beschrieben wird der Strom (Puls), dessen Integral über die Zeit der Gesamtladung der Lawine entspricht, über Vorverstärker und schnelle FADC (Analog – Digital – Wandler) an beiden Signaldrahtenden ausgelesen und in digitalisierter Form (Binbreite : 10 ns) abgespeichert. Die Abb. 8 zeigt einen Doppelpuls mit Integrationsbereich.

Um nun zu entscheiden, ob ein oben beschriebenes Signal (Ionisation durch primäres Teilchen und Entstehen eines Stroms auf einem Signaldraht durch Ausbildung einer Ladungslawine = Hit) oder nur eine statistische Fluktuation gemessen wurde, bedarf es einer besonderen Methode zur Puls-erkennung. Zum Auffinden der gewünschten Pulse (Hits) wird ein Verfahren, ähnlich der DOS – Methode (Difference Of Samples) [16] verwendet. Wenn die Differenz zweier aufeinanderfolgender Bininhalte einen gewissen Schwellenwert überschreitet und die Summe der nachfolgenden Bininhalte bis zum Maximum des Pulses (zuzüglich 1 Bin) größer als eine zweite Schwelle wird, wird der Hit akzeptiert. Um die Ladung zu bestimmen, die aufgesammelt wurde, müssen die einzelnen Bininhalte aufsummiert werden. Angefangen wird bei der Integration mit dem ersten Bin, das die DOS – Schwelle überschritten hat. Aufsummiert wird nur über 20 Bins, um einerseits eine genaue Bestimmung der Ladung zu erhalten und andererseits die Zahl der sich im Integrationsbereich überlappenden Pulse (Doppel – und Mehrfachpulse) klein zu halten.

Doppel – und Mehrfachpulse treten vor allem in multihadronischen Ereignissen auf, bei denen die Spuren aufgrund der Jetstruktur sehr eng beieinander liegen. Aus diesem Grund werden zur  $\frac{dE}{dx}$  – Berechnung nur solche Hits einer Spur in der Jetkammer verwendet, die keinen benachbarten Hit einer anderen Spur in einem räumlichen Abstand von bis zu 10 mm haben. Ebenso werden Hits nahe den Drahtebenen und den Kammerbegrenzungen nicht verwendet. Die akzeptierten Hits heißen dann DEDX – Hits.

Im Falle von Doppel – und Mehrfachpulsen müssen durch Anpassung von Normpulsen von der

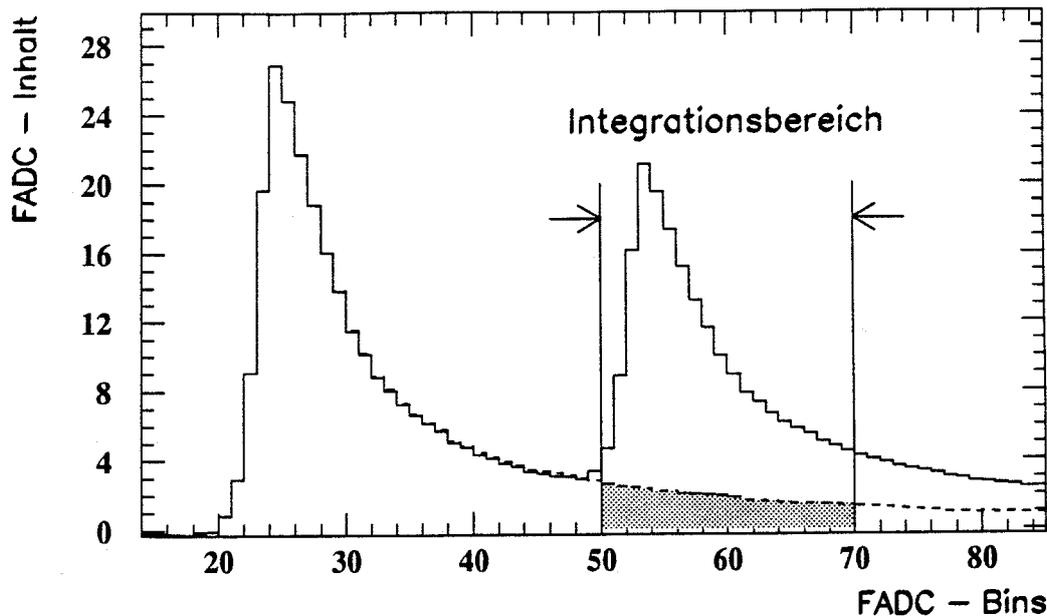


Abb. 8: Doppelpuls mit Integrationsbereich von 20 FADC - Bins (200 ns). Der gepunktete Bereich entspricht der Ladung des ersten Pulses, die vom zweiten Puls abgezogen werden muß.

gemessenen Ladung Beiträge von früheren Pulsen abgezogen werden (siehe dazu Abb. 8). Dieses Verfahren beinhaltet systematische Fehler, da prinzipiell verschiedene Normpulse benötigt werden, weil deren Form z.B. vom Spurwinkel, der Driftzeit, der  $z$  - Koordinate und der Menge der aufgesammelten Ladung abhängt, praktisch aber nur ein parametrisierter Normpuls verwendet wird. Sind nun die Ladungen an beiden Drahtenden so bestimmt worden, müssen noch mögliche Unterschiede in den Verstärkungen der Vorverstärker berücksichtigt werden (relative Verstärkungsfaktoren zwischen den Vorverstärkern der beiden Drahtenden), bevor die beiden Ladungen addiert werden können und untereinander vergleichbar sind (absolute Verstärkungsfaktoren von Draht zu Draht).

#### 4.2 Ladungskalibration

Die Kalibration der Jetkammer wird unter anderem mit Hilfe eines UV - Lasers durchgeführt [17]. Der Vorteil der Kalibration mit Lasern besteht darin, daß Laserstrahlen exakt geradlinig durch die Jetkammer verlaufen und daß damit die Position des Laserstrahls in der Kammer genau bestimmbar ist. Zur Kalibration wird in jeden Sektor der Kammer mit abwechselnd zwei Lasern an zwei verschiedenen  $z$  - Positionen eingeschossen. Einerseits kann man daher durch rein geometrische Betrachtungen für jeden Draht die wahren  $z$  - Koordinaten berechnen, andererseits durch das oben beschriebene Verfahren diese  $z$  - Koordinaten durch Ladungsteilung messen. Durch ein iteratives Verfahren [18] erhält man dann das relative Verstärkungsverhältnis  $g_{vv}$  der Vorverstärker der beiden Drahtseiten und kann die Gesamtladung wie folgt berechnen :

$$Q_{gesamt} = Q_{links} + g_{vv} \cdot Q_{rechts} \quad (4.1)$$

Dann werden die absoluten Verstärkungsfaktoren für die 24·159 Signaldrähte bestimmt und die Ladungen entsprechend korrigiert [19]. Dazu werden minimal ionisierende Pionen genommen, die für jeden der Drähte den gleichen  $\frac{dE}{dx}$  - Wert haben sollten und in ausreichender Anzahl (im Gegensatz zu anderen Teilchensorten) zur Verfügung stehen, sowie leicht zu selektieren sind. Danach wird für jeden der 3816 Drähte eine  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilung für die minimal ionisierenden Pionen erstellt und dann werden alle Mittelwerte dieser 3816 Verteilungen so korrigiert, daß sie den gleichen Mittelwert haben. Durch diese Korrekturfaktoren hat man 24·159 verschiedene absolute Verstärkungsfaktoren bestimmt und die Ladungskalibration ist abgeschlossen.

### 4.3 Korrekturen und Mittelwertbildung

Damit der Energieverlust eines Teilchens (einer Spur) sinnvoll berechnet werden kann, müssen bestimmte Qualitätsanforderungen an jeden einzelnen Hit gestellt werden [20], [21] :

- Hits müssen im Spurfitt als zu der entsprechenden Spur zugehörig erkannt sein.
- Während einer Zeit von  $\pm 200$  ns ( $\pm 20$  bins) vom Integrationsbeginn aus gerechnet darf kein zweiter Hit erkannt werden.
- Wenn Spuren einen Abstand von weniger als 3 mm haben, werden die entsprechenden Hits aufgrund der Doppelhitauflösung nicht mehr als getrennt registriert. Solche Hits werden zur  $\frac{dE}{dx}$  - Berechnung nicht verwendet.
- Hits, deren Abstand zur Anodenebene kleiner als 2 mm ist, werden nicht benutzt.
- Ebenso werden Hits verworfen, die näher als 1 cm an einer Sektorgrenze liegen, wenn die entsprechende Spur die Kathodendrahtebene kreuzt.

Es werden folgende Korrekturen für jede gemessene Ladung (jeden Hit) durchgeführt [20], [21] :

- **Korrekturen der Elektronik**

Wie oben schon beschrieben wird durch Anpassung von Normpulsen die Ladung von Doppelhits abgezogen bzw. bei Integrationszeiten von weniger als 200 ns der angepaßte Normpuls weiter integriert. Die verschiedenen Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker müssen berücksichtigt werden. Weiterhin kann es vorkommen, daß ein Bin eines FADC - Pulses die maximal meßbare Amplitude überschreitet; dies wird entsprechend korrigiert. Außerdem haben die Vorverstärker eine leicht nichtlineare Kennlinie, so daß auch hierfür eine Korrektur angebracht werden müßte. Dies ist aber bei den verwendeten Daten noch nicht gemacht worden, da der Effekt sehr klein ist.

- **Mehrfach - Hits**

Für Abstände benachbarter Hits von 1 cm (20 Bins) bis 4 cm (80 Bins) muß die Integration mit Hilfe der Normpulse im Sinne von Abb. 8 vorgenommen werden.

- **Sättigungskorrektur**

In den Gasverstärkungszonen (Anodendrahtnähe) entstehen durch die Ionisation des Kammergases durch Lawinenelektronen nicht nur Elektronen, sondern auch positive Ionen. Diese positiven Ionen reduzieren das elektrische Feld in Anodendrahtnähe und damit die Gasverstärkung für nachfolgende Elektronen. Die Größe der entsprechenden Korrektur dieses Sättigungseffekts hängt von der Elektronendichte in der Elektronenlawine ab. Der größte Effekt kann deshalb bei Spuren beobachtet werden, die im rechten Winkel zu den Drähten verlaufen ( $\theta = 90^\circ$ ). Die gemessenen Ladungen ( $Q_{gem}$ ) werden folgendermaßen korrigiert :

$$Q_{korr} = Q_{gem} \cdot \frac{1 + a}{1 + a \cdot |\cos\theta|} \quad (4.2)$$

Dabei ist der Parameter  $\alpha$  eine Funktion der gemessenen Ladung ( $Q_{gem}$ ). Er wurde an die Daten angepaßt. Da diese nicht lineare Korrektur von der primären Ionisation abhängt, muß sie angebracht werden, bevor weitere Korrekturen gemacht werden.

- **Spurlänge**

Die gemessene Ladung ( $Q_{gem}$ ) ist ungefähr proportional zur Spurlänge, so daß eine Normierung ( $Q_{norm}$ ) auf eine Spurlänge von 1 cm gemacht werden muß. Diese rein geometrische Korrektur hat folgende Form :

$$Q_{norm} = Q_{gem} \cdot \sin\theta \cdot \sin\delta \quad , \quad (4.3)$$

wobei  $\theta$  der polare Winkel der Spur und  $\delta$  der Winkel der Spur in der  $r\phi$  - Ebene zur Driftrichtung ist. Da diese Korrekturen zum Teil sehr groß sein können, muß der Winkel  $\theta$  sehr genau bekannt sein.

- **Drahtversatz (Staggering)**

Durch den Drahtversatz (Auflösung der Links - Rechts - Mehrdeutigkeit) hat man leicht verschiedene Driftbereiche für Hits links und rechts der Symmetrieebene und damit auch leicht unterschiedliche Ladungsmessungen.

- **Übersprechen (Cross Talk)**

Durch die Signalentstehung auf den Anodendrähten (Signaldrähten) wird in den benachbarten Drähten ein Signal entgegengesetzter Polarität induziert. Um dieses Übersprechen zu kompensieren, werden die Vorverstärker mit einem geeigneten Netzwerk untereinander verbunden [22], [21]. Dadurch erreicht man die Unterdrückung des Übersprechens für die jeweils zwei nächsten Drähte. Da diese Hardware - Korrektur nicht ganz vollständig sein kann bzw. man festgestellt hat, daß das Übersprechen auch auf weiter entfernte Drähte einen Einfluß hat, benötigt man eine zusätzliche Korrektur, die vom Winkel  $\delta$  zur Driftrichtung abhängig ist.

- **Krümmungsabhängige Korrektur**

Die Pulsform und damit die gemessene Ladung ist abhängig vom Winkel  $\delta$  zur Driftrichtung, da sich mit veränderndem Winkel  $\delta$  auch die Driftwege und die Driftzeiten ändern. Dieser Effekt ist klein und wird mit der Cross Talk - Kompensation korrigiert.

- **Elektroneneinfang (Attachment)**

Aufgrund von elektronegativen Verunreinigungen des Gases kann es zum Verlust einiger Elektronen kommen, die bei der primären Ionisation erzeugt wurden. Messungen haben ergeben, daß der Verlust in der OPAL - Jetkammer bei mittleren Driftwegen von 7 cm nur 0.7 % beträgt, so daß auf eine entsprechende Korrektur bisher verzichtet werden konnte.

- **Verstärkungsfaktoren**

Durch leichte Feldinhomogenitäten ist es möglich, daß die Verstärkungsfaktoren für jeden Draht etwas verschieden sind. Solche Feldinhomogenitäten können an Sektorgrenzen auftreten. Ebenso sind die Verstärkungsfaktoren der Vorverstärker für jedes Drahtende und für jeden Draht unterschiedlich (Kapitel 4.2). Diese Effekte werden durch Benutzung von Kalibrationskonstanten, die aus Daten bestimmt wurden, korrigiert (siehe Ladungskalibration).

- **Gasdichte**

Da der Druck in der Jetkammer und damit auch die Gasdichte nicht über den gesamten Zeitraum der Datennahme konstant bleibt, muß auch dieser Effekt entsprechend korrigiert werden. Während der Datennahme 1990 variierte die Gasdichte um 1.9 %. Den Einfluß einer

Schwankung der Gasdichte  $\rho$  auf die Bestimmung des Energieverlustes  $\frac{dE}{dx}$  zeigt der folgende Zusammenhang :

$$\frac{\Delta(dE/dx)}{(dE/dx)} = -5.1 \cdot \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (4.4)$$

Deshalb muß durchschnittlich jede Woche die Dichtekorrektur neu bestimmt werden.

• **Raumladung**

Durch die Ionisation entstehen außer den Elektronen auch positive Ionen, die von der Anode zur Kathode driften. Diese bilden eine Raumladung und beeinflussen das Driftfeld und die Gasverstärkung. Da der Einfluß auf die Verstärkung kleiner als 0.5 % ist, wird keine Korrektur angebracht.

Nachdem alle Korrekturen durchgeführt worden sind, bildet man aus den gemessenen Ladungen einen Mittelwert, der den eigentlichen Energieverlust der jeweiligen Spur darstellt. Diesen mittleren Energieverlust müßte man genau genommen durch Anpassen einer Landau - Verteilung (siehe Abb. 4) an die Meßwerte gewinnen. Dieses Verfahren ist aber sehr rechenintensiv und stellt daher keine gute Lösung dar. Außerdem gibt es noch keine theoretische Beschreibung der Landauverteilung, die hinreichende Übereinstimmung mit den gemessenen Daten zeigt (siehe zu dieser Problematik auch [12]). Aus diesem Grund benutzt man eine andere Methode, bei der man die Mittelwertbildung nur über eine gewisse Anzahl der Einträge mit den niedrigsten Energieverlusten erstreckt. Damit erreicht man die in Kapitel 3.1.1 beschriebene Beschränkung auf weiche Stöße bzw. die Nichtberücksichtigung der harten Stöße. Diese Methode wird als truncated mean [23] bezeichnet, und die Anzahl der Einträge zur Mittelwertbildung umfaßt die 70 % kleinsten Werte der Gesamtverteilung. Dieser Wert von 70 % wurde für das vorliegende Experiment so eingestellt, daß sich die

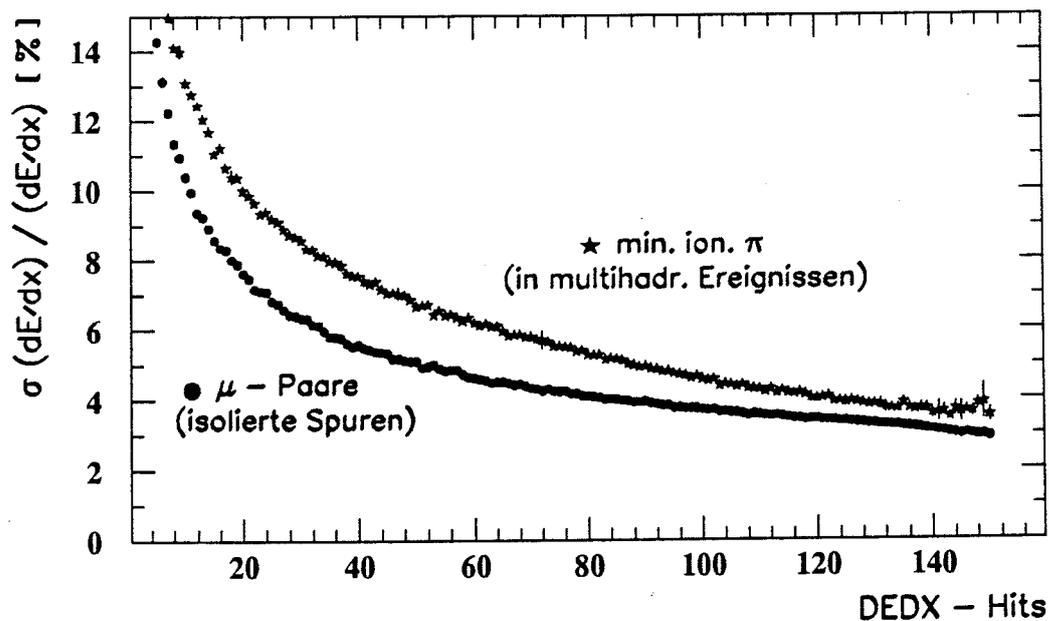


Abb. 9: Relative  $\frac{dE}{dx}$  - Auflösung als Funktion der DEDX - Hits.

bestmögliche  $\frac{dE}{dx}$  - Auflösung ergab [20]. Dieses truncated mean stellt nun den Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  dar, der für die folgende Analyse benutzt wird. Die relative Auflösung des Energieverlustes hängt von der Anzahl der zur Verfügung stehenden DEDX - Hits  $N$  ab [24] (Abb. 9) :

$$\frac{\sigma_{dE/dx}}{dE/dx} \sim N^{-0.43} \quad (4.5)$$

Für die relative  $\frac{dE}{dx}$  - Auflösung von minimal ionisierenden Pionen aus multihadronischen Ereignissen erhält man bei einem Schnitt von  $N \geq 130$  z.B. 3.8 %. Für isolierte Spuren, z.B. Myonen, erhält man als äquivalenten Wert 3.1 %. Die schlechtere  $\frac{dE}{dx}$  - Auflösung in multihadronischen Ereignissen läßt sich mit dem oben beschriebenen Problem der Mehrfach - Hits erklären.

## 5 Simulations – Programme und Daten

### 5.1 Monte Carlo – Programme

Simulationsprogramme gehören in der Hochenergiephysik zu den wichtigsten Werkzeugen bei der Datenanalyse. Wie schon in der Einleitung beschrieben, ist man beim Vergleich der gemessenen Daten mit der Theorie auf phänomenologische Monte Carlo – Modelle angewiesen. Diese Simulationsprogramme werden im Folgenden Ereignisgeneratoren genannt. Sie simulieren im vorliegenden Fall ausschließlich die  $e^+e^-$  – Physik bei der entsprechenden Schwerpunktsenergie.

Außerdem benötigt man, um den Einfluß des Detektors bzw. die Datennahme mit dem Detektor zu simulieren, Programme, die im Folgenden Detektorsimulationsprogramme genannt werden. Diese Detektorsimulation ermöglicht es, Nachweiswahrscheinlichkeiten zu bestimmen und systematische Fehler des Detektors zu erkennen. Als Eingabe für die Detektorsimulation verwendet man die Ergebnisse eines Ereignisgenerators, und als Ausgabe erhält man ein Datenformat, welches dem der gemessenen Daten äquivalent ist. Mit diesen Simulationsergebnissen hat man auch eine Möglichkeit, die verwendeten Methoden in einem gewissen Rahmen zu testen. Die durch Simulation gewonnenen Daten werden im Folgenden Monte Carlo – Daten oder auch kurz Monte Carlo genannt, die mit dem Detektor gewonnenen Daten werden einfach mit dem Begriff Daten bezeichnet.

#### Ereignisgeneratoren

Als Ereignisgenerator wurde das Lund Monte Carlo – Programm **JETSET 7.2** [25] mit Parton – Schauer – Option und String – Fragmentation verwendet. Dazu wurde eine Version mit an OPAL – Daten angepaßten Fragmentationsparametern benutzt [26]. Um einen Vergleich mit einem Generator mit Cluster – Fragmentation zu haben, wurden die **HERWIG 4.3, 4.6** und **5.0** Generatoren [27] verwendet. Auch bei diesen Programmen sind die Fragmentationsparameter an OPAL – Daten angepaßt [26].

#### Detektorsimulation

Die Simulation des OPAL – Detektors wird mit Hilfe der Programme **GOPAL** [28] und **GEANT** [29] vorgenommen. Das Programmpaket **GEANT** enthält Routinen, die die Geometrie, die Materieverteilung im Detektor und die Wechselwirkung der erzeugten Teilchen mit dem Detektor simulieren. Als Eingabe für das Programm **GOPAL** dienen die mit einem Generator (**JETSET/HERWIG**) erzeugten Ereignisse. Die so generierten Teilchen werden durch den Detektor verfolgt, ihre Wechselwirkungen mit dem Detektor berücksichtigt, und die Signale simuliert, die sie in den einzelnen Detektorteilen erzeugen. Dabei werden die Detektorauflösungen und systematischen Effekte, die bereits bekannt sind, berücksichtigt. Die so erhaltenen Monte Carlo – Daten haben die gleiche Struktur wie die mit dem Detektor gewonnenen Daten nach Ablauf des Online – Analyseprogramms. In beiden Fällen kann nun die Auswertung in der gleichen Art und Weise erfolgen, das heißt Daten und Monte Carlo – Daten durchlaufen die gleiche Auswertekette. Diese Auswertung wird durch das Rekonstruktionsprogramm **ROPE** (**R**econstruction of **OP**al **E**vents) [30], welches unter anderem die Impulsbestimmung und die in Kapitel 4 beschriebene Bestimmung des Energieverlustes enthält, durchgeführt. Die so erhaltenen Daten unterscheiden sich in der Form nur dadurch, daß man in den Monte Carlo – Daten Informationen über die Teilchensorte und über die Herkunft der Teilchen zur Verfügung hat. Nun kann eine anwenderspezifische Analyse erfolgen.

Um zu testen, ob die Monte Carlo – Daten die gemessenen Daten zufriedenstellend beschreiben, vergleicht man alle Verteilungen der in der jeweilige Analyse benutzten Größen. Von diesen Verteilungen soll hier nur eine exemplarisch verglichen werden. In Abb. 10 ist die Verteilung der Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis dargestellt. Man sieht, daß im Monte Carlo (**JETSET**) eine leichte Verschiebung zu kleineren Werte vorliegt. Die Verteilungen stimmen aber in ihrer Form gut

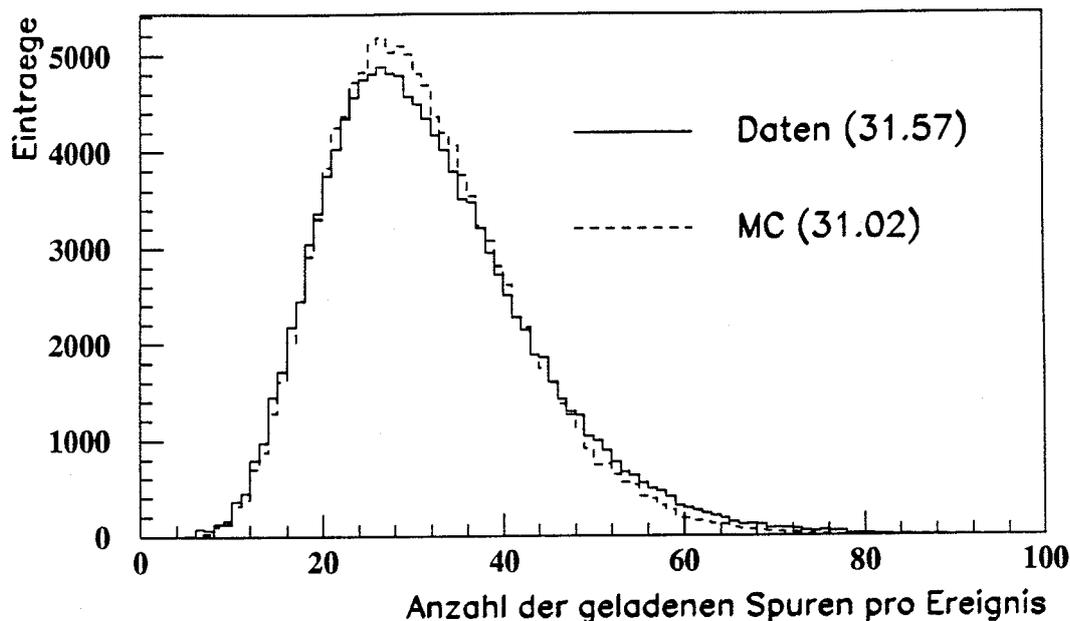


Abb. 10: Verteilung der geladenen Spuren pro Ereignis im Vergleich Daten und Monte Carlo für alle Spuren (mittlere Anzahl der Spuren in Klammern).

überein. Auch der Wert für die mittlere Anzahl geladener Spuren pro Ereignis differiert nur um 1.7 %. Um zu beurteilen, wodurch diese Differenz von durchschnittlich 0.55 Spuren pro Ereignis entsteht, betrachtet man die gleiche Verteilung für Spuren, die einen minimalen Abstand ( $d_0$ ) zum Primärvertex in der  $r\phi$  - Ebene von weniger als 2 cm haben. Da diese Spuren fast ausschließlich vom Primärvertex kommen, sollten die entsprechenden Teilchen zum größten Teil aus dem  $Z^0$  - Zerfall stammen. Die in Abb. 10 noch vorhandenen Spuren aus hadronischer Wechselwirkung der einfallenden Teilchen mit den Materialien des Detektors sind in Abb. 11 durch den  $d_0$  - Schnitt beseitigt. In Abb. 11 beträgt der Unterschied nur noch 0.5 % bzw. 0.12 Spuren pro Ereignis, wobei nun das Monte Carlo die mittlere Anzahl geladener Spuren etwas überschätzt. Die zusammenfassende Schlussfolgerung ist, daß der JETSET Generator die Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis sehr gut beschreibt (Abb. 11) und die Differenz in Abb. 10 dadurch zu erklären ist, daß bei der Detektorsimulation (GOPAL) durchschnittlich ungefähr 0.6 geladene Spuren pro Ereignis durch hadronische Wechselwirkung zu wenig erzeugt werden.

## 5.2 Datenselektion

Die der Untersuchung zugrundeliegenden Datenmengen sind in der nachfolgenden Tabelle 2 zusammengefaßt. Als Selektion auf multihadronische Ereignisse wurde sowohl in den Daten als auch in den Monte Carlo - Daten die Tokyo - Multihadron - Selektion verwendet [31]. Zu erwähnen ist, daß die drei verschiedenen HERWIG - Versionen untereinander gemischt werden dürfen, was bei der Analyse auch gemacht wurde. Das bedeutet, daß an Daten 145 000 Ereignisse vorlagen, die mit 161 000 JETSET - Monte Carlo - Ereignissen und 96 000 HERWIG - Monte Carlo - Ereignissen verglichen wurden.

