

Interner Bericht
DESY F15-90-02
Juli 1990

Eigent Property	der DESY	Bibliothek library
Zugriff Accession	04. SEP. 1990	
Leihfrist Loan period:	7	Tage days

Eine Untersuchung über den Zerfall von B-Mesonen in das Λ_c^+ -Baryon

von

F. Wartenberg

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

Eine Untersuchung über den Zerfall von B-Mesonen in das Λ_c^+ -Baryon

Diplomarbeit von Fredrik Wartenberg
an der Universität Hamburg
1990

Zusammenfassung

Die folgende Arbeit untersucht Zerfälle von B-Mesonen in Λ_c^+ 's. Mit Hilfe des ARGUS-Detektors am Speicherring DORIS II werden unter anderem bestimmt:

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = 0.31 \pm 0.10 \pm 0.04\%$$

und

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)/Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = 0.44 \pm 0.19 \pm 0.03\%.$$

Mit diesen Messungen ist es möglich die modellabhängigen Verzweungsverhältnisse

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = 7.5 \pm 1.0 \pm 1.6\%$$

und

$$Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = 4.2 \pm 1.2 \pm 1.0\%$$

zu berechnen. Ferner wird das Impulsspektrum der Λ_c^+ 's in B-Zerfällen gemessen. Es zeigt sich, daß dieses Spektrum weich ist.

Abstract

In this diploma thesis decays of B-Mesons in Λ_c^+ -baryons are investigated. Using the ARGUS-Detektor at DORIS II following numbers are measured:

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = 0.31 \pm 0.10 \pm 0.04\%$$

and

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)/Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = 0.44 \pm 0.19 \pm 0.03\%.$$

With this measurements the model dependent branching ratios

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = 7.5 \pm 1.0 \pm 1.6\%$$

and

$$Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = 4.2 \pm 1.2 \pm 1.0\%$$

can be calculated. The momentum spectrum of Λ_c^+ 's in B decays is measured and found to be soft.

Inhaltsverzeichnis

1 Die Theorie	5
1.1 Die B-Mesonen	5
1.2 Die $Y(4S)$ -Resonanz	5
1.3 B-Zerfälle in charm-Baryonen	6
1.4 Das Λ_c^+	7
2 Das Experiment	9
2.1 Doris II - Der Speicherring	9
2.2 ARGUS - Der Detektor	10
2.2.1 Das Magnetsystem	12
2.2.2 Die Driftkammer	12
2.2.3 Die Vertexdriftkammer	13
2.2.4 Das Time of Flight System	14
2.2.5 Die elektromagnetischen Schauerzähler	14
2.2.6 Die Myonkammern	15
2.2.7 Die Trigger	15
2.2.8 LTF - Die langsame Triggerstufe	16
2.3 Der Datenfluß	17
2.3.1 Die on-line Datennahme	17
2.3.2 Die Rekonstruktion	18
2.3.3 KAL	19
2.3.4 Die Luminositätsbestimmung	20
2.4 Die Datensimulation	22
3 Die Grundlagen der Analyse	23
3.1 Die Identifizierung geladener Teilchen	23
3.2 Die Unterdrückung des Untergrundes	25
3.2.1 Die Selektion multihadronischer Ereignisse	25
3.2.2 Der Kontinuumsuntergrund	26
3.3 Weitere Schnitte	29
3.4 Die Tabelle aller globalen Schnitte	29
3.5 Die Λ_c^+ Rekonstruktion	29
3.6 Das Signal und dessen Form	30
3.6.1 Die Breite des Signals	30
3.6.2 Die Λ_c^+ -Masse	31
3.6.3 Die Bestimmung der Fehler der Fits	31
3.7 Die verwendeten Daten	32
3.8 Die Bestimmung der B-Mesonen Anzahl	32

4 Die Analyse	34
4.1 Der inklusive Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ + X$	34
4.1.1 Die Bestimmung der Λ_c^+ -Nachweiswahrscheinlichkeit	34
4.1.2 Das Ergebnis der Messung	35
4.2 Der semi-inklusive Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X$	37
4.2.1 Die $\bar{\Lambda}^0$ -Selektion	37
4.2.2 Das Signal der an Sekundärvertices zerfallenden $\bar{\Lambda}^0$'s	37
4.2.3 Das Ergebnis der Messung	40
4.3 Der semi-inklusive Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$	40
4.3.1 Die Antiprotonselektion	42
4.3.2 Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit	42
4.3.3 Die Messungen	45
4.3.4 Das Ergebnis der Messung	51
4.4 Das Impulsspektrum der Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen	52
4.5 Der exklusive Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p}$	52
4.6 Ein Kandidat für den Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}^0 K^- \pi^+ \pi^-$	54
4.7 Der Test der Kontinuumsubtraktion	55
5 Die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse und die Diskussion der Ergebnisse	58
5.1 Modellunabhängige Berechnungen	58
5.1.1 Das Produkt $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$	58
5.1.2 Das Produkt $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$	59
5.1.3 Das Verhältnis $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) / \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$	59
5.1.4 Das Verhältnis $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X) / \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$	60
5.2 Modellabhängige Berechnungen von Verzweigungsverhältnissen	60
5.2.1 Die Berechnung von $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$	61
5.2.2 Das Verzweigungsverhältnis $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$	62
5.3 Das Impulsspektrum	63
A Die vollständigen Fit-Ergebnisse	64
A.1 Die Bestimmung von $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + X)$	64
A.2 Die Bestimmung von $N_g^{off}(\Lambda_c^+ + X)$	64
A.3 Die Bestimmung von $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X)$	64
A.4 Die Bestimmung von $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{p} + X)$	65
A.5 Die Bestimmung von $N_g^{off}(\Lambda_c^+ + \bar{p} + X)$	65
A.6 Die Bestimmung von $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + p + X)$	65
A.7 Die Messung des Λ_c^+ -Impulsspektrums	65
A.8 Die Bestimmung von $R_{p/z}$	66
Abbildungsverzeichnis	66
Tabellenverzeichnis	67
Literaturverzeichnis	69

Einleitung

In der folgenden Arbeit wird der Zerfall von B-Mesonen in das Λ_c^+ -Baryon untersucht. Sie schließt damit an die Arbeit von Dietmar Kamp [13] an, in welcher das erste Mal ein Signal von Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen beobachtet, und das Impulsspektrum dieser Λ_c^+ 's gemessen wurde. Die vorliegende Arbeit stellt einerseits ein Aktualisierung der dort bezüglich des Λ_c^+ gewonnenen Ergebnisse dar und andererseits eine Fortführung der Untersuchungen über die Zerfälle der B-Mesonen in Λ_c^+ 's. Insbesondere wird der Anteil an Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen bestimmt, in welchen das Λ_c^+ von einem Antiproton begleitet ist.

Von besonderem Interesse ist hierbei die einzigartige Möglichkeit, die beiden Verzweigungsverhältnisse $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$ und $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$ absolut zu bestimmen. Anders als bei der Kontinuumszerzeugung des Λ_c^+ 's läßt sich bei der Erzeugung von Λ_c^+ 's in B-Zerfällen die ursprünglich vorhandene Anzahl an produzierten Λ_c^+ 's ermitteln. Dies gelingt durch die Annahme, daß jedes aus einem B-Zerfall hervorgegangene Proton, Lambda oder Neutron entweder aus einem Λ_c^+ -Zerfall stammt oder zur Erhaltung der Baryonenzahl neben einem Λ_c^- gebildet wurde. Das Verzweigungsverhältnis $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$ ist dann gegeben durch

$$\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = \frac{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X; \Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)}{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)},$$

wobei mit X ein beliebiger Endzustand bezeichnet ist.

Mit dieser Arbeit wird erstmals ein Weg aufgezeigt, mit dem es möglich ist, Verzweigungsverhältnisse des Λ_c^+ -Baryons absolut zu bestimmen. Die statistische Genauigkeit der zur Verfügung stehenden Meßdaten reicht jedoch derzeit noch nicht aus, um auf diesem Weg eine höhere Genauigkeit zu erzielen, als dies unter Verwendung von Modellannahmen möglich ist.

Aus der Messung des Impulsspektrums läßt sich erkennen, daß die Bildung von Baryonen in B-Zerfällen hauptsächlich in Zerfällen hoher Multiplizität geschieht, anders als man es vielleicht aufgrund des durch die Baryonen-Massen verkleinerten Phasenraumes erwarten würde [12] [15] [6].

Der Aufbau der Arbeit ist folgender: im ersten Kapitel wird kurz auf die theoretischen Kenntnisse über Entstehung von B-Mesonen und deren Zerfall in charm-Baryonen eingegangen. Das zweite Kapitel beschreibt den Aufbau des Experimentes wonach ein Kapitel folgt, in dem der grundlegende Ablauf der Analyse vorgestellt wird. Das vierte Kapitel zeigt die Ergebnisse der Analyse auf, worauf im fünften Kapitel die Folgerungen aus den Ergebnissen der Analyse gezogen und kurz diskutiert werden. Im Anhang finden sich einige Tabellen, die mehr aus Gründen der Vollständigkeit als aus Gründen des Interesses in diese Arbeit aufgenommen wurden.

Kapitel 1

Die Theorie

In diesem Kapitel soll kurz erläutert werden, was B-Mesonen sind, wie sie erzeugt werden und nach welchen Mechanismen die baryonischen Zerfälle der B-Mesonen vor sich gehen können. Die Grundlage dieser Beschreibung liefert das Standardmodell [19]. Genaueres über die Physik der B-Mesonen findet sich in [21].

1.1 Die B-Mesonen

Die B-Mesonen sind Teilchen, die neben einem b-Quark ein weiteres, leichteres Quark enthalten. In dieser Arbeit werden Zerfälle der B-Mesonen betrachtet, die neben dem b-Quark noch ein u- oder ein d-Quark enthalten. Tabelle 1.1 gibt Aufschluß über die Eigenschaften dieser Teilchen.

1.2 Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz

Die in der folgenden Arbeit betrachteten B-Mesonen stammen alle aus Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Diese entsteht in der $e^+ e^-$ -Vernichtung bei einer Schwerpunktsenergie von 10.58 GeV mit einem Wirkungsquerschnitt von ca. 0.85 nb (vgl. 3.8). Abbildung 1.1 zeigt den sichtbaren Wirkungsquerschnitt der $e^+ e^-$ -Annihilation in Hadronen. Bei der Schwerpunktsenergie von 10.58 GeV erkennt man die durch die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bedingte Erhöhung des Wirkungsquerschnittes. Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ist der dritte radial angeregte gebundene Zustand eines Systems aus einem b- und einem \bar{b} -Quark. Aufgrund der Übereinstimmung der Quantenzahlen koppelt die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz direkt an das virtuelle Photon der $e^+ e^-$ -Vernichtung (siehe Abbildung 1.2). Weil die Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gerade über der zur Erzeugung zweier B-Mesonen zu überwindenden Schwelle liegt, zerfällt das $\Upsilon(4S)$ in zwei B-Mesonen. Zur Zeit liegen keine signifikanten Hinweise auf andere Zerfälle des $\Upsilon(4S)$ vor.

	Quarkinhalt	Masse (ARGUS 1990)	Masse (CLEO 1987)
B^+	$\bar{b}u$	$5280.5 \pm 1.0 \pm 2.0 \text{ MeV}/c^2$	$5279.3 \pm 0.8 \pm 2.0 \text{ MeV}/c^2$
B^0	$\bar{b}d$	$5279.6 \pm 0.7 \pm 2.0 \text{ MeV}/c^2$	$5281.3 \pm 0.8 \pm 2.0 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 1.1: Eigenschaften der B-Mesonen. Für beide Arten gilt, daß $J^P = 0^-$. Die Lebensdauer beträgt $(1.18 \pm 0.14) \times 10^{-12} \text{ s}$ (aus [21] und [2]).

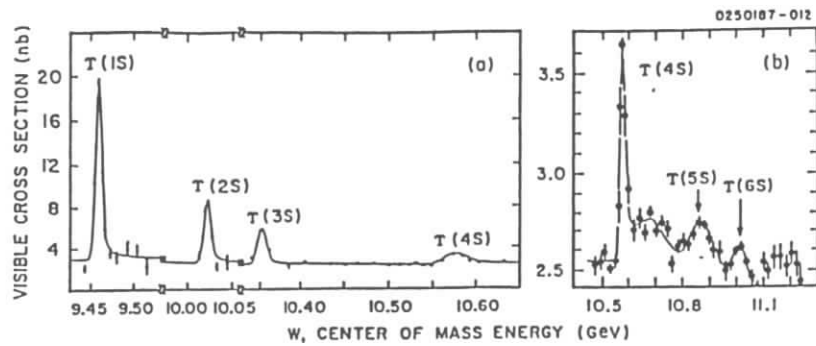


Abbildung 1.1: Der Wirkungsquerschnitt der e^+e^- -Annihilation in Hadronen. Bei 10.58 GeV/c ist die Erhöhung durch die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu erkennen. Bei niedrigeren Energien zeigen sich die $\Upsilon(1,2,3S)$ -Resonanzen, bei höheren Energien sind die $\Upsilon(5,6S)$ -Resonanzen zu sehen (aus [21]).

weshalb in der folgenden Arbeit angenommen wird, daß das $\Upsilon(4S)$ zu 100 % in die Kanäle

$$\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-$$

und

$$\Upsilon(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0$$

zerfällt.

1.3 B-Zerfälle in charm-Baryonen

Da das B^+ und das B^0 -Meson die leichtesten Teilchen, die ein b-Quark enthalten, sind, muß deren Zerfall über die schwache Wechselwirkung erfolgen. Dies geschieht durch die Emission eines W-Bosons. Soll bei solch einem Zerfall ein Teilchen mit charm entstehen, sind nur Prozesse möglich, die wie folgt verlaufen:

$$b \rightarrow W^- c.$$

Es kann sich dabei um einen W-Austausch (Abbildung 1.3) oder einen Spectator-Zerfall (Abbildungen 1.4 und 1.5) handeln. Man erwartet jedoch, daß der Zerfall über den W-Austausch stark unterdrückt ist, da dessen Amplitude in zweiter Ordnung von der inversen b-Quarkmasse abhängt.

Bei den Spectator-Zerfällen unterscheidet man die innere und die äußere W-Emission. Bei der äußeren W-Emission (Abbildung 1.4) findet die Baryonenproduktion unter Ausschluß der W-Zerfallsprodukte statt. Messungen der Häufigkeit von semileptonischen B-Zerfällen mit Baryonen im Endzustand deuten darauf hin, daß solche Zerfälle sehr selten sind. Ferner

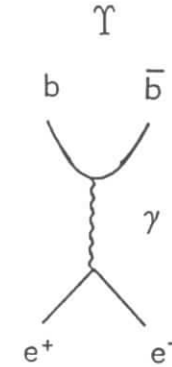


Abbildung 1.2: Die Erzeugung der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in der e^+e^- -Annihilation.

wird in [5] aus den Messungen der CLEO-Kollaboration zur Baryon-Antibaryonkorrelation geschlossen, daß die interne W-Emission den Zerfall von B-Mesonen in Baryonen dominiert (Abbildung 1.5). In [6] wird ausgehend von diesem Modell ein inklusives Verzweungsverhältnis von 2-13 % für Zerfälle der Art $B \rightarrow \Lambda_c^+ + X$ vorausgesagt. Zugrunde liegt dabei die Annahme, daß die 2 Quarks aus dem W-Zerfall und die zwei weiteren Quarks ein Di- und ein Antiquark bilden. Mittels eines Quark-Antiquarkpaares aus Vakuumfluktuationen entstehen dann aus dem Di- bzw. Antiquark Baryon bzw. Antibaryon.

1.4 Das Λ_c^+

Das Λ_c^+ ist das leichteste charm-Baryon. Es hat den Quarkinhalt u d c, eine Masse von $2284.9 \pm 1.5 \text{ MeV}/c^2$ und eine Lebensdauer von etwa $2 \cdot 10^{-13}$ Sekunden (aus [17]). Die Entstehung eines Λ_c^+ 's in B-Zerfällen kann direkt (vgl. Abbildung 1.5) oder beispielsweise über einen der folgenden Zwischenzustände geschehen:

$$\Xi_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^+$$

$$\Xi_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^0$$

$$\Xi_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ + \pi^-.$$

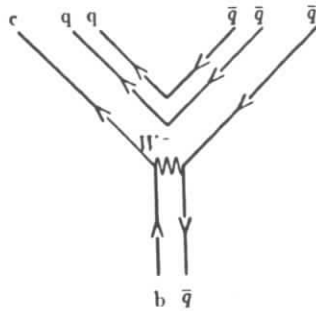


Abbildung 1.3: Der Zerfall eines B-Mesons über einen W-Austausch.

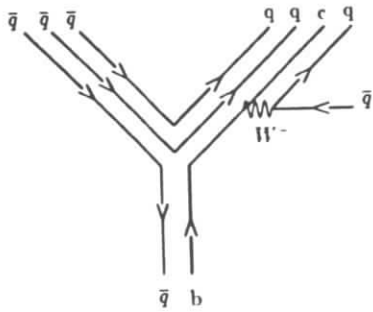


Abbildung 1.4: Der Zerfall eines B-Mesons über Spectator-Graphen mit äußerer W-Emission.

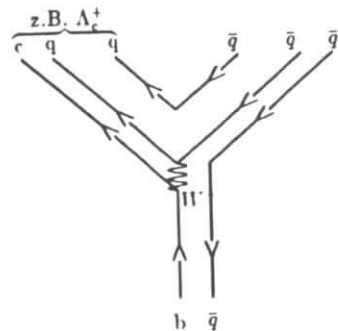


Abbildung 1.5: Der Zerfall eines B-Mesons über Spectator-Graphen mit innerer W-Emission.

Kapitel 2

Das Experiment

2.1 Doris II - Der Speicherring

Doris II ist ein e^+e^- Speicherring mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 11.2 GeV. Es werden Luminositäten von 600-800 $\text{nb}^{-1}/\text{Tag}$ erreicht.

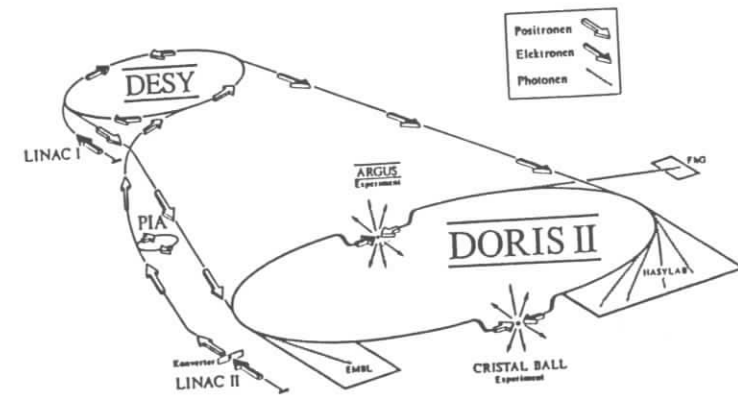


Abbildung 2.1: Der Doris II Speicherring

Befindet sich Doris II in Betrieb, so kreisen jeweils ein e^+ und ein e^- Bunch in dem 300 m langen Strahlrohr¹. Unter einem Bunch versteht man ein Paket von 10^{11} - 10^{12} Teilchen, welches eine Länge von einigen Zentimetern und eine transversale Ausdehnung von ca. einem Millimeter besitzt. Die so erreichten Ströme betragen bis zu maximal 50 mA. Die Teilchen werden in DORIS II durch eine aus Di-, Quadru- und Sextupolen bestehende Magneto-optik geführt. In der Wechselwirkungszone befinden sich zur Erhöhung der Luminosität noch in den Detektor integrierte Mini- β -Quadrupole. Die Beschleunigung der Elektronen und Positronen geschieht im Elektronensynchrotron DESY II, d.h. daß in DORIS II nur

¹ Dies ist nicht immer so, Doris II wird auch im e^+e^- -Betrieb als Lichtquelle für das Hamburger Synchrotron Labor, HASYLAB verwendet.

noch die durch Synchrotronstrahlung bedingten Energieverluste ausgeglichen werden. Dem Synchrotron DESY II werden die Elektronen mit einer Energie von 50 MeV aus dem Linearbeschleuniger LINAC I zugeführt, während die Positronen aus dem Positronen Intensitäts Akkumulator (PIA) stammen, und mit einer Energie von 450 MeV in das Synchrotron gelangen. Die in PIA befindlichen Positronen gewinnt man aus konvertierten Photonen, die beim Beschluß eines Wolframtargets mit Elektronen entstehen.

