



A2

22 JUL. 1985

EX MPI-PAE-Exp-EP 152
C1

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK UND ASTROPHYSIK

WERNER-HEISENBERG-INSTITUT FÜR PHYSIK

MPI-PAE/Exp. E1. 152
Juni 1985

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00068724

**Untersuchung der Produktion von Charm-Mesonen
in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen bei 200 GeV/c**

*Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München*

vorgelegt von
Eckehard Neugebauer
aus Mannheim

München, den 30. November 1984

Thesis-1984-Neugebauer

**Untersuchung der Produktion von Charm-Mesonen
in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen bei 200 GeV/c**

*Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München*

vorgelegt von
Eckehard Neugebauer
aus Mannheim

München, den 30. November 1984

Zusammenfassung

Die hier vorgestellten Resultate wurden am Max-Planck-Institut für Physik in München erhalten. Sie basieren auf Daten des Experiments NA11, das von der ACCMOR-Kollaboration am SPS des CERN durchgeführt wurde. Es wurde eine Sammlung von Ereignissen gewonnen, die nahezu untergrundfrei die Produktion von D -Mesonen in 200 GeV/c π^- -Beryllium-Wechselwirkungen enthalten (48 Ereignisse mit einem geschätzten Untergrundbeitrag von 3,8 Ereignissen). Als unentbehrlich zur Datenreduktion und zum Erreichen des sehr guten Verhältnisses von Signal zu Untergrund erwiesen sich 12 Siliziumstreifendetektoren.

Die selektierten Ereignisse enthalten je ein einzelnes Elektron vom semileptonischen Zerfall eines Charmteilchens und ein D -Meson, das hadronisch in einen von drei Zerfallskanälen, die vollständig rekonstruiert werden können, zerfällt ($D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$, $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ oder $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$). Das einzelne Elektron wird im Trigger des Experiments verlangt und dient außerdem zur Datenreduktion während der Ereignisrekonstruktion. Die gleichzeitig produzierten, vollständig rekonstruierten D -Mesonen bilden die Grundlage zur Bestimmung der partiellen und totalen Wirkungsquerschnitte der Produktion von D -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen.

Die partiellen Wirkungsquerschnitte werden folgendermaßen parametrisiert:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} \sim (1 - |x_F|)^n e^{-bp_t^2}.$$

Die Resultate für eine Anpassung an alle D -Mesonen sind $n = 2,9 \pm 0,6$ und $b = 1,0_{-0,1}^{+0,2} (\text{GeV}/c)^{-2}$. Die angepaßten Parameter n und b stimmen für führende und nicht-führende D -Mesonen innerhalb der Fehler überein. Die statistische Signifikanz reicht nicht aus, um das Auftreten von zwei Komponenten in der x_F -Verteilung eindeutig nachzuweisen.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D\bar{D}$ -Paaren ergibt sich zu $(28 \pm 5 \pm 14) \mu\text{b}/\text{Nukleon}$. Der zuerst angegebene Fehler ist der statistische; der systematische Fehler beruht auf den Fehlern der Verzweungsverhältnisse und auf dem Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen in der ersten Triggerstufe. Die verschiedenen Annahmen über den Produktionsmechanismus, die

getroffen werden müssen, um totale Wirkungsquerschnitte berechnen zu können, führen zu einem zusätzlichen systematischen Fehler von ungefähr 50%.

Verhältnisse von totalen Wirkungsquerschnitten können mit größerer Genauigkeit bestimmt werden, da sich viele systematische Fehler aufheben. Das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte von neutralen zu geladenen D -Mesonen beträgt $1,4 \pm 0,5 \pm 0,3$, das von führenden zu nicht-führenden $1,8 \pm 0,7 \pm 0,3$ und das von $D^{*\pm}$ -Mesonen zu $D^\pm$ -Mesonen $0,6 \pm 0,3 \pm 0,2$.

$D^\pm$ -Mesonen und $F^\pm$ -Mesonen werden auch im Zerfallskanal $K^\pm K^\mp \pi^\pm$ gefunden. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $F^\pm$ -Mesonen ist gegeben durch

$$\sigma(F^\pm) \cdot B(F^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm) = (0,4 \pm 0,5 \pm 0,2) \mu b / \text{Nukleon},$$

wobei $B(F^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm)$ das bisher noch nicht gemessene Verzweigungsverhältnis bezeichnet. Der erste Fehler ist der statistische, der zweite der systematische auf Grund des Fehlers der Nachweiswahrscheinlichkeit für das Triggerelektron.

Es werden zwei Verhältnisse von Verzweigungsverhältnissen gemessen:

$$\frac{B(\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm)}{B(\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm)} = 2,0 \pm 0,9$$

und

$$\frac{B(D^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm)}{B(D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm)} = 0,32 \pm 0,19.$$

Aus diesem Experiment folgt eine Obergrenze für D^0 - $\bar{D}^0$ -Mischung:

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- / K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- + c.c.)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ / K^- \pi^- \pi^+ \pi^+ + c.c.)} < 0,08$$

bei einem Konfidenzniveau von 90%.

Die Beiträge des Verfassers der vorliegenden Dissertation sind auf Seite 25 gekennzeichnet.

Summary

The results presented in this thesis are from research done at the Max-Planck-Institut für Physik in Munich. They are based on data of the NA11 experiment that was performed by the ACCMOR collaboration at the CERN SPS. We have obtained a nearly background-free sample of events with D mesons produced in 200 GeV/c π^- -beryllium interactions (48 events including an estimated background of 3.8 events). The use of 12 silicon strip detectors was indispensable in the offline data reduction and in obtaining the good signal-to-background ratio.

The selected events contain a single electron from the semileptonic decay of a charmed particle, and a D mesons that decays hadronically into one of three decay modes that can be completely reconstructed ($D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$, $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$, or $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$). The single electrons are used in the trigger for the experiment. They are also used in the data reduction during the offline event reconstruction. The simultaneously produced and completely reconstructed D mesons are the basic input for the determination of partial and total cross sections of D production in π^- -beryllium interactions.

The partial cross sections are parametrized as follows:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} \sim (1 - |x_F|)^n e^{-bp_t^2}.$$

The results obtained from a fit including all D mesons are $n = 2.9 \pm 0.6$ and $b = 1.0_{-0.1}^{+0.2} (\text{GeV}/c)^{-2}$. The fitted parameters n and b have the same values within errors for leading and non-leading D mesons. The statistical significance is not sufficient to prove the existence of two components in the x_F distributions.

The total cross section for the production of $D\bar{D}$ pairs amounts to $(28 \pm 5 \pm 14)$ $\mu\text{b}/\text{nucleon}$. The first error is statistical, the second systematic. The systematic error is due to the errors of the branching ratios and to the error of the electron detection efficiency in the hardware trigger. For computing total cross sections, various assumptions about the production mechanism are needed. They lead to an additional systematic error of about 50%.

Due to the cancellation of some of the systematic errors it is possible to determine ratios of total cross sections with higher accuracy. The ratio of the total cross

section for neutral D mesons to the cross section for charged ones is $1.4 \pm 0.5 \pm 0.3$, the ratio of leading to non-leading D mesons is $1.8 \pm 0.7 \pm 0.3$, and the ratio of $D^{*\pm}$ mesons to $D^\pm$ mesons is $0.6 \pm 0.3 \pm 0.2$.

In addition, $D^\pm$ mesons and $F^\pm$ mesons are found in the channel $K^\pm K^\mp \pi^\pm$. The total cross section for $F^\pm$ production is given by

$$\sigma(F^\pm) \cdot B(F^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm) = (0.4 \pm 0.5 \pm 0.2) \mu b / \text{nucleon},$$

where $B(F^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm)$ denotes the not yet measured branching ratio. The first error is the statistical one, the second is the systematic one due to the error of the electron detection efficiency in the hardware trigger.

We measure two ratios of branching fractions:

$$\frac{B(D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm)}{B(D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm)} = 2.0 \pm 0.9$$

and

$$\frac{B(D^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm)}{B(D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm)} = 0.32 \pm 0.19.$$

An upper limit for D^0 - $\bar{D}^0$ mixing is obtained:

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- / K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- + c.c.)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ / K^- \pi^- \pi^+ \pi^+ + c.c.)} < 0.08$$

at a confidence level of 90%.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Summary	iii
1. Einleitung	1
1.1. Produktion von Charmteilchen in hadronischer Wechselwirkung	1
1.1.1. Allgemeine Bemerkungen	1
1.1.2. Theoretische Überlegungen	3
1.1.3. Experimentelle Ergebnisse	8
1.2. Das neue Experiment NA11 der ACCMOR-Kollaboration	24
2. Das Experiment	26
2.1. Einleitung	26
2.2. Experimenteller Aufbau	26
2.2.1. Der Teilchenstrahl	26
2.2.2. Das Spektrometer	27
2.2.3. Die Siliziumstreifendetektoren	32
2.2.4. Das Vertexteleskop	37
2.3. Trigger und Datennahme	38
2.3.1. Allgemeine Bemerkungen und Überblick	38
2.3.2. Der Strahltrigger	40
2.3.3. Der Wechselwirkungstrigger	40
2.3.4. Erste Stufe des Einzelektrontriggers	42
2.3.5. Zweite Stufe des Einzelektrontriggers	44
2.3.6. Die Datennahme	46
3. Ereignisrekonstruktion und Ereignisselektion	47
3.1. Einleitung	47
3.2. Dekodierung der Rohdaten	47
3.3. Berechnung der Koordinaten in den Siliziumdetektoren	47
3.4. Rekonstruktion der Strahlspur	53
3.5. Elektronenauswahl und erste Einzelektronenauswahl	53

3.6.	Spurrekonstruktion in den Driftkammern	54
3.7.	Zweite Einzelektronenauswahl	55
3.8.	Identifikation geladener Teilchen	56
3.9.	Spurrekonstruktion im Vertexteleskop	57
3.9.1.	Allgemeine Bemerkungen	57
3.9.2.	Erste Phase der Spurensuche	61
3.9.3.	Zweite Phase der Spurensuche	62
3.9.4.	Dritte Phase der Spurensuche	64
3.9.5.	Suche nach Spurprojektionen	65
3.10.	Vertexrekonstruktion	66
3.11.	Dritte Einzelektronenauswahl	69
3.12.	Auswahl komplexer Ereignisse im Vertexteleskop	70
3.13.	Erste Auswahl von D -Mesonen	71
3.14.	Zweite Auswahl von D -Mesonen	73
3.15.	Auswahl von Zerfällen $D^\pm \rightarrow K^\pm K^\mp \pi^\pm$ und $F^\pm \rightarrow K^\pm K^\mp \pi^\pm$	76
4.	Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen	79
4.1.	Einleitung	79
4.2.	Akzeptanzkorrekturen	83
4.3.	Verfahren zur Bestimmung der Parameter der Produktionsmechanismen	89
4.4.	Resultate	92
5.	Messung der totalen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen	98
5.1.	Einleitung	98
5.2.	Inverse integrierte Luminosität	98
5.3.	Strahleffizienz und andere allgemeine Effizienzfaktoren	99
5.3.1.	Totzeit	100
5.3.2.	Überlappende Wechselwirkungen	101
5.3.3.	Vorbeilaufen des Strahls am Target	102
5.4.	Effizienzfaktoren der beobachteten hadronischen Zerfallskanäle	102

5.5.	Verhältnisse von totalen Wirkungsquerschnitten	103
5.6.	Elektronkorrekturen	106
5.6.1.	Allgemeine Bemerkungen	106
5.6.2.	Durchschnittliches Verzweigungsverhältnis $D \rightarrow e + X$	107
5.6.3.	Durchschnittliche Akzeptanz für $D \rightarrow e + X$	107
5.6.4.	Nachweiswahrscheinlichkeit für Einzelelektronen	109
5.7.	Totale Wirkungsquerschnitte	111
6.	Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von $F^\pm$ -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen	116
7.	Messung von relativen Verzweigungsverhältnissen von D -Mesonen	117
8.	Messung einer Obergrenze für D^0 - $\bar{D}^0$ -Mischung	118
9.	Schlußfolgerungen	120
	Literatur	121
	Danksagung	133



1. Einleitung

1.1. Produktion von Charmteilchen in hadronischer Wechselwirkung

1.1.1. ALLGEMEINE BEMERKUNGEN

Seit der Entdeckung von Elementarteilchen mit der Eigenschaft 'Charm' an Elektron-Positron-Speicherringen [1, 2] ist auch die hadronische Produktion dieser Teilchen intensiv untersucht worden (neuere Übersichtsartikel zur hadronischen Produktion von Charmteilchen stammen von Putzer [3] und von Kernan und Vandalen [4]). Für diese Untersuchungen gibt es drei Hauptgründe: (i) Das Charmquark ist erheblich schwerer als die seit längerem bekannten u -, d - und s -Quarks. Daher erwartet man, daß die theoretische oder zumindest die phänomenologische Beschreibung der hadronischen Produktionsprozesse stark vereinfacht wird und unmittelbare Vergleiche mit experimentellen Resultaten möglich werden. (ii) Die Produktionsrate von Charmteilchen in Experimenten, die Hadronstrahlen benutzen, ist mehrere Größenordnungen höher als in Experimenten mit Photon- oder Leptonstrahlen. Ein genaues Studium der Zerfallseigenschaften von Charmteilchen, für das viele Ereignisse nötig sind, kann daher grundsätzlich auch mit Hadronstrahlen stattfinden. (iii) Man erwartet eine Vielzahl von Charmteilchen, insbesondere von Baryonen. Bisher sind aber nur die leichtesten Charmteilchen gefunden worden, nämlich die Mesonen D^+ , D^0 , D^{*+} , D^{*0} , F^+ und F^{*+} und die Baryonen Λ_c^+ , Σ_c^{++} und A^+ . Die Aussichten, die meisten noch unentdeckten Charmbaryonen zu finden, sind in Hadronstrahlen am größten, da in diesen Strahlen bereits u -, d - und s -Quarks, deren Antiquarks und Diquarksysteme zur Verfügung gestellt werden, so daß sie unmittelbar in Charmteilchen eingebaut werden können.

Der Untersuchung von Charmteilchen mit Hadronstrahlen stehen jedoch erhebliche Schwierigkeiten entgegen. Die Produktionsrate ist zwar groß, aber der Wirkungsquerschnitt für Charmproduktion von der Größenordnung $10 \mu b$ bei Strahlenergien von einigen 100 GeV ist klein im Vergleich zum totalen Wirkungsquerschnitt von einigen mb . Dies führt zu einem sehr ungünstigen Verhältnis von Signal zu Untergrund. Hinzu kommt, daß in hadronischen Reaktionen die mittlere Multiplizität geladener Sekundärteilchen bei Strahlenergien von einigen 100 GeV

recht groß ist (> 10), wodurch der kombinatorische Untergrund stark zunimmt. Diese für hadronische Produktion typischen Schwierigkeiten werden noch verstärkt dadurch, daß die Verzweungsverhältnisse von Charmteilchen in bestimmte Endzustände in der Regel nur einige Prozent oder weniger betragen [5].

Um Charmteilchen möglichst untergrundfrei in hadronischer Produktion beobachten zu können, muß deshalb eine geeignete Ereignisselektion vorgenommen werden. Bisher sind folgende Methoden angewandt worden:

- Charmteilchen haben ein semileptonisches Verzweungsverhältnis von ungefähr 10% und sind daher eine signifikante Quelle von prompten Leptonen. (Als 'prompt' werden die Teilchen bezeichnet, die nicht Zerfalls- oder Wechselwirkungsprodukt von anderen, langlebigen Teilchen mit mittleren Lebensdauern $\gg 10^{-12}s$ sind.) Der Nachweis von prompten Einzelelektronen, prompten Einzelmyonen oder prompten Neutrinos ist daher ein Hinweis auf die Produktion von Charmteilchen.
- Charmteilchen haben mittlere Lebensdauern im Bereich $10^{-13}s$ bis $10^{-12}s$. Wenn sie mit einem Laborimpuls von einigen 10 GeV/c produziert werden, legen sie zwischen Produktion und Zerfall im Labor Strecken von einigen Millimetern zurück. Mit hochauflösenden Detektoren in Vertexnähe kann die Zerfallsstrecke unmittelbar gemessen werden.
- Es gibt Charmteilchen, die in ein anderes Charmteilchen und Teilchen ohne Charm mit kleinem Q-Wert zerfallen, z.B. ist der Q-Wert für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0 + \pi^+$ 5,8 MeV. Dieser kleine Q-Wert erleichtert den Nachweis der Zerfallskaskade, da nur wenige π^+ zum Untergrund beitragen.
- Da die Quantenzahl Charm in hadronischer Wechselwirkung erhalten ist, entstehen immer Paare von Charm- und Anticharmteilchen. Es kann daher eine positive Signatur von beiden Teilchen verlangt werden. Wird z.B. nach einem Cabibbo-erlaubten ($\Delta C = \Delta S$) hadronischen Zerfall des einen und nach einem semileptonischen Zerfall des anderen Teilchens gesucht, so müssen die Ladung des Leptons und die Seltsamkeit des hadronischen Endzustands gleiches Vorzeichen haben.

Bevor ein Überblick über die bisher gewonnenen experimentellen Ergebnisse

zur hadronischen Produktion von Charmteilchen gegeben wird (Abschnitt 1.1.3.), wird kurz auf die augenblicklichen theoretischen Vorstellungen zur hadronischen Charmproduktion eingegangen (Abschnitt 1.1.2.).

1.1.2. THEORETISCHE ÜBERLEGUNGEN

Zur Zeit gibt es keine umfassende theoretische Beschreibung der hadronischen Produktion von Charmteilchen, die mit allen experimentellen Tatsachen in Einklang steht. Im folgenden wird daher nur ein Überblick über die grundlegenden Ansätze im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) gegeben, soweit sie die hadronische Produktion schwerer Quarks betreffen. Ein ausführlicherer Übersichtsartikel zu den theoretischen Aspekten der Produktion von schweren Quarks stammt von Halzen [6].

Man stellt sich vor, daß die Produktion von Charmteilchen auf die folgenden Mechanismen der Quarkproduktion zurückgeführt werden kann (s. Abb. 1.1): a) Quarkannihilation, symbolisch $q + \bar{q} \rightarrow c + \bar{c}$, wobei $q, \bar{q}$ u - oder d -Quarks bzw. Antiquarks bezeichnen und $c, \bar{c}$ Charmquarks bzw. -antiquarks; b) Gluonannihilation, symbolisch $g + g \rightarrow c + \bar{c}$, wobei g Gluonen bezeichnen (Quark- und Gluonannihilation werden zusammenfassend 'Flavour-Erzeugung' genannt); und c) Charmanregung, symbolisch $q + c \rightarrow q + c$ und $g + c \rightarrow g + c$, wobei das Charmquark aus dem virtuellen Quarksee eines der einlaufenden Hadronen stammt und zu einem realen Zustand angeregt wird ('Flavour-Anregung').

Die ersten ausführlichen Berechnungen zur hadronischen Charmproduktion im Rahmen von Flavour-Erzeugung und Flavour-Anregung stammen von Combridge [7]. Die numerischen Resultate hängen stark von mehreren Parametern ab, deren Werte nur angenähert bekannt sind: Die Rechnungen mit Quark- und Gluonannihilation müssen eine Schwellenmasse annehmen, ab der $c\bar{c}$ -Paare erzeugt werden, und die Rechnungen mit Charmanregung beruhen auf der unbekannten Strukturfunktion des Charmsees und müssen außerdem einen minimalen Impulsübertrag annehmen, der zur Anregung eines Charmquarks vom See in den realen Zustand notwendig ist. Wesentliche Ergebnisse von Combridge sind in Abb. 1.2 und 1.3 wiedergegeben. Es ist zu erkennen, daß die Prozesse der Flavour-Anregung ungefähr eine Größenordnung mehr zur Charmproduktion beitragen als die der Flavour-Erzeugung. Bei hohen Energien dominieren die Prozesse $g + g \rightarrow c + \bar{c}$ und

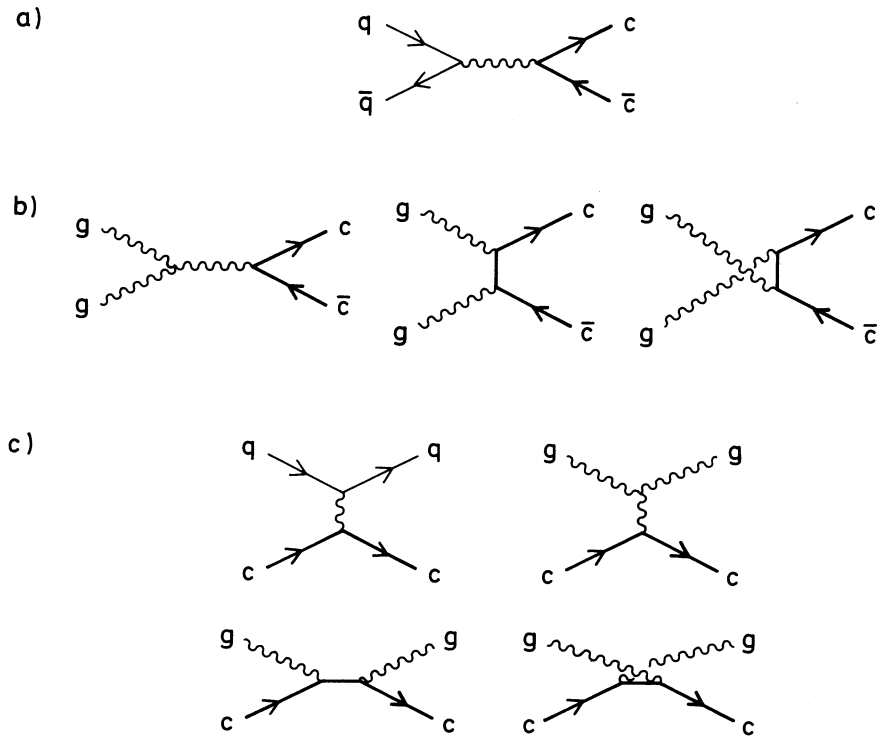


Abb. 1.1: QCD-Diagramme niedrigster Ordnung für die Produktion von Charmquarks. q bezeichnet ein u - oder d -Quark, c ein Charmquark und g ein Gluon.

a) Quarkannihilation. b) Gluonannihilation. c) Charmanregung.

$g + c \rightarrow g + c$. Die x_F -Verteilungen sind 'zentral', d.h. kleine $|x_F|$ sind bevorzugt.

Die Beobachtungen am ISR des CERN, daß Λ_c mit Wirkungsquerschnitten von einigen $100 \mu b$ und vor allem mit großen x_F produziert werden, stimmen nicht mit den Rechnungen von Combridge überein und führten zur Weiterentwicklung des QCD-Modells. Barger, Halzen und Keung haben insbesondere die Prozesse der Flavour-Anregung weiter studiert [8]; ihre berechneten x_F -Verteilungen sind in Abb. 1.4 gezeigt.

Die Untersuchung der Fragmentationsprozesse, durch die Quarks sich zu beobachtbaren Hadronen verbinden, führte zu den sogenannten 'counting rules', die

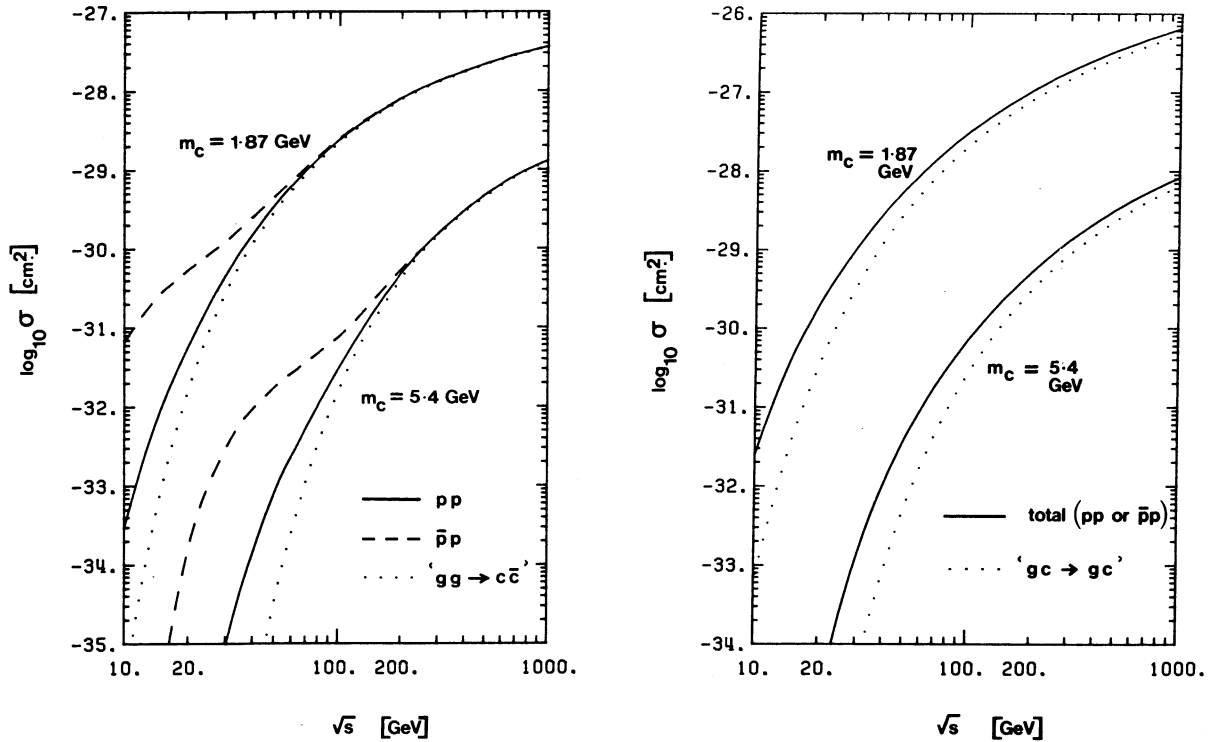


Abb. 1.2: Wirkungsquerschnitte als Funktion der Energie im Schwerpunktsystem für die Paarproduktion von schweren Quarks durch Flavour-Erzeugung (links) und Flavour-Anregung (rechts) nach QCD-Rechnungen von Combridge. Dargestellt sind die Wirkungsquerschnitte für pp - und $p\bar{p}$ -Wechselwirkungen für zwei verschiedene Massen des schweren Quarks. Ebenfalls gezeigt sind die Beiträge der Prozesse $g + g \rightarrow c + \bar{c}$ bzw. $g + c \rightarrow g + c$. (Nach [7].)

für große x_F den Parameter n bestimmen, wenn der differentielle Wirkungsquerschnitt wie folgt parametrisiert wird: $d\sigma/dx_F \sim (1 - x_F)^n$. In π^- -Nukleon-Wechselwirkungen sagen die counting rules, wie sie von Gunion formuliert worden sind [9], für die Produktion von $D^- D^0$ -Paaren $n = 1$ und für die Produktion von $D^+ \bar{D}^0$ -Paaren $n = 3$ voraus.

Nicht weiter eingegangen wird auf die Modelle mit 'intrinsischem Charm' [10]. Diese Modelle sind ausschließlich konstruiert worden, um die sehr großen Wir-

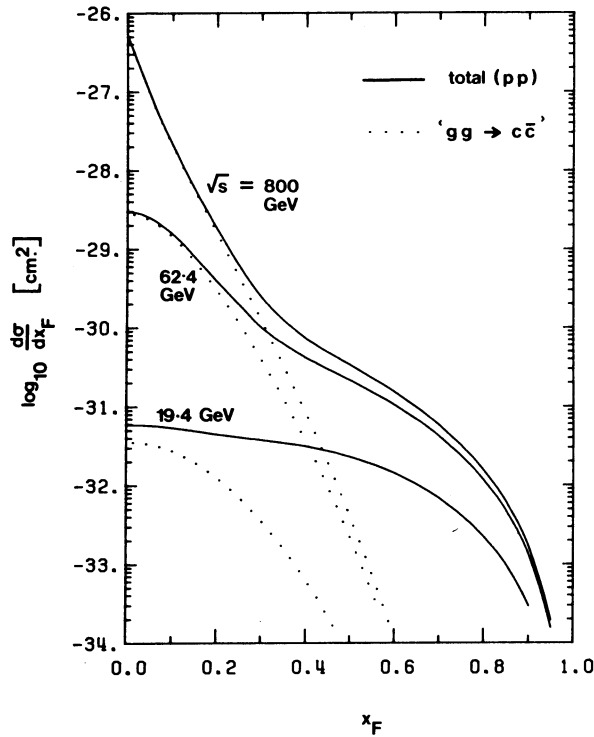


Abb. 1.3: x_F -Verteilung von schweren Quarks ($m_c = 1,87 \text{ GeV}/c^2$), produziert durch Flavour-Erzeugung in pp -Wechselwirkungen, nach QCD-Rechnungen von Combridge. Dargestellt sind Verteilungen für drei verschiedene Energien im Schwerpunktsystem. Ebenfalls gezeigt sind die Beiträge des Prozesses $g + g \rightarrow c + \bar{c}$. Die Verteilungen sind symmetrisch um $x_F = 0$. (Nach [7].)

kungsquerschnitte für Charmproduktion am ISR zu erklären; dazu nehmen sie eine Charmkomponente in der Wellenfunktion des Protons von ungefähr 1% an. Direkte Messungen dieser Komponente ergeben aber weitaus niedrigere Werte: μ -Produktion von Charmteilchen führt zu einer Obergrenze von 0,28% (90%iges Konfidenzniveau) [11]; und in einem Experiment mit hadronischer Produktion, das $\mu^+\mu^-$ -Paare mit großer fehlender Energie nachweist, wird auf Obergrenzen für die Charmkomponente des Protons und des Pions von 0,012% bzw. 0,021% geschlossen [12].

Es bleibt festzuhalten, daß es bisher nicht gelungen ist, Wirkungsquerschnitte

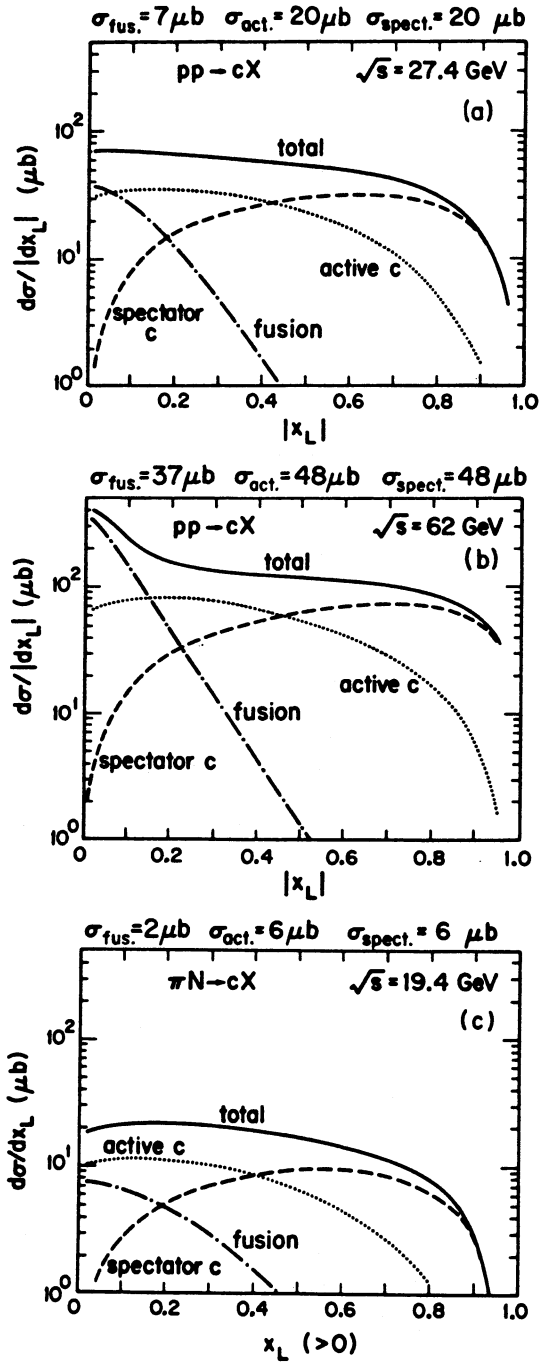


Abb. 1.4: x_F -Verteilung von Charmquarks, die durch Flavour-Anregung produziert worden sind, in a) pp -Wechselwirkungen bei einer Energie im Schwerpunktsystem von 27,4 GeV, b) pp -Wechselwirkungen bei einer Energie von 62 GeV, und c) π -Nukleon-Wechselwirkungen bei einer Energie von 19,4 GeV, nach QCD-Rechnungen von Barger, Halzen und Keung. (Nach [8].)

für hadronische Charmproduktion parameterfrei zu berechnen. Die Ergebnisse der theoretischen Überlegungen zur hadronischen Charmproduktion sind daher eher qualitativer Art.

1.1.3. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE

Tabelle 1.1 gibt einen Überblick über die bisher gewonnenen experimentellen Daten zur hadronischen Produktion von Charmteilchen für Messungen mit einfallenden $\pi^\pm$ -Strahlen, Tabelle 1.2 für Messungen mit einfallenden Nukleonenstrahlen und für Proton-Proton-Kollisionsexperimente am CERN-ISR. Der Vergleich von Resultaten verschiedener Experimente ist allerdings nicht unproblematisch aus folgenden Gründen:

- (i) Die üblichen Targetmaterialien sind Wasserstoff, Emulsionen und Metalle, z.B. Beryllium, Eisen, Kupfer oder Wolfram. Die Anzahl der Nukleonen pro Targetkern, A , reicht daher von 1 bis 184. Die Frage, wie der Charmproduktionswirkungsquerschnitt pro Targetkern von A abhängt, ist aber noch völlig ungeklärt. In der Regel wird eine Abhängigkeit wie A^1 angenommen, unterstützt dadurch, daß die ungefähr übereinstimmenden totalen Wirkungsquerschnitte, die in Experimenten mit verschiedenem Targetmaterial gemessen werden, auf der Annahme einer linearen A -Abhängigkeit beruhen. Aber es gibt auch direkte experimentelle Hinweise auf deutlich kleinere Exponenten: von einem Beam-Dump-Experiment, das Neutrinos von Charmzerfällen nachweist, wird eine A -Abhängigkeit proportional zu $A^{0,72}$ gemessen [13]. Im übrigen ist es durchaus möglich, daß der Exponent von A eine Funktion von x_F und p_t^2 ist, wie es auch in Nicht-Charm-Experimenten beobachtet wird (s. z.B. Abb. 12 in [6]). Leider tragen theoretische Modelle zur Zeit wenig zur Klärung der Frage der A -Abhängigkeit bei (einen Überblick gibt [14]).
- (ii) Experimente weisen Charmteilchen nur in bestimmten Zerfallskanälen nach. Die berechneten totalen Wirkungsquerschnitte hängen damit von den Werten für die Verzweigungsverhältnisse ab. Die meisten Verzweigungsverhältnisse sind bisher an e^+e^- -Speicherringen bestimmt worden, indem die Produkte aus Verzweigungsverhältnissen und Produktionswirkungsquerschnitten ($B \cdot \sigma$) gemessen wurden [15]. In letzter Zeit ist es der MARK III-

Kollaboration am Speicherring SPEAR gelungen, die Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle $\overset{(-)}{D^0} \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ und $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ mit großer Statistik direkt zu bestimmen (es wurden ungefähr 1000 $\overset{(-)}{D^0} \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ und ungefähr 1100 $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ nachgewiesen) [16]. Durch die direkte Messung sind die Ergebnisse kaum von systematischen Fehlern beeinflusst. Die neuen Werte liegen ungefähr einen Faktor 2 über den älteren, die von vielen Experimenten zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten benutzt worden sind. Aber da die direkte Messung eine erhebliche Verbesserung darstellt, werden im folgenden die neuen Werte für die Verzweigungsverhältnisse benutzt.

- (iii) Die zum Nachweis von Charmteilchen benutzten Detektorsysteme sind sehr unterschiedlicher Natur: benutzt werden unter anderem Emulsionen oder Siliziumdetektoren zusammen mit Magnetspektrometern, Blaskammern und Spektrometer ohne Vertexdetektoren. Die Spektrometer vermessen zum Teil nur geladene Sekundärteilchen. In den Beam-Dump-Experimenten wird oft nur eine Sorte Leptonen nachgewiesen (Elektronen, Myonen oder Neutrinos). Die unterschiedlichen Nachweismethoden haben unterschiedliche und oft schwer abzuschätzende systematische Fehler zur Folge.
- (iv) Die meisten Experimente haben eine begrenzte Akzeptanz für den Nachweis von Charmteilchen. Die Berechnung von totalen Wirkungsquerschnitten hängt deswegen von Annahmen über den Produktionsmechanismus ab. Wie aus den Tabellen 1.1 und 1.2 zu ersehen ist, haben nur wenige Experimente partielle Wirkungsquerschnitte der Charmproduktion gemessen. Nur ein Experiment (LEBC-EHS) hat bisher die Korrelationen zwischen den paarweise produzierten Charmteilchen untersucht.

In Abb. 1.5 und 1.6 sind gemessene totale Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen $\pi^- N \rightarrow D\bar{D} + X$ und $pN \rightarrow D\bar{D} + X$ als Funktion der Energie im Schwerpunktsystem dargestellt. Es wurden die Ergebnisse von neueren Experimenten ausgewählt, die ein Charmsignal beobachtet haben. Um einen Vergleich sinnvoll zu machen, wurden die veröffentlichten Resultate (s. Tabelle 1.1 und 1.2) folgendermaßen korrigiert: (i) Die Wirkungsquerschnitte werden neu berechnet mit den Verzweigungsverhältnissen von MARK III [16] für hadronische Zerfallskanäle (die benutzten Werte sind $B(\overset{(-)}{D^0} \rightarrow K^\mp \pi^\pm) = 0,049$, $B(D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm) = 0,091$ und

Tabelle 1.1: Experimentelle Ergebnisse zur Produktion von Charmteilchen in $\pi^\pm$ -Nukleon-Wechselwirkungen. *

Experiment [Lit.]	Reaktion	$\sqrt{s}$ [GeV]	x_F^- , p_t^2 - Abhängigkeit [†]	totaler Wirkungs- querschnitt [μb]
BNL-Toronto [18]	$\pi^+ H \rightarrow \bar{D}^0 + \Sigma_c^{++}$	4,4		$< 2,6 / (B_{D^0} \cdot B_{\Sigma_c^{++}})^{\dagger}$ (95%)
BNL-Princeton [19]	$\pi^- C \rightarrow D^{*-} + X$	4,4		$(0,007 \pm 0,020) / B^{\dagger}$
Columbia-Binghamton [20]	$\pi^+ H \rightarrow D^0 / D^+ / D^- + X$	5,3		$< (27/35/12) / B^{\dagger}$ (95%)
Tallahassee-Waltham [21]	$\pi^+ d \rightarrow D + X$	5,3		$< 2 - 4$ (95%)
BNL-Princeton [22]	$\pi^- C \rightarrow \begin{smallmatrix} (-) \\ D^0 \end{smallmatrix} + X$	5,3		$< 0,8 / B^{\dagger}$ (4 S.D.)
SLAC-Santa Cruz [23]	$\pi^+ (CH_2)_n \rightarrow C_1 + \bar{C}_2 + X$	5,4		$< 2 - 10$ (97%)
BNL-MPS [24]	$\pi^- H \rightarrow D^- + \Lambda_c^+$	5,4		$< 1,0 / (B_{D^-} \cdot B_{\Lambda_c^+})^{\dagger}$ (95%)
BNL-MPS [25]	$\pi^- H \rightarrow D^{*-} + \Lambda_c^+$ $\pi^- H \rightarrow D^{*-} + X$	5,5		$< 0,0013 / B^{\dagger}$ (95%) $< 0,0024 / B^{\dagger}$ (95%)
DIS (HBC) [26]	$\pi^\pm H \rightarrow D + \bar{D} + X$	5,8		< 13 (90%)

Fortsetzung S. 11

Fortsetzung von Tabelle 1.1.

Experiment [Lit.]	Reaktion	$\sqrt{s}$ [GeV]	x_F^-, p_t^2 - Abhängigkeit [†]	totaler Wirkungs- querschnitt [μb]
OMEGA [27]	$\pi^- H \rightarrow D^- + D^0 + p$	6,0		$< (0,05 - 0,075) / (B_{D^-} \cdot B_{D^0})^{\ddagger} \quad (95\%)$
BEBC (BGRST) [28]	$\pi^- H \rightarrow D + \bar{D} + X$	11,5		19 ± 11
altes NA11 (ACCMOR) [29, 30]	$\pi^- Be \rightarrow D + \bar{D} + X$	18,1/19,4	$n = 0,8 \pm 0,4$ $b = 1,1 \pm 0,5$	$48 \pm 15 \pm 24$
WA11 (Goliath) [31]	$\pi^- Be \rightarrow D + \bar{D} + X$	18,6		$< 32_{-10,5-2,5}^{+32+27}$ (1 S.D.)
NA3 [32]	$\pi^\pm Pt \rightarrow D + \bar{D} + X$	19,4		< 40 (90%)
neues NA11 (ACCMOR) diese Arbeit	$\pi^- Be \rightarrow D + \bar{D} + X$ $\pi^- Be \rightarrow F^\pm + X$	19,4	$n = 2,9 \pm 0,6$ $b = 1,0_{-0,1}^{+0,2}$	$28 \pm 5 \pm 14$ $(0,4 \pm 0,5 \pm 0,2) / B^{\ddagger}$
E515 (NCNFR) [33]	$\pi^- Be \rightarrow D + \bar{D} + X$	19,4		18 ± 6
E567 (BPST) [34]	$\pi^- Be \rightarrow D^{*\pm} + X$	19,4		$4,2 \pm 1,4$
E369 (FHIOT) [35]	$\pi^- H \rightarrow D + \bar{D} + X$	20,2		$40 - 50$

Fortsetzung S. 12

Fortsetzung von Tabelle 1.1.

Experiment [Lit.]	Reaktion	$\sqrt{s}$ [GeV]	x_F^- , p_t^{2-} Abhängigkeit [†]	totaler Wirkungs- querschnitt [μb]
DOS [36]	$\pi^- C_5H_8O_2 \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	20,6		$< 10,4$ (90%)
E595 (CCFRS) [37]	$\pi^- Fe \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	22,8	$n(D^-/\bar{D}^0) = 1,6 \pm 0,3$ $n(D^+/D^0) = 2,1 \pm 0,5$ $b = 0,70 \pm 0,15$	$17,5^{+5,4}_{-3,9}$ ($x_F > 0$)
LEBC (BCOPRRT) [38]	$\pi^- H \rightarrow$ $C_1 + \bar{C}_2 + X$	25,3		~ 40
NA18 (BIBC) [39]	$\pi^- C_3F_8 \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	25,3	$m = 0,7^{+0,9}_{-0,7}$ $a = 2,5$	28 ± 11
NA16 (LEBC-EHS) [40, 41]	$\pi^- H \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	26,0	$n = 2,8 \pm 0,8^{\S}$ $b = 1,1 \pm 0,3$	$12,2^{+7,5}_{-3,8}$ ($x_F > 0$)
NA27 (LEBC-EHS) [42]	$\pi^- H \rightarrow$ (-) $D^0 + X$	26,0		$10,3 \pm 3,5$ ($x_F > 0$)

* Alle Angaben sind ungeändert der Originalliteratur entnommen. Für einen Versuch, die totalen Wirkungsquerschnitte verschiedener Experimente mit einheitlichen Annahmen neu zu berechnen, siehe [17] und Abb. 1.5 bzw. 1.6.

† Benutzte Parametrisierungen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind

$$E \cdot \frac{d^2\sigma}{dx dp_t^2} \sim (1 - x_F)^m e^{-ap_t}, \quad \frac{d^2\sigma}{dx dp_t^2} \sim (1 - x_F)^n e^{-bp_t^2},$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx dp_t^2} \sim (1 - x_F)^n e^{-c\sqrt{p_t^2 + m^2}} \text{ oder } \frac{d\sigma}{dp_t} \sim p_t e^{-dp_t}. \quad a, c \text{ und } d \text{ sind in Einheiten } (GeV/c)^{-1} \text{ angegeben, } b \text{ in } (GeV/c)^{-2}.$$

‡ B ist das Verzweigungsverhältnis des Charmteilchens in den beobachteten Zerfallskanal. Siehe die angegebene Originalliteratur für Einzelheiten.

§ Die gemessene x_F -Verteilung ist auch kompatibel mit zwei Komponenten mit unterschiedlichen Werten für n . Siehe die ausführliche Diskussion im Text.