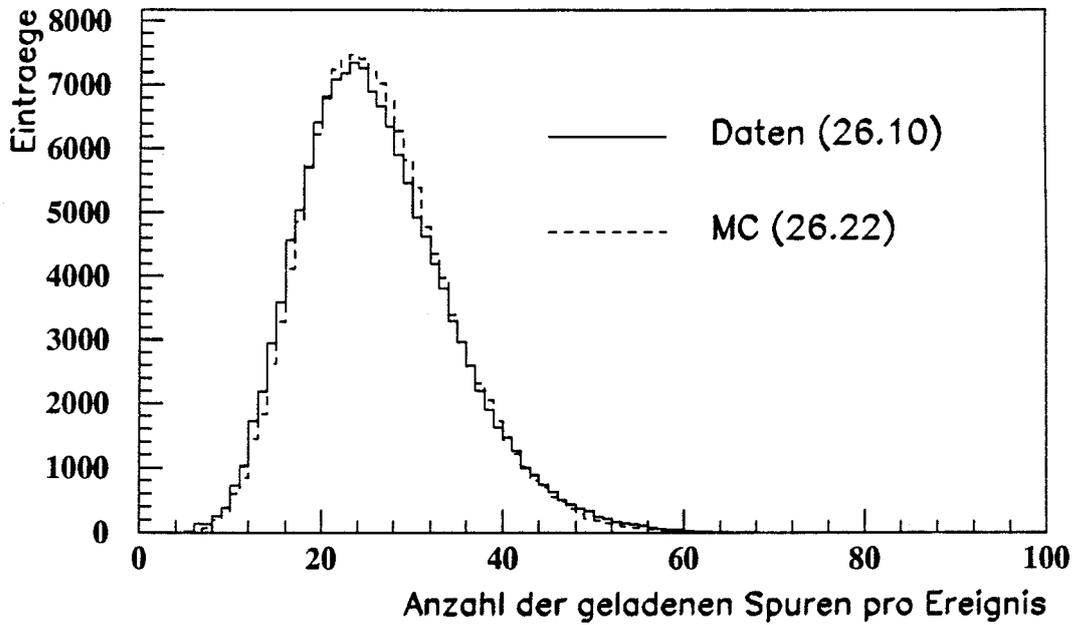


Abb. 11: Verteilung der geladenen Spuren pro Ereignis im Vergleich Daten und Monte Carlo für alle Spuren, deren  $|d_0|$  kleiner als 2 cm ist (mittlere Anzahl der Spuren in Klammern).

Daten/MC	Generator	Detektorsimulation	ROPE Version/Pass	Ereignisse
1990 Daten	-	-	ROPE400 Pass4	145 000
JETSET MC	JETSET 72 MH	GOPAL 123+	ROPE312 Pass3	161 000
HERWIG MC	HERWIG 43 MH	GOPAL 123+	ROPE312 Pass3	20 500
HERWIG MC	HERWIG 46 MH	GOPAL 123+	ROPE312 Pass3	17 750
HERWIG MC	HERWIG 50 MH	GOPAL 123+	ROPE312 Pass3	58 000

Tabelle 2: Zusammenstellung der verwendeten Daten.

## 6 Methode zur Bestimmung von Impulsverteilungen

Im folgenden Kapitel soll die Methode beschrieben werden, mit der die Impulsverteilungen für geladene Hadronen (Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen) bestimmt wurden. Nach einer kurzen Darstellung und Erklärung der benutzten Schritte zur Auswahl der für diese Untersuchung geeigneten Spuren, wird auf die Parametrisierung des Energieverlustes eingegangen.

### 6.1 Beschreibung der benutzten Methode

Den Startpunkt für diese Analyse bildet die Abhängigkeit des Energieverlustes  $\frac{dE}{dx}$  vom Impuls (siehe dazu Abb. 12 (b)). Man erkennt in dieser Abbildung die typischen Energieverlustkurven für die einzelnen Teilchensorten.

Schon an diesem Bild kann man einige Vorüberlegungen anstellen. Man sieht, daß aufgrund der vorliegenden Statistik nur ein Impulsbereich von  $0.2 \frac{GeV}{c}$  bis  $20.0 \frac{GeV}{c}$  für die gestellte Aufgabe in Frage kommt. Unterhalb dieses Bereichs erhält man durch Qualitätsanforderungen an die Spuren sehr wenige Einträge. Oberhalb dieser Grenzen reicht die Statistik nicht aus, da es bei der Schwerpunktsenergie von LEP ( $\approx 91 GeV$ ) nicht genügend Spuren mit Impulsen  $> 20 \frac{GeV}{c}$  gibt.

Weiter erkennt man, daß die Bestimmung von Teilchenraten für kleine Impulse im Bereich von  $0.2 \frac{GeV}{c}$  bis  $0.8 \frac{GeV}{c}$  relativ einfach ist; hier kann sogar eine Einzelspur - Identifikation durchgeführt werden. Man erhält in diesem Bereich die Teilchenraten durch einfaches Abzählen der entsprechenden Spuren. Schwieriger wird die Raten - Bestimmung bei großen Impulsen ( $p > 3 \frac{GeV}{c}$ ), da sich die  $\frac{dE}{dx}$  - Werte für einzelne Teilchensorten nur noch wenig voneinander unterscheiden. Der Bereich dazwischen, von  $0.8 \frac{GeV}{c}$  bis  $3.0 \frac{GeV}{c}$ , wird noch größere Probleme bereiten, da sich hier verschiedene Kurven schneiden, also eine Überlagerung von jeweils zwei Gaußverteilungen mit annähernd gleichen Mittelwerten vorliegt. In diesen Punkten (Intervallen) wird eine Ratenbestimmung für die jeweils zwei Teilchensorten nicht möglich sein.

Als dritter Punkt soll erwähnt werden, daß in dem vorgegebenen Impulsbereich eine Trennung von Pionen und Myonen allein über die Energieverlustinformation nicht möglich ist. Eine Korrektur der Pionrate wird am Schluß erfolgen und später beschrieben werden. Im folgenden werden (bevor die oben erwähnte Korrektur angebracht wird) unter Pionen bzw. Pionraten immer Pionen und Myonen bzw. Pionraten und Myonraten gemeinsam verstanden.

Zur Beschreibung der Methode :

Als erstes wird anhand von Abb. 12 (b) eine Einteilung in Impulsintervalle vorgenommen. Dies geschieht unter der Berücksichtigung folgender Punkte :

1. In der Nähe von Kreuzungspunkten werden die Intervallgrenzen so gewählt, daß schmale Bereiche um diese Kreuzungspunkte nicht berücksichtigt werden.
2. Bei hohen Impulsen ist bei der Einteilung auf ausreichend Statistik zu achten. Man wählt die Intervalle also möglichst groß. Dies hat keinen Einfluß auf die Form der Verteilungen der einzelnen Teilchensorten (sie bleiben annähernd gaußförmig), denn der Anstieg des Energieverlustes mit dem Impuls ist für große Impulse nicht sehr groß (siehe Abb. 12 (a)).
3. Für kleine Impulse kann man kleinere Intervalle wählen, da hier durch einfaches Abzählen die Raten bestimmt werden. Man braucht bei kleinen Impulsen also nicht auf hohe Statistik zu achten.

Man erhält dann für jedes Impulsintervall (in dieser Analyse wurden 47 Intervalle gewählt) eine  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilung. Exemplarisch sind für einen mittleren Impuls von  $12.1 \frac{GeV}{c}$  und  $0.412 \frac{GeV}{c}$  in Abb. 13 (a) und Abb. 13 (b) zwei Verteilungen dargestellt. Um die gewünschten Raten zu erhalten, wird in jedem Impulsintervall die Anzahl der Einträge für jede Teilchensorte abgezählt. Während man in Abb. 13 (a) dabei auf Probleme stößt, ist dies in Abb. 13 (b) einfach zu bewerkstelligen.

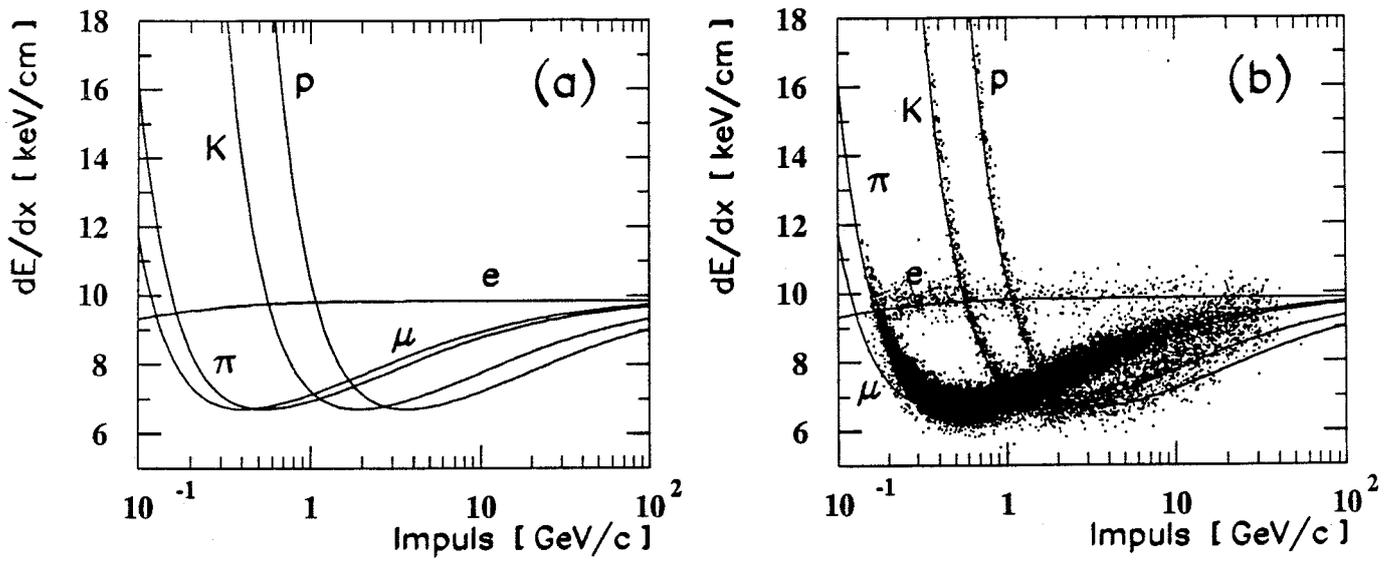


Abb. 12: Der theoretische Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  als Funktion des Impulses (a) und die mit dem OPAL-Detektor gemessenen Daten (b).

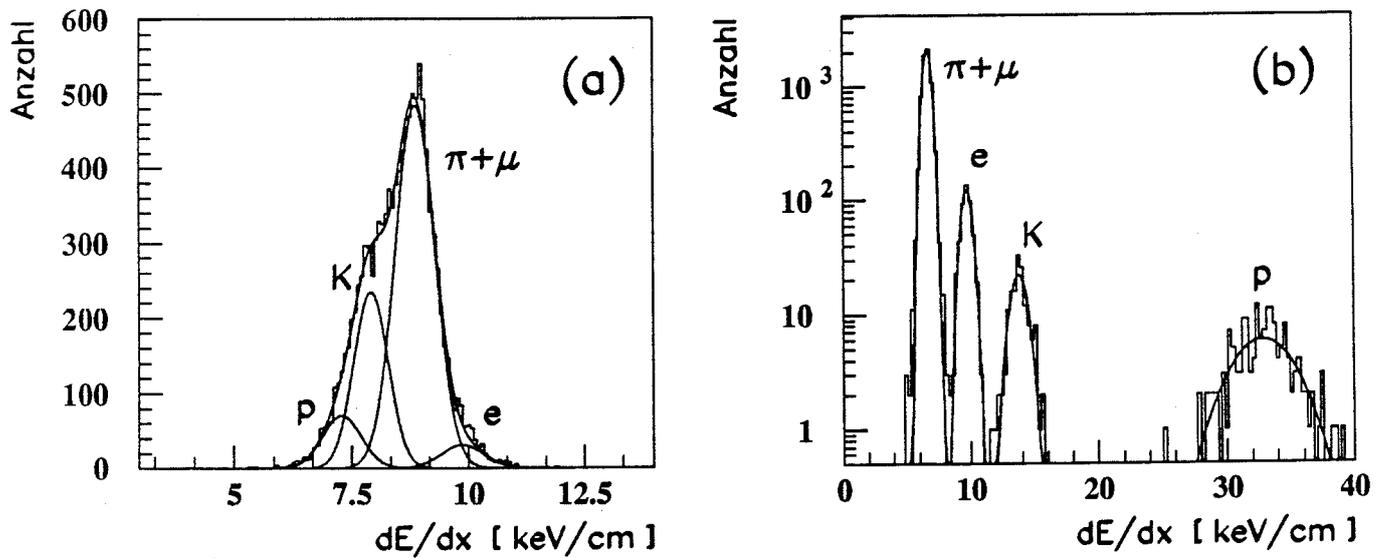


Abb. 13: Energieverlustverteilungen für ein Impulsintervall von 11.0  $\frac{GeV}{c}$  bis 13.5  $\frac{GeV}{c}$  (a) und 0.407  $\frac{GeV}{c}$  bis 0.417  $\frac{GeV}{c}$  (b).

Die Lösung des Problems von Abb. 13 (a) besteht darin, daß man, unter der Voraussetzung der Vermeidung systematischer Fehler bei Impuls – und Energieverlustbestimmung weiß, daß jede Teilchensorte eine annähernd gaußförmige  $\frac{dE}{dx}$  – Verteilung hat. Man kann dann für jede, in größerer Anzahl vorkommende Teilchensorte (Elektronen, Pionen+Myonen, Kaonen und Protonen) eine Gaußfunktion an die  $\frac{dE}{dx}$  – Verteilung anpassen und erhält aus den Einträgen unter der jeweiligen Gaußfunktion die entsprechende Teilchenrate.

Um die Voraussetzung der Vermeidung systematischer Fehler bei Impuls – und Energieverlustbestimmung zu erfüllen, werden an jede Spur gewisse Qualitätsforderungen gestellt (Kapitel 6.2).

Außerdem sollen nur primäre Spuren gezählt werden, das sind Spuren, die entweder von Teilchen aus dem primären  $Z^0$  – Zerfall stammen, oder aus dem Zerfall solcher primären Teilchen kommen. Spuren, die von der Wechselwirkung hochenergetischer primärer Teilchen mit den Detektormaterialien kommen, sollen also nicht mitgezählt werden. Dies wird ebenfalls durch eine geeignete Selektion der gewünschten Spuren erreicht (Kapitel 6.2).

In der Einleitung und in Kapitel 5.1 wurde das Problem der Teilchenproduktion durch Wechselwirkung primärer Teilchen mit Detektormaterialien kurz erwähnt, hier soll etwas genauer darauf eingegangen werden.

Die mittlere Anzahl von geladenen Spuren in der Jetkammer pro Ereignis beträgt 31.6, wovon im Mittel 11.6 Spuren vom oben erläuterten Wechselwirkungstyp sind, oder aus  $\gamma$  – Konversionen stammen, also für diese Analyse unerwünscht sind. Da die meisten dieser 11.6 Spuren von Protonen aus hadronischer Wechselwirkung (z.B. Wechselwirkung mit dem Strahlrohr oder mit den Kammerwänden) stammen, wurden bei der Analyse für den Niederimpulsbereich nur Antiprotonen zur Bestimmung der Proton/Antiproton – Raten berücksichtigt und deren Rate zum Schluß verdoppelt.

Dabei muß man berücksichtigen, daß auch bei den Antiprotonen ein unerwünschter Untergrund auftritt. Dies sind Protonen, die aus Wechselwirkungen mit äußeren Detektorteilen stammen, und von außen in die Driftkammer zurückgestreut werden (Rückstreuer). Diese Protonen haben positive Ladungen, erscheinen aber als negative Spuren, da sie von außen in die Kammer eintreten und daher die gleiche Krümmungsrichtung haben, wie negative Teilchen, die aus der Richtung des Primärvertex kommen. Alle diese Effekte müssen bei der Analyse berücksichtigt und entsprechend korrigiert werden.

Im Bereich kleiner Impulse (Abb. 13 (b)) werden die selektierten Spuren aufgrund ihrer guten  $\frac{dE}{dx}$  – Trennung für jede Teilchensorte getrennt abgezählt. Im Bereich großer Impulse (Abb. 13 (a)) werden an die Verteilungen der selektierten Spuren Gaußfunktionen angepaßt (Kapitel 7.1). Bei den Anpassungen im Bereich hoher Impulse tritt folgendes Problem auf: Da es 12 freie Parameter gibt (4 Höhen, 4 Breiten und 4 Mittelwerte der Gaußfunktionen), benötigt man für sinnvolle Ergebnisse sehr gute Startwerte für die Anpassungen. Am empfindlichsten reagiert der Fit auf die Veränderung der Startwerte der 4 Mittelwerte. Dies wurde mit Hilfe von Monte Carlo – Daten getestet. Die Startwerte für die 4 Mittelwerte müssen also sehr genau bekannt sein. Um dies zu erreichen wird eine Parametrisierung des Energieverlustes (Kapitel 6.3) mit Hilfe der Daten vorgenommen. Die Startwerte für die 4 Breiten und 4 Höhen der Gaußfunktionen werden aus den entsprechenden Werten der Monte Carlo – Einzelverteilungen gewonnen. Denn im Monte Carlo kann jede einzelne Teilchensorte getrennt betrachtet werden, da jede Spur im Monte Carlo auch eine Information über die Teilchensorte enthält. Da nicht genau bekannt ist, in welchem Umfang sich die einzelnen Startwerte von den wahren Werten der Daten – Verteilungen unterscheiden und der systematische Fehler der Methode abgeschätzt werden soll, wird jede Anpassung an eine Verteilung mehrfach durchgeführt. Dabei wird die zulässige Schwankungsbreite der Parameter

während des Fits jedesmal variiert (Kapitel 7.1). Damit hat man für jede einzelne Anpassung ein entsprechendes Schwankungsintervall des jeweiligen Parameters, das der Parameter während der Anpassung nicht verlassen darf. Nach Durchführung aller Fits erhält man in jedem Impulsbin und für jede Teilchensorte eine gaußförmige Verteilung von Teilchenraten (resultierend aus der Variation der Schwankungsbreiten). Dabei geben die Mittelwerte dieser Verteilungen die mittleren Teilchenraten an und deren Breiten sind ein Maß für die systematischen Fehler der Anpassungsprozedur. Damit hat man für jede Teilchensorte (Pionen, Kaonen und Protonen) und jedes Impulsintervall eine Rate mit zugehörigem Fehler.

Auf die Raten werden verschiedene Korrekturen angewendet :

Für jedes Impulsbin sollte die Summe dieser Raten gleich der Summe aller Spuren sein, an die die Anpassung gemacht wurde. Man erhält jedoch für alle Impulsintervalle eine um 1 % bis 1.5 % zu kleine Summe der Raten, so daß alle Raten durch eine Normierung entsprechend skaliert werden (Kapitel 7.2).

Durch die Selektion der Spuren hat man Spuren verloren. Dies wird durch eine Effizienzkorrektur berücksichtigt. Man addiert durch eine Monte Carlo - Korrekturfunktion die ausgesonderten Spuren wieder hinzu, um zu den ursprünglichen Raten zu kommen. Dieses Verfahren wird ebenfalls in Kapitel 7.2 beschrieben.

Dann werden die Myonraten von den Pionraten abgezogen, dies wird in Kapitel 7.3 näher erläutert.

Zum Schluß wird noch eine Korrektur angebracht, die darauf basiert, daß der Detektor nicht alle entstandenen Teilchen sieht (z.B. werden nicht 100 % des Raumwinkels überdeckt) bzw. auch Teilchen mitgezählt wurden, die nicht aus der Primärwechselwirkung stammten, sondern durch Wechselwirkungen mit dem Detektor entstanden sind. Diese detektorabhängigen Korrekturen finden sich in Kapitel 7.4 wieder.

Schließlich erhält man die gewünschten Impulsverteilungen für Pionen, Kaonen und Protonen (Kapitel 8.1). Zum Vergleich mit Ergebnissen anderer Experimente werden zur Analyse nur genau definierte multihadronische Ereignisse benutzt (Kapitel 5.2) und Verteilungen berechnet, die unabhängig von der beim jeweiligen Experiment erreichten Schwerpunktsenergie sind (Kapitel 8.2). Diese sogenannten Fragmentationsfunktionen sollten ein skaleninvariantes Verhalten besitzen, also unabhängig von der Schwerpunktsenergie sein.

Als letztes werden die Ergebnisse im Hinblick auf einen Vergleich mit verschiedenen Fragmentationsmodellen (JETSET - Generator / HERWIG - Generator) diskutiert (Kapitel 8.3).

## 6.2 Selektion der verwendeten Spuren

Zur Auswahl qualitativ guter Spuren in Bezug auf  $\frac{dE}{dx}$  - und Impulsbestimmung wurden folgende Schnitte angewendet :

- $NHDEDX \geq 80$

Um eine gute  $\frac{dE}{dx}$  - Auflösung zu erhalten, wurden 80 oder mehr DEDX - Hits gefordert. Dieses Kriterium ist besonders für den Bereich großer Impulse wichtig, denn hier benötigt man eine sehr gute Auflösung, um für die Anpassung an die  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen eine möglichst gute Separation der einzelnen Peaks zu erhalten. Der angegebene Schnitt stellt einen guten Kompromiß zwischen einer guten Auflösung und ausreichender Statistik dar.

- $|\cos\theta| \leq 0.7$

Da bei vielen Korrekturen des  $\frac{dE}{dx}$  - Wertes der Spurwinkel  $\theta$  eingeht, benötigt man eine gute

Bestimmung dieses Winkels  $\theta$ . Weil aber die  $\theta$  - Bestimmung bisher nur in dem Bereich, den die Z - Kammern überdecken, zufriedenstellend ist, beschränkt man sich auf diesen Bereich.

- $NHCZ \geq 4$

Zusätzlich fordert man noch, daß die Z - Kammern 4 oder mehr Hits haben sollten. Dieser Schnitt hat den gleichen Grund wie oben beschrieben und dient daher ebenfalls der Sicherstellung einer guten  $\theta$  - Bestimmung. Die  $\theta$  - Auflösung von ca. 30-40 mrad (Jetkammer ohne Z - Kammern) wird mit den Z - Kammern auf  $< 1$  mrad verbessert. Es wurden also nur Spuren verwendet, bei denen außer der Jetkammer auch die Z - Kammern angesprochen haben.

- $\chi^2(r, \phi) \leq 100.0$  und  $\chi^2(s, z) \leq 20.0$

Um Spuren auszuschließen, bei denen der Spurfitt mißlungen ist (Impuls schlecht bestimmt), werden Anforderungen an das  $\chi^2$  des Spurfitts in der  $r\phi$  - Ebene und in der  $sz$  - Ebene gestellt.

Um sicherzustellen, daß die Spuren vom Primärvertex stammen, werden die folgenden Bedingungen gefordert :

- $|d_0| \leq 5.0$  cm

Damit die ausgewählten Spuren zum größten Teil vom Primärvertex stammen bzw. von Zerfällen von Teilchen, die vom Primärvertex kommen, muß in der  $r\phi$  - Ebene der minimale Abstand der Spur zum Primärvertex ( $d_0$ ) kleiner als 5 cm sein. Dadurch vermeidet man Spuren, die in die Kammer zurückgestreut werden, und solche, die durch hadronische Wechselwirkung mit den Detektormaterialien entstehen. Durch Untersuchungen mit Monte Carlo - Daten wurde gezeigt, daß dieser Schnitt ein guter Kompromiß ist zwischen der gewünschten Unterdrückung von Spuren aus Wechselwirkungen mit den Detektormaterialien und dem unerwünschten Verlust von Spuren, die von Teilchen stammen, die aus den Zerfällen primärer Teilchen kommen. In Abb. 14 sieht man die  $d_0$  - Verteilungen für Pionen und Protonen aus Zerfällen. Hieraus erkennt man, daß der  $d_0$  - Schnitt nicht verkleinert werden sollte, da man sonst zu viele Pionen aus Zerfällen wegschneidet. Dies hätte aber zur Folge, daß man bei den Korrekturen der Raten mehr auf eine gute Übereinstimmung von Daten und Monte Carlo vertrauen müßte. Bei dem verwendeten  $d_0$  - Schnitt von 5.0 cm verliert man 15 % der Pionen aber nur 5 % der Protonen aus Zerfällen.

- $|Z_0| \leq 40.0$  cm

Ähnliches gilt für den minimalen Abstand der Spuren zum Primärvertex in z - Richtung. Er sollte nicht größer als 40 cm sein.

- $R_1 \leq 60.0$  cm

Aus den gleichen Gründen soll der Abstand des ersten gemessenen Hits in der Jetkammer vom Primärvertex nicht mehr als 60 cm betragen.

Alle Spuren eines Ereignisses, für die gilt  $|d_0| < 5mm$ , wurden unter der Annahme rekonstruiert, daß sie auch in z - Richtung vom Primärvertex gekommen sind. Für alle diese Spuren wird die z - Koordinate des Spurursprungs auf den z - Wert gesetzt, den der mittlere gemessene Primärvertex des entsprechenden Ereignisses hat. Mit Hilfe der angesprochenen Z - Kammern hat man dann zwei Punkte mit sehr genau bestimmten z - Koordinaten zur Verfügung. Dies hat zur Folge, daß die Bestimmung des Spurwinkels  $\theta$  (für die Korrekturen des Energieverlustes wichtig) stark verbessert wird.

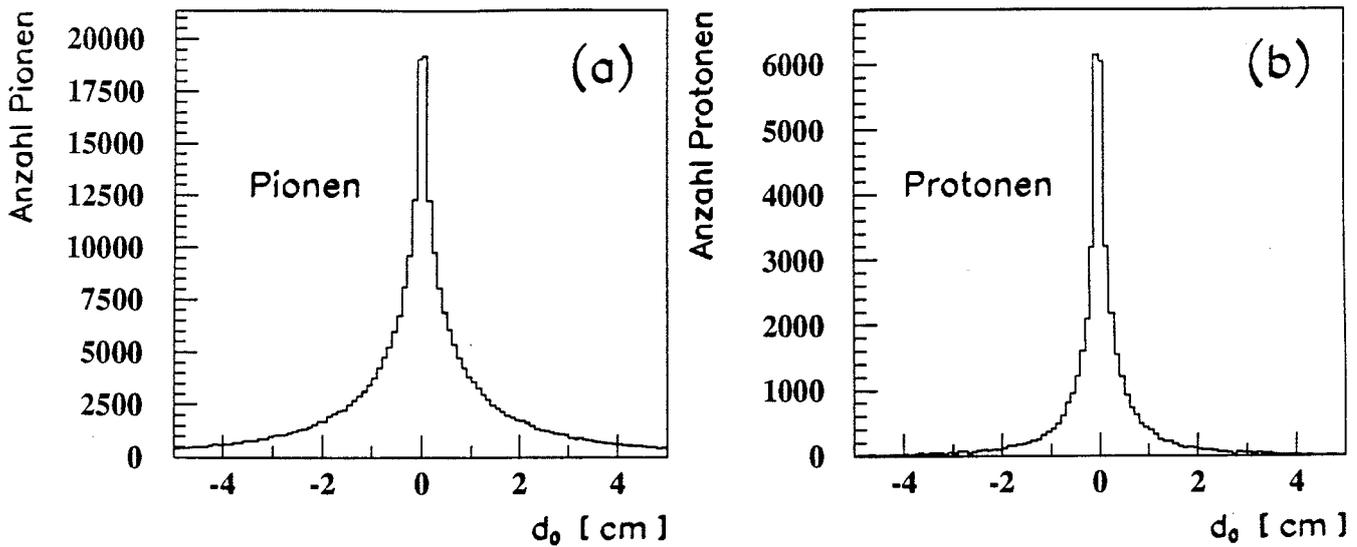


Abb. 14: Die  $d_0$  - Verteilungen für Pionen (a) und Protonen (b), die aus Zerfällen stammen.