2.2 ARGUS - Der Detektor

Der ARGUS Detektor² ist seit 1982, nach vierjähriger Planungs- und Bauzeit, am Speicherring Doris II in Betrieb. Der Name ARGUS steht für **A** Russian German United States Swedish Collaboration. Heute sind außerdem noch Institute aus Kanada und Jugoslawien an der ARGUS Kollaboration beteiligt (vgl. A.8).

Der ARGUS Detektor ist für die Physik im Energiebereich der Υ Resonanzen, d.h. für eine Schwerpunktsenergie von ca. 10 GeV, konzipiert. In diesem Energiebereich treten hauptsächlich folgende Ereignistypen auf:

- 3-Gluon Zerfälle der $\Upsilon(1,2,3S)$ Resonanzen mit einer nahezu isotropen Ereignisstruktur.
- $\Upsilon(4S) \rightarrow B_1 B_2$ Ereignisse mit einer hohen geladenen und neutralen Multiplizität im Endzustand.
- $q\bar{q}$ -Ereignisse in dem den Resonanzen unterliegenden Kontinuum mit einer 2-jetartigen Ereignistopologie.
- $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ Ereignisse.
- $\gamma\gamma$ Ereignisse. Bei diesen Ereignissen ist die Impulsbilanz in z-Richtung häufig unausgeglichen.

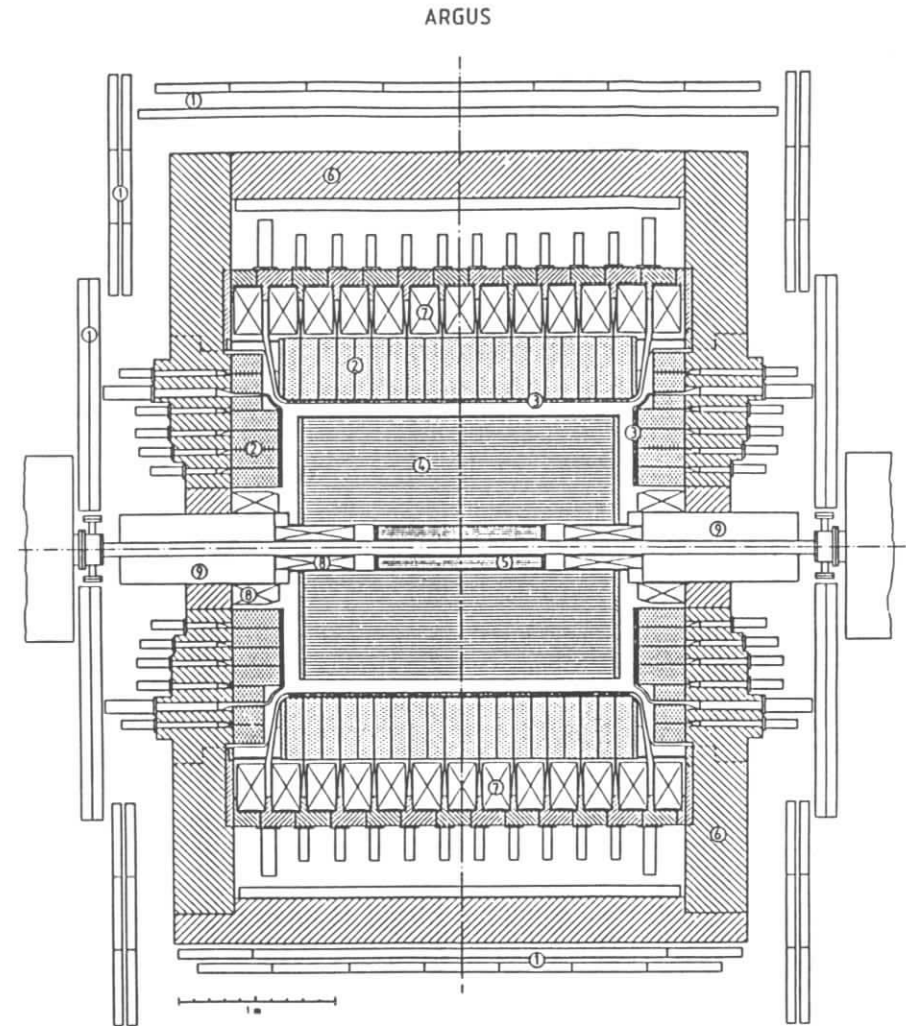
Um all diese Ereignisarten möglichst gut untersuchen zu können, sollte der Detektor

- komplexe Ereignisse sowohl isotroper als auch jetartiger Struktur möglichst gut auflösen,
- die Impulse geladener als auch die Energien ungeladener Teilchen in einem großen Raumwinkelbereich möglichst genau messen,
- homogen sein, um eine zuverlässige Rekonstruktion, Akzeptanzberechnung und Untergrundbestimmung zu gewährleisten.
- eine optimale Teilchenidentifikation über einen weiten Impulsbereich erlauben.

Diese Forderungen ließen den ARGUS Detektor als ein zylindersymmetrisches Magnetspektrometer entstehen.

Der prinzipielle Aufbau des Detektors ist folgender (vgl. Abbildung 2.2): das Herz des Detektors bildet die Driftkammer, deren Länge, etwa 2 Meter, durch den Abstand der zur Strahlfokussierung dienenden Mini- β Quadrupole bestimmt ist. Zwar hätte eine größere Driftkammer einen leistungsfähigeren Detektor erlaubt, jedoch nur um den Preis einer niedrigeren

²Zu allen den Detektor betreffenden Punkten sei auf [1] verwiesen.



38269

- | | | |
|---------------------|-----------------------|------------------------|
| 1 Myonkammern | 2 Schauerzähler | 3 Flugzeitsystem |
| 4 Haupt-Driftkammer | 5 Vertex-Driftkammer | 6 Eisenjoch |
| 7 Hauptspulen | 8 Kompensationsspulen | 9 Mini-Beta-Quadrupole |

Abbildung 2.2: Der ARGUS-Detektor in der yz -Projektion.

Luminosität, da die Strahlfokussierung um so effektiver ist, je näher sie am Wechselwirkungspunkt stattfindet. Der Durchmesser der Driftkammer ist ihrer Länge etwa gleich, da so eine gute Detektorleistung über einen großen Raumwinkelbereich erreicht wird.

Um die Driftkammer herum befindet sich der Magnet, dessen Feldstärke von etwa 0.8 T im Inneren der Driftkammer einen Kompromiß zwischen guter Impulsauflösung, einer möglichst geringen Anzahl von Teilchen, die auf Grund ihres kleinen Impulses im Detektor gefangen werden, und einer bezahlbaren Stromrechnung³ ist. Weitere Komponenten des Detektors sind das Time Of Flight System (TOF), welches die Driftkammer umschließt, das elektromagnetische Kalorimeter, welches das TOF System umschließt, die Myonkammern, welche teils innerhalb, teils außerhalb des Magneten liegen und der Vertexdriftkammer (VDC), welche sich zwischen Strahlrohr und Driftkammer befindet. Im folgenden sollen die einzelnen Detektorkomponenten beschrieben werden.

2.2.1 Das Magnetsystem

Das Magnetsystem des ARGUS Detektors erfüllt zwei Aufgaben:

1. die Erzeugung eines Magnetfeldes zur Messung der Impulse geladener Teilchen.
2. die Erhöhung der Luminosität durch Strahlfokussierung.

Das Magnetfeld zur Impulsmessung wird durch dreizehn Spulen von drei Metern Durchmesser erzeugt. Die Rückführung des Flusses geschieht durch ein Eisenjoch. Bei einem maximalen Strom von 4500 Ampère wird so im Bereich der Driftkammer ein Feld in Richtung der z-Achse von 0.8 T erzeugt. Um die gute Ortsauflösung der Driftkammer in eine gute Impulsauflösung umzusetzen, wurde das Magnetfeld im Bereich der Driftkammer mit Hilfe von Hallsonden bis auf die Genauigkeit von einigen Promille bestimmt. Für den Betrieb ist das Magnetfeld auf 95 % seiner maximalen Stärke eingestellt.

Der Erhöhung der Luminosität auf Größenordnungen von $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ dienen die Mini- β -Quadrupole, welche eine Brennweite von einem Meter haben und sich 1.23 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt befinden. Da die Luminosität etwa proportional zum inversen Quadrat der Entfernung der Mini- β -Quadrupole vom Wechselwirkungspunkt ist, wurden diese in den Detektor integriert. Zur Reduzierung des Einflusses des Spektrometernagnetfeldes auf die Strahlführung sind zwischen der Innenwand der Driftkammer und dem Strahlrohr Kompensationsspulen angebracht.

2.2.2 Die Driftkammer

Die Driftkammer⁴ ist ein Hohlzylinder von 2 m Länge, 1.76 m Außendurchmesser und 0.30 m Innendurchmesser. Sie enthält 5940 Signal- und 24588 Potentialdrähte, die 5940 Driftzellen vom Querschnitt $18 \times 18.8 \text{ mm}^2$ bilden. Die Driftzellen sind in 36 konzentrischen Lagen angeordnet, wobei die Signaldrähte einer Lage Winkel von 0° (sogenannte 0° -Lagen) oder $\pm \alpha$ (sogenannte Stereolagen) relativ zur z-Achse aufweisen. Die Abfolge dieser Winkel der einzelnen Lagen ist $0^\circ, +\alpha, 0^\circ, -\alpha$ wobei α mit \sqrt{r} von 40 mrad bis 80 mrad ansteigt. Durch

³Der ARGUS Magnet verbraucht bei einem Feld von 0.8 T und einem Strom von ca. 4500 Ampère 2 MW an elektrischer Leistung

⁴Bei der Beschreibung des Detektors wird im folgenden ein zylindrisches Koordinatensystem verwandt, dessen z-Achse mit der Symmetriachse der Driftkammer zusammenfällt. Der Ursprung ist im Wechselwirkungspunkt.

diese alternierende Orientierung der einzelnen Lagen ist es möglich, die Teilchenspuren auch in z-Richtung aufzulösen.

Die geometrische Akzeptanz für Teilchenspuren, die den Minimalanforderungen für eine Spuraufpassung genügen, die also mindestens vier 0° -Lagen und drei Stereolagen durchquert haben, beträgt 0.96. Für Spuren, die alle Lagen der Driftkammer durchqueren, ist die geometrische Akzeptanz 0.76.

Die Kammer ist mit 97% Propan und 3% Methylal unter einem Druck von 1040 mbar gefüllt. Zur Verhinderung von Ablagerungen auf den Drähten ist dem Kammergas ein Anteil von ca. 0.2 % Wasserdampf zugefügt. Die Zusammensetzung des Kammergases ist vor allem den Erfordernissen einer möglichst guten $\frac{dE}{dx}$ -Messung angepasst.

Zum Auslesen der Signale ist jeder Draht zunächst an einen direkt auf die Driftkammer montierten Vorverstärker angeschlossen. Dieser liefert einerseits das Startsignal für einen Time to Digital Converter (TDC) und andererseits das Analogsignal für einen Analog to Digital Converter (ADC). Letztere dienen der Messung der vom Draht absorbierten Ladung, worauf die $\frac{dE}{dx}$ -Messung beruht, während die TDC's der Bestimmung der Driftzeit und somit der Ortsmessung dienen.

Die mit der Driftkammer erreichte Orts- und Impulsauflösung für Teilchen eines Impulses größer als 1 GeV/c wird durch die Fehler der Spurmessung bestimmt und beträgt

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.009 p_T [\text{GeV}/c],$$

dies entspricht einer Ortsauflösung von $\langle \sigma_x \rangle = 190 \mu\text{m}$. Für Teilchen eines Impulses kleiner als 1 GeV/c wird die Impulsauflösung durch die Vielfachstreuung begrenzt und beträgt

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 p_T [\text{GeV}/c])^2}.$$

Neben der Orts- und Impulsmessung geladener Teilchen findet in der Driftkammer noch die Messung von $\frac{dE}{dx}$, der spezifischen Ionisation, statt. Dabei erzeugt jede Spur in den verschiedenen Lagen verschiedene Meßwerte ihrer spezifischen Ionisation. Da diese Meßwerte Landau-verteilt sind, fällt das Maximum der Verteilung nicht mit deren Mittelwert zusammen. Um die damit verbundenen Schwierigkeiten zu umgehen, verwendet man die Methode des "truncated mean". Dies bedeutet, daß von den Meßwerten die größten 30 % und die kleinsten 10 % unterdrückt werden. Die so verbleibende Verteilung ist näherungsweise gaußisch, d.h. daß das Ergebnis der $\frac{dE}{dx}$ -Messung jetzt gleich dem Mittelwert der einzelnen Meßwerte ist. Der Fehler der $\frac{dE}{dx}$ -Messung liegt in der Größenordnung von einigen Prozent.

2.2.3 Die Vertexdriftkammer

Die Vertexdriftkammer findet ihren Platz zwischen der Driftkammer und dem Strahlrohr; ihre Abmessungen sind 1 m in der Länge sowie 10 cm Innen- und 28 cm Außendurchmesser. Sie enthält 594 Signal- und 1412 Potentialdrähte. Durch die zusätzliche Information aus der VDC ist es möglich, die Ortsauflösung und somit die Impulsauflösung des Detektors zu optimieren. So verbessert sich die Impulsauflösung eines Myons des Impulses 5 GeV/c von

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.009 p_T [\text{GeV}/c]$$

auf

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.006 p_T [GeV/c].$$

Auch ist die Extrapolation von Spuren zu Haupt- und Sekundärvertices mit größerer Genauigkeit möglich, so lassen sich Spuren einzelner hochenergetischer Elektronen mit einer Genauigkeit von $95\mu\text{m}$ zum Hauptvertex extrapolieren. Besonders wichtig ist dies für die Rekonstruktion von an Sekundärvertices zerfallenden Teilchen, was daraus ersichtlich ist, daß mit VDC etwa 60 % mehr K_s^0 's gefunden werden als ohne VDC. Ähnliches gilt für Λ^0 's.

2.2.4 Das Time of Flight System

Das Time of Flight (TOF) System umgibt die Driftkammer. Das TOF besteht aus 160 Szintillationszählern, die über Lichtleiter von Photomultipliern ausgelesen werden. Die Photomultiplier befinden sich aufgrund der hohen Feldstärke im Inneren des Detektors außerhalb des Eisenjochs. Das TOF-System ist bezüglich der Ebene $z = 0$ symmetrisch. Vierundsechzig der insgesamt 160 Szintillatoren befinden sich auf dem Mantel des Driftkammerzylinders, dem "barrel"; die restlichen 96 Szintillatoren sind am Deckel bzw. am Boden der Driftkammer, den "endcaps" angebracht. Insgesamt erreicht das TOF-System 92 % des gesamten Raumwinkels, wovon 75 % von den Barrelzählern und 17 % von den Endcapzählern überdeckt werden. Prinzipiell messen die TOF-Zähler die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen eines Teilchens im Szintillator und dem verzögerten bunch-crossing Signal. Aus dieser Roh-TOF läßt sich, mit Hilfe der Kenntnis der Verzögerungen, die das Signal im Szintillator, den Kabeln und anderswo erfährt, die tatsächliche Flugzeit ermitteln. Die tatsächliche Flugzeit kann mit dieser Methode auf ca. 220 ps genau bestimmt werden. Ist zusätzlich noch der Impuls des Teilchens bekannt, so läßt sich die Masse des Teilchens bestimmen. Mit den bei ARGUS erreichten Meßgenauigkeiten ist eine Massentrennung für Teilchen mit Impulsen, die kleiner als 1 GeV/c sind, gut möglich (vgl. Abbildung 3.1).

2.2.5 Die elektromagnetischen Schauerzähler

Die Schauerzähler sind im Barrelbereich in 20 Ringen zu je 64 Zählern und im Endcapbereich in 5 Ringen mit insgesamt 240 Zählern angeordnet. Sie überdecken 96 % des gesamten Raumwinkels. Die Grundbausteine dieses Kalorimeters sind Blei-Szintillator Sandwichzellen die aus aufeinanderfolgenden 5 mm dicken Szintillator- und 1 mm dicken Bleiplatten (im Barrelbereich) bzw. 1.5 mm dicken Bleiplatten (im Endcapbereich) bestehen. Im Barrelbereich entspricht dies 12.5 Strahlungslängen. Das in den Schauerzählern entstehende Szintillationslicht wird durch Lichtleiter aus dem inneren Magnetfeld herausgeführt und von Photomultipliern ausgelesen.

Die Schauerzähler dienen als Informationsquelle für das Triggersystem, der on-line Luminositätsmessung, der Energiemessung von Elektronen, der Impulsmessung von Photonen und der Differenzierung von Elektronen Myonen und Hadronen.

Die Energieauflösung beträgt im Barrelbereich

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[GeV]}}$$

und im Endcapbereich

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[GeV]}}$$

Photonen mit einem Impuls, der 50 MeV/c überschreitet lassen sich mit hoher Wahrscheinlichkeit nachweisen. Die Ortsauflösung für den Eintrittspunkt eines Teilchens in die Schauerzähler beträgt

$$\langle \sigma_x \rangle = 1.5\text{cm} \quad \text{im Barrelbereich}$$

und

$$\langle \sigma_x \rangle = 1.2\text{cm} \quad \text{im Endcapbereich.}$$

2.2.6 Die Myonkammern

Die Myonkammern sind auf drei Lagen verteilt. Die innerste Lage befindet sich innerhalb des Eisenjochs und deckt 43 % des gesamten Raumwinkels ab. Die anderen beiden Lagen befinden sich außerhalb des Eisenjochs und decken 87 % des gesamten Raumwinkels ab. Alle drei Lagen zusammen decken 93 % des gesamten Raumwinkels ab. Dadurch, daß sich die Drähte der einzelnen Lagen überkreuzen, ist die Bestimmung der Koordinaten r , z und ϕ des Austrittspunktes eines Myons aus dem Detektor möglich. Um die innere Lage zu erreichen, benötigt ein Myon einen Impuls von mindestens 0.7 GeV/c, um die äußeren zu erreichen sind mindestens 1.1 GeV/c vonnöten. Das Eisenjoch wirkt als Hadronabsorber, so daß die die äußeren Lagen erreichenden Teilchen mit großer Wahrscheinlichkeit Myonen sind.

Insgesamt enthält der ARGUS Detektor 218 Myonkammern. Eine Myonkammer besteht aus acht verklebten Proportionalzählern von 1 m bis 4 m Länge. Die Proportionalzähler werden mit einem Gemisch von 92 % Argon und 8 % Propan betrieben. Die mittlere Wahrscheinlichkeit ein eine Myonkammer durchquerendes Myon nachzuweisen beträgt 0.98 ± 0.01 .

2.2.7 Die Trigger

Die Frequenz, mit der sich die e^+e^- Bunches im Wechselwirkungspunkt treffen ist 1 MHz. Dies bedeutet, daß innerhalb von $1\mu\text{s}$ entschieden werden muß, ob ein Ereignis von Interesse ist oder nicht. Diese Aufgabe übernimmt das Triggersystem, welches in zwei Stufen unterteilt ist, den schnellen und den langsamen Trigger.