Tabelle 1.2: Experimentelle Ergebnisse zur Produktion von Charmteilchen in Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen. *

Experiment [Lit.]	Reaktion	$\sqrt{s}$ [GeV]	x_F^- , p_t^2 - Abhängigkeit [†]	totaler Wirkungs- querschnitt [μb]
BNL-Princeton [22]	$\bar{p}C \rightarrow$ $(-)$ $D^0 + X$	4,8/5,3		$< 0,6/B^\ddagger$ (4 S.D.)
Cavendish [43]	$nH \rightarrow$ $D + X$	$\leq 6,7$		$< (4,4 - 40)/B^\ddagger$ (97,5%)
CIB [44]	$pCu \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	7,3		$< (12 - 20)/B^\ddagger$ (90%)
RSC [45]	$pCu \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	7,3		< 150 (90%)
BIS-2 [46]	$nC \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + X$	8,7 - 11,5	$m = 1,5 \pm 0,5$ $a = 2,5 \pm 0,6$	> 17 ($x_F > 0$)
Moscow-Serpukhov [47]	$pFe \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	11,5		$(0,5 \pm 0,4)/B^\ddagger$
BEBC [48]	$\bar{p}H \rightarrow$ $C_1 + \bar{C}_2 + X$	11,5		< 14 (90%)
WA62 (BCGHELLMR) [49]	$\Sigma^- Be \rightarrow$ $A^+ + X$	15,9	$m = 1,7 \pm 0,7$ $b = 1,1_{-0,4}^{+0,7}$	$(5,3 \pm 2,0)/B^\ddagger$
altes NA11 (ACCMOR) [50]	$pBe \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + X$ $pBe \rightarrow D^0/\bar{D}^0/$ $D^+/D^- + X$	16,8 16,8		< 8 (90%) $< 64/37/51/49$ (90%)
FNRS [51]	$nBe \rightarrow$ $D + X$	$\sim 19,4$		$< 0,050/B^\ddagger$ (4 S.D.)

Fortsetzung S. 14

Fortsetzung von Tabelle 1.2.

Experiment [Lit.]	Reaktion	$\sqrt{s}$ [GeV]	x_F^- , p_t^2 - Abhängigkeit [†]	totaler Wirkungs- querschnitt [μb]
Chicago-Princeton [52]	$pFe \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	19,4		< 26 (95%)
EOFC [53]	$nBe \rightarrow$ $D + X$	$\sim 21,7$		$< (0,2 - 1)/B^\ddagger$ (4 S.D.)
BDMRSW [54]	$pEm. \rightarrow$ $C_1 + \bar{C}_2 + X$	23,7		$< 1,5$ (90%)
FNR [55]	$nBe \rightarrow$ $C_1 + \bar{C}_2 + X$	$\sim 23,7$		$< 0,34/(B_{C_1} \cdot B_{C_2})^\ddagger$ (95%)
E630 [56]	$pNe \rightarrow$ $D^\pm + X$	25,6		20 – 50
CFRS [57]	$pFe \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	25,6		22 ± 9
E595 (CCFRS) [58]	$pFe \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	25,6	$m = 5,0 \pm 0,8$ $a = 2,0 \pm 0,3$	$22,6 \pm 2,1 \pm 3,6$
NA16 (LEBC-EHS) [41, 59]	$pH \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	26,0	$n = 1,8 \pm 0,8$ $b = 1,1 \pm 0,3$	$15,5^{+8,3}_{-4,6}$
Gargamelle [60]	$pCu \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	27,4		$(32^{+15}_{-10})/B^\ddagger$
CDHS [61]	$pCu \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	27,4		≈ 30
BEBC (ABCLOS) [62]	$pCu \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	27,4		100 – 400

Fortsetzung S. 15

Fortsetzung von Tabelle 1.2.

Experiment [Lit.]	Reaktion	$\sqrt{s}$ [GeV]	x_F^- , p_t^2 - Abhängigkeit [†]	totaler Wirkungs- querschnitt [μb]
Chicago-Princeton [52]	$pCu \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	27,4		< 59 (95%)
CDHS [63]	$pCu \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + X$	27,4		$(3,9 \pm 1,0)/B^\dagger$
BEBC [64]	$pCu \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	27,4		17 ± 4 ($e^\pm$ -Ereignisse) 30 ± 10 ($\mu^\pm$ -Ereignisse)
CHARM [65]	$pCu \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	27,4		$(1,5 \pm 0,5)/B^\dagger$
E243 [66]	$pEm. \rightarrow$ $C_1 + \bar{C}_2 + X$	27,4		80 ± 60 ($\sigma \sim A^{2/3}$) 30 ± 20 ($\sigma \sim A^1$)
BCDJ [67]	$pEm. \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + X$	27,4		106 ± 39
E379 (CALTEC-SLAC) [68]	$pFe \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	27,4		$13 - 60$
E379 (CALTEC-SLAC) [69]	$pFe \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	27,4		$7 - 20$
E613 (FMOWW) [70]	$pW \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	27,4	$n = 4 \pm 1$ $c = 2 \pm 0,5$	$27 \pm 4 \pm 5$
R407/408 (CCHK) [71]	$pp \rightarrow$ $D^+ + X$	52,5		$150 - 2000$
R407/408 (CCHK) [72]	$pp \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + X$	52,5		$31 - 65$

Fortsetzung S. 16

Fortsetzung von Tabelle 1.2.

Experiment [Lit.]	Reaktion	$\sqrt{s}$ [GeV]	x_F^- , p_t^2 - Abhängigkeit [†]	totaler Wirkungs- querschnitt [μb]
CDFLLMRK [73]	$pp \rightarrow$ $(-)$ $D^0 + X$	53		$< (410/170)/B^\dagger$ (5 S.D.)
ACHLMNR [74]	$pp \rightarrow$ $(-)$ $D^0 + X$	53		$< (9/8)/B^\dagger$ (95%)
R605/R606 (ACHMNR) [75, 76]	$pp \rightarrow$ $C_1 + \bar{C}_2 + X$	53		$(68_{-16}^{+27})/B^\dagger$
R603 (UCLA-Saclay) [77]	$pp \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + X$	53/62		$(2,8 \pm 1,0)/B^\dagger$ $(2,3 \pm 0,3)/B^\dagger$
CSZ [78]	$pp \rightarrow$ $D + \bar{D} + X$	53/63		$< 33/(\Delta Rap. = 1)$ (95%)
R605/R606 (ACCHMN) [79]	$pp \rightarrow$ $\bar{D} + \bar{D} + X$	55		$< 0,92/(B_D \cdot B_{\bar{D}})^\dagger$ (95%)
R415 (BCFP) [80, 81]	$pp \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + X$	62	$d = 2,5 \pm 0,4$ $n = 0,40 \pm 0,25$	
R415 (BCFP) [82, 83]	$pp \rightarrow$ $D^0/D^+ + X$	62	$d = 2,4 \pm 0,5$ $m \approx 3$	
R415 (BCFP) [84]	$pp \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + \bar{D} + X$	62		184 – 4200
R415 (BCFP) [85]	$pp \rightarrow$ $D^0 + \bar{D} + X$	62		575 – 5000
R415 (BCFP) [86]	$pp \rightarrow$ $D^+ + \bar{D} + X$	62		305 – 5000

Fortsetzung S. 17

Fortsetzung von Tabelle 1.2.

Experiment [Lit.]	Reaktion	$\sqrt{s}$ [GeV]	x_F^- , p_t^2 - Abhängigkeit [†]	totaler Wirkungs- querschnitt [μb]
R605/R606 (ACHMNR) [87]	$pp \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + X$	63		$(0, 3 - 1, 8)/B^\ddagger$
R605/R606 (ACHMN) [88]	$pp \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + \bar{D} + X$ $pp \rightarrow$ $\Lambda_c^+ + \Lambda_c^- + X$	63		1220 – 2300 450 – 890
R416 (ACCDHW) [89]	$pp \rightarrow$ $C_1 + \bar{C}_2 + X$	63		200 – 900

* Siehe Fußnote zu Tabelle 1.1.

† Siehe Fußnote zu Tabelle 1.1.

‡ Siehe Fußnote zu Tabelle 1.1.

$B(\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm) = 0,098$) und mit den Verzweungsverhältnissen der Particle Data Group [5] für die semileptonischen Zerfälle. Zur Berechnung eines durchschnittlichen semileptonischen Verzweungsverhältnisses wird das in dieser Arbeit gefundene Verhältnis von $\bar{D}^0$ - zu $D^\pm$ -Produktion benutzt (s. Abschnitt 5.6.2.; das durchschnittliche semileptonische Verzweungsverhältnis ist dann 0,11). (ii) Wenn ein totaler Wirkungsquerschnitt nur für den Bereich $x_F > 0$ angegeben wurde, wird durch Multiplikation mit 2 auf den gesamten x_F -Bereich extrapoliert. Dies entspricht den Annahmen, die den Ergebnissen dieser Arbeit zugrunde liegen (s. Abschnitte 5.4. und 5.6.3.).

Obwohl eine große Zahl von Experimenten durchgeführt worden sind, die die Produktion von Charmteilchen mit einfallenden $\pi^\pm$ -Strahlen untersucht haben (s. Tabelle 1.1), haben bisher nur drei Experimente umfangreichere Ergebnisse publiziert. Es sind dies das Vorgängerexperiment zu dem in dieser Arbeit beschriebenen, nämlich das alte Experiment NA11 der ACCMOR-Kollaboration am Superproto-

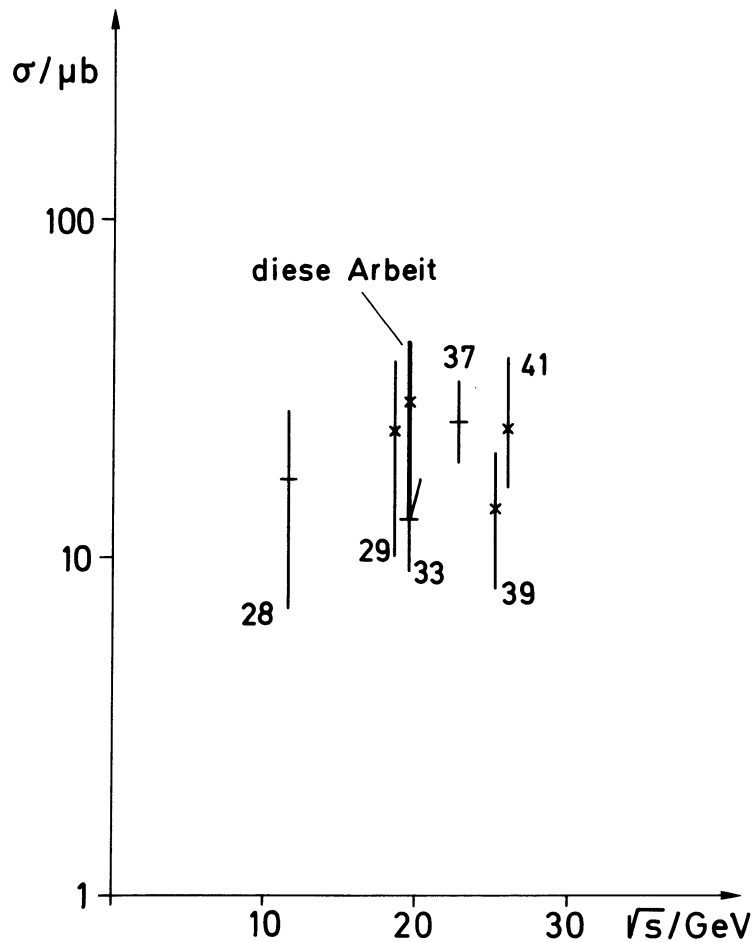


Abb. 1.5: Totaler Wirkungsquerschnitt für $\pi^- N \rightarrow D\bar{D} + X$, σ , als Funktion der Energie im Schwerpunktsystem, $\sqrt{s}$, gemessen von mehreren Experimenten. Die publizierten Resultate wurden für gemeinsame Werte der Verzweigungsverhältnisse und für den gesamten Bereich in x_F korrigiert (s. Text). Die Zahlen neben den Meßpunkten beziehen sich auf das Literaturverzeichnis. Messungen, die auf hadronischen Zerfällen von D -Mesonen beruhen, sind mit einem Kreuz markiert, Messungen, die auf semileptonischen Zerfällen beruhen, mit einem waagerechten Strich.

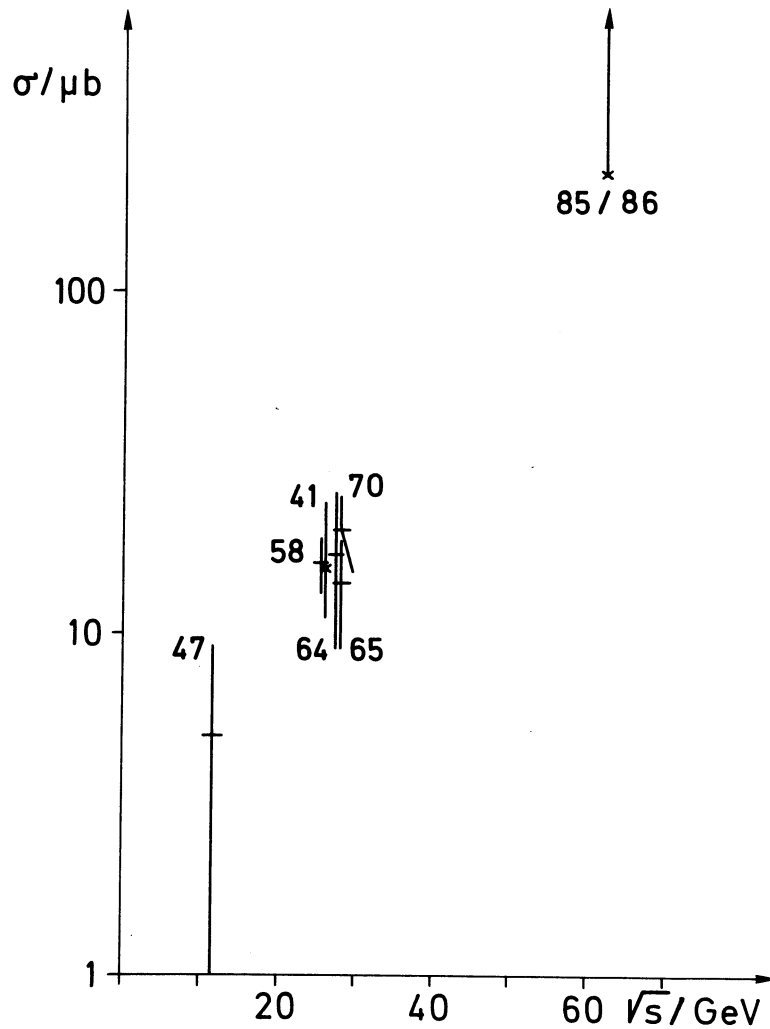


Abb. 1.6: Totaler Wirkungsquerschnitt für $pN \rightarrow D\bar{D} + X$, σ , als Funktion der Energie im Schwerpunktsystem, $\sqrt{s}$, gemessen von mehreren Experimenten. Die publizierten Resultate wurden für gemeinsame Werte der Verzweungsverhältnisse korrigiert (s. Text). Die Zahlen neben den Meßpunkten beziehen sich auf das Literaturverzeichnis. Messungen, die auf hadronischen Zerfällen von D -Mesonen beruhen, sind mit einem Kreuz markiert, Messungen, die auf semileptonischen Zerfällen beruhen, mit einem waagerechten Strich.

nensynchrotron (SPS) des Europäischen Kernforschungszentrums (CERN) in Genf, das ebenfalls am CERN-SPS stattfindende Experiment NA16, und das Experiment E595 am Fermi National Accelerator Laboratory in den USA. Die Resultate dieser drei Experimente werden im folgenden besprochen.

Das Experiment NA11 wird im Abschnitt 1.2. und den Kapiteln 2. und 3. ausführlich beschrieben. Die erste Datennahme in den Jahren 1979 bis 1981, das 'alte' Experiment NA11, fand noch ohne Detektoren in Vertexnähe statt. Der übrige experimentelle Aufbau und die Datennahme waren im wesentlichen die selben wie später im neuen Experiment NA11. Der Kerngedanke des Experiments NA11 ist, Paarproduktion von Charmteilchen nachzuweisen, wobei das Einzelelektron vom semileptonischen Zerfall eines Charmteilchens sowohl im Trigger als auch in der Ereignisselektion benutzt wird, um das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern. Der hadronische Zerfall des anderen Charmteilchens wird dann in Massenspektren nachgewiesen [29, 30].

In 7,3 Millionen aufgezeichneten Ereignissen mit π^- -Beryllium-Wechselwirkungen bei Strahlimpulsen von 175 und 200 GeV/c wurden Signale in den Kanälen $\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ mit $x_F > 0,2$ (115 ± 34 Ereignisse) und $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ mit $x_F > 0,4$ (89 ± 31 Ereignisse) beobachtet. Die Verteilungen in x_F und p_t^2 werden für Akzeptanz und Untergrund korrigiert und folgendermaßen parametrisiert: $d\sigma/dx_F \sim (1-x_F)^n$ und $d\sigma/dp_t^2 \sim e^{-bp_t^2}$. Eine Anpassung ergibt die Werte $n = 0,8 \pm 0,4$ und $b = (1,1 \pm 0,5)(\text{GeV}/c)^{-2}$. Zur weiteren Beschreibung der Produktionseigenschaften von D -Mesonen wird zwischen 'führenden' und 'nicht-führenden' D -Mesonen unterschieden: führende D -Mesonen sind die, die ein Valenzquark des einfallenden π^- enthalten (also D^{*-} , D^- , D^{*0} und D^0), nicht-führende die übrigen (also D^{*+} , D^+ , $\bar{D}^{*0}$ und $\bar{D}^0$). Es wird kein signifikanter Unterschied in den x_F -Verteilungen für führende und nicht-führende D -Mesonen beobachtet. Ein deutlicher Unterschied tritt aber in der Produktionsrate auf: das Verhältnis von führenden zu nicht-führenden D -Mesonen beträgt $2,0 \pm 1,0$.

Für die Berechnung eines inklusiven, totalen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von $D\bar{D}$ -Paaren wird angenommen, daß D und $\bar{D}$ unkorreliert produziert werden und daß der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von D -Mesonen linear von der Anzahl der Nukleonen pro Targetkern, A , abhängt. Mit den gemessenen

Verteilungen in x_F und p_t^2 folgt

$$\sigma(D\bar{D} + X) = (48 \pm 15 \pm 24) \mu b / \text{Nukleon}.$$

Der zuerst angegebene Fehler ist der statistische, der zweite der systematische Fehler. Dieser beruht auf den Fehlern der Verzweungsverhältnisse und auf dem Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit für das Triggerelektron. Mit den neuen Werten für die hadronischen Verzweungsverhältnisse wird der Wirkungsquerschnitt um einen Faktor 2 kleiner (siehe die Diskussion am Beginn dieses Abschnitts).

Daten, die mit einem Strahlimpuls von 120 GeV/c gewonnen wurden, führen zu weniger signifikanten Signalen, gestatten aber eine Messung des Verhältnisses der totalen Wirkungsquerschnitte:

$$\frac{\sigma(D\bar{D}, 120 \text{ GeV}/c)}{\sigma(D\bar{D}, 175/200 \text{ GeV}/c)} = 0,62 \pm 0,34.$$

Ebenfalls am CERN-SPS fand das Experiment NA16 [40] der LEBC-EHS-Kollaboration statt, das zum Nachweis von Charmzerfällen die kleine, hochauflösende Blaskammer LEBC, gefüllt mit Wasserstoff, benutzte. Das Spektrometer EHS ermöglichte zur Zeit der Datennahme keine Identifizierung geladener Hadronen. Mit einem einfallenden π^- -Strahl mit einem Impuls von 360 GeV/c wurden ungefähr 350 000 Blaskammerbilder aufgenommen. Bei der Auswertung fand man 24 D -Mesonen in mehreren Zerfallskanälen, die auffällige Unterschiede in den Produktionseigenschaften von führenden und nicht-führenden D -Mesonen zeigen: Die 18 führenden D -Mesonen haben eine x_F -Verteilung, die sich über das ganze Intervall $0 \leq x_F \leq 1$ erstreckt; aber die 6 nicht-führenden D -Mesonen liegen alle im Intervall $0 \leq x_F \leq 0,2$. Eine Anpassung der gewichteten x_F -Verteilung aller D -Mesonen an eine Funktion proportional zu $(1 - x_F)^n$ liefert den Wert $n = 2,8 \pm 0,8$. Die x_F -Verteilung ist auch kompatibel mit der Produktion von D -Mesonen in zwei Komponenten, einer 'zentralen' Komponente mit $n = 6 \pm 3$ und einer 'Vorwärts'-Komponente mit $n = 1 \pm 1$. $(70 \pm 30)\%$ aller D -Mesonen gehören zur zentralen Komponente. Eine Anpassung der p_t^2 -Verteilung an eine Funktion proportional zu $e^{-bp_t^2}$ ergibt $b = (1,1 \pm 0,3)(\text{GeV}/c)^{-2}$. 14 D -Mesonen gehören zu vollständig rekonstruierten $D\bar{D}$ -Paaren; diese 7 Paare zeigen eine starke Korrelation in der Rapidität: die mittlere Rapiditätsdifferenz beträgt $0,5 \pm 0,1$.

Zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts können nur die D -Mesonen benutzt werden, die in Kanäle mit bekanntem Verzweigungsverhältnis zerfallen. Die Ergebnisse sind:

$$\sigma_{\text{führende } D} = 31_{-7}^{+14} \mu b \quad (9 \text{ Zerfälle})$$

$$\sigma_{\text{nicht-führende } D} = 9_{-3}^{+7} \mu b \quad (4 \text{ Zerfälle})$$

und zusammengefaßt:

$$\sigma_{D\bar{D}} = 20_{-4}^{+8} \mu b.$$

Alle Wirkungsquerschnitte sind für $x_F \geq 0$ angegeben.

Später gelang es der LEBC-EHS-Kollaboration, die Verzweigungsverhältnisse für $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ und für $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ zu bestimmen [41]. Die neuen Werte sind ungefähr um Faktoren 2 bis 3 größer als die ursprünglich benutzten [5]. Die neu berechneten Wirkungsquerschnitte sind entsprechend kleiner (s. Tabelle 1.1 und Abb. 1.5).

Das Experiment E595 [12, 37] am Fermilab (beteiligte Institute: Caltech, Chicago, Fermilab, Rochester und Stanford) ist ein sogenanntes 'beam dump'-Experiment, in dem der einfallende Hadronstrahl in einem Targetkalorimeter absorbiert wird. In einem Myonspektrometer strahlabwärts des Targets werden einzelne Myonen und Myonenpaare nachgewiesen. Das Target besteht aus Eisen- und Szintillatorplatten, die einzeln auf Schienen in Strahlrichtung verschoben werden können. Dadurch kann die effektive Targetdichte variiert werden. Die prompte Myonenrate wird durch Extrapolation nach unendlicher Dichte gewonnen.

Ein Teil der Daten wurde mit einem π^- -Strahl mit einem Impuls von 278 GeV/c aufgezeichnet. Ein auffälliges Resultat ist, daß die Rate prompter μ^- nahezu doppelt so groß ist wie die prompter μ^+ ; das Verhältnis der Raten beträgt $1,78 \pm 0,20$. Dies Ergebnis kann erklärt werden, indem man annimmt, daß das einfallende π^- in ein $D^0 D^-$ -Paar dissoziiert, und wenn man berücksichtigt, daß das semileptonische Verzweigungsverhältnis für D^- ungefähr viermal so groß ist wie für D^0 [5]. Unter der Annahme, daß D -Mesonen gemäß

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} \sim (1 - x_F)^n e^{-bp_t^2}$$

produziert werden, wobei E und p Energie und Impuls des D -Mesons im Schwerpunktsystem sind, ergibt eine Anpassung an das μ^- -Spektrum den Wert $n = 1,6 \pm 0,3$. Eine Anpassung an das μ^+ -Spektrum ergibt $n = 2,1 \pm 0,5$. Für b wird $(0,70 \pm 0,15)(\text{GeV}/c)^{-2}$ gemessen. Nimmt man eine zentrale und eine Vorwärtskomponente an, dann ergibt eine gemeinsame Anpassung an die μ^- - und μ^+ -Impulsspektren für die zentrale Komponente den Wert $n = 6,6^{+4,5}_{-2,3}$, und für die Vorwärtskomponente den Wert $n = 0,5 \pm 0,5$. Die Vorwärtskomponente macht $25^{+15}_{-10}\%$ aus. Mit der zusätzlichen Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von D -Mesonen linear von A abhängt, folgt ein totaler Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D\bar{D}$ -Paaren mit $x_F \geq 0$:

$$\sigma(D\bar{D} + X) = 17,5^{+5,4}_{-3,9} \mu b/\text{Nukleon}.$$

Die drei besprochenen Experimente entwerfen ein im wesentlichen konsistentes Bild der D -Produktion in π^- -Strahlen: (i) Der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D\bar{D}$ -Paaren mit $x_F \geq 0$ liegt bei 10 bis 20 $\mu b/\text{Nukleon}$ für Strahlenergien im Bereich 200 bis 360 GeV/c . (ii) Die Experimente benutzten verschiedene Targetmaterialien (Wasserstoff, Beryllium und Eisen). Die übereinstimmenden Wirkungsquerschnitte beruhen auf der Annahme einer linearen Abhängigkeit von der Zahl der Nukleonen im Targetkern. (iii) Die partiellen Wirkungsquerschnitte können durch Funktionen $d^2\sigma/dx_F dp_t^2 \sim (1 - x_F)^n \cdot e^{-bp_t^2}$ beschrieben werden. Anpassung an alle D -Mesonen ergibt Werte für n um 2 und für b um 1 $(\text{GeV}/c)^{-2}$. (iv) Es gibt Hinweise darauf, daß die x_F -Verteilungen aus zwei Komponenten bestehen: einer zentralen Komponente mit $n \approx 6$ und einer Vorwärtskomponente mit $n \approx 1$. Ungefähr 70% der D -Mesonen gehören zur zentralen Komponente. (v) Es werden ungefähr zweimal so viel führende wie nicht-führende D -Mesonen beobachtet.

Dennoch ist es wünschenswert, weitere, verbesserte Experimente auf dem Gebiet der D -Produktion in π^- -Strahlen durchzuführen. Denn einerseits sind alle bisher gewonnenen Resultate mit relativ großen statistischen Fehlern oder systematischen Unsicherheiten behaftet (siehe z.B. die sehr kleine Datenmenge, die in NA16 zur Analyse benutzt wird, oder die recht indirekte Methode, die in E595 verwandt wird, um Aussagen über die Produktionsmechanismen zu ma-

chen). Andererseits können manche Probleme nicht als endgültig geklärt angesehen werden. Dies gilt sowohl für die Frage nach verschiedenen Produktionsmechanismen für führende und nicht-führende D -Mesonen als auch für die Frage, ob D -Mesonen in zwei Komponenten produziert werden, einer zentralen und einer Vorwärtskomponente. Auch ist die Form der A -Abhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte bisher nicht direkt gemessen worden. Die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts wurde bisher nur in einem einzigen Experiment (NA11) gemessen.

Aus diesen Gründen erschien es sinnvoll, ein weiteres Experiment zum Studium der Produktion von D -Mesonen in π^- -Strahlen durchzuführen. Deshalb erweiterte die ACCMOR-Kollaboration, die mit dem alten NA11-Experiment bereits entscheidende Beiträge geliefert hatte, ihr Spektrometer um mehrere hochauflösende Siliziumdetektoren in Targetnähe. Diese Detektoren sollten den Nachweis von Charmteilchen durch die Messung ihrer Zerfallsstrecken ermöglichen und damit ein weiteres Hilfsmittel zur Unterdrückung von Untergrundereignissen bilden.

1.2. Das neue Experiment NA11 der ACCMOR-Kollaboration

Zum ersten Mal wurde die Produktion von Charmteilchen in hadronischer Wechselwirkung mit zwei der in Abschnitt 1.1.1. erwähnten Selektionsmethoden gleichzeitig gemessen: erstens mit dem Nachweis von prompten Einzelelektronen und zweitens mit der Messung der Zerfallsstrecke hadronisch zerfallender Charm-Mesonen. Die Beschreibung und Auswertung dieser Messungen bilden den Hauptgegenstand dieser Arbeit.

Die Messungen fanden statt im Rahmen des Experiments NA11 [90 – 94] der ACCMOR-Kollaboration am CERN-SPS. Zur Zeit der Datennahme, im Sommer und Herbst 1982, gehörten der ACCMOR-Kollaboration 33 Physiker an. Sie kamen von den Instituten NIKHEF-H in Amsterdam, University of Bristol, CERN, Institute of Nuclear Physics in Krakau, Max-Planck-Institut für Physik in München und Rutherford Laboratory in Chilton. Im Experiment wurden Paare von Charmteilchen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen bei einem Strahlimpuls von 200 GeV/c erzeugt. Es wurde bereits im Trigger ein semileptonischer Zerfall eines Charmteilchens in ein Elektron und andere Teilchen verlangt. Der Zerfall des anderen, gleichzeitig produzierten Charmteilchens wurde mit einem Magnet-

spektrometer und mit hochauflösenden Siliziumdetektoren beobachtet. Die Siliziumdetektoren wurden eigens für dieses Experiment entwickelt und gebaut.

Aus einer Datenmenge von ungefähr 4,3 Millionen auf Magnetband geschriebenen Ereignissen gelang es, 48 Ereignisse mit vollständig rekonstruierten D -Mesonen zu isolieren; der geschätzte Untergrundbeitrag liegt bei 3,8. Es wurde eine Ereignisselektion benutzt, die auf dem Nachweis eines Einzelektrons und auf der Messung der Zerfallsstrecke eines hadronisch zerfallenden D -Mesons beruht. Die D -Mesonen wurden in den drei Zerfallskanälen $K^\pm\pi^\mp$, $K^\pm\pi^\mp\pi^\mp$ und $K^\pm\pi^\pm\pi^\mp\pi^\mp$ beobachtet. Über Lebensdauermessungen, die mit diesen D -Mesonen vorgenommen wurden, ist bereits berichtet worden [95 – 97]. Außerdem werden $D^\pm$ - und $F^\pm$ -Mesonen im Zerfallskanal $K^+K^-\pi^\pm$ nachgewiesen; auch hierüber ist bereits berichtet worden [98].

Die hier vorgelegte Arbeit beruht auf den Bemühungen aller Wissenschaftler und Techniker, die am Experiment NA11 beteiligt waren. Ein Experiment dieses Umfangs ist für einen oder auch wenige Physiker allein undurchführbar. Meine persönlichen Beiträge zum Experiment waren die geometrische Justierung des Spektrometers, die Erstellung der für die Ereignisrekonstruktion benötigten Konstanten (Geometriekonstanten, Nullpunkte und Verstärkungen der ADCs für die Siliziumdetektoren, Nullpunkte der TDCs für die Driftkammern), die Mitarbeit an der Ereignisrekonstruktion, soweit sie die Siliziumdetektoren betrifft (beschrieben in den Abschnitten 3.3. und 3.9. bis 3.15. dieser Arbeit), und vor allem die Messung der partiellen und der totalen Wirkungsquerschnitte der Produktion von D -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen (Kapitel 4 und 5), die Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts der Produktion von $F^\pm$ -Mesonen (Kapitel 6) und die Messung einiger Zerfallseigenschaften von D -Mesonen (Kapitel 7 und 8).

2. Das Experiment

2.1. Einleitung

Das Experiment NA11 der ACCMOR-Kollaboration fand von 1979 bis 1982 am CERN-SPS statt. Im Experiment wurde ein Magnetspektrometer mit großer Apertur benutzt. Das Spektrometer wurde seit dem Frühjahr 1982 um Siliziumstreifendetektoren erweitert.

Die Apparatur, mit Ausnahme der Siliziumstreifendetektoren, der Trigger und die Datennahme sind bereits mehrmals ausführlich beschrieben worden [99 – 101]. Sie werden im folgenden nur kurz dargestellt (Abschnitte 2.2.1., 2.2.2. und 2.3.). Ausführlich werden die Siliziumstreifendetektoren beschrieben (Abschnitte 2.2.3. und 2.2.4.), da es sich bei ihnen um neuartige Nachweisgeräte handelt, und da sie für die Ereignisrekonstruktion und -selektion dieses Experiments von entscheidender Bedeutung sind.

2.2. Experimenteller Aufbau

2.2.1. DER TEILCHENSTRAHL

Der Teilchenstrahl, der diesem Experiment zur Verfügung steht, ist ein sogenannter Sekundärstrahl. Er wird von Protonen aus dem CERN-SPS produziert, die einen Impuls von 400 GeV/c haben und ein 100 mm langes Produktionstarget aus Beryllium treffen. Der Winkel des Sekundärstrahls zur Primärstrahlrichtung beträgt 1,5 mrad. Unter diesen Produktionsbedingungen enthält ein nominaler π^- -Strahl mit einem Impuls von 200 GeV/c außer π^- 4% K^- und 0,7% $\bar{p}$ [102]. Der Impuls des Strahls ist mit einer Genauigkeit von besser als 1% bekannt.

Der Strahl wird auf das Target des Experiments (s. Abschnitt 2.2.2.) fokussiert. Die Halbwertsbreiten der Strahlposition horizontal und vertikal sind dort 10 mm und 0,3 mm; die Halbwertsbreiten der Winkelverteilung horizontal und vertikal sind 1,2 mrad und 5,0 mrad.

Normalerweise liegt die Strahlintensität zwischen $2 \cdot 10^6$ und $4 \cdot 10^6$ Teilchen pro SPS-Puls. Ein Puls dauert 1,5 s, die Zeitspanne zwischen den Pulsen beträgt 10 s.

2.2.2. DAS SPEKTROMETER

Das Spektrometer ist so aufgebaut, daß in Vorwärtsrichtung produzierte geladene Hadronen mit großer Genauigkeit gemessen und identifiziert werden können und daß der Nachweis von Einzelelektronen aus semileptonischen Charmzerfällen möglich ist. Damit die Elektrondetektoren nicht die Messung der Hadronen verschlechtern, sind sie außerhalb des Bereichs in Vorwärtsrichtung angebracht, in dem die Hadronen gemessen werden. Die Akzeptanz der Elektrondetektoren ist am besten für Elektronen, die im Schwerpunktsystem senkrecht zur Strahlrichtung emittiert werden.

Entscheidend ist eine weitgehende Unterdrückung von Elektronpaaren, die sowohl auf dem Niveau des Triggers als auch in der späteren Ereignisselektion vorgenommen wird. Das Spektrometer ist deshalb so ausgelegt, daß möglichst viele Elektronen, die Partner der Triggerelektronen aus γ -Konversionen oder Dalitz-Zerfällen von π^0 - oder η -Mesonen sind, nachgewiesen werden können. Einige der dazu verwendeten Detektoren bewirken ihrerseits die Konversion von γ -Quanten und verursachen damit möglicherweise falsche Trigger. Es stellt sich aber heraus, daß die Elektronpaarunterdrückung, die während der Ereignisrekonstruktion und -selektion mit diesen Detektoren vorgenommen wird, diesen Nachteil aufwiegt.

Der Gesamtaufbau des Spektrometers ist schematisch in Abb. 2.1 dargestellt. Im folgenden werden die einzelnen Elemente besprochen:

- Der Teilchenstrahl durchquert vier Szintillatorhodoskope, die zur Messung der Strahlspur benutzt werden, und vier Szintillationszähler, die zur Definition des Strahltriggers dienen (nicht in Abb. 2.1 dargestellt). Der letzte Szintillationszähler wird als Antizähler benutzt; er ist mit einem Schlitz von der Größe des Targets versehen.
- Um die Strahlspur in Vertexnähe genauer messen zu können, befinden sich unmittelbar vor dem Target 6 Siliziumstreifendetektoren (s. Abb. 2.2). Die ersten 4 haben jeweils 48 Diodenstreifen mit einem Abstand von Diodenmitte zu Diodenmitte von $50\ \mu\text{m}$ und mit einer Länge von 30 mm. Die Streifen verlaufen parallel zur Horizontalen. Alle Streifen werden digital ausgelesen [103]. Die anderen 2 Detektoren werden später beschrieben; sie sind in Aufbau und Arbeitsweise identisch mit denen, die das Vertexteleskop

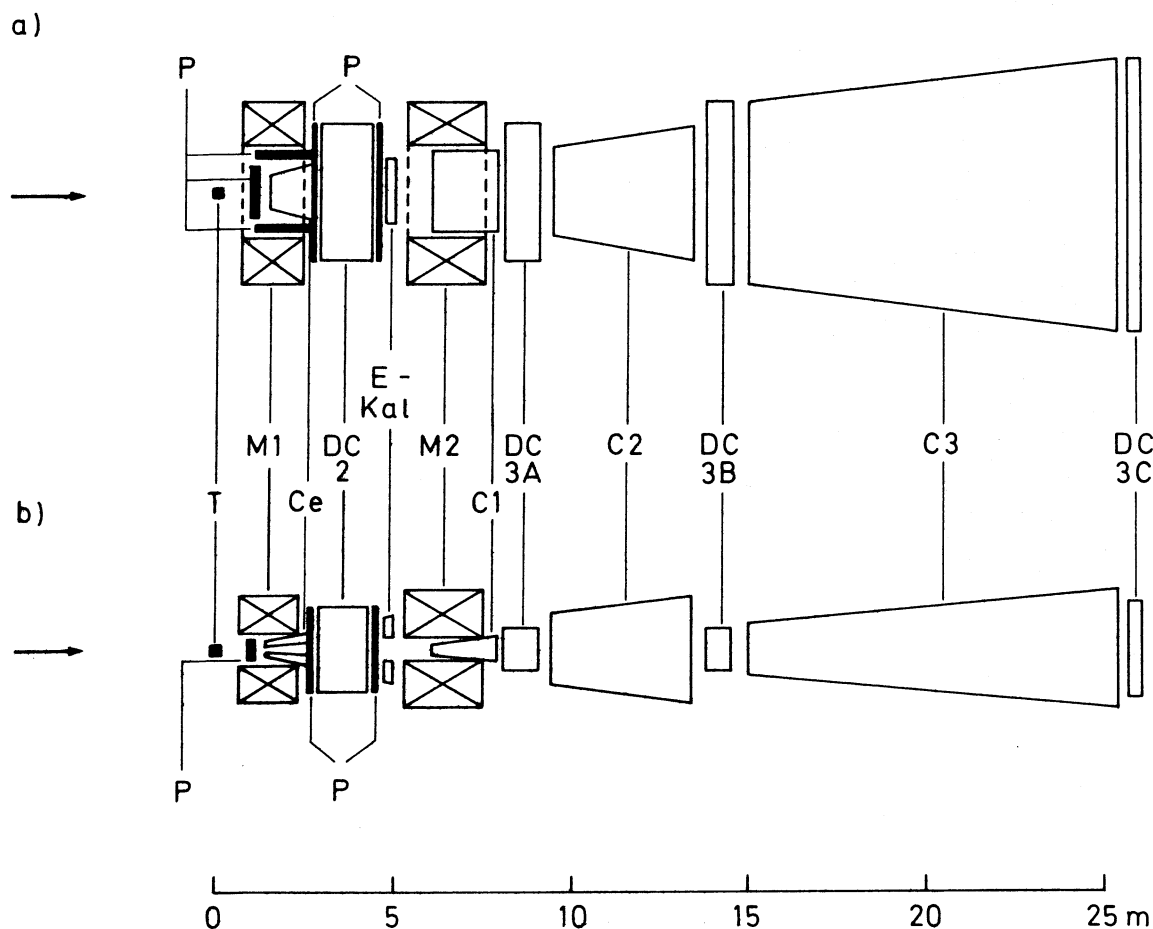


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des NA11-Spektrometers der ACCMOR-Kollaboration.

a) Aufsicht.

b) Seitensicht.

Ce, C1, C2, C3: Schwellencherenkovzähler.

DC2, DC3A, DC3B, DC3C: Driftkammern.

E-Kal: Elektronkalorimeter.

M1, M2: Spektromettermagnete.

P: Vieldrahtproportionalkammern.

T: Target und Siliziumstreifendetektoren (s. Abb. 2.2).

Die Pfeile links markieren Position und Richtung des einfallenden Teilchenstrahls.

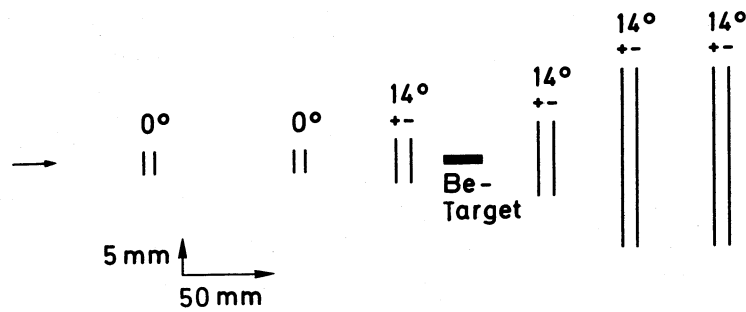


Abb. 2.2: Schematische Seitensicht des Targets und der Siliziumstreifendetektoren im Teilchenstrahl und im Vertexteleskop. Die Angaben oberhalb der Detektoren sind die Winkel, um die die Streifen gegenüber der Horizontalen gedreht sind. Der Pfeil links markiert Position und Richtung des einfallenden Teilchenstrahls. Nicht dargestellt ist der Wechselwirkungszähler, der sich zwischen dem Target und dem ersten Detektor strahlabwärts befindet.

bilden (s. Abschnitt 2.2.3.).

- Der Strahl trifft auf ein Berylliumtarget mit den Abmessungen Breite = 20 mm, Höhe = 0,5 mm und Länge in Strahlrichtung = 20 mm. Die Targethöhe ist so klein, wie es die Fokussierung des einfallenden Strahls erlaubt, um die Zahl von γ -Konversionen möglichst gering zu halten.
- 3 mm strahlabwärts des Targets befindet sich ein Wechselwirkungszähler. Dies ist ein Szintillationszähler, der die Anzahl der geladenen Sekundärteilchen mißt. Diese Information wird für die Triggerentscheidung benötigt (s. Abschnitt 2.3.3.).
- Zwischen 42 mm und 142 mm strahlabwärts der Targetmitte befindet sich ein Vertexteleskop zur genauen Messung von Spuren geladener Sekundärteilchen (s. Abb. 2.2). Das Teleskop besteht aus 6 Siliziumstreifendetektoren mit kapazitiver Ladungsteilung. Diese Detektoren werden in Abschnitt 2.2.3. ausführlich beschrieben, ihr Aufbau im Vertexteleskop in Abschnitt 2.2.4.
- Die Spuren von geladenen Sekundärteilchen werden in 48 großflächigen

Driftkammern gemessen, die in 4 Paketen angeordnet sind.

- Die Impulse von geladenen Sekundärteilchen werden mit Hilfe von 2 Spektrometermagneten gemessen, die sich vor und zwischen den Driftkammern befinden. Die Magnetfelder sind vertikal orientiert. Das Integral der Feldstärke entlang der Strahlachse beträgt für den ersten Magneten 0,902 T·m, für den zweiten 2,058 T·m.
- Die Identifikation von geladenen Hadronen wird mit 3 Schwellencherenkovzählern erreicht. Die Schwellen für π -Mesonen liegen bei 2,4 GeV/c, 6,1 GeV/c und 12,8 GeV/c. Die Zähler sind in Zellen eingeteilt, um die gleichzeitige Identifikation von mehreren Teilchen zu ermöglichen. $\pi^\pm$, $K^\pm$ und (Anti-)Protonen können im Impulsbereich von ungefähr 3 GeV/c bis 75 GeV/c unterschieden werden, wobei auch die Pulshöheninformation der Cherenkovzähler benutzt wird.
- Strahlabwärts des zweiten Driftkammerpakets (DC3A in Abb. 2.1) befindet sich auf der Strahlachse ein Szintillationszähler (Breite = 40 mm, Höhe = 60 mm), der das Verschwinden des Strahlteilchens registriert. Diese Information wird für die Triggerentscheidung benötigt (s. Abschnitt 2.3.3.).
- Zum Nachweis von Einzelelektronen und von e^+e^- -Paaren und zur Bildung des Triggersignals des Einzelelektrontriggers dienen die folgenden Detektoren:
 - 2 Cherenkovzähler mit einer Schwelle von 12 GeV/c für π -Mesonen liefern ein Signal, wenn sie von Elektronen durchquert werden. Die Zähler sind symmetrisch oberhalb und unterhalb der Strahlachse angebracht. Ihre geometrische Akzeptanz für Teilchen, die aus der Targetregion kommen, stimmt mit der der Elektronkalorimeter (s.u.) überein. Die Zähler sind in Zellen eingeteilt (2 Reihen mit je 14 Zellen), um Elektronpaare nachweisen zu können.
 - Mit 2 Elektronkalorimetern kann die Energie von Teilchen gemessen werden, die einen elektromagnetischen Schauer erzeugt haben. Die Kalorimeter sind symmetrisch oberhalb und unterhalb der Strahlachse und außerhalb der Apertur des zweiten Spektrometermagneten angebracht.