### 6.3 Parametrisierungen des Energieverlustes

Um für die Anpassungen an die  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen gute Startwerte für die Mittelwerte zu finden, benötigt man, wie oben beschrieben, eine sehr gute Parametrisierung des Energieverlustes als Funktion des Impulses. Dieser Punkt ist von besonderer Bedeutung, da das Gelingen der Anpassungen an die  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen entscheidend davon abhängt, ob man für die Mittelwerte Startwerte findet, die den wahren Werten möglichst nahe kommen. Für die anderen beiden Parametergruppen (Höhen und Breiten der Gaußverteilungen) ist dies nicht von so entscheidender Bedeutung, wie mit Hilfe von Monte Carlo - Daten festgestellt wurde. Wenn man den Bereich betrachtet, in dem Anpassungen an sich überlagernde Einzelverteilungen gemacht werden sollen, erhält man einen Impulsbereich von ungefähr  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis ungefähr  $20 \frac{\text{GeV}}{c}$  (Abb. 15 (a)). Oberhalb dieses Bereiches ist die Statistik für die beschriebene Methode zu gering, so daß keine Anpassungen mehr vorgenommen werden können. Unterhalb dieses Bereiches hat man entweder das Problem des Sichkreuzens der  $\frac{dE}{dx}(p)$  - Funktionen für verschiedene Teilchensorten oder man hat gut getrennte Verteilungen, bei denen ein Fit nicht notwendig ist, da man die Teilchenraten durch einfaches Abzählen erhalten kann.

Wenn man die  $\frac{dE}{dx}(p)$  - Funktionen in eine  $\frac{dE}{dx}(\beta\gamma)$  - Funktion (Abb. 15 (b)) transformiert (über die Beziehung  $\beta\gamma = \frac{p}{mc}$ ), bei der die Massenabhängigkeiten herausfallen, sieht man, daß sich die schweren Teilchen (Pionen, Kaonen, Protonen) und die leichten Teilchen (Elektronen) für diese Aufgabenstellung getrennt behandeln lassen. Die theoretische Notwendigkeit zu dieser Unterscheidung wurde auch schon in Kapitel 3.1.2 angesprochen. Hier wurde dargestellt, daß sich die Formeln zur Beschreibung des Energieverlustes schwerer und leichter Teilchen grundsätzlich voneinander unterscheiden.

Der entsprechende Bereich für Pionen, Kaonen und Protonen liegt in Abb. 15 (b) zwischen  $\ln(\beta\gamma)$  - Werten von 0 und 5. Für Elektronen erhält man einen  $\ln(\beta\gamma)$  - Bereich von 7.5 bis 10.5.

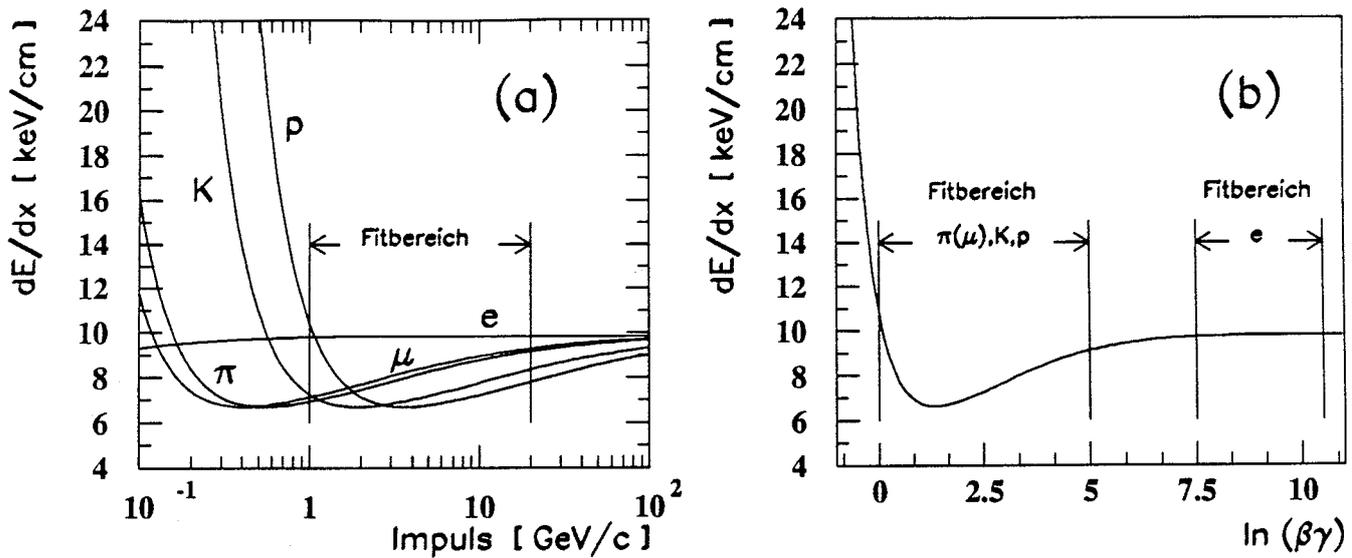


Abb. 15: Transformation der  $\frac{dE}{dx}(p)$  - Funktionen (a) in eine  $\frac{dE}{dx}(\beta\gamma)$  - Funktion (b).

### 6.3.1 Parametrisierung für schwere Teilchen

Für die Parametrisierung für schwere Teilchen werden Pionen verwendet, die sowohl im minimal ionisierenden Bereich leicht zu identifizieren sind, als auch im relativistischen Anstieg gegenüber den anderen Teilchenarten überwiegen und damit eine Bestimmung des mittleren Energieverlustes ermöglichen.

Im Bereich sehr guter Trennung (Abb. 16 (c),  $\ln(\beta\gamma)$  zwischen 0.8 und 1.8) erhält man den Mittelwert aus der Anpassung einer Gaußfunktion an die getrennte Pionverteilung. Im Bereich schlechterer Trennung (Abb. 16 (c),  $\ln(\beta\gamma) < 0.8$  und  $\ln(\beta\gamma) > 1.8$ ) wird zur Anpassung der Gaußfunktion nur der Bereich der Energieverlustverteilung in der Umgebung des Maximums benutzt. Durch die sehr große Anzahl von Pionen im Vergleich zu den anderen Teilchensorten ist der Peak der Gesamtverteilung annähernd gleich dem Peak der Pion - Einzelverteilung. Alle so gewonnenen  $\frac{dE}{dx}$  - Mittelwerte müssen von Verteilungen stammen, die mit Hilfe der gleichen, oben beschriebenen Schnitte entstanden sind. Dies ist besonders wichtig für den Schnitt auf die DEDX - Hits, denn der mittlere Energieverlust ist eine (wenn auch nur schwache) Funktion der DEDX - Hits. Um weitere, besser bestimmte Einträge für die Parametrisierung im relativistischen Anstieg zu erhalten, sucht man sich ein möglichst reines Pionsample. Solche Pionen gewinnt man aus  $K_s^0$  - Zerfällen im Kanal  $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  ( $K_s^0$  - Analyse siehe [32]). Hieraus erhält man ein Pionsample wie in Abb. 16 (a) gezeigt. Nach Bildung von Mittelwerten ergeben sich die in Abb. 16 (b) dargestellten mittleren  $\frac{dE}{dx}$  - Werte. Auch hier muß für die gefundenen Pionspuren der gleiche Schnitt auf die DEDX - Hits wie oben beschrieben gemacht werden, um vergleichbare Ergebnisse zu bekommen. Nun können alle Punkte zusammengefaßt und eine theoretische Formel zu deren Beschreibung angepaßt werden (Abb. 16 (d)). Als Funktion wurde eine parametrisierte Bethe - Bloch - Formel mit 5 freien Parametern benutzt, die den Dichteeffekt (siehe Kapitel 3.1.1) berücksichtigt. Näheres zu dieser Funktion und zu den Ergebnissen der Anpassung ist im Anhang (Seite 60) bzw. in [13] zu finden.

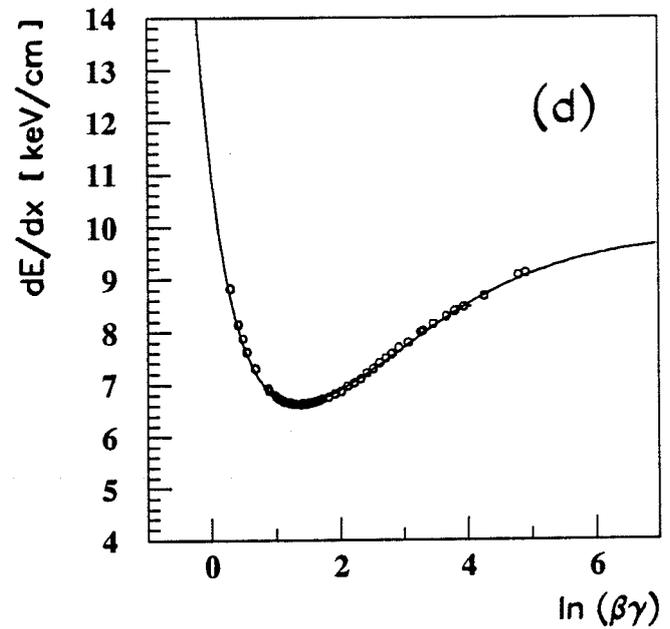
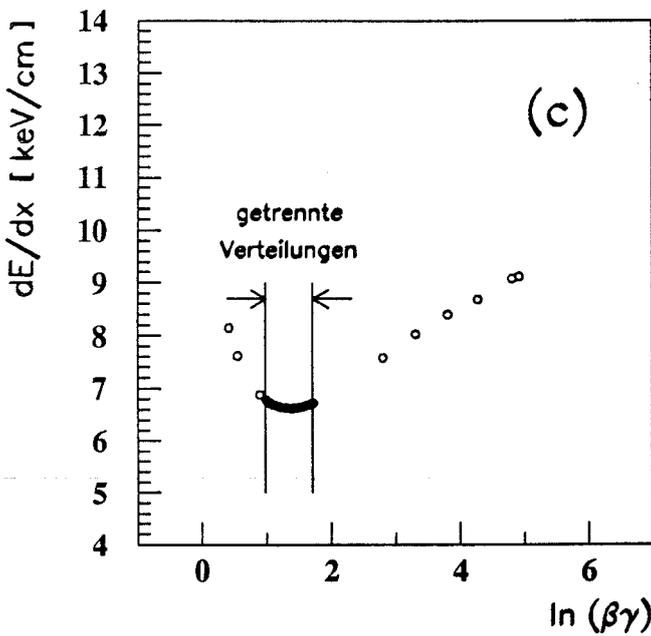
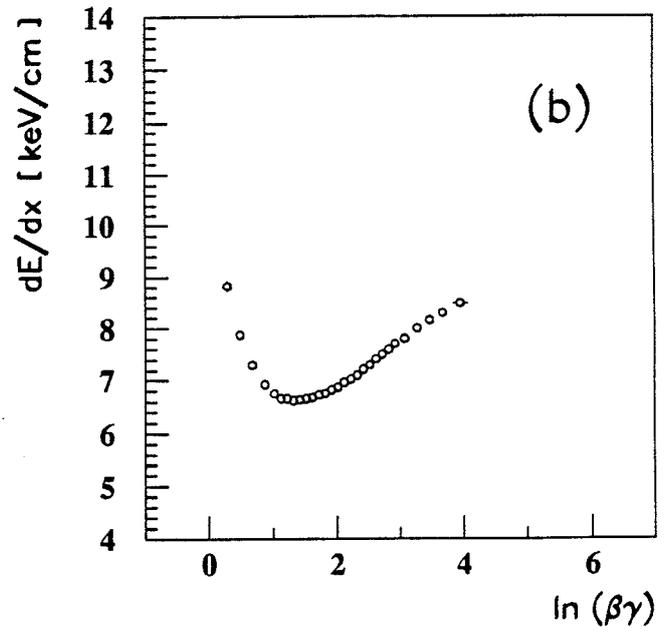
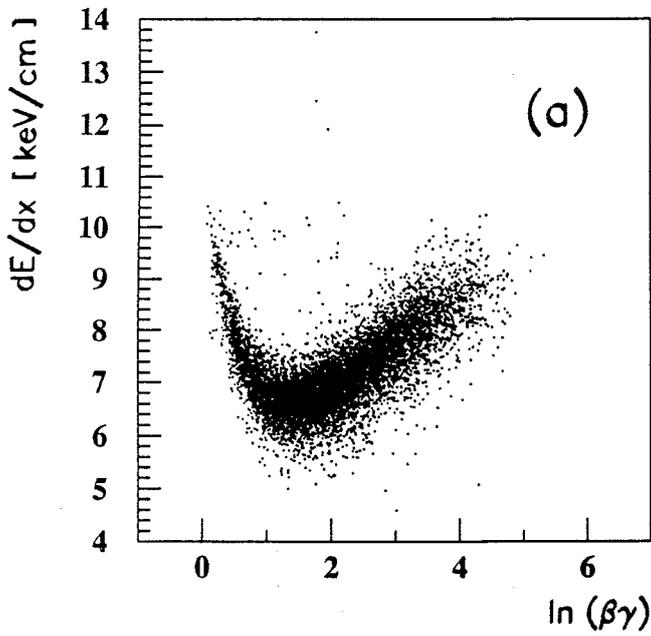


Abb. 16: Die  $\frac{dE}{dx}$  - Parametrisierung mit Hilfe von Pionen. Pionen aus  $K_s^0$  - Zerfällen (a),  $\frac{dE}{dx}$  - Mittelwerte der Pionen aus  $K_s^0$  - Zerfällen (b),  $\frac{dE}{dx}$  - Mittelwerte von Pion -  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen (c), alle  $\frac{dE}{dx}$  - Mittelwerte zusammen mit der angepaßten Funktion (d).

### 6.3.2 Parametrisierung für leichte Teilchen

Unter leichten Teilchen sind hier Elektronen bzw. Positronen zu verstehen. Wie man aus Abb. 15 (b) erkennen kann, ist der Wert des Energieverlustes für Elektronen im Bereich der Anpassungen nahezu konstant. Wenn man den Verlauf der Funktion für Elektronen im Fitbereich in Abb. 15 (b) genauer betrachtet, sieht man, daß für einen Impuls oberhalb  $1.5 \frac{GeV}{c}$  sich der Wert des Energieverlustes vom Plateauwert nur um weniger als 0.2 % unterscheidet. Man kann also, um den Plateauwert zu bestimmen, alle Elektronen oberhalb von  $1.5 \frac{GeV}{c}$  benutzen, die bei dem benutzten DEDX - Hit - Schnitt von 80 Hits noch gut trennbare  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen besitzen. Dies gilt für Elektronen unterhalb  $3.8 \frac{GeV}{c}$ . Damit hat man ein Impulsintervall, das weiter eingeteilt werden kann und somit viele Messungen des Plateauwertes erlaubt. Dies geschieht, um einen möglichen Anstieg des Energieverlustes mit dem Impuls im niederenergetischen Bereich zu erkennen und durch

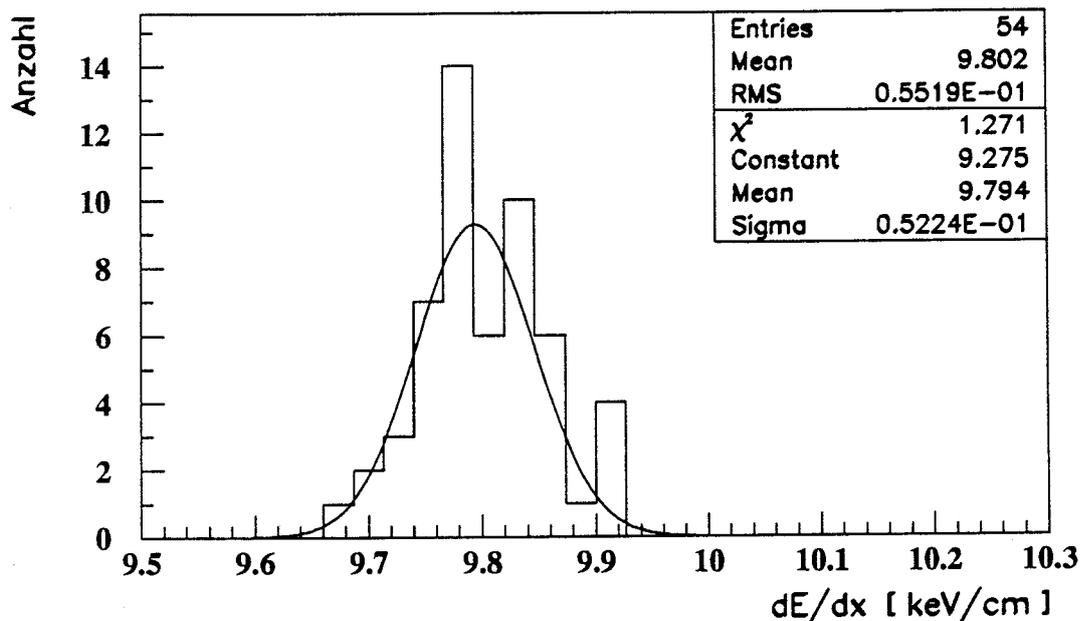


Abb. 17: mittlerer Energieverlust von hochenergetischen Elektronen ( $p > 1.5 \frac{GeV}{c}$ ).

die Nichtberücksichtigung dieser Werte mit Sicherheit nur Werte in Plateunähe in die Berechnung mitaufzunehmen. Die Verteilung dieser Einzelmeßwerte ist in Abb. 17 dargestellt, der entsprechende Mittelwert beträgt  $9.79 \pm 0.05 \frac{keV}{cm}$ . Dies ist somit der  $\frac{dE}{dx}$  - Plateauwert für Elektronen und kann in dem oben beschriebenen Anpassungsbereich als Startwert für den mittleren Energieverlust der Elektronen benutzt werden. Für die Startwerte der Energieverlust - Mittelwerte für Elektronen wird also aus oben genannten Gründen keine Impulsabhängigkeit angesetzt.

## 7 Bestimmung von Teilchenraten und Korrekturen

In diesem Abschnitt sollen die in Kapitel 6.1 beschriebene Vorgehensweise genauer erläutert und konkrete Korrekturfunktionen und Ergebnisse vorgestellt werden.

### 7.1 Anpassungen an die $\frac{dE}{dx}$ - Verteilungen

Wie schon in Kapitel 6.1 dargestellt, werden an die  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen für Impulse größer  $1 \frac{GeV}{c}$  jeweils 4 Gaußfunktionen angepaßt, um die einzelnen Teilchenraten bestimmen zu können. Andere geladene Teilchen als Elektronen, Pionen+Myonen, Kaonen und Protonen kommen nicht in nennenswerter Anzahl vor. Die Anpassungen werden nur für die Impulsbereiche und Teilchensorten, bei denen die Einzelverteilungen nicht vollständig getrennt sind vorgenommen. Hat man hingegen eine oder mehrere vollständig getrennte Gaußverteilungen, so wird die Anzahl der zugehörigen Teilchen durch Abzählen ermittelt.

Für den Fit an die  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen der Daten werden als Startwerte für die Mittelwerte der 4 Teilchensorten die Ergebnisse aus den in Kapitel 6.3 beschriebenen Parametrisierungen verwendet. Um Startwerte für die 4 Breiten und 4 Konstanten zu erhalten, werden Anpassungen an die äquivalenten  $\frac{dE}{dx}$  - Einzelverteilungen des Monte Carlo gemacht. Einzelverteilung bedeutet hier, daß man im Monte Carlo die Information über die Teilchensorte ausnutzt und so für jede Teilchensorte eine gaußförmige  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilung erhält.

Man erhält also für die Mittelwerte die Startwerte aus der Parametrisierung des Daten - Energieverlustes und schätzt einen maximalen Fehler der Startwerte der Mittelwerte durch die Parametrisierung von 1 % ab. Diesen Wert erhält man aus der Breite der Verteilung der Abweichungen zwischen den Werten der Parametrisierung und den wahren gemessenen Werten (Residuum). Die Abschätzung des maximalen Fehlers der Startwerte der Breiten (diese Startwerte werden aus dem Monte Carlo gewonnen) erhält man durch folgenden Vergleich. Wenn man die relativen Auflösungen für minimal ionisierende Pionen in den Daten (4.4 %) und im Monte Carlo (4.7 %) miteinander vergleicht, sieht man, daß die Auflösung in den Daten um 7 % besser ist als im Monte Carlo. Daher wird der maximale Fehler der Startwerte der Breiten zu 10 % angenommen. Für die Fehler der Startwerte der Konstanten kann im Bereich hoher Impulse keine Abschätzung angegeben werden, denn dies sind die eigentlichen Größen, die gemessen werden sollen. Es wird aber angenommen, daß für diesen Bereich, in dem die Anpassungen gemacht werden, das Monte Carlo den Wert der Konstanten der Gaußverteilungen (also die relativen Teilchenraten) nicht völlig falsch beschreibt, so daß man auch diese Parameter in entsprechenden Grenzen schwanken lassen kann. Die Größenordnung dieser Grenzen (maximale Fehler der Startwerte der Konstanten) wird durch Vergleich der Raten in den Daten und im Monte Carlo für niedrige Impulse bestimmt. Unterläßt man die Begrenzung der Parameter im Fit, dann kommt man zu keinen physikalisch sinnvollen Ergebnissen. Das  $\chi^2$  der Fits wird zwar besser, aber durch die vielen Möglichkeiten der Parameter sich einzustellen endet der Fit in diesem Fall in einem Minimum, das völlig unphysikalisch ist. Um dies zu überprüfen und die Methode auf die Qualität ihrer Ergebnisse zu testen, wurden Fits an Monte Carlo - Verteilungen gemacht, bei denen die Startwerte im Rahmen der oben abgeschätzten Fehler für die Daten - Startwerte verschmiert wurden. Diese Untersuchungen haben ergeben, daß es auch mit Monte Carlo - Daten nicht möglich ist, die richtigen Teilchenraten zu rekonstruieren, wenn die Startwerte der Parameter zu weit von ihren wahren Werten entfernt lagen und zusätzlich keine Schwankungsbreiten vorgegeben wurden. Außerdem konnte gezeigt werden, daß es auch mit Monte Carlo - Daten unmöglich ist, an den Kreuzungsstellen richtige Ergebnisse im Rahmen der Fehler zu erhalten, wenn die Startwerte verschmiert wurden. Aus diesen Gründen wurden die Kreuzungsbereiche bei der Analyse nicht berücksichtigt, und alle Parameter wurden während der Fits begrenzt.

Es liegt nun nahe, für jedes Impulsbin einen Fit mit oben beschriebenen Startwerten an die Daten -  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen zu machen und dabei die Parameter für die Mittelwerte um  $\pm 1.0\%$ , für die Breiten um  $\pm 10.0\%$  und für die Konstanten um z.B.  $\pm 15.0\%$  variieren zu lassen.

Hierbei entsteht nun folgendes Problem: Eine Messung (eine Anpassung) macht keine zuverlässige Aussage über die wahre Teilchenrate, denn es kann sein, daß gerade bei dieser einen Messung (diesen Schwankungsbreiten) der Fit in einem Minimum konvergiert, das neben dem physikalischen Minimum liegt. Einerseits sollten die Fits auch bei größeren Schwankungsbreiten vernünftig konvergieren, andererseits hat man bei einer einzigen Anpassung keine Abschätzung über die systematischen Fehler, die bei der Anpassungsprozedur gemacht wurden, erhalten. Aus diesen Gründen können die Begrenzungen für die Parameter (Schwankungsbreiten) und/oder die Startwerte der Parameter variiert werden, also der Fit an eine Verteilung mehrfach durchgeführt werden. Dabei können folgende systematischen Effekte auftreten:

- Es kann sein, daß das Ergebnis der Anpassungen (also die Raten) von der Wahl der Schwankungsbreiten abhängt. Es könnte also z.B. passieren, daß bei der Wahl kleiner Schwankungsbreiten für eine bestimmte Teilchensorte kleinere Raten gemessen werden, während bei Vergrößerung der Schwankungsbreiten systematisch größere Raten für diese Teilchensorte gemessen werden. Durch systematische Untersuchungen konnten keine Unterschiede zwischen den Verteilungen der Raten für kleine und für große Schwankungsbreiten gefunden werden.
- Eine andere Systematik kann in einer möglichen Abhängigkeit der Ergebnisse der Fits von der Wahl der Startwerte bestehen (wenn die Begrenzungen der Parameter hinreichend groß gewählt wurden). Um diese Frage zu klären, wurden verschiedene Kombinationen von Fits durchgeführt, bei denen jeweils die Schwankungsbreiten der Parameter und die Startwerte der Parameter verändert wurden. Dabei wurde festgestellt, daß die Ergebnisse (Teilchenraten) in zu vernachlässigendem Maße von der Variation der Startwerte abhängen, wenn sich diese Variationen in der Größenordnung der halben maximalen Fehler (s.o.) bewegen und die Schwankungsbreiten dementsprechend vergrößert worden sind. Werden die Startwerte in größerem Maße verändert, dann erhält man keine physikalisch sinnvollen Ergebnisse.

Zur Bestimmung der Teilchenraten wurden daher nur die Begrenzungen der Parameter bei den verschiedenen Anpassungen variiert. Als Variation wurden unter Berücksichtigung der maximalen Fehler (s.o.) die in Tabelle 3 angegebenen Bereiche verwendet. Dabei wurden auch Schwankungsbreiten zugelassen, die kleiner und solche, die größer als die maximalen Fehler waren.

Parameter	Variation	Variation	Variation	Variation
Mittelwerte	$\pm 0.5\%$	$\pm 1.0\%$	$\pm 1.5\%$	$\pm 2.0\%$
Breiten	$\pm 5.0\%$	$\pm 10.0\%$	$\pm 15.0\%$	
Konstanten	$\pm 10.0\%$	$\pm 15.0\%$	$\pm 20.0\%$	$\pm 30.0\%$

Tabelle 3: Variation der Schwankungsbreiten der Fitparameter.