Der schnelle Trigger entscheidet innerhalb von 300 ns, ob ein Ereignis "gut" genug ist um den langsamen Trigger überhaupt zu starten. Erst wenn beide Triggerstufen das Ereignis akzeptiert haben, wird das Ereignis vom on-line Computersystem ausgelesen.

Der schnelle Trigger

Der schnelle Trigger bezieht sein Information ausschließlich aus dem TOF-System und den elektromagnetischen Schauerzählern. Er besteht aus 7 Subtriggern, welches eine große Flexibilität ermöglicht.

Der "Total Energy Trigger"

Der total energy Trigger (ETOT) erkennt Ereignisse mit ausgeglichener Energieverteilung in beiden Hemisphären⁵ des Detektors, wie z.B. Bhabha oder $\gamma\gamma$ Ereignisse. Der Trigger spricht an, wenn die Energie in den Schauerzählern jeder Hemisphäre mehr denn 700 MeV beträgt.

Der "High Energy Shower Trigger"

Der high energy shower Trigger (HESH) soll Ereignisse erkennen, bei denen einzelne Teilchen einen großen Anteil der Gesamtenergie ($> 1\text{GeV}$) tragen. Das Triggersignal wird aus den Schauerzählern des Barrels gewonnen, die in 16 Gruppen je Hemisphäre unterteilt sind. Weist eine dieser Gruppen eine deponierte Energie von $> 1\text{GeV}$ auf, so spricht der Trigger an.

Der "Charged Particle Pretrigger"

Der charged particle Pretrigger (CPPT) triggert Ereignisse mit geladenen Teilchen. Triggerbedingung ist eine geladene Spur je Hemisphäre. Als geladene Spur interpretiert der CPPT ein Ansprechen zweier übereinanderliegender TOF- und Schauerzählergruppen. Die Mindestansprechenergie liegt bei 50 MeV. Die minimale Ionisation eines geladenen Teilchens ist ca. 160 MeV; die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Triggers liegt bei über 95 %.

Der "Coincidence Matrix Trigger"

Der coincidence matrix Trigger (CMT) soll Ereignisse, die Spuren enthalten, welche in ϕ -Richtung entgegengesetzt sind, erkennen. Da nicht verlangt wird, daß die Spuren auch in z-Richtung entgegengesetzt verlaufen, werden von diesem Trigger auch $\gamma\gamma$ Ereignisse getriggert. Die Spurkriterien des CMT Triggers sind dieselben wie die des CPPT Triggers.

Die Test Trigger

Die Testtrigger dienen der Kalibration und dem Test verschiedener Detektorkomponenten. Einer dieser Trigger ist der cosmic-Trigger, der Ereignisse mit kosmischen Myonen triggert, um auch bei abgeschalteter DORIS II den Detektor betreiben zu können. Der zweite Testtrigger ist der "random"-Trigger, der mit einer Frequenz von ca. 0.1 Hz ein Signal zum Auslesen der gesamten Elektronik liefert, um so das Untergrundrauschen der Detektorhardware abschätzen zu können.

2.2.8 LTF - Die langsame Triggerstufe

Die langsame Triggerstufe, der little track finder (LTF) wird von der ersten Triggerstufe in Koinzidenz mit dem DORIS II bunch-crossing Signal gestartet.

Der LTF sucht nach Teilchenspuren, wobei er die Information aus den 0° -Lagen der Driftkammer und den TOF-Zählern bezieht. Um zu entscheiden, ob ein Ereignis getriggert werden soll, läuft im LTF ein Programm ab, welches versucht, durch einen Computer einprogrammierte Spurmasksen⁶ mit den Informationen aus dem Detektor in Übereinstimmung zu bringen. Jedes Mal, wenn diese Prozedur erfolgreich ist, wird der Spurzähler um eins erhöht.

⁵Es handelt sich um die Hemisphären $z > 0$ und $z < 0$.

⁶Unter Spurmasksen sind Muster in der Matrix der gesetzten Driftkammerdrähte zu verstehen, wie sie entstehen, wenn ein geladenes Teilchen die Driftkammer durchquert.

Erfüllt die Anzahl der vom LTF gefundenen Spuren die Triggerbedingungen (0 - 3 Spuren), wird das Ereignis getriggert, d.h. die Daten der Detektorkomponenten treten ihre Wanderung durch die verschiedenen Computer an.

Die Verhältnisse verschiedener Triggerraten sind in Abbildung 2.3 dargestellt.

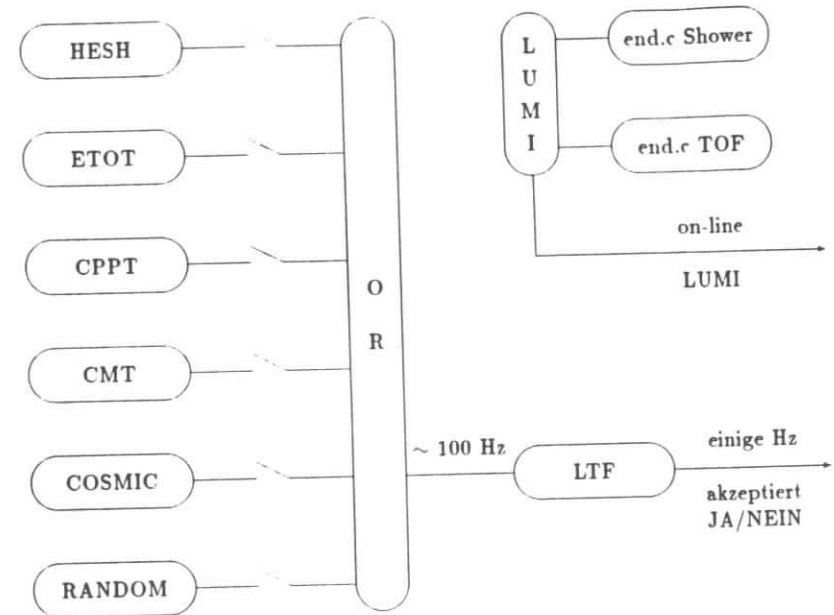


Abbildung 2.3: Die Interdependenz der einzelnen Trigger, die Raten der beiden Triggerstufen und die on-line Luminositätsmessung.

2.3 Der Datenfluß

2.3.1 Die on-line Datennahme

Ist ein Ereignis von beiden Triggerstufen akzeptiert, so werden die digitalisierten Daten der einzelnen Detektorkomponenten mittels des sogenannten CAMAC-Boosters innerhalb von 1.2 ms zum on-line Computer, einer DEC PDP 11/45, übertragen. Durch die hohe Übertragungsgeschwindigkeit und die zweite Triggerstufe ist die Totzeit, in der keine Ereignisse akzeptiert werden können, gering. Die PDP 11 sortiert die eintreffenden Daten und sendet für jedes Ereignis einen acht Kilobyte langen Datenblock an einen weiteren on-line Computer, eine VAX 11/780. Dieser Rechner erfüllt im wesentlichen vier Aufgaben:

1. Das von der PDP 11 kommende Datenformat wird geändert; die Länge des Datenblocks eines Ereignisses ist nicht mehr fixiert.

2. Es geschieht eine Vorselektion der Daten, bei der etwa dreißig Prozent der einkommenden Ereignisse als Untergrundereignisse verworfen werden.
3. Ein on-line Monitorprogramm für alle Detektorkomponenten läuft ab, mit dessen Hilfe die schichthabenden Detektoroperatoren kontrollieren können, ob alle Detektorkomponenten zufriedenstellend arbeiten.
4. Die Übertragung der zwischengespeicherten Daten auf den DESY Zentralrechner.

Sind die Daten von der VAX zum DESY Zentralrechner, einer IBM, gelangt, werden sie dort zunächst auf der "Dumpdisk" zwischengespeichert und danach auf Tapes des Namens EXDUMP kopiert. Mehrere dieser Tapes werden auf den EXDATA Tapes zusammengefaßt. Bis zu diesem Schritt haben die Daten auf der IBM noch keinerlei Veränderung erfahren.

2.3.2 Die Rekonstruktion

Die Rekonstruktion der Spuren läuft auf Grundlage der EXDATA Tapes ab und beginnt mit der Information der 0° -Lagen der Driftkammer. Da das Magnetfeld annähernd homogen ist, bilden die Projektionen der Spuren auf die $r-\phi$ Ebene annähernd Kreise. Das Programm, welches versucht, die angesprochenen Drähte mit Teilchentrajektorien zu assoziieren, beginnt seine Arbeit in den äußersten Lagen der Driftkammer. Es sucht nach Gruppen von jeweils drei angesprochenen Drähten, und versucht diese als auf einem Kreis liegend zu interpretieren⁷. Nachfolgend wird versucht, weitere gesetzte Drähte zu finden, die auf diesem Kreis liegen. Es ergeben sich dadurch sukzessive Kreise, auf denen 3, 4 ... Punkte liegen. Ein Kreis wird jedoch nur dann fortgesetzt, wenn die Krümmungen der n -ten und $n+1$ -ten Kreishypothese nicht zu sehr voneinander abweichen. Das Minimal Kriterium an einen Spurkandidaten sind vier angesprochene Drähte in den 0° -Lagen. In einem zweiten Schritt wird die Information der Stereolagen hinzugenommen und die Spuranpassung durchgeführt, wonach für jede Spur folgende Parameter festliegen:

- d_0 der kleinste Abstand der Spur von der z -Achse.
- z_0 z -Koordinate des Punktes der z -Achse, der den geringsten Abstand zur Spur hat.
- κ Krümmung der Spur. Aus diesem Parameter kann sowohl die Ladung als auch der Transversalimpuls des Teilchens ermittelt werden.
- $\cot \theta$ Kotangens des Winkels, den die Spur mit der z -Achse bildet.

Nach diesem Schritt werden alle Ereignisse als Untergrundereignisse verworfen, bei denen nicht mindestens zwei Spuren die Bedingungen $d_0 < 1.5 \text{ cm}$ und $z_0 < 6 \text{ cm}$ erfüllen.

Ist die Spurfindung und Rekonstruktion in der Driftkammer abgeschlossen, wird versucht, die Spuren in die Vertexdriftkammer fortzusetzen. Neue Spuren können dabei nicht gefunden werden, jedoch lassen sich aufgrund der zusätzlichen Information die Spurparameter bei geringeren Fehlern genauer bestimmen. Weitere Schritte der Rekonstruktion schließen die TOF-Zähler mit ein, wodurch jeder Spur eine Flugzeit zugewiesen wird und die ADC-Werte der Driftkammer, wodurch jeder Spur ein $\frac{dE}{dx}$ zugeordnet wird. Hat ein Schauerzähler oder eine Gruppe von Schauerzählern (Cluster) angesprochen, so wird zunächst überprüft, ob eine

⁷Genaugenommen versucht das Programm einen Kreis zwischen diese drei Punkte zu legen, der alle drei, aus den TDC Werten errechneten, Isochronen um die einzelnen Drähte tangiert (vgl. Abbildung 4.18).

Spur aus der Driftkammer in diesen Bereich fortgesetzt werden kann. Ist dies nicht der Fall, so wird das Ansprechen dieser Schauerzähler als das Eintreffen eines Photons gedeutet. Aus der Lage der angesprochenen Schauerzähler, dem Schwerpunkt des Schauers und der deponierten Energie läßt sich der 4-er Vektor des Photons bestimmen.

Die rekonstruierten Daten gelangen zusammen mit der Rohinformation der EXDATA Bänder auf die EXPDST Bänder. Diese enthalten nun vollständig rekonstruierte Ereignisse verschiedener Typen wie Bhabha-, Twoprong- und Multihadron(MUHA)- Ereignisse. Die Multihadronereignisse werden auf eigene Bänder des Namens EXMUHA kopiert, wobei folgende Selektionskriterien angewandt werden:

- mindestens drei geladene Spuren zeigen zum Hauptvertex

oder

- mindestens drei geladene Spuren, und eine in den Schauerzählern deponierte Energie von mehr als 1.7 GeV.

Durch diese Selektionskriterien werden die meisten Bhabha- und μ -Paarereignisse, sowie Ereignisse mit kosmischen Myonen ausgeschlossen. Auch der Anteil an Strahl-Gas- und Strahl-Wandereignissen wird stark reduziert. Da diese Selektionskriterien relativ schwach sind, enthält diese Datenmenge noch einen Anteil von ca. 30-40 % an nicht-MUHA Ereignissen, weshalb für die folgende Analyse noch weitere Selektionskriterien eingeführt werden müssen (vgl. 3.2.1).

An diesem Punkt ist es bereits möglich, die Daten vollständig zu analysieren. Da jedoch die für jedes Ereignis abgespeicherte Information weit über das im allgemeinen benötigte Maß hinausgeht, werden die auf den EXMUHA Bändern enthaltenen Daten noch in verkürzter Form auf den sogenannten MUMI (MUHA MINI) Bändern abgelegt. Hier sind fast nur noch die physikalisch relevanten Daten einzelner Tracks gespeichert, insbesondere die Dreierimpulse und deren Meßfehler. Für die nachfolgende Analyse wurde dieses Datenformat verwendet.

2.3.3 KAL

Eine große Erleichterung der Datenanalyse geschieht durch KAL [3] (Kinematical Analysis Language), eine in Fortran geschriebene Programmiersprache, die es in sehr komfortabler Weise ermöglicht, Schleifen über Kombinationen von Teilchenspuren zu durchlaufen, wobei im Inneren der Schleifen auf vielerlei, insbesondere kinematische, Größen dieser Teilchenkombination zugegriffen werden kann, ohne daß sich der Anwender um das Datenformat den Kopf zu zerbrechen braucht. Dies sei an einem Beispiel illustriert :

```

SELECT PROTON K- PI+ ; Teilchenkombination von
; Interesse... zeige:
SHOW MASS ; deren invariante Masse
SHOW P ; deren Impuls
SAVE LAM/C+ ; speichert diese als ein
; Lambda/c+
ENDSEL ; Ende der Schleife

```

```
SELECT LAM/C+ PROTON=
```

```
SHOW P2
PLOT V12 .....
```

```
ENDSEL
```

```
; Teilchenkombination von
; Interesse
; Impuls des Antiprotons
; Generiert ein Histogramm
; des Kosinus des Winkels
; der beiden Teilchen
```

2.3.4 Die Luminositätsbestimmung

Zur Bestimmung der Luminosität werden bei DORIS II Bhabha-Ereignisse verwendet:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\text{Bhabha}}}{\sigma_{\text{Bhabha}}}$$

Dies hat folgende Vorteile

1. Bhabhas treten in sehr großer Anzahl auf.
2. Bhabhas können gut erkannt werden.
3. σ_{Bhabha} ist aus der QED genau bekannt.

Bei ARGUS wird die Luminosität auf zwei verschiedene Weisen bestimmt.

Die on-line Luminosität

Die Messung der on-line Luminosität dient der Beobachtung des laufenden Experimentes, insbesondere der direkten Bestimmung der gewonnenen Datenmenge. Die Messung geschieht mittels der endcap Schauerzähler, wobei die Bhabha-Ereignisse von der Elektronik des schnellen Triggers erkannt werden. Prinzipiell wird hierzu auf Ereignisse getriggert, die in je zwei gegenüberliegenden Schauerzählergruppen eine Energie von mindestens 1 GeV deponieren, wobei das Signal in Koinzidenz mit dem TOF-Signal stehen muß. Der Systematische Fehler dieser Messung beträgt, aufgrund sich ändernder Hardwarebedingungen, ca. 5-10 % (vgl. Abbildung 2.3).

Die off-line Luminosität

Die off-line Luminosität wird mittels vollständig rekonstruierter Bhabha-Ereignisse, die in der Barrelregion des Detektors stattfinden, ermittelt. Der systematische Fehler dieser Methode beträgt 1.8 % [11].

Der Datenfluß

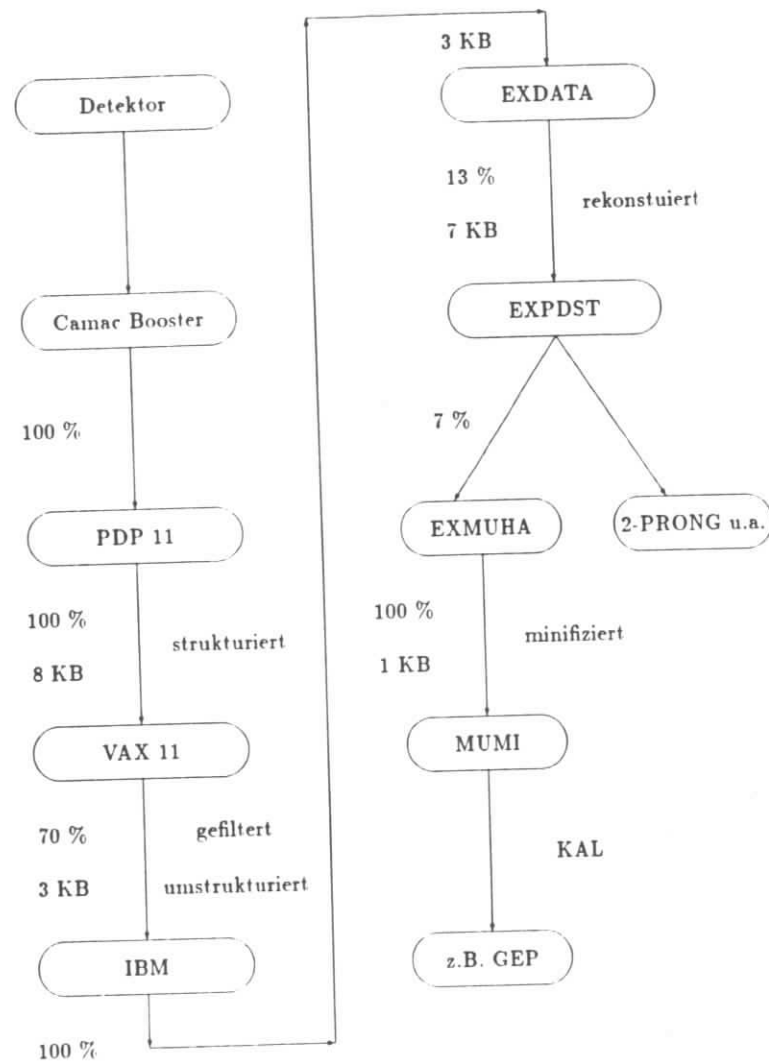


Abbildung 2.4: Der Datenfluß. Prozentzahlen geben den Anteil der Events an, welche die von den einzelnen Prozessen gestellten Selektionskriterien überleben; die Kilobyte Angaben stellen die Größenordnung des pro Multihadronereignis verbrauchten Speicherplatzes dar.

2.4 Die Datensimulation

Um die Auflösung des Detektors und die Akzeptanzen für verschiedene Teilchen zu bestimmen oder den Einfluß von Untergrundquellen abzuschätzen, werden Monte-Carlo Simulationen verwendet. Dabei wird ein Ereignisgenerator⁶ so eingestellt, daß die generierten Teilchen mit den tatsächlich erwarteten in ihren Eigenschaften möglichst gut übereinstimmen. Die so generierten Ereignisse dienen als Ausgangspunkt für das Detektorsimulationsprogramm SIMARG [10], welches die generierten Teilchen Schritt für Schritt durch den "Software-Detektor" propagiert, wobei die Wechselwirkungen mit allen Komponenten des Detektors simuliert werden. Die von diesem Programm erzeugten Daten entsprechen im Datenformat den EXDATA Tapes jedoch mit dem Unterschied, daß zusätzlich eine Rubrik " das Ereignis, wie es wirklich war" zur Verfügung stellt. Nach der Detektorsimulation besteht noch die Option, die Daten ein Triggersimulationsprogramm durchlaufen zu lassen. Nach diesen Schritten folgt, wie bei den experimentellen Daten, die Rekonstruktion und die "Minifizierung", wonach die Daten von den Analyseprogrammen wie die experimentellen Daten gelesen werden können, mit dem Unterschied, daß jederzeit auf das ursprünglich generierte Ereignis zurückgegriffen werden kann.