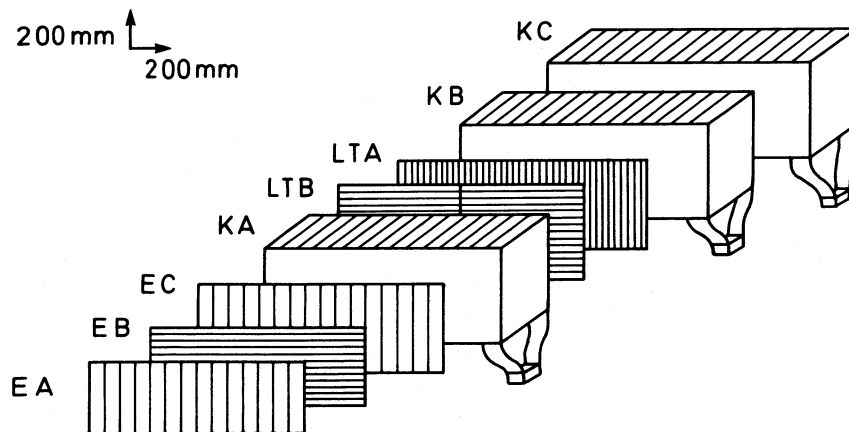


Abb. 2.3: Schematische Darstellung eines Elektronkalorimeters. KA, KB und KC sind Kalorimeterblöcke aus Blei und Plastiksintillator. EA, EB, EC, LTA und LTB sind Szintillatorrhodoskope. Die Kalorimeterblöcke und die Szintillatorrhodoskope sind in der Zeichnung in Strahlrichtung auseinandergezogen, um die Übersichtlichkeit der Darstellung zu verbessern.

Damit liegt möglichst wenig Material im Weg der Teilchen, die im vorderen Teil des Spektrometers nachgewiesen werden sollen. Der Aufbau eines Kalorimeters ist schematisch in Abb. 2.3 dargestellt.

- Links und rechts von jedem Elektronkalorimeter befinden sich sogenannte Sandwichzähler (nicht in Abb. 2.1 dargestellt). Diese Zähler bestehen aus einer Schicht Plastiksintillator, einer Schicht Blei und einer weiteren Schicht Plastiksintillator. Die Aufgabe der Zähler ist es, Elektronen nachzuweisen, die zusammen mit dem Triggerelektron aus einer γ -Konversion stammen.
- Zwischen den Magneten, vor und nach dem ersten Driftkammerpaket, sind 4 Vieldrahtproportionalkammern mit 2 verschiedenen Drahtneigungen angebracht, die eine schnelle Spurrekonstruktion für das triggernde Teilchen erlauben. Dadurch kann bereits auf dem Triggerniveau der Impuls des triggernden Teilchens bestimmt und mit der Energiedeposition im Elektronkalorimeter verglichen werden.

- Im ersten Magneten befinden sich weitere Proportionalkammern senkrecht und parallel zur Strahlrichtung. Mit letzteren können Elektronen, die zusammen mit dem Triggerelektron aus einer asymmetrischen γ -Konversion stammen, nachgewiesen werden.

2.2.3. DIE SILIZIUMSTREIFENDETEKTOREN

Obwohl Siliziumdetektoren in der Elementarteilchenphysik schon seit der Mitte der 60er Jahre benutzt wurden, blieb ihr Einsatz zunächst auf die Anwendung in einigen wenigen Experimenten beschränkt. Diese benutzten Siliziumdetektoren als Target und konnten damit den Impulsübertrag auf Atomkerne des Targets messen (s. z.B. [104 – 107]). Später wurden Siliziumdetektoren auch benutzt, um das Profil und den Fluß von Neutrinostrahlen zu messen (mittels der begleitenden Myonen) [108 – 110], und um den Zerfall von Charmteilchen durch die sprunghafte Multiplizitätszunahme von geladenen Teilchen in Strahlrichtung zu beobachten [111 – 113].

Erst Ende der 70er Jahre entstand die Idee, Siliziumdetektoren nicht nur in der Kernphysik, sondern auch in der Elementarteilchenphysik als ortsempfindliche Detektoren einzusetzen. Das kann z.B. durch geeignete Einteilung der Nachweisfläche in mehrere Halbleiterdioden erreicht werden [114 – 117]. Eine Meßgenauigkeit von $< 10 \mu\text{m}$ wurde durch entsprechend feine Einteilung der Nachweisfläche erreicht. Die Herstellung von Dioden mit Abmessungen von nur einigen μm gelang durch die Anwendung der planaren Technik [118 – 120], die ursprünglich zur Anfertigung von mikroelektronischen Bauelementen entwickelt worden war.

Die physikalischen Grundlagen von Siliziumdetektoren und ihre Anwendungen in der Elementarteilchenphysik sind in mehreren Übersichtsartikeln beschrieben worden [110, 121 – 129]. Populäre Darstellungen sind [130 – 136]. Berichte über zahlreiche realisierte oder geplante Anwendungen von Siliziumdetektoren in der Elementarteilchenphysik und damit verbundene technische Probleme findet man in [137] und [138].

Die Siliziumstreifendetektoren, die im Teilchenstrahl und im Vertexteleskop dieses Experiments benutzt werden, sind von Arbeitsgruppen am CERN, an der Technischen Universität München und am Max-Planck-Institut für Physik in München unter Verwendung der planaren Technik entwickelt und gebaut worden.

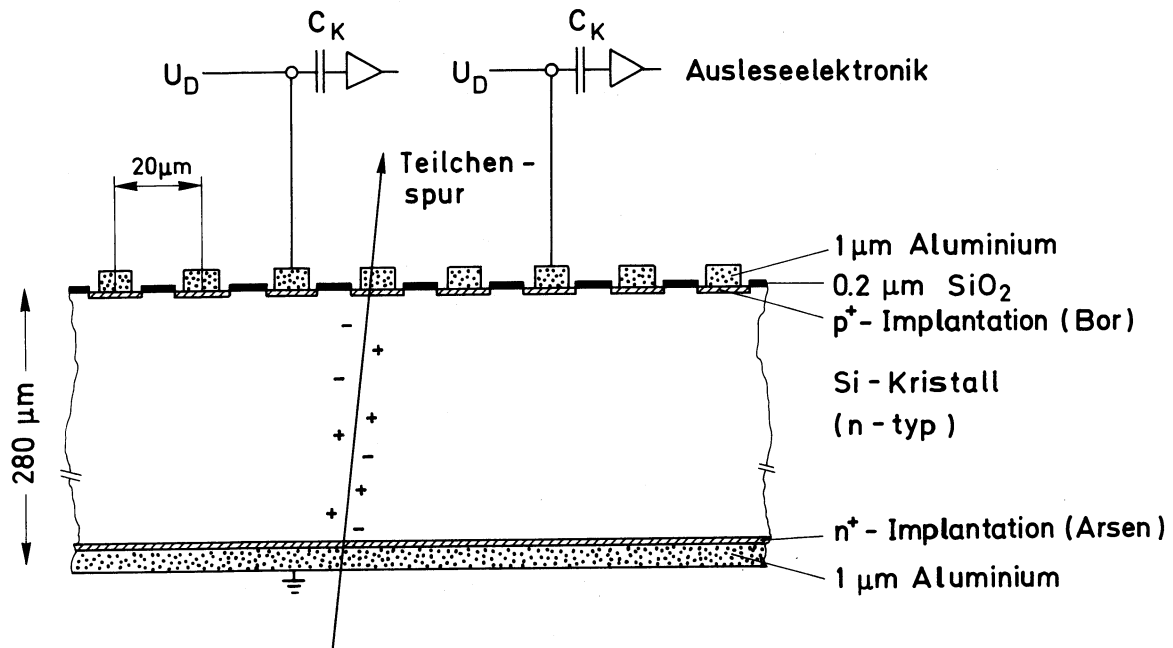


Abb. 2.4: Schematischer Querschnitt eines Siliziumstreifendetektors mit kapazitiver Ladungsteilung. Erläuterungen im Text.

Die Detektoren benutzen zur Signalauslese das Prinzip der kapazitiven Ladungsteilung [139, 140]. Der Aufbau, die Arbeitsweise und die wesentlichen Eigenschaften dieser Detektoren sind in [141 – 147] beschrieben worden. Sie werden im folgenden zusammengefaßt.

Einen schematischen Querschnitt durch einen Detektor zeigt Abb. 2.4. Die Detektoren bestehen aus n-dotiertem Silizium mit einem spezifischen Widerstand von $3 \text{ k}\Omega\text{cm}$. Die Siliziumscheibe, aus der ein Detektor hergestellt wird, hat einen Durchmesser von 2 Zoll und ist $280 \text{ }\mu\text{m}$ dick, das entspricht $3 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen. Die Rückseite des Detektors wird durch Arsen-Implantation stärker n-dotiert, danach mit Aluminium beschichtet und liegt während der Datennahme auf Erdpotential. Auf der Oberseite werden durch Bor-Implantation 1200 streifenförmige Dioden erzeugt mit einem Abstand von Diodenmitte zu Diodenmitte von $20 \text{ }\mu\text{m}$ und einer Länge von 36 mm. Insgesamt ergibt sich demnach eine Nachweisfläche von $24 \times 36 \text{ mm}^2$. Die Dioden sind ebenfalls mit Aluminium beschichtet.

Ein minimal ionisierendes Teilchen, das einen Detektor senkrecht oder nahezu senkrecht durchquert, erzeugt im Mittel ungefähr 24 000 Elektron-Loch-Paare. Wenn die Dioden in Bezug auf die Rückseite des Detektors auf negativer Spannung liegen, driften die Löcher unter dem Einfluß des elektrischen Feldes zu den nächstgelegenen Diodenstreifen. Nur jeder dritte oder jeder sechste Diodenstreifen ist mit Ausleseelektronik verbunden. Die Ladung, die von einem Diodenstreifen gesammelt wird, der nicht mit Elektronik verbunden ist, wird im Verhältnis der Kapazitäten auf die beiden nächsten Auslesestreifen aufgeteilt; bei den Kapazitäten handelt es sich um die Streukapazitäten zwischen den Diodenstreifen. Mißt man die Pulshöhe der Signale an den ausgelesenen Diodenstreifen, so kann mit Hilfe der Schwerpunktmethode der Ort des Teilchendurchgangs berechnet werden. Da die Kapazität zwischen den Streifen und der Ausleseelektronik sehr viel größer ist als die zwischen den Streifen (mehrere 100 pF im Vergleich zu ungefähr 2 pF [142]), findet nur ein geringes Überkoppeln der Signale zu weiter entfernten Auslesestreifen statt.

Abb. 2.5 zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme der Streifenstruktur. Jeder sechste Streifen ist zu einer Seite hin verlängert und endet in einem sogenannten Bondpad. Dort kann durch Ultraschallschweißen ein Draht befestigt werden, der den Kontakt zur Ausleseelektronik ermöglicht. Um drei Streifen versetzt, ist auch auf der anderen Seite jeder sechste Streifen verlängert, so daß maximal jeder dritte Streifen angeschlossen und ausgelesen werden kann. Das entspricht einem minimalen Ausleseabstand von 60 μm .

Entscheidend für die Spurrekonstruktion mit den Siliziumdetektoren ist eine möglichst genaue Parallelität der Streifen eines Detektors zu denen der anderen Detektoren. Eine Parallelität von besser als 2 μm über die Streifenlänge von 36 mm wird erreicht, indem die Detektoren unter einem Mikroskop auf Quarzblöcke geklebt und die Quarzblöcke anschließend auf eine optische Bank gestellt werden. Die Abstände zwischen den Blöcken sind durch Endmaßstäbe definiert; die Parallelität der Detektorebenen untereinander ist besser als 15 μm .

Die Gesamtansicht eines vollständig montierten Detektors ist in Abb. 2.6 wiedergegeben. Um den Ausleseabstand von nur 120 μm auf jeder Seite des Detektors weiter aufzufächern, wird mit Aluminiumdrähten mit einem Durchmes-

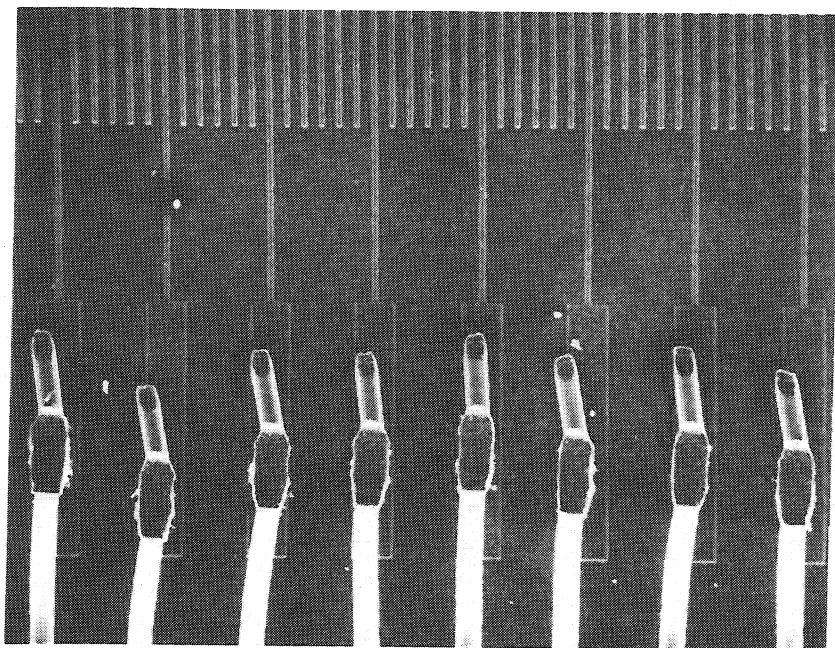


Abb. 2.5: Elektronenmikroskopische Aufnahme der Streifen und Bondpads eines Siliziumstreifendetektors. Die mit Ultraschallschweißen befestigten Drähte (unten im Bild) haben einen Durchmesser von $25\ \mu\text{m}$, der Abstand der Diodenstreifen beträgt von Mitte zu Mitte $20\ \mu\text{m}$. (Foto: CERN)

ser von $25\ \mu\text{m}$ ein Kontakt von den Bondpads der Auslesedioden zu den Leiterbahnen auf einer GFK-Platte hergestellt. Diese Leiterbahnen laufen auseinander und vergrößern den Ausleseabstand auf 0,05 Zoll. Die Verbindung zu den Vorverstärkern wird mit leicht biegsamen Drähten hergestellt, um mechanische Einflüsse auf die Detektoren zu verhindern. Der Quarzblock, auf den der Detektor und die GFK-Platte geklebt sind, hat in der Mitte eine Öffnung mit einem Durchmesser von 80 mm, um möglichst wenig Material in den Weg der durchlaufenden Teilchen zu bringen; die Öffnung ist in Abb. 2.6 nicht zu erkennen.

Folgende Eigenschaften dieser Siliziumdetektoren wurden mit einem Strahl von π^- -Mesonen (Strahlimpuls $175\ \text{GeV}/c$) gemessen [144]:

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen ist besser

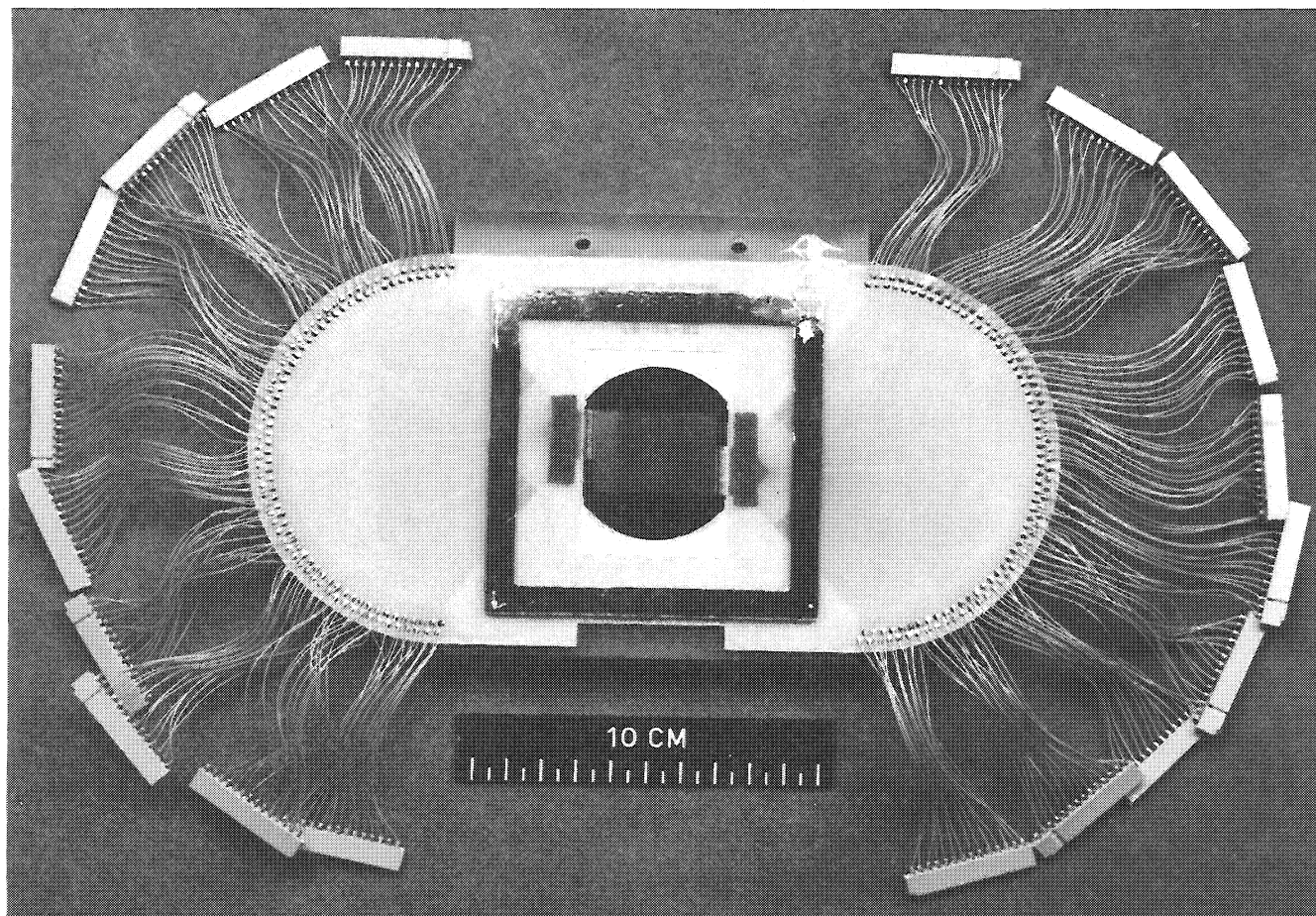


Abb. 2.6: Gesamtansicht eines vollständig montierten Siliziumstreifendetektors. Die schwarze Fläche in der Mitte ist die Siliziumscheibe, das glänzende Rechteck wird von den aluminisierten Diodenstreifen gebildet. Links und rechts von den Dioden sind die Bonddrähte zu erkennen, die die Auslesedioden mit den Leiterbahnen auf der GFK-Platte verbinden. Die äußeren Drähte stellen den Kontakt zu den Vorverstärkern her (die Vorverstärker sind nicht dargestellt). Der abgebildete Detektor ist ein Prototyp, dessen Diodenstreifen horizontal verlaufen. Die im Experiment benutzten Detektoren haben Diodenstreifen, die gegenüber der Horizontalen um 14° gedreht sind. Der übrige Aufbau ist unverändert. (Foto: CERN)

als 99,9%.

- Die Genauigkeit, mit der eine einzelne Teilchenspur gemessen werden kann, ist $4,5 \mu m$ oder $7,9 \mu m$, wenn der Ausleseabstand $60 \mu m$ oder $120 \mu m$ beträgt. Dies gilt nur dann, wenn der Abstand zur nächsten Spur größer ist als der doppelte Ausleseabstand (also größer als $120 \mu m$ oder $240 \mu m$), so daß die Signale von verschiedenen Teilchen in den Auslesestreifen separiert sind. Wenn die Spuren enger zusammen liegen, wird die Meßgenauigkeit schlechter; sie erreicht die Genauigkeit, die dem Ausleseabstand entspricht, also $17 \mu m$ bzw. $35 \mu m$. Die während der Ereignisrekonstruktion bestimmten Koordinatenfehler sind teilweise noch größer, und zwar dann, wenn viele nebeneinander liegende Auslesestreifen ein Signal haben. Es ist in diesem Fall unmöglich, eindeutig zu entscheiden, zwischen welchen Auslesestreifen die Teilchen den Detektor durchquert haben (s. Abschnitt 3.3.).
- Bis zu einer Rate von 10^6 minimal ionisierenden Teilchen pro Sekunde sind keine ratenabhängigen Effekte zu beobachten.
- Während der Zeit, in der die Detektoren für dieses Experiment benutzt wurden (ca. 50 Tage unter den in Abschnitt 2.2.1. beschriebenen Strahlbedingungen) sind an ihnen keine offensichtlichen Strahlungsschäden aufgetreten. Der integrierte Fluß, dem die Detektoren ausgesetzt waren, betrug ungefähr $5 \cdot 10^{13}$ minimal ionisierende Teilchen pro cm^2 .

2.2.4. DAS VERTEXTELESKOP

Das Vertexteleskop (s. Abb. 2.2) besteht aus sechs Siliziumstreifendetektoren des in Abschnitt 2.2.3. beschriebenen Typs. Über seine Konstruktion und über erste Meßergebnisse ist bereits berichtet worden [144, 148 – 149]. Um eine Spurrekonstruktion im Raum zu ermöglichen, sind jeweils drei Detektoren um $\pm 14^\circ$ gegenüber der Horizontalen gedreht. Die Positionen der Detektoren entlang der Strahlachse wurden so gewählt, daß ein Teilchen, das vom Target kommt und eines der Elektronkalorimeter trifft, auch mindestens einen Detektor im Vertexteleskop trifft.

Nur die letzten vier Detektoren des Teleskops sind vollständig mit Elektronik bestückt. Die anderen nicht, sie haben daher eine kleinere Nachweisfläche.

Wie in Abschnitt 2.2.2. beschrieben, stehen zwei Detektoren der gleichen Bauart strahlaufwärts des Targets und messen die Spur des einfallenden Strahlteilchens. Insgesamt benötigen das Teleskop und diese beiden Strahldetektoren 1380 elektronische Kanäle einschließlich ADCs zur Pulshöhenmessung.

2.3. Trigger und Datennahme

2.3.1. ALLGEMEINE BEMERKUNGEN UND ÜBERBLICK

Nur ungefähr 0,1% aller hadronischen Wechselwirkungen führen bei den Strahlenergien dieses Experiments zur Produktion von Charmteilchen. Deshalb werden bereits während der Datennahme mögliche Charmereignisse selektiert, damit das Verhältnis von Charm- zu Nichtcharmereignissen bei den auf Magnetband festgehaltenen Ereignissen einen günstigeren Wert hat.

Zur Charmselektion wird im Trigger dieses Experiments der semileptonische Zerfall eines Charmteilchens in ein Elektron und andere Teilchen ausgenutzt. Dieser Zerfall führt zu einem Endzustand mit nur einem *einzelnen* Elektron, wenn das andere, gleichzeitig produzierte Charmteilchen entweder hadronisch oder semileptonisch in ein Myon und andere Teilchen zerfällt. Da das durchschnittliche semileptonische Verzweigungsverhältnis von Charmteilchen ungefähr 10% beträgt, ist der Anteil der vom Trigger erfaßten Charmereignisse genügend groß ($\approx 20\%$ ohne Akzeptanz- und Nachweisverluste). Die meisten der im Experiment beobachteten Elektronen gehören aber zu e^+e^- -Paaren, die von γ -Konversionen oder Dalitz-Zerfällen des π^0 oder η stammen. Diese Elektronen bilden einen erheblichen Untergrund zum Einzelektrontrigger. Mögliche Partner der Triggerelektronen von γ -Konversionen oder Dalitz-Zerfällen müssen daher so früh wie möglich erkannt werden, damit die entsprechenden Ereignisse von der Datennahme ausgeschlossen werden können.

Die einzigen bedeutenden Beiträge zum Einzelektronuntergrund mit tatsächlichen Einzelektronen kommen von den Zerfällen $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu \pi^0$ und $K_L^0 \rightarrow e^\pm \nu \pi^\mp$, die Verzweigungsverhältnisse von 4,8% bzw. 38,7% haben [5]. Obwohl K -Mesonen gegenüber Charmteilchen eine höhere Produktionsrate besitzen, spielen ihre semileptonischen Zerfälle jedoch nur eine geringe Rolle im Trigger. Denn wegen der langen Lebensdauer von K -Mesonen ($\tau_{K^\pm} = 1,24 \cdot 10^{-8} s$ und $\tau_{K_L^0} =$

$5,18 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ [5]) entstehen die meisten Elektronen auf Grund dieser Zerfälle viel zu weit strahlabwärts, um von den Elektrondetektoren in diesem Experiment akzeptiert werden zu können. Andere Quellen von Einzelektronen sind entweder wegen der sehr langen Lebensdauer der zerfallenden Teilchen (Myonen) oder wegen der sehr kleinen Produktionswirkungsquerschnitte (τ -Mesonen, Beauty-Teilchen) zu vernachlässigen.

Ein Einzelektrontrigger mit effizienter Unterdrückung von Elektronpaaren stellt demnach eine gute Möglichkeit dar, Ereignisse mit Charmproduktion zu selektieren. Die Untersuchung von Produktions- und Zerfallseigenschaften von Charmteilchen muß dann aber mit dem anderen, gleichzeitig produzierten Charmteilchen vorgenommen werden, da das semileptonisch zerfallende Teilchen wegen des ebenfalls emittierten Neutrinos nicht vollständig rekonstruiert werden kann. Auch Korrelationen zwischen den paarweise produzierten Charmteilchen können aus diesem Grund nicht studiert werden.

Bevor auf die Einzelheiten des Triggersystems eingegangen wird, soll ein kurzer Überblick gegeben werden. Die Triggerentscheidung wird in mehreren Stufen getroffen: verlangt werden der Durchgang eines Strahlteilchens (Strahltrigger, s. Abschnitt 2.3.2.), eine inelastische Wechselwirkung im Target (Wechselwirkungstrigger, s. Abschnitt 2.3.3.) und ein einzelnes Elektron (Einzelektrontrigger in zwei Stufen: schneller Hardware-Trigger, s. Abschnitt 2.3.4., und Software-Trigger, s. Abschnitt 2.3.5.).

Der Einzelektrontrigger beruht im wesentlichen auf dem Nachweis eines elektromagnetischen Schauers und auf dem Vergleich der Schauerenergie mit dem Impuls des Triggerteilchens. Außerdem wird Konsistenz mit den Signalen von Cherenkovzählern verlangt. Nach möglichen Partnern des Triggerelektrons aus γ -Konversionen wird in den Kalorimetern, den Sandwichzählern, den Cherenkovzählern und den Proportionalkammern gesucht.

Selektierte Ereignisse werden mit Hilfe eines Online-Rechners auf Magnetband geschrieben (s. Abschnitt 2.3.6.). Ein Blockdiagramm der Triggerlogik ist in Abb. 2.7 wiedergegeben. Tabelle 2.1 enthält ein Beispiel für die Datenreduktion, die mit dem Trigger dieses Experiments erreicht wird.

Tabelle 2.1: Datenreduktion durch das Triggersystem.

Triggerstufe	Anzahl/Strahlpuls
einfallende Strahlteilchen (<i>UB</i>)*	$2,68 \cdot 10^6$
Wechselwirkungen (<i>INT</i>)	$75,0 \cdot 10^3$
1. Stufe des Einzelelektrontriggers (<i>MASTER</i>)	470
Start der 2. Stufe des Einzelelektrontriggers (<i>TRIGGER</i>)	212
2. Stufe des Einzelelektrontriggers = Ereignisse auf Band	80

* Die Abkürzungen in Klammern sind im Text definiert (siehe Abschnitte 2.3.2. bis 2.3.4.).

2.3.2. DER STRAHLTRIGGER

Der Strahltrigger, im folgenden abgekürzt *UB* ('useful beam'), ist definiert durch

$$UB := B1 \wedge B2 \wedge B3 \wedge \overline{B4} \wedge BG \wedge Pu,$$

wobei

$B1 - B4$:= Strahlszintillationszähler (s. Abschnitt 2.2.2.),

BG := 'Burst Gate',

Pu := 'Pile-up'.

Das 'Burst Gate' ist ein Signal, das vom SPS während der Zeitdauer der Strahlpulse geliefert wird. Die 'Pile-up'-Bedingung besagt, daß kein anderes Strahlteilchen in einer Zeitspanne bis zu 20 ns vor oder nach dem jetzt triggernden zu einem Strahltrigger geführt hat.

2.3.3. DER WECHSELWIRKUNGSTRIGGER

Der Wechselwirkungstrigger, im folgenden abgekürzt *INT* ('interaction'), ist definiert durch

$$INT := UB \wedge \overline{D2} \wedge I.$$

$D2$ ist der Szintillationszähler, der sich hinter dem zweiten Driftkammerpaket befindet und das Verschwinden des Strahlteilchens registriert (s. Abschnitt 2.2.2.).

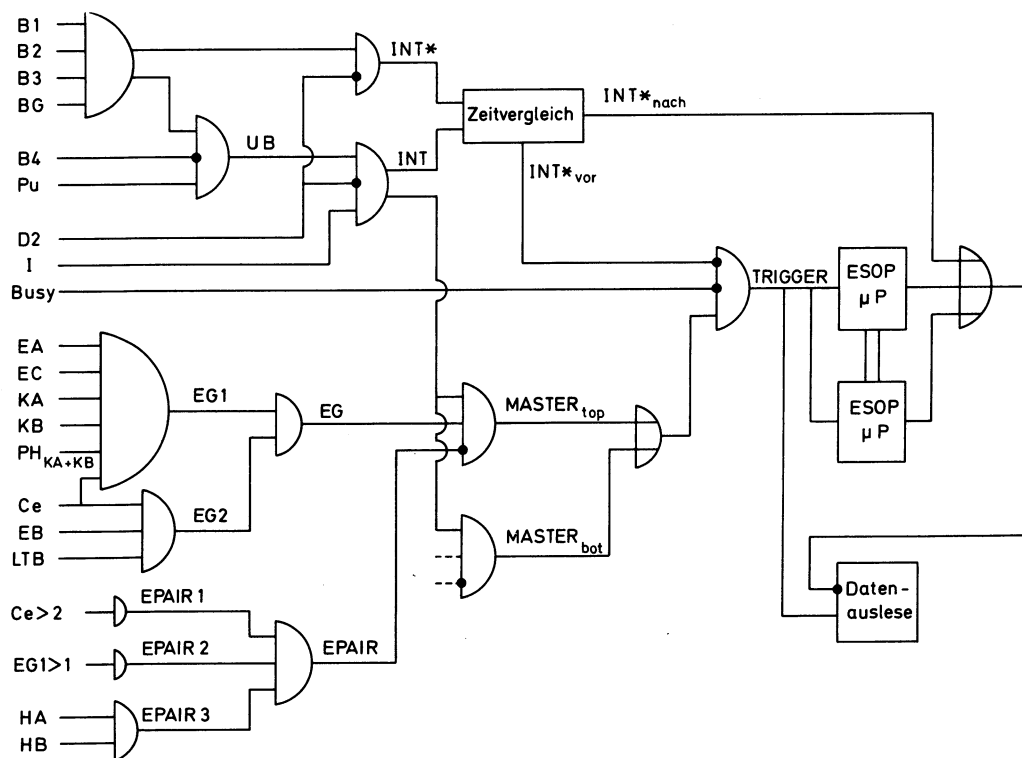


Abb. 2.7: Blockdiagramm der Triggerlogik. Die Abkürzungen sind im Text erklärt, Abschnitte 2.3.2. bis 2.3.4. Die Eingangssignale EA bis HB, die $MASTER_{top}$ und $MASTER_{bot}$ definieren, sind nur für die obere Spektrometerhälfte, entsprechend $MASTER_{top}$, dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist nicht gezeigt, daß die ESOP-Mikroprozessoren nicht benutzt werden, wenn Signale sowohl von $MASTER_{top}$ als auch von $MASTER_{bot}$ gegeben werden (s. Abschnitt 2.3.5.).

I bedeutet, daß die im Wechselwirkungszähler (s. Abschnitt 2.2.2.) gemessene Pulshöhe mindestens das 2,5fache der mittleren Pulshöhe eines minimal ionisierenden Teilchens ist.

Außer dem Wechselwirkungstrigger, wie er gerade definiert worden ist, wird noch von einer schwächeren Definition Gebrauch gemacht, um festzustellen, ob innerhalb von 400 ns vor oder nach einer triggernden Wechselwirkung eine weitere Wechselwirkung stattgefunden hat. Da in diesem Fall die Driftkammersignale vom triggernden und vom zusätzlichen Ereignis im allgemeinen nicht mehr zu

unterscheiden sind (die maximale Driftzeit der in diesem Experiment benutzten Driftkammern beträgt 400 ns), muß das triggernde Ereignis verworfen werden. Der schwächere Wechselwirkungstrigger, im folgenden abgekürzt INT^* , ist definiert durch

$$INT^* := B1 \wedge B2 \wedge B3 \wedge \overline{D2} \wedge BG.$$

Durch Vergleich der Zeiten, zu denen INT und INT^* aufgetreten sind, wird entweder INT_{vor}^* oder INT_{nach}^* definiert.

2.3.4. ERSTE STUFE DES EINZELELEKTRONTRIGGERS

Die erste Stufe des Einzelelektrontriggers ist durch schnelle Elektronik realisiert, während die zweite Stufe von Mikroprozessoren Gebrauch macht (s. Abschnitt 2.3.5.). Das Ausgangssignal der ersten Stufe des Einzelelektrontriggers, im folgenden mit $MASTER$ bezeichnet, wird getrennt definiert für die obere und untere Hälfte von Elektronkalorimeter und Cherenkovzähler:

$$MASTER_{top} := INT \wedge EG_{top} \wedge \overline{EPAIR}_{top},$$

$$MASTER_{bot} := INT \wedge EG_{bot} \wedge \overline{EPAIR}_{bot}.$$

EG und $EPAIR$ (die Indices top und bot werden im folgenden unterdrückt) bedeuten, daß ein Einzelelektronkandidat bzw. ein Elektronpaar gefunden wurden. EG ist definiert durch

$$EG := EG1 \wedge EG2,$$

wobei

$$EG1 := EA \wedge EC \wedge KA \wedge KB \wedge PH_{KA+KB} \wedge C_e$$

und

$$EG2 := EB \wedge LTB \wedge C_e.$$

Dabei bezeichnen EA , EC , KA und KB vertikale Kalorimeterelemente, die hintereinander liegen (s. Abb. 2.3), und EB und LTB horizontale Elemente, die hintereinander liegen. Um sicher zu sein, daß ein elektromagnetischer Schauer stattgefunden hat, sind die Schwellenwerte für KA und KB auf das 1,7fache und

das 2,4fache der wahrscheinlichsten Pulshöhe von minimal ionisierenden Teilchen eingestellt. PH_{KA+KB} bedeutet, daß die totale in KA und KB deponierte Energie einen Wert von 2,0 GeV übersteigt. Außerdem muß eine dem Schauer geometrisch entsprechende Zelle des Elektroncherenkovzählers ein Signal gegeben haben (C_e).

Die Suche nach möglichen Partnern des Triggerelektrons aus γ -Konversionen beschränkt sich auf die Detektorelemente, die horizontal neben den triggernden Detektorelementen liegen. Diese Einschränkung beruht darauf, daß e^+e^- -Paare von γ -Konversionen einen kleinen Öffnungswinkel haben und ihre Spuren beim Durchqueren des vertikalen Magnetfeldes im ersten Spektrometermagneten nur in der horizontalen Ebene abgelenkt werden. Demgemäß ist $EPAIR$ definiert durch

$$EPAIR := EPAIR1 \wedge EPAIR2 \wedge EPAIR3,$$

wobei $EPAIR1$ bedeutet, daß mehr als 2 horizontal nebeneinander liegende Zellen des Elektroncherenkovzählers ein Signal gegeben haben. $EPAIR2$ bedeutet, daß mehr als ein Schauer im Kalorimeter die Bedingungen von $EG1$ erfüllen, und $EPAIR3$ bedeutet, daß die Sandwichzähler, die sich neben den triggernden Elementen des Elektronkalorimeters befinden, ein Signal gegeben haben.

Ein Triggersignal zum Starten der Datenauslese und zur weiteren Verarbeitung durch die zweite Stufe des Einzelelektrontriggers, im folgenden mit $TRIGGER$ bezeichnet, wird gegeben, wenn

$$TRIGGER := (MASTER_{top} \vee MASTER_{bot}) \wedge \overline{INT}_{vor}^* \wedge \overline{BUSY}.$$

$BUSY$ bedeutet, daß das Triggersystem oder die Datenauslese noch mit der Verarbeitung eines vorangegangenen Ereignisses beschäftigt ist. Das $\overline{INT}_{nach}^*$ -Signal wird nicht zur Definition von $TRIGGER$ benutzt, da es zu spät kommt. Es unterbricht die Datenauslese erst auf demselben Niveau wie die zweite Stufe des Einzelelektrontriggers.

2.3.5. ZWEITE STUFE DES EINZELELEKTRONTRIGGERS

Ein Triggersignal von der ersten Stufe des Einzelelektrontriggers bewirkt, daß die Ereignisdaten ausgelesen und gleichzeitig die zweite Triggerstufe aktiviert wird. Wenn das Ereignis von der zweiten Triggerstufe nicht akzeptiert wird, wird die Datenauslese abgebrochen. Die zweite Triggerstufe wird von zwei ESOP-Mikroprozessoren gebildet, die am CERN entwickelt worden sind. Ihre Anwendung in diesem Experiment ist in [150] beschrieben worden.

Der erste ESOP-Mikroprozessor sucht nach der Spur des triggernden Teilchens in den Proportionalkammern, die sich zwischen den Elektroncherenkovzählern und den Elektronkalorimetern befinden (s. Abb. 2.1). Dazu bildet er eine Suchstraße, die die getroffenen Kalorimeterzellen mit dem Target verbindet. Die Breite der Suchstraße ist so definiert, daß Spuren von Teilchen mit einem Impuls von mindestens $2 \text{ GeV}/c$ innerhalb der Suchstraße liegen. Kann keine eindeutige Spur mit Signalen in allen vier Proportionalkammern gefunden werden, so wird das Ereignis verworfen. Andernfalls berechnet der Mikroprozessor den Impuls des triggernden Teilchens. Das Ereignis wird verworfen, wenn der Impuls über der π -Schwelle der Elektroncherenkovzähler liegt ($12 \text{ GeV}/c$). Ist das Ereignis soweit akzeptiert worden, wird der berechnete Impulswert dem zweiten ESOP-Mikroprozessor übermittelt.

Der zweite ESOP-Mikroprozessor berechnet die Schauerenergie in den Kalorimeterblöcken KA, KB und KC (s. Abb. 2.3) und prüft, ob die Schauerentwicklung mit einem elektromagnetischen Schauer verträglich ist. Andernfalls wird das Ereignis verworfen. Sobald der vom ersten Prozessor berechnete Impuls des Triggerteilchens zur Verfügung steht, wird das Verhältnis von Schauerenergie zu Impuls berechnet. Das Ereignis wird akzeptiert, wenn dieser Wert im Intervall $0,7 - 1,3$ liegt. Für Elektronen, die vollständig im Kalorimeter absorbiert worden sind, sollte dieser Wert nahe bei 1 liegen. Eine Verteilung des Verhältnisses von Energie zu Impuls, wie sie von den Mikroprozessoren berechnet wird, ist in Abb. 2.8 wiedergegeben.

Nachdem der zweite ESOP-Mikroprozessor die notwendigen Daten eingelesen hat und während er rechnet, sucht der erste Prozessor nach möglichen Konversionspartnern des Triggerteilchens in den Proportionalkammern, die sich unmit-

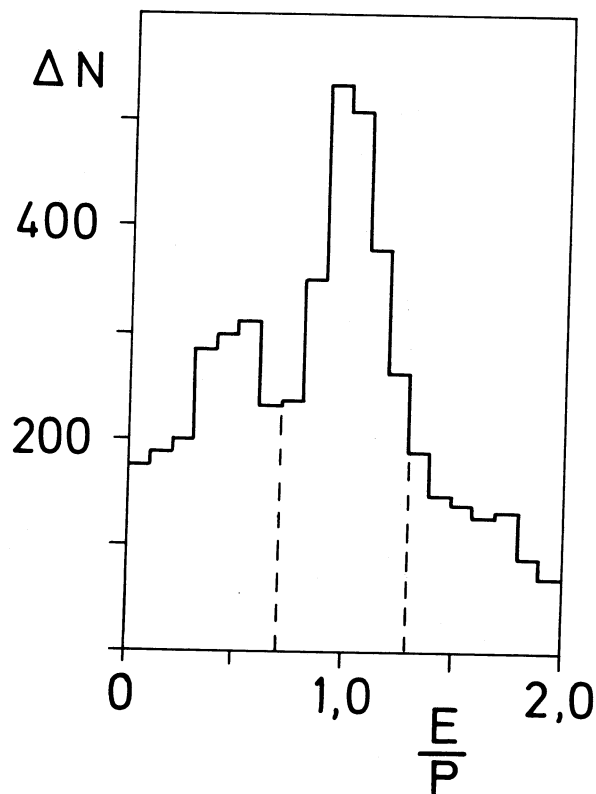


Abb. 2.8: Verteilung des Verhältnisses von Schauerenergie zu Impuls für triggernde Teilchen, berechnet von den Mikroprozessoren der zweiten Stufe des Einzelelektrontriggers (nach [101]). Ereignisse werden akzeptiert, wenn das Verhältnis im Bereich zwischen den gestrichelten Linien liegt ($0,7 \leq E/P \leq 1,3$).

telbar strahlabwärts der Elektroncherenkovzähler befinden. Ein Teilchen wird als Konversionspartner betrachtet, wenn es entgegengesetzte Ladung zum Triggerteilchen hat und wenn die Durchstoßpunkte beider Teilchen horizontal nebeneinander liegen (s. Abschnitt 2.3.4.). Wird ein Konversionspartner gefunden, so wird das Ereignis verworfen.

Abweichend von dem Triggerschema, wie es in Abb. 2.7 dargestellt ist, werden die Mikroprozessoren nicht aktiviert, wenn die erste Triggerstufe sowohl von der oberen als auch von der unteren Kalorimeterhälfte ein Triggersignal liefert ($MASTER_{top} \wedge MASTER_{bot}$). Diese Ereignisse werden unmittelbar auf Band geschrieben und dienen zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Ein-

zelelektronen (s. Abschnitt 5.6.4.).

Die durchschnittliche Zeit, die die ESOP-Mikroprozessoren zur Bearbeitung eines Ereignisses brauchen, liegt bei $500\ \mu s$.

2.3.6. DIE DATENNAHME

Hat ein Ereignis alle Tests des Triggersystems erfüllt und ist kein INT_{nach}^* -Signal gegeben worden, so wird die bereits begonnene Auslese der Ereignisdaten fortgesetzt. Diese Auslese wird vorgenommen von einem Online-Rechner des Typs NORD-100 mit einer CAMAC-Schnittstelle. Der Rechner transferiert die ausgelesenen Daten in einen von drei internen Datenspeichern, die je eine Kapazität von 32 kByte haben (die durchschnittliche Ereignislänge liegt bei 1,9 kByte). Ist ein Speicher gefüllt, wird sein Inhalt auf Magnetband geschrieben. Die Datenauslese benötigt ungefähr $10\ ms$ pro Ereignis. Es werden ungefähr 80 Ereignisse pro SPS-Puls auf Band geschrieben.

3. Ereignisrekonstruktion und Ereignisselektion

3.1. Einleitung

Die auf Magnetband festgehaltenen Ereignisse werden analysiert, um eine Sammlung von Ereignissen zu gewinnen, die mit großer Wahrscheinlichkeit die Produktion von zwei Charmteilchen enthalten. Eines dieser Charmteilchen soll hadronisch zerfallen, das andere semileptonisch in ein Elektron und andere Teilchen. Um Rechenzeit zu sparen, wird die Ereignisselektion in mehreren Stufen vorgenommen. Diese sind zwischen die einzelnen Schritte der Ereignisrekonstruktion eingeschoben. Ereignisse, die die Kriterien einer Selektion nicht erfüllen, werden verworfen und damit von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Die einzelnen Stufen der Ereignisrekonstruktion und der Ereignisselektion werden in den folgenden Abschnitten besprochen. Einen Überblick über den Ablauf der Ereignisrekonstruktion, die verschiedenen Selektionen und die erzielte Datenreduktion gibt Tabelle 3.1.