Das bedeutet, daß für jedes Impulsbin 48 (= 4 · 3 · 4) Fits gemacht werden und man für jede Teilchensorte 48 Raten erhält. Die Startwerte wurden nach obigen Verfahren bestimmt und für alle 48 Fits konstant gelassen. Die Raten errechnen sich aus den Einträgen unter den entsprechenden Gaußverteilungen. Die Verteilungen der jeweils 48 Raten sieht man exemplarisch für ein Impulsintervall von  $3.67 \frac{GeV}{c}$  bis  $3.86 \frac{GeV}{c}$  in Abb. 18 (a) bis Abb. 18 (d). Wie man in diesen Abbildungen sieht, geben Gaußfits an die Ratenverteilungen der Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen die

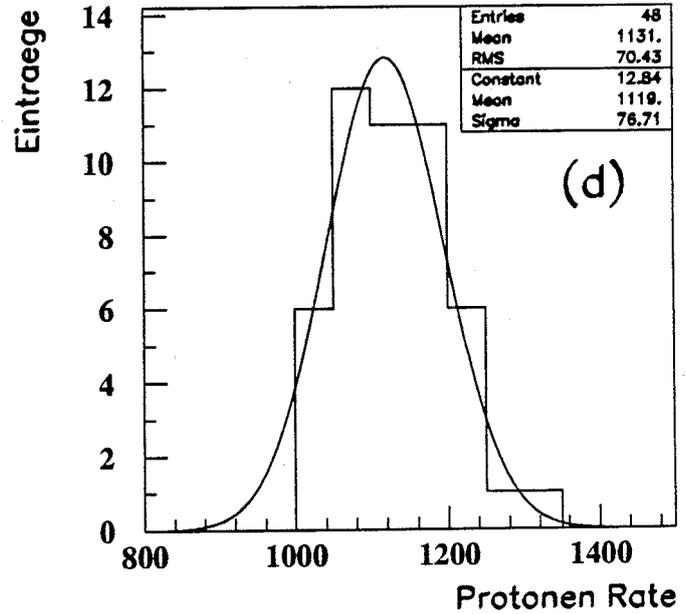
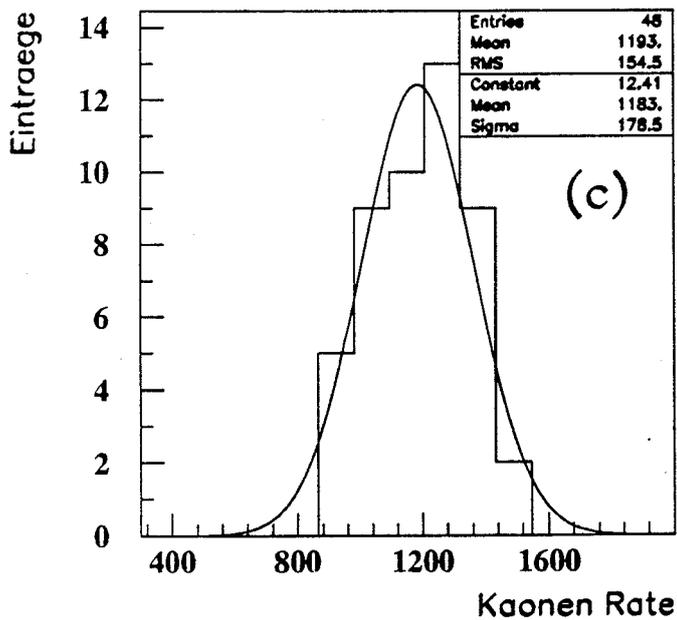
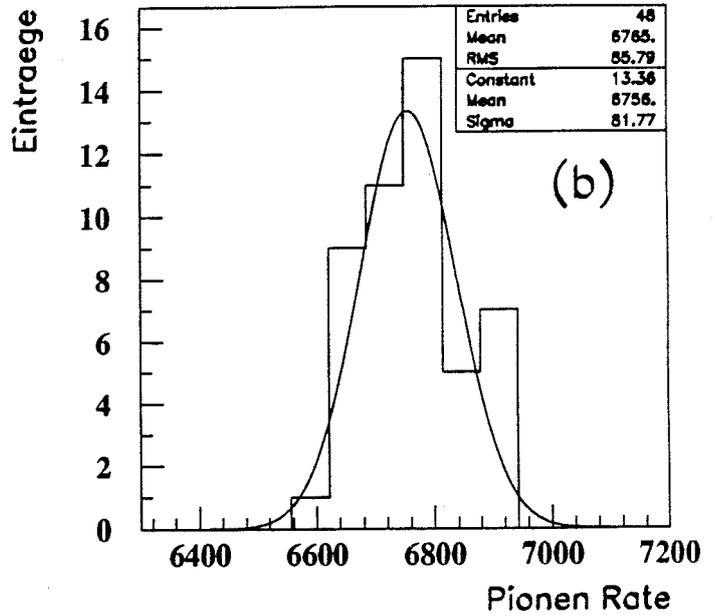
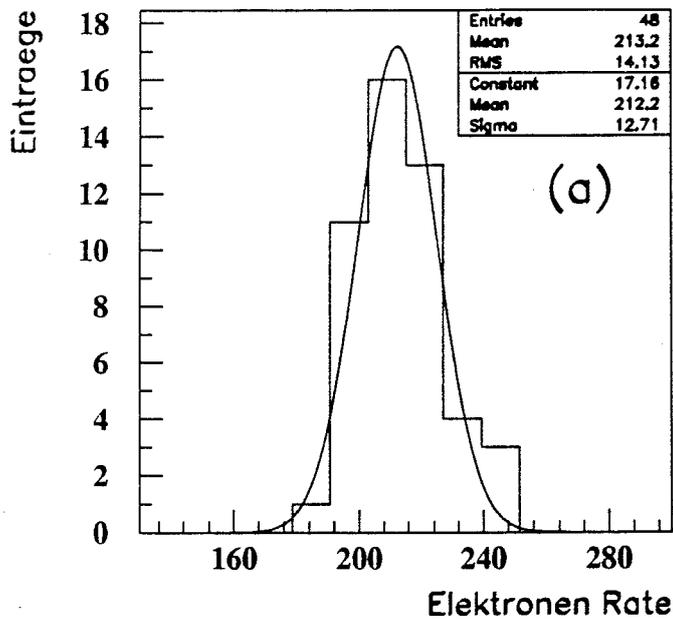


Abb. 18: Gemessene Raten für Elektronen (a), Pionen (b), Kaonen (c) und Protonen (d) für ein Impulsintervall von  $3.67 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $3.86 \frac{\text{GeV}}{c}$ .

experimentellen Ergebnisse befriedigend wieder, wie man durch Vergleich der Mittelwerte und Breiten der Verteilungen und der Fits erkennt.

Die **mittleren Raten** in dem jeweiligen Impulsbin erhält man aus den Mittelwerten der Verteilungen der Raten und schätzt den **systematischen Fehler** der ganzen Anpassungsprozedur an die  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen durch die Breiten (RMS - Werte) dieser Verteilungen ab. Für das in Abb. 18 dargestellte Impulsbin erhält man die in Tabelle 4 angegebenen mittleren Raten und Fehler.

Teilchensorte	mittl. Rate	sys. Fehler	stat. Fehler
<i>Elektronen</i>	213.2	± 14.1	± 14.6
<i>Pionen</i>	6765.0	± 85.8	± 82.3
<i>Kaonen</i>	1193.0	± 154.5	± 34.5
<i>Protonen</i>	1131.0	± 70.4	± 33.6

Tabelle 4: mittlere Raten und Fehler zu Abb. 18.

Unter Hinzunahme der Raten, die durch reines Abzählen gewonnen wurden, erhält man also für alle 47 Impulsbins und für jede der 4 Teilchensorten eine Rate mit einem entsprechenden Fehler. Dieser Fehler setzt sich aus dem oben beschriebenen systematischen Fehler und dem statistischen Fehler zusammen. Für die Bereiche kleinen Impulses spielt nur der statistische Fehler eine Rolle, denn hier verschwinden die systematischen Fehler ganz (die Spuren werden nur abgezählt).

Mit diesen Raten hat man Impulsverteilungen vorliegen, aber bevor daraus physikalische Schlüsse gezogen werden können, müssen eine Reihe von Korrekturen angebracht werden, auf die in den nächsten Kapiteln eingegangen wird.

Zuerst sollte die Summe der in einem Impulsbin bestimmten Raten mit der Summe aller Spuren, an die die Fits gemacht wurden, übereinstimmen (*Normierung, Kapitel 7.2*). Dann muß bedacht werden, daß durch die Qualitätsanforderungen an die Spuren einige Spuren nicht berücksichtigt wurden (*Effizienzkorrektur, Kapitel 7.2*). Danach werden von den Pionraten die Myonraten abgezogen (*Myon - Subtraktion, Kapitel 7.3*). Zum Schluß werden Spuren abgezogen, die aus Wechselwirkungen mit dem Detektor stammen, und es wird auf Teilchen korrigiert, die der Detektor nicht als geladene Spuren registriert hat (*Detektorabhängige Korrekturen, Kapitel 7.4*).

## 7.2 Normierung und Effizienzkorrektur

Wie schon oben erwähnt, sollte in jedem Impulsbin die Summe der Raten mit der Summe aller Spuren, an die die Anpassung gemacht wurde, übereinstimmen. In den Daten wie im Monte Carlo ist aber zu beobachten, daß die Summen der gemessenen Raten um 1 - 1.5 % systematisch zu klein sind. Um diesen Effekt zu korrigieren, der durch nicht gaußische Ausläufer der  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen zu erklären ist, wird jede Rate mit einem entsprechenden Faktor multipliziert, so daß folgende Bedingung erfüllt ist :

$$\sum_{i=1}^4 Rate(i) = \sum_{i=1}^n Spur(i) \quad . \quad (7.1)$$

Dabei bezeichnet  $Spur(i)$  diejenigen Spuren, an die die Anpassung vorgenommen wurde.

Um wieder zu der ursprünglichen Anzahl aller im Detektor rekonstruierten Spuren zu kommen, wird die impulsabhängige Effizienz der vorgenommenen Schnitte ermittelt.

Unter der impulsabhängigen Effizienz  $\epsilon(p)$  versteht man :

$$\epsilon(p) = \frac{\text{Anzahl der Spuren nach Schnitten}(p)}{\text{Anzahl der Spuren vor Schnitten}(p)} \quad . \quad (7.2)$$

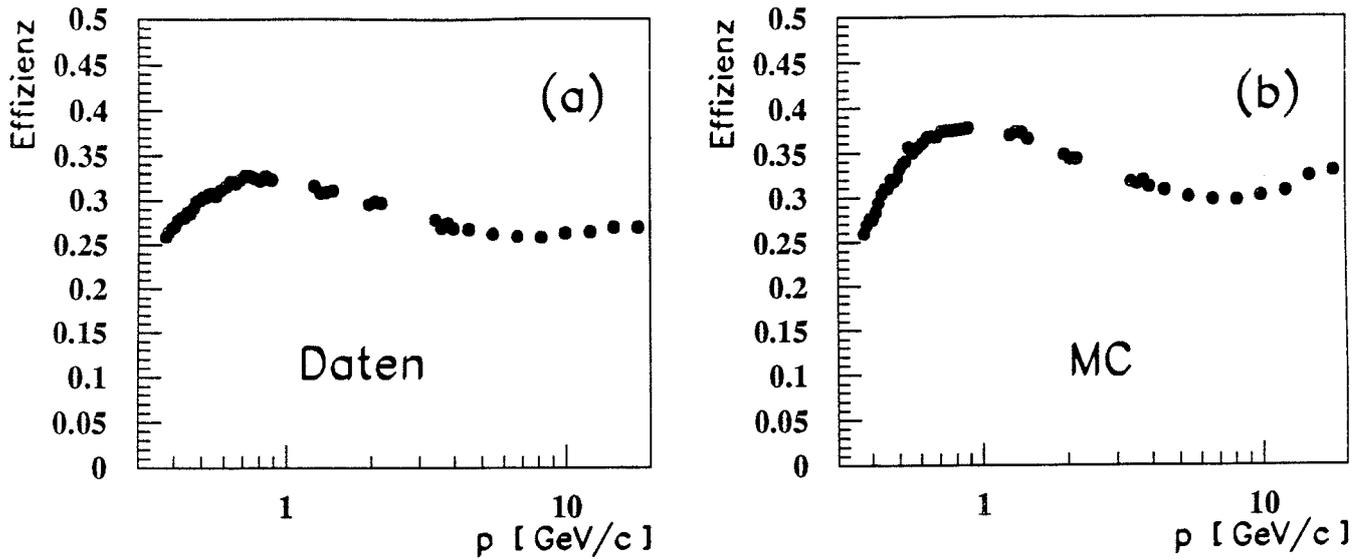


Abb. 19: Effizienzen für Daten (a) und Monte Carlo (b) für alle geladenen Spuren.

Dieses Verhältnis läßt sich in den Daten und im Monte Carlo einfach durch das Abzählen aller Spuren vor und nach den Schnitten berechnen. In Abb. 19 (a) und Abb. 19 (b) sind diese impulsabhängigen Funktionen zu sehen. Man erkennt, daß in den Daten und im Monte Carlo die Effizienzen für alle Spuren verschieden sind. Dies hat seinen Grund in unterschiedlichen Verteilungen derjenigen Größen in den Daten und im Monte Carlo, auf die man seine Schnitte anwendet (siehe Anhang Seite 58). Für die Korrektur der Raten der einzelnen Teilchensorten interessiert aber nicht die Effizienz für alle Spuren, sondern die Effizienz für jede einzelne Teilchensorte. Diese läßt sich leicht unter Ausnutzung der Teilchenmarkierung im Monte Carlo bestimmen (Abb. 20). Für die Daten können diese Nachweiswahrscheinlichkeiten dagegen nicht direkt bestimmt werden. Da schon die Effizienz für alle Spuren in den Daten und im Monte Carlo sehr unterschiedlich ist (Abb. 19 (a) und Abb. 19 (b)), kann man die aus dem Monte Carlo gewonnenen Effizienzen der einzelnen Teilchensorten für die Daten nicht verwenden. Unter der Annahme, daß die inkorrekte Simulation einzelner Verteilungen im Monte Carlo nicht von der Teilchensorte abhängt, können die Dateneffizienzen für einzelne Teilchensorten berechnet werden. Dazu wird eine relative Effizienz  $r\epsilon_i(p)$  für jede Teilchensorte  $i$  definiert :

$$r\epsilon_i(p) = \frac{\epsilon_i(p)}{\epsilon_{\text{alle Spuren}}(p)} \quad (7.3)$$

Nach obiger Annahme sind nun diese relativen Effizienzen für die Daten und das Monte Carlo gleich :

$$r\epsilon_i^{MC}(p) = r\epsilon_i^{\text{Daten}}(p) \quad (7.4)$$

Um die Effizienzen für einzelne Teilchensorten für die Daten zu berechnen, werden die Formeln 7.3 und 7.4 zusammengefaßt, und man erhält :

$$\epsilon_i^{\text{Daten}}(p) = \epsilon_i^{MC}(p) \cdot \frac{\epsilon_{\text{alle Spuren}}^{\text{Daten}}(p)}{\epsilon_{\text{alle Spuren}}^{MC}(p)} \quad (7.5)$$

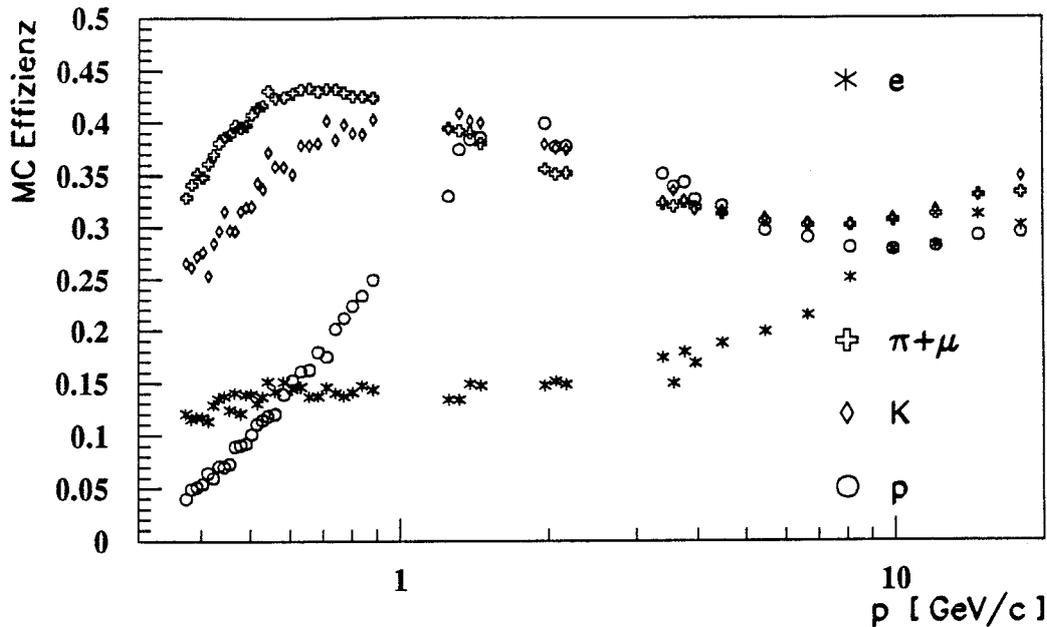


Abb. 20: Effizienzen für einzelne Teilchensorten im Monte Carlo.

Die nach dieser Formel berechneten Effizienzen sind in Abb. 21 (a) bis Abb. 21 (d) dargestellt. In Abb. 21 (a) und Abb. 21 (b) sieht man die Pion - und Kaon - Effizienzen, die impulsabhängig zwischen 25 % und 40 % schwanken. Der Korrekturfaktor, mit dem die Teilchenraten multipliziert werden, entspricht jeweils der reziproken Effizienz. In Abb. 21 (c) und Abb. 21 (d) sind die Effizienzen für Protonen/Antiprotonen und für Antiprotonen allein dargestellt. An diesen beiden Abbildungen erkennt man, warum unterhalb eines Impulses von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  nur Antiprotonraten verwendet wurden, oberhalb aber Protonraten und Antiprotonraten. Dies hat seinen Grund darin, daß für kleine Impulse die Effizienz für Protonen und Antiprotonen bei ungefähr 4 % liegt (Korrekturfaktor 25). Dieses Verhalten liegt wieder an der großen Zahl von Wechselwirkungsprotonen bei kleinen Impulsen. Daher wäre die Analyse sehr davon abhängig, ob diese Prozesse im Monte Carlo korrekt beschrieben werden. Um das zu vermeiden, verwendet man in der Analyse nur Spuren mit der Ladung -1. Die Effizienz für Antiprotonen beträgt ungefähr 40 % bis 50 % für kleine Impulse. Hierbei muß darauf geachtet werden, daß diese Spuren mit der Ladung -1 nach allen Schnitten auch wirklich nur aus Antiprotonen bestehen und keinen Protonenuntergrund enthalten. Dieser Untergrund würde aus Protonen bestehen, die von außen in die Kammer zurückgestreut werden. Denn diese Protonen erscheinen durch die Ladungsbestimmung mittels Krümmung im Magnetfeld als Teilchen mit negativer Ladung. Obige Voraussetzung wurde im Monte Carlo überprüft, das heißt durch die angewandten Schnitte (speziell durch den  $d_0$  - Schnitt) konnten im Monte Carlo alle rückgestreuten Protonen beseitigt werden. Nach dem Ausführen dieser Effizienzkorrekturen erhält man die Raten für alle Teilchen, die im Detektor eine geladene Spur hinterlassen haben.

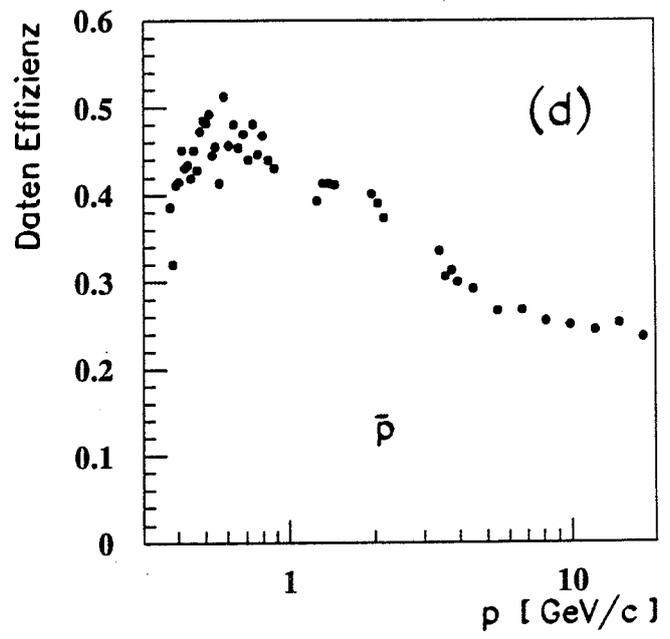
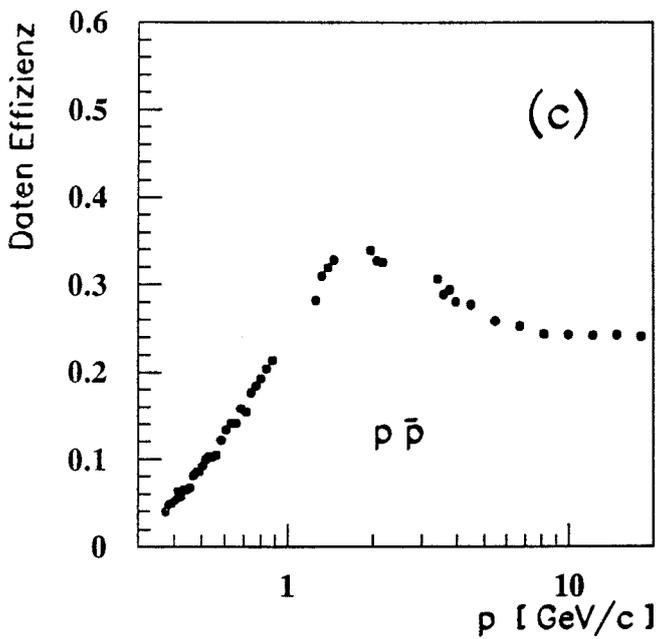
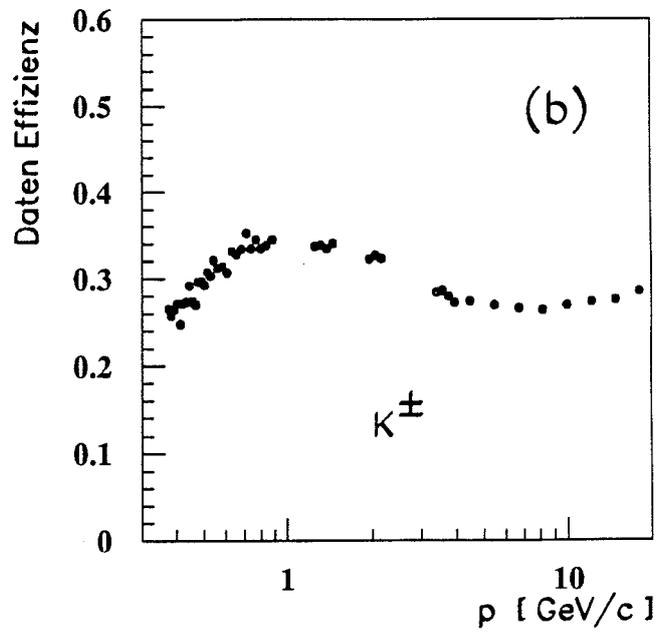
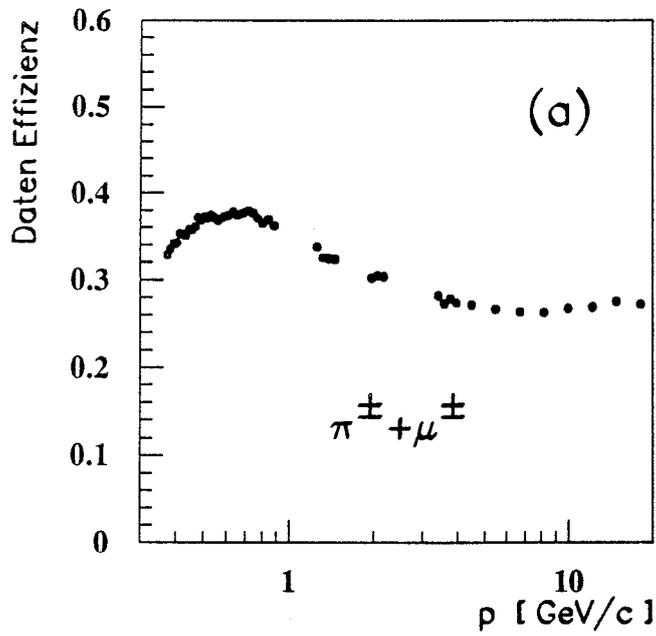


Abb. 21: Effizienzen für Pionen (a), Kaonen (b), Protonen/Antiprotonen (c) und Antiprotonen (d).

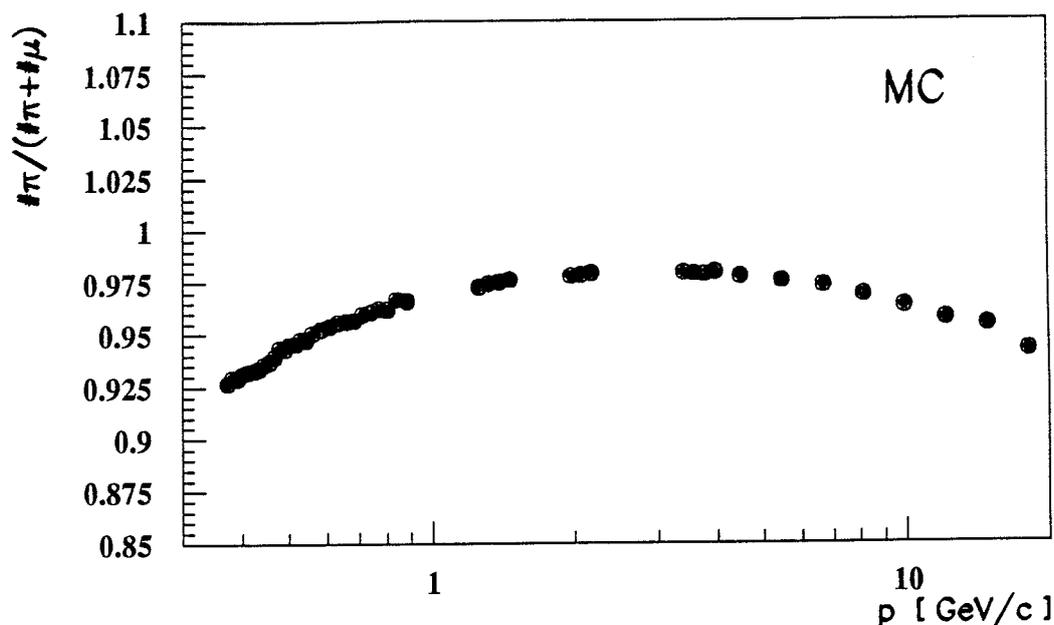


Abb. 22: Verhältnis von Pionen mit geladenen Spuren zu Pionen und Myonen mit geladenen Spuren im Monte Carlo.

### 7.3 Myon - Subtraktion

Wie oben schon dargestellt, ist es nicht möglich, die Pionen und Myonen im benutzten Impulsbereich mit Hilfe der  $\frac{dE}{dx}$  - Information zu trennen. Daher sind in den Pionraten auch alle in dem jeweiligen Impulsintervall vorhandenen Myonen enthalten. Um die reinen Pionraten zu erhalten, werden alle Myonen impulsabhängig abgezogen. Dazu ist in Abb. 22 das aus Monte Carlo - Ereignissen gewonnene Verhältnis aller Pionen mit einer geladenen Spur zu der Summe aller Pionen und Myonen mit einer geladenen Spur dargestellt. Man sieht, daß die Korrektur zwischen 2 % und 7 % liegt. Dieses Verhältnis wird für die Korrektur der Daten verwendet. Die dabei möglicherweise gemachten Fehler sind gegenüber den systematischen und statistischen Fehlern zu vernachlässigen. Die Korrekturfaktoren entsprechen dem dargestellten Verhältnis.

Die Anreicherung von Myonen in Abb. 22 bei hohen Impulsen kann durch Zerfälle von Teilchen, die schwere Quarks enthalten, erklärt werden. Die Anreicherung von Myonen bei kleinen Impulsen läßt sich hingegen durch die Zerfälle  $\pi \rightarrow \mu + \nu$  und  $K \rightarrow \mu + \nu$  begründen.

### 7.4 Detektorabhängige Korrekturen

Von Interesse ist letztlich nicht die Anzahl der Teilchen, die im Detektor eine geladene Spur hinterlassen haben, sondern die Anzahl der geladenen Teilchen, die durch die  $Z^0$  - Zerfälle entstanden sind. Daher werden geladene Teilchen ohne nachweisbare geladene Spur (weil sie z.B. zerfallen sind, bevor sie die Jetkammer erreicht haben, oder da sie sich in dem nichtsensitiven Bereich der Jetkammer bewegen) zu der Anzahl von Teilchen mit geladener Spur hinzuaddiert (Akzeptanzkorrektur). Auf der anderen Seite hat man durch die Effizienz - Korrektur diejenigen Teilchen mit in

die Raten aufgenommen, die aus hadronischer Wechselwirkung mit den Detektormaterialien stammen. Da durch die Wahl der Schnitte fast alle Wechselwirkungsspuren aus den Daten beseitigt worden sind, bewirkt die Effizienz - Korrektur u.a. auch die Addition der bekannten Anzahl von Wechselwirkungsprodukten aus dem Monte Carlo zu der Anzahl der gemessenen Spuren. Diese Wechselwirkungsprodukte werden rein formal wieder abgezogen.