Kapitel 3

Die Grundlagen der Analyse

3.1 Die Identifizierung geladener Teilchen

Bei der e^+e^- Annihilation entstehen eine Vielzahl verschiedener geladener Teilchen, von denen jedoch nur die langlebigen direkt durch den Detektor nachgewiesen werden können. Bei den direkt nachweisbaren Teilchen handelt es sich neben Photonen um Elektronen, Myonen, geladene Kaonen, geladene Pionen und deren ladungskonjugierten Zustände¹. Um die verschiedenen Teilchensorten voneinander zu trennen, nutzt man die Massenabhängigkeit der Flugzeit und der spezifischen Ionisation bei festem Impuls aus. Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen die Verteilungen der TOF- bzw. $\frac{dE}{dx}$ -Werte bezüglich des Teilchenimpulses. Für Impulse unterhalb 1 GeV/c sind die Bänder, die den einzelnen Teilchensorten entsprechen, deutlich zu sehen. Um einer Spur eine Teilchenhypothese zuzuweisen werden die χ^2 -te der

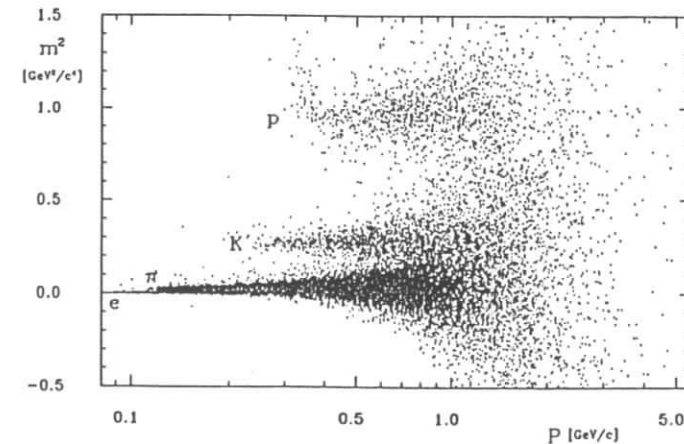


Abbildung 3.1: Die Verteilung der aus den TOF-Werten berechneten Massenquadrate über den Teilchenimpuls.

¹Es lassen sich auch Deuteronen direkt nachweisen [18].

⁶Für die folgende Analyse erfolgte die Simulation mit dem Generator LUND 6.2 [24].

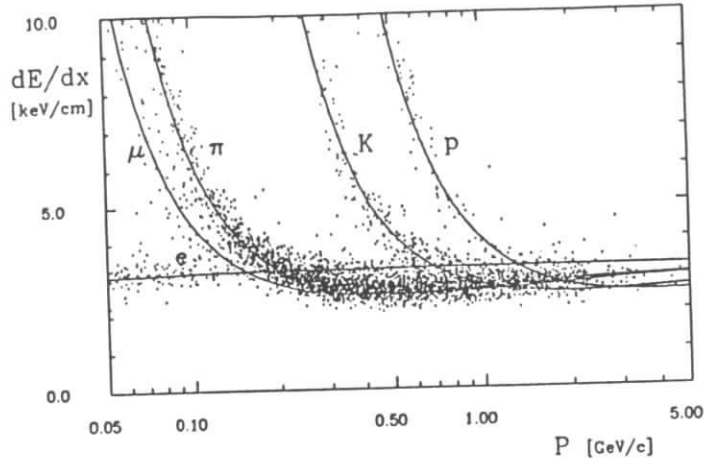


Abbildung 3.2: Die Verteilung der $\frac{dE}{dx}$ -Werte über den Teilchenimpuls.

TOF- und $\frac{dE}{dx}$ -Werte anhand der Meßwerte und der theoretischen Erwartungen berechnet².
Es sind $(i = e, \mu, \pi, K, p; \beta = \frac{v}{c})$

$$\chi_i^2(TOF) = \frac{(1/\beta^{meas} - 1/\beta_i^{theo})^2}{\sigma^2},$$

$$\chi_i^2(\frac{dE}{dx}) = \frac{(\frac{dE}{dx}^{meas} - \frac{dE}{dx}^{theo})^2}{\sigma^2}.$$

Da die Messungen von TOF und $\frac{dE}{dx}$ unabhängig sind, kann man ein Gesamt- χ_i^2 berechnen:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(TOF) + \chi_i^2(\frac{dE}{dx}).$$

Mit Hilfe dieses χ_i^2 und einer apriori Wahrscheinlichkeit w_i für jede Teilchensorte³ i wird ein auf eins normierter Likelihoodwert jeder zugehörigen Teilchenhypothese berechnet:

$$L_i = \frac{w_i e^{-\frac{\chi_i^2}{2}}}{\sum_j w_j e^{-\frac{\chi_j^2}{2}}}.$$

In der folgenden Analyse wurden nur die Teilchenspuren als Teilchenkandidaten einer bestimmten Sorte angesehen, deren Likelihood für die betreffende Hypothese größer als 0.01 war.

²Die Verwendung dieser Methode ist möglich, da die TOF und $\frac{dE}{dx}$ -Meßwerte annähernd gaußverteilt sind.

³Diese soll im wesentlichen die erwarteten Häufigkeiten der verschiedenen Teilchensorten in der zu untersuchenden Datenmenge angeben. In dieser Analyse wurden folgende relative Häufigkeiten verwandt:

$$N(e) : N(\mu) : N(\pi) : N(K) : N(p) = 1 : 1 : 3 : 1 : 1.$$

3.2 Die Unterdrückung des Untergrundes

Für die folgende Analyse sind nur Ereignisse von Interesse, in denen B-Mesonen entstehen; alle anderen Ereignisse sind als **Untergrund** zu betrachten. Die Untergrundereignisse lassen sich in zwei Klassen einteilen. Die eine wird von den Ereignissen gebildet, die nicht multihadronischer Natur sind, die andere Klasse sind $q - \bar{q}$ Ereignisse, die bei derselben Energie wie die Resonanzzeugung der B-Mesonen stattfinden.

3.2.1 Die Selektion multihadronischer Ereignisse

Die auf den MUMI-Bändern gespeicherten multihadronischen Ereignisse enthalten noch einen Anteil von ca. 30-40% Untergrundereignissen nicht multihadronischer Natur wie Strahl-Gas, Strahl-Wand, Bhabha, Tau-Paar und Gamma-Gamma Ereignisse. Da sich diese Ereignistypen in den charakteristischen Werten des Impulses in Strahlrichtung und in der skalaren Impulssumme unterscheiden, ist es möglich, einen Großteil dieser Untergrundereignisse abzusondern. Der Impuls des gesamten Ereignisses in Strahlrichtung wird auf die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} normiert:

$$P_z = \sum_i \frac{(\vec{p}_i)_z}{\sqrt{s}},$$

wobei i über alle gemessenen Spuren läuft. Ebenso wird die skalare Impulssumme auf \sqrt{s} normiert:

$$P_{sum} = \frac{\sum_{ch} p + \sum_{neu} E_{ch}}{\sqrt{s}},$$

wobei "ch" alle geladenen und "neu" alle ungeladenen Spuren indiziert. E_{ch} steht für die in den Schauerzählern deponierte Energie.

Die Verwendung der ersten Größe ermöglicht es Ereignisse, deren gemessene Impulsbilanz in z-Richtung unausgeglichen ist, wie Strahl-Wand, Strahl-Gas und Gamma-Gamma Ereignisse, zu erkennen. Die zweite Größe ist ein Maß für den Anteil der Strahlenergie, der in das Ereignis gelangt. Diese ist für die drei oben erwähnten Ereignistypen gewöhnlicherweise kleiner als für typische Multihadronereignisse. Um die Information, welche man aus diesen beiden Größen erlangt, zur Untergrundreduktion zu verwenden, bedient man sich im allgemeinen des **Parabelschnittes**: in der zweidimensionalen Dichteverteilung $\rho(P_z, P_{sum})$ der Ereignisse werden alle Ereignisse als Untergrundereignisse verworfen, für die gilt, daß

$$P_{sum} < 0.315 + 2.5P_z^2$$

ist. Abbildung 3.3 zeigt den Einfluß dieses Schnittes auf T(4S) Monte-Carlo Ereignisse, man sieht, daß nur wenige T(4S) Ereignisse von diesem Schnitt verworfen werden. Abbildung 3.4 zeigt den Einfluß des Schnittes auf das zur Analyse verwandte Datenmenge, es ist erkennbar, daß eine bedeutender Anteil der Ereignisse als Untergrundereignisse anzusehen sind. In der folgenden Analyse wurde zur Untergrundreduktion jedoch nicht der Parabelschnitt verwandt, sondern an die Ereignisse zwei Forderungen gestellt, die dem Parabelschnitt äquivalent sind, aber zusätzlich noch Bhabha Ereignisse und Gamma-Gamma Endzustände verworfen. Erstens wurden pro Ereignis mindestens sechs geladene Spuren⁴ verlangt und zweitens wurden nur Ereignisse akzeptiert, die mindestens einen Λ_c^+ Kandidaten einer Likelihood von über 10^{-6}

⁴Dies ist auch im Zusammenhang mit der Reduktion des Kontinuumsuntergrundes zu sehen vgl. 3.2.2.

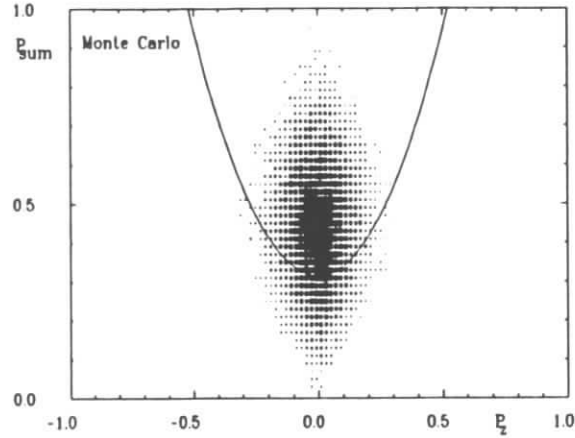


Abbildung 3.3: Dichteverteilung $\rho(P_z, P_{sum})$ von $Y(4S)$ Monte-Carlo Ereignissen. Zusätzlich ist noch der Parabelschnitt eingezeichnet.

enthalten⁵. Abbildung 3.5 zeigt die diese Kriterien überlebenden Ereignisse im Vergleich mit dem Parabelschnitt.

3.2.2 Der Kontinuumsuntergrund

Der Signalanteil der $Y(4S)$ -Resonanz in der e^+e^- -Vernichtung macht ca. 25 % aller Multi-hadronischen Ereignisse aus (vgl. Abbildung 1.1). Die restlichen 75 % des Signals werden von Ereignissen der Art $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ gebildet. Da auch in diesen Ereignissen Λ_c^+ 's entstehen, ist damit zu rechnen, daß das bei der Energie der $Y(4S)$ -Resonanz auftretende Signal zu einem nicht unerheblichen Teil aus Λ_c^+ 's gebildet wird, die aus Kontinuumsereignissen stammen [8] [22].

Soll eine Aussage über die Häufigkeit von Zerfällen der Art $B \rightarrow \Lambda_c^+ + X$ gemacht werden, so muß einerseits der Anteil der Λ_c^+ 's aus den Kontinuumsprozessen möglichst gering sein und andererseits der verbleibende Anteil vom Signal subtrahiert werden.

Die Unterdrückung von Kontinuumsereignissen

Um die Kontinuumsereignisse im Vergleich zu den $Y(4S)$ -Ereignissen zu unterdrücken, wurde davon Gebrauch gemacht, daß ein Λ_c^+ , welches aus einem B-Zerfall stammt, im ARGUS-Experiment einen maximalen Impuls von 2.3 GeV/c haben kann⁶. Dies bedeutet, daß jedes Λ_c^+ eines Impulses von über 2.3 GeV/c nicht aus einem B-Zerfall stammen kann. Da es für die Kontinuumsabstraktion jedoch notwendig ist, Verteilungen invarianter Massen verschiedener

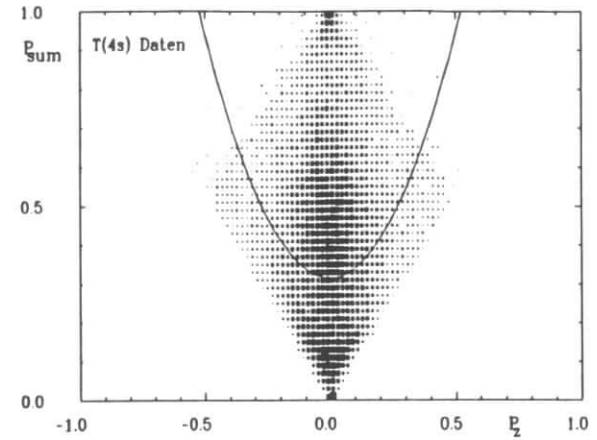


Abbildung 3.4: Die Dichteverteilung $\rho(P_z, P_{sum})$ von Daten, die im Bereich der $Y(4S)$ -Resonanz genommen wurden, vor dem Anlegen der in der Analyse verwandten Kriterien. Zusätzlich ist noch der Parabelschnitt eingezeichnet.

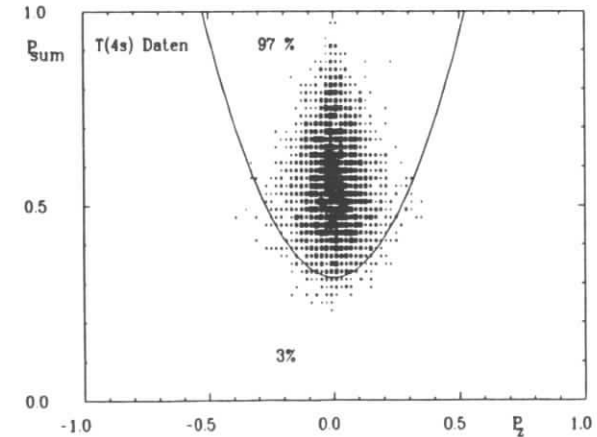


Abbildung 3.5: Die Dichteverteilung $\rho(P_z, P_{sum})$ der selben Daten nach dem Anlegen der in der Analyse verwandten Kriterien. Zusätzlich ist noch der Parabelschnitt eingezeichnet. Die Prozentzahlen geben an, wieviel Prozent dieser Ereignisse innerhalb bzw. außerhalb des Parabelschnittes liegen.

⁵Dieses Selektionskriterium ergibt sich relativ zwanglos aus der gestellten Aufgabe.

⁶Dieser Wert ist der im Schwerpunktssystem kinematisch maximale Impuls eines Zerfalls der Art

$$e^+e^- \rightarrow Y(4S) \rightarrow B_1 B_2 \quad B \rightarrow \Lambda_c^+ + X,$$

wobei X aufgrund der Baryonenzahlerhaltung eine minimale Masse von 0.938 GeV/c² besitzen muß.

Schwerpunktenergien zu vergleichen, wurde nicht im Impuls, sondern im auf \sqrt{s} skalierten Impuls x_p , mit

$$x_p = \frac{p}{p_{\text{max}}} = \frac{p}{\sqrt{E_{\text{beam}}^2 - M_{\Lambda_c^+ \text{ cand}}^2}}$$

geschnitten (E_{beam} : Strahlenergie, $M_{\Lambda_c^+ \text{ cand}}$: Masse des Λ_c^+ Kandidaten). Der Schnitt $p_{\Lambda_c^+} < 2.3 \text{ GeV}/c$ ist dem Schnitt $x_{p\Lambda_c^+} < 0.482$ äquivalent.

Die zweite Methode, die verwendet wurde um Kontinuumsereignisse zu unterdrücken, beruht darauf, daß im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Energie ein typisches Kontinuumsereignis im Mittel weniger geladene Spuren enthält als ein typisches $\Upsilon(4S)$ -Ereignis. Abbildung 3.6 zeigt die Verteilungen der im Detektor sichtbaren geladenen Spuren pro Ereignis im Kontinuum unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen in denen ein Λ_c^+ auftritt (Monte-Carlo). Die Prozentzahlen geben den Anteil der Ereignisse an, die durch den Schnitt, pro Ereignis

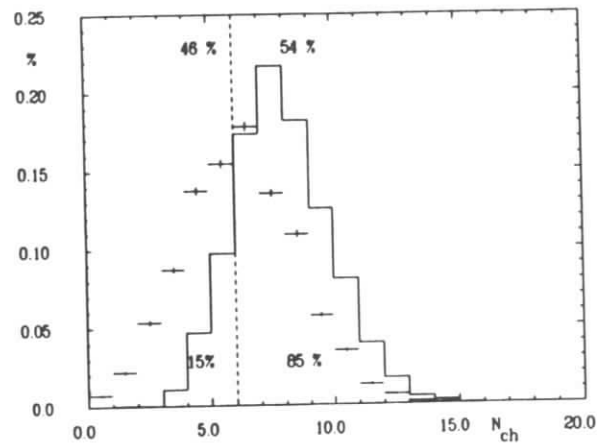


Abbildung 3.6: Die Anzahl der im Detektor sichtbaren geladenen Spuren für Kontinuumsereignisse (Kreuze) und für $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+ B^-; B \rightarrow \Lambda_c^+ + X$ Monte-Carlo (Histogramm). Die oberen Prozentzahlen geben an, welcher Anteil an Kontinuumsereignissen durch den Schnitt $n_{\text{ch}} \geq 6$ verworfen bzw. akzeptiert werden. Die unteren Prozentzahlen dasselbe für die B-Ereignisse.

mindestens sechs geladene Spuren zu verlangen, verworfen bzw. akzeptiert werden. Aus diesen Zahlen läßt sich ablesen, daß Kontinuumsereignisse durch diesen Schnitt etwa dreimal so stark unterdrückt werden wie $\Upsilon(4S)$ -Ereignisse, die ein Λ_c^+ enthalten⁸.

Die Subtraktion des verbleibenden Kontinuumsanteils

Trotz Anwendung dieser beiden Schnitte enthält das Λ_c^+ -Signal im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz noch einen erheblichen Anteil an Λ_c^+ 's aus Kontinuumsereignissen. Dieser Anteil muß ermittelt und vom Λ_c^+ -Signal subtrahiert werden (vgl. auch 4.7).

⁷Dies gilt für den Zerfallskanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p \bar{K}^0 \pi^+$.

⁸Nicht zu vernachlässigen ist auch die dadurch erreichte Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes.

Das hierzu verwendete Verfahren beruht darauf, daß das Kontinuums- Λ_c^+ -Signal im Bereich direkt unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz⁹ unter denselben Bedingungen wie das Signal im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bestimmt wird, und von diesem skaliert subtrahiert wird. Der Skalierungsfaktor f_{scal} berechnet sich aus den in den verschiedenen Bereichen vorhandenen Luminositäten¹⁰ und dem Verhältnis der Quadrate der Schwerpunktenergie. Durch letzteres wird der s-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $e^+ e^- \rightarrow$ Hadronen in erster Ordnung QED Rechnung getragen.

$$f_{\text{scal}} = \frac{\mathcal{L}^{\text{on}}}{\mathcal{L}^{\text{off}}} \times \frac{E^{\text{off}2}}{E^{\text{on}2}} = 2.24.$$

3.3 Weitere Schnitte

Für die Analyse wurden noch zwei weitere globale Schnitte verwendet, welche dazu dienen Spuren auszuschließen, die entweder nur einen kleinen Teil des Detektors durchquert haben, oder nicht direkt vom Wechselwirkungspunkt stammen.