3.2. Dekodierung der Rohdaten

Dekodieren der Rohdaten bedeutet, daß die vom Magnetband eingelesenen Rohdaten in physikalische Größen umgerechnet werden (z.B. in Koordinaten oder in Energieverluste in Kalorimeterzellen). Gleichzeitig wird geprüft, ob alle für die Analyse benötigten Daten vorhanden sind. Ansonsten werden die Ereignisse verworfen. Beispielsweise wurden für ungefähr 3% der Ereignisse wegen eines Fehlers in der Datenauslese ein großer Teil der ADC-Kanäle für die Siliziumdetektoren nicht ausgelesen. Das Programm verwirft daher ein Ereignis, wenn es feststellt, daß für mehrere Siliziumdetektoren überhaupt keine ADC-Signale vorhanden sind.

3.3. Berechnung der Koordinaten in den Siliziumdetektoren

Zur Dekodierung der Rohdaten gehört auch die Berechnung der Koordinaten in den Siliziumdetektoren. Diese Koordinatenberechnung ist in [148] beschrieben worden. Da sie für diese Arbeit von großer Bedeutung ist, wird sie im folgenden nochmals dargestellt.

Die Koordinatenberechnung erfolgt in drei Schritten. Im ersten Schritt werden die ADC-Signale in Pulshöhen umgerechnet und für Überkoppeln der Signale zu

Tabelle 3.1: Datenreduktion während der Ereignisrekonstruktion und -selektion.

Rekonstruktions-/Selektionskategorie	Ereignisse		
Ereignisse auf Band	$4,26 \cdot 10^6$		
Dekodierung der Rohdaten (3.2., 3.3.)*	$4,09 \cdot 10^6$		
Strahlspurrekonstruktion (3.4.)	$3,97 \cdot 10^6$		
Elektron- u. 1. Einzelektronauswahl (3.5.)	$1,85 \cdot 10^6$		
Spurrekonstruktion in den Driftkammern (3.6.)	$1,85 \cdot 10^6$		
2. Einzelektronauswahl (3.7.)	$764 \cdot 10^3$		
Teilchenidentifikation (3.8.)	$764 \cdot 10^3$		
Rekonstruktion im Vertexteleskop (3.9., 3.10.),			
3. Einzelektronauswahl (3.11.)	$254 \cdot 10^3$		
Auswahl komplexer Ereignisse (3.12.)	$81,2 \cdot 10^3$		
mindestens 1 $K^\pm$ (3.13)	$34,4 \cdot 10^3$		
gleiche Ladung von $K^\pm$ und $e^\pm$ (3.13) [†]	$20,3 \cdot 10^3$		
	$K^\pm \pi^\mp$	$K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$	$K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$
Kombinationen	$113 \cdot 10^3$	$259 \cdot 10^3$	$1,19 \cdot 10^6$
invariante Masse $1,75 - 2,0 \text{ GeV}/c^2$ (3.13)	$3,14 \cdot 10^3$	$28,6 \cdot 10^3$	$207 \cdot 10^3$
Spuren der Kombination bilden Vertex (3.13)	$2,04 \cdot 10^3$	$12,2 \cdot 10^3$	$58,3 \cdot 10^3$
$\Delta z > 3\sigma_{\Delta z}$ (3.13)	93	311	573
1. Sammlung von D -Mesonen (3.13)	14	69	94
2. Sammlung von D -Mesonen (3.14)	9	36	24

* Die Zahlen in Klammern verweisen auf die Abschnitte im Text, in denen die Rekonstruktions- oder Selektionskategorie besprochen wird.

† Wie im Text besprochen, werden zur Kontrolle auch die Ereignisse mit ungleicher Ladung von $K^\pm$ und $e^\pm$ rekonstruiert. Die folgenden Tabelleneinträge beziehen sich nur auf die Ereignisse mit gleicher Ladung.

benachbarten Auslesestreifen korrigiert. Die Signale sind jetzt so normiert, daß die wahrscheinlichste Pulshöhe eines minimal ionisierenden Teilchens, das einen Auslesestreifen trifft, 100% beträgt. Im zweiten Schritt werden sogenannte Signalcluster gesucht: das sind ein oder mehrere nebeneinander liegende Auslesestreifen, die alle ein Signal mit einer Pulshöhe von mindestens 8% haben, und deren Signalsumme mindestens 50% beträgt oder 25%, wenn nur ein oder zwei Streifen zum Cluster gehören (das Rauschen der Verstärker liegt bei 3%). Außerdem wird verlangt, daß die Signalsumme von jeweils zwei nebeneinanderliegenden Streifen größer als 25% ist. Die Anzahl der Streifen, die zu einem Cluster gehören, wird Clustergröße genannt.

Im letzten Schritt werden den Clustern jeweils eine oder mehrere Koordinaten zugeordnet. Die Koordinatenzuordnung wird dadurch erschwert, daß sich die von mehreren Teilchen erzeugten Signale überlappen können. Eine genaue Auftrennung der Cluster ist unmöglich wegen der stark schwankenden Ionisierung eines einzelnen Teilchens (Landau-Fluktuationen) und wegen der Signalverluste zur Rückseite der Detektoren bei der kapazitiven Ladungsteilung (die Signalverluste hängen vom Abstand der Teilchenspuren von den Auslesestreifen ab). Diese Effekte bewirken auch, daß es oft sogar unmöglich ist, die genaue Zahl von Teilchen zu bestimmen, die einen bestimmten Cluster verursacht haben. Zur Verdeutlichung dieser Schwierigkeit sind in Abb. 3.1 Verteilungen der Signalsumme von Clustern gezeigt, die eine bestimmte Clustergröße haben. Ab Clustergröße 3 wird es offenbar immer schwieriger, die Teilchenzahl eindeutig zu bestimmen. Hohe Clustergrößen treten dann auf, wenn Teilchenspuren dicht beieinander liegen. Deswegen ist der Prozentsatz von Clustern mit hoher Clustergröße in den Detektoren am größten, die dem Target auf der strahlabwärtigen Seite am nächsten liegen (s. Tabelle 3.2).

Ist die Clustergröße ≥ 3 , so wird geprüft, ob die Pulshöhe des ersten und die des letzten Streifens größer als 20% sind. Andernfalls werden sie bei der Koordinatenberechnung nicht berücksichtigt. Clustern mit einer Clustergröße ≤ 3 wird nur ein Koordinatenwert zugeordnet, der mit der Schwerpunktmethode aus den Streifensignalen und -abständen berechnet wird. Dieser Koordinatenwert kann aber mehreren Koordinaten gegeben werden, wenn es die Signalsumme des Clusters

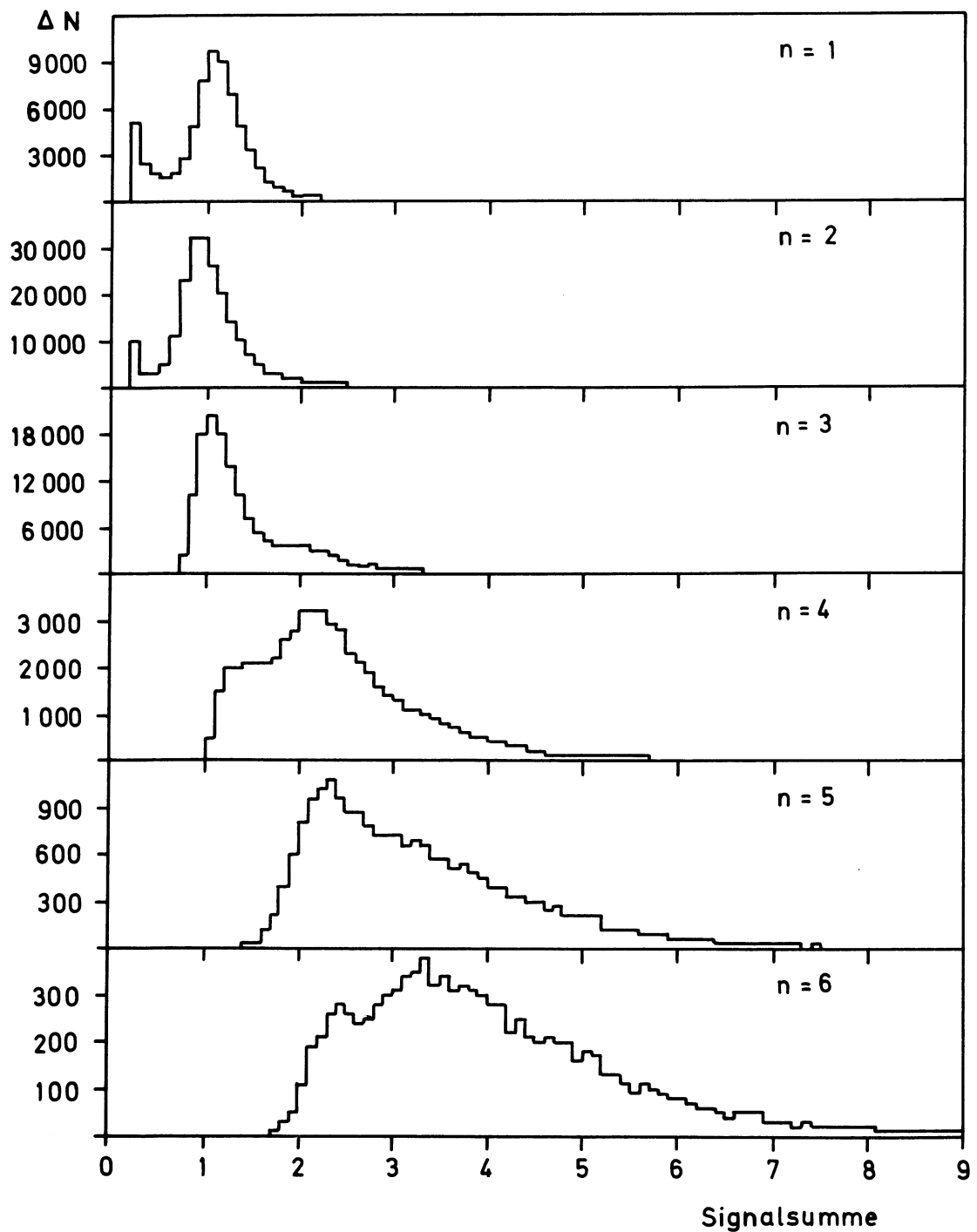


Abb. 3.1: Verteilungen der Signalsumme von Signalclustern mit unterschiedlicher Clustergröße ($= n$) in den Siliziumstreifendetektoren. Die Signale sind auf die wahrscheinlichste Pulshöhe eines minimal ionisierenden Teilchens, das einen Auslesestreifen trifft, normiert (dies ist der Fall $n = 1$). Die kleinen Signale bei $n = 1$ und $n = 2$ gehen auf zusätzliche Strahlspuren zurück.

Tabelle 3.2: Häufigkeit von Clustern einer bestimmten Clustergröße in ausgewählten Siliziumstreifendetektoren. Angaben in %, normalisiert pro Detektor.

Clustergröße	Strahldetektor	1. Vertexdetektor*	3. Vertexdetektor	6. Vertexdetektor
1	19,2	10,6	12,2	14,2
2	49,3	38,4	42,4	43,9
3	22,7	26,5	27,8	26,8
4	5,9	12,1	10,5	9,5
5	1,5	5,6	3,8	3,2
6	0,6	3,0	1,8	1,3
7	0,3	1,5	0,7	0,5
8	0,2	0,9	0,3	0,2
9	0,1	0,5	0,2	0,1
10	0,1	0,3	0,1	0,1
> 10	0,2	0,5	0,1	0,1

* Die Abstände des 1., 3. und 6. Vertexdetektors von der Targetmitte sind 42 mm, 86 mm und 142 mm.

zuläßt. Ist die Clustergröße > 3 , so wird versucht, auch die Struktur des Clusters, also das Auftreten von Maxima unter den Streifensignalen, zur Koordinatenberechnung heranzuziehen. Dazu wird, wenn möglich, der Cluster in sogenannte Subcluster zerlegt. Ein Subcluster besteht aus einem oder mehreren nebeneinanderliegenden Auslesestreifen, die alle ein Signal mit einer Pulshöhe von mindestens 20% haben, und deren Signalsumme mindestens 60% beträgt. Hat der Subcluster nicht mehr als 3 Auslesestreifen, dann erfolgt die Koordinatenberechnung wie bei kleinen, ungeteilten Clustern. Wenn ein Cluster nicht in Subcluster zerlegt werden kann oder ein Subcluster mehr als 3 Auslesestreifen umfaßt, wird zunächst aus der Anzahl der Auslesestreifen und der Signalsumme die Zahl der minimal ionisierenden Teilchen abgeschätzt, die den (Sub)Cluster erzeugt haben. Diese Zahl ist gleich der Anzahl von zu berechnenden Koordinaten. Die Koordinaten werden entlang des (Sub)Clusters verteilt, so daß jeder Koordinate ein Clusterstück mit

Tabelle 3.3: Koordinatenfehler der verschiedenen Koordinatenkategorien in den Siliziumdetektoren (in μm).

Kategorie *	1 M.I. [†]	1 M.I.	≥ 2 M.I.	≥ 2 M.I.
	60 μm	120 μm	60 μm	120 μm
1-Streifen-Cluster	6	9	4	9
2-Streifen-Cluster	4	8	10	20
3-Streifen-Cluster	5	10	12	24
1-Streifen-Subcluster	8	16	7	14
2-Streifen-Subcluster	7	14	20	40
3-Streifen-Subcluster	13	26	20	40
1-Streifen-Clusterstück	15	30	—	—
2-Streifen-Clusterstück	18	36	—	—
3-Streifen-Clusterstück	26	52	—	—

* Siehe Text zur Definition der Begriffe (Sub)Cluster und Clusterstück.

† M.I. ist die geschätzte Anzahl von minimal ionisierenden Teilchen, die die Signale des entsprechenden (Sub)Cluster oder Clusterstücks erzeugt haben. 60/120 μm sind die Abstände zwischen den Auslesestreifen.

gleich großer Pulshöhe entspricht.

Eine möglichst genaue Kenntnis der Koordinatenfehler ist notwendig für eine zuverlässige Spurrekonstruktion im Vertexteleskop (s. Abschnitt 3.9.). Für die Fehlerzuordnung werden die Koordinaten zu verschiedenen Kategorien zusammengefaßt. Diese Kategorien entsprechen der unterschiedlichen Herkunft der Koordinaten von kleinen oder großen Clustern oder Subclustern. Die Kategorien und die Fehler der verschiedenen Kategorien sind in Tabelle 3.3 zusammengestellt. Diese Koordinatenfehler sind gemessen worden, indem Spuren im Vertexteleskop gesucht wurden und die Differenzen zwischen gemessenen und vorhergesagten Positionen in den Detektorebenen berechnet wurden. Koordinaten, deren (Sub)Cluster oder Clusterstück am ersten oder letzten Auslesestreifen eines Detektors endet, wird abweichend von Tabelle 3.3 eine Auflösung von 100 μm bzw. 200 μm zugewiesen.

In ungefähr 1% aller Ereignisse wird ein Cluster oder Subcluster mit einer Signalsumme ≥ 50 gefunden. In diesen Fällen wird die Koordinatenberechnung abgebrochen und das Ereignis verworfen, da die Information der Siliziumdetektoren nicht mehr sinnvoll zu verwerten ist. Die starke Signalbildung ist vermutlich auf Sekundärwechselwirkungen mit der Produktion von niederenergetischen, stark ionisierenden Teilchen und Kernbruchstücken zurückzuführen.

3.4. Rekonstruktion der Strahlspur

Zur vollständigen Ereignisrekonstruktion ist die genaue Kenntnis der Strahlspur notwendig. Es sind zwei Verfahren entwickelt worden, die Strahlspur zu rekonstruieren: 1. Das erste Verfahren benutzt nur die vier Strahlhodoskope. Wenn alle Strahlhodoskope genau ein Signal gegeben haben, ist die Strahlspur eindeutig festgelegt. 2. Das zweite Verfahren versucht, eine genauere Spur mit Hilfe der Siliziumdetektoren zu finden. Die Siliziumdetektoren strahlaufwärts des Targets legen einen Punkt und die vertikale Neigung der Strahlspur fest. Um die horizontale Neigung zu bestimmen, muß auch eines der Strahlhodoskope benutzt werden.

Zunächst wird eine Rekonstruktion der Strahlspur mit dem zweiten Verfahren versucht. Da die Siliziumdetektoren wegen der langen Integrationszeit der Verstärker empfindlich sind für weitere Strahlteilchen, und da es zu Wechselwirkungen bereits strahlaufwärts des Targets kommen kann, ist es für ungefähr 13% der Ereignisse nicht möglich, auf diese Weise eine eindeutige Strahlspur zu finden. In diesen Fällen wird vom ersten Verfahren, die Strahlspur zu rekonstruieren, Gebrauch gemacht. Gelingt auch dies nicht, weil die Strahlhodoskope nicht je genau ein Signal gegeben haben, wird das Ereignis ausgeschieden. Dies ist für ungefähr 3% der Ereignisse der Fall.

3.5. Elektronauswahl und erste Einzelelektronauswahl

Die Charmereignisse, die in diesem Experiment gesucht werden, sollen immer ein einzelnes Elektron von einem semileptonisch zerfallenden Charmteilchen enthalten. Es wird deshalb vor der zeitaufwendigen Rekonstruktion aller Driftkammerspuren eine Überprüfung vorgenommen, ob überhaupt ein Elektron aufgetreten ist. Dazu werden die Elektronkalorimeter und die Proportional- und Driftkammern, die sich zwischen den beiden Spektrometern befinden, benutzt.

Zuerst werden Schauer in den Elektronkalorimetern gesucht, die die Charakteristik von elektromagnetischen Schauern besitzen. Danach wird versucht, eine Teilchenspur in den Proportionalkammern zu finden, die auf einen akzeptierten Schauer weist. Ist die Suche erfolgreich, so wird diese Spur als Suchspur in den Driftkammern verwendet. Andernfalls wird eine Spursuche unmittelbar mit den Driftkammern versucht.

Ereignisse werden verworfen, wenn entweder kein elektromagnetischer Schauer gefunden wurde, oder wenn keine Spur in den Driftkammern gefunden wurde, die auf einen elektromagnetischen Schauer weist. In diesem Fall sind die Schauer vermutlich auf Photonen zurückzuführen.

Ist die Spur des Triggerelektrons gefunden worden, so wird eine erste Überprüfung vorgenommen, ob es sich um ein einzelnes Elektron handelt. Dazu wird in den Driftkammern zwischen den Spektrometermagneten nach einer weiteren Spur gesucht, die zusammen mit dem Triggerelektron aus einer γ -Konversion stammt.

3.6. Spurrekonstruktion in den Driftkammern

Da eine völlig unabhängige Spurensuche im Vertexteleskop aus mehreren Gründen schwierig ist (s. Abschnitt 3.9.1.), werden die Spuren von geladenen Teilchen zuerst in den Driftkammern rekonstruiert.

Spuren werden zunächst in den Driftkammern gesucht, die sich strahlabwärts des zweiten Spektrometermagneten befinden (sogenannter Arm 3; DC3A bis DC3C in Abb. 2.1). Die Suche wird dadurch erleichtert, daß die mittlere Multiplizität strahlabwärts des zweiten Spektrometermagneten wegen der großen Entfernung vom Target nur noch ungefähr 5 beträgt. Im Gegensatz dazu liegt sie im Bereich zwischen den Spektrometermagneten bei 11. Um Rechenzeit zu sparen, werden Driftkammerspuren zwischen den Spektrometermagneten (sogenannter Arm 2; DC2 in Abb. 2.1) in zwei Schritten gesucht. Im ersten Schritt werden die Spuren des Arm 3 durch den zweiten Spektrometermagneten hindurch in den Bereich des Arm 2 extrapoliert und als Suchspuren benutzt. Zur Extrapolation durch den Magneten müssen Impuls und Ladung der zugehörigen Teilchen bekannt sein. Diese werden mit der Annahme bestimmt, daß die Teilchen von der Targetmitte kommen. Im zweiten Schritt werden mit den verbliebenen Signalen im Arm 2 weitere

Spuren gesucht ohne Führung durch Spuren des Arm 3.

Um Impuls und Ladung der Teilchen zu bestimmen, werden Spuren des Arm 2 mit solchen des Arm 3 und mit der Targetmitte verknüpft. Spuren in Arm 2 oder 3 ohne Partner im anderen Arm werden nur mit der Targetmitte verbunden. Für Spuren, die sich nicht mit einer anderen Spur oder dem Target verknüpfen lassen, kann keine Impulsbestimmung durchgeführt werden. Diese Spuren stammen vermutlich aus Sekundärwechselwirkungen oder V^0 -Zerfällen und werden in der folgenden Analyse nicht berücksichtigt.

3.7. Zweite Einzelelektronauswahl

Nachdem eine vollständige Ereignisrekonstruktion in den Driftkammern vorliegt, wird nochmals geprüft, ob tatsächlich ein Einzelelektron oder ein e^+e^- -Paar aufgetreten ist. Dazu wird nach möglichen Partnerelektronen gesucht, die zusammen mit dem Triggerelektron aus γ -Konversionen oder aus Dalitz-Zerfällen von π^0 -Mesonen stammen. Im einzelnen werden die folgenden Überprüfungen vorgenommen:

- Die Spur des Elektrons wird durch den ersten Spektrometermagneten extrapoliert in die Proportionalkammern, die sich am strahlaufwärtigen Ende des Magneten befinden (s. Abb. 2.1). Werden entlang der extrapolierten Spur keine Signale in den Proportionalkammern gefunden, so stammt das Elektron vermutlich aus einer γ -Konversion, die im ersten Spektrometermagneten stattfand.
- Unter den Driftkammerspuren des Arm 2 wird nach einem möglichen Konversionspartner des Elektrons gesucht. Die Suche gilt als erfolgreich, wenn das Elektron und ein anderes Teilchen entgegengesetzter Ladung eine invariante Masse kleiner als $30 \text{ MeV}/c^2$ haben.
- Um Ereignisse zurückweisen zu können, bei denen das Elektron entweder aus einem Dalitz-Zerfall eines π^0 oder aus der Konversion eines der beiden γ -Quanten eines π^0 -Zerfalls stammt und das Partnerelektron nicht gefunden wurde, wird in den Elektronkalorimetern nach Schauern gesucht, die von Photonen erzeugt wurden. Wenn die invariante Masse von Elektron und Photon im Bereich $100 - 170 \text{ MeV}/c^2$ liegt, wird das Ereignis verworfen.

- Zum Nachweis von asymmetrischen γ -Konversionen wird in den Proportionalkammern, die im ersten Magneten parallel zur Strahlrichtung angebracht sind, nach Spuren von möglichen Konversionspartnern gesucht. Die Suche gilt als erfolgreich, wenn das Elektron und ein anderes Teilchen entgegengesetzter Ladung eine invariante Masse kleiner als $40 \text{ MeV}/c^2$ haben.

3.8. Identifikation geladener Teilchen

Für geladene Teilchen, die die Cherenkovzähler strahlabwärts des zweiten Spektrometermagneten durchqueren, wird versucht, die Teilchenidentität zu bestimmen. Dazu werden für jede Spur, für jeden Cherenkovzähler und für jede mögliche Teilchenidentität (π , K oder p) die erwarteten Lichtmengen berechnet. Aus Vergleich mit den von den Photomultipliern der Cherenkovzähler gemessenen Pulshöhen folgen unnormalisierte Identifikationswahrscheinlichkeiten. Die Identifikationswahrscheinlichkeiten werden normiert, so daß ihre Summe gleich 1 ist. Bei der Normierung erhält die π -Wahrscheinlichkeit ein zehnmal größeres Gewicht als die K - und p -Wahrscheinlichkeiten. Damit wird berücksichtigt, daß die π -Multiplizität ungefähr zehnmal größer ist als die der anderen geladenen Sekundärteilchen.

Für viele Teilchen können keine Identifikationswahrscheinlichkeiten bestimmt werden, weil sie entweder die Cherenkovzähler nicht treffen, weil sie einen Impuls außerhalb des Bereichs haben, in dem Identifikation möglich ist, oder weil ihre Signale in den Cherenkovzählern sich mit denen benachbarter Teilchen überlappen. Da die π -Multiplizität viel größer ist als die K - oder p -Multiplizität, werden diese Teilchen als π -Mesonen betrachtet.

Später wird zur Auswahl von D -Mesonen mindestens ein $K^\pm$ -Kandidat pro Ereignis verlangt werden (s. Abschnitt 3.13.). Ein Teilchen wird als $K^\pm$ -Kandidat bezeichnet, wenn seine normierte K -Wahrscheinlichkeit größer ist als 0,1 und seine normierte π -Wahrscheinlichkeit kleiner als 0,7. Die Wahrscheinlichkeit, mit diesem einfachen Verfahren $K^\pm$ -Mesonen als solche zu identifizieren, wurde mit eindeutig identifizierten $K^\pm$ -Mesonen aus K^{*0} -Zerfällen gemessen. Die Identifikationswahrscheinlichkeit ist impulsabhängig. Sie liegt zwischen 22% und 82% für $K^\pm$ -Impulse im Bereich von 4 bis $100 \text{ GeV}/c$.

3.9. Spurrekonstruktion im Vertexteleskop

3.9.1. ALLGEMEINE BEMERKUNGEN

Die Rekonstruktion von Teilchenspuren im Vertexteleskop wird erleichtert durch die sehr gute Nachweiswahrscheinlichkeit der Siliziumdetektoren, die größer als 99,9% ist (s. Abschnitt 2.2.3.). Dagegen führt die kapazitive Kopplung, die zur Auslese benutzt wird, dazu, daß sich Signale benachbarter Spuren überlappen. Den berechneten Koordinaten werden dann zwar große Fehler zugewiesen (s. Abschnitt 3.3.), die diesen Koordinaten ein geringes Gewicht in der Spuranpassung geben, aber gleichzeitig erschweren diese Koordinaten eine eindeutige Spursuche, da nur 3 Detektorebenen pro Projektion zur Verfügung stehen (s. Abb. 2.2).

Mit den Detektoren des Vertexteleskops kann nur in zwei Projektionen gemessen werden. Eine Suche nach Spuren im Raum muß daher zusätzliche Information von anderen Teilen des Spektrometers benutzen. Zweckmäßigerweise werden nur die Raumpuren im Vertexteleskop gesucht, die sich mit Spuren verbinden lassen, die bereits in den Driftkammern gefunden worden sind. Dazu wird zu jeder Driftkammerspur ein 'Führungspunkt' berechnet, der in der Ebene liegt, die senkrecht zur Strahlrichtung ist, und die durch die Mitte des ersten Spektrometermagneten verläuft (s. Abb. 3.2). Die Suche nach Raumpuren im Vertexteleskop geht immer von diesen Führungspunkten aus.

Um die Sprechweise im folgenden zu vereinfachen, wird das Wort 'Projektion' in zweifacher Bedeutung benutzt. Erstens in seiner eigentlichen Bedeutung, wenn z.B. von der Projektion eines Raumpunktes in eine Ebene gesprochen wird. Zweitens in einer erweiterten Bedeutung: wir sagen, daß ein Detektor zu einer Projektion gehört, wenn die Richtung, in der er Koordinaten mißt, in dieser Projektion liegt. Diese Projektion ist dann eine der Detektorprojektionen.

Zur Suche nach Raumpuren im Vertexteleskop wird eine Projektion eines Führungspunktes mit einer Koordinate in einem Detektor derselben Projektion zu einer Suchstraße verbunden. In einer späteren Phase der Spurensuche, wenn bereits ein Vertex gefunden worden ist, kann die Projektion des Führungspunktes auch mit der Projektion eines Vertex verbunden werden. Die Breite der Suchstraße wird definiert durch die Fehler der beiden Punkte, die die Lage der Straße bestimmen, und durch den Impuls des zugehörigen Teilchens (um Abweichungen von

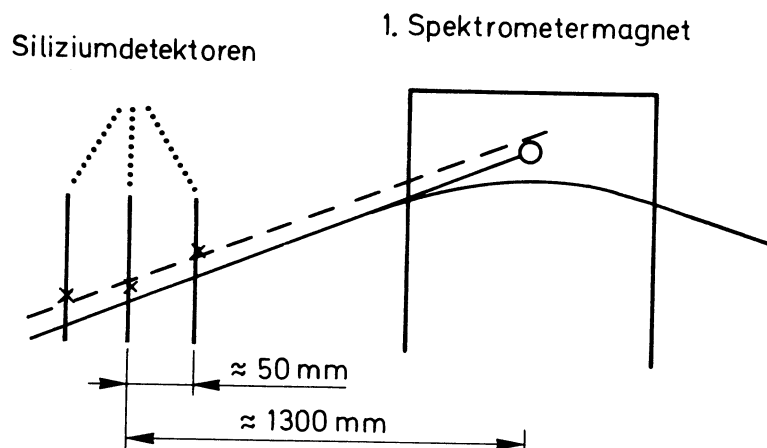


Abb. 3.2: Schematische Darstellung der Spurensuche im Vertexteleskop mit Hilfe der bereits in den Driftkammern gefundenen Spuren.

Es bedeuten:

- o Führungspunkt (Meßfehler $\approx 500\mu m$)
- x Siliziumdetektorkoordinaten (Meßfehler $\approx 10\mu m$)
- extrapolierte Driftkammerspur
- - - - Spur im Vertexteleskop

einer geraden Spur durch Vielfachstreuung zu berücksichtigen). Die Suchstraßen der beiden Detektorprojektionen werden zu einer Suchspur im Raum verknüpft. Diese Suchspur muß das 'zulässige Zerfallsvolumen' durchqueren.

Das zulässige Zerfallsvolumen ist der Raumbereich, den alle Spuren, die entweder vom Primär- oder von einem Zerfallsvertex kommen, durchqueren müssen. Alle rekonstruierbaren Primärvertices müssen im Target liegen und alle rekonstruierbaren Zerfallsvertices zwischen dem Primärvertex und der ersten Detektorebene des Vertexteleskops, da sonst die vom Zerfall kommenden Spuren mit großer Wahrscheinlichkeit nicht gefunden werden. Somit ist das zulässige Zerfallsvolumen ein Zylinder, dessen Achse die verlängerte Spur des Strahlteilchens ist, und dessen Grundflächen die strahlaufwärts gelegene Seite des Targets und die erste Detektorebene des Vertexteleskops sind. Der Radius R des Zylinders sollte möglichst klein gewählt werden, um die Wahrscheinlichkeit, falsche Koordinatenkombinationen zu Spuren zu verbinden, gering zu halten. R muß aber groß genug sein, um sicherzustellen, daß fast alle Zerfallsvertices innerhalb des Zerfallsvolumens liegen. R muß also größer sein als die Transversalkomponente x fast aller möglicher

Zerfallslängen. x ist gegeben durch die Transversalkomponente des Impulses des zerfallenden Teilchens, p_t , seine Masse m , seine Lebensdauer τ und die Lichtgeschwindigkeit c :

$$x = \frac{p_t}{m} \cdot \tau \cdot c.$$

Mit den recht extremen Werten $p_t = 2 \text{ GeV}/c$ und $\tau = 5 \cdot 10^{-12} \text{ s}$ folgt für D -Mesonen $x = 1,5 \text{ mm}$. Dieser Wert wird für R benutzt.

Durchquert die Suchspur das zulässige Zerfallsvolumen, so werden in den Ebenen, die von der Suchspur durchquert werden, die Koordinaten gesucht, die in den Suchstraßen liegen und den kleinsten Abstand zu ihrer Mitte haben. An die gefundenen Koordinaten und an den Führungspunkt wird mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Raumspur angepaßt und eine Kovarianzmatrix berechnet, die die Varianzen aller angepaßten Variablen (horizontale und vertikale Koordinate und horizontale und vertikale Spurneigung) und sämtliche Kovarianzen enthält. Nach der Anpassung wird die Erfüllung der folgenden Bedingungen überprüft:

- die gefundenen Koordinaten müssen diejenigen sein, die der angepaßten Spur am nächsten liegen;
- wenn die Spur außerhalb der Nachweisfläche einer Ebene verläuft, darf keine Koordinate dieser Ebene benutzt werden;
- es muß eine Koordinate verwendet werden, wenn die Spur durch die Nachweisfläche der entsprechenden Ebene verläuft und die Spur nicht als Produkt einer γ -Konversion oder einer Sekundärwechselwirkung angesehen wird;
- die Summe der Pulshöhen der beiden Auslesestreifen, zwischen denen die Spur einen Detektor durchquert, muß größer sein als 25% der wahrscheinlichsten Pulshöhe eines minimal ionisierenden Teilchens;
- die Summe der Fehlerquadrate (χ^2) der Spuranpassung darf den Wert 70 nicht übersteigen; eine einzelne Ebene darf nicht wehr als 40 zum χ^2 beitragen.

Schließlich werden an die im Vertexteleskop gefundene Spur und an die Driftkammerspur global Spurparameter und Impuls angepaßt.

Die Spurensuche erfolgt in drei Phasen. In der ersten Phase werden Spuren mit strengen Kriterien gesucht, so daß die Wahrscheinlichkeit, falsche Kombinationen von Koordinaten miteinander zu verknüpfen, gering ist. In der zweiten Phase werden dann mit weniger strengen Kriterien weitere Spuren gesucht. Die dritte Phase kann nur angewandt werden, wenn schon ein Vertex bekannt ist, der zusammen mit den Führungspunkten die Suchstraßen definiert, aber nicht zur Spurdefinition beiträgt. Die dritte Phase kann auch zur Spurkorrektur benutzt werden, wenn der Verdacht besteht, daß eine Spur eine falsche Kombination von Koordinaten verwendet.

Im folgenden werden die drei Phasen der Suche nach Raumspuren beschrieben (Abschnitte 3.9.2. bis 3.9.4.). Anschließend wird auf die Suche nach zusätzlichen Spurprojektionen eingegangen, die sich nicht mit Driftkammerspuren verbinden lassen (Abschnitt 3.9.5.). Es werden auch die Methoden der Spursuche behandelt, die die Kenntnis eines Vertex voraussetzen. Die Vertexrekonstruktion wird später beschrieben (Abschnitt 3.10.).

Die Genauigkeit, mit der Spuren im Vertexteleskop gemessen werden können, folgt aus der Differenz zwischen gemessenen und vorhergesagten Koordinaten. Die Koordinatenmessung erfolgt jeweils im mittleren Detektor einer der beiden Projektionen; zur Vorhersage werden die Koordinaten im ersten und im letzten Detektor derselben Projektion benutzt. Ausgewählt werden alle Tripel von Koordinaten, die zur Rekonstruktion einer Sekundärspur im Vertexteleskop benutzt worden sind (s. Abschnitte 3.9.2. bis 3.9.4.). Wenn man annimmt, daß die drei Detektoren einer Projektion in gleichem Maße zur Meßgenauigkeit beitragen, dann ist die Breite der gefundenen Verteilung um einen Faktor $\sqrt{1,5}$ größer, als es der Meßgenauigkeit eines einzelnen Detektors entspricht. Damit folgt aus Abb. 3.3 eine Meßgenauigkeit eines einzelnen Detektors von $7\text{ }\mu\text{m}$. Dieser Wert wurde mit Sekundärspuren erhalten und ist etwas schlechter als der Wert, der mit Strahlspuren gewonnen wurde ($4,5\text{ }\mu\text{m}$ im zentralen Bereich der Detektoren, s. Abschnitt 2.2.3.). Diese Verschlechterung entspricht den Erwartungen, da sich die Signalcluster von Sekundärspuren oft überlappen und dadurch die Koordinatenberechnung erschweren (s. Abschnitt 3.3.).

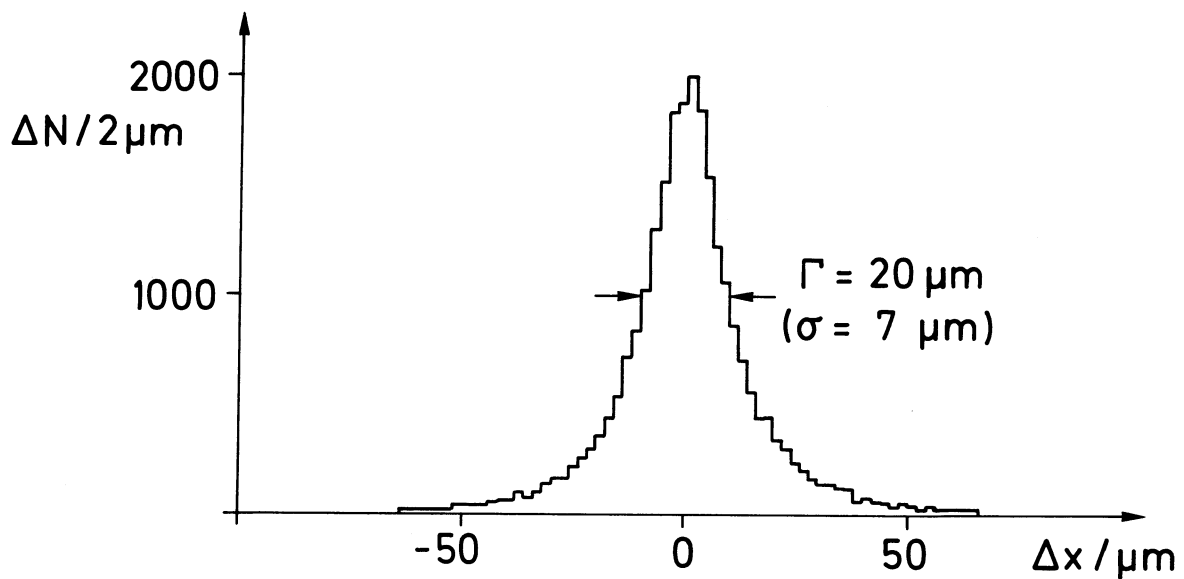


Abb. 3.3: Verteilung der Differenzen zwischen gemessenen und vorhergesagten Koordinaten im Vertexteleskop für Sekundärspuren. Die Messung erfolgt im mittleren Detektor einer der beiden Projektionen, die Vorhersage mit dem ersten und dem letzten Detektor derselben Projektion. Die angegebene Standardabweichung entspricht der Meßgenauigkeit eines einzelnen Detektors (s. Text).

3.9.2. ERSTE PHASE DER SPURENSUCHE

In der ersten Phase werden nur Spuren gesucht, die relativ strenge Kriterien erfüllen, die über die allgemeinen Kriterien (s. Abschnitt 3.9.1.) hinausgehen: die Spuren müssen den mittleren Detektor jeder Projektion treffen, sie müssen insgesamt mindestens drei Detektoren treffen und nur bisher unbenutzte Koordinaten verwenden. Außerdem dürfen sie keinen Detektor durchqueren, ohne dort eine Koordinate zu benutzen. Sie dürfen also nicht als Produkt einer γ -Konversion oder einer Sekundärwechselwirkung zu interpretieren sein.

Wegen der Bedingung, nur bisher unbenutzte Koordinaten zu verwenden, wird die Spursuche schrittweise vorgenommen. Es wird begonnen mit Spuren, die Koordinaten in allen 6 Siliziumdetektoren benutzen und daher sehr gut definiert sind. Dann werden Spuren gesucht, die 5, 4 und schließlich nur noch 3 Koor-

dinaten verwenden. In jedem Schritt werden für die noch nicht abgearbeiteten Führungspunkte alle möglichen Spurkandidaten gesucht, die alle Kriterien erfüllen. Es wird nicht der Spurkandidat mit kleinstem χ^2 ausgewählt, sondern der, für den der Quotient aus χ^2 und der Summe aller in der Anpassung benutzten Koordinatengewichte den kleinsten Wert annimmt. Diese Maßnahme ist sinnvoll, da nur wenige Koordinaten zur Spurdefinition beitragen, und da sich die den Koordinaten zugeordneten Fehler sehr stark unterscheiden können (s. Tabelle 3.3). Ist eine Spur gefunden worden, so werden die benutzten Koordinaten markiert.

In der ersten Phase werden für 70% aller Führungspunkte Spuren im Vertexteleskop gefunden.

3.9.3. ZWEITE PHASE DER SPURENSUCHE

Die restlichen Führungspunkte gehören zu Spuren, die z.B. nur Ebenen einer Projektion treffen, oder die nur eine Ebene pro Projektion treffen, oder die von einer γ -Konversion oder einer Sekundärwechselwirkung in einer der ersten Ebenen stammen. Außerdem ist es möglich, daß einem Signalcluster zu wenig Koordinaten zugeordnet wurden und daher Mehrfachbenutzung von Koordinaten zugelassen werden muß. In der zweiten Phase der Spurensuche wird versucht, zumindest einen Teil dieser Spuren zu finden. Die Wahrscheinlichkeit, falsche Kombinationen von Koordinaten zu benutzen, ist recht groß, da die geometrische Redundanz für die Spurkandidaten jetzt nur noch schwach ist. Es muß daher immer überprüft werden, ob eine Korrektur mit Hilfe der dritten Phase der Spurensuche notwendig ist.

In der zweiten Phase werden alle Spuren gesucht, die folgende Kriterien erfüllen: es muß mindestens eine Koordinate benutzt werden, wenn die Spur kein offensichtliches Konversionsprodukt ist (d.h. die Spur trifft keinen Siliziumdetektor, ohne dort eine Koordinate zu benutzen). Andernfalls werden jedoch mindestens drei Koordinaten verlangt, um sonst sehr häufige falsche Spuren mit Koordinaten nur in den beiden letzten Detektoren des Vertexteleskops zu vermeiden. Wird in einer Projektion mehr als ein Detektor benutzt, so darf eine Koordinate dieser Projektion bereits einmal zur Definition einer anderen Spur benutzt worden sein.

Die Führungspunkte, denen noch keine Spur zugewiesen wurde, werden der Reihe nach durchlaufen. Zunächst wird für jede Detektorebene der Bereich de-

Tabelle 3.4: Definition der Kriterien von Spurprojektionen, die während der 2. Phase der Spurensuche im Vertexteleskop gefunden werden.

Kriterium Nr.	Ebene 1*	Ebene 2	Ebene 3
1	K [†]	K	K
2	K	K	U
3	U	K	K
4	K	K	V
5	G	K	K
6	K	U	U
7	U	K	U/V
8	K	V	U/V
9	G	K	U/V
10	G/U	G	K
11	G/U/V	G/U/V	U/V

* Die Ebenennummerierung erfolgt innerhalb einer Projektion und strahlabwärts.

† Es bedeuten:

K: die Spur benutzt eine Koordinate in dieser Ebene;

U: die Spur läuft an der Ebene in der Koordinatenrichtung vorbei;

V: vermutlich läuft die Spur an der Ebene in der Richtung senkrecht zur Koordinatenrichtung vorbei;

G: die Spur ist vermutlich Produkt einer γ -Konversion oder einer Sekundärwechselwirkung, die strahlaufwärts von oder in dieser Ebene stattfindet.

finiert, den eine Spur durchqueren muß, die aus dem zulässigen Zerfallsvolumen stammt und auf den Führungspunkt zeigt. Dann werden mit den Koordinaten, die in diesen Bereichen liegen, alle möglichen Spurprojektionen in den beiden Detektorprojektionen gesucht und einem der Kriterien zugeordnet, die in Tabelle 3.4 angeführt sind.

Die Spurprojektionen eines Führungspunktes in den beiden Detektorprojektionen werden zu Raums Spuren vereinigt, wobei folgendermaßen vorgegangen wird: alle Spurprojektionen eines bestimmten Kriteriums der ersten Detektorprojektion

werden mit allen Spurprojektionen eines bestimmten Kriteriums der zweiten Detektorprojektion kombiniert. Aus den so gewonnenen Raumpuren, die den allgemeinen Anforderungen genügen müssen (s. Abschnitt 3.9.1.), wird der beste Kandidat ausgewählt (wie in der ersten Phase, s. Abschnitt 3.9.2.), und die Suche abgebrochen. Ist keine akzeptable Raumpur gefunden worden, so werden Projektionen anderer Kriterien miteinander kombiniert. Die Reihenfolge, in der die Kriterien der Spurprojektionen durchlaufen werden, ist so gewählt, daß die geometrische Redundanz immer schwächer wird.

In der zweiten und dritten Phase der Spurensuche können Spuren gefunden werden, die nur Detektoren einer Projektion getroffen haben. Es ist dann nicht möglich, eine wirkliche Raumpur zu konstruieren. Stattdessen wird eine scheinbare Raumpur berechnet, indem ein künstlicher Punkt in der Projektion, die nicht getroffen wurde, mit sehr großem Fehler in die Spuranpassung aufgenommen wird. Dieser Punkt liegt auf der verlängerten Spur des Strahlteilchens in der Mitte des Targets. Durch den großen Fehler dieses Punktes (0,5 mm) trägt die entsprechende Projektion der Spur kaum zu späteren Vertexanpassungen bei.

Mit Hilfe der zweiten Phase der Spurensuche werden zu weiteren 10% der Führungspunkte Spuren im Vertexteleskop gefunden.

3.9.4. DRITE PHASE DER SPURENSUCHE

In der dritten Phase der Spurensuche werden die Suchstraßen von den Führungspunkten und von einem bereits mit anderen Spuren gefundenen Vertex gebildet. Das Verfahren zur Anpassung der Raumpur bleibt aber ungeändert.