Um nur diejenigen geladenen Teilchen mitzuzählen, welche aus dem  $Z^0$  - Zerfall stammen, wird folgender impulsabhängiger Korrekturfaktor definiert, der beide oben beschriebenen Korrekturen enthält und der aus dem Monte Carlo bestimmt wird :

$$\text{Korrekturfaktor } (p) = \frac{\text{Anzahl aller geladenen Teilchen aus dem } Z^0 \text{ - Zerfall } (p)}{\text{Anzahl der Teilchen mit geladener Spur } (p)} \quad (7.6)$$

Diese Korrekturfaktoren sind für Pionen, Kaonen, Protonen/Antiprotonen und Antiprotonen in Abb. 23 (a) bis Abb. 23 (d) dargestellt.

Für die Pionkorrekturfaktoren sind diejenigen Pionen nicht mitberücksichtigt, die aus  $K_L^0$  - Zerfällen stammen. Diese Pionen gehen in die obige Formel nicht als Teilchen aus dem  $Z^0$  - Zerfall ein, da das  $K_L^0$  ein  $c\tau$  von 15.5 m hat und somit zum überwiegenden Teil nicht innerhalb des Detektors zerfällt und daher die Zerfallspionen nicht nachgewiesen werden können.

Der Verlust von Kaonen (Abb. 23 (b)) bei kleinen Impulsen ist durch den Kaonzerfall zu begründen. Der gleiche Effekt wäre bei den Pionen (Abb. 23 (a)) zu beobachten, wird aber durch die große Anzahl von Wechselwirkungspionen ins Gegenteil umgekehrt. Beim Vergleich der Korrekturfaktoren für Protonen/Antiprotonen (Abb. 23 (c)) und Antiprotonen (Abb. 23 (d)) sieht man wieder die große Anzahl von Wechselwirkungsprotonen und den Grund für die alleinige Verwendung von Antiprotonraten unterhalb eines Impulses von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$ . Der Antiprotonkorrekturfaktor (Abb. 23 (d)) zeigt einen flachen Verlauf mit einem konstanten Wert von ungefähr 1.08. Dies ist der Detektorakzeptanz zuzuschreiben, die ihren Grund in der nicht vollständigen Winkelüberdeckung der Jetkammer hat. Annähernd die gleichen Werte können auch für hochenergetische Teilchen der anderen Sorten abgelesen werden.

Nach dieser Korrektur werden die Antiprotonraten für Impulse kleiner  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  verdoppelt und man erhält die vollständig korrigierten Raten für geladene Pionen, geladene Kaonen und Protonen/Antiprotonen.

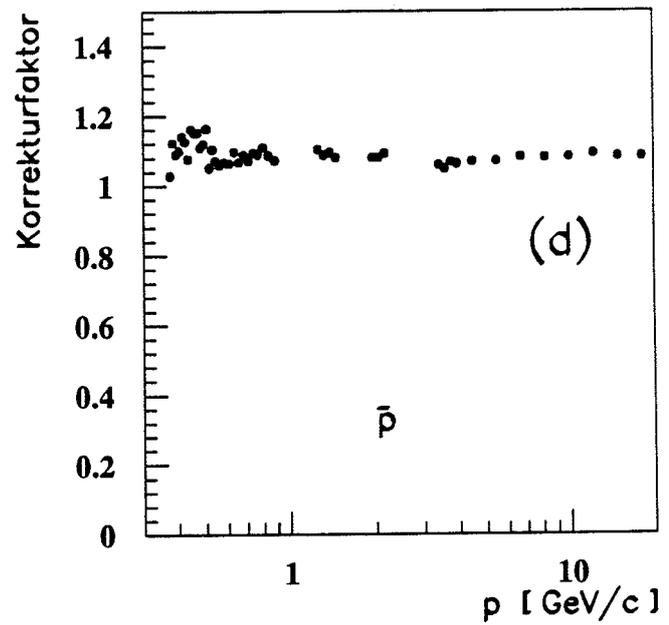
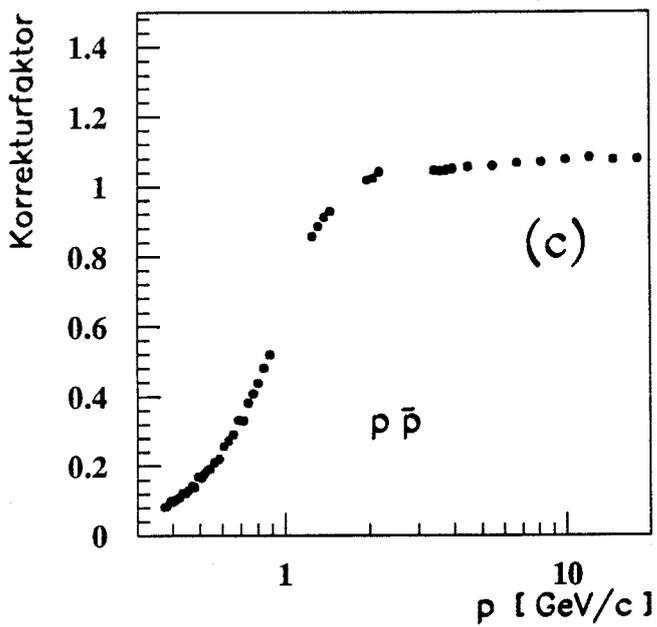
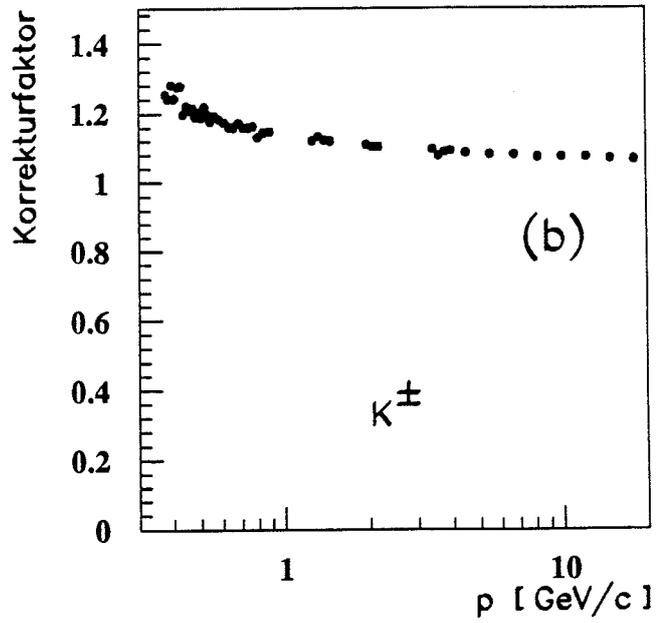
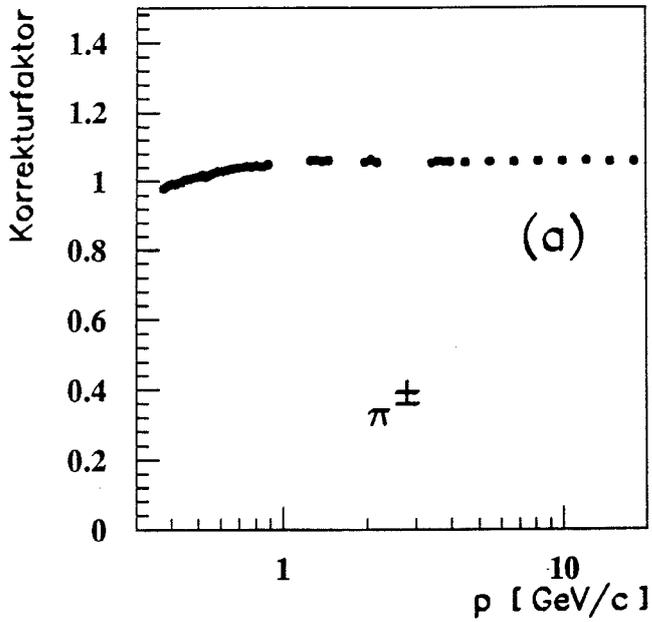


Abb. 23: Korrekturfaktoren für Pionen (a), Kaonen (b), Protonen/Antiprotonen (c) und Antiprotonen (d).

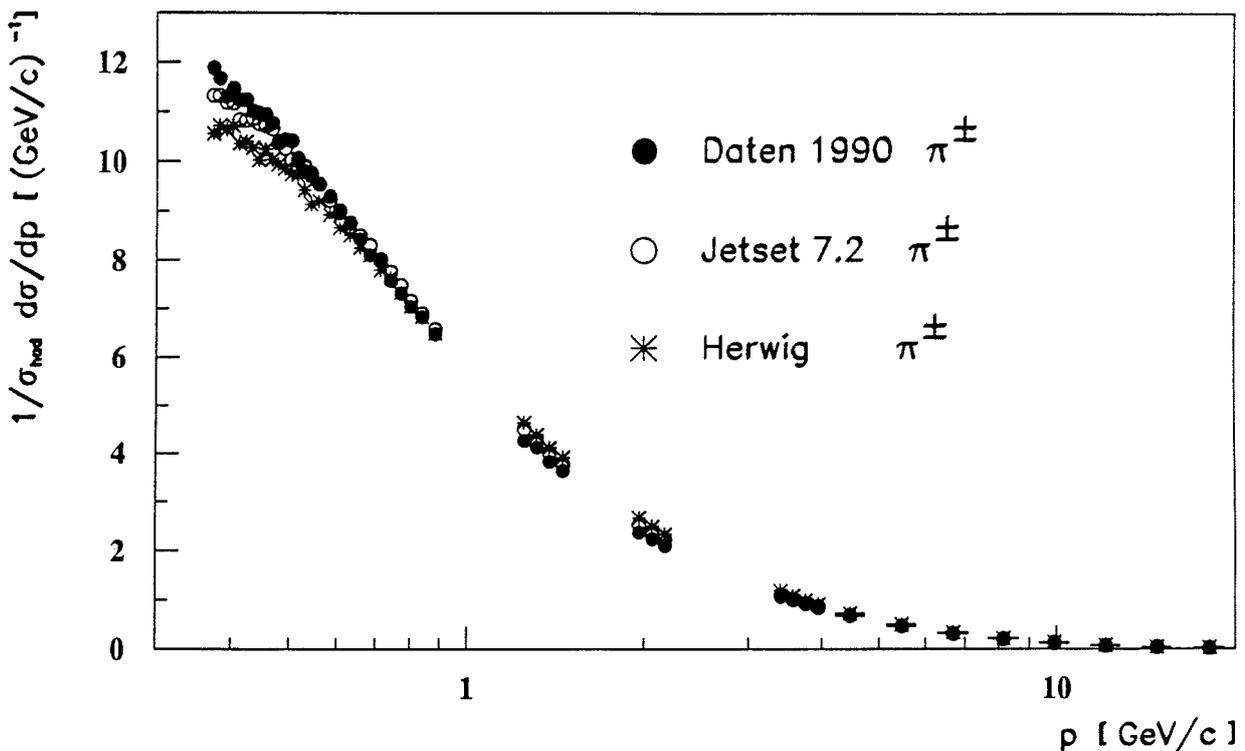


Abb. 24: Impulsverteilung für Pionen.

## 8 Ergebnisse

Zum Schluß sollen die Ergebnisse vorgestellt werden, die mit der beschriebenen Methode erzielt wurden. Dabei werden die gemessenen Impulsverteilungen und Fragmentationsfunktionen dargestellt und mit verschiedenen Monte Carlo - Generatoren (JETSET und HERWIG) verglichen. Die der Untersuchung zugrundeliegenden Datenmengen wurden in Kapitel 5.2 beschrieben. Alle dargestellten Ergebnisse sind auf Detektoreffekte korrigiert, sie beziehen sich also ausschließlich auf die  $Z^0$  - Zerfälle. Das bedeutet, daß für die Monte Carlo - Daten nur die Generatorinformation benutzt wurde, und daß für die Daten alle beschriebenen Korrekturen angewendet wurden. Die in Kapitel 7 beschriebenen Korrekturen der Daten wurden mit dem JETSET - Monte Carlo berechnet.

Eine vergleichbare Arbeit, die auf einer ähnlichen Methode basiert und Ergebnisse eines anderen Experimentes (TPC/2 $\gamma$  - Detektor am PEP - Speicherring mit einer Schwerpunktsenergie von 29 GeV) vorstellt, findet sich in [33].

### 8.1 Impulsverteilungen

Für die Darstellung von Impulsverteilungen werden die gemessenen Raten auf ein Ereignis und ein Impulsintervall der Breite  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  normiert. Die Ergebnisse für Pionen, Kaonen und Protonen sind in Abb. 24, 25 und 26 zu erkennen. Für Pionen, Kaonen und Protonen sind ebenfalls die Impulsverteilungen des JETSET - Generators und des HERWIG - Generators dargestellt. Eine Diskussion der Ergebnisse erfolgt am Ende dieses Kapitels.

### 8.2 Fragmentationsfunktionen

Um diese Ergebnisse mit denen anderer Experimente vergleichen zu können, benötigt man eine Darstellung, die von der zu Grunde liegenden Schwerpunktsenergie des Experimentes unabhängig

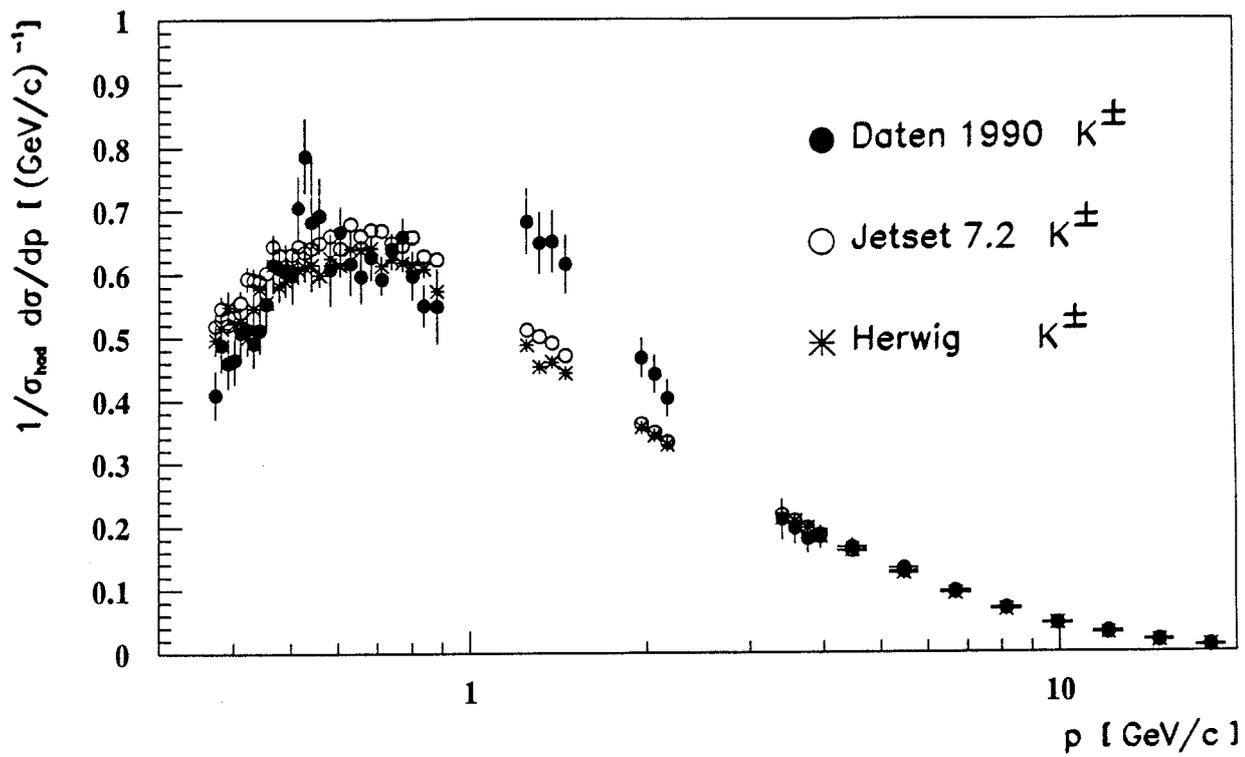


Abb. 25: Impulsverteilung für Kaonen.

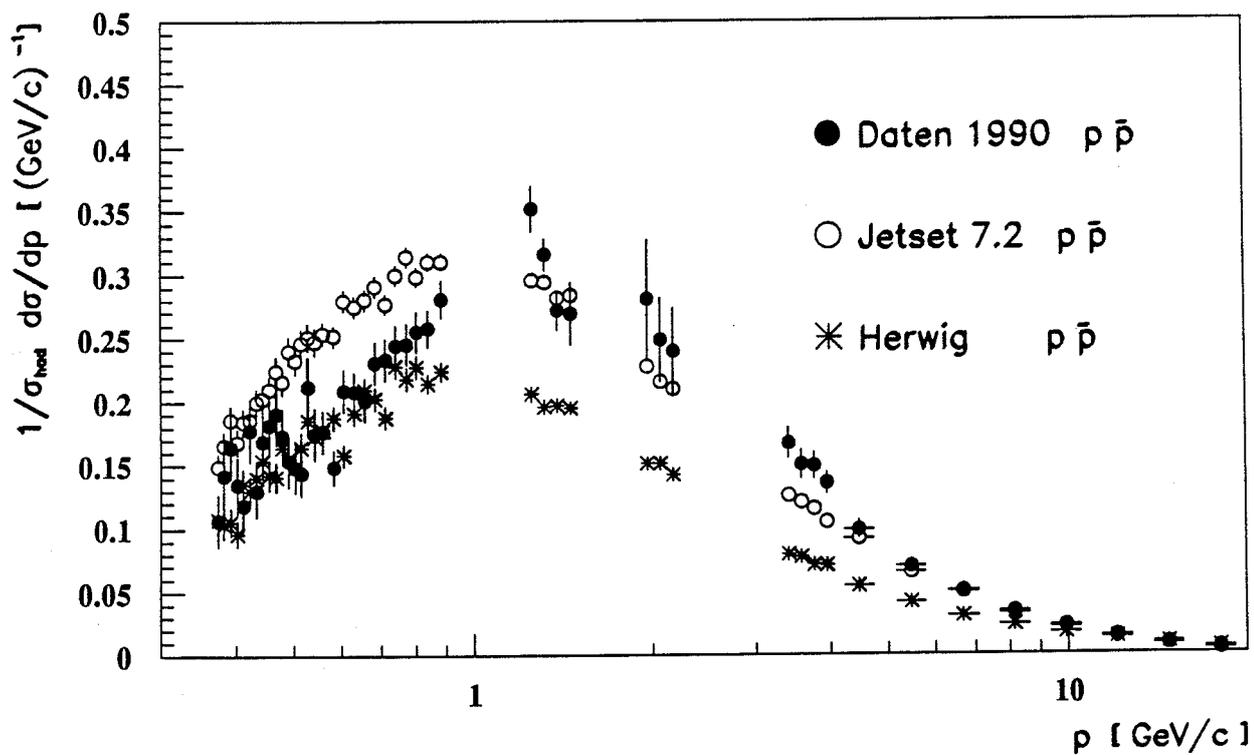


Abb. 26: Impulsverteilung für Protonen.

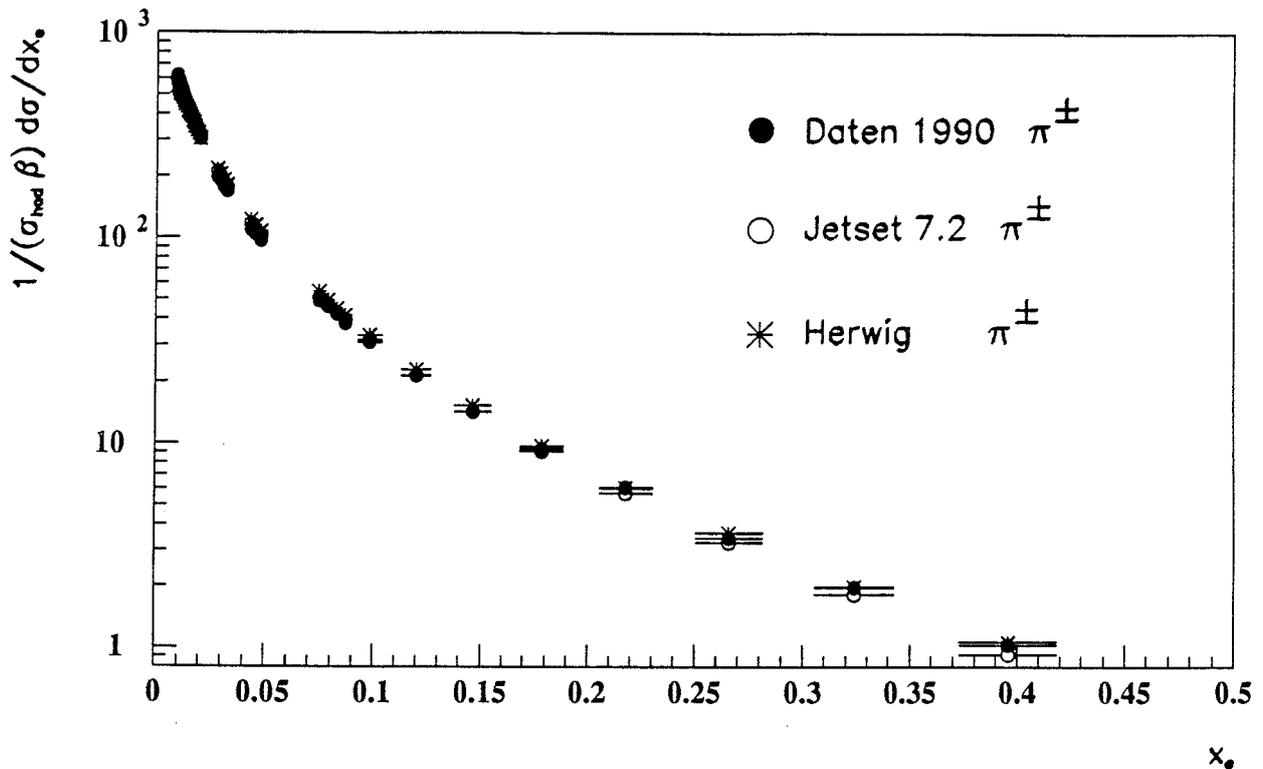


Abb. 27: Fragmentationsfunktion für Pionen als Funktion von  $x_e$ .

ist. Dazu werden sogenannte Fragmentationsfunktionen berechnet.

Häufig benutzt werden zwei Arten der Darstellung, als Funktion von  $x_e$  und als Funktion von  $\ln(\frac{1}{x_p})$ , wobei gilt:  $x_e = \frac{E}{E_{beam}}$  und  $x_p = \frac{p}{p_{beam}}$ . Dabei ist  $E$  die Teilchenenergie,  $E_{beam}$  die Strahlenergie,  $p$  der Teilchenimpuls und  $p_{beam}$  der Strahlimpuls. Die mittlere Strahlenergie von LEP betrug bei den benutzten Daten  $45.65 \text{ GeV}$ , diese Strahlenergie wurde auch für die Monte Carlo - Simulationen verwendet.

#### Abhängigkeit von $x_e$

Diese Darstellung hat folgende Form:

$$\frac{1}{\sigma_{had} \beta} \frac{d\sigma}{dx_e} = \frac{E_{beam}}{c \beta^2} \frac{dn}{dp N_{had}} \quad (8.1)$$

Dabei stellt der Term  $\frac{dn}{dp N_{had}}$  die normierten Raten der Impulsverteilungen dar. Die Fragmentationsfunktionen als Funktion von  $x_e$  für Pionen, Kaonen und Protonen einschließlich des Vergleichs mit dem JETSET - Monte Carlo sind in Abb. 27, 28 und 29 dargestellt.

#### Abhängigkeit von $\ln(1/x_p)$

Hier hat die Darstellung folgende Form:

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{d \ln(\frac{1}{x_p})} = p \frac{dn}{dp N_{had}} \quad (8.2)$$

Die Fragmentationsfunktionen als Funktion von  $\ln(\frac{1}{x_p})$  für Pionen, Kaonen und Protonen zusammen mit einem Vergleich mit dem JETSET - Monte Carlo sind in Abb. 30, 32 und 31 dargestellt. Zusätzlich sind in Abb. 32 auch noch die Ergebnisse einer OPAL -  $K^0$  - Analyse angegeben [32]. Der Übersichtlichkeit wegen wurde das HERWIG - Monte Carlo in dieser Verteilung nicht gezeigt.

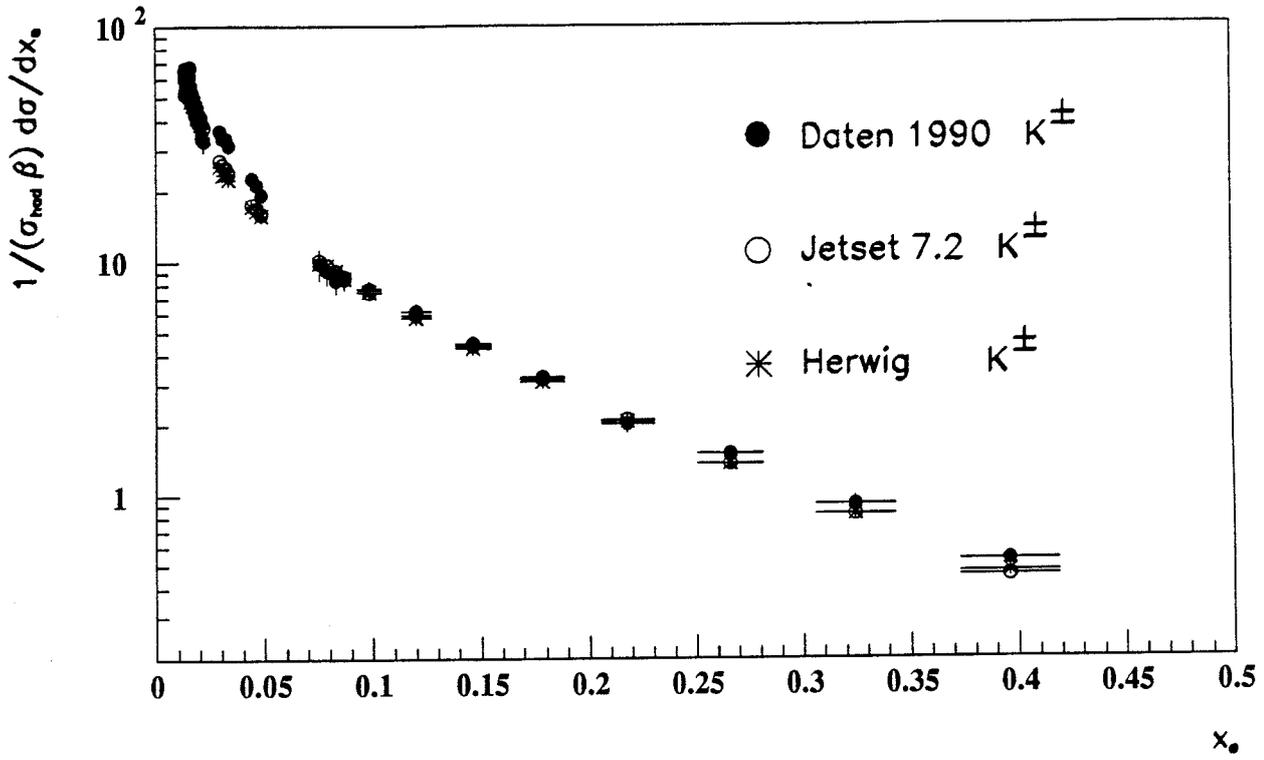


Abb. 28: Fragmentationsfunktion für Kaonen als Funktion von  $z_e$ .