- Schnitt im Polarwinkel:

$$|\cos \theta| < 0.92.$$

Dieser Schnitt läßt nur Teilchenspuren zu, die mindestens vier 0°- und drei Stereolagen der Driftkammer durchquert haben. Dies ist eine Voraussetzung für eine sinnvolle Spurrekonstruktion.

- Schnitt im χ^2 des Vertexfits:

$$\chi_{Vx}^2 < 36.$$

Dieser Schnitt verwirft Spuren, die nicht vom Wechselwirkungspunkt stammen¹¹.

3.4 Die Tabelle aller globalen Schnitte

Folgende Schnitte wurden, falls nicht ausdrücklich betont, für alle Teile der Analyse verwandt:

- $|\cos \theta| < 0.92$
- $\chi_{Vx}^2 < 36$
- Likelihood > 0.01
- Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis ≥ 6
- $x_p(\Lambda_c^+) < 0.482$.

3.5 Die Λ_c^+ Rekonstruktion

Da die Lebensdauer des Λ_c^+ 's etwa $2 \cdot 10^{-13}$ Sekunden beträgt, muß der Nachweis des Λ_c^+ 's über dessen Zerfallsprodukte geschehen. In Tabelle 3.1 sind einige der wichtigsten Zerfallskanäle und deren relative Häufigkeiten angegeben. In der folgenden Analyse wurde das

⁹Alle Größen, die sich auf diesen Energiebereich beziehen, sollen fortan durch den hochgestellten Index "off" gekennzeichnet werden. Entsprechend soll der Index "on" Größen bezeichnen, die sich auf den Energiebereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz beziehen.

¹⁰Diese sind für die folgende Analyse: $\mathcal{L}^{\text{on}} = 189.3 \text{ pb}^{-1}$ und $\mathcal{L}^{\text{off}} = 82.3 \text{ pb}^{-1}$ vgl. auch 3.7.

¹¹Dasselbe gilt für Sekundärvertices zerfallender neutraler Teilchen.

Kanal	ARGUS	CLEO	NA-32	Mark II
$p\bar{K}^-\pi^+$	1	1	1	1
$p\bar{K}^{*0}$	0.59		0.31 ± 0.07	0.18 ± 0.10
$\Delta^{++}K^-$	0.42		0.28	$< 0.17 \pm 0.07$
$\Lambda^0\pi^+$	0.21 ± 0.06	0.18 ± 0.04		< 0.8
$\Lambda^0\pi^+\pi^-\pi^+$	0.63 ± 0.15	0.75 ± 0.14		< 1.4
$p\bar{K}^0$	0.64 ± 0.13	0.51 ± 0.09		0.5 ± 0.25
$p\bar{K}^{*0}\pi^+\pi^-$	1.00 ± 0.42	0.51 ± 0.15		
$\Xi^-K^+\pi^+$		0.16 ± 0.04		
$p\bar{K}^+\pi^+\pi^-\pi^+$			0.062 ± 0.036	
$p\phi$			0.022 ± 0.011	

Tabelle 3.1: Relative Verzweigungsverhältnisse verschiedener Λ_c^+ -Zerfälle auf den Kanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^-\pi^+$ normiert. Alle oberen Grenzen mit 90% CL. Die systematischen und statistischen Fehler wurden quadratisch addiert. Aus [14].

Λ_c^+ -Signal im Kanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^-\pi^+$ gesucht. Dafür sprechen folgende Gründe:

- der Kanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^-\pi^+$ gehört zu den dominierenden Zerfallskanälen.
- die Tochterteilchen lassen sich im Detektor direkt nachweisen.
- die Nachweiswahrscheinlichkeit ist relativ groß¹².

3.6 Das Signal und dessen Form

Um zu bestimmen, wieviele Λ_c^+ 's in einer Menge von Ereignissen auftreten, werden in jedem Ereignis die invarianten Massen aller Kombinationen dreier Teilchen berechnet, die die oben beschriebenen Selektionskriterien erfüllen, wobei je eine Spur mit der Protonen-, Kaonen- und Pionenhypothese im Rahmen des Likelihoodschnittes verträglich sein muß. Die Analyse schließt die Ladungskonjugierten Zustände mit ein. Mit den so erhaltenen invarianten Massen wird ein Histogramm gefüllt. Das Λ_c^+ -Signal zeigt sich als ein Gauß-förmiger Peak¹³ bei einer Masse von ca. 2.285 GeV/c². Um die Anzahl der im Peak liegenden Λ_c^+ 's zu bestimmen, wird eine Gaußfunktion, zur Beschreibung des Signals, und ein Polynom zweiter Ordnung, zur Beschreibung des Untergrundes, an die im Histogramm sichtbare Verteilung gefittet. Die Fitmethode war, wenn nicht anders gesagt, die der kleinsten Fehlerquadrate.

3.6.1 Die Breite des Signals

Die Bestimmung der Signallbreite geschah mit Hilfe von 2400 Monte-Carlo Ereignissen. Durch den LUND 6.2 Generator wurden folgende Zerfälle simuliert:

$$\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$$

$$B^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^+$$

¹²Beispielsweise ist die Nachweiswahrscheinlichkeit im Kanal $\Lambda^0\pi^+$ etwa um den Faktor drei kleiner.

¹³Der Peak hat diese Form, da die Zerfallsbreite des Λ_c^+ 's von ca. 0.04 eV im Vergleich zu der, durch die Auflösung des Detektors bestimmten, experimentellen Breite von einigen MeV/c² zu vernachlässigen ist.

$$B^- \rightarrow X^{14}$$

Die so simulierten Zerfälle wurden wie in 2.4 beschrieben weiterverarbeitet, so daß schließlich ein Zahl von 2400 Ereignissen im MUMI-Format zur Verfügung stand. Mit diesen Daten wurde ein Histogramm wie weiter oben erläutert erstellt und mit der beschriebenen Funktion gefittet, wobei, bei fixierter Masse, die Breite der Gaußfunktion ein freier Parameter war. Der Fit liefert als Breite einen Wert von

$$\sigma = 9.2 \pm 0.3 \text{ MeV}/c^2,$$

(vgl. Abbildung 3.7) welches ein Maß für die experimentelle Auflösung ist.

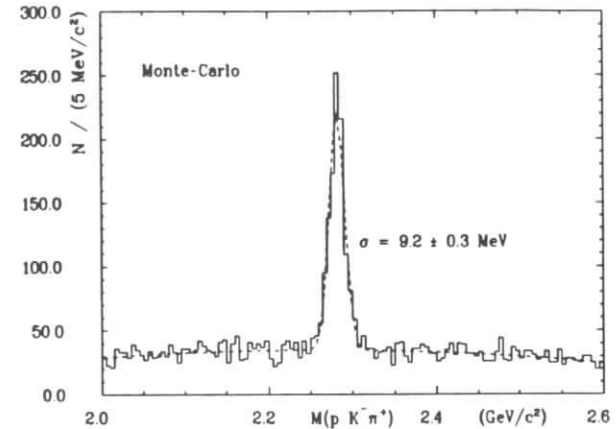


Abbildung 3.7: Die Bestimmung der experimentellen Breite.

3.6.2 Die Λ_c^+ -Masse

Die Masse des Peak wurde auf den Wert von 2.2849 MeV/c² fixiert, dieser Wert stammt aus [17]. Für die Daten, die aus dem Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz stammen, zeigt sich beim Fit mit freiem Massenparameter eine gute Übereinstimmung¹⁵ mit diesem Wert.

3.6.3 Die Bestimmung der Fehler der Fits

Der statistische Fehler wird beim Fitten in GEP¹⁶ als Ausgabeparameter geliefert. Der systematische Fehler eines Fits wurde dadurch bestimmt, daß zu jedem Fit eines Histogrammes noch acht zusätzliche Fits durchgeführt wurden, wobei die Masse des Peaks um ± 1.5 MeV/c² variiert wurde (dies ist der Fehler, der in [17] angegeben ist) und die Breite um

¹⁴den bekannten Verzweigungsverhältnissen Entsprechend.

¹⁵Typische Fitergebnisse liefern Massen von 2.284-2.286 MeV/c², bei Fehlern von 1-2 MeV/c².

¹⁶GEP bedeutet Graphical Editor Program und ist ein Programmpaket zum Erstellen, Editieren und Auswerten von (n-dimensionalen) Histogrammen.

$\pm 1.0 \text{ MeV}/c^2$ variiert wurde, welches eine konservative Abschätzung des Fehlers auf die Signalbreite darstellt. Die Differenzen der so erhaltenen Werte zum Ergebnis des ersten Fits wurden gemittelt, was als der systematische Fehler angesehen werden kann.

3.7 Die verwendeten Daten

An die zur Analyse verwendeten Daten wurden folgende Bedingungen gestellt:

1. Die Vertexdriftkammer mußte in Betrieb gewesen sein.
2. Der Run mußte als einwandfrei gekennzeichnet sein¹⁷.

Mit diesen Kriterien standen insgesamt zur Verfügung:

- Eine Luminosität von 189.3 pb^{-1} im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (\sqrt{s} von 10.575 bis $10.58 \text{ GeV}/c^2$).
- Eine Luminosität von 82.3 pb^{-1} im Bereich des Kontinuums unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (\sqrt{s} von 10.42 bis $10.55 \text{ GeV}/c^2$).

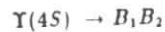
Der Fehler der Luminositätsmessungen liegt in der Größenordnung eines Prozentes. Obwohl die gemessene Luminosität zur Berechnung der Verzweungsverhältnisse benötigt wird, so ist der dadurch entstehende Fehler neben den anderen Fehlern zu vernachlässigen (vgl. [13] S.30).

3.8 Die Bestimmung der B-Mesonen Anzahl

Für die Berechnung von Verzweungsverhältnissen in B-Zerfällen ist die Kenntnis der B-Mesonen Anzahl vonnöten. Dieser Arbeit liegt die Annahme zugrunde, daß der Wirkungsquerschnitt der Reaktion



bei einer Schwerpunktsenergie von 10.58 GeV $\sigma_{\Upsilon(4S)} = 0.85 \text{ nb}^{-1}$ ist [23]. Unter der, bislang noch unwiederlegten, Annahme, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu 100 % nach



zerfällt, berechnet sich die Anzahl der B-Mesonen nach:

$$N_B = 2 \times L^{int} \times \sigma_{\Upsilon(4S)} = 321640$$

Um den systematischen Fehler dieser Zahl zu bestimmen, wurde die Anzahl der B-Mesonen noch mit einer zweiten Methode bestimmt:

$$N_B = 2 \times \left(N_{Maha1.7}^{on} - \frac{N_{Bhabha}^{on}}{N_{Bhabha}^{off}} \times N_{Maha1.7}^{off} \right) = 316952$$

¹⁷Ein Run entspricht einer Menge von ca. 20000 30000 Ereignissen. Einwandfrei bedeutet auf ARGUSianisch runflag = 0.

Dabei bedeutet $N_{Maha1.7}$ die Anzahl der Multihadronereignisse, die in den Schauerzählern eine Energie von mehr als 1.7 GeV deponiert haben. N_{Bhabha} ist die Anzahl der Bhabhaereignisse, die im Barrel stattgefunden haben. Alle Zahlen beziehen sich auf alle Ereignisse der jeweiligen Art, die in den oben genannten Datenmengen auftauchen. Die Differenz beider Werte entspricht einer Abweichung von 1.5 %. Da jedoch beide Verfahren mit ähnlichen systematischen Unsicherheiten verbunden sind, wie beispielsweise die Selektion Multihadronischer Ereignisse oder die Bestimmung der Triggerakzeptanzen, wurde ein Fehler von 5 % auf den Wirkungsquerschnitt angenommen (vgl. auch [13] S. 30). Die somit zur Anwendung gelangende B-Mesonen Anzahl ist mitsamt Fehler:

$$N_B = 321640 \pm 16100.$$

Kapitel 4

Die Analyse

Dieses Kapitel beschreibt die Bestimmung der Anzahlen an Λ_c^+ 's in den verschiedenen Zerfallskanälen und die Messung der Impulsspektren. Am Ende des Kapitels wird ein exklusives Ereignis diskutiert. Wenn nicht anders gesagt, sind ladungskonjugierte Zustände in der Analyse eingeschlossen.

4.1 Der inklusive Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ + X$

Der Nachweis dieses Zerfalls geschieht über den Kanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$. Die so erhaltene Anzahl entspricht

$$N_B \times Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \times Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$$

und wird mit $N_i(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$ bezeichnet. Um diese Anzahl aus den Ergebnissen der Fits zu ermitteln, muß die Wahrscheinlichkeit bestimmt werden, ein Λ_c^+ , welches über den Kanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ zerfällt, zu finden.

4.1.1 Die Bestimmung der Λ_c^+ -Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit geschieht mit Hilfe der Monte-Carlo Daten:

1. Der kinematisch mögliche Impulsbereich für Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen wird in vier Impulsbereiche gleicher Breite zerlegt.
2. Für jeden Bereich wird die Anzahl der vom Ereignisgenerator erzeugten Λ_c^+ 's bestimmt (vgl. Tabelle 4.1).
3. Für jeden Impulsbereich wird die Anzahl der Λ_c^+ 's ermittelt, die nach der Detektorsimulation und dem Anlegen der Schnitte noch zu finden sind (vgl. Tabelle 4.1).
4. Für jeden Bereich wird die Zahl der Λ_c^+ 's aus 2) durch die Zahl der Λ_c^+ 's aus 3) dividiert. Das Ergebnis ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für die einzelnen Impulsbereiche (vgl. Tabelle 4.1).
5. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit über alle Impulse zu bestimmen, wird das mit dem gemessenen Impulsspektrum (vgl. 4.4) gewichtete Mittel errechnet. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit vom Impuls des Λ_c^+ 's in diesem Bereich nur schwach abhängig ist, sind die relativ großen Fehler der Messung des Impulsspektrums von geringer Bedeutung.

x_p von-bis	0.0000-0.1205	0.1205-0.2410	0.2410-0.3615	0.3615-0.4820
generierte Λ_c^+ 's	114	770	1230	220
gefundene Λ_c^+ 's	39 ± 6	275 ± 17	450 ± 21	107 ± 10
$\epsilon_{\Lambda_c^+}(x_p)$	0.39 ± 0.05	0.36 ± 0.02	0.38 ± 0.02	0.42 ± 0.02
Anteil am Spektrum	0.10 ± 0.10	0.49 ± 0.16	0.34 ± 0.15	0.06 ± 0.12

Tabelle 4.1: Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Λ_c^+ 's im Kanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ für verschiedene x_p . Die letzte Zeile gibt den Anteil der verschiedenen Impulsbereiche an (aus Tabelle 4.4).

Das Endergebnis ist somit

$$\epsilon_{\Lambda_c^+} = 0.37 \pm 0.03$$

Der oben angegebene Fehler setzt sich zusammen aus dem Fehler, der durch die endliche Monte-Carlo Statistik bedingt ist (± 0.01), dem Fehler, der aus den Fehlern der Messung des Impulsspektrums resultiert (± 0.01) und dem Fehler, der durch die Detektorsimulation bedingt ist. Dieser wurde zu ± 0.02 abgeschätzt. Um einen Gesamtfehler anzugeben, wurden die einzelnen Fehler quadratisch addiert.

4.1.2 Das Ergebnis der Messung

Gefunden wurden in den verschiedenen Energiebereichen $N_g \Lambda_c^+$'s

- $N_g^{on} = 546 \pm 75 \pm 27$ (vgl. Abbildung 4.1)¹ 2.
- $N_g^{off} = 77 \pm 39 \pm 14$ (vgl. Abbildung 4.2).

Die Kontinuumsabstraktion liefert die Anzahl der Λ_c^+ 's, die aus B-Zerfällen stammen:

$$N_g(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = N_g^{on} - f_{scal} N_g^{off} = 356 \pm 116 \pm 29$$

Das entspricht einer Signifikanz von 3.2 Standardabweichungen. Die Zahl $N_g(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$ muß noch auf die Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert werden. Die tatsächliche Anzahl von Λ_c^+ 's aus B-Mesonen, $N_i(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$, ist somit:

$$N_i(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = \frac{N_g}{\epsilon_{\Lambda_c^+}}$$

$$N_i(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = \frac{373 \pm 115 \pm 34}{0.37 \pm 0.03} = 1008 \pm 329 \pm 92.$$

¹Die Ergebnisse der weiteren 8 Fits, die zur Bestimmung des systematischen Fehlers durchgeführt wurden, finden sich in Anhang A. Dasselbe gilt auch für die meisten der noch folgenden Fits.

²Der zweite Zahl stellt den statistischen, die dritte den systematischen Fehler dar. Der Fehler auf die Nachweiswahrscheinlichkeit geht in den statistischen Fehler ein. Diese Konvention soll im folgenden überall gelten.

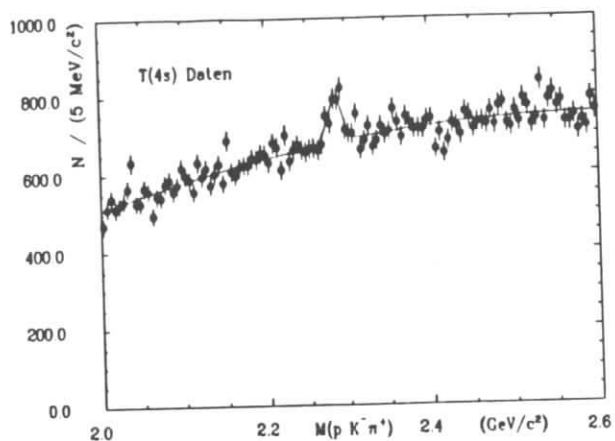


Abbildung 4.1: Das Λ_c^+ -Signal im Bereich der $Y(4S)$ -Resonanz.

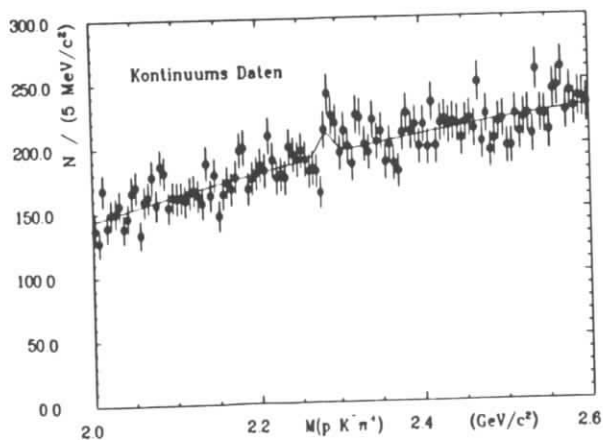


Abbildung 4.2: Das Λ_c^+ -Signal im Bereich des Kontinuums unterhalb der $Y(4S)$ -Resonanz.

4.2 Der semi-inklusive Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X$

Um diesen Zerfall zu messen, wurde in den Ereignissen, die einen Λ_c^+ -Kandidaten enthielten, nach einem zusätzlichen $\bar{\Lambda}^0$ gesucht. Da das Λ_c^+ -Signal einen erheblichen Anteil an kombinatorischem Untergrund enthält, muß das $\bar{\Lambda}^0$ -Signal möglichst untergrundfrei sein, wenn man die Anzahl der Ereignisse, die ein Λ_c^+ und ein $\bar{\Lambda}^0$ enthalten, direkt aus einem Fit an das Histogramm der invarianten Massenverteilung aller $p K^- \pi^+$ -Kombinationen bestimmen will³.