Mit Hilfe der dritten Phase der Spurensuche werden zu weiteren 4% der Führungspunkte Spuren im Vertexteleskop gefunden, so daß insgesamt 16% der Führungspunkte nicht mit einer Spur im Vertexteleskop verbunden sind. Durch Überprüfen von Computerdarstellungen vollständig rekonstruierter Ereignisse wurde festgestellt, daß diese Führungspunkte zu Spuren gehören, die entweder an allen Detektoren des Vertexteleskops vorbeilaufen oder Produkt einer γ -Konversion oder einer Sekundärwechselwirkung im Vertexteleskop oder im Bereich zwischen dem Vertexteleskop und den Driftkammern sind.

Die dritte Phase kann auch benutzt werden, um bereits gefundene Spuren zu

korrigieren, wenn der Verdacht besteht, daß sie eine falsche Koordinatenkombination benutzen. Ein solcher Verdacht entsteht zum Beispiel dann, wenn eine Spur um mehrere Standardabweichungen an einem Vertex vorbeizeigt. Diese Korrekturmaßnahme ist unumgänglich, da wegen der schwachen geometrischen Redundanz (nur 3 Detektoren pro Projektion und nur 2 Projektionen) und wegen des häufigen Überlappens von Signalen (vgl. Abb. 3.1 und Tab. 3.2) leicht falsche Spuren gefunden werden können.

Es werden 7% der Spuren, die in der ersten oder zweiten Phase der Spurensuche gefunden wurden, mit Hilfe der dritten Phase korrigiert.

3.9.5. SUCHE NACH SPURPROJEKTIONEN

Spuren von geladenen Teilchen, die nicht in den Driftkammern nachgewiesen wurden, werden von der bisher beschriebenen Spursuche im Vertexteleskop nicht gefunden. Da der Impuls dieser Teilchen nicht gemessen werden kann, sind sie für die Ereignisanalyse zunächst uninteressant. Trotzdem wird versucht, Spurprojektionen dieser Teilchen zu finden, da sie dazu beitragen können, Zerfallsvertices von Sekundärwechselwirkungsvertices zu unterscheiden (s. Abschnitt 3.14.).

Die Suche nach Spurprojektionen findet unabhängig voneinander in den beiden Detektorprojektionen des Vertexteleskops statt. Es werden nur Koordinaten in Betracht gezogen, die bisher nicht benutzt worden sind. Gesucht wird nach Projektionen, die entweder Koordinaten in allen drei Detektoren einer Projektion benutzen oder nur in den ersten beiden oder den letzten beiden, wenn die resultierende Projektion den anderen Detektor nicht trifft. Um zu viel falsche Spurprojektionen zu vermeiden, wird verlangt, daß die gefundenen Spurprojektionen einen bereits gefunden Vertex in ihrer Projektion treffen. Ein Vertex gilt als getroffen, wenn der Abstand der Spurprojektion vom Vertex kleiner als $50 \mu\text{m}$ ist. Diese Suche nach Spurprojektionen kann also erst durchgeführt werden, wenn schon ein Vertex gefunden worden ist.

Im Durchschnitt werden 2 Spurprojektionen pro Ereignis gefunden.

3.10. Vertexrekonstruktion

Rekonstruktionsfehler bei der Spurensuche im Vertexteleskop sind unvermeidbar, da die Spuren nur in 2 Projektionen und von höchstens 3 Ebenen pro Projektion gemessen werden können. Durch das Überlappen von Signalen besonders in den targetnahen Ebenen kommen für einen Führungspunkt oft mehrere Spurkandidaten in Frage, die sich nur unwesentlich durch das χ^2 -Kriterium oder andere Kriterien unterscheiden. Die Auswahl des richtigen Kandidaten ist oft nur mit Hilfe eines bereits gefundenen Vertex möglich.

Falsche Spuren erschweren natürlich die Vertexsuche, und erhöhen insbesondere die Wahrscheinlichkeit, falsche Sekundärvertices zu finden. Es wird daher in der Regel nicht versucht, Vertices nur mit geometrischen Kriterien zu finden. Stattdessen wird folgendermaßen vorgegangen: Zunächst werden Spuren ausgewählt, die aus physikalischen Gründen als Zerfallsspuren eines Sekundärvertex in Frage kommen, z.B. die Spuren einer $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ -Kombination mit einer invarianten Masse nahe der $D^\pm$ -Masse. Es wird geprüft, ob diese Spuren mit einem gemeinsamen Vertex kompatibel sind (s. Abschnitt 3.13. für Einzelheiten). Falls ja, wird geprüft, ob alle verbliebenen Spuren sich einem von zwei Vertices zuordnen lassen: dem Primärvertex, der außerdem die Strahlspur enthalten muß, oder dem semileptonischen Vertex, der die Spur des Triggerelektrons enthalten muß.

Zur Vertexrekonstruktion werden ausschließlich Raumpuren, die sowohl im Vertexteleskop als auch in den Driftkammern gefunden worden sind, und die Strahlspur benutzt. Ein Vertex wird mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt. Zur Anpassung müssen die Fehler der Spuren bekannt sein. Die beiden Fehlerbeiträge, die berücksichtigt werden müssen, sind Fehler der Koordinaten, die die Spur definieren, und Fehler auf Grund von Vielfachstreuung.

Koordinatenfehler sind bereits in der Spuranpassung berücksichtigt worden und legen die Kovarianzmatrizen der Spuren fest. Um den Einfluß der Meßfehler auf die Vertexanpassung zu übertragen, wird für jede Spur aus den Spurparametern und -kovarianzen eine Fehlerellipse in einer Ebene senkrecht zur Strahlrichtung berechnet. Wenn noch kein Vertex bestimmt wurde, wird die Ebene gewählt, die durch die Targetmitte verläuft. Die Lage dieser Ebene ist eine gute Näherung für die Position des Primärvertex in Strahlrichtung. Ist der Primärvertex bereits

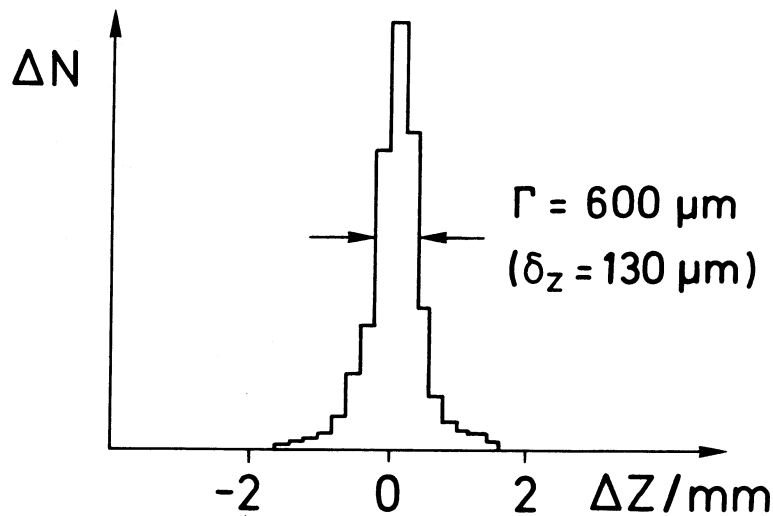


Abb. 3.4: Verteilung der Differenzen von in zwei Projektionen getrennt gemessenen Vertexpositionen in Strahlrichtung.

bekannt, so wird für spätere Vertexanpassungen die Ebene genommen, die durch den Primärvertex verläuft.

Die durch Vielfachstreuung hervorgerufenen Fehler werden berücksichtigt, indem die Fehlerellipsen um Beträge vergrößert werden, die umgekehrt proportional zum Impuls der Teilchen sind. Der Proportionalitätsfaktor wurde zuvor durch Anpassung an gemessene Verteilungen von Spur-Vertex-Abständen bestimmt.

Von besonderer Bedeutung ist die Genauigkeit, mit der die Vertexpositionen in Strahlrichtung definiert sind, da Primär- und Sekundärvertices im wesentlichen in Strahlrichtung voneinander getrennt sind. Um diese Genauigkeit zu ermitteln, sind Vertices nicht im Raum, sondern nur in den beiden Detektorprojektionen bestimmt worden, also in nur jeweils zwei Dimensionen. Damit erhält man zwei unabhängige Bestimmungen der Vertexposition in Strahlrichtung. Die Verteilung der Differenzen der berechneten Vertexpositionen in Strahlrichtung ist in Abb. 3.4 gezeigt. Die volle Halbwertsbreite der gefundenen Verteilung beträgt ungefähr $600 \mu\text{m}$. Da der Mittelwert aus den beiden Messungen die beste Schätzung für die Vertexposition ist, folgt eine Standardabweichung der Vertexposition in Strahl-

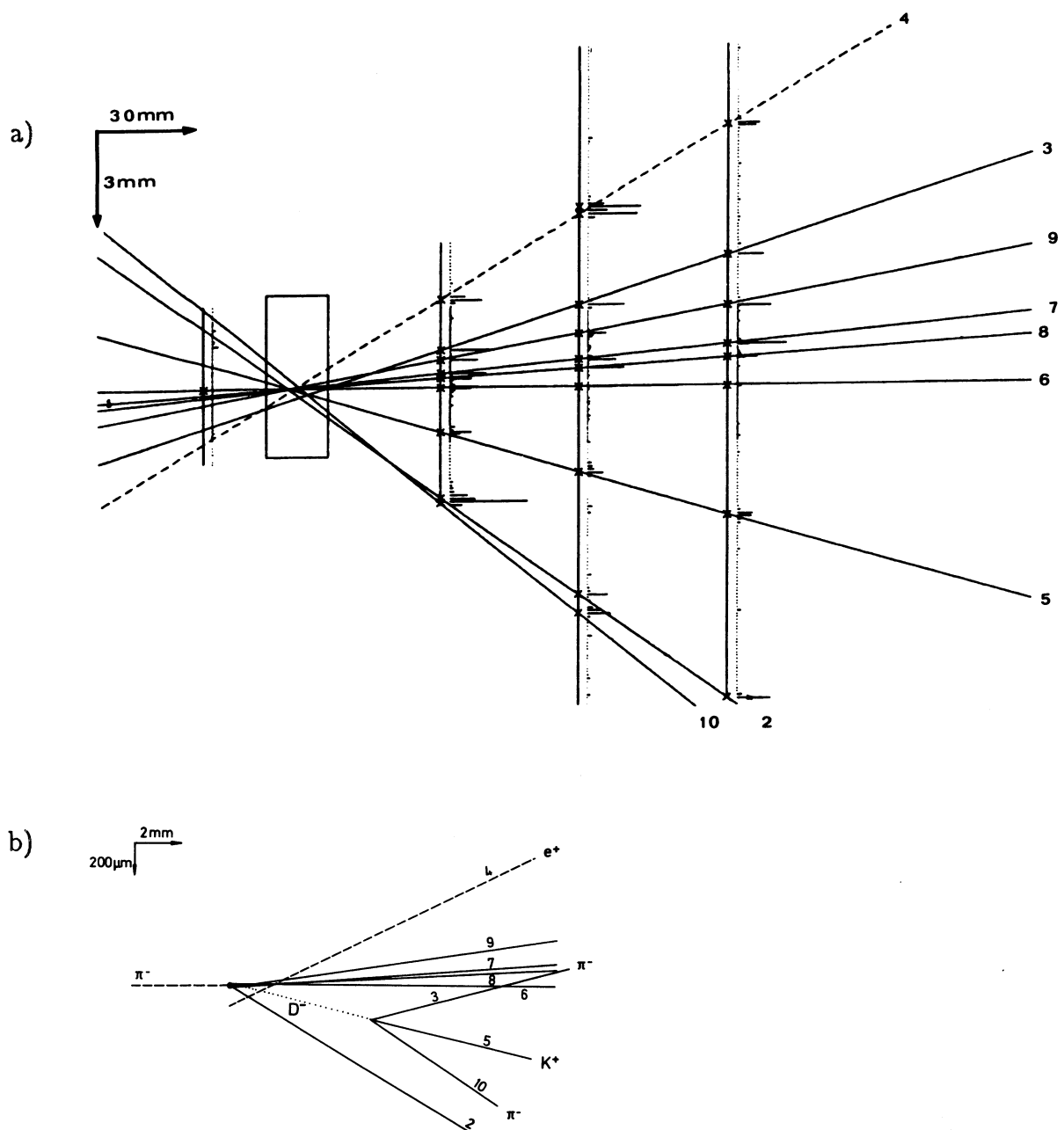


Abb. 3.5: a) Computerdarstellung einer Projektion eines im Vertexteleskop rekonstruierten Ereignisses mit einem Zerfall $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$. Dargestellt sind die drei Detektoren des Vertexteleskops, die zu dieser Projektion gehören, der letzte Strahldetektor in dieser Projektion und dazwischen das Target. Die Längenskalen sind unterschiedlich in der Horizontalen und Vertikalen. Die horizontalen Striche neben den Detektoren sind in ihrer Länge proportional zu den Pulshöhen, die an den Auslesedioden gemessen wurden. Die Kreuze geben die Lage der gefundenen Koordinaten an. Außerdem sind die rekonstruierten Spuren gezeigt. Die Spur des triggernden Positrons ist gestrichelt gezeichnet. b) Vergrößerung des Vertexbereichs des in a) dargestellten Ereignisses. Die gepunktete Linie ist die gemessene Impulsrichtung des D^- .

richtung von ungefähr $130\ \mu\text{m}$.

Zur Veranschaulichung der Leistungsfähigkeit des Vertexteleskops und der Ereignisrekonstruktion ist in Abb. 3.5 die Computerdarstellung eines vollständig rekonstruierten Ereignisses mit einem Zerfall $D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$ gezeigt.

3.11. Dritte Einzelelektronauswahl

Die bisher ausgewählten Ereignisse können immer noch Elektronpaare von γ -Konversionen enthalten. Dies gilt insbesondere dann, wenn die Konversion vor den Proportionalkammern stattfindet, die sich am strahlaufwärtigen Ende des ersten Spektrometermagneten befinden, und wenn der Konversionspartner nicht in den Proportionalkammern oder Driftkammern gefunden wird.

Es liegt daher nahe, auch das Vertexteleskop zur Überprüfung, ob das Triggelektron ein Einzelelektron ist, zu benutzen und Ereignisse, bei denen das Triggelektron zu einem Konversionspaar gehört, zu verwerfen. Dazu wird zunächst eine vorläufige Ereignisrekonstruktion vorgenommen:

- Es wird nach einem Primärvertex gesucht, indem alle Spuren benutzt werden außer der des Triggelektrons, falls diese bereits gefunden wurde. Der Primärvertex gilt als gefunden, wenn das χ^2 der Anpassung kleiner ist, als dem 99%igen Konfidenzniveau entspricht. Ist das χ^2 größer, so wird nach der Untermenge von Spuren gesucht, die einen akzeptablen Vertex ergibt und die größtmögliche Multiplizität hat. Die Strahlspur muß immer im Primärvertex enthalten sein.
- Es wird versucht, Spuren, die nicht zur Anpassung des Primärvertex beitragen, mit der dritten Phase der Spurensuche zu korrigieren (s. Abschnitt 3.9.4.).
- Für die Führungspunkte, zu denen keine Spur im Vertexteleskop gefunden wurde, wird mit der dritten Phase der Spurensuche eine Spur gesucht.

Zur eigentlichen Einzelelektronselektion wird folgendermaßen vorgegangen:

- Es wird verlangt, daß das Triggelektron im Vertexteleskop gefunden wurde. Diese Bedingung kann gestellt werden, da die Position des Vertexteleskops in Strahlrichtung so gewählt wurde, daß ein Teilchen, das vom Target

kommt und eines der Elektronkalorimeter trifft, mindestens einen Siliziumdetektor im Vertexteleskop durchqueren muß. Wird die Spur des Elektrons nicht gefunden, so stammt das Elektron mit großer Sicherheit aus einer γ -Konversion, die strahlabwärts des Vertexteleskops stattgefunden hat.

- Das Elektron darf nicht Produkt einer γ -Konversion oder einer Wechselwirkung im Vertexteleskop selbst sein, d.h. die rekonstruierte Spur des Elektrons darf keine Detektorebene durchqueren, ohne dort eine Koordinate zu benutzen.
- Schließlich wird versucht, Elektronpaare zu finden, die von Konversionen stammen, die strahlaufwärts des Vertexteleskops stattgefunden haben. Dazu wird um die Spur des Elektrons herum ein Suchbereich definiert, der sich in Strahlrichtung trichterförmig erweitert (mit einem Winkel von ungefähr 10 mrad zur Elektronspur). Das Elektron ist mit großer Wahrscheinlichkeit Partner eines Konversionspaares und das Ereignis wird verworfen, wenn die aufsummierten Pulshöhen im Suchbereich konsistent sind mit dem Energieverlust von 2 minimal ionisierenden Teilchen.

3.12. Auswahl komplexer Ereignisse im Vertexteleskop

Die Selektion von Ereignissen mit Charmteilchen (s. Abschnitt 3.13) beruht unter anderem darauf, daß ein Zerfallsvertex gefunden wird, der vom Primärvertex deutlich separiert ist. Da in einem Ereignis in der Regel mehrere Zerfallskandidaten vorliegen, die alle überprüft werden müssen, ist diese Selektion sehr rechenzeitaufwendig. Es werden daher bereits jetzt Ereignisse ausgewählt, deren Spuren im Vertexteleskop inkompatibel sind mit einem einzigen Produktionsvertex ohne weitere Sekundärvertices. Ereignisse werden als 'komplex' bezeichnet, wenn eine Vertexanpassung an alle Spuren einschließlich der Strahlspur, aber ausschließlich der Spuren, die als Konversionsprodukte angesehen werden, zu einem χ^2 pro Freiheitsgrad größer als 3 führt. Im Sinne dieser Definition nicht-komplexe Ereignisse werden verworfen.

3.13. Erste Auswahl von D -Mesonen

Zum ersten Mal in der Ereignisrekonstruktion und -selektion werden jetzt nur noch Ereignisse betrachtet, die Kandidaten für bestimmte hadronische Zerfälle von D -Mesonen enthalten. Die ausgewählten Zerfallskanäle sind $\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ und $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$. Diese Zerfälle führen nur zu geladenen Sekundärteilchen, deren Nachweis in diesem Experiment mit besserer Akzeptanz und besserer Effizienz erfolgt als der von neutralen Teilchen. Außerdem haben diese Kanäle relativ große Verzweigungsverhältnisse von einigen Prozent [5, 16].

In der folgenden Analyse werden daher nur noch Ereignisse mit mindestens einem $K^\pm$ -Kandidaten berücksichtigt (s. Abschnitt 3.8. zur Definition von $K^\pm$ -Kandidaten).

Es werden Ereignisse ausgewählt, die mindestens eine $K^\pm \pi^\mp$ -, $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ - oder $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Kombination enthalten, die die folgenden Kriterien erfüllt:

- Alle Spuren der Kombination müssen in den Driftkammern gefunden worden sein, und die Kombination muß eine invariante Masse im Bereich $1,75 - 2,0$ GeV/c^2 haben.
- Alle Spuren der Kombination müssen in beiden Projektionen des Vertexteleskops gefunden worden sein.
- Der an die Spuren der Kombination angepaßte Vertex muß ein χ^2 haben, das kleiner ist, als es dem 99%igen Konfidenzniveau entspricht für $K^\pm \pi^\mp$ - und für $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Kombinationen, und das kleiner ist, als es dem 90%igen Konfidenzniveau entspricht für $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Kombinationen. Eine strengere Vertexdefinition ist notwendig für $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Kombinationen, um den kombinatorischen Untergrund, der in diesem Kanal sehr groß ist, stärker zu unterdrücken.
- Erfüllt der Zerfallsvertex das χ^2 -Kriterium nicht, so wird für die $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ - oder $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Kombinationen versucht, eine falsch gemessene Zerfallspur zu finden und zu korrigieren. Dazu wird der beste Vertex selektiert, der sich ergibt, wenn jeweils eine der Spuren nicht zur Vertexanpassung benutzt wird. Dieser Vertex wird dann zur Korrektur der nicht benutzten Spur mittels der dritten Phase der Spurensuche (s. Abschnitt 3.9.4.) be-

nutzt. Kann die Spur nicht korrigiert werden oder erfüllt der Zerfallsvertex auch jetzt das χ^2 -Kriterium nicht, so wird die Kombination verworfen.

- Es wird ein Primärvertex bestimmt, wie in Abschnitt 3.11. beschrieben. Dazu werden alle Spuren, die im Vertexteleskop gefunden worden sind, und die Strahlspur benutzt, aber nicht die Spur des Elektrons und nicht die Spuren der gerade betrachteten Zerfallskombination. Wird kein Primärvertex gefunden, so wird die Kombination verworfen.
- Der Primärvertex muß im Target liegen.
- Höchstens eine Projektion von allen Zerfallsspuren darf an der Position des Primärvertex eine Auflösung haben, die schlechter ist als $30 \mu\text{m}$. Die berechneten Spurprojektionen entsprechen den beiden Detektorprojektionen im Vertexteleskop.
- Der Abstand zwischen dem Zerfalls- und dem Primärvertex in Strahlrichtung muß größer sein als die dreifache Standardabweichung dieses Abstandes.
- Alle Zerfallsspuren müssen einen Abstand vom Primärvertex haben, der größer ist als eine Standardabweichung, und mindestens 2 Zerfallsspuren müssen einen Abstand von mindestens 3 Standardabweichungen haben.
- Der Impulssummenvektor der Zerfallsspuren muß innerhalb von 4 Standardabweichungen zum Primärvertex zeigen.

Die Sammlung von Ereignissen (oder eigentlich von Kombinationen), die mit diesen Selektionen erhalten wird, wird im folgenden die '1. Sammlung von D -Mesonen' genannt. Sie bildet die Grundlage für die Bestimmung von totalen Wirkungsquerschnitten (s. Kapitel 5), da sich alle benutzten Auswahlkriterien in einem Monte-Carlo-Programm zur Akzeptanzberechnung simulieren lassen (s. Abschnitt 4.2.).

Die Massenverteilungen für die 1. Sammlung von D -Mesonen sind in Abb. 3.6 dargestellt. Die Kombinationen, bei denen die Ladung des $K^\pm$ -Mesons mit der des Triggerelektrons übereinstimmt (Abb. 3.6 a) – c)), zeigen deutliche Signale im Massenbereich der D -Mesonen, im Gegensatz zu den Kombinationen mit ungleichen Ladungen (Abb. 3.6 d) – f)). Dies entspricht den Erwartungen für

Cabibbo-erlaubte Charmzerfälle (s. Abschnitt 1.1.1.).

Zur Abschätzung der Größe der Massensignale wird das Massenintervall $1,84 - 1,89 \text{ GeV}/c^2$ für die D^0 -Zerfälle und das Massenintervall $1,85 - 1,90 \text{ GeV}/c^2$ für die $D^\pm$ -Zerfälle benutzt. Der Untergrundbeitrag wird durch Mittelung über die Intervalle $1,75 - 1,82 \text{ GeV}/c^2$ und $1,91 - 2,00 \text{ GeV}/c^2$ bzw. über die Intervalle $1,75 - 1,83 \text{ GeV}/c^2$ und $1,92 - 2,00 \text{ GeV}/c^2$ erhalten. Die Ergebnisse sind $9,7 \pm 3,2$ für $K^\pm \pi^\mp$, $20,6 \pm 5,5$ für $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ und $19,3 \pm 5,8$ für $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$.

3.14. Zweite Auswahl von D -Mesonen

Die bisherige Ereignisrekonstruktion und -selektion führt zu einer Sammlung von Ereignissen, von denen offenbar viele tatsächlich einen Zerfall eines D -Mesons in einen der gesuchten Kanäle enthalten. Die Untergrundereignisse sind aber besonders in den Kanälen $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ und $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ keineswegs zu vernachlässigen. Die wichtigsten Ursachen für den verbliebenden Untergrund sind Sekundärwechselwirkungen, Zerfälle von Charmteilchen in andere Kanäle als die hier untersuchten und Fehler bei der Spurrekonstruktion.

Die folgenden zusätzlichen Kriterien dienen dazu, möglichst viele Untergrundereignisse zu eliminieren und gleichzeitig das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern. Das Ziel ist, eine nahezu untergrundfreie '2. Sammlung von D -Mesonen' zu erhalten, die es gestattet, den Produktionsmechanismus von D -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen zu bestimmen. (Eine ähnlich gewonnene Ereignissammlung bildet auch die Grundlage zur Messung von Lebensdauern von D^0 und $D^\pm$ in diesem Experiment [95 – 97, 151].) Die Auswahlkriterien sind wie folgt:

- Zur Bestimmung des Primärvertex wird jetzt auch der Impulssummenvektor der Zerfallskombination benutzt.
- Unter den Spuren im Vertexteleskop, die den Primärvertex definieren, müssen mindestens zwei Spurprojektionen sein, die an der Position des Primärvertex eine Auflösung haben, die besser ist als $30 \mu\text{m}$. Die berechneten Spurprojektionen entsprechen den beiden Detektorprojektionen im Vertexteleskop.
- Spuren, die nicht zum hadronischen Zerfallsvertex und nicht zum Primär-

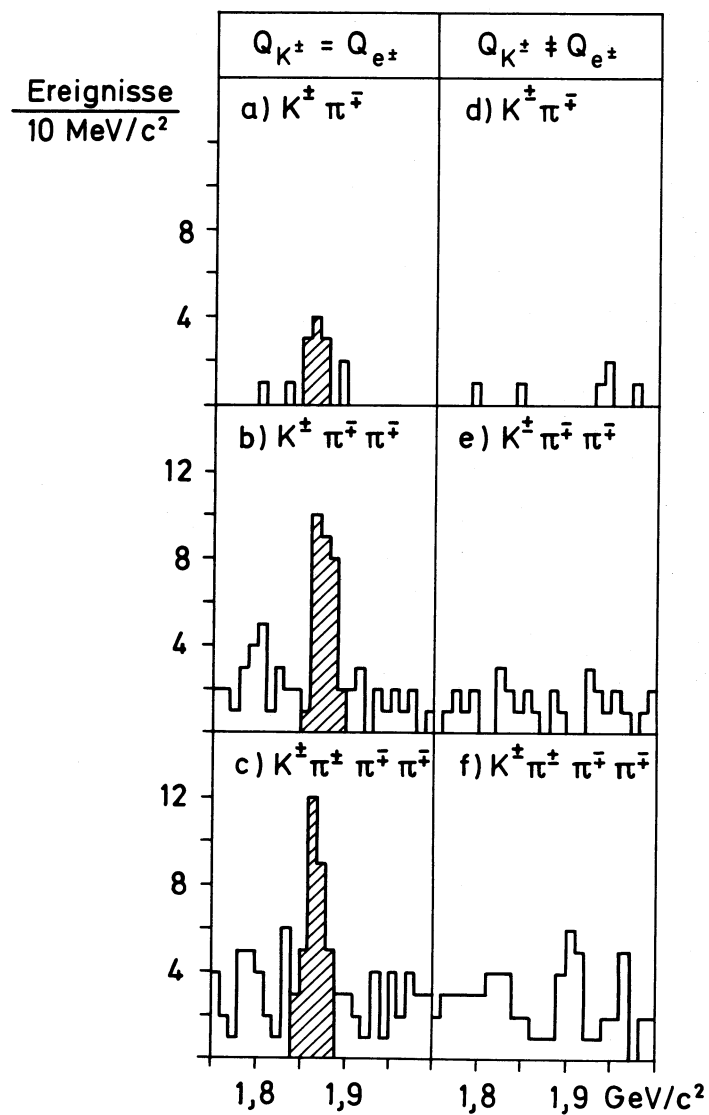


Abb. 3.6: a) – c) Verteilungen der invarianten Masse von $K^\pm \pi^\mp$, $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ und $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Kombinationen der 1. Sammlung von D -Mesonen. K und Triggelelektron haben gleiche Ladung. Die schraffierten Bereiche dienen zur Abschätzung der Massensignale.
d) – f) wie a) – c), aber K und Triggelelektron haben ungleiche Ladung.

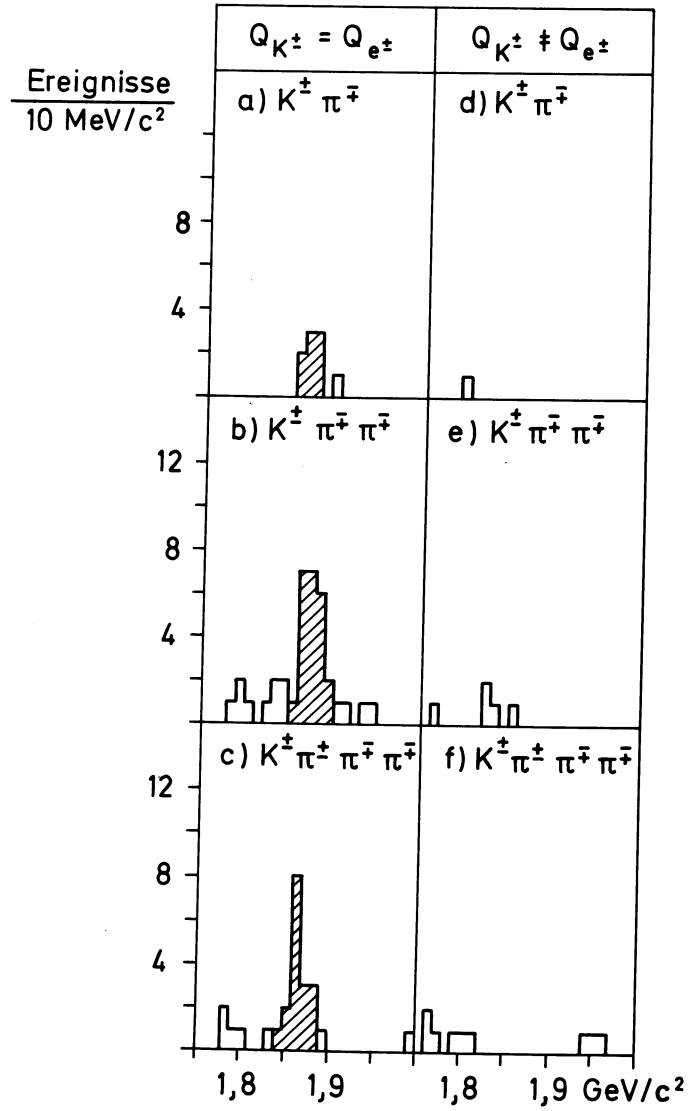


Abb. 3.7: a) – c) Verteilungen der invarianten Masse von $K^\pm \pi^\mp$ -, $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ - und $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ -Kombinationen der 2. Sammlung von D -Mesonen. K und Triggelelektron haben gleiche Ladung. Die schraffierten Bereiche dienen zur Abschätzung der Massensignale. d) – f) wie a) – c), aber K und Triggelelektron haben ungleiche Ladung.

vertex gehören, müssen einen dritten Vertex bilden.

- Dieser dritte Vertex darf nicht mit dem hadronischen Zerfallsvertex in der Position übereinstimmen.
- Es darf nicht mehr als eine Spurprojektion geben (s. Abschnitt 3.9.5.), die zum hadronischen Zerfallsvertex und nicht zum Primärvertex zeigt.

Die Massenverteilungen für die resultierende 2. Sammlung von D -Mesonen sind in Abb. 3.7 dargestellt. Die Signale im Massenbereich der D -Mesonen sind in allen Kanälen nahezu untergrundfrei. Schätzt man die Größe der Massensignale ab wie in Abschnitt 3.13. beschrieben, so ergeben sich $8,0 \pm 2,8$ Ereignisse für $K^\pm \pi^\mp$ über einem Untergrund von 0 Ereignissen, $20,8 \pm 4,8$ für $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$ über einem Untergrund von 2,2, und $15,4 \pm 4,1$ über einem Untergrund von 1,6 für $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^\mp$.

Die Ereignisse im Bereich der Massensignale (insgesamt 48 Ereignisse mit einem geschätzten Untergrundbeitrag von 3,8 Ereignissen) werden benutzt, um den Produktionsmechanismus von D -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen zu bestimmen (s. Kapitel 4). Zur Bestimmung von totalen Wirkungsquerschnitten (s. Kapitel 5) wird die 1. Sammlung von D -Mesonen benutzt, da die Selektionskriterien, die die 2. von der 1. Sammlung unterscheiden, nicht ohne übermäßigen Aufwand in Monte-Carlo-Programmen simuliert werden können.

3.15. Auswahl von Zerfällen $D^\pm \rightarrow K^\pm K^\mp \pi^\pm$ und $F^\pm \rightarrow K^\pm K^\mp \pi^\pm$

Zur Suche nach Cabibbo-unterdrückten Zerfällen von D -Mesonen ist der Kanal $D^\pm \rightarrow K^\pm K^\mp \pi^\pm$ ausgewählt worden, da alle Sekundärteilchen geladen sind und daher mit großer Akzeptanz und guter Effizienz nachgewiesen werden können. Gleichzeitig wird nach F -Mesonen im Cabibbo-erlaubten Kanal $F^\pm \rightarrow K^\pm K^\mp \pi^\pm$ gesucht.

Die Auswahl erfolgt analog zu dem Verfahren, das in den Abschnitten 3.13. und 3.14. beschrieben worden ist. Die einzigen Unterschiede sind die Auswahl von $K^+ K^- \pi^\pm$ -Kombinationen, ein größeres Massenfenster, um auch $F^\pm$ -Zerfälle zu erfassen, und schärfere Selektionskriterien für die 2. Auswahl, um trotz der geringen Statistik möglichst deutliche Massensignale zu erhalten.

Die Massenverteilungen nach den Kriterien der 1. und 2. Auswahl sind in

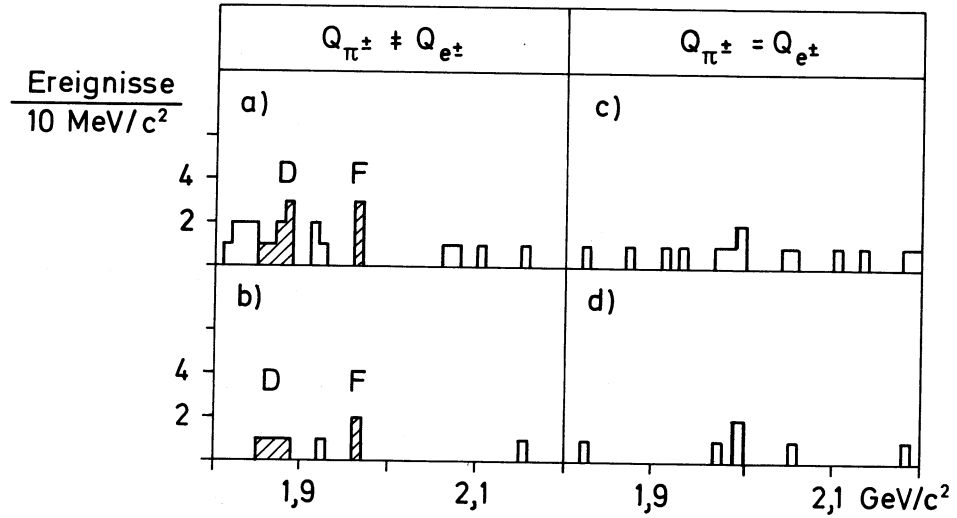


Abb. 3.8: a), b) Verteilungen der invarianten Masse von $K^\pm K^\mp \pi^\pm$ -Kombinationen nach den Kriterien der 1. und 2. Auswahl. $\pi^\pm$ und Triggelelektron habe ungleiche Ladung. Die schraffierten Bereiche dienen zur Abschätzung der Massensignale.

c), d) wie a), b), aber $\pi^\pm$ und Triggelelektron haben gleiche Ladung. Anm.: Die hier gezeigten Verteilungen unterscheiden sich von denen in [98] aufgrund unterschiedlicher Ausgangsdaten (in [98] werden zusätzlich Daten mit einem ϕ -Trigger benutzt) und aufgrund unterschiedlicher Selektionskriterien.

Abb. 3.8 zeigt. Die Kombinationen, bei denen die Ladung des Triggelelektrons nicht mit der des $\pi^\pm$ übereinstimmt (Abb. 3.8 a) und b)), haben kleine Massensignale im Bereich der $D^\pm$ - und im Bereich der $F^\pm$ -Masse, im Gegensatz zu den Kombinationen mit gleichen Ladungen (Abb. 3.8 c) und d)). Dies entspricht den Erwartungen im Rahmen des Standardmodells. Die Interpretation dieser Signale als $D^\pm$ - und $F^\pm$ -Zerfälle ist allerdings nur gerechtfertigt durch den eindeutigen Nachweis von $D^\pm$ - und $F^\pm$ -Mesonen in diesem Experiment entweder in einem anderen Zerfallskanal ($D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$, s. Abb. 3.6 und 3.7) oder unter anderen Triggerbedingungen (der Zerfall $F^\pm \rightarrow K^\pm K^\mp \pi^\pm$ wurde auch in Ereignissen gefunden, die mit einem ϕ -Trigger aufgezeichnet worden waren, s. [98]).

Zur Abschätzung der Größe der Massensignale wird das Massenintervall $1,85 - 1,90 \text{ GeV}/c^2$ für die $D^\pm$ -Zerfälle und das Intervall $1,94 - 1,99 \text{ GeV}/c^2$ für die $F^\pm$ -Zerfälle benutzt. Der Untergrund wird durch Mittelung über die Intervalle $1,80 - 1,83 \text{ GeV}/c$ und $2,01 - 2,20 \text{ GeV}/c$ abgeschätzt. Die Ergebnisse sind $5,4 \pm 2,6$ für $D^\pm$ und $1,4 \pm 1,7$ für $F^\pm$ nach der 1. Auswahl bzw. $3,8 \pm 2,0$ und $1,8 \pm 1,4$ nach der 2. Auswahl.

Von den 7 $D^\pm$ -Mesonen im Bereich des Massensignals von Abb. 3.8 a) sind 5 D^- und 2 D^+ . Die invariante Masse der K^+K^- -Kombination vom Zerfall eines D^- ist mit der Masse des ϕ verträglich. Keines der $D^\pm$ kann als $\Lambda_c^\pm$ interpretiert werden, wenn einem der $K^\pm$ eine Protonidentität zugeordnet wird.

Von den 3 $F^\pm$ -Mesonen im Bereich des Massensignals von Abb. 3.8 a) sind 2 F^- und 1 F^+ . Die invarianten Massen aller K^+K^- -Kombinationen sind nicht mit der Masse des ϕ verträglich. Ein F^- kann auch als Λ_c^- interpretiert werden; die invariante Masse für die Teilchenzuordnung $\bar{p}K^+\pi^-$ beträgt $2,29 \text{ GeV}/c^2$, nahe der $\Lambda_c^\pm$ -Masse von $2,282 \text{ GeV}/c^2$, die von der Particle Data Group angegeben wird [5]. Dieser F^- -Kandidat ist auch in der 2. Auswahl enthalten. Die anderen $F^\pm$ -Kandidaten können unter Berücksichtigung der Teilchenidentifikation mit den Cherenkovzählern weder als $D^\pm$ noch als $\Lambda_c^\pm$ interpretiert werden.

4. Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen

4.1. Einleitung

Zur Bestimmung von totalen Wirkungsquerschnitten müssen Annahmen über den Produktionsmechanismus gemacht werden, da die Akzeptanz der Nachweisapparatur von den kinematischen Größen der produzierten D -Mesonen abhängt. Daher werden zunächst die differentiellen Wirkungsquerschnitte, die den Produktionsmechanismus beschreiben, bestimmt. Die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte erfolgt bis auf eine Normierungskonstante, die proportional zum totalen Wirkungsquerschnitt ist. Die Kenntnis dieser Konstanten wird aber im folgenden nicht benötigt.

Eine inklusive Reaktion zwischen unpolarisierten Teilchen wird vollständig beschrieben durch die Reaktionsenergie im Schwerpunktsystem, s , und durch die longitudinale und die transversale Impulskomponente (bezüglich der Richtung des Strahlteilchens) des untersuchten, auslaufenden Teilchens im Schwerpunktsystem, p_l und p_t . Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann deswegen folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_l dp_t^2} = F(p_l, p_t^2, s),$$

Im Grenzfall $s \rightarrow \infty$ gilt nach Feynman

$$F(p_l, p_t^2, s) \rightarrow F'(p_t^2, x_F),$$

wobei $x_F := 2 \cdot p_l / \sqrt{s}$ [152].

Für viele hadronische inklusive Reaktionen wird beobachtet, daß der Wirkungsquerschnitt exponentiell mit p_t^2 abnimmt, während das Verhalten als Funktion von x_F durch $(1 - |x_F|)^n$ beschrieben wird (s. z.B. die Produktion von K^{*0} in π^- - und K^- -Beryllium-Wechselwirkungen [153]). Wenn die einlaufenden Teilchen nicht identisch sind, kann der Parameter n für $x_F < 0$ und für $x_F > 0$ unterschiedlich sein. Er kann auch für $x_F \rightarrow 1$ und $x_F \rightarrow 0$ verschiedene Werte annehmen [154]. Wenn n für $x_F \rightarrow 0$ größer ist als für $x_F \rightarrow 1$, spricht man von einer zentralen Komponente ($x_F \rightarrow 0$) und einer Vorwärtskomponente ($x_F \rightarrow 1$).

Es ist üblich, im einfachsten Fall, wenn n über den gesamten x_F -Bereich konstant ist, den differentiellen Wirkungsquerschnitt in der folgenden Weise zu parametrisieren:

$$\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_t^2} = S (1 - |x_F|)^n e^{-bp_t^2}. \quad (4.1)$$

Die Parameter S , n und b hängen von der betrachteten Reaktion ab. Diese Parametrisierung ist bereits in Experimenten benutzt worden, die die hadronische Produktion von D -Mesonen untersucht haben (s. Abschnitt 1.1.3.). Die Größe S in Gl. (4.1) ist proportional zum totalen Wirkungsquerschnitt. Der Produktionsmechanismus wird durch die Größen n und b beschrieben.

Die Bestimmung der Parameter des Produktionsmechanismus wird mit den D -Mesonen der 2. Sammlung im Bereich der Massensignale vorgenommen (s. Abschnitt 3.14. und Abb. 3.7). Diese Sammlung von vollständig rekonstruierten hadronischen Zerfällen von D -Mesonen enthält 48 D -Mesonen in drei Zerfallskanälen. Der geschätzte Untergrundbeitrag ist nur 3,8. Die Werte für x_F und p_t^2 dieser D -Mesonen sind in Tabelle 4.1 angegeben.

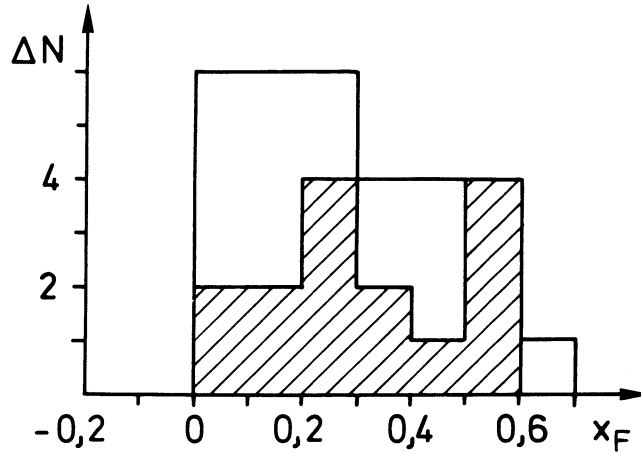
Abb. 4.1 zeigt die unkorrigierten Verteilungen in der Variablen x_F für die führenden und die nicht-führenden D -Mesonen (s. Abschnitt 1.1.3. zur Definition des Begriffs 'führend'). $\bar{D}^0$, die aus einem $D^{*\pm}$ -Zerfall stammen, wechseln von der Kategorie 'führend' zu 'nicht-führend', und umgekehrt. $D^{*\pm}$ werden durch die Massendifferenz zwischen $\bar{D}^0\pi^\pm$ und $\bar{D}^0$ identifiziert, da Massendifferenzen genauer gemessen werden können als absolute Massen. Die Verteilung der Massendifferenzen ist in Abb. 4.2 gezeigt. Im Intervall 145–146 MeV/ c^2 tritt ein deutliches Signal auf (5 Ereignisse über einem Untergrund $< 0,14$), in Übereinstimmung mit dem Wert für die Massendifferenz zwischen $D^{*\pm}$ und $\bar{D}^0$, wie er von der Particle Data Group angegeben wird (145,2 $\pm$ 0,2 MeV/ c^2 [5]).