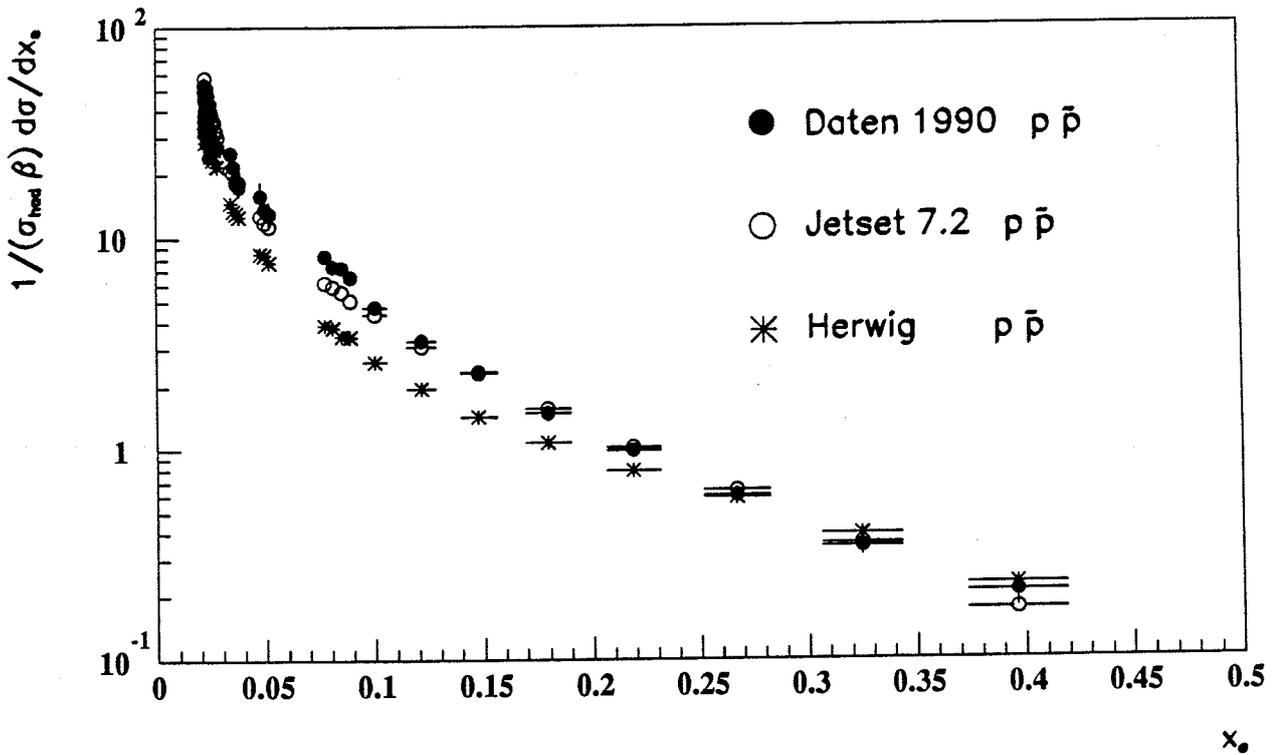


Abb. 29: Fragmentationsfunktion für Protonen als Funktion von  $z_e$ .

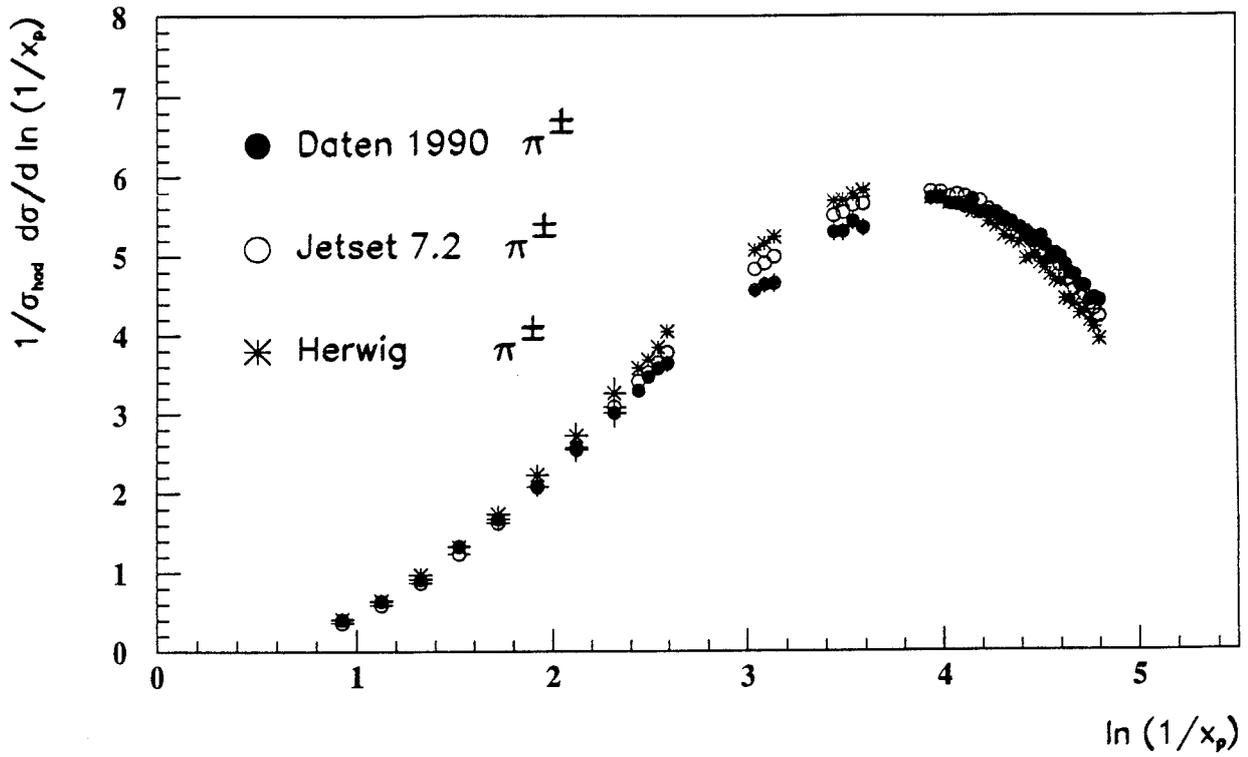


Abb. 30: Fragmentationsfunktion für Pionen als Funktion von  $\ln(1/x_p)$ .

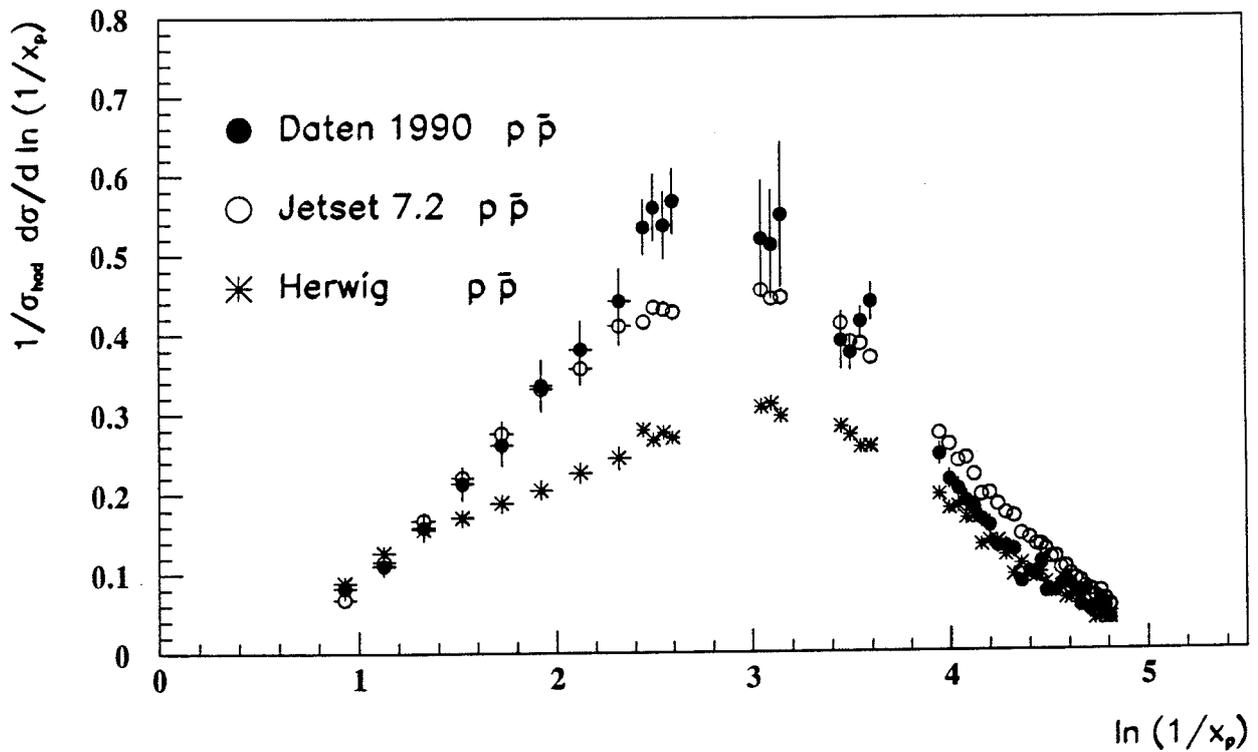


Abb. 31: Fragmentationsfunktion für Protonen als Funktion von  $\ln(1/x_p)$ .

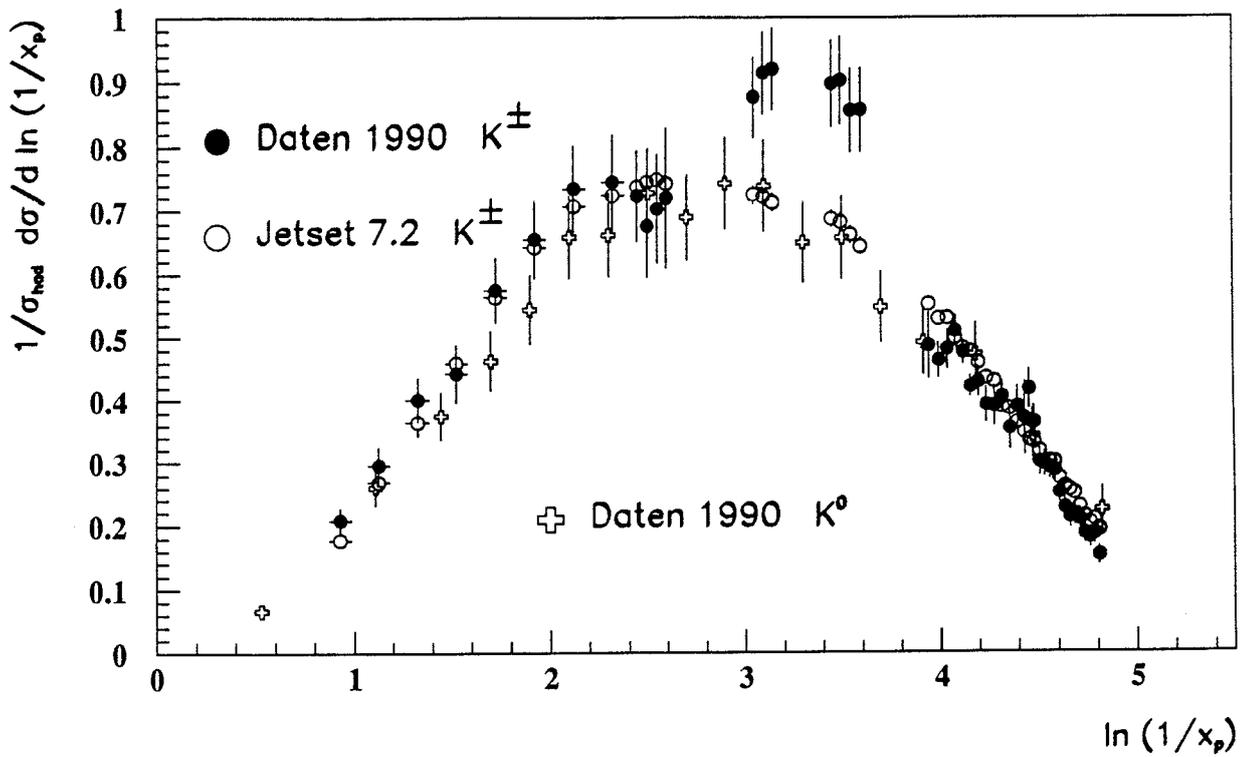


Abb. 32: Fragmentationsfunktion für Kaonen als Funktion von  $\ln(1/x_p)$ .

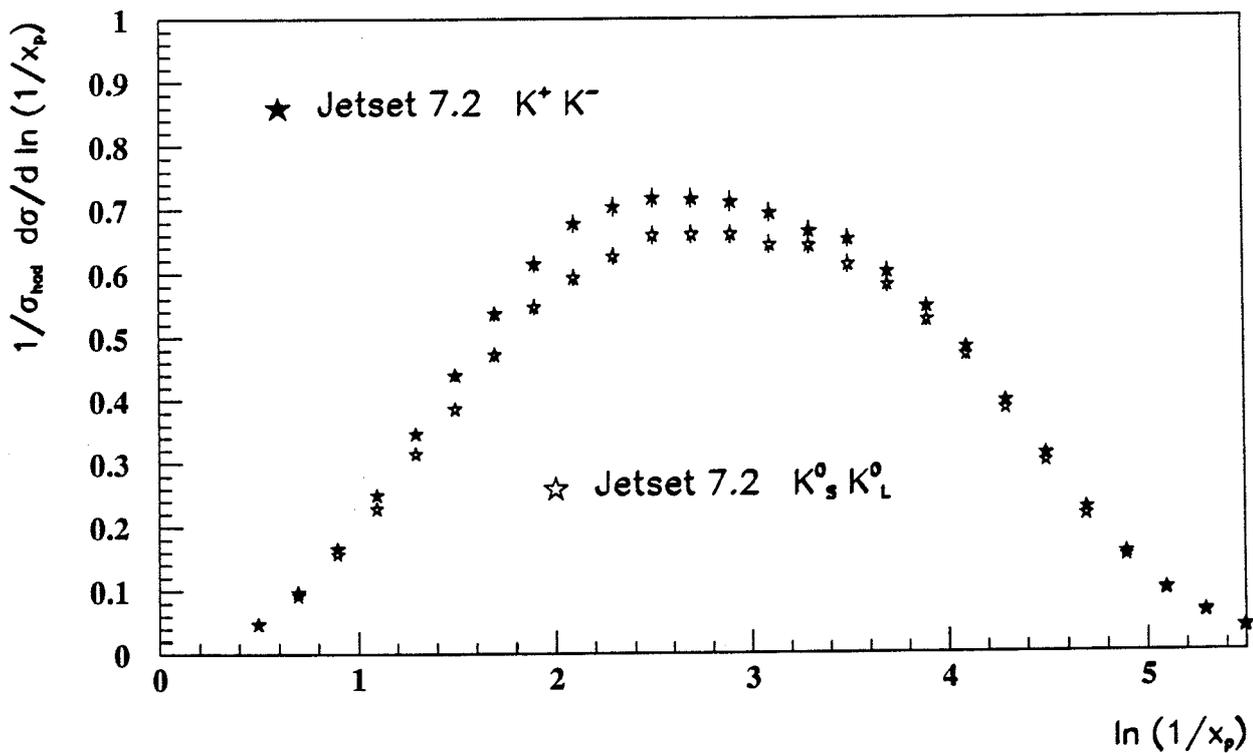


Abb. 33: Fragmentationsfunktionen für  $K^+ K^-$  und  $K_S^0 K_L^0$  (JETSET).

### 8.3 Diskussion der Ergebnisse

Die in Abb. 24 bis Abb. 31 dargestellten Verteilungen werden nun für die Teilchensorten Pionen, Kaonen und Protonen einzeln diskutiert.

#### Pionen

Beim Vergleich der beiden verschiedenen Monte Carlo - Modelle (Abb. 24) sieht man, daß die Impulsverteilung der Pionen im HERWIG - Monte Carlo härter ist als im JETSET - Monte Carlo. Dabei bedeutet härter, daß der mittlere Impuls größer ist als bei dem JETSET - Monte Carlo. Dieser Unterschied wird für Impulse  $< 0.6 \frac{\text{GeV}}{c}$  besonders deutlich. Er beträgt für  $0.37 \frac{\text{GeV}}{c}$  6.5 %. Im niederenergetischen Bereich werden die Daten durch JETSET besser beschrieben als durch HERWIG. Dabei ist für Impulse kleiner  $0.5 \frac{\text{GeV}}{c}$  eine systematisch kleinere Rate im JETSET - Monte Carlo zu beobachten als in den Daten. Auf den Impulsbereich von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  wird zusammen mit der Kaon - Impulsverteilung im nächsten Abschnitt eingegangen. Um Aussagen über die Übereinstimmung im hochenergetischen Teil des Spektrums zu machen, betrachtet man die Fragmentationsfunktionen. Für die Pionen (Abb. 27) erkennt man, daß im hochenergetischen Teil des Spektrums die JETSET - Vorhersage etwas unter den Daten liegt. Die HERWIG - Raten liegen im Bereich für Impulse größer  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  über den JETSET - Raten und den Daten. HERWIG beschreibt den hochenergetischen Teil des Spektrums besser als JETSET. Bei Betrachtung der absoluten Raten pro Ereignis (Tab. 5) kann festgestellt werden, daß JETSET die Datenraten im Rahmen der Fehler sehr gut beschreibt. Mit dem HERWIG - Monte Carlo liegt im Rahmen der Fehler keine Übereinstimmung vor.

Datenmenge	$\pi^\pm$ - Raten pro Ereignis für $0.368 \frac{\text{GeV}}{c} < p < 0.905 \frac{\text{GeV}}{c}$	$\pi^\pm$ - Raten pro Ereignis für $3.32 \frac{\text{GeV}}{c} < p < 20.09 \frac{\text{GeV}}{c}$
Daten	$4.740 \pm 0.010$	$3.235 \pm 0.018$
JETSET	$4.731 \pm 0.005$	$3.220 \pm 0.005$
HERWIG	$4.574 \pm 0.007$	$3.434 \pm 0.006$

Tabelle 5: Raten für geladene Pionen pro Ereignis.

#### Kaonen

Die Raten der Kaon - Impulsverteilung sind für beide Monte Carlo - Generatoren relativ ähnlich. Die Werte des HERWIG - Programms liegen aber im Niederimpulsbereich (Abb. 25) etwas unter denen des JETSET - Programms, während im Bereich großer Impulse (Abb. 28) gute Übereinstimmung zwischen beiden Modellen besteht. Die Daten werden für kleine Impulse (bis auf die ersten Impulsbins) gut durch beide Monte Carlo - Programme beschrieben. Die Daten - Impulsverteilung ist etwas härter als die Monte Carlo - Vorhersagen und zeigt höhere Raten in den letzten drei Impulsbins. Für die Raten pro Ereignis (Tab. 6) sieht man, daß eine Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo für große Impulse im Rahmen der Fehler besteht. Bei kleinen Impulsen ist dies nicht der Fall. Dazu muß bemerkt werden, daß die Werte des Impulsbereichs zwischen  $0.5 \frac{\text{GeV}}{c}$  und  $0.6 \frac{\text{GeV}}{c}$  zur Berechnung der Rate pro Ereignis für niedrige Impulse nicht berücksichtigt wurden. Stattdessen wurden in diesem Intervall Raten benutzt, die durch Interpolation gewonnen

wurden (Begründung s.u.).

Es gibt in Abb. 25 zwei Bereiche, die aus der guten Übereinstimmung herausfallen. Dies sind die Impulsbereiche von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  und zwischen  $0.5 \frac{\text{GeV}}{c}$  und  $0.6 \frac{\text{GeV}}{c}$ . Um dieses Verhalten zu erklären, muß auf Abb. 12 (a) Bezug genommen werden. Hieraus erkennt man, daß im ersten Bereich Kreuzungen der Kaon - Energieverlustkurve mit denen von Pionen und Protonen vorliegen. Die eigentlichen Kreuzungspunkte bzw. Intervalle um diese Punkte sind in der Analyse nicht berücksichtigt worden. Man sieht, daß die Methode nicht in der Lage ist, zwischen zwei Kreuzungen vernünftige Ergebnisse (im Rahmen der Fehler) zu erzielen, wenn der Abstand der  $\frac{dE}{dx}$  - Kurven in diesem Intervall zu klein ist. Im Impulsbereich von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  gibt es nun folgende Kreuzungen : Elektron - Proton, Pion - Kaon, Pion - Proton und Kaon - Proton. Durch diese Häufung von Kreuzungen werden die Fits an die  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen instabil. Die Parameter des Fits stellen sich aufgrund der starken Überlappung der  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen (die systematische Ausläufer haben) so ein, daß ein Teil der Pionraten (siehe Abb. 24) von den Kaonraten (siehe Abb. 25) und Protonraten (siehe Abb. 26) absorbiert werden. Die Begründung dafür liegt in der nicht ausreichenden  $\frac{dE}{dx}$  - Trennung zwischen den jeweiligen Teilchensorten und darin, daß sich die entsprechenden  $\frac{dE}{dx}$  - Kurven relativ flach schneiden (Abb. 12 (a)).

Ein Beispiel einer Kreuzung, bei der sich zwei  $\frac{dE}{dx}$  - Kurven relativ steil schneiden, sieht man bei der Kaonimpulsverteilung (Abb. 25) im Bereich zwischen  $0.5 \frac{\text{GeV}}{c}$  und  $0.6 \frac{\text{GeV}}{c}$ . Aufgrund der Elektron - Kaon Kreuzung in diesem Impulsintervall erkennt man einen Anstieg in der Kaonrate, der durch die Absorption einiger Elektronen in die Kaonrate entsteht. Die Auswirkung dieser Kreuzung ist relativ klein, da die beiden Energieverlustkurven im Kreuzungspunkt fast senkrecht aufeinander stehen.

Beide Bereiche müssen daher beim Vergleich Daten und Monte Carlo ausgenommen werden, denn die systematischen Fehler enthalten diese kreuzungsbedingten Effekte nicht.

Es gibt folgende Möglichkeiten, die Bereiche, die von der Analyse nicht erfaßt werden können, zu verkleinern : 1. Die Parametrisierung des Energieverlustes kann verbessert werden (Abänderung der angepaßten Funktion), so daß den 4 Mittelwerten für die Anpassungen noch kleinere Schwankungsbreiten zugewiesen werden können. 2. Die Auflösung des Energieverlustes muß besser verstanden werden, damit auch für die  $\frac{dE}{dx}$  - Auflösung eine Parametrisierung vorgenommen werden kann. Damit können dann auch für diese Parameter kleinere Schwankungsbreiten in den Fits vorgegeben werden. In den verwendeten Daten gibt es noch eine unverstandene Impulsabhängigkeit der relativen  $\frac{dE}{dx}$  - Auflösungen.

Datenmenge	$K^\pm$ - Raten pro Ereignis für $0.368 \frac{\text{GeV}}{c} < p < 0.905 \frac{\text{GeV}}{c}$	$K^\pm$ - Raten pro Ereignis für $3.32 \frac{\text{GeV}}{c} < p < 20.09 \frac{\text{GeV}}{c}$
Daten	$0.314 \pm 0.005$	$0.955 \pm 0.025$
JETSET	$0.340 \pm 0.002$	$0.933 \pm 0.002$
HERWIG	$0.322 \pm 0.002$	$0.922 \pm 0.003$

Tabelle 6: Raten für geladene Kaonen pro Ereignis.

Zusätzlich zu der JETSET - Vorhersage und den Daten für geladene Kaonen ist in Abb. 32 auch eine Messung der  $K^0$  - Fragmentationsfunktion dargestellt. Diese Messung wurde ebenfalls mit dem OPAL - Detektor durchgeführt und ist in [32] näher beschrieben. Die gemessenen  $K^0$  - Raten liegen systematisch unter den gemessenen  $K^\pm$  - Raten.

Die Raten der geladenen Kaonen und der neutralen Kaonen, die direkt aus dem  $Z^0$  - Zerfall kommen, sollten aufgrund der erwarteten Isospinsymmetrie gleich sein, aber die hier angegebenen Fragmentationsfunktionen enthalten ebenfalls alle Zerfallsprodukte von Teilchen, die beim  $Z^0$  - Zerfall erzeugt wurden. Diese Zerfälle aber weisen eine Asymmetrie in den Raten bezüglich geladenen und neutralen Kaonen auf. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 33 dargestellt. Hier sind die Monte Carlo - Erwartungen (JETSET) für die Fragmentationsfunktionen geladener und neutraler Kaonen aus  $Z^0$  - Zerfällen gezeigt. Die Differenzen der gemessenen Fragmentationsfunktionen in den Daten zwischen geladenen und neutralen Kaonen (Abb. 32) entsprechen den erwarteten Differenzen des JETSET - Monte Carlos (Abb. 33).

## Protonen

Man sieht bei den Protonen (Abb. 26) einen deutlichen Unterschied zwischen dem JETSET - Monte Carlo und dem HERWIG - Monte Carlo. Die HERWIG - Raten liegen systematisch unter den JETSET - Raten. Die mittlere Differenz bei kleinen Impulsen beträgt ungefähr 40 %. Aufgrund der Kreuzungen mit den Energieverlustkurven anderer Teilchensorten kann auch bei den Protonen der Impulsbereich von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  für einen Vergleich nicht berücksichtigt werden. Unterhalb  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  beschreibt das HERWIG - Programm die Daten relativ gut, bei Berücksichtigung der Raten für große Impulse in Tabelle 7 und des Impulsbereichs von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $10 \frac{\text{GeV}}{c}$  in Abb. 26 ist diese Übereinstimmung eher zufällig. JETSET eignet sich nicht für eine Beschreibung der Protonen mit Impulsen  $< 1 \frac{\text{GeV}}{c}$ , für den Bereich oberhalb  $5 \frac{\text{GeV}}{c}$  ( $x_e > 0.11$ ) ist die Beschreibung durch JETSET gut (Abb. 29). Die Raten pro Ereignis (Tab. 7) für hochenergetische Protonen stimmen in JETSET und den Daten im Rahmen von  $2\sigma$  - Fehlern überein, während HERWIG nicht zur Beschreibung benutzt werden kann. Aus den Raten pro Ereignis kann ebenfalls ersehen werden, daß Daten und Monte Carlo im Niederimpulsbereich nicht zueinander passen. Zusammenfassend kann geschlossen werden, daß weder JETSET noch HERWIG die Raten der Protonen (Baryonen) zufriedenstellend beschreiben.

Eine mögliche Erklärung für die fehlende Übereinstimmung der niederenergetischen Proton - Datenverteilung mit dem JETSET - Monte Carlo könnte eine fehlerhafte Simulation des Detektors sein. Es könnte die Monte Carlo - Effizienz für Protonen mit kleinen Impulsen im Vergleich zu der Daten - Effizienz systematisch zu groß sein. Dies hätte eine Unterschätzung der Proton - Raten in den Daten zur Folge. Daher sollten signifikante Differenzen in den Verteilungen der Schnittgrößen (vgl. Kapitel 6.2) für Daten und Monte Carlo für niederenergetische Protonen zu beobachten sein. Dies konnte bei einem Vergleich der Datenverteilungen mit den Monte Carlo - Verteilungen nicht festgestellt werden. Dabei wurde von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß Protonen mit kleinem Impuls auch in den Daten hervorragend zu identifizieren sind (gute  $\frac{dE}{dx}$  - Separation). Die einzig mögliche Erklärung scheint zu sein, daß die Protonerzeugung in den Generatoren falsch simuliert wird.

Abschließend sollen noch zwei Ansätze erwähnt werden, um die Probleme, die an den Kreuzungspunkten der Energieverlustkurven auftreten, zu reduzieren.