4.2.1 Die $\bar{\Lambda}^0$ -Selektion

Der Nachweis von $\bar{\Lambda}^0$'s findet über den Kanal $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} \pi^+$ statt. Das Verzweigungsverhältnis beträgt 64,2 %. Als $\bar{\Lambda}^0$ -Kandidaten wurden nur solche $\bar{p} \pi^+$ -Kombinationen akzeptiert, deren gemessene Masse um nicht mehr als 10 MeV/c² von der nominellen $\bar{\Lambda}^0$ -Masse, 1,116 GeV/c², abwich und das χ^2 der Massenbestimmung kleiner als 25 war. Der Anteil an $\bar{\Lambda}^0$'s aus B-Zerfällen mit einem Impuls von mehr als 2 GeV/c ist sehr gering (vgl. [20]), weshalb nur solche $\bar{\Lambda}^0$'s akzeptiert wurden, deren Impuls kleiner als 2 GeV/c war. Die Lebensdauer des $\bar{\Lambda}^0$'s beträgt $2,6 \cdot 10^{-10}$ s, so daß ein erheblicher Anteil der $\bar{\Lambda}^0$'s jenseits des Hauptvertex⁴ an Sekundärvertices zerfällt.

Um ein sauberes $\bar{\Lambda}^0$ -Signal zu erhalten, ist es von großem Vorteil, die $\bar{\Lambda}^0$'s zu selektieren, die an Sekundärvertices zerfallen, wie man aus dem Vergleich der Abbildung 4.12, die das $\bar{\Lambda}^0$ -Signal am Hauptvertex zeigt, und der Abbildung 4.4, die das $\bar{\Lambda}^0$ -Signal an Sekundärvertices zeigt, erkennen kann.

4.2.2 Das Signal der an Sekundärvertices zerfallenden $\bar{\Lambda}^0$'s

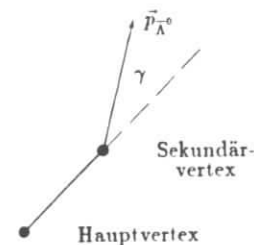


Abbildung 4.3: Definition von γ .

Um ein $\bar{\Lambda}^0$ aus einem Zerfall an einem Sekundärvertex als solches anzuerkennen, wurde gefordert, daß das χ^2 des Sekundärvertex-Fits 36 nicht übersteigen sollte. Weiterhin wurde gefordert, daß das $\bar{\Lambda}^0$ mit großer Wahrscheinlichkeit vom Hauptvertex kommen sollte. Dies ist

³Bei einem $\bar{\Lambda}^0$ -Signal, welches viel Untergrund enthält, müßte dieser über eine Seitenbandsabstraktion korrigiert werden. Dies vergrößert jedoch die Fehler (vgl. Abbildung 4.12).

⁴Bei den $\bar{\Lambda}^0$'s aus B-Zerfällen zerfallen etwa zwei Drittel der $\bar{\Lambda}^0$'s außerhalb des Hauptvertex (bei $\chi^2_{\gamma} = 36$) vgl. S.49.

Likelihood	0.01	0.05	0.10	0.20	0.50	0.95
Fit-Ergebnis	11 ± 9	16 ± 10	16 ± 10	15 ± 9	20 ± 11	14 ± 7
Signal/Untergrund	1.2	1.6	1.6	1.7	1.8	2.0

Tabelle 4.2: Einfluß des $Lh(\bar{\Lambda}^0)$ -Schnittes auf das Λ_c^+ -Signal, wenn zusätzlich noch ein $\bar{\Lambda}^0$ verlangt wird. Der Mittelwert des Signals beträgt 15.1 ± 2.7 .

sinnvoll, da alle $\bar{\Lambda}^0$'s aus B-Zerfällen vom Hauptvertex stammen⁵. Um zu entscheiden, ob ein $\bar{\Lambda}^0$ vom Hauptvertex stammt oder nicht, wird für jeden $\bar{\Lambda}^0$ -Kandidaten der Kosinus des Winkels γ zwischen dem Impulsvektor des $\bar{\Lambda}^0$'s und der Verbindungslinie zwischen dem Haupt- und dem Sekundärvertex bestimmt (vgl. Abbildung 4.3). Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung von $\cos \gamma$ für $\bar{\Lambda}^0$'s aus den zur Analyse verwendeten Daten und Monte-Carlo Daten. Als Schnitt wurde $\cos \gamma > 0.95$ gewählt. Der Anteil an verlorenen $\bar{\Lambda}^0$'s aus B-Zerfällen ist gering, wogegen die Anzahl kombinatorischer $\bar{\Lambda}^0$'s deutlich zurückgeht.

Als weiterer Schnittparameter wurde die Likelihood des $\bar{\Lambda}^0$ -Kandidaten gewählt. Es zeigt sich, daß der Likelihoodschnitt auf die Stärke des Signals einen unklaren Einfluß hat, jedoch das Signal zu Untergrundverhältnis verbessert und somit den statistischen Fehler verkleinert (vgl. Tabelle 4.2).

Die Bestimmung der $\bar{\Lambda}^0$ -Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für $\bar{\Lambda}^0$'s aus B-Zerfällen geschah mit Hilfe einer Menge von 100000 Monte-Carlo Ereignissen des Types $\Upsilon(4S) \rightarrow B_1 B_2$, wobei die B-Mesonen entsprechend den bekannten Verzweigungsverhältnissen zerfielen. Dies bedeutet, daß diese Menge ungefähr 8200 $\bar{\Lambda}^0$'s enthält. Da das Impulsspektrum der $\bar{\Lambda}^0$'s aus diesen Monte-Carlo Zerfällen mit dem gemessenen übereinstimmt (vgl. [13] S.183), kann die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit direkt dadurch erfolgen, daß man den Anteil der generierten $\bar{\Lambda}^0$'s bestimmt, die man, unter Anlegen der für die Analyse verwandten Schnitte, nach der Detektorsimulation wiederfindet.

Problematisch war hierbei nur der Schnitt in der Likelihood, da die Likelihoodverteilung der Monte-Carlo Daten eine andere war als die der analysierten Daten. Es wurde daher bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit nur der Schnitt von $Lh(\bar{\Lambda}^0) > 0.01$ angelegt, nicht aber der in der Datenanalyse verwandte Schnitt $Lh(\bar{\Lambda}^0) > 0.95$. Da jedoch der Likelihoodschnitt in den analysierten Daten in erster Linie nur auf den Untergrund wirkt, nicht aber die Signalhöhe beeinflusst, ist es zulässig, so zu verfahren (siehe Tabelle 4.2). Um den daraus resultierenden Fehler abzuschätzen, wurde die Standardabweichung der in Tabelle 4.2 aufgeführten Fit-Ergebnisse berechnet. Die σ entsprechende Abweichung von 17 % wurde als (dominierender) Fehler auf die Nachweiswahrscheinlichkeit angenommen. Das Ergebnis lautet somit:

$$\epsilon_{\bar{\Lambda}^0} = 0.12 \pm 0.02.$$

⁵Es besteht zwar die Möglichkeit von Zerfällen des Typs

$$B \rightarrow \Xi^+ + X \quad \Xi^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0 \pi^+,$$

wobei das $\bar{\Lambda}^0$ in diesem Fall aus einem B-Zerfall entspringen würde, jedoch nicht vom Hauptvertex stammte. Einerseits sind jedoch solche Zerfälle selten (vgl. [20]) und andererseits ist die dadurch entstehende Richtungsablenkung des $\bar{\Lambda}^0$'s gering.

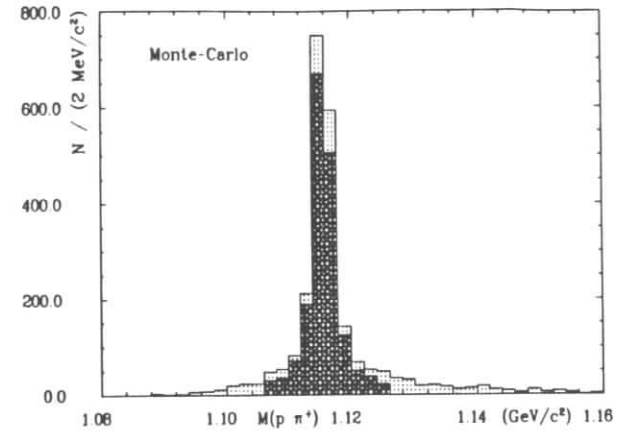


Abbildung 4.4: Das $\bar{\Lambda}^0$ -Signal an Sekundärvertices. Die dunkle Fläche stellt das Signal nach den Massenschnitten dar. Die gepunktete vorher. Es ist zu erkennen, daß nach den Schnitten nur noch wenig Untergrund vorhanden ist.

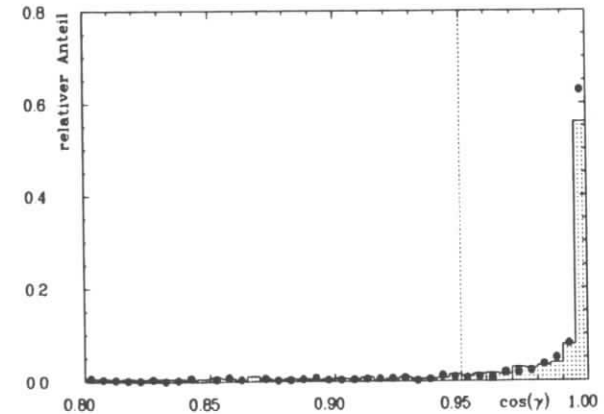


Abbildung 4.5: Die Verteilung verschiedener $\cos \gamma$ -Werte von $\bar{\Lambda}^0$'s aus B-Zerfällen. Die schraffierte Verteilung stammt aus Monte-Carlo Daten, die Punkte aus den zur Analyse verwendeten Daten. Die senkrechte Linie stellt den Schnitt dar.

4.2.3 Das Ergebnis der Messung

In den verschiedenen Energiebereichen wurden N_B Ereignisse gefunden, in denen sowohl ein Λ_c^+ als auch ein $\bar{\Lambda}^0$ auftauchten:

- $N_B^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0) = 14 \pm 9$ (vgl. Abbildung 4.6)⁶.
- $N_B^{off}(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0) = 0 \pm 2.6$ (vgl. Abbildung 4.7).

Die Kontinuumsabstraktion liefert die Anzahl der von einem $\bar{\Lambda}^0$ begleiteten Λ_c^+ aus B-Zerfällen:

$$N_B(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 \text{ aus } B's) = N_B^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0) - f_{\text{real}} N_B^{off}(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0) = (14 \pm 7) - 2.24 \times (0 \pm 2.6) = 14 \pm 9$$

Die Korrektur auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Λ_c^+ und $\bar{\Lambda}^0$ liefert die tatsächliche Anzahl:

$$N_i(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 \text{ aus } B's) = \frac{N_B(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 \text{ aus } B's)}{\epsilon_{\bar{\Lambda}^0} \epsilon_{\Lambda_c^+}} = 315 \pm 202^7.$$

Die Anzahl dieser $\bar{\Lambda}^0$'s muß auf die $\bar{\Lambda}^0$'s korrigiert werden, die nicht aus demselben B wie das Λ_c^+ stammen; dies geschieht mit Hilfe des in [13] bereits gemessenen Verzweigungsverhältnisses $\text{Br}(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X)$.

$$N(\bar{\Lambda}^0, B_2) = N_i(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \times \text{Br}(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X) = (1008 \pm 329) \times 4.2\% = 42 \pm 14$$

Nach der Subtraktion dieser Korrektur lautet das Endergebnis:

$$\begin{aligned} N_i(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X) &= \\ N_B \times \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X) \times \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) &= \\ = (315 \pm 202) - (42 \pm 14) &= 273 \pm 202. \end{aligned}$$

4.3 Der semi-inklusive Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$

Zur Messung dieses Zerfalles wurde in den Ereignissen, die einen Λ_c^+ -Kandidaten enthielten, nach einem zusätzlichen Antiproton gesucht. Auch hier stellt es ein Problem dar, daß das Λ_c^+ -Signal von einem erheblichen kombinatorischen Untergrund begleitet ist und deshalb die Antiprotonselektion so erfolgen muß, daß kein zusätzlicher Untergrund durch fehlidentifizierte Antiprotonen entsteht.

⁶Der systematische Fehler kann bei diesen Messungen gegenüber dem statistischen vernachlässigt werden.

⁷Der Fehler aus der Nachweiswahrscheinlichkeit kann gegenüber dem statistischen Fehler vernachlässigt werden.

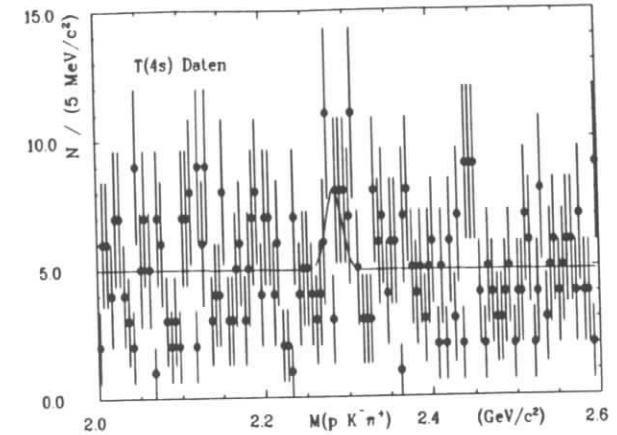


Abbildung 4.6: Das Λ_c^+ -Signal im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, wobei zusätzlich noch ein $\bar{\Lambda}^0$ verlangt wurde. Der Fit wurde in diesem Fall nach der Maximum-Likelihood Methode durchgeführt.

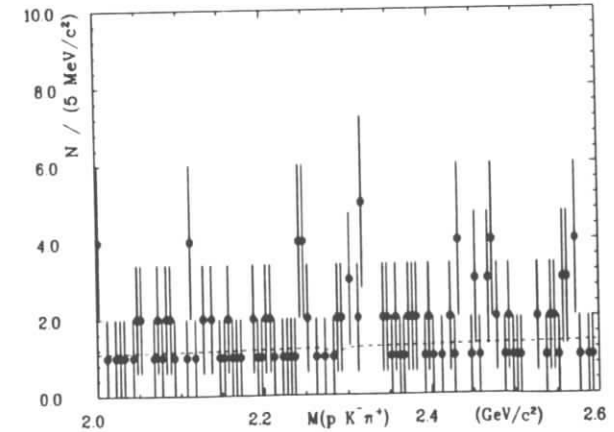


Abbildung 4.7: Das Λ_c^+ -Signal im Bereich des Kontinuums unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, wobei zusätzlich noch ein $\bar{\Lambda}^0$ verlangt wurde. Der Fit wurde in diesem Fall nach der Maximum-Likelihood Methode durchgeführt.

4.3.1 Die Antiprotonselektion

Um den oben genannten Kriterien Rechnung zu tragen, mußte eine Methode gefunden werden, mit der Antiprotonen **eindeutig** identifiziert werden können. Hierzu wurde von der Teilchenidentifikation des ARGUS-Detektors Gebrauch gemacht.

Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen die Verteilungen der zur Teilchenidentifikation verwendeten Größen bezüglich des Impulses. Beide Male ist zu erkennen, daß die Bänder der Verteilungen, welche durch die Protonen erzeugt werden, bis zu einem Impuls von etwa 1.2 GeV/c von den Bändern der anderen Teilchensorten getrennt verlaufen. Es ist somit sichergestellt, daß eine Trennung von Antiprotonen und sonstigen Teilchen bis zu einem Impuls von 1.2 GeV/c gut möglich ist. Die Information des Detektors, welche die Teilchenidentifikation erlaubt, ist Grundlage des für jede gemessene Spur vorhanden Likelihoodwertes. Die Differenzierung zwischen Protonen und anderen Teilchen erfolgt also über einen Schnitt in der Likelihood. Abbildung 4.8 zeigt die Verteilung der Likelihood von Antiprotonkandidaten bezüglich des Impulses. Man sieht, daß im Bereich Likelihood(\bar{p}) > 0.2 und $0 < p(\bar{p}) < 1.2$ GeV/c nur Antiprotonkandidaten mit einer Likelihood von mehr als 0.95 auftreten und somit keine Fehlidentifikationen geschehen. Um dieses nochmals zu überprüfen, wurde nach Ereignissen gesucht, in denen neben einem Λ_c^+ -Kandidaten noch zwei Antiprotonkandidaten auftreten, bei welchen die Likelihood größer als 0.2 und der Impuls kleiner als 1.2 GeV/c² ist. Da es kinematisch unmöglich ist, daß sowohl das Λ_c^+ als auch beide Antiprotonkandidaten aus einem B-Meson stammen, muß das Auftreten eines solchen Ereignisses entweder auf einer Fehlidentifikation beruhen, oder darauf, daß der zweite Antiprotonkandidat aus dem zweiten B-Meson stammt⁸. Den letzteren Fall erwartet man in etwa 3 % der Ereignisse⁹. Das gemessene Verhältnis

$$\frac{N(\Lambda_c^+ - \text{Kandidat} + \bar{p} + \bar{p})}{N(\Lambda_c^+ - \text{Kandidat} + \bar{p})}$$

von weniger als 1 % bestätigt die Behauptung, daß der durch Fehlidentifikation von Antiprotonen entstehende Untergrund vernachlässigbar ist. Ein Antiprotonkandidat kann also als Antiproton angesehen werden, wenn gilt:

- $p(\bar{p}) < 1.2$ GeV/c
- und Likelihood(\bar{p}) > 0.2 .

4.3.2 Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Um die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, mit der ein Ereignis, in welchem ein Λ_c^+ und ein Antiproton vorkommen, nachgewiesen wird, müssen zwei Effekte beachtet werden:

1. Die durch den Detektor bedingten Verluste an Λ_c^+ 's bzw. Antiprotonen.
2. Die durch die Begrenzung des Impulsbereiches, in welchem die Antiprotonen nachgewiesen werden können, bedingten Verluste .

⁸Ähnliche Betrachtungen lassen sich auch anstellen, wenn es um die Anzahl der vorhandenen Antiprotonen in Kontinuumsereignissen geht.

⁹Das Verzweungsverhältnis $B \rightarrow p + X$ beträgt etwa 8 %, wobei hier Ladungskonjugierte Zustände eingeschlossen sind. Berücksichtigt man dies und die Nachweiswahrscheinlichkeit der Antiprotonen von etwa 70 %, so ergibt sich der oben genannte Wert .

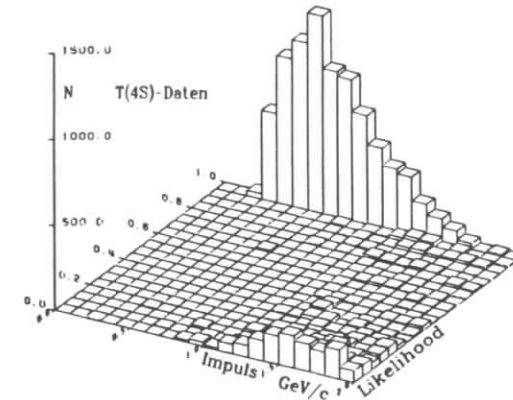


Abbildung 4.8: Die Verteilung der Likelihood von Antiprotonenkandidaten bezüglich des Impulses in $\Upsilon(4S)$ -Daten. Der Bereich Likelihood(\bar{p}) > 0.2 und $0 < p(\bar{p}) < 1.2$ GeV/c ist von Fehlidentifikationen frei.