Die Wahrscheinlichkeit, $D^{*\pm}$ bei bereits gefundenem $\bar{D}^0$ zu finden, sollte nahezu 100% betragen, da die Impulsvektoren von $\bar{D}^0$ und $\pi^\pm$ wegen des kleinen Q -Werts des $D^{*\pm}$ -Zerfalls im Laborsystem nahe beieinander liegen. Die Wahrscheinlichkeit wurde mit Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt; sie ist größer als 99%, wenn $x_F(\bar{D}^0) \geq 0,4$, und nimmt auf ungefähr 93% ab, wenn $x_F(\bar{D}^0) \rightarrow 0$. Die Zahl von $\bar{D}^0$ unter den Ereignissen, die unerkannt von einem $D^{*\pm}$ -Zerfall

Tabelle 4.1: x_F , p_t^2 , berechnete Akzeptanz und Impuls des Triggerelektrons in Strahlrichtung für die D -Mesonen der 2. Sammlung. Zerfälle $D^{*\pm} \rightarrow D^{(\pm)} + \pi^\pm$ sind mit * markiert.

Kanal	x_F	$p_t^2/(\text{GeV}/c)^2$	Akzeptanz	$p_{\text{Elek.}}/(\text{GeV}/c)$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	0,12	0,93	0,10	6,25
	0,18	0,34	0,16	10,51
	0,23	0,06	0,20	6,53
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	0,15	0,20	0,13	5,12
	0,30	0,35	0,21	4,42
	0,34	0,64	0,22	11,50
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	0,49	2,27	0,18	6,23
	0,63 *	0,01	0,16	6,44
	-0,02	0,27	0,01	5,27
	0,06	0,42	0,08	8,18
	0,16	0,35	0,22	4,57
	0,22	0,53	0,30	5,22
	0,29	1,02	0,34	11,62
	0,32	0,80	0,34	5,58
	0,37	0,08	0,34	2,37
	0,42	3,47	0,34	3,60
$D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	0,04	1,11	0,05	6,79
	0,05	0,17	0,06	3,22
	0,15	2,47	0,18	3,37
	0,16	4,47	0,18	5,83
	0,20	0,61	0,27	4,43
	0,23	0,06	0,30	5,48
	0,25	0,09	0,33	10,85
	0,25	0,64	0,32	9,03
	0,32	1,98	0,33	5,63
	0,34	1,51	0,34	7,38
	0,42	0,09	0,33	3,88
	0,50	0,77	0,30	5,99
	0,52	1,40	0,29	10,37
	0,57	2,53	0,26	3,69
	0,59	2,88	0,26	5,83
$D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$	0,01 *	1,60	0,01	9,46
	0,05	0,60	0,02	6,72
	0,09	0,50	0,05	4,31
	0,09	0,61	0,06	2,41
	0,11	0,02	0,07	3,06
	0,11	1,43	0,07	3,48
	0,33	1,06	0,24	5,93
	0,35	0,54	0,24	7,08
	0,46	0,23	0,25	3,81
	0,46	2,10	0,26	4,65
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	0,09 *	1,04	0,05	2,27
	0,17	0,77	0,13	3,30
	0,27	0,09	0,21	4,64
	0,29 *	0,73	0,23	5,21
	0,43	0,13	0,24	3,99
	0,44 *	1,00	0,26	5,42
	0,56	0,86	0,23	5,73

a)



b)

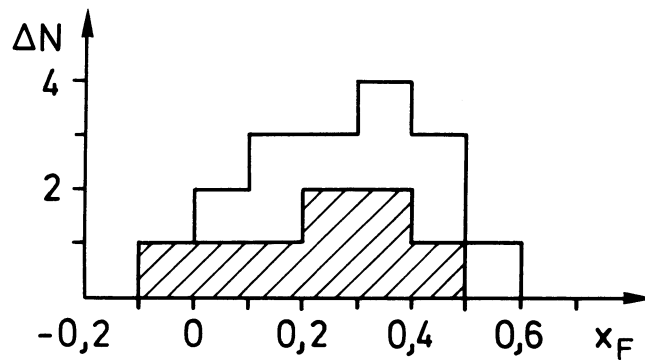


Abb. 4.1: Unkorrigierte Verteilung in x_F für a) die führenden, b) die nicht-führenden D -Mesonen von Tabelle 4.1. Die Verteilungen für geladene D sind schraffiert.

stammen, ist daher höchstens gleich 1.

Aus Abb. 4.1 können zwei wichtige Schlußfolgerungen gezogen werden: 1. Es werden ungefähr zweimal soviel führende wie nicht-führende D -Mesonen produziert. 2. Die x_F -Verteilungen von führenden und nicht-führenden D -Mesonen unterscheiden sich nicht wesentlich. Die zweite Schlußfolgerung bestätigt die früheren Messungen des NA11-Experiments [30], und steht im Widerspruch zu den Resultaten des NA16-Experiments [40]. Diese beruhen allerdings auf nur 24 rekonstruierten D -Mesonen (s. Abschnitt 1.1.3.). Die erste Schlußfolgerung wird in Kapitel

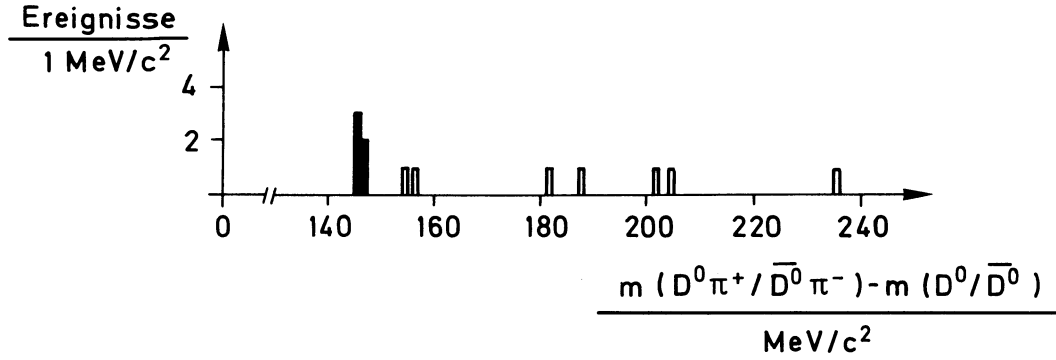


Abb. 4.2: Verteilung der Massendifferenzen zwischen $D^{0\pm} \pi^\pm$ und D^0 für die D^0 von Tabelle 4.1. Das Massensignal von $D^{*\pm}$ -Zerfällen ist schattiert gezeichnet.

5 quantifiziert, wenn totale Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Die zweite Folgerung wird in diesem Kapitel weiter ausgearbeitet.

Die genaue Messung der Parameter der Produktionsmechanismen wird dadurch erschwert, daß die Akzeptanz der Nachweisapparatur von x_F und p_t^2 abhängt (Abb. 4.3 und 4.4). Verteilungen von beobachteten Ereignissen in x_F und p_t^2 müssen daher um Akzeptanzverluste korrigiert werden. Diese Korrekturen werden mit einem Monte-Carlo-Programm vorgenommen, dessen Einzelheiten in Abschnitt 4.2. beschrieben werden. In Abschnitt 4.3. wird das Verfahren zur Bestimmung der Parameter, die die Produktionsmechanismen beschreiben, erläutert. In Abschnitt 4.4. werden die Meßresultate diskutiert.

4.2. Akzeptanzkorrekturen

Für jeden beobachteten Zerfallskanal ($D^{0\pm} \rightarrow K^\mp \pi^\pm$, $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$, $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$) muß eine Akzeptanzfunktion $A(x_F, p_t^2)$ angegeben werden, die nur von den Variablen x_F und p_t^2 abhängt und über alle anderen Variablen integriert ist, die die Produktion und den Zerfall des D -Mesons beschreiben. Diese Variablen sind im einzelnen:

- die Spurneigung des einfallenden Strahlteilchens,
- der Ort der Primärwechselwirkung im Target,

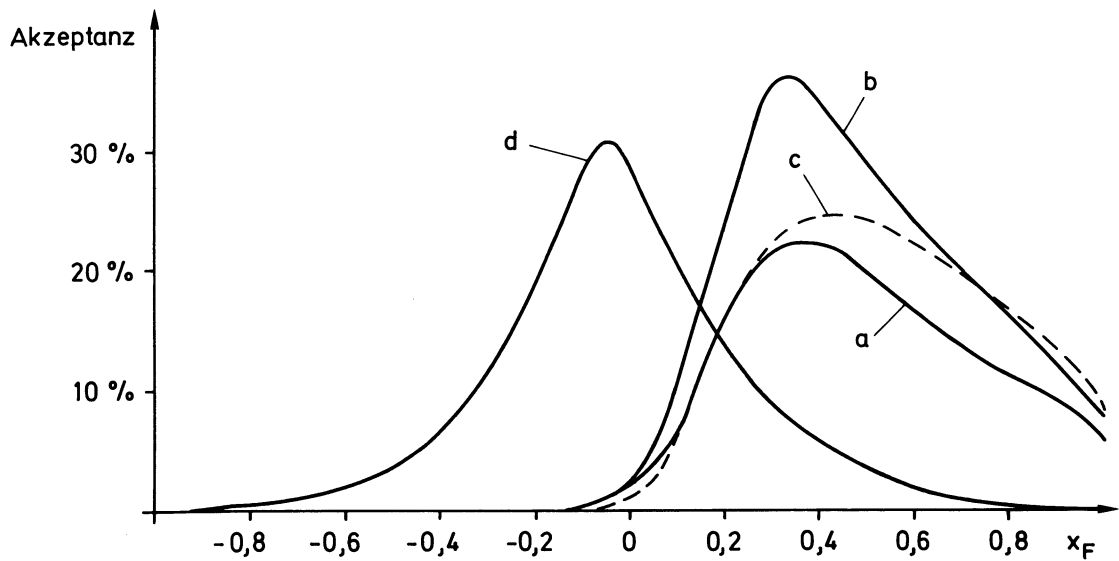


Abb. 4.3: Akzeptanz des Spektrometers als Funktion von x_F einschließlich geometrischer Akzeptanz, Spur- und Vertexrekonstruktionswahrscheinlichkeiten, Vertexseparation und K -Identifikation. Es wurde eine Verteilung in p_t^2 proportional zu $e^{-1,0(\text{GeV}/c)^{-2}p_t^2}$ angenommen.
a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. b) $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. c) $D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$.
d) $D^0 \rightarrow e^+ K^- \nu$ (nur das Elektron muß akzeptiert werden).

- der Azimuthwinkel des auslaufenden D -Mesons in bezug auf die Richtung des Strahlteilchens,
- die Lebensdauer des D -Mesons,
- die Impulse der Zerfallsprodukte des D -Mesons.

Ein Ereignis gilt als akzeptiert,

- wenn die Spuren aller Zerfallsprodukte in beiden Projektionen des Vertexteleskops gefunden werden können,
- wenn der Zerfallsvertex rekonstruiert werden kann,
- wenn der Zerfallsvertex und die Zerfallsspuren vom Primärvertex so separiert sind, wie es in der Ereignisselektion während der Datenanalyse verlangt wird,

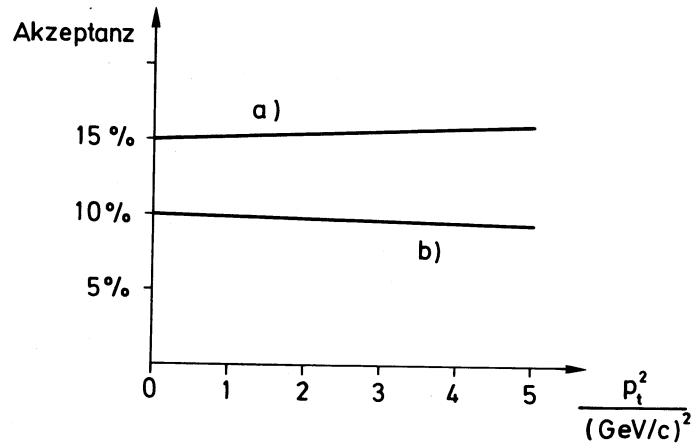


Abb. 4.4: Akzeptanz des Spektrometers als Funktion von p_t^2 einschließlich geometrischer Akzeptanz, Spur- und Vertexrekonstruktionswahrscheinlichkeiten, Vertexseparation und K -Identifikation. Es wurde eine Verteilung in x_F proportional zu $(1 - |x_F|)^{2,9}$ angenommen.

a) $D^0 \rightarrow e^+ K^- \nu$ (nur das Elektron muß akzeptiert werden).

b) $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

- wenn die Spuren aller Zerfallsprodukte in den Driftkammern gefunden werden können, so daß eine Impulsmessung möglich ist, und
- wenn das geladene K -Meson als solches identifiziert werden kann.

Die erforderlichen Integrationen, um die Akzeptanzfunktionen $A(x_F, p_t^2)$ zu erhalten, werden mit der Monte-Carlo-Methode ausgeführt. Dazu werden in einem Simulationsprogramm Ereignisse erzeugt und daraufhin überprüft, ob sie im Spektrometer gefunden worden wären. Ereigniserzeugung und Ereignisselektion werden möglichst realistisch simuliert.

Die Akzeptanzkorrekturen berücksichtigen alle Selektionen, die zur Erzeugung der 1. Sammlung von D -Mesonen notwendig waren. Dieselben Korrekturen werden deswegen später zur Berechnung von totalen Wirkungsquerschnitten benutzt werden (s. Kapitel 5). Die Wirkung der Selektionen, die von der 1. zur 2. Samm-

lung von D -Mesonen führen, hängt nicht von der Kinematik der D -Mesonen ab. Diese Selektionen müssen deswegen nicht simuliert werden, wenn Produktionsmechanismen untersucht werden.

Im folgenden werden die einzelnen Schritte der Ereigniserzeugung beschrieben:

- Die horizontale und vertikale Strahlneigung werden Gaußschen Verteilungen entnommen, die nach oben und unten begrenzt sind. Die Parameter der Verteilungen wurden so justiert, daß die erzeugten Verteilungen den im Experiment beobachteten genügend nahe kommen.
- Der Ort des Primärvertex in den Richtungen senkrecht zur mittleren Strahlrichtung wird Gaußschen Verteilungen entnommen, die durch die Targetabmessungen begrenzt sind. Die Parameter der Verteilungen wurden so justiert, daß die erzeugten Verteilungen den im Experiment beobachteten genügend nahe kommen. In Strahlrichtung wird der Ort einer flachen Verteilung entnommen, die der Position des Targets entspricht.
- Dem Primärvertex wird eine Kovarianzmatrix zugeordnet, die willkürlich einem Vorrat entnommen wird. Dieser Vorrat enthält die Kovarianzmatrizen von im Experiment gefundenen Primärvertices.
- Um die Fehler bei der Bestimmung von Primärvertices während der Ereignisrekonstruktion zu berücksichtigen, wird die Position des simulierten Primärvertex in den drei Koordinatenrichtungen um Beträge verschoben, die Gaußschen Verteilungen entnommen werden. Die Varianzen dieser Verteilungen sind gleich den entsprechenden Elementen der Kovarianzmatrix des Primärvertex.
- Da die Akzeptanz als Funktion von x_F und p_t^2 der zu erzeugenden D -Mesonen gesucht wird, sind x_F und p_t^2 gegeben. Der Impulsbetrag der D -Mesonen ist damit festgelegt. Der Azimuthwinkel in bezug auf die Richtung des Strahlteilchens wird einer gleichmäßigen Verteilung entnommen.
- Die Lebensdauer der D -Mesonen wird aus Exponentialverteilungen gewonnen mit mittleren Lebensdauern, die gleich denen sind, die in diesem Experiment gemessen wurden ($\tau_{D^0} = (3,6^{+0,9}_{-0,7} \pm 0,5) \cdot 10^{-13}s$, $\tau_{D^\pm} = (11,3^{+4,4}_{-2,8} \pm 1,8) \cdot 10^{-13}s$ [97]).

- Die Impulsvektoren der Zerfallsprodukte werden entsprechend einer Phasenraumverteilung erzeugt. K^* -Resonanzen unter den Zerfallsprodukten werden vernachlässigt (diese Näherung wird in Abschnitt 5.7. diskutiert).
- Jeder Zerfallsspur wird eine Kovarianzmatrix zugeordnet, die willkürlich einem Vorrat entnommen wird. Dieser Vorrat enthält die auf den Koordinatenfehlern beruhenden Kovarianzmatrizen von im Experiment gefundenen Zerfallsspuren mit gleicher Anzahl von benutzten Detektoren pro Projektion des Vertexteleskops. Für jede Spur wird aus den Spurparametern und -kovarianzen eine Fehlerellipse in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung, die durch den Primärvertex verläuft, berechnet. Der Beitrag der Vielfachstreuung wird aufaddiert. (Dieser Beitrag wird so abgeschätzt wie bei der Ereignisrekonstruktion, s. Abschnitt 3.10.)
- Um Fehler der Spurparameter zu berücksichtigen, wird jede Zerfallsspur horizontal und vertikal um Beträge verschoben, die Gaußschen Verteilungen entnommen werden. Diese Verteilungen haben Standardabweichungen, die gleich den Fehlern der Spur bei der Position des Primärvertex sind.

Die Ereignisselektion wird folgendermaßen simuliert:

- Die Zerfallspunkte der D -Mesonen müssen innerhalb des zulässigen Zerfallsvolumens liegen, das bei der Spurensuche im Vertexteleskop benutzt wird (siehe Abschnitt 3.9.1.).
- Jede Zerfallsspur muß mindestens einen Siliziumdetektor pro Projektion des Vertexteleskops treffen.
- Höchstens eine Projektion der Zerfallsspuren darf bei der Position des Primärvertex eine Auflösung $> 30\mu m$ haben.
- Alle Zerfallsspuren müssen vom Primärvertex einen Abstand von mindestens einer Standardabweichung haben, und mindestens zwei Zerfallsspuren einen Abstand von mindestens drei Standardabweichungen.
- Es werden Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten von 92% für $K^\pm\pi^\mp$ -Vertices, von 91% für $K^\pm\pi^\mp\pi^\mp$ -Vertices und von 77% für $K^\pm\pi^\pm\pi^\mp\pi^\mp$ -Vertices angenommen. Diese Wahrscheinlichkeiten wurden durch Überprüfen von Computerdarstellungen vollständig rekonstruierter Ereignisse bestimmt.

Damit sind die χ^2 -Forderungen an die Vertices und die Fähigkeit des Rekonstruktionsprogramms, ursprünglich falsch gefundene Spuren zu korrigieren, berücksichtigt.

- Der Zerfallsvertex muß vom Primärvertex in Strahlrichtung einen Abstand von mindestens 3 Standardabweichungen haben.
- Für die Selektion 'komplexer Ereignisse' (s. Abschnitt 3.12.) wird eine Akzeptanzwahrscheinlichkeit von 89% angenommen. Diese Wahrscheinlichkeit wurde mit demselben Verfahren bestimmt, das die kleinste noch meßbare Lebensdauer für jedes einzelne D -Meson feststellt [151].
- Alle Zerfallsprodukte müssen in den Driftkammern, die sich zwischen den Spektrometermagneten befinden, oder in denen, die sich strahlabwärts des zweiten Spektrometermagneten befinden, nachgewiesen werden. Dabei wird jeweils eine Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit von 95% angenommen. Außerdem darf keine Zerfallsspur die Driftkammern so durchqueren, daß sie mehr als 50% ihres Weges im insensitiven Bereich der Driftkammern zurücklegt (dies ist der Bereich, der vom einfallenden Strahl getroffen wird).
- Das K -Meson muß in den Driftkammern, die sich strahlabwärts des zweiten Spektrometermagneten befinden, nachgewiesen werden. Der Zerfallspunkt des K -Mesons darf nicht strahlaufwärts des Cherenkovzählers liegen, den es durchquert, ohne dort Cherenkovlicht zu erzeugen. Der zuläßige Zerfallspunkt hängt damit vom Impuls des K -Mesons ab. Da das K -Meson sehr langlebig ist, handelt es sich nur um eine kleine Korrektur, und es wird vereinfachend verlangt, daß der Zerfallspunkt nicht vor dem Driftkammerpaket liegt, das sich strahlabwärts des zweiten Spektrometermagneten befindet.
- Die Cherenkovzähler müssen das K -Meson als solches identifizieren. Das Simulationsprogramm greift auf eine tabellierte Identifikationswahrscheinlichkeit als Funktion des Impulsbetrages zurück. (Diese Wahrscheinlichkeiten wurden bestimmt mit Hilfe von eindeutig identifizierten K -Mesonen aus K^* -Zerfällen, s. Abschnitt 3.8.)
- Keine Zerfallsspur darf den Szintillationszähler treffen, der als Antizähler im Trigger das Verschwinden des Strahlteilchens registrieren soll.

Die berechneten Akzeptanzen für die D -Mesonen der 2. Sammlung sind in Tabelle 4.1 angeführt. Ohne die Ereignisselektionen, die mit Hilfe des Vertexteleskops durchgeführt werden, wären die Akzeptanzwerte für $\bar{D}^0$ ungefähr um einen Faktor 3 und für $D^\pm$ ungefähr um einen Faktor 2 höher. In Abb. 4.3 sind Akzeptanzkurven als Funktion von x_F für die hier behandelten Zerfallskanäle dargestellt. Abb. 4.4 zeigt die Akzeptanzkurven als Funktion von p_t^2 für zwei Zerfallskanäle.

Zwei der Selektionen, die zur Erzeugung der 1. Sammlung von D -Mesonen notwendig waren, werden nicht simuliert, da sie kaum gesuchte Ereignisse während der Datenanalyse zurückweisen: 1. Nicht simuliert wird die Wahrscheinlichkeit, Spuren im Vertexteleskop zu finden. Bei der Rekonstruktion der Zerfallsvertices wird verlangt, daß alle Zerfallsspuren mindestens einen Detektor pro Projektion im Vertexteleskop treffen. Für diese Spuren ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit größer als 99%. 2. Nicht simuliert wird die Forderung, daß der Impulssummenvektor der Zerfallsspuren zum Primärvertex zeigen muß. Durch den sehr weiten Schnitt bei 4 Standardabweichungen wird sichergestellt, daß keine gesuchten Ereignisse verworfen werden.

4.3. Verfahren zur Bestimmung der Parameter der Produktionsmechanismen

Grundlage zur Bestimmung der Parameter der Produktionsmechanismen sind die in Tabelle 4.1 aufgeführten Zerfälle von D -Mesonen. Die Meßwerte für x_F und p_t^2 entsprechen dem D -Meson, auch wenn bekannt ist, daß dieses von einem D^* -Zerfall stammt. Die Gestalt der partiellen Wirkungsquerschnitte wird durch D -Mesonen, die von D^* -Zerfällen stammen, nur unwesentlich beeinflusst: da der Q -Wert des Zerfalls sehr klein ist und D -Mesonen erheblich schwerer sind als π -Mesonen, übernehmen die D -Mesonen den weitaus größten Teil des D^* -Impulses. Vernachlässigt man den Transversalimpuls, so beträgt die longitudinale Impulskomponente des D ungefähr 93% der des D^* . Wenn alle gemessenen Werte für x_F um 7% zu klein sind, führt dies bei der Anpassung der Parameter zu einem Wert für n , der um maximal 11% zu groß ist. Dieser Fehlerbeitrag ist gegenüber dem statistischen Fehler, der zwischen 20% und 40% liegt (s. Abschnitt 4.4.), zu vernachlässigen.

Die Parameter n und b , die gemäß Gl. (4.1) den Produktionsmechanismus einer inklusiven Reaktion beschreiben, werden mit Maximum-Likelihood-Fits be-

stimmt [155]. Für die Fits muß jedem Ereignis eine Beobachtungswahrscheinlichkeit zugeordnet werden, die von seinen Werten für x_F und p_t^2 abhängig ist. Diese Wahrscheinlichkeit ist das Produkt aus der Produktionswahrscheinlichkeit und der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Für die Wahrscheinlichkeitsdichte der Produktionswahrscheinlichkeit, $w_P(x_F, p_t^2)$, gilt nach Gl. (4.1)

$$w_P(x_F, p_t^2) \sim (1 - |x_F|)^n e^{-bp_t^2}.$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte der Nachweiswahrscheinlichkeit, $w_N(x_F, p_t^2)$, ist proportional zur Akzeptanz, $A(x_F, p_t^2)$. Damit ist die normierte Wahrscheinlichkeitsdichte, ein bestimmtes Ereignis zu beobachten,

$$\begin{aligned} w_B(x_F, p_t^2) &= w_P(x_F, p_t^2) \cdot w_N(x_F, p_t^2) \\ &= \frac{(1 - |x_F|)^n e^{-bp_t^2} A(x_F, p_t^2)}{\int_0^\infty \int_{-1}^+ (1 - |x_F|)^n e^{-bp_t^2} A(x_F, p_t^2) dx_F dp_t^2}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Sind $i = 1, \dots, N$ Ereignisse beobachtet worden, so ist die Likelihood-Funktion der Ereignismenge gegeben durch das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten $w_B(x_{F,i}, p_{t,i}^2)$:

$$\mathcal{L}(n, b; x_{F,1}, \dots, x_{F,N}, p_{t,1}^2, \dots, p_{t,N}^2) := \prod_{i=1}^N w_B(x_{F,i}, p_{t,i}^2).$$

Die Parameter n und b werden bestimmt durch Maximalisierung der Likelihood-Funktion oder, äquivalent dazu, durch Minimalisierung ihres negativen Logarithmus:

$$\begin{aligned}
-\ln \mathcal{L}(n, b; \dots) = & -n \sum_{i=1}^N \ln(1 - |x_{F,i}|) \\
& + b \sum_{i=1}^N p_{i,i}^2 \\
& + N \ln \int_0^{\infty} \int_{-1}^1 (1 - |x_F|)^n e^{-bp_i^2} A(x_F, p_i^2) dx_F dp_i^2 \\
& - \sum_{i=1}^N \ln A(x_{F,i}, p_{i,i}^2).
\end{aligned} \tag{4.3}$$

Der letzte Term in Gl. (4.3) hängt nicht von n oder b ab und braucht daher bei der Minimalisierung von $-\ln \mathcal{L}(n, b; \dots)$ nicht berücksichtigt zu werden. Da die Funktion $A(x_F, p_i^2)$ analytisch nicht bekannt ist, wird das in Gl. (4.3) auftretende Integral numerisch bestimmt. Allgemein gilt für eine Funktion $f(x)$

$$\int_{\Omega} f(x) dx = L(\Omega) \lim_{M \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{M} \sum_{j=1}^M f(x_j) \right)$$

wobei $L(\Omega) := \int_{\Omega} dx$, und wenn die Punkte $x_j \in \Omega$ gleichverteilt gewählt werden. Das in Gl. (4.3) auftretende Integral ist daher näherungsweise gegeben durch

$$const \cdot \sum_{j=1}^M (1 - |x_{F,j}|)^n e^{-bp_{i,j}^2} A(x_{F,j}, p_{i,j}^2) \tag{4.4}$$

wobei die in *const* zusammengefaßten Terme nicht mehr von n oder b abhängen. Im Prinzip können die Akzeptanzterme $A(x_{F,j}, p_{i,j}^2)$ mit der Monte-Carlo-Methode bestimmt werden, die in Abschnitt 4.2. beschrieben worden ist. Für große M ist dann aber der Rechenaufwand erheblich, so daß eine weitere Näherung sinnvoll ist: Es werden $j = 1, \dots, M$ Ereignisse mit $x_{F,j}$ und $p_{i,j}^2$ erzeugt und für jedes Ereignis wird ein Akzeptanztest vorgenommen. $A(x_{F,j}, p_{i,j}^2)$ ist dann entweder 0 oder 1. Um die Qualität der Näherungen zu verbessern, werden die Ereignisse nicht mit einer gleichmäßigen Verteilung erzeugt, sondern im Monte-Carlo-Verfahren mit einer Verteilung in x_F und p_i^2 , die ungefähr der erwarteten, tatsächlichen Verteilung entspricht: $(1 - |x_{F,j}|)^2 e^{-1,0(\text{GeV}/c)^{-2} p_{i,j}^2}$. Jeder Summand in Gl. (4.4)

muß dann mit einem Gewicht $w_j = (1 - |x_{F,j}|)^{-2} e^{+1,0(\text{GeV}/c)^{-2} p_{t,j}^2}$ multipliziert werden [156].

Das Verfahren zur Bestimmung der Parameter n und b wird demnach in zwei Schritten durchgeführt. Zunächst werden mit einem Monte-Carlo-Programm Ereignisse erzeugt und einem Akzeptanztest unterworfen. Für die akzeptierten Ereignisse werden die Werte von x_F , p_t^2 und w gespeichert. Das Minimalisierungsprogramm greift zur Berechnung der Summe in Gl. (4.4) auf diese gespeicherten Werte zurück. Die Minimalisierung von $-\ln \mathcal{L}(n, b; \dots)$ wird mit Hilfe des Programmpakets MINUIT [157] durchgeführt. Die Parameterbestimmung erfolgt mit der Option MIGRAD, die Fehlerabschätzung mit der Option MINOS. Die angegebenen Fehler entsprechen einer Änderung der Funktion $-\ln \mathcal{L}(n, b; \dots)$ um 0,5.

4.4. Resultate

Für die Anpassungen werden alle D -Mesonen mit $x_F > 0$ benutzt (d.h. 47 von den 48 D -Mesonen in Tabelle 4.1). Tabelle 4.2 gibt die Ergebnisse der Maximum-Likelihood-Fits wieder. Da die geschätzte Anzahl von Untergrundereignissen nur 3,8 beträgt, werden keine Untergrundkorrekturen vorgenommen.

In Abb. 4.5 ist die gewichtete Verteilung in p_t^2 für alle Ereignisse von Tabelle 4.1 gezeigt. Die Gewichte sind die reziproken Akzeptanzwerte, die in Tabelle 4.1 angegeben sind. Ebenfalls in Abb. 4.5 ist eine Gerade dargestellt, die einer Funktion proportional zu $e^{-1,0(\text{GeV}/c)^{-2} p_t^2}$ entspricht. Die Neigung der Geraden entspricht dem Ergebnis eines Maximum-Likelihood-Fits (s. Tabelle 4.1), die Höhe der Geraden wurde mit einem χ^2 -Fit an die gewichtete Verteilung angepaßt.

Abb. 4.6 zeigt die gewichtete Verteilung in x_F für alle D -Mesonen; Abb. 4.7 und Abb. 4.8 zeigen die Verteilungen für die führenden und die nicht-führenden D -Mesonen. Die Geraden in Abb. 4.6 bis 4.8 entsprechen einer Funktion, die proportional zu $(1 - |x_F|)^{2,9}$ ist.

In den Abb. 4.6 bis 4.8 sind Anzeichen für eine zentrale Komponente zu erkennen. Die statistische Genauigkeit erlaubt aber keine Anpassung an eine zentrale und eine Vorwärtskomponente in x_F .

Um zu überprüfen, ob die gewählte Parametrisierung mit einer Faktorisierung in x_F und p_t^2 gerechtfertigt ist, werden die Anpassungen auch mit Untermengen der

Tabelle 4.2: *Ergebnisse der Maximum-Likelihood-Fits zur Bestimmung der Produktionsparameter.*

<i>D</i> -Mesonen	Ereignisse	<i>n</i>	<i>b</i> · (GeV/ <i>c</i>) ²
(-) alle <i>D</i>	47	$2,9^{+0,6}_{-0,6}$	$1,0^{+0,2}_{-0,1}$
(-) führende <i>D</i>	31	$2,9^{+0,8}_{-0,7}$	$0,9^{+0,2}_{-0,2}$
(-) nicht-führende <i>D</i>	16	$2,9^{+1,1}_{-1,0}$	$1,2^{+0,3}_{-0,3}$
(-) alle <i>D</i> mit $x_F < 0,2$	18	$16,1^{+3,0}_{-2,8}$	$1,0^{+0,3}_{-0,2}$
(-) alle <i>D</i> mit $x_F \geq 0,2$	29	$1,2^{+0,5}_{-0,5}$	$1,0^{+0,2}_{-0,2}$
(-) alle <i>D</i> mit $p_t^2 < 0,7 \text{ (GeV}/c)^2$	24	$3,9^{+1,1}_{-1,0}$	$3,3^{+0,7}_{-0,6}$
(-) alle <i>D</i> mit $p_t^2 \geq 0,7 \text{ (GeV}/c)^2$	23	$2,2^{+0,7}_{-0,7}$	$0,5^{+0,1}_{-0,1}$
(-) alle <i>D</i> mit $p_{\text{Elektron}} < 5,5 \text{ GeV}/c$	24	$3,7^{+1,0}_{-0,9}$	$1,2^{+0,3}_{-0,2}$
(-) alle <i>D</i> mit $p_{\text{Elektron}} \geq 5,5 \text{ GeV}/c$	23	$2,3^{+0,8}_{-0,7}$	$0,8^{+0,2}_{-0,2}$

D-Sammlung durchgeführt. Der Parameter *b* hat denselben Wert für *D*-Mesonen mit $x_F < 0,2$ und $x_F \geq 0,2$, der Parameter *n* ist innerhalb der Fehler gleich für *D*-Mesonen mit $p_t^2 < 0,7 \text{ (GeV}/c)^2$ und $p_t^2 \geq 0,7 \text{ (GeV}/c)^2$ (s. Tabelle 4.2). Die Faktorisierung ist daher mit den Daten verträglich.

Grundsätzlich besteht die Möglichkeit, daß die hadronisch zerfallenden *D*-Mesonen, die zur Bestimmung der Produktionsparameter benutzt werden, mit den gleichzeitig produzierten, semileptonisch zerfallenden *D*-Mesonen korreliert sind. Da die semileptonisch zerfallenden *D*-Mesonen nicht rekonstruiert werden können, kann die Annahme, daß Korrelationen zwischen den paarweise produzierten *D*-Mesonen vernachlässigbar sind, nur indirekt mit Hilfe des Triggerelektrons überprüft werden. Es stellt sich heraus, daß die Parameter *n* und *b* innerhalb der Fehler gleich sind für Ereignisse mit Triggerelektronen, die eine Impulskomponente in Strahlrichtung $< 5,5 \text{ GeV}/c$ haben, und für solche, die eine Impulskomponente

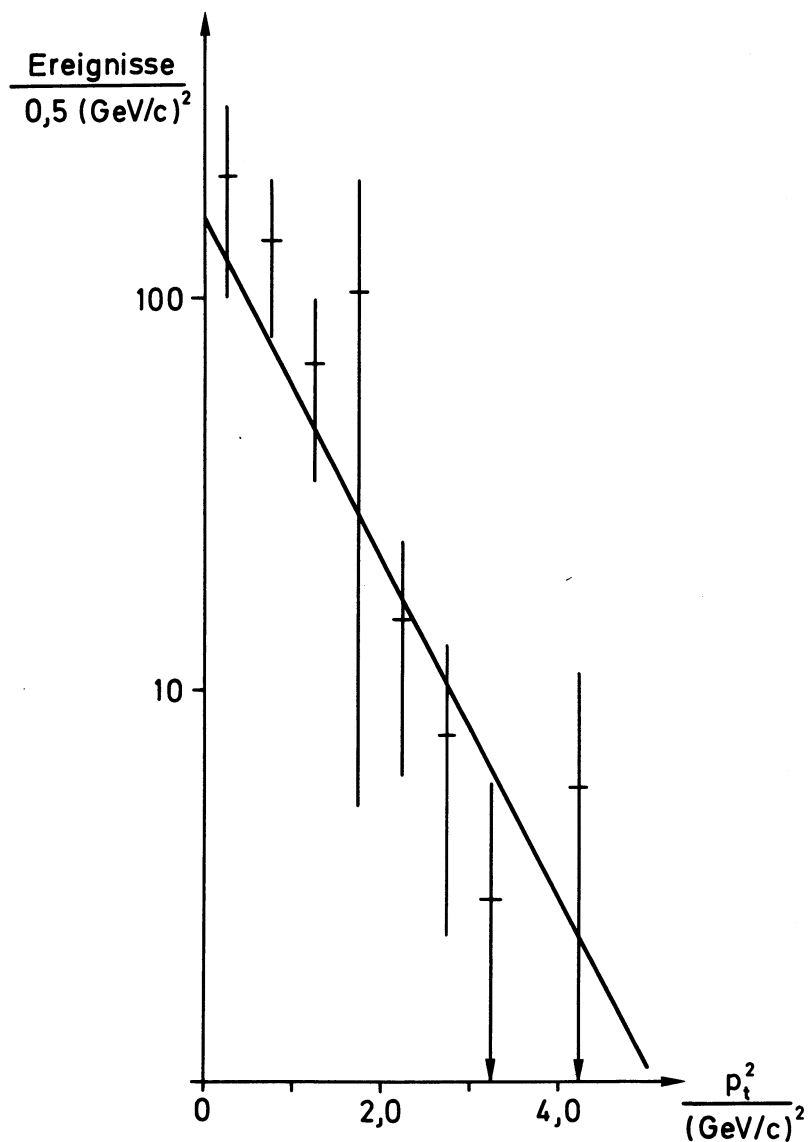


Abb. 4.5: Gewichtete Verteilung in p_t^2 für die D -Mesonen von Tabelle 4.1. Die Gerade ist proportional zu $e^{-1,0(\text{GeV}/c)^{-2}p_t^2}$.

in Strahlrichtung $\geq 5,5 \text{ GeV}/c$ haben (s. Tabelle 4.2).

Es können die folgenden Schlußfolgerungen gezogen werden:

- (i) Die Parametrisierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte gemäß Gl. (4.1) ist mit den Daten gut verträglich.

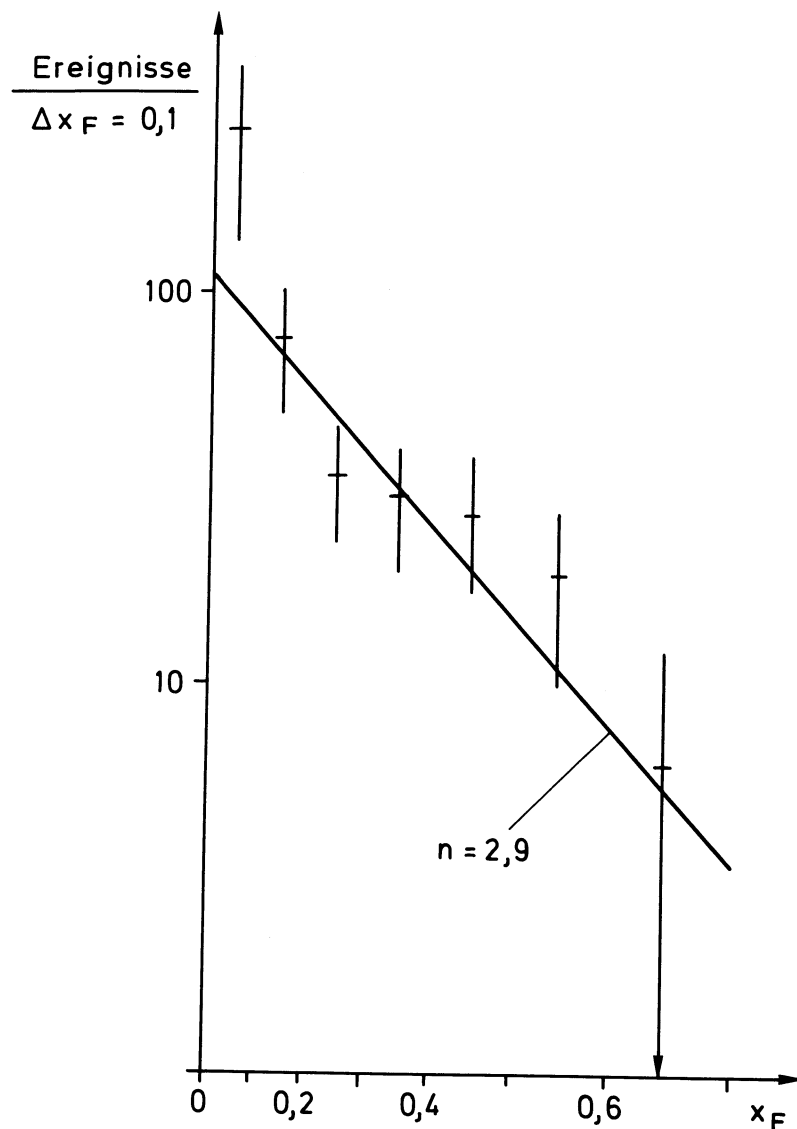


Abb. 4.6: Gewichtete Verteilung in x_F für alle D -Mesonen von Tabelle 4.1 mit $x_F > 0$. Die Gerade ist proportional zu $(1 - |x_F|)^{2,9}$.

- (ii) Die angepaßten Werte von n und b sind für führende und nicht-führende D -Mesonen innerhalb der Fehler gleich.

Die Werte von n und b , die für alle D -Mesonen in einer gemeinsamen Anpassung gefunden werden, stimmen sehr gut mit den Werten von NA16 überein (s. Tabelle 1.1). Die Übereinstimmung mit den Resultaten von E595 ist weniger gut.

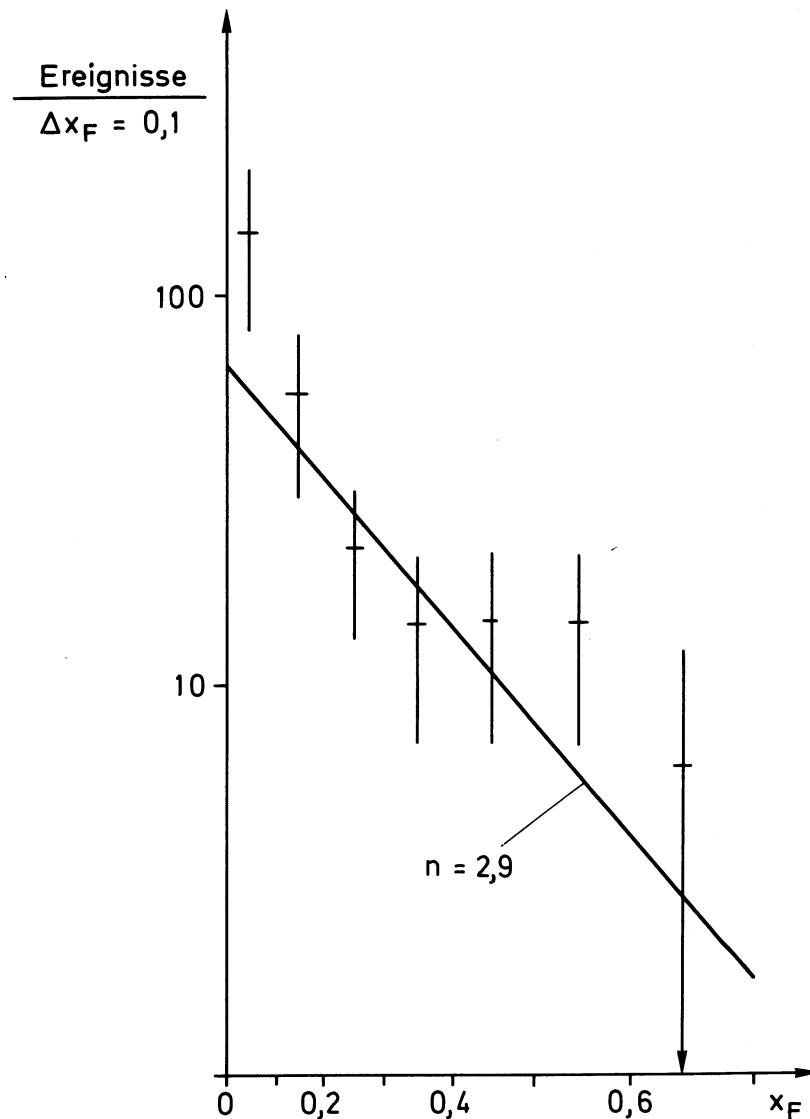


Abb. 4.7: Gewichtete Verteilung in x_F für die führenden D -Mesonen von Tabelle 4.1. Die Gerade ist proportional zu $(1 - |x_F|)^{2,9}$.

Eine große Abweichung des Wertes von n gibt es zu den früheren Ergebnissen des NA11-Experiments. Diese Ergebnisse sind für D -Mesonen mit $x_F \geq 0,2$ erhalten worden; wird derselbe Schnitt auf die Daten dieser Arbeit angewandt, ist die Übereinstimmung wiederum sehr gut (s. Tabelle 4.2).