Es besteht einerseits die Möglichkeit durch Einsatz des Flugzeitzählers (TOF) eine Trennung der Teilchensorten gerade in dem kritischen Impulsbereich von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  zu erreichen. Hier könnten aus den so selektierten Spuren für eine Teilchensorte die gewünschten Raten durch Abzählen bestimmt werden. Dadurch ließe sich der für die beschriebene Methode kritische Impulsbereich von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  überbrücken. Mögliche Probleme bei dieser Methode sind die nicht gut bekannten Nachweiswahrscheinlichkeiten für den Flugzeitzähler sowie die (eventuell nicht ausreichende) Trennung der Teilchensorten mit dem TOF, wie auch die prinzipiell beschränkte Einsatzfähigkeit des Flugzeitzählers in multihadronischen Ereignissen für die vorgeschlagene Aufgabe. Dies

Datenmenge	$p\bar{p}$ - Raten pro Ereignis für $0.368 \frac{\text{GeV}}{c} < p < 0.905 \frac{\text{GeV}}{c}$	$p\bar{p}$ - Raten pro Ereignis für $3.32 \frac{\text{GeV}}{c} < p < 20.09 \frac{\text{GeV}}{c}$
Daten	$0.111 \pm 0.002$	$0.509 \pm 0.013$
JETSET	$0.141 \pm 0.001$	$0.477 \pm 0.002$
HERWIG	$0.099 \pm 0.001$	$0.338 \pm 0.002$

*Tabelle 7: Raten für Protonen/Antiprotonen pro Ereignis.*

ist dadurch begründet, daß eine Zuordnung der registrierten TOF - Signale zu den in der Jetkammer gefundenen Spuren sehr schwierig wird, wenn man multihadronische Ereignisse mit sehr eng zusammenliegenden Spuren vorliegen hat. Trotzdem bietet dieser Ansatz eine Möglichkeit für weitergehende Untersuchungen, die die Ergebnisse in den Kreuzungsbereichen verbessern könnten. Um den zweiten Ansatz zu motivieren, sind in Abb. 34 und Abb. 35 die Anteile von  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  und  $p\bar{p}$  an allen stabilen geladenen Hadronen in den Daten und im Monte Carlo dargestellt. Unter stabilen geladenen Hadronen sind die geladenen stark wechselwirkenden Teilchen verstanden, für die gilt:  $c\tau > 9\text{cm}$  (mittlere Lebensdauer  $\tau > 3 \cdot 10^{-10}\text{sec}$ ). Dies sind ausschließlich  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  und  $p\bar{p}$ . Nimmt man für die Verteilungen in den Daten einen glatten Verlauf an, so können die Anteile im Impulsbereich von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  interpoliert werden. Dazu kann aus den Monte Carlo - Anteilen eine parametrisierte Funktion gewonnen werden. Diese ist dann in den Impulsbereichen, in denen keine Kreuzungen der Energieverlustkurven auftreten, an die Daten - Anteile anzupassen. Die Messung liefert in den Impulsbereichen, in denen sich die Energieverlustkurven schneiden, die Summe der entsprechenden Teilchenraten. Mit den relativen Teilchenraten aus der Interpolation kann man dann die absoluten Teilchenraten bestimmen. Auch dieser Ansatz erscheint erfolgversprechend. Er hat den Vorteil, daß die gewonnenen Daten verwendet werden können und nur die gemessenen Summen der Teilchenraten entsprechend aufgeteilt werden müssen.

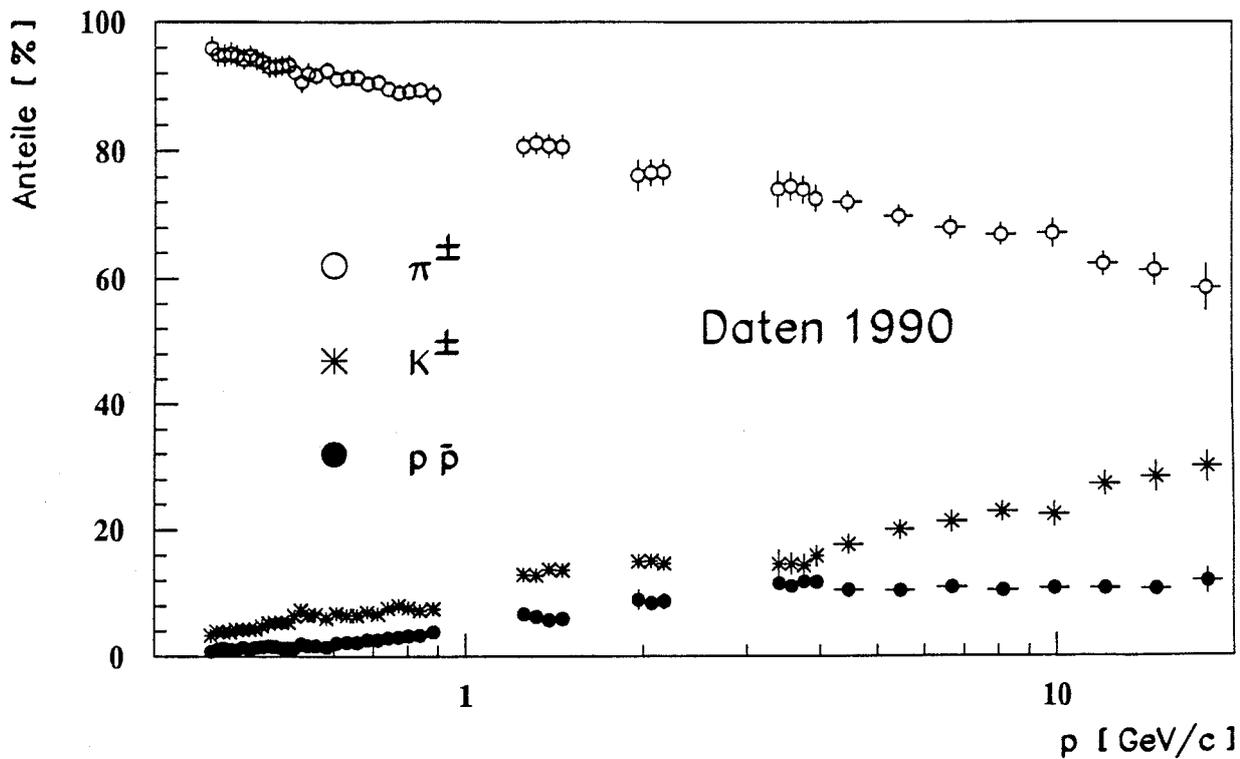


Abb. 34: Prozentualer Anteil von  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  und  $p\bar{p}$  an stabilen geladenen Hadronen (Daten).

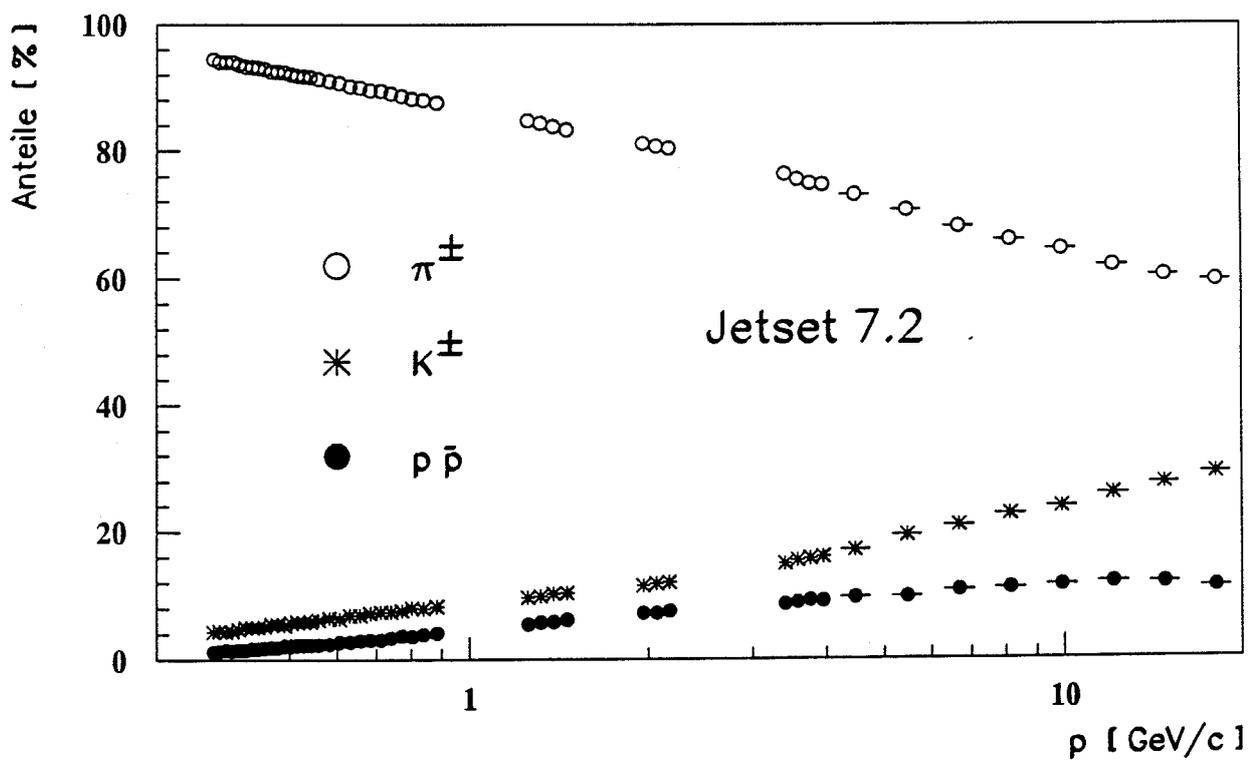


Abb. 35: Prozentualer Anteil von  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  und  $p\bar{p}$  an stabilen geladenen Hadronen (JETSET).

## 9 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß es möglich ist, nur mit Hilfe des gemessenen Impulses und des Energieverlustes einer in der OPAL - Jetkammer registrierten Spur, Impulsverteilungen von verschiedenen geladenen Hadronen zu bestimmen. Die Daten wurden für geladene Pionen, geladene Kaonen und für Protonen/Antiprotonen gewonnen und mit Monte Carlo - Daten verglichen, die mit dem JETSET 7.2 - Generator und den Generatoren HERWIG 4.3, 4.6 und 5.0 erzeugt wurden. Für die Zusammenfassung der Ergebnisse bietet sich eine Unterteilung in 3 Impulsbereiche an :

- Bereich 1:  $0.3 \frac{GeV}{c}$  bis  $1.0 \frac{GeV}{c}$ .

In diesem Impulsintervall wird die Ratenbestimmung durch Abzählen vorgenommen (ausgenommen im Kreuzungsbereich von Kaonen und Elektronen). Dies ist aufgrund der gut getrennten  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen möglich. Für Pionen und Kaonen erhält man geringe Unterschiede zwischen den Daten und den Monte Carlo - Modellen. Während bei den Kaonen die Impulsverteilung in den Daten systematisch etwas kleinere Raten für kleine Impulse zeigt, hat man bei den Pionen in den Daten eine weichere Impulsverteilung als im Monte Carlo. Diese Differenzen können zum Teil mit der falsch simulierten Hitverteilung für positive Spuren im Monte Carlo erklärt werden. Eine alleinige Verwendung von negativen Spuren brachte eine Verbesserung der Übereinstimmung für Pionen (siehe Anhang). Für die Protonen in diesem Impulsintervall kann beobachtet werden, daß das JETSET - Monte Carlo systematisch zu hoch liegt (um 25 % bis 40 %). Das HERWIG - Monte Carlo scheint die Daten in diesem Impulsbereich besser zu beschreiben. Wenn man aber den gesamten Impulsbereich betrachtet, scheint diese Übereinstimmung im Niederimpulsbereich eher zufällig zu sein. Die Proton - Daten werden insgesamt von keinem der beiden Monte Carlo - Modelle vernünftig beschrieben. Die einzig mögliche Erklärung für diese Diskrepanz ist die falsche Simulation der Protonimpulsverteilung in den Programmen der Monte Carlo - Generatoren.

- Bereich 2:  $1.0 \frac{GeV}{c}$  bis  $3.0 \frac{GeV}{c}$ .

In diesem Bereich liefert die verwendete Methode keine zuverlässigen Ergebnisse. Dies hat seinen Grund darin, daß in diesem Bereich die einzelnen mittleren  $\frac{dE}{dx}$  - Werte für die verschiedenen Teilchensorten gleiche Werte annehmen (Kreuzungsbereiche). Man kann in Zukunft die Bereiche in der Nähe der Kreuzungspunkte, die der Analyse nicht zugänglich sind, verkleinern, wenn man die Parametrisierung des Energieverlustes verbessert und die  $\frac{dE}{dx}$  - Auflösung so gut versteht, daß man auch diese parametrisieren kann. Eine weitere hilfreich erscheinende Möglichkeit ist die Kombination der Ergebnisse der hier beschriebenen Methode mit Resultaten des Flugzeitzählers (TOF = time of flight). Durch die zusätzliche Information der Geschwindigkeit der Teilchen ist es möglich, in den Kreuzungsbereichen die einzelnen Teilchensorten zu trennen. In dieser Richtung ist Raum für nachfolgende Untersuchungen, die sich z.B. mit der Effizienz der TOF - Auswertung und den Problemen beschäftigen, die sich in multihadronischen Ereignissen (sehr dicht beieinander liegende Spuren) für den Flugzeitzähler ergeben. Außerdem besteht die Möglichkeit durch Interpolation die relativen Anteile der Teilchensorten in den Impulsbereichen der Kreuzungen zu bestimmen. Dadurch könnte man auch die absoluten Raten in diesen Bereichen berechnen.

- Bereich 3:  $3.0 \frac{GeV}{c}$  bis  $20.0 \frac{GeV}{c}$ .

Die Anpassung von Gaußfunktionen an die  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen kommt in diesem Bereich zum Einsatz. Durch Schnitte wurden Spuren guter Qualität so ausgewählt, daß die  $\frac{dE}{dx}$  - Verteilungen keine systematischen Verzerrungen aufwiesen bzw., daß hauptsächlich Spuren primärer Teilchen vorlagen. Die Methode wurde mit Monte Carlo - Verteilungen getestet, um systematische Effekte zu erkennen und zu eliminieren. Ebenso wurde durch Variation von Startwerten und/oder Schwankungsbreiten der Parameter die beschriebene Methode anhand

von Datenverteilungen untersucht. Der Vergleich mit den Monte Carlo - Generatoren zeigt, daß die Beschreibung der Impulsverteilungen durch JETSET in diesem Impulsbereich für die geladenen Pionen, geladenen Kaonen und Protonen/Antiprotonen als gut bezeichnet werden kann. HERWIG zeigt Differenzen zu den Daten in der Pion - Impulsverteilung und sehr große Unterschiede bei der Impulsverteilung der Protonen.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Jetkammer des OPAL - Detektors in der Lage ist den Energieverlust geladener Teilchen so genau zu bestimmen, daß es auch für Impulse größer  $3 \frac{\text{GeV}}{c}$  möglich wird, die Impulsspektren der untersuchten geladenen Hadronen über die Energieverlust - Information zu bestimmen. Zur Beschreibung der Impulsverteilungen geladener Hadronen durch Monte Carlo - Modelle kann gesagt werden, daß JETSET die gemessenen Daten - Verteilungen für die untersuchten geladenen Mesonen (Pionen und Kaonen) gut beschreibt. Die gefundenen Daten - Verteilungen für Baryonen (Protonen) zeigen sich weder vom JETSET - Generator noch vom HERWIG - Generator zufriedenstellend beschrieben.

## 10 Anhang

### Verwendung ausschließlich negativer Spuren

An dieser Stelle soll genauer auf die unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten in den Daten und im Monte Carlo eingegangen werden. Aus Abb. 19 in Kapitel 7.2 erkennt man, daß sich die Effizienzen von Daten und Monte Carlo für alle geladenen Spuren unterscheiden. Daher wurden die Effizienzen jeweils getrennt für negative und für positive Spuren berechnet.

In Abb. 36 (a) ist ein Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Spuren mit negativer Ladung dargestellt. Man sieht deutlich eine impulsunabhängige Differenz zwischen Daten und Monte Carlo. Dieser Unterschied hat seine Ursache in der im Monte Carlo zu hoch angesetzten Effizienz der Zuordnung von Z - Kammer - Hits zu gefundenen Jetkammer - Spuren. Dieser Effekt ist impulsunabhängig und nicht von der Teilchensorte abhängig und wird somit durch die in 7.2 beschriebene Effizienzberechnung für die Daten berücksichtigt.

In Abb. 36 (b) wird der Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Spuren mit positiver Ladung gezeigt. Für Impulse größer  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  beobachtet man den gleichen Effekt, wie bei den negativen Spuren. Unterhalb von  $1 \frac{\text{GeV}}{c}$  sieht man dagegen ein Überschneiden von Dateneffizienz und Monte Carlo - Effizienz. Das stärkere Abknicken der Effizienzen bei positiven Spuren ist damit zu erklären, daß aufgrund des angelegten Magnetfeldes die Driftzellen nicht senkrecht zu den Drahtebenen orientiert sind sondern um einen Winkel (Lorentzwinkel) von  $-20^\circ$  gegen die Senkrechte der Drahtebenen gedreht sind (in Richtung des Magnetfeldes gesehen) (siehe Abb. 3). Dadurch erzeugen Spuren negativer Ladung die Kathodenebenen kreuzen (Krümmung nach rechts, in Richtung des Magnetfeldes gesehen) mehr Hits, als Spuren positiver Ladung die Kathodenebenen kreuzen (siehe dazu Abb. 37). Dieser Unterschied nimmt mit der Krümmung der Spur zu, das heißt er wird größer, je kleiner der Impuls ist. Daher ist die Effizienz bei einem Schnitt auf die Anzahl der Hits für negative Spuren mit kleinen Impulsen grundsätzlich größer als für positive Spuren.

Wenn in Abb. 36 (b) die Effizienzen für Daten und Monte Carlo verglichen werden, erkennt man, daß die Monte Carlo - Effizienz stärker für kleine Impulse abknickt als die Dateneffizienz. Dies hat seinen Grund in den unterschiedlichen Hitverteilungen für Daten und Monte Carlo für positive Spuren (Abb. 37 (b)). Für negative Spuren (Abb. 37 (a)) stimmen die Hitverteilungen gut überein, während für positive Spuren eine große Differenz zu sehen ist. Diese falsche Monte Carlo - Hitverteilung hat ihren Grund in der falschen Simulation der Hits im Monte Carlo (in GOPAL) für Spuren, die flach (mit einem kleinen Winkel) durch die Driftzellen gehen. Dies sind Spuren mit kleinem Impuls (großer Krümmung) und positiver Ladung (Spur hat kleinen Winkel zur Driftzelle). Im Monte Carlo werden in diesen Fällen weniger Hits gefunden als in den Daten. Der Fehler im Monte Carlo nimmt mit dem Winkel der Spur gegen die Driftzelle ab und spielt bei senkrechtem Durchtritt der Spur durch die Driftzelle (negative Spuren mit kleinem Impuls) keine Rolle mehr (siehe Abb. 37 (a)). Dieser Unterschied ist impulsabhängig und daher ist es sinnvoll, die gesamte Analyse zusätzlich ausschließlich mit negativen Spuren durchzuführen, da für negative Spuren die oben beschriebenen Probleme nicht auftreten.

Dazu werden alle Korrekturen nur für negative Spuren berechnet, und die Ergebnisse werden mit Monte Carlo - Vorhersagen für negative Teilchen verglichen. Für die Korrekturfunktionen ergeben sich keine grundsätzlichen Unterschiede zum allgemeinen Fall für alle Spuren. Daher wird auf ihre Darstellung verzichtet. Es werden nur die Ergebnisse für negative Pionen, negative Kaonen und Antiprotonen dargestellt.

In Abb. 38 ist die Fragmentationsfunktion für negative Pionen dargestellt. Der Bereich, in dem sich Änderungen ergeben sollten, ist der niederimpulsige Bereich ( $\ln(\frac{1}{x_p}) > 3.8$ ). Für Pionen erkennt man im Vergleich mit Abb. 30, daß die Raten der Datenverteilung für kleine Impulse kleiner werden und besser mit JETSET übereinstimmen. Wenn für die Kaonen die Abb. 39 mit der Abb.

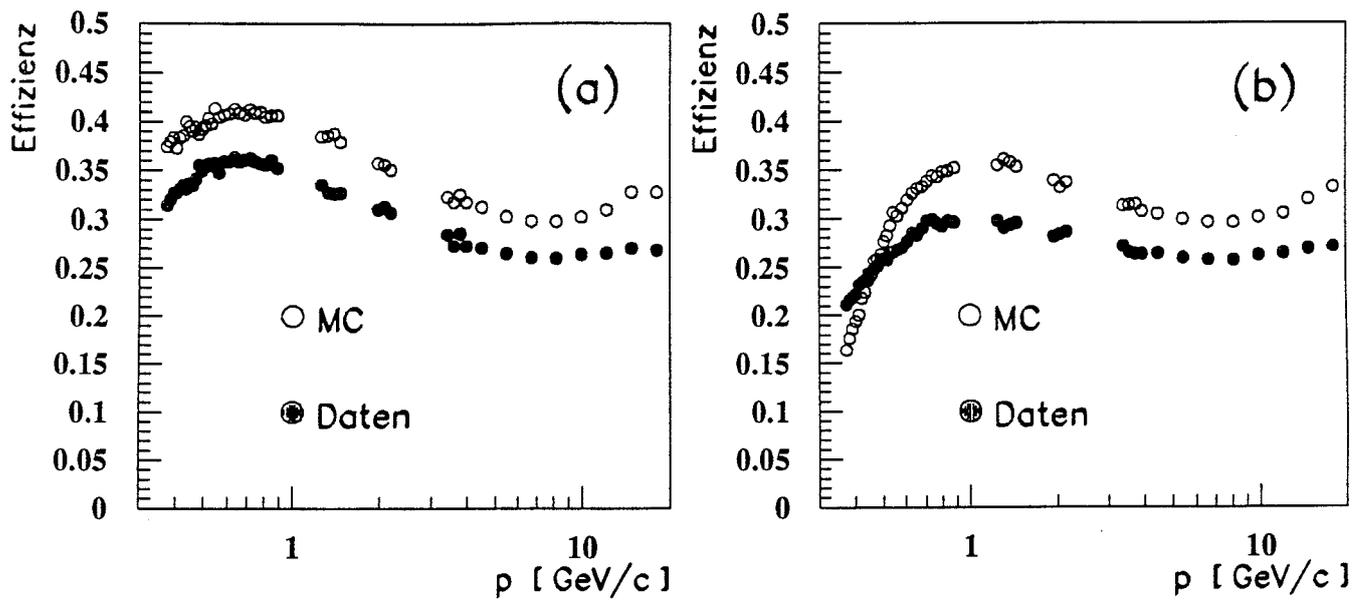


Abb. 36: Effizienz für Daten und Monte Carlo, getrennt für negative Spuren (a) und für positive Spuren (b).

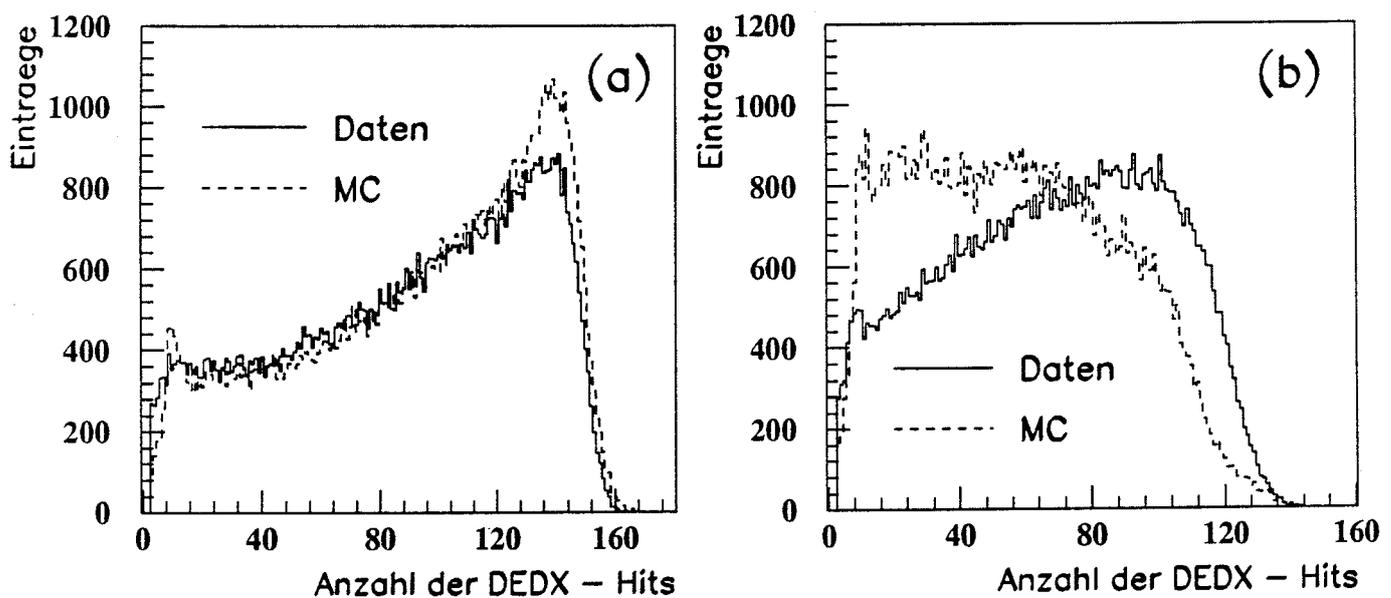


Abb. 37: Vergleich der DEDX - Hitverteilungen für Daten und Monte Carlo, getrennt für negative Pionen (a) und für positive Pionen (b), jeweils in einem Impulsintervall von  $0.15 \frac{\text{GeV}}{c}$  bis  $0.5 \frac{\text{GeV}}{c}$ .

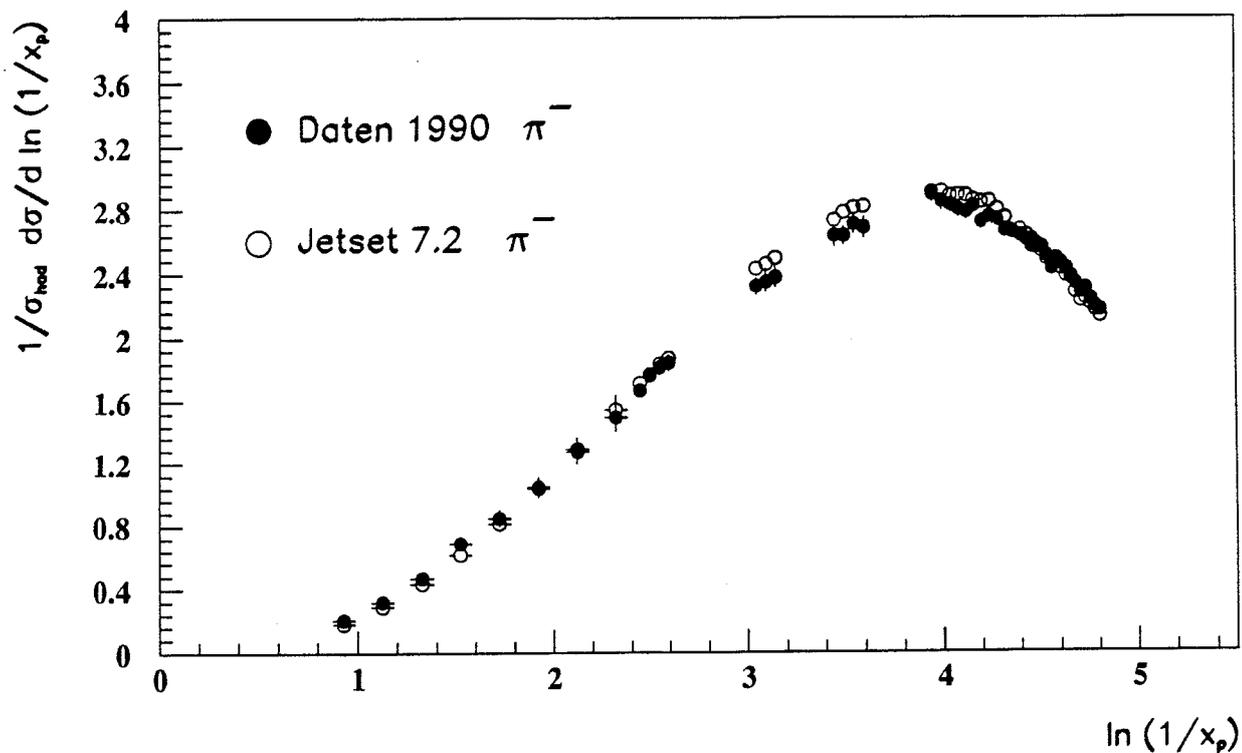


Abb. 38: Fragmentationsfunktion für Pionen als Funktion von  $\ln(1/x_p)$  nur für negative Spuren.