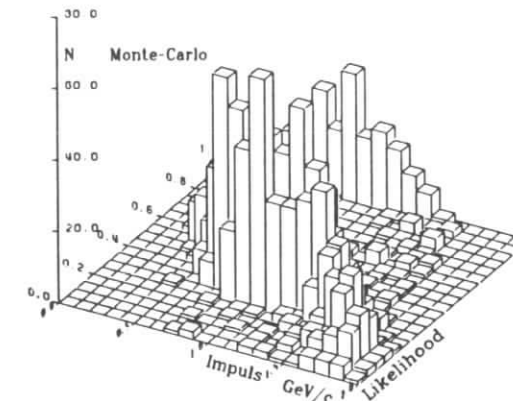


Abbildung 4.9: Die Verteilung der Likelihood von Antiprotonenkandidaten bezüglich des Impulses in den Monte-Carlo Daten (vgl. 3.6.1). Die Verteilung reproduziert nicht die Verhältnisse in den $\Upsilon(4S)$ -Daten.

$p(\bar{p})$ von- bis [GeV/c]	0.25-0.50	0.50-0.75	0.75-1.00	1.00-1.25
generierte Ereignisse	98	256	497	439
gefundene Ereignisse	29 ± 5	83 ± 9	134 ± 12	135 ± 12
$\epsilon_p(\Lambda_c^+ + \bar{p})$	0.30 ± 0.06	0.32 ± 0.04	0.27 ± 0.03	0.31 ± 0.03
Anteil am Spektrum	0.18 ± 0.12	0.40 ± 0.17	0.32 ± 0.21	0.09 ± 0.13

Tabelle 4.3: Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Ereignissen, in denen ein Λ_c^+ und ein Antiproton auftreten in Abhängigkeit des Antiprotonimpulses. Wegen der Fehler vgl. 4.1.1.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Zerfalls $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$ faktorisiert also in zwei unabhängige Anteile:

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{Detektor} \times \epsilon_{Impuls}$$

Die Verluste durch den Detektor

Um die durch den Detektor bedingten Verluste zu ermitteln, wurde auf die Monte-Carlo Daten (siehe 3.6.1) zurückgegriffen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Antiprotonen hängt von deren Impuls ab. Bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurde darum der Antiprotonimpuls in vier Bereiche aufgeteilt und hernach für jeden dieser Bereiche bestimmt, wieviele der generierten Ereignisse Antiprotonen in diesem Impulsbereich enthielten und wieviele dieser Ereignisse nach der Detektorsimulation und dem Anlegen der beschriebenen Schnitte wiedergefunden wurden.

Als problematisch erwies sich dabei, daß die Likelihoodverteilung der Antiprotonen von den Monte-Carlo Daten nicht reproduziert wird. Dies ist der Grund weshalb ein relativ weicher Schnitt in der Antiprotonen Likelihood gewählt wurde: wenn auch das Monte-Carlo die Likelihoodverteilung nicht reproduziert, so läßt sich aus den Abbildungen 4.8 und 4.9 dennoch erkennen, daß das Monte-Carlo bezüglich der Frage, ob ein Antiproton eine Likelihood besitzt, die größer oder kleiner als 0.2 ist, die Daten richtig reproduziert. Der Likelihoodschnitt von $Lh(\bar{p}) > 0.2$ führt also nicht zu einem systematischen Fehler in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die einzelnen Impulsbereiche sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Die Verluste durch die Impulsgrenzen

Die Verluste treten in zwei Impulsbereichen auf, dem Bereich $0 < p(\bar{p}) < 0.3$ GeV/c und dem Bereich 1.2 GeV/c $< p(\bar{p})$. Im ersten Bereich ist der Verlust dadurch bedingt, daß langsame Antiprotonen das Strahlrohr des Beschleunigers nicht passieren können; im zweiten Bereich sind die Verluste durch den oben beschriebenen Impulsschnitt verursacht. Um die durch den Impulsschnitt bedingten Verluste an Antiprotonen zu bestimmen, muß deren Impulsspektrum bekannt sein. Da das Impulsspektrum jedoch in den oben beschriebenen Bereichen nicht meßbar ist, wurde das Impulsspektrum aus dem meßbaren Bereich in die nicht meßbaren linear extrapoliert. Diese Methode wurde auch für die Messung der inklusiven Protonenspektren der Zerfälle $B \rightarrow p + X$ (vgl. [13]) verwandt. Die innerhalb der Fehler gute Übereinstimmung der inklusiven Protonenspektren in Zerfällen $B \rightarrow p + X$ und Zerfällen $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$ gibt diesem Verfahren zusätzliche Legitimität¹⁰.

¹⁰Dies sei nicht so verstanden, daß hier das Spektrum aus den Zerfällen $B \rightarrow p + X$ anstelle des Spektrums aus den Zerfällen $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$ verwendet wird.

Die Messung des Spektrums der Antiprotonen in Zerfällen der Art $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$ geschah durch Erstellung der invarianten Massenverteilungen aller $pK^-\pi^+$ Kombinationen, wobei verlangt wurde, daß in dem Ereignis zusätzlich ein Antiproton aus dem zu messenden Impulsbereich auftrat. Man erhält so acht Histogramme und zwar für jeden Impulsbereich eines aus den $\Upsilon(4S)$ -Daten und eines aus den Kontinuumsdaten. Nach der Kontinuums-subtraktion, die direkt an den Histogrammen durchgeführt wurde, ergibt der Fit die nicht akzeptanzkorrigierte Anzahl an Ereignissen, in denen neben einem Λ_c^+ aus einem B-Zerfall ein Antiproton in dem jeweiligen Impulsbereich vorhanden war. Die Akzeptanzkorrektur wird mit Hilfe der in Tabelle 4.3 angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten durchgeführt und liefert das endgültige Spektrum.

Um schließlich den meßbaren Anteil des Spektrums zu ermitteln, wird im unteren Bereich gegen null extrapoliert, was praktisch bedeutet, dem Impulsbereich von 0-0.25 GeV/c die Hälfte des nachfolgenden zuzuweisen. Im oberen Bereich des Spektrums erfolgt die Extrapolation in analoger Weise. Die Annahme, daß das Spektrum im Impulsbereich von 1.5-1.75 GeV/c tatsächlich den Wert null aufweist, wird einerseits durch den Verlauf des Spektrums im gemessenen Bereich und andererseits durch die bereits gemessenen inklusiven Protonenspektren (siehe Abbildung 4.11) bestätigt. Das Ergebnis der Extrapolation ergibt die durch die Impulsgrenzen bedingte Nachweiswahrscheinlichkeit der Antiprotonen, welche ein Λ_c^+ begleiten; diese beträgt

$$\epsilon_{Impuls} = 0.90 \pm 0.07.$$

Die Fehler geben den Einfluß der Fehler der zur Extrapolation verwandten Impulsbereiche des gemessenen Spektrums wieder.

Die endgültigen Werte

Aus dem gemessenen Impulsspektrum und der Nachweiswahrscheinlichkeit für die einzelnen Impulsbereiche berechnet man die über das meßbare Impulsspektrum gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse des Types $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$, wobei das Antiproton einen Impuls zwischen 0.30 und 1.2 GeV/c hat:

$$\epsilon_{Detektor} = \sum_i n_i \times \epsilon_i = 0.30 \pm 0.03.$$

hierbei indiziert i die Impulsbereiche; n_i ist deren Anteil am meßbaren Spektrum und ϵ_i die Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Bereich (vgl. Tabelle 4.3). Von oben bereits bekannt:

$$\epsilon_{Impuls} = 0.90 \pm 0.07.$$

Insgesamt also:

$$\epsilon_{total}(\Lambda_c^+ + \bar{p}) = \epsilon_{Detektor} \times \epsilon_{Impuls} = (0.30 \pm 0.03) \times (0.90 \pm 0.07) = 0.27 \pm 0.03 \pm 0.002.$$

4.3.3 Die Messungen

Für die Messung der Stärke des Zerfallskanals $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$ sind nur Ereignisse von Interesse, bei denen sowohl das Λ_c^+ und das Antiproton aus demselben B-Meson stammen, wobei das Antiproton nicht der Zerfallskette

$$B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X, \quad \bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+,$$

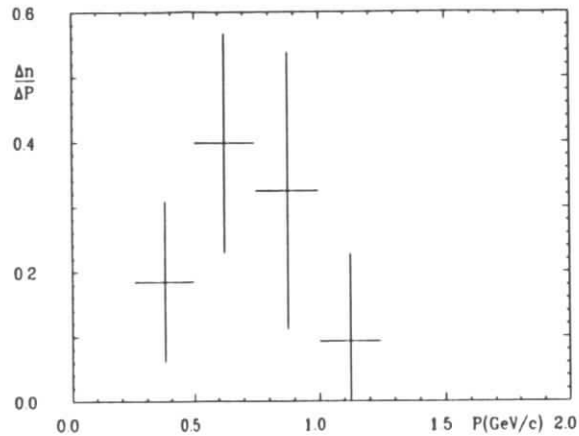


Abbildung 4.10: Das Spektrum der Antiprotonen in Zerfällen der Art $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$. Eingezeichnet sind die statistischen Fehler.

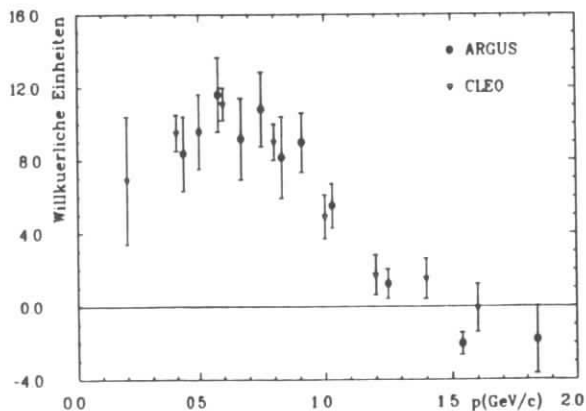


Abbildung 4.11: Das Spektrum der Protonen in Zerfällen der Art $B \rightarrow p + X$. Die Ordinate gibt den Wirkungsquerschnitt in willkürlichen Einheiten an. Eingezeichnet sind die statistischen Fehler.

entspringen soll. Um die Anzahl solcher Ereignisse zu bestimmen, wurden folgende Zahlen ermittelt:

- $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{p})$, die Zahl der Λ_c^+ 's, die bei der Energie der $\Upsilon(4S)$ Resonanz von einem Antiproton begleitet sind (vgl. Abbildung 4.13).
- $N_g^{off}(\Lambda_c^+ + \bar{p})$, die Zahl der Λ_c^+ 's, die bei der Energie des Kontinuums unterhalb der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz von einem Antiproton begleitet sind (vgl. Abbildung 4.14). Das Signal erreicht nur eine Signifikanz von einer Standardabweichung, was in dem Auftreten eines "Peaks" in der Nähe der Λ_c^+ -Masse begründet liegt. Die Vermutung, daß es sich um eine Reflektion handelt, konnte nicht bestätigt werden, da sich dieser "Peak" dann einerseits auch im Signal der $\Upsilon(4S)$ -Daten zeigen müßte und andererseits mit Hilfe von Monte-Carlo Daten kein solcher Einfluß eines Zerfalls der Art $D^+ \rightarrow \pi^+ K^- \pi^+$ festgestellt werden konnte (in Übereinstimmung mit [13] und [8]). Auch eine Selbstreflektion kann nicht vorliegen (Vertauschung von π^+ und p), da die invariante Masse eines solchen "Teilchens" mindestens $2.4 \text{ GeV}/c^2$ beträgt. Folglich wurde das Auftreten dieses "Peaks" nicht als systematischer Effekt sondern als eine statistische Fluktuation gedeutet.
- $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + p)$, die Zahl der Λ_c^+ 's, die bei der Energie der $\Upsilon(4S)$ Resonanz von einem Proton begleitet sind. Mit dieser Zahl soll die Anzahl der Ereignisse bestimmt werden, bei denen das Antiproton aus dem Zerfall des zweiten B-Mesons stammt¹¹.
Da ein B-Zerfall, in dem ein Λ_c^+ von einem Proton begleitet wird aufgrund der, zur Erhaltung der Baryonenzahl benötigten zwei weiteren Antibaryonen, kinematisch nicht möglich ist, kann das Finden eines Λ_c^+ 's und eines Protons in einem Ereignis nur so gedeutet werden, daß das Proton und das Λ_c^+ aus verschiedenen B-Mesonen stammen. Nimmt man an, daß Protonen und Antiprotonen in B-Zerfällen mit gleicher Häufigkeit produziert werden, so ist die Anzahl solcher Ereignisse genauso groß, wie die Anzahl der Ereignisse, in denen zwar ein Λ_c^+ und ein Antiproton gefunden werden, das Antiproton jedoch nicht aus demselben B-Meson wie das Λ_c^+ stammt (vgl. Abbildung 4.15).
- $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{p} \text{ aus } \bar{\Lambda}^0)$, die Zahl der Λ_c^+ 's, die von einem Antiproton begleitet sind, welches aus einem $\bar{\Lambda}^0$ -Zerfall am Hauptvertex stammt¹².

Während die Bestimmung der ersten drei Zahlen direkt durch einen Fit an die entsprechenden Verteilungen der invarianten Massen der Λ_c^+ -Kandidaten erfolgen kann, ist die Bestimmung der letzten Zahl aufwendiger.

Die Bestimmung der Anzahl der Antiprotonen die aus $\bar{\Lambda}^0$'s stammen

Die Bestimmung dieser Anzahl kann auf zwei Arten erfolgen:

1. Über das $\bar{\Lambda}^0$ Signal am Hauptvertex.
2. Über das Signal der an Sekundärvertices zerfallenden $\bar{\Lambda}^0$'s.

¹¹Ein Kontinuumsanteil ist in diesem Fall nicht nachzuweisen.

¹²Da es sich auch hier um eine kleine Korrektur handelt, läßt sich kein Kontinuumsanteil nachweisen.

Bei dem ersten Verfahren wird untersucht, wieviele Λ_c^+ 's von einem am Hauptvertex zerfallenden $\bar{\Lambda}^0$ begleitet sind. Dazu wurde in jedem Ereignis, welches einen Λ_c^+ enthielt nach Kombinationen von \bar{p} und π^+ gesucht. Lag die invariante Masse einer solchen Kombination zwischen $1.106 \text{ GeV}/c^2$ und $1.124 \text{ GeV}/c^2$, so wurde sie als $\bar{\Lambda}^0$ -Kandidat akzeptiert. An die Antiprotonen wurden hierbei die weiter oben genannten Selektionskriterien angelegt. Die so erhaltene Verteilung der invarianten Masse aller Λ_c^+ -Kandidaten, die einem Ereignis entstammen, in welchem zusätzlich noch einen $\bar{\Lambda}^0$ -Kandidat auftritt, wurde mit einer Gaußfunktion gefittet. Es zeigt sich ein Λ_c^+ -Signal von

$$N_g^{om}(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0) = 15 \pm 7.$$

Da jedoch das $\bar{\Lambda}^0$ -Signal, welches man auf diese Weise erhält, noch viel Untergrund enthält (vgl. Abbildung 4.12), ist man dieselbe Prozedur noch für die $\bar{\Lambda}^0$ -Seitenbänder¹³ durchführen:

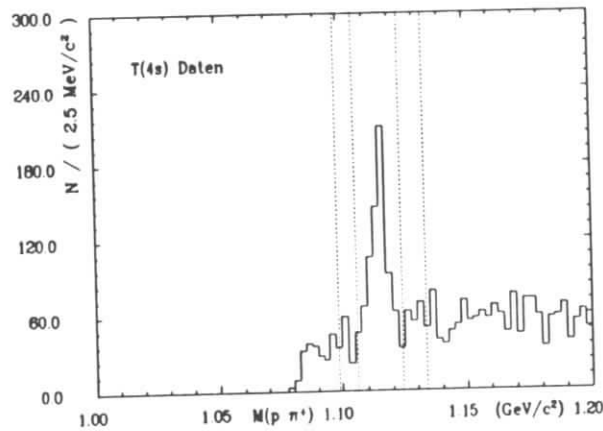


Abbildung 4.12: Das $\bar{\Lambda}^0$ Signal am Hauptvertex. Die zwei Bereiche seitlich des Peaks zeigen die zur Untergrundkorrektur verwendeten Seitenbänder.

$$N_g^{om}(\bar{\Lambda}^0 + \bar{\Lambda}^0_{\text{Seitenb.}}) = 8 \pm 4.8$$

und das so erhaltene Ergebnis von obiger Zahl subtrahieren, was folgendes Ergebnis liefert:

$$N_g^{om}(\bar{\Lambda}^0 + \bar{\Lambda}^0_{\text{Hauptvx.}}) = 7 \pm 8.$$

Da diese Zahl mit einem sehr großen statistischen Fehler behaftet ist, wurde die Bestimmung nach der zweiten Methode durchgeführt.

Diese Methode verwendet die bereits gemessene Zahl der Λ_c^+ 's die von einem $\bar{\Lambda}^0$, welches an einem Sekundärvertex zerfällt, begleitet sind. Ausgehend von dieser Zahl wird berechnet,

¹³Die invariante Masse der $\bar{p} - \pi$ Kombination mußte in diesem Fall entweder $1.097 - 1.106 \text{ GeV}/c^2$ oder $1.124 - 1.132 \text{ GeV}/c^2$ betragen.

wieviele $\bar{\Lambda}^0$'s am Hauptvertex in ein Antiproton und ein Pion zerfallen. Mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation von B-Zerfällen wurde zunächst die Anzahl der an Sekundärvertices zerfallenden $\bar{\Lambda}^0$'s bestimmt. Die Schnitte waren dieselben wie in 4.2.1. Nachfolgend wurde, aus denselben Daten, die Anzahl der am Primärvertex zerfallenden $\bar{\Lambda}^0$'s bestimmt, wobei jedoch nur solche $\bar{\Lambda}^0$'s akzeptiert wurden, deren Tochterprotonen die Selektionskriterien erfüllen, die auch an die Antiprotonen in der Untersuchung des Zerfallskanals $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$ gestellt werden. Das so berechnete Verhältnis beträgt:

$$\frac{N(\bar{\Lambda}^0_{\text{Hauptvertex}})}{N(\bar{\Lambda}^0_{\text{Sek. vertex}})} = \frac{586 \pm 35}{945 \pm 30} = 0.62 \pm 0.04$$

Die Berechnung der Anzahl der am Hauptvertex in Protonen zerfallenden $\bar{\Lambda}^0$'s geschieht wie folgt:

- Die Anzahl der an Sekundärvertices gefundenen $\bar{\Lambda}^0$'s wird auf $\bar{\Lambda}^0$'s korrigiert, die nicht aus demselben B wie das Λ_c^+ stammen.

$$N_g^{om}(\bar{\Lambda}^0, \text{aus } B_2) = N_i(\Lambda_c^+) Br(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X) \epsilon_{\bar{\Lambda}^0}$$

und somit

$$\begin{aligned} N_g^{om}(\bar{\Lambda}^0 \text{ aus } B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X) \\ = (14 \pm 7) - ((1008 \pm 329) \times 4.1\% \times (0.12 \pm 0.02)) = 9 \pm 7. \end{aligned}$$

- Aus dieser Anzahl läßt sich die Anzahl der am Hauptvertex findbaren $\bar{\Lambda}^0$'s bestimmen¹⁴:

$$N_g(\bar{\Lambda}^0, \text{Hauptvx.}) = (11.5 \pm 7) \times (0.62 \pm 0.04) = 5.6 \pm 4.3.$$

- Da so jedoch nur solche $\bar{\Lambda}^0$'s gefunden werden können, bei denen auch das π nachgewiesen wird, jedoch bei der Selektion von Antiprotonen aus $\bar{\Lambda}^0$'s auch solche $\bar{\Lambda}^0$'s, bei denen kein π nachgewiesen wird zum Signal beitragen, muß diese Zahl noch auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der π 's aus $\bar{\Lambda}^0$'s korrigiert werden. Diese wurde unter Verwendung derselben Monte-Carlo Daten zu

$$\epsilon_{\pi \text{ aus } \bar{\Lambda}^0} = 0.24 \pm 0.03$$

bestimmt, woraus, mit obiger Zahl, die Anzahl der am Hauptvertex auftretenden Antiprotonen aus $\bar{\Lambda}^0$'s zu

$$\begin{aligned} N_g^{om}(\Lambda_c^+ + \bar{p} \text{ aus } \bar{\Lambda}^0) = \\ \frac{N_g(\bar{\Lambda}^0, \text{Hauptvx.})}{\epsilon_{\pi \text{ aus } \bar{\Lambda}^0}} = \\ \frac{5.6 \pm 4.3}{0.24 \pm 0.03} = 23 \pm 18 \end{aligned}$$

bestimmt ist.