Die Voraussagen für den Parameter n mit Hilfe der 'counting rules' (s. Ab-

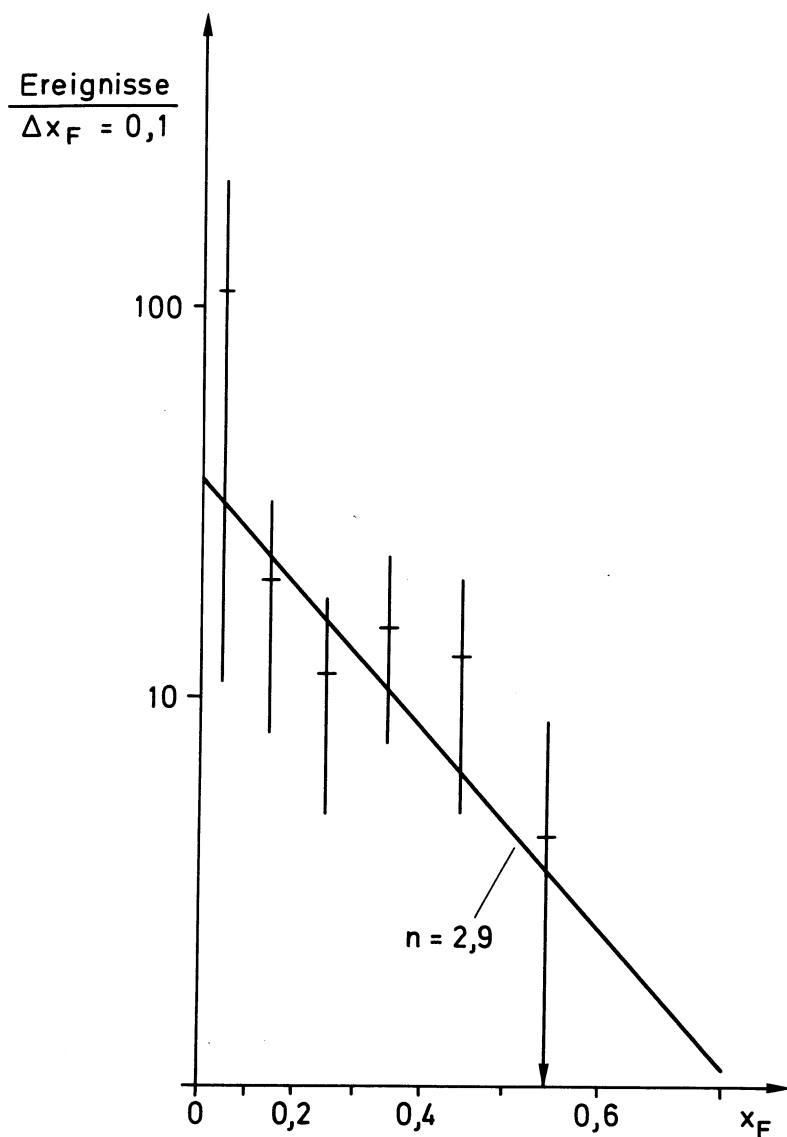


Abb. 4.8: Gewichtete Verteilung in x_F für die nicht-führenden D -Mesonen von Tabelle 4.1 mit $x_F > 0$. Die Gerade ist proportional zu $(1 - |x_F|)^{2,9}$.

schnitt 1.1.2.) treffen für den x_F -Bereich dieses Experiments nur für die nicht-führenden D -Mesonen zu. Die im Rahmen der QCD berechneten x_F -Verteilungen sind sehr flach und nicht mit den gemessenen Verteilungen kompatibel (s. Abb. 1.3 und 1.4 (c)).

5. Messung der totalen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen

5.1. Einleitung

Der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion $a + b \rightarrow X$, $\sigma_{a+b \rightarrow X}$, folgt aus der integrierten Luminosität, L , der beobachteten Anzahl von Ereignissen, $N_{a+b \rightarrow X}$, und der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Reaktion, $E_{a+b \rightarrow X}$:

$$\sigma_{a+b \rightarrow X} = L^{-1} \cdot \frac{N_{a+b \rightarrow X}}{E_{a+b \rightarrow X}}. \quad (5.1)$$

Im folgenden werden zunächst die inverse integrierte Luminosität (Abschnitt 5.2.) und die allen Reaktionen gemeinsamen Effizienzfaktoren besprochen (Abschnitt 5.3.). Auf die Effizienzfaktoren der in diesem Experiment untersuchten hadronischen Zerfallskanäle wird in Abschnitt 5.4. eingegangen. In Abschnitt 5.5. werden Verhältnisse von totalen Wirkungsquerschnitten berechnet. Danach werden die Effizienzfaktoren des Einzelelektrontriggers und andere, mit der Forderung nach Einzelelektronen zusammenhängende Verluste behandelt (Abschnitt 5.6.). Schließlich werden alle Effizienzfaktoren zusammengefaßt und die totalen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D -Mesonen und von $D\bar{D}$ -Paaren nach Gl. (5.1) berechnet (Abschnitt 5.7.).

5.2. Inverse integrierte Luminosität

Die integrierte Luminosität folgt aus der Gesamtzahl der einfallenden Strahlteilchen, N_{π^-} , und der Anzahl von Targetnukleonen pro Fläche, M_t , da Wirkungsquerschnitte pro Nukleon angegeben werden sollen:

$$L := N_{\pi^-} \cdot M_t \quad (5.2)$$

Während der Datennahme wird die Zahl der einfallenden Strahlteilchen ständig mit Szintillationszählern gemessen. Ungefähr alle 15 Minuten wird unter anderem diese Zahl im Rahmen eines besonderen Datenblocks (im folgenden Ratenaufzeichnung genannt) auf das Magnetband geschrieben. Durch Aufaddieren für stichprobenartig ausgewählte Magnetbänder (ca. 6% der gesamten Datenmenge) und durch Skalieren auf die gesamte Datenmenge folgt $N_{\pi^-} = 108,6 \cdot 10^9$.

Tabelle 5.1: Allgemeine Effizienzfaktoren zur Berechnung von totalen Wirkungsquerschnitten.

Effizienzfaktor	Wert
Ereignisanteil, der nicht in die Datennahmetotzeit fällt	0,282
Ereignisanteil ohne vorangehende Wechselwirkung in $\leq 400 \text{ ns}$	0,954
Ereignisanteil ohne nachfolgende Wechselwirkung in $\leq 400 \text{ ns}$	0,942
Ereignisanteil mit auswertbaren Siliziumdetektordaten	0,96
Strahlanteil, der nicht im Target absorbiert wird	0,98
Strahlanteil mit rekonstruierbarer Strahlspur	0,97
Strahlanteil, der nicht am Target vorbeiläuft	0,94

Mit der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt vom Atomgewicht A wie A^1 abhängt, ist M_t gegeben durch

$$M_t = L_{\text{Target}} \cdot \rho_{\text{Be}} \cdot N_A,$$

wenn $L_{\text{Target}} :=$ Länge des Targets in Strahlrichtung,
 $\rho_{\text{Be}} :=$ Dichte von Beryllium und
 $N_A :=$ Avogadrosche Zahl.

Die Annahme einer linearen A -Abhängigkeit wird in Abschnitt 5.7. diskutiert werden. Mit $L_{\text{Target}} = 2 \text{ cm}$, $\rho_{\text{Be}} = 1,848 \text{ g/cm}^3$ [5] und $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ Mol}^{-1}$ [5] folgt $M_t = 2,23 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. Nach Gl. (5.2) folgt die inverse integrierte Luminosität zu $4,13 \text{ pb}$.

5.3. Strahleffizienz und andere allgemeine Effizienzfaktoren

In diesem Abschnitt werden die Effizienzfaktoren besprochen, die für alle Reaktionen von Bedeutung sind, unabhängig vom speziellen Endzustand. Die Effizienzfaktoren und ihre Zahlenwerte sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Die Korrekturen für Totzeit, überlappende Wechselwirkungen und Vorbeilaufen des Strahls am Target sind am wichtigsten und werden im folgenden besprochen.

Tabelle 5.2: Bruchteil der Zeit, während der der Computer zur Datennahme bereit ist, $w_{\text{empf. Zeit}}$, und Wahrscheinlichkeiten für das Eintreten einer weiteren, früheren oder späteren Wechselwirkung, w_{vor} und w_{nach} , für stichprobenartig ausgewählte Magnetbänder.

Band Nr.	$w_{\text{empf. Zeit}}$	w_{vor}	w_{nach}
6396	0,260	0,035	0,046
6409	0,275	0,042	0,050
6451	0,303	0,064	0,082
6475	0,300	0,035	0,048
6499	0,274	0,067	0,072
6509	0,283	0,043	0,053
6518	0,279	0,037	0,055
Mittel	0,282	0,046	0,058

5.3.1. TOTZEIT

Da der Datennahmecomputer Zeit benötigt, um die Meßdaten auszulesen, ergibt sich ein Verlust dadurch, daß Ereignisse, die während dieser Zeit stattfinden, nicht registriert werden können (sog. 'Totzeit'). Der Bruchteil der Zeit, während der der Computer zur Datennahme bereit ist, $w_{\text{empf. Zeit}}$, wird bestimmt aus dem Verhältnis der Zahl einlaufender Strahlteilchen, gemessen während der Datennahmefähigkeit, zur gesamten Zahl einlaufender Strahlteilchen. Beide Zahlen werden in den Ratenaufzeichnungen auf Band geschrieben. Tabelle 5.2 gibt die Werte von $w_{\text{empf. Zeit}}$ für die stichprobenartig ausgewählten Daten wieder, die zur Bestimmung der Zahl der einfallenden Strahlteilchen benutzt worden sind (s. Abschnitt 5.2.).

5.3.2. ÜBERLAPPENDE WECHSELWIRKUNGEN

Die maximale Driftzeit der in diesem Experiment benutzten Driftkammern beträgt 400 ns . Finden zwei Primärwechselwirkungen innerhalb von 400 ns statt, so ist es im allgemeinen unmöglich, die einzelnen Driftkammersignale eindeutig einer der Wechselwirkungen zuzuordnen. Eine Ereignisrekonstruktion ist daher für beide Ereignisse ausgeschlossen. Hat eine Wechselwirkung zu einem Triggersignal geführt und findet innerhalb von 400 ns vorher oder nachher eine weitere, also überlappende Wechselwirkung statt, so wird dies bereits vom Triggersystem erkannt und die weitere Verarbeitung der triggernden Wechselwirkung unterdrückt (s. Abschnitt 2.3.3.). Hierbei muß zwischen den zusätzlichen Wechselwirkungen, die vor der triggernden Wechselwirkung stattfinden, und denen, die nachher stattfinden, unterschieden werden: während letztere die Datenauslese unterdrücken, nachdem das Triggersignal schon gegeben wurde, unterdrücken erstere bereits die Bildung des Triggersignals.

Aus dem Schema der Triggerlogik (s. Abb. 2.7) folgen die Wahrscheinlichkeiten für das Eintreten einer weiteren, früheren oder späteren Wechselwirkung, w_{vor} und w_{nach} :

$$w_{vor} = 1 - \frac{N_{\text{Trigger}}}{N_{\text{Master}}} \cdot \frac{1}{w_{\text{empf. Zeit}}}$$

und

$$w_{nach} = \frac{N_{nach}}{N_{\text{Trigger}}},$$

wobei N_{Trigger} , N_{Master} und N_{nach} die gemessene Anzahl von Trigger- und Mastersignalen und von nachfolgenden, zusätzlichen Wechselwirkungen bezeichnen. Diese Zahlen werden in den Ratenaufzeichnungen auf Band geschrieben. Tabelle 5.2 gibt die Werte für w_{vor} und w_{nach} für stichprobenartig ausgewählte Daten wieder.

5.3.3. VORBEILAUFEN DES STRAHLS AM TARGET

Die Targetdimensionen in der Ebene senkrecht zum Strahl sind Breite = 20 mm und Höhe = 0,5 mm. Der Strahl ist in Targetnähe auf eine Halbwertsbreite von ungefähr 10 mm horizontal und von ungefähr 0,3 mm vertikal fokussiert. Der Teil des Strahls, der am Target in der Breite vorbeiläuft, ist zu vernachlässigen, nicht aber der Teil, der in der Höhe vorbeiläuft. Um diesen Anteil bestimmen zu können, wurde während der Datennahme nach ungefähr jedem 30. Ereignis mit Einzelelektrontrigger ein Ereignis auf Band geschrieben, das nur die Bedingungen des Strahltriggers zu erfüllen hatte. Aus der Verteilung der Höhe des Strahls in der Targetebene für Einzelelektrontrigger kann die Lage des Targets bestimmt werden. Aus derselben Verteilung für Strahltrigger ergibt sich bei nun bekannter Targetposition der Anteil des Strahls, der das Target nicht trifft. Dieser Anteil liegt bei 6%. Diese Zahl wurde berechnet mit ca. 12% der Daten, die stichprobenartig ausgewählt wurden.

5.4. Effizienzfaktoren der beobachteten hadronischen Zerfallskanäle

Zwei Effizienzfaktoren haben unterschiedliche Werte für die in diesem Experiment beobachteten hadronischen Zerfälle von D -Mesonen: die Verzweigungsverhältnisse und die Akzeptanzen für die einzelnen Zerfallskanäle. Die Akzeptanzen werden für jeden Kanal mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet, das Ereignisse erzeugt mit Verteilungen in x_F und p_t^2 , wie sie in diesem Experiment gemessen wurden ($n = 2,9$, $b = 1,0 (\text{GeV}/c)^{-2}$, s. Tabelle 4.2). Es wird eine um $x_F = 0$ symmetrische Verteilung in x_F angenommen. Diese Annahme wird auch zur Berechnung der Akzeptanz des Elektrons vom semileptonischen Zerfall des anderen, gleichzeitig produzierten Charmteilchens gemacht (s. Abschnitt 5.6.3.); sie wird in Abschnitt 5.7. diskutiert. Das Monte-Carlo-Programm zur Ereignissimulation und Akzeptanzberechnung ist in Abschnitt 4.2. beschrieben worden.

Absolute Verzweigungsverhältnisse können in diesem Experiment nicht gemessen werden und müssen von anderen Experimenten übernommen werden. Die in der letzten Zusammenstellung der Particle Data Group [5] veröffentlichten Werte sind durch die neuen Messungen der MARK III-Kollaboration am SPEAR überholt [16] (siehe die Diskussion in Abschnitt 1.1.3., (ii)). Es werden deswegen die Werte für die Verzweigungsverhältnisse $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ und $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ von

der MARK III-Kollaboration übernommen, obwohl sie ungefähr um einen Faktor 2 über den früheren Werten liegen. Das Verzweigungsverhältnis für $\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ wird aus den Werten für $B \cdot \sigma(\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm)$, $B \cdot \sigma(\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm)$ und $B(\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm)$ der MARK III-Kollaboration berechnet.

Die benutzten Werte für Akzeptanzen und Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 5.3 angeführt.

5.5. Verhältnisse von totalen Wirkungsquerschnitten

In Tabelle 5.3 sind die gemessenen und korrigierten Ereigniszahlen für die verschiedenen Kanäle zusammengestellt. Die gemessenen Ereigniszahlen beruhen auf der 1. Sammlung von D -Mesonen (siehe Abschnitt 3.13.). Die Massenverteilungen sind in Abb. 3.6 a)–c) dargestellt. In Abb. 5.1 sind die Massenverteilungen nochmals gezeigt, aber getrennt nach D^0 und $\bar{D}^0$ bzw. D^+ und D^- . Um zwischen führenden und nicht-führenden D -Mesonen unterscheiden zu können, sind $\bar{D}^0$, die auf $D^{*\pm}$ -Zerfälle zurückgehen, gekennzeichnet. $D^{*\pm}$ -Zerfälle werden gefunden wie in Abschnitt 4.1. beschrieben. Aus den Massenverteilungen werden die Ereigniszahlen im Massensignal und der Untergrund abgeschätzt wie in Abschnitt 3.13. angegeben: Zur Abschätzung der Größe der Massensignale wird das Massenintervall $1,84 - 1,89 \text{ GeV}/c^2$ für die $\bar{D}^0$ -Zerfälle und das Massenintervall $1,85 - 1,90 \text{ GeV}/c^2$ für die $D^\pm$ -Zerfälle benutzt. Die Untergrundbeiträge werden durch Mittelung über die Intervalle $1,75 - 1,82 \text{ GeV}/c^2$ und $1,91 - 2,00 \text{ GeV}/c^2$ bzw. über die Intervalle $1,75 - 1,83 \text{ GeV}/c^2$ und $1,92 - 2,00 \text{ GeV}/c^2$ erhalten. Die gemessenen Ereigniszahlen in Tab. 5.3 sind um Untergrund korrigiert.

Die systematischen Fehler der korrigierten Ereigniszahlen beruhen auf den Fehlern der Verzweigungsverhältnisse, die von der Größenordnung 20% sind. Die Fehler der Akzeptanzen auf Grund der Fehler an den Produktionsparametern n und b und an den Lebensdauerwerten für $\bar{D}^0$ und $D^\pm$ betragen ungefähr 10% und werden nicht weiter berücksichtigt.

In Tabelle 5.4 sind die Verhältnisse von totalen Wirkungsquerschnitten von verschiedenen D -Mesonen angeführt. Die ersten vier Einträge folgen unmittelbar aus den korrigierten Ereigniszahlen von Tabelle 5.3. Zur Berechnung des Produktionsverhältnisses von $D^{*\pm}$ zu $D^\pm$ wird der Wert für das Verzweigungsverhältnis

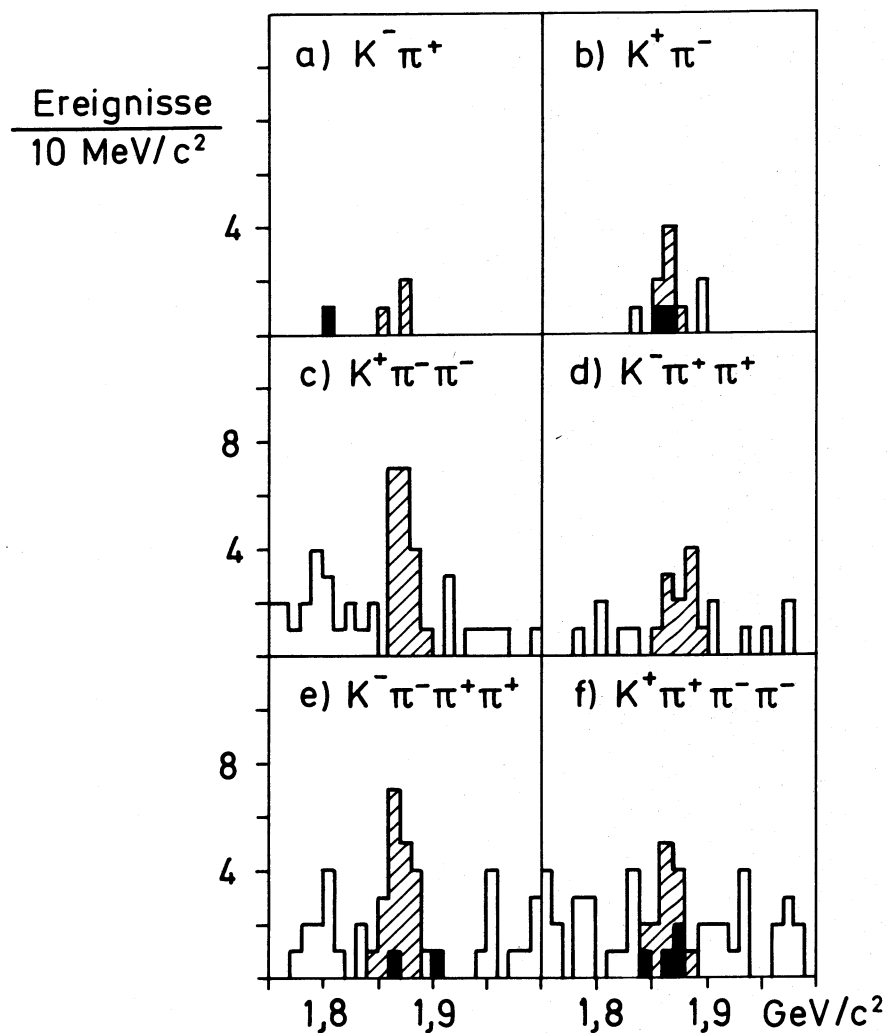


Abb. 5.1: a) – f) Verteilung der invarianten Masse von $K^- \pi^+$ -, $K^+ \pi^-$ -, $K^+ \pi^- \pi^-$ -, $K^- \pi^+ \pi^+$ -, $K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$ - und $K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ -Kombinationen der 1. Sammlung von D -Mesonen. K und Triggelelektron haben gleiche Ladung. Die schraffierten Bereiche dienen zur Abschätzung der Massensignale. $K^\mp \pi^\pm$ -Kombinationen, für die es ein $\pi^\pm$ gibt, so daß die Massendifferenz zwischen der $K^\mp \pi^\pm$ - und der $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ -Kombination 145–146 MeV/c² beträgt, sind schwarz gekennzeichnet. Entsprechendes gilt für die $K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ -Kombinationen.

Tabelle 5.3: Gemessene Ereigniszahlen, Effizienzfaktoren und korrigierte Ereigniszahlen für verschiedene hadronische Zerfallskanäle. Zusammenfassung für $D\bar{D}$ -Paare.

Kanal	gemessene Ereignisse *	Akzeptanz	Verzweigungsverh. [16]	korrigierte Ereignisse [†]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$2,7 \pm 1,7$	0,064	$0,049 \pm 0,010$	$861 \pm 542 \pm 176$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$	$13,8 \pm 4,5$	0,063	$0,098 \pm 0,026$	$2235 \pm 729 \pm 593$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ / K^- \pi^- \pi^+ \pi^+ \ddagger$	$16,5 \pm 4,8$			$1548 \pm 454 \pm 309$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	$7,0 \pm 2,6$			$2232 \pm 829 \pm 456$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	$5,6 \pm 3,7$			$907 \pm 599 \pm 241$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- / K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \ddagger$	$12,6 \pm 4,6$			$1570 \pm 511 \pm 258$
führende D^0 ⁽⁻⁾	$21,8 \pm 5,3$			$2158 \pm 523 \pm 396$
nicht-führende D^0 ⁽⁻⁾	$7,3 \pm 4,0$			$960 \pm 441 \pm 163$
$D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	$12,1 \pm 4,4$	0,100	$0,091 \pm 0,017$	$1330 \pm 484 \pm 248$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$8,5 \pm 3,3$			$934 \pm 363 \pm 174$
führende D ⁽⁻⁾	$33,9 \pm 6,9$			$3488 \pm 713 \pm 467$
nicht-führende D ⁽⁻⁾	$15,8 \pm 5,2$			$1894 \pm 571 \pm 238$
$D\bar{D}$ -Paare [§]	$24,9 \pm 8,6$			$2691 \pm 456 \pm 252$

* Siehe Abb. 5.1. Die Ereigniszahlen sind um Untergrund korrigiert.

† Der erste Fehler ist der statistische, der zweite der systematische auf Grund der Fehler der Verzweungsverhältnisse.

‡ Die korrigierte Ereigniszahl ist der Mittelwert aus den Messungen mit den beiden beobachteten Zerfallskanälen.

§ Die Zahl von $D\bar{D}$ -Paaren ist gleich der halben Anzahl von D^0 , $\bar{D}^0$, D^+ und D^- , da Charmteilchen nur paarweise erzeugt werden, und unter der Annahme, daß nur D -Mesonen produziert werden.

Tabelle 5.4: Verhältnisse von totalen Wirkungsquerschnitten von D -Mesonen.

Kanäle	Verhältnis *
$\begin{smallmatrix} (-) \\ \text{führende } D^0 \text{ zu nicht-führende } D^0 \end{smallmatrix}$	$2,3 \pm 1,2 \pm 0,6$
$D^- \text{ zu } D^+$	$1,4 \pm 0,8 \pm 0,4$
$\begin{smallmatrix} (-) \\ \text{führende } D \text{ zu nicht-führende } D \end{smallmatrix}$	$1,8 \pm 0,7 \pm 0,3$
$\begin{smallmatrix} (-) \\ D^0 \text{ zu } D^\pm \end{smallmatrix}$	$1,4 \pm 0,5 \pm 0,3$
$D^{*\pm} \text{ zu } D^\pm$	$0,6 \pm 0,3 \pm 0,2$

* Der erste Fehler ist der statistische, der zweite der systematische auf Grund der Fehler der Verzweigungsverhältnisse.

$D^{*\pm} \rightarrow \begin{smallmatrix} (-) \\ D^0 \end{smallmatrix} + \pi^\pm$ benötigt; wir übernehmen $(49 \pm 8)\%$ von [5].

Die gemessenen Verhältnisse stimmen innerhalb der Fehler mit den Messungen des alten Experiments NA11 überein [30].

5.6. Elektronkorrekturen

5.6.1. ALLGEMEINE BEMERKUNGEN

Zu den Effizienzfaktoren, die spezifisch für die beobachteten hadronischen Zerfallskanäle sind, und zu den allgemeinen Effizienzfaktoren, die in Abschnitt 5.3. besprochen worden sind, kommen noch die Korrekturen hinzu, die sich daraus ergeben, daß ein Zerfall des anderen, gleichzeitig produzierten Charmteilchens in ein Elektron und andere Teilchen verlangt wird. Diese Korrekturen sind Verzweigungsverhältnisse, Akzeptanzen und die Nachweiswahrscheinlichkeit für Einzel-elektronen. Es wird angenommen, daß es sich bei dem semileptonisch zerfallenden Charmteilchen immer um D -Mesonen handelt. Außerdem wird unkorrelierte Produktion der beiden D -Mesonen angenommen. Diese Annahme wird in Abschnitt 5.7. diskutiert. In Tabelle 5.5 sind die Elektronkorrekturen und ihre Zahlenwerte zusammengestellt, sie werden in den folgenden Abschnitten im einzelnen besprochen.

Tabelle 5.5: Effizienzfaktoren des Einzelektronnachweises und der Einzelektronselektion.

Effizienzfaktor	Wert
durchschnittliches Verzweigungsverhältnis $D \rightarrow e + X$	$0,11 \pm 0,04$
durchschnittliche Akzeptanz für das Elektron	0,148
Nachweiswahrscheinlichkeit für Einzelektronen:	
— 1. Triggerstufe	$0,25 \pm 0,08$
— 2. Triggerstufe	0,70
— Elektron- und Einzelektronauswahl (Ereignisselektion)	0,62

5.6.2. DURCHSCHNITTLICHES VERZWEIGUNGSVERHÄLTNIS $D \rightarrow e + X$

Die Verzweigungsverhältnisse für die Zerfälle $D^\pm \rightarrow e^\pm + X$ und $\bar{D}^0 \rightarrow e^\pm + X$ haben in der letzten Zusammenstellung der Particle Data Group [5] die Werte $19^{+4}_{-3}\%$ und $5,3^{+2,9}_{-1,3}\%$. Aus dem von uns gemessenem Produktionsverhältnis von $\bar{D}^0$ zu $D^\pm$ (s. Tabelle 5.4) folgt, daß $(42 \pm 11)\%$ aller produzierten D -Mesonen geladen, und $(58 \pm 11)\%$ neutral sind. Damit ergibt sich ein durchschnittliches Verzweigungsverhältnis für $D \rightarrow e + X$ von $(11 \pm 4)\%$.

5.6.3. DURCHSCHNITTLICHE AKZEPTANZ FÜR $D \rightarrow e + X$

In diesem Fall bedeutet Akzeptanz nur die Akzeptanz für das Elektron. Auch diese Akzeptanz wird mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet, das zunächst D -Mesonen mit vorgegebener x_F - und p_t^2 -Verteilung erzeugt. Die weitere Ereignissimulation wird vorgenommen wie in Abschnitt 4.2. beschrieben. Der Zerfall in ein Elektron, ein Neutrino und ein geladenes oder neutrales K - oder K^* -Meson erfolgt nach einer Phasenraumverteilung. Das Elektron gilt als akzeptiert,

- wenn der Zerfall des D -Mesons innerhalb des zulässigen Zerfallsvolumens stattfindet (s. Abschnitt 3.9.1.),
- wenn das Elektron in mindestens einer Ebene des Vertexteleskops nachgewiesen werden kann,
- wenn das Elektron entweder die obere oder die untere Hälfte des Elektron-

Tabelle 5.6: Elektronakzeptanz für verschiedene semileptonische D -Zerfälle.
 x_F - und p_t^2 -Verteilung mit $n = 2,9$ und $b = 1,0 (\text{GeV}/c)^{-2}$.

Zerfall	Akzeptanz
$D^+ \rightarrow e^+ K^0 \nu$	0,157
$D^+ \rightarrow e^+ K^{0*} \nu$	0,137
$D^+ \rightarrow e^+ K^0 \nu / e^+ K^{0*} \nu$	0,149
$D^0 \rightarrow e^+ K^- \nu$	0,155
$D^0 \rightarrow e^+ K^{*-} \nu$	0,136
$D^0 \rightarrow e^+ K^- \nu / e^+ K^{*-} \nu$	0,147

kalorimeters trifft,

- wenn die Spur des Elektrons in den Driftkammern rekonstruiert werden kann; dabei wird eine Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von 95% angenommen, und
- wenn der Impuls des Elektrons zwischen $2,8 \text{ GeV}/c$ und $12,0 \text{ GeV}/c$ liegt, wie es vom Einzelelektrontrigger verlangt wird (s. Abschnitte 2.3.4. und 2.3.5.).

In Tabelle 5.6 sind die berechneten Akzeptanzen für die berücksichtigten semileptonischen Zerfallskanäle angegeben. Nur Zerfälle in ein Elektron, ein Neutrino und ein geladenes oder neutrales K - oder K^* -Meson sind berücksichtigt worden, da andere Zerfälle vermutlich nur ungefähr 6% zu allen semileptonischen Zerfällen beitragen [159]. Für die Parameter n und b der x_F - und p_t^2 -Verteilung werden die Werte $n = 2,9$ und $b = 1,0 (\text{GeV}/c)^{-2}$ angenommen, die für alle D -Mesonen gemeinsam gemessen wurden (s. Tabelle 4.2). Außerdem wird eine um $x_F = 0$ symmetrische x_F -Verteilung angenommen. Der x_F -Bereich, in dem Elektronen akzeptiert werden, weicht starkt von dem Bereich ab, in dem diese Parameter gemessen worden sind (s. Abb. 4.3). Die getroffene Annahmen sind daher nicht unkritisch und werden in Abschnitt 5.7. diskutiert.

Zur Berechnung der durchschnittlichen Akzeptanz wird ferner angenommen,

daß die Zerfälle $D \rightarrow K e \nu$ und $D \rightarrow K^* e \nu$ 60% bzw. 40% zum semileptonischen Verzweigungsverhältnis beitragen, was innerhalb der Fehler mit der Messung von [159] übereinstimmt. Mit dem von uns gemessenem Produktionsverhältnis von D^0 zu $D^\pm$ (s. Tabelle 5.5) folgt eine durchschnittliche Akzeptanz für $D \rightarrow e + X$ von 14,8%.

5.6.4. NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT FÜR EINZELELEKTRONEN

Verluste beim Nachweis des Einzelelektrons von einem Zerfall eines Charmteilchens treten bei der ersten und zweiten Stufe des Einzelelektrontriggers und bei der Ereignisselektion während der Datenanalyse auf. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird getrennt bestimmt für die beiden Triggerstufen und für die Ereignisselektion. Das Verfahren dabei ist wie folgt: es werden Ereignisse selektiert, die mit großer Wahrscheinlichkeit e^+e^- -Paare enthalten, die entweder von γ -Konversionen oder von leptonischen Zerfällen von ρ -, ω - oder ϕ -Mesonen stammen. Für eines oder beide dieser Elektronen wird dann geprüft, ob es als Einzelelektron akzeptiert worden wäre. Eine grundsätzliche Schwierigkeit dieses Verfahrens liegt darin, daß sowohl der Trigger als auch die Ereignisselektion e^+e^- -Paare, die von γ -Konversionen stammen, zurückweisen sollen. Die Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit kann daher nur mit e^+e^- -Paaren erfolgen, die einen so großen Öffnungswinkel haben, daß beide Elektronen im Rahmen dieser Untersuchung als Einzelelektronen betrachtet werden können.

Am schwierigsten erweist sich die Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die erste Stufe des Einzelelektrontriggers, da die Daten für diese Messung nur mit einem Wechselwirkungstrigger genommen werden dürfen, der nicht Elektronen selektiert. Die Zahl von Elektronpaaren pro Ereignis in diesen Daten ist daher gering. Im einzelnen ist das Vorgehen folgendermaßen [160]: Es wird zunächst ein geladenes Teilchen selektiert, das als Elektronkandidat für den schnellen Trigger in Frage kommt, d.h. dieses Teilchen muß das Elektronkalorimeter treffen, es muß mit einem elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter korreliert sein, und sein Impuls muß zwischen 2,8 und 12,0 GeV/c liegen, so daß es in die Akzeptanz des Triggers fällt. Als nächstes wird ein Teilchen entgegengesetzter Ladung gesucht, das in den seitlichen Proportionalkammern innerhalb des ersten Magneten (s. Abb. 2.1.) nachgewiesen wurde. Unter der Annahme, daß beide Teilchen von einer asymme-

trischen γ -Konversion stammen, wird die invariante Masse der beiden Teilchen berechnet. Die Annahme gilt als bestätigt, wenn die invariante Masse kleiner ist als $40 \text{ MeV}/c^2$. Es wird jetzt geprüft. Der Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit beruht auf der geringen Statistik der Untersuchung und auf systematischen Schwierigkeiten. Diese kommen hauptsächlich daher, daß Elektronen von Charmzerfällen eine flachere p_t -Verteilung haben als solche von γ -Konversionen.

Die Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die zweite Triggerstufe, den Software-Trigger, erfolgt ähnlich wie für die erste Triggerstufe. Der Hauptunterschied liegt darin, daß jetzt Daten benutzt werden können, die mit dem Elektrontrigger genommen wurden, aber ohne eine aktive zweite Triggerstufe. Die Triggerentscheidung der zweiten Stufe wird aber auf das Magnetband geschrieben, so daß für jeden Elektronkandidaten geprüft werden kann, ob er von der zweiten Triggerstufe akzeptiert worden wäre. Die Elektronkandidaten werden wieder von asymmetrischen γ -Konversionen gewonnen, wie für den schnellen Trigger beschrieben. Die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt 70% [161]. Der Hauptbeitrag zur Ineffizienz stammt von der Forderung, daß alle 4 Proportionalkammern, die von den ESOP-Mikroprozessoren zur Rekonstruktion der Elektronspur benutzt werden, ein Signal geben müssen.

Zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Ereignisselektion während der Datenanalyse werden Ereignisse selektiert, die zwei Triggerelektronen aufweisen, eines in der oberen und eines in der unteren Kalorimeterhälfte. Ein Teil dieser Ereignisse ist auf Zerfälle von ρ^- , ω^- oder ϕ -Mesonen zurückzuführen. Berechnet man die invariante Masse der beiden Triggerteilchen unter der Annahme, daß es sich um Elektronen handelt, so werden die, die tatsächlich Einzelelektronen sind und aus einem ρ^- , ω^- oder ϕ -Zerfall stammen, zu einem Massensignal beitragen. Da für große Ereigniszahlen die Zahl der Untergrundpaare mit Gesamtladung 0 gleich ist der Zahl der Paare mit Gesamtladung +2 oder -2, ist eine Untergrundabschätzung aus der Verteilung der invarianten Masse von Triggerteilchen mit gleicher Ladung möglich. Aus der Größe des untergrundkorrigierten Massensignals vor und nach der Ereignisselektion folgt die Nachweiswahrscheinlichkeit

für Einzelelektronen.

In Abb. 5.2 a) – c) sind die Massenverteilungen gezeigt nach der Zuordnung von Teilchenspuren zu den Kalorimeterschauern, und in Abb. 5.2 d) – f) nach der vollständigen Ereignisrekonstruktion und -selektion, wobei alle Elektron- und Einzelelektronselektionen an beiden Triggerteilchen vorgenommen wurden. Aus dem Vergleich der Massensignale im Bereich der ρ -, ω - und ϕ -Mesonen ($0,65 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\rho,\omega,\phi} \leq 1,15 \text{ GeV}/c^2$) folgt eine Nachweiswahrscheinlichkeit für Einzelelektronen von 62%.

Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für Einzelelektronen ergibt sich aus dem Produkt der einzelnen Nachweiswahrscheinlichkeiten zu $(11 \pm 4)\%$.

5.7. Totale Wirkungsquerschnitte

Die allgemeinen Effizienzfaktoren (s. Tabelle 5.1) ergeben gemeinsam einen Wert von 0,22, die Effizienzfaktoren, die das Einzelelektron betreffen, einen Wert von $0,0018 \pm 0,0009$ (s. Tabelle 5.5). Mit der inversen integrierten Luminosität von $4,13 \text{ pb}$ (s. Abschnitt 5.2.) und den für Akzeptanzen und Verzweigungsverhältnisse korrigierten Ereigniszahlen der hadronischen Zerfallskanäle (s. Tabelle 5.3) folgen nun nach Gl. (5.1) die totalen Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Zerfallskanäle (s. Tabelle 5.7).

Ebenfalls in Tabelle 5.7 angegeben ist der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D\bar{D}$ -Paaren:

$$\begin{aligned}\sigma(D\bar{D}) &= \frac{1}{2}[\sigma(D^+) + \sigma(D^-) + \sigma(D^0) + \sigma(\bar{D}^0)] \\ &= (28 \pm 5 \pm 14) \mu\text{b}/\text{Nukleon}.\end{aligned}$$

Der zuerst angegebene Fehler ist der statistische. Der systematische Fehler umfaßt die Fehler der Verzweigungsverhältnisse und die Unsicherheit an der Nachweiswahrscheinlichkeit für Einzelelektronen.

Zusätzliche systematische Fehler beruhen auf den verschiedenen Annahmen, die notwendig sind, um den Wirkungsquerschnitt berechnen zu können, und werden im folgenden diskutiert.

- Es ist die Annahme gemacht worden, daß der Wirkungsquerschnitt vom Atomgewicht A wie A^1 abhängt (s. Abschnitt 5.2.). Sollte dies nicht zu-

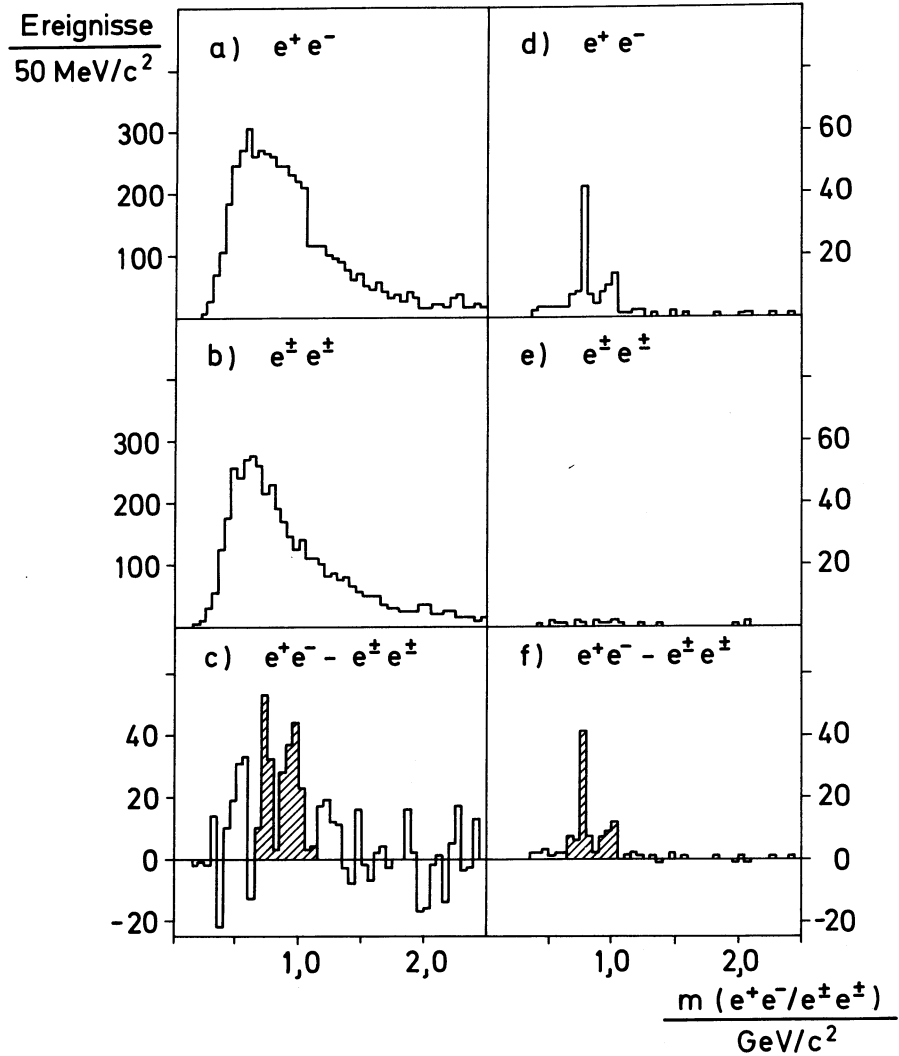


Abb. 5.2: a) – c) Verteilungen der invarianten Masse von e^+e^- -Paaren, von e^+e^+/e^-e^- -Paaren und die Differenz dieser Verteilungen. Vor den Elektron- und Einzelelektronselektionen, die während der Ereigniskonstruktion und -selektion vorgenommen werden.

d) – f) Wie a) – c), aber nach den Elektron- und Einzelelektronselektionen.

Die zur Abschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit benutzten Bereiche sind schraffiert.

Tabelle 5.7: Korrigierte Ereigniszahlen und Wirkungsquerschnitte für verschiedene hadronische Zerfallskanäle. Zusammenfassung für $D\bar{D}$ -Paare.

Kanal	korrigierte Ereignisse *	Wirkungsquerschnitt † [$\mu\text{b}/\text{Nukleon}$]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ / K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$	$1548 \pm 454 \pm 309$	$16 \pm 5 \pm 9$
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- / K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$	$1570 \pm 511 \pm 258$	$16 \pm 5 \pm 9$
⁽⁻⁾ führende D^0	$2158 \pm 523 \pm 396$	$23 \pm 5 \pm 12$
⁽⁻⁾ nicht-führende D^0	$960 \pm 441 \pm 163$	$10 \pm 5 \pm 5$
$D^- \rightarrow K^+ \pi^- \pi^-$	$1330 \pm 484 \pm 248$	$14 \pm 5 \pm 7$
$D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	$934 \pm 363 \pm 174$	$10 \pm 4 \pm 5$
⁽⁻⁾ führende D	$3488 \pm 713 \pm 467$	$36 \pm 7 \pm 19$
⁽⁻⁾ nicht-führende D	$1894 \pm 571 \pm 238$	$20 \pm 6 \pm 10$
$D\bar{D}$ -Paare ‡	$2691 \pm 456 \pm 252$	$23 \pm 5 \pm 14$

* Siehe Tabelle 5.3. Der erste Fehler ist der statistische, der zweite der systematische auf Grund der Fehler der Verzweungsverhältnisse.

† Der erste Fehler ist der statistische, der zweite der systematische auf Grund der Fehler der Verzweungsverhältnisse und des Fehlers der Elektronnachweiswahrscheinlichkeit.

‡ Die Zahl von $D\bar{D}$ -Paaren ist gleich der halben Anzahl von D^0 , $\bar{D}^0$, D^+ und D^- , da Charmteilchen nur paarweise erzeugt werden, und unter der Annahme, daß nur D -Mesonen produziert werden.

treffen, dann ergeben sich für kleinere Werte des Exponenten größere Wirkungsquerschnitte. Im Extremfall einer $A^{\frac{2}{3}}$ -Abhängigkeit werden alle hier angegebenen Wirkungsquerschnitte um einen Faktor 1,5 größer, wenn man zur Extrapolation nach $A = 1$ den Exponenten 0,83 benutzt (wie in [17] vorgeschlagen). Die augenblickliche Situation zur Frage der A -Abhängigkeit ist in Abschnitt 1.1.3. (i) diskutiert worden.

— Die Änderung der totalen Wirkungsquerschnitte auf Grund einer nicht sym-

metrischen x_F -Verteilung wird folgendermaßen abgeschätzt. Es werden zwei extreme Fälle angenommen: (i) Die x_F -Verteilung für $x_F < 0$ wird durch $(1 - |x_F|)^1$ beschrieben, die Verteilung für $x_F > 0$ wie beobachtet durch $(1 - x_F)^{2,9}$. In diesem Fall ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Zerfall $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ 6,9%, die für das Elektron aus dem Zerfall $\bar{D}^0 \rightarrow e^- K^+ \nu$ 15,2%. Das Produkt der Nachweiswahrscheinlichkeiten ist somit 1,27%, im Vergleich zu 1,55% unter der Annahme einer symmetrischen x_F -Verteilung (siehe Tabellen 5.4 und 5.7). (ii) Wenn die x_F -Verteilung für $x_F < 0$ durch $(1 - |x_F|)^6$ beschrieben wird und die Verteilung für $x_F > 0$ wiederum durch $(1 - x_F)^{2,9}$, sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten 13,1% für den hadronischen und 12,6% für den semileptonischen Zerfall. Das Produkt beträgt jetzt 1,65%. Die Annahme einer symmetrischen x_F -Verteilung führt demnach zu einem zusätzlichen Fehler an den totalen Wirkungsquerschnitten von bis zu ungefähr 25%.