32 verglichen wird, sieht man für die Daten zwar ebenfalls den Effekt der etwas kleiner werdenden Raten, aber für negative Kaonen stimmt die Datenverteilung für kleine Impulse etwas schlechter mit JETSET überein als für alle Spuren. In Abb. 40 ist die Fragmentationsfunktion für Antiprotonen dargestellt. Hier ist für kleine Impulse kein Unterschied zur Proton/Antiprotonverteilung zu erwarten, da diese Verteilung für kleine Impulse und alle Spuren durch die Verdoppelung der Antiprotonrate gewonnen wurde.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Unterschiede zwischen den Ergebnissen für alle Spuren und für negative Spuren insgesamt sehr klein sind, so daß davon ausgegangen werden kann, daß die falsche Simulation der Hitverteilungen für positive Spuren im Monte Carlo keinen bedeutenden Einfluß auf die Ergebnisse der Analyse hat.

### Formel für die Parametrisierung des Energieverlustes

Als Funktion zur Parametrisierung des Energieverlustes der Pionen wurde in Kapitel 6.3.1 eine parametrisierte Bethe - Bloch - Formel mit 5 freien Parametern benutzt, die den Dichteeffekt berücksichtigt. Die Parametrisierung dieser Funktion, sowie die bei der Anpassung gewonnenen Parameter sollen hier explizit angegeben werden.

$$\frac{dE}{dx} = \xi \cdot \frac{p \cdot Q^2}{4 \cdot \beta^2} \cdot \left( K + \ln \left( \frac{p \cdot Q^2 \gamma^2}{4} \right) - \beta^2 - \delta(\beta, p, X_a, a) \right) \quad (10.1)$$

Es bedeuten :

$p$  = Druck in bar

$Q$  = Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung

$v$  = Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens

$c$  = Lichtgeschwindigkeit

$\beta = \frac{v}{c}$

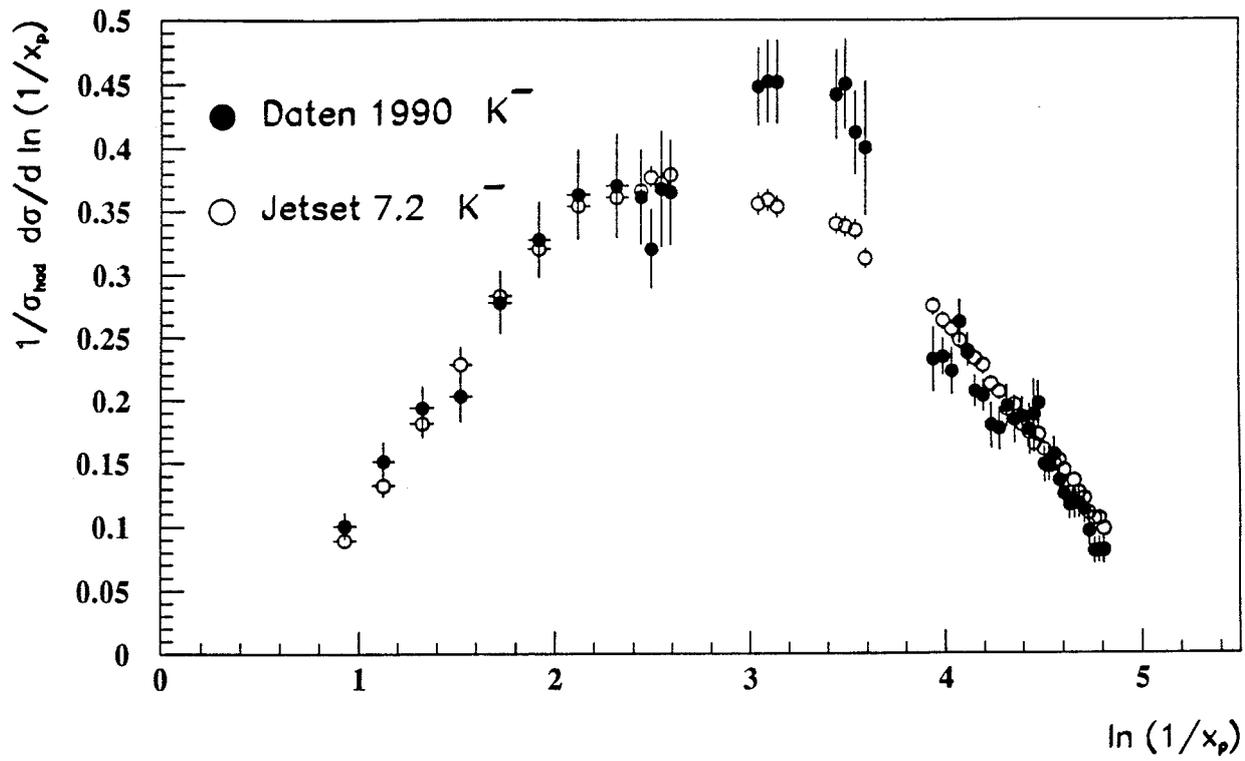


Abb. 39: Fragmentationsfunktion für Kaonen als Funktion von  $\ln(1/x_p)$  nur für negative Spuren.

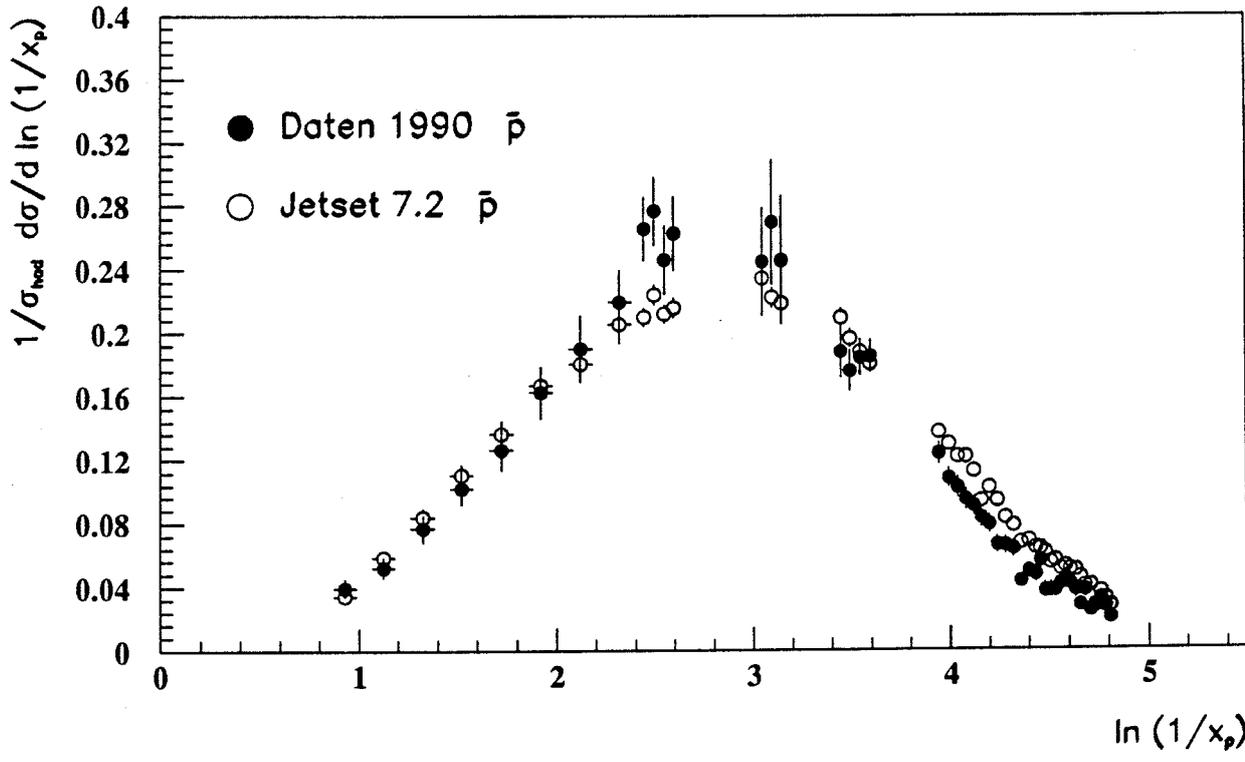


Abb. 40: Fragmentationsfunktion für Protonen als Funktion von  $\ln(1/x_p)$  nur für negative Spuren.

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

freie Parameter :  $\xi, K, X_a, a$

Dichtekorrektur :  $\delta(\beta, p, X_a, a)$

Der Parameter  $\xi$  gibt die Skalierung der Funktion an, während der Parameter  $K$  das Minimum der Funktion beschreibt. Die Dichtefunktion  $\delta$  ist folgendermaßen parametrisiert :

$$\begin{aligned} \delta &= 0 && \text{für } X < X_0 \\ \delta &= b \cdot (X - X_a) + a \cdot (X_1 - X)^m && \text{für } X_0 \leq X \leq X_1 \\ \delta &= b \cdot (X - X_a) && \text{für } X_1 < X \end{aligned} \quad (10.2)$$

Dabei bedeuten :

$$X = \log(\beta \gamma \frac{\sqrt{p}}{2})$$

$$m = 3$$

$$b = 2 \cdot \ln 10$$

Für die Variablen  $X_0$  und  $X_1$  sind folgende Randbedingungen zu beachten, die ihren Grund in der Stetigkeit der Dichtefunktion und ihrer ersten Ableitung haben :

$$\delta(X_0) = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d\delta}{dX}(X_0) = 0 \quad . \quad (10.3)$$

Daraus ergeben sich zwei Gleichungen, aus denen man die Variablen  $X_0$  und  $X_1$  berechnen kann :

$$X_0 = X_a - \frac{a}{b} \cdot (X_1 - X_0)^m \quad \text{und} \quad X_1 - X_0 = \left( \frac{b}{m \cdot a} \right)^{\frac{1}{m-1}} \quad . \quad (10.4)$$

Dabei gibt der Parameter  $X_a$  die Höhe des Plateaus an, und der Parameter  $a$  beschreibt die Form des Überganges in den Plateauwert. Für  $X < X_0$  hat die Dichtefunktion keinen Einfluß, im Bereich von  $X$  zwischen  $X_0$  und  $X_1$  findet die in Abb. 5 dargestellte Kompensation des logarithmischen Anstiegs statt, während für  $X > X_1$  der Plateauwert erreicht ist.

Näheres zu dieser Funktion ist in [13] zu finden. Anzumerken ist noch, daß als zusätzlicher, fünfter Parameter der Druck nicht konstant auf 4.0 bar gehalten wurde, sondern als freier Parameter behandelt wurde, da über den gesamten Meßzeitraum der Druck nicht konstant gewesen ist. Die durch eine Anpassung erhaltenen 5 Parameter sind in Tabelle 8 aufgeführt. Das entsprechende

Parameter	Wert
$\xi/[keV/cm]$	$0.459 \pm 0.001$
$K$	$11.67 \pm 0.01$
$X_a$	$2.284 \pm 0.003$
$a$	$0.232 \pm 0.005$
$p$	$4.013 \pm 0.008$

Tabelle 8: Parameter der Anpassung.

graphische Ergebnis ist in Abb. 16 (d) zu finden.

Tabelle für die Impulsverteilungen geladener Hadronen

Impuls [GeV/c]	$\pi^\pm$ - Raten	$K^\pm$ - Raten	$p\bar{p}$ - Raten
0.3726 ± 0.0027	11.87 ± 0.16	0.410 ± 0.038	0.107 ± 0.021
0.3819 ± 0.0027	11.68 ± 0.15	0.489 ± 0.041	0.142 ± 0.027
0.3916 ± 0.0028	11.31 ± 0.15	0.461 ± 0.040	0.164 ± 0.025
0.4016 ± 0.0029	11.47 ± 0.15	0.466 ± 0.038	0.135 ± 0.022
0.4117 ± 0.0030	11.24 ± 0.14	0.508 ± 0.042	0.119 ± 0.020
0.4221 ± 0.0030	11.24 ± 0.14	0.514 ± 0.040	0.178 ± 0.025
0.4328 ± 0.0031	11.02 ± 0.14	0.491 ± 0.037	0.130 ± 0.020
0.4438 ± 0.0032	10.98 ± 0.13	0.512 ± 0.037	0.169 ± 0.024
0.4550 ± 0.0033	10.94 ± 0.13	0.554 ± 0.039	0.182 ± 0.024
0.4666 ± 0.0034	10.77 ± 0.13	0.615 ± 0.041	0.191 ± 0.025
0.4783 ± 0.0034	10.41 ± 0.12	0.609 ± 0.038	0.173 ± 0.022
0.4904 ± 0.0035	10.44 ± 0.12	0.607 ± 0.042	0.153 ± 0.020
0.5028 ± 0.0037	10.42 ± 0.12	0.598 ± 0.043	0.148 ± 0.020
0.5156 ± 0.0038	10.06 ± 0.11	0.706 ± 0.050	0.144 ± 0.018
0.5286 ± 0.0038	9.81 ± 0.11	0.788 ± 0.059	0.212 ± 0.023
0.5420 ± 0.0039	9.77 ± 0.11	0.682 ± 0.107	0.175 ± 0.021
0.5600 ± 0.0064	9.548 ± 0.088	0.693 ± 0.060	0.177 ± 0.017
0.5828 ± 0.0067	9.306 ± 0.085	0.608 ± 0.056	0.149 ± 0.014
0.6066 ± 0.0070	8.968 ± 0.082	0.667 ± 0.040	0.209 ± 0.017
0.6314 ± 0.0073	8.754 ± 0.079	0.618 ± 0.050	0.208 ± 0.016
0.6571 ± 0.0076	8.435 ± 0.076	0.596 ± 0.042	0.201 ± 0.016
0.6839 ± 0.0079	8.103 ± 0.073	0.626 ± 0.035	0.231 ± 0.016
0.7119 ± 0.0083	8.020 ± 0.072	0.592 ± 0.023	0.233 ± 0.017
0.7409 ± 0.0086	7.573 ± 0.069	0.641 ± 0.024	0.244 ± 0.016
0.7711 ± 0.0090	7.320 ± 0.068	0.659 ± 0.030	0.245 ± 0.016
0.8025 ± 0.0092	7.056 ± 0.070	0.598 ± 0.038	0.255 ± 0.016
0.839 ± 0.012	6.835 ± 0.060	0.551 ± 0.032	0.258 ± 0.015
0.882 ± 0.013	6.491 ± 0.070	0.550 ± 0.058	0.281 ± 0.015
1.253 ± 0.018	4.274 ± 0.057	0.683 ± 0.051	0.352 ± 0.018
1.317 ± 0.019	4.128 ± 0.056	0.649 ± 0.049	0.316 ± 0.013
1.384 ± 0.020	3.838 ± 0.059	0.652 ± 0.049	0.272 ± 0.016
1.455 ± 0.021	3.647 ± 0.056	0.616 ± 0.045	0.269 ± 0.025
1.964 ± 0.029	2.374 ± 0.046	0.468 ± 0.032	0.281 ± 0.047
2.065 ± 0.030	2.249 ± 0.038	0.442 ± 0.030	0.248 ± 0.033
2.171 ± 0.032	2.107 ± 0.033	0.404 ± 0.028	0.240 ± 0.034
3.404 ± 0.049	1.070 ± 0.025	0.211 ± 0.032	0.167 ± 0.012
3.578 ± 0.051	1.003 ± 0.018	0.196 ± 0.024	0.150 ± 0.012
3.763 ± 0.055	0.924 ± 0.016	0.180 ± 0.022	0.149 ± 0.011
3.954 ± 0.057	0.834 ± 0.015	0.183 ± 0.018	0.1355 ± 0.0086
4.48 ± 0.26	0.6739 ± 0.0089	0.166 ± 0.014	0.0988 ± 0.0071
5.47 ± 0.32	0.4665 ± 0.0065	0.1341 ± 0.0097	0.0697 ± 0.0054
6.68 ± 0.39	0.3128 ± 0.0049	0.0980 ± 0.0073	0.0503 ± 0.0038
8.15 ± 0.47	0.2061 ± 0.0033	0.0706 ± 0.0047	0.0321 ± 0.0026
9.94 ± 0.57	0.1335 ± 0.0028	0.0445 ± 0.0038	0.0215 ± 0.0016
12.14 ± 0.71	0.0755 ± 0.0015	0.0330 ± 0.0022	0.0131 ± 0.0012
14.80 ± 0.85	0.0432 ± 0.0012	0.0200 ± 0.0016	0.0075 ± 0.0007
18.06 ± 1.04	0.0225 ± 0.0010	0.0115 ± 0.0008	0.0046 ± 0.0007

Tabelle 9: Impulsverteilungen geladener Hadronen, Raten =  $\frac{1}{\sigma_{had}} \cdot \frac{d\sigma}{dp} \left[ \left( \frac{GeV}{c} \right)^{-1} \right]$ .

## Verzeichnis der Abbildungen

1	Der LEP – Speicherring mit den vier Detektoren . . . . .	3
2	Der OPAL – Detektor . . . . .	4
3	Aufbau eines Sektors der Jetkammer . . . . .	7
4	Landauverteilung für minimal ionisierende Pionen . . . . .	9
5	Energieverlust einschließlich des Dichteeffektes . . . . .	12
6	Unterschied des Energieverlustes durch Ionisation für Elektronen/Positronen und Elektronen/schwere Teilchen . . . . .	14
7	Energieverlust als Funktion des Impulses . . . . .	16
8	Doppelpuls, Integrationsbereich und Ladungssubtraktion . . . . .	18
9	Relative $\frac{dE}{dx}$ – Auflösung als Funktion der DEDX – Hits . . . . .	21
10	Verteilung der geladenen Spuren pro Ereignis im Vergleich Daten und Monte Carlo für alle Spuren . . . . .	24
11	Verteilung der geladenen Spuren pro Ereignis im Vergleich Daten und Monte Carlo für alle Spuren, deren $ d_0 $ kleiner als 2 cm ist . . . . .	25
12	Der theoretische Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ als Funktion des Impulses und die mit dem OPAL – Detektor gemessenen Daten . . . . .	27
13	Energieverlustverteilungen für ein Impulsintervall von $11.0 \frac{GeV}{c}$ bis $13.5 \frac{GeV}{c}$ und $0.407 \frac{GeV}{c}$ bis $0.417 \frac{GeV}{c}$ . . . . .	27
14	Die $d_0$ – Verteilungen für Pionen und Protonen, die aus Zerfällen stammen . . . . .	31
15	Transformation der $\frac{dE}{dx}(p)$ – Funktionen in eine $\frac{dE}{dx}(\beta\gamma)$ – Funktion . . . . .	32
16	Die $\frac{dE}{dx}$ – Parametrisierung mit Hilfe von Pionen . . . . .	33
17	mittlerer Energieverlust von hochenergetischen Elektronen . . . . .	34
18	Gemessene Raten für Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen für ein Impulsin- tervall von $3.67 \frac{GeV}{c}$ bis $3.86 \frac{GeV}{c}$ . . . . .	37
19	Effizienzen für Daten und Monte Carlo für alle geladenen Spuren . . . . .	39
20	Effizienzen für einzelne Teilchensorten im Monte Carlo . . . . .	40
21	Effizienzen für Pionen, Kaonen, Protonen/Antiprotonen und Antiprotonen . . . . .	41
22	Verhältnis von Pionen mit geladenen Spuren zu Pionen und Myonen mit geladenen Spuren im Monte Carlo . . . . .	42
23	Korrekturfaktoren für Pionen, Kaonen, Protonen/Antiprotonen und Antiprotonen . . . . .	44
24	Impulsverteilung für Pionen . . . . .	45
25	Impulsverteilung für Kaonen . . . . .	46
26	Impulsverteilung für Protonen . . . . .	46
27	Fragmentationsfunktion für Pionen als Funktion von $x_e$ . . . . .	47
28	Fragmentationsfunktion für Kaonen als Funktion von $x_e$ . . . . .	48
29	Fragmentationsfunktion für Protonen als Funktion von $x_e$ . . . . .	48
30	Fragmentationsfunktion für Pionen als Funktion von $\ln(1/x_p)$ . . . . .	49
31	Fragmentationsfunktion für Protonen als Funktion von $\ln(1/x_p)$ . . . . .	49
32	Fragmentationsfunktion für Kaonen als Funktion von $\ln(1/x_p)$ . . . . .	50
33	Fragmentationsfunktionen für $K^+K^-$ und $K_S^0K_L^0$ (JETSET) . . . . .	50
34	Prozentualer Anteil von $\pi^\pm$ , $K^\pm$ und $p\bar{p}$ an stabilen geladenen Hadronen (Daten) . . . . .	55
35	Prozentualer Anteil von $\pi^\pm$ , $K^\pm$ und $p\bar{p}$ an stabilen geladenen Hadronen (JETSET) . . . . .	55
36	Effizienz für Daten und Monte Carlo, getrennt für negative Spuren und für positive Spuren . . . . .	59
37	Vergleich der DEDX – Hitverteilungen für Daten und Monte Carlo, getrennt für negative Pionen und für positive Pionen, jeweils in einem Impulsintervall von $0.15 \frac{GeV}{c}$ bis $0.5 \frac{GeV}{c}$ . . . . .	59
38	Fragmentationsfunktion für Pionen als Funktion von $\ln(1/x_p)$ nur für negative Spuren . . . . .	60

39	Fragmentationsfunktion für Kaonen als Funktion von $\ln(1/x_p)$ nur für negative Spuren	61
40	Fragmentationsfunktion für Protonen als Funktion von $\ln(1/x_p)$ nur für negative Spuren . . . . .	61

## Verzeichnis der Tabellen

1	Kritische Energien für verschiedene Teilchensorten . . . . .	15
2	Zusammenstellung der verwendeten Daten . . . . .	25
3	Variation der Schwankungsbreiten der Fitparameter . . . . .	36
4	mittlere Raten und Fehler zu Abb. 18 . . . . .	38
5	Raten für geladene Pionen pro Ereignis . . . . .	51
6	Raten für geladene Kaonen pro Ereignis . . . . .	52
7	Raten für Protonen/Antiprotonen pro Ereignis . . . . .	54
8	Parameter der Anpassung . . . . .	62
9	Impulsverteilungen geladener Hadronen . . . . .	63

## Literaturverzeichnis

- [1] V. Barger and R. Phillips;  
Collider Physics;  
Addison - Wesley Publishing Company (1987)
- [2] A. Ali and P. Söding;  
High Energy Electron - Positron Physics;  
World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. (1988)
- [3] Werner Hofmann;  
Particle Composition in Hadronic Jets in  $e^+e^-$  Annihilation;  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988) 279-322
- [4] Hubert Kreutzmann;  
Dissertation;  
Universität Bonn, BONN-IR-91-08 (1990)
- [5] The OPAL Collaboration;  
A Study of Charged Particle Multiplicities in Hadronic Decays of the  $Z^0$ ;  
CERN-PPE/91-176;  
Zur Veröffentlichung eingereicht bei Zeit. für Phys. C
- [6] The OPAL Collaboration;  
The OPAL Detector at LEP;  
Nucl. Instr. and Meth. **A305** (1991) 275-319
- [7] R. C. Fernow;  
Introduction to Experimental Particle Physics;  
Cambridge University Press (1986) 29-78
- [8] E. A. Uehling;  
Penetration of Heavy Charged Particles in Matter;  
Ann. Rev. Nucl. Sci. **4** (1954) 315-350
- [9] R. D. Birkhoff;  
The Passage of Fast Electrons Through Matter;  
S. Flügge, Handbuch der Physik, Band 34, Springer (1958) 53-138
- [10] H. A. Bethe and J. Ashkin;  
Passage of Radiations Through Matter;  
E. Segrè, Experimental Nuclear Physics, Volume 1, John Wiley & Sons (1953) 166-357
- [11] P. Marmier and E. Sheldon;  
Physics of Nuclei and Particles;  
Volume 1, Academic Press New York/London (1969) 97-207
- [12] Karl Ambrus;  
Dissertation;  
Universität Heidelberg, (1986)
- [13] R.M. Sternheimer and R.F. Peierls;  
General Expression for the Density Effect for the Ionization Loss of Charged Particles;  
Phys. Rev. **B3** (1971) 3681-3692

- [14] L. Landau;  
On the Energy Loss of Fast Particles by Ionisation;  
J. Exp. Phys. USSR 8 (1944) 201-205
- [15] W.W.M. Allison and J.H. Cobb;  
Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss;  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 253-298
- [16] D. Schaile et al.;  
A Simultaneous Hit Finding and Timing Method for Pulse Shape Analysis of Drift Chamber Signals;  
Nucl. Instr. and Meth. A242 (1986) 247-253
- [17] O. Biebel et al.;  
The Laser System for Calibration and Monitoring of the OPAL Jet Chamber;  
OPAL Technical Note TN073 (1991)
- [18] Barbara Wolf;  
Diplomarbeit;  
Universität Bonn, BONN-IR-90-41 (1990)
- [19] Michael Hauschild;  
private Mitteilung;  
(September 1991)
- [20] M. Hauschild et al.;  
Particle Identification with the OPAL Jet Chamber;  
CERN-PPE/91-130;  
Zur Veröffentlichung eingereicht bei Nucl. Instr. and Meth.
- [21] Michael Hauschild;  
Dissertation;  
Universität Bonn, BONN-IR-88-57 (1988)
- [22] Peter Bock;  
OPAL Central Detector Meeting (15.02.1985 and 25.04.1985);  
Internal Reports (1985) (unveröffentlicht)
- [23] D. Jeanne et al.;  
High Energy Particle Identification Using Multilayer Proportional Counters;  
Nucl. Instr. and Meth. 111 (1973) 287-300
- [24] Minutes of the CJ Meeting;  
CJ Meeting (22.08.1990);  
CJ-MIN-90/43 (unveröffentlicht)
- [25] T. Sjöstrand;  
Comp. Phys. Com. 39 (1986) 347  
T. Sjöstrand and M. Bengtsson;  
Comp. Phys. Com. 43 (1987) 367
- [26] The OPAL Collaboration;  
Measurement of Global Event Shape Distributions in the Hadronic Decays of the  $Z^0$ ;  
Zeit. für Phys. C47 (1990) 505-521

- [27] G. Marchesini and B. R. Webber;  
Nucl. Phys. **B310** (1988) 461  
I. G. Knowles;  
Nucl. Phys. **B310** (1988) 571
- [28] J. Allison et al.;  
Comp. Phys. Com. **47** (1987) 55
- [29] R. Brun et al.;  
GEANT3 Users' Guide;  
CERN DD/EE/84-1 (1986)
- [30] S. Weisz;  
ROPE Users' Guide (ROPE 401/09);  
CERN/OPAL (September 1991)
- [31] T. Mori;  
Multihadron Cross Section in 1990;  
OPAL Technical Note TN025 (1990)
- [32] The OPAL Collaboration;  
A Study of  $K_S^0$  Production in  $Z^0$  Decays;  
Phys. Lett. **B264** (1991) 467-475
- [33] G. D. Cowan;  
Ph. D. Thesis;  
University of California, LBL-24715 (1988)