- Akzeptanzänderungen auf Grund einer festen Korrelation in der Rapidität zwischen den beiden D -Mesonen werden folgendermaßen geprüft: zunächst werden D^+ erzeugt mit einer Verteilung in x_F und p_t^2 , die durch $n = 2,9$ und $b = 1,0 (\text{GeV}/c)^{-2}$ gegeben ist. Wenn der Zerfall in $K^- \pi^+ \pi^+$ akzeptiert ist, wird die Rapidität des D^+ berechnet und ein $\bar{D}^0$ erzeugt mit einer Rapidität, die um einen festen Betrag gegenüber der Rapidität des D^+ verschoben ist. Der transversale Impuls des $\bar{D}^0$ wird wiederum einer p_t^2 -Verteilung mit $b = 1,0 (\text{GeV}/c)^{-2}$ entnommen. Daraufhin wird der Zerfall $\bar{D}^0 \rightarrow e^- K^+ \nu$ simuliert und geprüft, ob das Elektron akzeptiert worden wäre. Für die Rapiditätsdifferenzen 0, $\pm 0,5$ und ± 1 folgen Elektronakzeptanzen von 11,3%, 12,2% und 13,3%. Diese Akzeptanzwerte sind kleiner als der ohne Korrelation gemessene von 15,5% (s. Tabelle 5.6). Im extremsten Fall einer Rapiditätsdifferenz von 0 werden alle hier angegebenen Wirkungsquerschnitte ungefähr um einen Faktor 1,4 größer. Die einzige Messung von Rapiditätsdifferenzen, die bisher vorliegt, ergibt eine mittlere Differenz von $0,5 \pm 0,1$ [40] (s. Abschnitt 1.1.3.). In diesem Fall werden die Wirkungsquerschnitte ungefähr um einen Faktor 1,3 größer.

- Akzeptanzänderungen auf Grund von Resonanzen unter den Zerfallspro-

dukten werden als Beispiel für $D^\pm$ -Zerfälle abgeschätzt. Es wird die Akzeptanz berechnet wie in Abschnitt 5.4. beschrieben, aber der im Monte-Carlo-Programm simulierte Zerfall $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ wird ersetzt durch die Zerfallskette $D^+ \rightarrow K^{*0} \pi^+$ und $K^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$. Alle Zerfälle werden mit einer Phasenraumverteilung simuliert. Die Akzeptanz für die Endprodukte beträgt 10,3%. Ohne die K^{*0} -Resonanz beträgt die Akzeptanz 10,0% (siehe Tabelle 5.3). Der Einfluß von Resonanzen unter den Zerfallsprodukten auf die totalen Wirkungsquerschnitte ist daher gegenüber den anderen Fehlern zu vernachlässigen.

Die verschiedenen Annahmen über den Produktionsmechanismus, die getroffen werden müssen, um totale Wirkungsquerschnitte berechnen zu können, führen demnach zu einem zusätzlichen systematischen Fehler von ungefähr 50%.

Der Wert für den totalen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D\bar{D}$ -Paaren stimmt innerhalb der Fehler mit anderen Messungen im selben Energiebereich überein (s. Abb. 1.5).

QCD-Rechnungen, die die Prozesse der Flavour-Anregung berücksichtigen, führen für $\sqrt{s} = 20$ GeV auf einen totalen Wirkungsquerschnitt für Charmproduktion von ungefähr $20 \mu b$ [6]. Wie in Abschnitt 1.1.2. erwähnt, sind diese Rechnungen mit großen Unsicherheiten behaftet, so daß die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Wirkungsquerschnitten nicht sehr aussagekräftig ist.

6. Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Produktion von $F^\pm$ -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen

Das $F^\pm$ -Signal von nur 3 Ereignissen, das in diesem Experiment beobachtet wird, erlaubt nur eine grobe Abschätzung des totalen Wirkungsquerschnitts. Da ein Ereignis auch als die Produktion von Λ_c^- interpretiert werden kann, ist die Abschätzung eher als Obergrenze zu betrachten (s. Abschnitt 3.15).

Die drei gefundenen $F^\pm$ -Mesonen gestatten keine Bestimmung von Parametern, die den differentiellen Wirkungsquerschnitt beschreiben. Die Werte für x_F der gefundenen $F^\pm$ -Mesonen (0,08, 0,18 und 0,32) und die Werte für p_t^2 (0,05, 0,14 und 5,46 (GeV/c)²) sind aber kompatibel mit einer Verteilung in x_F und p_t^2 gemäß $(1 - x_F)^{2,9} \cdot e^{-1,0(\text{GeV}/c)^{-2}p_t^2}$, wie sie für die D -Mesonen gefunden wurde (s. Abschnitt 4.4.). Zur Berechnung der Akzeptanz wird daher diese Parametrisierung übernommen.

Die Akzeptanzberechnung erfolgt mit einem Monte-Carlo-Programm, wie es in Abschnitt 4.2. beschrieben worden ist, und das die Selektionen der 1. Auswahl simuliert. Die berechnete Akzeptanz beträgt 3,4%. Das Verzweigungsverhältnis für $F^\pm \rightarrow K^\pm K^\mp \pi^\pm$, $B(F^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm)$, ist bisher noch nicht gemessen worden. Alle anderen Korrekturfaktoren und die Luminosität werden von der Berechnung der totalen Wirkungsquerschnitte für D -Mesonen übernommen. Das Ergebnis ist

$$\sigma(F^\pm) \cdot B(F^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm) = (0,4 \pm 0,5 \pm 0,2) \mu\text{b}/\text{Nukleon}.$$

Der erste Fehler ist der statistische, der zweite der systematische auf Grund des Fehlers der Nachweiswahrscheinlichkeit für das Triggerelektron. Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts sind dieselben Annahmen gemacht worden wie zur Berechnung der D -Wirkungsquerschnitte; sie führen zu einem zusätzlichen systematischen Fehler von ungefähr 50% (s. Abschnitt 5.7.).

Der Wirkungsquerschnitt für die hadronische Produktion von $F^\pm$ -Mesonen ist bisher noch nicht abgeschätzt worden.

7. Messung von relativen Verzweigungsverhältnissen von D -Mesonen

In diesem Experiment werden D^0 in den Zerfallskanälen $K^\mp \pi^\pm$ und $K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ beobachtet, $D^\pm$ in den Zerfallskanälen $K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ und $K^\pm K^\mp \pi^\pm$. Aus den gemessenen Ereigniszahlen und den Akzeptanzen können die Verhältnisse der Verzweigungsverhältnisse bestimmt werden. Die gemessenen Ereigniszahlen nach der 1. Auswahl und die entsprechenden Akzeptanzen für die Kanäle $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$, $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ und $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ sind in Tabelle 5.3 angegeben.

Die Kriterien der 1. Auswahl sind für den Kanal $D^\pm \rightarrow K^\pm K^\mp \pi^\pm$ nicht ausreichend, um eine wirksame Unterdrückung von Untergrundereignissen zu gewährleisten (s. Abb. 3.8 a)). Es wird daher die gemessene Ereigniszahl nach der 2. Auswahl ($3,8 \pm 2,0$) benutzt. Die Akzeptanz wird berechnet für die Kriterien der 1. Auswahl (s. Abschnitt 4.2.) und beträgt 5,8%. Die Akzeptanzfaktoren, die den zusätzlichen Kriterien der 2. Auswahl entsprechen, werden vernachlässigt. Sie liegen nahe bei 1, wie aus einem Vergleich der Ereigniszahlen für $D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ folgt: $20,6 \pm 5,5$ nach der 1. und $20,8 \pm 4,8$ nach der 2. Auswahl (s. Abschnitte 3.13. und 3.14.).

Die gemessenen Verhältnisse von Verzweigungsverhältnissen sind

$$\frac{B(D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm)}{B(D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm)} = 2,0 \pm 0,9$$

und

$$\frac{B(D^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm)}{B(D^\pm \rightarrow K^\mp \pi^\pm \pi^\pm)} = 0,32 \pm 0,19.$$

Diese Messungen stimmen innerhalb der Fehler mit den Ergebnissen des Experiments MARK III überein ($2,0 \pm 0,7$ bzw. $0,07 \pm 0,03$ [16]). Die Übereinstimmung für das Verhältnis der $D^\pm$ -Kanäle ist weniger gut, aber die in diesem Experiment gewonnene Messung ist mit großem statistischen Fehler behaftet.

8. Messung einer Obergrenze für D^0 - $\bar{D}^0$ -Mischung

Analog zum K^0 - $\bar{K}^0$ -System erwartet man auch im D^0 - $\bar{D}^0$ -System einen Massenmischungseffekt (siehe z.B. Abschnitt 7.14 in [162]). Nachdem ein D^0 erzeugt wurde, wird es in eine Überlagerung aus D^0 und $\bar{D}^0$ übergehen. Man erwartet, daß dieser Effekt klein ist, da die Mischung nur über CP -Eigenzustände erfolgen kann, die Zerfälle von $\bar{D}^0$ in CP -Eigenzustände aber Cabibbo-unterdrückt sind (z.B. $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \rightarrow \bar{D}^0$, $B(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)/B(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0,038 \pm 0,010 \pm 0,005$ [16]).

In diesem Experiment kann D^0 - $\bar{D}^0$ -Mischung durch die Beobachtung von Zerfällen $\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ und $\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ nachgewiesen werden, wobei die Ladung des $K^\pm$ -Mesons nicht gleich der des Triggerelektrons ist. Aus den Massenverteilungen für die Kanäle $\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ und $\bar{D}^0 \rightarrow K^\mp \pi^\mp \pi^\pm \pi^\pm$ für gleiche und ungleiche Ladung von Triggerelektron und $K^\pm$ -Meson, wie sie nach den Selektionen der 2. Auswahl erhalten werden (s. Abb. 3.7 a), c), d) und f)), folgt, daß in diesem Experiment keine Anzeichen für D^0 - $\bar{D}^0$ -Mischung gefunden werden. Im folgenden wird eine Obergrenze für die Mischungswahrscheinlichkeit abgeschätzt.

Mischung kann auftreten für die $\bar{D}^0$, deren hadronischer Zerfall beobachtet wird, und für das triggernde Charmteilchen, wenn es sich um ein $\bar{D}^0$ handelt. Das triggernde Charmteilchen kann nicht rekonstruiert werden. Unter der Annahme, daß alle triggernde Teilchen D -Mesonen sind, mit dem in dieser Arbeit gemessenen Produktionsverhältnis von $\bar{D}^0$ zu $D^\pm$ (s. Abschnitt 5.5) und aus den semileptonischen Verzweigungsverhältnissen [5] folgt, daß es sich in 28% der Fälle um $\bar{D}^0$ handelt. Die korrigierte Zahl von beobachteten Ereignissen ohne Mischung ist damit $(8,0 + 15,4) \cdot 1,28$. Es wird kein Ereignis mit Mischung gefunden; also ist auf dem 90%igen Konfidenzniveau die mittlere Anzahl nicht größer als 2,3. Es folgt eine Obergrenze für das Mischungsverhältnis:

$$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- / K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- + c.c.)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ / K^- \pi^- \pi^+ \pi^+ + c.c.)} < \frac{2,3}{23,4 \cdot 1,28} = 0,08$$

bei einem Konfidenzniveau von 90%.

In Tabelle 8.1 sind einige bisher gefundene Obergrenzen für die Mischungswahrscheinlichkeit im D^0 - $\bar{D}^0$ -System zusammengestellt. Die kleinste Obergrenze

Tabelle 8.1: Gemessene Obergrenzen für D^0 - $\bar{D}^0$ -Mischung

Obergrenze (90% Konf.)	Experiment [Lit.]
$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow \mu^- + X + c.c.)}{\Gamma(D^0 \rightarrow \mu^+ + X + c.c.)} < 0,20$	EMC [163]
$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- + c.c.)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ + c.c.)} < 0,16$	MARK I [164]
$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- + c.c.)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ + c.c.)} < 0,11$	IFC [165]
$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- + c.c.)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ + c.c.)} < 0,07$	altes NA11 (ACCMOR) [30]
$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- / K^+ \pi^+ \pi^- \pi^- + c.c.)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ / K^- \pi^- \pi^+ \pi^+ + c.c.)} < 0,08$	neues NA11 (ACCMOR) (diese Arbeit)
$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{D}^0 \rightarrow \mu^- + X + c.c.)}{\Gamma(D^0 \rightarrow \mu^+ + X + c.c.)} < 0,044$	CCFRS [166]

liegt bei 0,044 (90%iges Konfidenzniveau). Sie wurde im Beam-Dump-Experiment der CCFRS-Kollaboration am FNAL gewonnen und beruht auf der Beobachtung von prompten Myonpaaren mit gleichen Ladungsvorzeichen [166]. Die Berechnung der Obergrenze ist in diesem Fall nur mit Modellannahmen möglich. Im Gegensatz dazu folgen die Obergrenze dieser Arbeit und die Obergrenze des alten NA11-Experiments [30] unmittelbar aus der Nicht-Beobachtung von Ereignissen mit ungleicher Ladung von Triggerelektron und $K^\pm$ -Meson.

9. Schlußfolgerungen

Für die Produktion von D -Mesonen in π^- -Beryllium-Wechselwirkungen bei einem Strahlimpuls von 200 GeV/c wird festgestellt:

- (i) Die Parameter, die die Produktionsmechanismen beschreiben, sind innerhalb der Fehler für führende und nicht-führende D -Mesonen gleich.
- (ii) Die gemessene Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte vom Longitudinalimpuls der D -Mesonen stimmt nicht mit QCD-Vorhersagen überein.
- (iii) Es werden ungefähr doppelt so viele führende wie nicht-führende D -Mesonen produziert.
- (iv) Der totale Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $D\bar{D}$ -Paaren liegt bei 28 μb /Nukleon.

Die vorgestellten Resultate basieren auf einer Ereignissammlung von 48 vollständig rekonstruierten D -Mesonen in drei hadronischen Zerfallskanälen. Die Ereignissammlung ist nahezu untergrundfrei. Entscheidende Verbesserungen in der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte sind nur zu erwarten, wenn ein Experiment durchgeführt werden kann, das eine Ereignissammlung von ähnlich hoher Qualität, aber mit wesentlich höherer Statistik liefert.

Zum ersten Mal wird ein Produkt aus totalem hadronischen Wirkungsquerschnitt und Verzweigungsverhältnis für $F^\pm$ -Mesonen abgeschätzt. Diese Abschätzung kann nur mit höherer Statistik verbessert werden.

Die gemessenen Zerfallseigenschaften von D -Mesonen (relative Verzweigungsverhältnisse und Obergrenze für D^0 - $\bar{D}^0$ -Mischung) stimmen mit den Ergebnissen anderer Experimente überein.

LITERATUR

1. Goldhaber, G. u.a., Observation in e^+e^- Annihilation of a Narrow State at $1865 \text{ MeV}/c^2$ Decaying to $K\pi$ and $K\pi\pi\pi$, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 255.
2. Peruzzi, I. u.a., Observation of a Narrow Charged State at $1876 \text{ MeV}/c^2$ Decaying to an Exotic Combination of $K\pi\pi$, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 569.
3. Putzer, A., Production of open heavy flavours in hadronic interactions, Universität Heidelberg, Mai 1983. Unveröffentlicht.
4. Kernan, A., G. VanDalen, Charm and Beauty Production in Strong Interactions, Phys. Rep. **106** (1984) 297.
5. Particle Data Group, Review of Particle Properties, Rev. Mod. Phys. **56** (1984) No. 2, Part 2.
6. Halzen, F., Production of Heavy Quarks, J. Physique **43** (1982) C3-381.
7. Combridge, B.L., Associated Production of Heavy Flavour States in pp and $p\bar{p}$ Interactions: Some QCD Estimates, Nucl. Phys. B **151** (1979) 429.
8. Barger, V. u.a., Central and diffractive components of charm production, Phys. Rev. D **25** (1982) 112.
9. Gunion, J.F., Short Distance Counting Rules for Low p_T Fragmentation, Phys. Lett. **88B** (1979) 150.
10. Brodsky, S.J. u.a., Intrinsic heavy-quark states, Phys. Rev. D **23** (1981) 2745.
11. Aubert, J.J. u.a., An Experimental Limit on the Intrinsic Charm Component of the Nucleon, Phys. Lett. **110B** (1982) 73.
12. Bodek, A. u.a., A Study of the Forward Production of Charm Particle Pairs in $p\text{-Fe}$ and $\pi^-\text{-Fe}$ Interactions, Phys. Lett. **113B** (1982) 77.
13. Ball, R.C. u.a., New Results from the Fermilab Prompt Neutrino Experiment, Proc. Int. Europhys. Conf. on High Energy Physics, Brighton, 1983, Hrsgb. J. Guy, C. Costain, Rutherford Appleton Laboratory, S. 318.
14. Likhoded, A.K., S.R. Slabospitsky, Nuclear Effects in Charmed Particle Hadronic Production, IHEP Preprint 84-76, Serpukhov, 1984.

15. Trilling, G.H., The Properties of Charmed Particles, Phys. Rep. 75 (1981) 57.
16. Baltrusaitis, R.M. u.a., The Properties of Charmed D Mesons Measured in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s} = 3.768$ GeV, contr. paper to the XXII Int. Conf. High Energy Physics, Leipzig, 1984.
17. Gurtu, A., Experimental Aspects of Open Charm and Beauty Hadroproduction, Proc. XV Int. Symp. Multiparticle Dynamics, Lund 1984, Hrsgb. G. Gustafson, C. Peterson, World Scientific, Singapore, 1984, S. 264.
18. Goddard, M.C. u.a., Search for $\pi^+p \rightarrow \bar{D}^0 C_1^{++}$ near threshold, Phys. Rev. D 16 (1977) 2730.
19. Cester, R. u.a., Search for Production of D^{*-} by Pions near Threshold, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 139.
20. Baltay, C. u.a., Search for Charmed-Particle Production in 15-BeV/c π^+p Interactions, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1118.
21. Hagopian, V. u.a., Search for Charmed Mesons and Baryons, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 296.
22. Cester, R. u.a., Limits on Production of Charmed Particles by Antiprotons and Pions, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1178.
23. Bunnell, K. u.a., Search for Charmed Hadrons Using a Direct-Muon Trigger, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 85.
24. Gottesman, S.R. u.a., Search for Charm Particle Production in π^-p Interactions at 15.4 GeV/c, Nucl. Phys. B213 (1983) 189.
25. Chung, S.U. u.a., Search for D^{*-} Production with a 16-GeV/c π^- Beam, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 785.
26. Ballam, J. u.a., Limits on the Production of Unpaired Electrons or Positrons in 18-GeV/c $\pi^\pm p$ Interactions, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 741.
27. Ghidini, B. u.a., Charm Search in in 19 GeV/c π^-p Exclusive Reactions, Nucl. Phys. B111 (1976) 189.
28. Barloutaud, R. u.a., Direct Production of Electrons in 70 GeV/c π^-p Interactions, Nucl. Phys. B172 (1980) 25.

29. Bailey, R. u.a., Observation of $D^{*\pm}$ and $D^0/\bar{D}^0/D^\pm$ Production in High-Energy π^- Be Interactions at the SPS, Phys. Lett. 132B (1983) 230.
30. Bailey, R. u.a., Production and Decay Properties of D and D^* Mesons in π^- Be Interactions, Phys. Lett. 132B (1983) 237.
31. Zaninotti, S., Open Charm Production in 185 GeV/c π^- N interactions, Proc. Second Moriond Workshop on New Flavours, Les Arcs, 1982, Hrsgb. J. Tran Thanh Van, L. Montanet, Edition Frontières, Gif-sur-Yvette, 1982, S. 347.
32. Badier, J. u.a., Study of the Low Mass Dimuon Continuum Produced in Hadronic Interactions, CERN-EP/84-14.
33. Edelstein, R.M. u.a., Production of Leptons in Coincidence with Prompt Muons, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1411.
34. Fitch, V.L. u.a., Measurement of D^* Production in Pion-Nucleon Interactions at 200 GeV/c, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 761.
35. Cooper, J.W., Hadronic Chi Production and Diffractive Charm Meson Production, Proc. XVIth Rencontre de Moriond, Les Arcs, 1981, Vol. II: New Flavours and Hadron Spectroscopy, Hrsgb. J. Tran Thanh Van, Edition Frontières, Dreux, 1981, S. 113.
36. Jonckheere, A.M. u.a., Study of final states in $\pi^- N \rightarrow \mu^+ \mu^- + \text{hadrons}$ at 225 GeV, Phys. Rev. D 16 (1977) 2073.
37. Ritchie, J.L. u.a., Forward Production of Charm States and Prompt Single Muons in 278 GeV π^- -Fe Interactions, Phys. Lett. 138B (1984) 213.
38. Allison, W. u.a., Direct Evidence for Associated Charm Production in 340 GeV π^-p Interactions, Phys. Lett. 93B (1980) 509.
39. Badertscher, A. u.a., Search for Charmed Particles with the Heavy Liquid Bubble Chamber BIBC, Phys. Lett. 123B (1983) 471.
40. Aguilar-Benitez, M. u.a., Charm D -Meson Production in 360 GeV/c π^-p Interactions: Evidence for Leading Quarks, Phys. Lett. 123B (1983) 98.
41. Aguilar-Benitez, M. u.a., D Meson Branching Ratios and Hadronic Charm Production Cross Sections, Phys. Lett. 135B (1984) 237.
42. Aguilar-Benitez, M. u.a., Neutral D -Meson Properties in 360 GeV/c π^-p Interactions,

- Phys. Lett. 146B (1984) 266.
43. Ward, D.R. u.a., Search for Charmed Particle Production in Neutron-Proton Interactions, Nucl. Phys. B101 (1975) 29.
 44. Coteus, P. u.a., Search for New Particles at the Alternating-Gradient-Synchrotron Beam Dump, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1438.
 45. Jacque, P.F. u.a., Search for Prompt Neutrinos and Penetrating Neutral Particles in a Beam-Dump Experiment at Brookhaven National Laboratory, Phys. Rev. D 21 (1980) 1206.
 46. Aleev, A.N. u.a., The Λ_c^+ Production by 40–70 GeV Neutrons on Carbon, Z. Phys. C23 (1984) 333.
 47. Asratyan, A.E. u.a., Search for Prompt Neutrinos in 70 GeV pN Collisions, Phys. Lett. 79B (1978) 497.
 48. Dumont, J.J. u.a., A Search for Direct Electron Production in $\bar{p}p$ Interactions at 70 GeV/ c , Z. Phys. C11 (1981) 95.
 49. Biagi, S.F. u.a., Observation of a Narrow State at 2.46 GeV/ c^2 — A Candidate for the Charmed Strange Baryon Λ^+ , Phys. Lett. 122B (1983) 455.
 50. Bailey, R. u.a., Upper Limits for Charm Production in 150 GeV p -Be Interactions, Nucl. Phys. B239 (1984) 15.
 51. Bleser, E.J. u.a., Search for Narrow Resonances Produced by Neutron Dissociation, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 76.
 52. Branson, J.G. u.a., Limits on the Hadronic Production of $D(1865)$ Charmed Mesons, Phys. Rev. D 20 (1979) 337.
 53. Abolins, M.A. u.a., Search for Charm Production in Neutron Interactions Near 250 GeV/ c , Phys. Lett. 73B (1978) 355.
 54. Coremans-Bertrand, G. u.a., A Search for Charmed Particles Originating from the Interactions of 300 GeV/ c Protons in Emulsion Nuclei, Phys. Lett. 65B (1976) 480.
 55. Lipton, R. u.a., Search for Leptons Produced in Association with Prompt Muons in Hadronic Interactions, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 608.
 56. Sandweiss, J. u.a., Observation of the Production of Short-Lived Particles in a High-

Resolution Streamer-Chamber Experiment, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1104.

57. Ritchie, J.L. u.a., Prompt Muon Production at Small X_F and P_T in 350 GeV p -Fe Interactions, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 230.
58. Ritchie, J.L. u.a., Forward Production of Charm States and Prompt Single Muons in 350 GeV p -Fe Interactions, Phys. Lett. 126B (1983) 499.
59. Aguilar-Benitez, M. u.a., Charm D -Meson Production in 360 GeV/ c pp Interactions; Comparison with π^-p at the same Energy, Phys. Lett. 123B (1983) 103.
60. Alibrán, P. u.a., Observation of an Excess of $\nu_e, \bar{\nu}_e$ Events in a Beam Dump Experiment at 400 GeV, Phys. Lett. 74B (1978) 134.
61. Hansl, T. u.a., Results of a Beam Dump Experiment at the CERN SPS Neutrino Facility, Phys. Lett. 74B (1978) 139.
62. Bosetti, P.C. u.a., Observation of Prompt Neutrinos from 400 GeV Proton-Nucleus Collisions, Phys. Lett. 74B (1978) 143.
63. Abramowicz, H. u.a., Prompt Neutrino Production in a Proton Beam-Dump Experiment, Z. Phys. C13 (1982) 179.
64. Fritze, P. u.a., Further Study of the Prompt Neutrino Flux from 400 GeV Proton-Nucleus Collisions using BEBC, Phys. Lett. 96B (1980) 427.
65. Jonker, M. u.a., Experimental Study of Prompt Neutrino Production in 400 GeV Proton-Nucleus Collisions, Phys. Lett. 96B (1980) 435.
66. Fuchi, H. u.a., Direct Observation of a Pair Decay of Neutral Charmed Particles Produced in 400 GeV/ c Proton Interaction, Phys. Lett. 85B (1979) 135.
67. Aziz, T. u.a., Charm Production in 400 GeV/ c Proton-Emulsion Interactions, Nucl. Phys. B199 (1982) 424.
68. Brown, K.W. u.a., Observation of Prompt Single-Muon Production by 400-GeV Protons, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 410.
69. Diamant-Berger, A. u.a., Observation of Missing Energy Associated with $\mu^+\mu^-$ Produced in p -Fe Interactions, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1774.
70. Ball, R.C. u.a., Prompt Muon-Neutrino Production in a 400-GeV Proton Beam-Dump Experiment, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 743.

71. Drijard, D. u.a., Observation of Charmed D Meson Production in pp Collisions, Phys. Lett. 81B (1979) 250.
72. Drijard, D. u.a., Charmed Baryon Production at the CERN Intersecting Storage Rings, Phys. Lett. 85B (1979) 452.
73. Albrow, M.G. u.a., A Search for Narrow Resonances in Proton-Proton Collisions at 53 GeV Centre-of-Mass Energy, Nucl. Phys. B114 (1976) 365.
74. Alder, J.C. u.a., Search for D^0 -Meson Production in $p-p$ Interactions at a Centre-of-Mass Energy of 53 GeV, Phys. Lett. 66B (1977) 401.
75. Barone, M. u.a., Further Evidence for Production of Electrons with Small Transverse Momenta in pp Collisions, Nucl. Phys. B132 (1978) 29.
76. Block, M. u.a., An Analysis of Prompt Lepton Emission at ISR Energies, Nucl. Phys. B140 (1978) 525.
77. Lockman, W. u.a., Evidence for Λ_c^+ in Inclusive $pp \rightarrow (\Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) + X$ and $pp \rightarrow (K^- \pi^+ p) + X$ at $\sqrt{s} = 53$ and 62 GeV, Phys. Lett. 85B (1979) 443.
78. Chilingarov, A. u.a., On the Production of Charmed Mesons in High-Energy Proton-Proton Collisions, Phys. Lett. 83B (1979) 136.
79. Baum, L. u.a., Upper Limit for $D\bar{D}$ Production in pp Interactions at C.M. Energy of 55 GeV, Phys. Lett. 77B (1978) 337.
80. Basile, M. u.a., Measurement of the Λ_c^+ Transverse-Momentum Production Distribution in pp Interactions at $\sqrt{s} = 62$ GeV, Lett. Nuovo Cim. 30 (1981) 481.
81. Basile, M. u.a., The Leading Effect in Λ_c^+ Production at $\sqrt{s} = 62$ GeV in Proton-Proton Collisions, Lett. Nuovo Cim. 30 (1981) 487.
82. Basile, M. u.a., The p_t -Dependence of Charm Mesons Produced in (pp) Interactions at $\sqrt{s} = 62$ GeV, Lett. Nuovo Cim. 33 (1982) 17.
83. Basile, M. u.a., The Longitudinal-Momentum Distribution of Charm Mesons Produced in (pp) Interactions at $\sqrt{s} = 62$ GeV, Lett. Nuovo Cim. 33 (1982) 33.
84. Basile, M. u.a., Measurement of Associated Charm Production in pp Interactions at $\sqrt{s} = 62$ GeV, Nuovo Cim. 63A (1981) 230.
85. Basile, M. u.a., Measurement of Associated Production of $(D^0\bar{D})$ in pp Interactions at

- $\sqrt{s} = 62$ GeV, Nuovo Cim. 65A (1981) 457.
86. Basile, M. u.a., Measurement of $(D^+\bar{D})$ Charm Meson Pair Production in pp Interactions at $\sqrt{s} = 62$ GeV, Nuovo Cim. 67A (1982) 40.
 87. Giboni, K.L. u.a., Diffractive Production of the Charmed Baryon Λ_c^+ at the CERN ISR, Phys. Lett. 85B (1979) 437.
 88. Irion, J. u.a., Production of Charmed Particles at the CERN Intersecting Storage Rings in Events Triggered by an Electron, Phys. Lett. 99B (1981) 495.
 89. Heiden, M., A Measurement of Direct Electron Production in Proton-Proton Collisions at the CERN ISR, CERN, EP Internal Report 82-05, November 4th, 1982.
 90. N.N., Experiments at CERN in 1983, CERN, Geneva, September 1983, S. 94.
 91. Blamar, G. u.a., Proposal to Measure Charmed Particle Production in Hadronic Reactions, CERN/SPSC/78-14, SPSC/P 95.
 92. N.N., Physics Program for NA11 Experiment after 80/81 Shutdown, CERN/SPSC/80-71, SPSC/I134.
 93. N.N., Status Report NA-11, CERN/SPSC/80-72, SPSC/M241.
 94. N.N., Continuation of the NA11 Experiment in 1981, CERN/SPSC/81-27, SPSC/M283.
 95. Seebrunner, H.J., A Lifetime Measurement of D Mesons with a Silicon Vertex Detector, Proc. Int. Europhys. Conf. on High Energy Physics, Brighton, 1983, Hrsgb. J. Guy, C. Costain, Rutherford Appleton Laboratory, S. 327.
 96. Neugebauer, E., A Lifetime Measurement of Hadronically Produced D Mesons using Silicon Microstrip Detectors, Proc. Int. Conf. Physics in Collision and Workshop on Search for Heavy Flavours, Como, 1983, Hrsgb. G. Bellini u.a., Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, S. 429.
 97. Bailey, R. u.a., Measurement of the Lifetime of Charged and Neutral D Mesons with High Resolution Silicon Strip Detectors, Contribution to the XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, July 19-25, 1984.
 98. Bailey, R. u.a., Measurement of Mass and Lifetime of Hadronically Produced Charmed F Mesons, Phys. Lett. 139B (1984) 320.
 99. Jongerius, R., Single and Double ϕ -Meson Production in Hadronic Interactions at 100 &

- 175 GeV/c, Academisch Proefschrift, Universiteit van Amsterdam, 1982. Unveröffentlicht.
100. Whyley, R.J., *D Meson Production in $\pi^- p^+$ Interactions at 175 GeV/c*, Ph.D. Thesis, University of Bristol, 1982. Unveröffentlicht.
 101. Spierenburg, W., *Charmed Baryon Search in Hadronic Interactions with 150 GeV/c Incident Protons*, Academisch Proefschrift, Universiteit van Amsterdam, 1983. Unveröffentlicht.
 102. Atherton, H.W. u.a., *Precise Measurements of Particle Production by 400 GeV/c Protons on Beryllium Targets*, CERN 80-07, 1980.
 103. Heijne, E., P. Jarron, *A Fast High Resolution Beam Hodoscope using Silicon Microstrip Detectors*, IEEE NS-29 (1982) 405.
 104. Akimov, Yu.K. u.a., *Method of Investigating Elastic pp Scattering at High Energies by Means of Semiconductor Counters*, Sov. Phys. JETP 21 (1965) 507.
 105. Bellini, G. u.a., *Silicon Detectors Target for Coherent Production Analysis*, Proc. Int. Conf. Instrumentation for High Energy Physics, Dubna, 1970, Hrsgb. V.P. Dzhelepov, Dubna, 1971, S. 551.
 106. Bellini, G. u.a., *Silicon Detectors Target for Coherent Production Analysis*, Proc. Top. Sem. Interactions of Elementary Particles with Nuclei, Trieste, 1970, S. 269.
 107. Brossard, M. u.a., *Utilisation de Détecteurs à Semiconducteur comme Détecteurs des Noyaux de Recul dans des Expériences de Diffusion Cohérente Proton-Noyau léger à Haute Energie*, Proc. Top. Sem. Interactions of Elementary Particles with Nuclei, Trieste, 1970, S. 301.
 108. Cavallari, G. u.a., *Solid State Detectors Used for the CERN Neutrino Flux Monitoring (NFM)*, IEEE NS-25 (1978) 600.
 109. Heijne, E.H.M. u.a., *A Tiny Telescope of Si-Detectors for High Energy Muon Flux Measurement with Electron Rejection*, IEEE NS-27 (1980) 272.
 110. Heijne, E.H.M., *Muon Flux Measurement with Silicon Detectors in the CERN Neutrino Beams*, CERN 83-06, 1983.
 111. Amendolia, S.R. u.a., *Construction and Performance of a Silicon Target for the Decay-Path Measurement of Long-Lived Mesons*, Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 449.

112. Albini, E. u.a., Evidence for $D\bar{D}$ Diffractive Photoproduction off Silicon, Proc. XX Int. Conf. High Energy Physics, Madison, 1980, AIP Conf. Proc. No. 68, Hrsgb. L. Durand, L.G. Pondrom, American Institute of Physics, New York, 1981, S. 227.
113. Bellini, G. u.a., Active Target for Lifetime Measurements of Charmed Particles and related Signal Processing, Nucl. Instr. Meth. 196 (1982) 351.
114. Giorgi, M.A., Silicon "Multi Wire Proportional Chambers" and their Applications in High Energy Physics Experiments, Proc. Meeting Miniaturisation of High-Energy Physics Detectors, Pisa, 1980, Hrsgb. A. Stefanini, Plenum, New York, 1983, S. 25.
115. Amendolia, S.R. u.a., A Multi-Electrode Silicon Detector for High Energy Experiments, Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 457.
116. Amendolia, S.R. u.a., Multi Electrode Semiconductor Detectors, Physica Scripta 23 (1981) 674.
117. Heijne, E.H.M. u.a., A Silicon Surface Barrier Microstrip Detector Designed for High Energy Physics, Nucl. Instr. Meth. 178 (1980) 331.
118. Kemmer, J., Fabrication of Low Noise Silicon Radiation Detectors by the Planar Process, Nucl. Instr. Meth. 169 (1980) 499.
119. Kemmer, J. u.a., Performance and Application in High Energy Physics of Passivated Ion-Implanted Silicon Detectors, Proc. Europhys. Study Conf. on High-Energy Physics, Erice, 1981, The Search for Charm, Beauty and Truth at High Energies, Hrsgb. G. Bellini, S.C.C. Ting, Plenum, New York, 1984, S. 269.
120. Kemmer, J. u.a., Performance and Application of Passivated Ion-Implanted Silicon Detectors, IEEE NS-29 (1982) 733.
121. Heijne, E., P. Jarron, Silicon Microstrip Detectors, a New Tool for Charm Physics, Proc. Europhys. Study Conf. on High-Energy Physics, Erice, 1981, The Search for Charm, Beauty and Truth at High Energies, Hrsgb. G. Bellini, S.C.C. Ting, Plenum, New York, 1984, S. 419, und: Proc. Workshop Silicon Detectors for High Energy Physics, Fermilab, Batavia, 1981, Hrsgb. T. Ferbel, S. 1.
122. Bellini, G. u.a., Semiconductor Detectors for Lifetime Measurements and High Space Resolution, Phys. Rep. 83 (1982) 9.
123. Rancoita, P.G., A. Seidman, Silicon Detectors in High-Energy Physics: Physics and Ap-

- plications, Riv. Nuovo Cim., 5, No. 7 (1982) 1.
 Berichtigungen in Riv. Nuovo Cim., 6, No. 1 (1983) 27.
124. Rancoita, P.G. u.a., Report of HERA working group on "Solid State Detectors", Proc. Workshop Experimentation at HERA, Amsterdam, 1983, DESY HERA 83/20, S. 105.
 125. Lutz, G., Position Sensitive Solid State Detectors, Proc. Int. Europhysics Conf. High Energy Physics, Brighton, 1983, Hrsgb. J. Guy, C. Costain, S. 432.
 126. Hyams, B.D., Innovative Instrumentation, Proc. Int. Europhysics Conf. High Energy Physics, Brighton, 1983, Hrsgb. J. Guy, C. Costain, S. 835.
 127. Rancoita, P.G., Silicon detectors and elementary particle physics, J. Phys. G: Nucl. Phys. 10 (1984) 299.
 128. Klanner, R., Silicon Detectors, MPI-PAE/Exp. El. 135, 1984.
 129. Damerell, C., Applications of Silicon Detectors in High Energy Physics and Astrophysics, Nucl. Instr. Meth. 226 (1984) 26.
 130. N.N., New ways of observing particles, CERN Courier 22 (1982) 47.
 131. N.N., High-Tech Detectors, Sci. Am. 246, No. 6 (1982) 75.
 132. Klanner, R., Hohe Präzision zur Aufdeckung der kleinsten Bausteine, MPG-Spiegel 1/83, S. 10.
 133. Lutz, G., Hilfsmittel für Physik und Astronomie, Südd. Zeitung Nr. 270 vom 24. 11. 1983, S. 12.
 134. Lutz, G., Internationale Konferenz über Halbleiterdetektoren am MPI für Physik und Astrophysik, MPG-Spiegel 1/84, S. 23.
 135. Lutz, G., H. Rechenberg, Halbleiterdetektoren, Phys. Bl. 40 (1984) 104.
 136. Sutton, C., The biggest microscopes in the world, New Scientist 103 (1984) 37.
 137. Proc. Second Pisa Meeting Advanced Detectors, Castiglione della Pescaia, 1983, Frontier Detectors for Frontier Physics, Hrsg. F. Cervelli, A. Scribano, Nucl. Instr. Meth. 225 (1984) 445 ff.
 138. Proc. Third European Symp. Semiconductor Detectors, Munich, 1983, New Developments in Silicon Detectors, Hrsg. E.H.M. Heijne u.a., Nucl. Instr. Meth. 226 (1984).
 139. England, J.B.A. u.a., Capacitive Charge Division Read-out with a Silicon Strip Detector,

- Nucl. Instr. Meth. 185 (1981) 43.
140. England, J.B.A. u.a., A Silicon Strip Detector with 12 μm Resolution, Nucl. Instr. Meth. 196 (1982) 149.
 141. Kemmer, J. u.a., Development of 10 μm Resolution Silicon Counters for Charm Signature Observation with the ACCMOR Spectrometer, Proc. Workshop Silicon Detectors for High Energy Physics, Fermilab, Batavia, 1981, Hrsgb. T. Ferbel, S. 195.
 142. Hofman, R., Untersuchung von Siliziumstreifendetektoren mit Licht, Diplomarbeit, Technische Universität München, 1982. Unveröffentlicht.
 143. Hyams, B. u.a., High Resolution Silicon Counters, Proc. Int. Conf. Instrumentation for Colliding Beam Physics, Stanford, 1982, SLAC-250, S. 56.
 144. Hyams, B. u.a., A Silicon Counter Telescope to study Short-lived Particles in High-Energy Hadronic Interactions, Nucl. Instr. Meth. 205 (1983) 99.
 145. Belau, E. u.a., Silicon Detectors with 5 μm Spatial Resolution for High Energy Particles, Nucl. Instr. Meth. 217 (1983) 224.
 146. Kemmer, J. u.a., High Spatial Resolution Silicon Detectors, Sensors and Actuators 4 (1983) 423.
 147. Kötz, U. u.a., Silicon Strip Detectors with Capacitive Charge Division, Nucl. Instr. Meth. A235 (1985) 481.
 148. Bailey, R. u.a., A Vertex Telescope of 5 μm Resolution Strip Detectors for the Observation of Charm Events, MPI-PAE/Exp. El. 121, 1983.
 149. Bailey, R. u.a., A Silicon Strip Detector Telescope for the Measurement of Production and Decay of Charmed Particles, Nucl. Instr. Meth. 226 (1984) 56.
 150. Damerell, C. u.a., Use of the ESOP fast Processor in the Trigger Logic of the CERN Experiment NA-11, Comp. Phys. Comm. 22 (1981) 349.
 151. Belau, E., Messung der Lebensdauer von geladenen und neutralen D -Mesonen mit Siliziumstreifendetektoren, Dissertation an der Universität München, Januar 1985.
 152. Segrè, E., Nuclei and Particles, Second Edition, W.A. Benjamin, Reading, Mass., 1977.
 153. Bailey, R. u.a., Inclusive $K^{*0}(890)$ and $\bar{K}^{*0}(890)$ Production on Beryllium by K^- and π^- at 175 GeV, CERN-EP/84-33.

154. Collins, P.D.B., A.D. Martin, Hadron reaction mechanisms, Rep. Prog. Phys. 45 (1982) 335.
155. Eadie, W.T. u.a., Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland, Amsterdam, 1971.
156. James, F., Numerical Integration, in: R.K. Bock u.a. (Hrsgb.), Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation, vol. 3, European Physical Society, 1984.
157. James, F., M. Roos, Function Minimization and Error Analysis, CERN Computer Centre Program Library, Long Writeup D506 (MINUIT), revised 25. 03. 1983.
158. Coles, M.W. u.a., D -Meson Production in e^+e^- Annihilation at $E_{c.m.}$ between 3.8 and 6.7 GeV, Phys. Rev. D 26 (1982) 2190.
159. Bacino, W. u.a., Semileptonic Decays of the D Meson, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1073.
160. Damerell, C., F. Wickens, Measurement of Single Electron Trigger and Offline Efficiency, Bericht vom 12. Juli 1982. Unveröffentlicht.
161. Damerell, C., persönliche Mitteilung.
162. Commins, E.D., P.H. Bucksbaum, Weak interactions of leptons and quarks, Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
163. Aubert, J.J. u.a., Observation of Wrong-Sign Tri-Muon Events in 250 GeV Muon-Nucleon Interactions, Phys. Lett. 106B (1981) 419.
164. Feldman, G.J. u.a., Observation of the Decay $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1313.
165. Avery, P. u.a., High-Energy Photoproduction of the D^{*+} , Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1309.
166. Bodek, A. u.a., Limits on $D^0 - \bar{D}^0$ Mixing and Bottom Particle Production Cross Section from Hadronically Produced Same-Sign Dimuon Events, Phys. Lett. 113B (1982) 82.

Danksagung

Herrn Dr. W. Blum verdanke ich die Anregung zu dieser Arbeit. Ihm und den Herren Dr. R. Klanner und Dr. G. Lutz danke ich für ihre vielfältige Unterstützung. Ich habe sehr viel von ihnen gelernt.

Diese Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne die Leistungen aller Mitglieder der NA11-Kollaboration. Ich danke ihnen allen sehr herzlich für ihre Bemühungen. Besonderen Dank möchte ich aussprechen Herrn Dipl.-Phys. E. Belau für die erfolgreiche, enge Zusammenarbeit; ihm und Herrn Dr. W. Männer für ihre Leistungen bei der Suche nach Charm; Frau Dr. M. Bosman für ihre Hilfe bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte; Herrn Dr. V. Chabaud für die Spurrekonstruktion der Strahlteilchen und für viele nützliche Diskussionen; den Herren Dr. C. Damerell und Dr. F. Wickens für die Bestimmung der Effizienzen der ersten und zweiten Triggerstufe; den Herren Dr. S. Gill und Dr. A. Wylie für die Entwicklung der Computergraphik-Programme; Herrn Dr. U. Kötz für die Mitarbeit beim Installieren der Siliziumdetektoren; Herrn Dr. G. Lütjens für die Beantwortung zahlreicher Fragen bezüglich der ESOP-Mikroprozessoren; Herrn Dr. H. Pałka für die Hilfe bei der Datenproduktion; Herrn Dr. H.J. Seebrunner für seine Mitarbeit bei der Berechnung der Koordinaten in den Siliziumdetektoren; und Herrn Dr. P. Weilhammer für nützliche Hinweise und Diskussionen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit wären nicht gewonnen worden ohne die hervorragend funktionierenden Siliziumstreifendetektoren; sie wurden von Herrn Dr. J. Kemmer an der Technischen Universität München hergestellt und von Herrn P. Šolc mit großer Sorgfalt montiert.

Die Mitarbeit von Frau A. Bjorkebo, Frau H. Carstens und Frau G. Waltermann bei der umfangreichen Datenproduktion war sehr nützlich und immer ein Grund zur Freude.

Das Manuskript dieser Arbeit wurde mit dem Textverarbeitungssystem TEX am Rechenzentrum des IPP Garching angefertigt; ich danke Herrn Dipl.-Phys. W. Wiedenmann für die Lösung einiger TEX-Probleme. Frau R. Heininger danke ich für die sorgfältige Ausführung der Zeichnungen.

Meiner Frau Judith danke ich für ihr Verständnis und ihre Geduld.