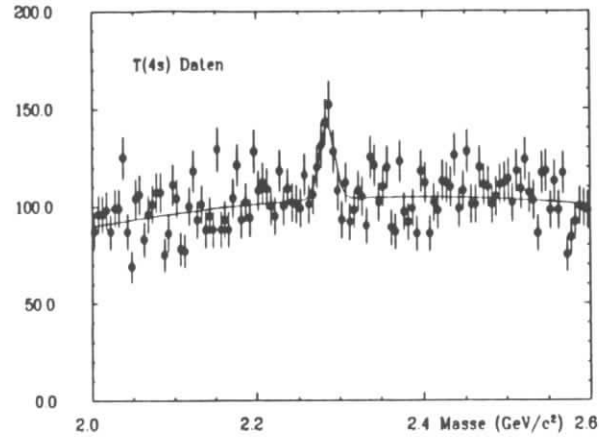


Abbildung 4.13: Das Λ_c^+ -Signal im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, wenn noch zusätzlich ein Antiproton verlangt wird.

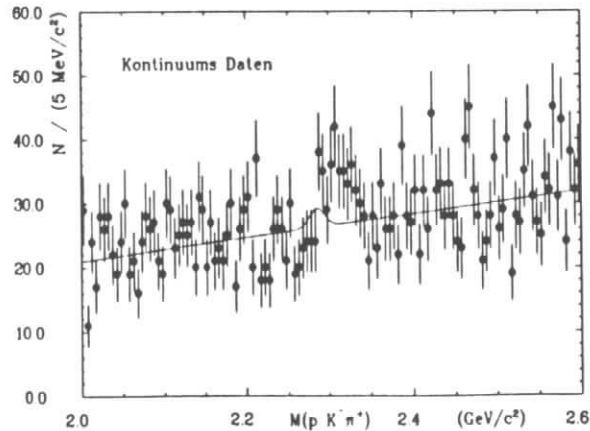


Abbildung 4.14: Das Λ_c^+ -Signal im Bereich des Kontinuums unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, wenn noch zusätzlich ein Antiproton verlangt wird.

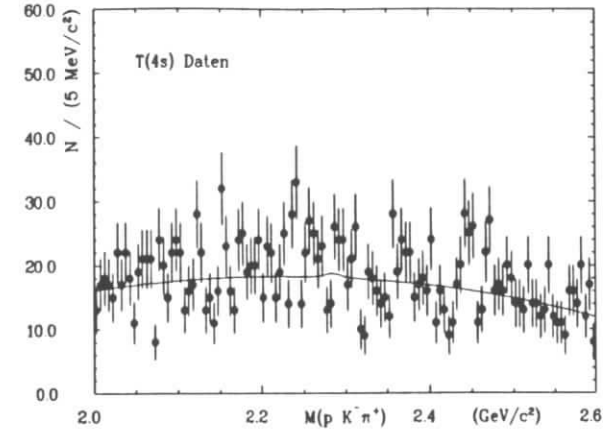


Abbildung 4.15: Das Λ_c^+ -Signal im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, wenn noch zusätzlich ein Proton verlangt wird.

4.3.4 Das Ergebnis der Messung

Die Anzahl der Ereignisse, bei denen zusätzlich zum Λ_c^+ ein Antiproton auftritt, welches die oben gestellten Bedingungen erfüllt, ist also:

$$N_g(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) = N_g^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{p}) - f_{scal} \times N_g^{off}(\Lambda_c^+ + \bar{p}) - N_g^{on}(\Lambda_c^+ + p) - N_g^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{p} \text{ aus } \bar{\Lambda}^0).$$

Nach dieser Formel ergibt sich aus den Messungen:

$$N_g(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) = (177 \pm 31) - 2.24 \times (14 \pm 14) - (3 \pm 11) - (23 \pm 18).$$

Also:

$$N_g(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) = 120 \pm 48 \pm 16.$$

Die Korrektur dieser Zahl auf die Nachweiswahrscheinlichkeit liefert das gesuchte Ergebnis:

$$N_t(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) = N_B \times Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) \times Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = \frac{N_g(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)}{\epsilon_{Impuls\&Detektor}}$$

oder in Zahlen

$$N_t(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) = \frac{120 \pm 48 \pm 16}{(0.90 \pm 0.07) \times (0.30 \pm 0.03)} = 443 \pm 178 \pm 79.$$

¹⁴Hier zeigt sich einerseits, daß die zweite Methode mit einem etwas kleineren Fehler behaftet ist und andererseits, daß beide Methoden innerhalb der Fehler miteinander konsistent sind.

x_p von-bis	0.0000-0.1205	0.1205-0.2410	0.2410-0.3615	0.3615-0.4820
gefundene Λ_c^+ 's	18 ± 17	81 ± 26	60 ± 26	12 ± 25
$\epsilon_{\Lambda_c^+}(x_p)$	0.39	0.36	0.38	0.42
tatsächliche Anzahl	46 ± 44	225 ± 72	158 ± 68	29 ± 60

Tabelle 4.4: Das Impulsspektrum der Λ_c^+ 's in B-Zerfällen. Die unterste Zeile gibt die auf die Nachweiswahrscheinlichkeit korrigierte Anzahl von Λ_c^+ 's im betreffenden Impulsbereich an.

4.4 Das Impulsspektrum der Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen

Das Impulsspektrum wurde wie folgt gemessen: Der kinematisch mögliche Bereich des Impulses der Λ_c^+ 's wurde in vier Bereiche gleicher Breite eingeteilt. Für jeden Bereich wurde die Verteilung der invarianten Massen der $p K^- \pi^+$ Kombinationen im Energiebereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz als auch im Kontinuum unterhalb der Resonanz ermittelt. Die so entstandenen Histogramme wurden skaliert subtrahiert, auf die oben beschriebene Weise gefittet und die so erhaltenen Anzahlen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert (siehe Tabelle 4.4). Um den kombinatorischen Untergrund zu unterdrücken wurde zusätzlich zu jedem Λ_c^+ Kandidaten noch ein Antiproton verlangt, welches einen Impuls unter 2 GeV/c und eine Likelihood von mehr als 0.95 hatte¹⁵. Das so gemessene Impulsspektrum ist in Abbildung 4.16 zu sehen¹⁶. Dort finden sich auch die Ergebnisse einer Monte-Carlo Simulation der Zerfälle



Es handelt sich hierbei um Phasenraumzerfälle.

4.5 Der exklusive Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p}$

Um zu überprüfen, ob die Selektion eines zusätzlichen Antiprotons eines Impulses von weniger als 2 GeV/c bei der Messung des Λ_c^+ -Impulsspektrums dieses verändert, wurde der Anteil an Zweikörperzerfällen der Art



abgeschätzt. Dazu wurde versucht, B-Mesonen im obigen Zerfallskanal zu rekonstruieren. Die Rekonstruktion ging so vor sich, daß zunächst nach Λ_c^+ 's wie oben beschrieben gesucht wurde. War ein Λ_c^+ -Kandidat gefunden, wurde dieser unter zwei Bedingungen für die weitere Suche verwendet:

- Das χ^2 der Masse des Λ_c^+ -Kandidaten im Vergleich zur nominellen Λ_c^+ -Masse durfte den Wert 9 nicht überschreiten.
- Der Impuls des Λ_c^+ -Kandidaten mußte zwischen 1.65 und 2.41 GeV/c liegen. Diese Werte begrenzen den kinematisch möglichen Bereich der Λ_c^+ 's in obigen Zerfällen.

¹⁵Die Bedenken, daß sich durch die Selektion eines zusätzlichen Antiprotons das Impulsspektrum der Λ_c^+ 's ändern könnte sind unbegründet, da dieser Schnitt nur Ereignisse, in denen neben dem Λ_c^+ ein schnelles Antiproton entsteht, betrifft. Diese bilden jedoch nur einen sehr kleinen Anteil der B-Zerfälle in denen ein Λ_c^+ entsteht (siehe 4.5), wie man es auch anhand der bereits gemessenen Protonenspektren in B-Zerfällen (vgl. Abbildung 4.11) erwartet. Auch, daß die Zerfälle, in welchen neben dem Λ_c^+ ein Antineutron entsteht unterdrückt werden, dürfte auf das Impulsspektrum der Λ_c^+ 's keinen Einfluß haben.

¹⁶Die gemessenen Anzahlen finden sich in Tabelle 4.4.

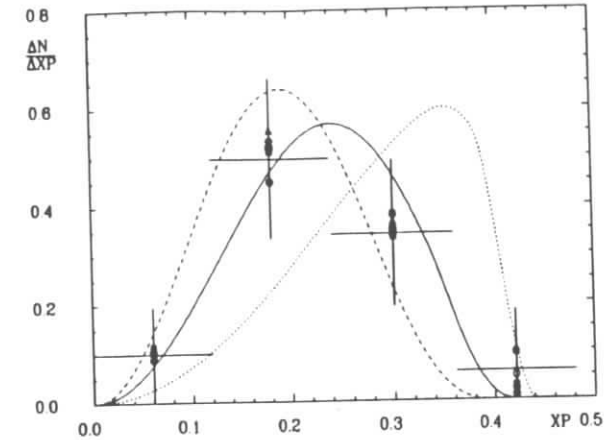


Abbildung 4.16: Das normierte Spektrum der Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen. Kreuze geben den statistischen, geometrische Formen die systematischen Fehler an. Die eingezeichneten Kurven sind die Impulsspektren, die das Phasenraum Monte-Carlo ohne Detektorsimulation liefert.

Erfüllte ein Λ_c^+ -Kandidat alle an ihn gestellten Bedingungen, so wurde ein Fit auf die nominelle Λ_c^+ -Masse durchgeführt.

Zusätzlich zu diesen Λ_c^+ -Kandidaten wurde nun ein Antiproton verlangt, wobei, neben den globalen Schnitten, nur noch der folgende Schnitt angelegt wurde:

- Der Impuls des Antiproton-Kandidaten mußte zwischen 1.76 und 2.31 GeV/c liegen. Diese Werte begrenzen den kinematisch möglichen Bereich der Antiprotonen in obigen Zerfällen.

War zusätzlich solch ein Antiprotonkandidat gefunden, so wurde die Energie der $\Lambda_c^+ - \bar{p}$ Kombination berechnet und unter der Bedingung, daß das χ^2 dieser Energie im Vergleich zur Strahlenergie kleiner als 9 war, ein Fit dieser Energie auf die Strahlenergie durchgeführt. Die so erhaltenen invarianten Massen der $\Lambda_c^+ - \bar{p}$ Kombination sind die Massen der B-Kandidaten, welche im Histogramm der Abbildung 4.17 zu sehen sind. Um eine obere Grenze anzugeben, wurde die Anzahl der Einträge für Massen, die größer als 5.27 GeV/c² sind als die maximale Anzahl der Zerfälle obiger Art angenommen, die sich im Zerfallskanal $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$ finden lassen. Es ist:

$$N_{\text{max}}(B - \text{Kand.}) = 7 \pm 3.$$

Um den Einfluß des Schnittes im Antiprotonimpuls auf das Impulsspektrum abzuschätzen, muß man diese Zahl mit der gefundenen Anzahl an Λ_c^+ 's im Impulsbereich $x_p(\Lambda_c^+)$ von 0.3615-0.4820 vergleichen:

$$N(\Lambda_c^+)_{\text{Bereich 4}} = 12 \pm 25.$$

Man sieht, daß die zusätzliche Forderung nach einem Antiproton eines Impulses von weniger als 2 GeV/c keinen deutlichen Einfluß auf die Messung des Impulsspektrums haben kann.

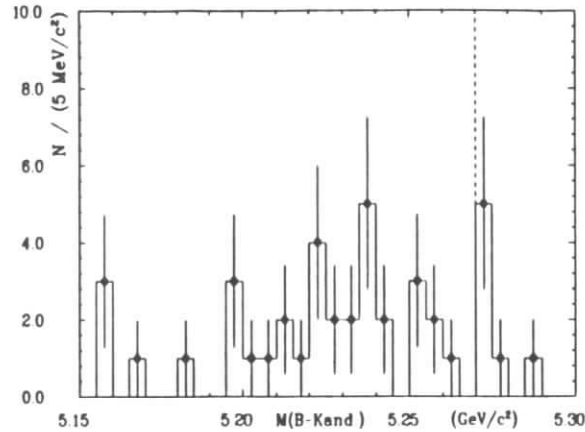


Abbildung 4.17: Das $\Lambda_c^+ + \bar{p}$ Signal im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Die gestrichelte Linie gibt die Grenze an oberhalb welcher die $\Lambda_c^+ \bar{p}$ Kombination als potentielles B-Meson betrachtet wurde.

4.6 Ein Kandidat für den Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}^0 K^- \pi^+ \pi^-$

In den Ereignissen, die nebst einem Λ_c^+ -Kandidaten noch ein $\bar{\Lambda}^0$ enthielten, wurde versucht das zugehörige B-Meson zu rekonstruieren. Die Suche ging dabei in gleicher Weise wie oben beschrieben vor sich, nur daß in folgenden denkbaren Zerfallskanälen gesucht wurde:

$$\begin{aligned} \bar{B}^0 &\rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}^0 K^- \\ \bar{B}^0 &\rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}^0 K_s^0 \pi^- \\ B^- &\rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}^0 K^- \pi^- \\ B^- &\rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}^0 K_s^0 \pi^- \pi^- \\ \bar{B}^0 &\rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}^0 K^- \pi^+ \pi^- \end{aligned}$$

Wieder wurde verlangt, daß die Energie des B-Kandidaten um nicht mehr als drei Standardabweichungen von der Strahlenergie abwich, bevor ein B-Kandidat als solcher akzeptiert wurde. Weiterhin sollte der Impuls des B-Kandidaten kleiner als $0.5 \text{ GeV}/c$ sein. Als einziges Ereignis mit einem B-Kandidaten, der alle oben gestellten Forderungen genügte, erwies sich das in Abbildung 4.18 gezeigte. Die kinematischen Daten des \bar{B}^0 -Kandidaten sind:

- Masse = $5.278 \pm 0.001 \text{ GeV}/c^2$
- Energie¹⁷ = 5.290 GeV
- Impuls = $0.348 \pm 0.070 \text{ GeV}/c$

¹⁷Dies ist gleich der Strahlenergie, welches die Folge des Fits der B-Energie auf die Strahlenergie ist.

Der B-Kandidat wurde im Zerfallskanal

$$\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}^0 K^- \pi^+ \pi^-$$

gefunden. Es gelang nicht, das zweite B-Meson des Ereignisses zu rekonstruieren, jedoch wurde die Gesamtenergie, der Gesamtimpuls und die Gesamtladung des Ereignisses bestimmt:

- Gesamtenergie¹⁸ = $10.582 \pm 0.002 \text{ GeV}$
- Gesamtimpuls = $0.20 \pm 0.10 \text{ GeV}/c$
- Gesamtladung = 0

Die so erhaltenen Werte widersprechen der obigen Annahme nicht, da es jedoch nicht möglich ist, das Ereignis eindeutig zu interpretieren, kommt der obige B-Kandidat über das Kandidatenstadium nicht hinaus.

4.7 Der Test der Kontinuumsubtraktion

Die Subtraktion des Kontinuumsanteils des Λ_c^+ -Signals stellte ein großes Problem dar, vornehmlich aufgrund der geringeren Luminosität im Kontinuum unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und der damit verbundenen geringeren Statistik. Somit ist die Hauptfehlerquelle dieser Arbeit der durch die Kontinuumsubtraktion bedingte statistische Fehler, da der ohnehin schon relativ große Fehler der Signale im Kontinuum mit dem Faktor 2.24 hochskaliert wird. Um zu testen, ob diese Methode systematisch unbedenklich ist, wurde das Impulsspektrum der Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen im kinematisch verbotenen Bereich von $x_p(\Lambda_c^+) > 0.482$ gemessen. Wenn die zur Kontinuumsubtraktion verwendete Methode unbedenklich ist, so sollte das Impulsspektrum im Bereich von $x_p(\Lambda_c^+) > 0.482$ mit null verträglich sein. Abbildung 4.19 zeigt, daß dies auch der Fall ist.

¹⁸Hierzu wurde angenommen, daß die Teilchenspuren unklarer Identität den Hypothesen entsprechen, die die höchste Likelihood haben.

EXP 8
 RUN 439
 EVT 15687
 TR1678016
 PROJ RZ
 SCAL 0.068

ARGUS

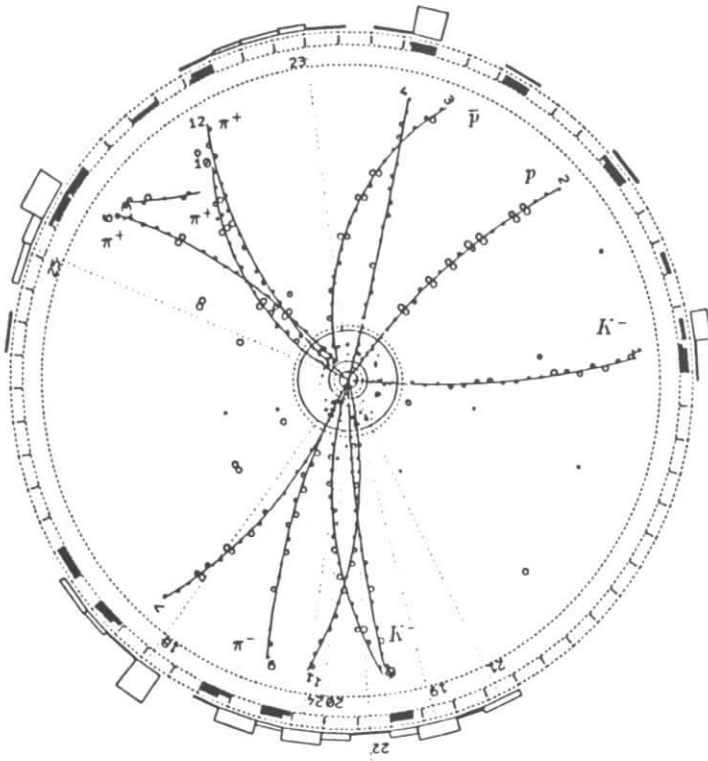


Abbildung 4.18: Das oben diskutierte Ereignis in der $r - \phi$ Projektion. Kleine Kreise stellen die Isochronen um die einzelnen Driftkammerdrähte dar. Die folgende Tabelle gibt die Likelihoodwerte und Impulse der zum B-Kandidaten gehörenden Spuren wieder.

Spur #	2	8	10	6	3	1	12	9
Hypothese	p	K^-	π^+	π^+	\bar{p}	K^-	π^+	π^-
Mutterteilchen	Λ_c^+	Λ_c^+	Λ_c^+	$\bar{\Lambda}^0$	$\bar{\Lambda}^0$			
Likelihood	1.00	0.12	0.74	1.00	1.00	1.00	0.78	1.00
Impuls (GeV/c)	0.482	0.816	0.270	0.152	0.455	0.523	0.275	0.654

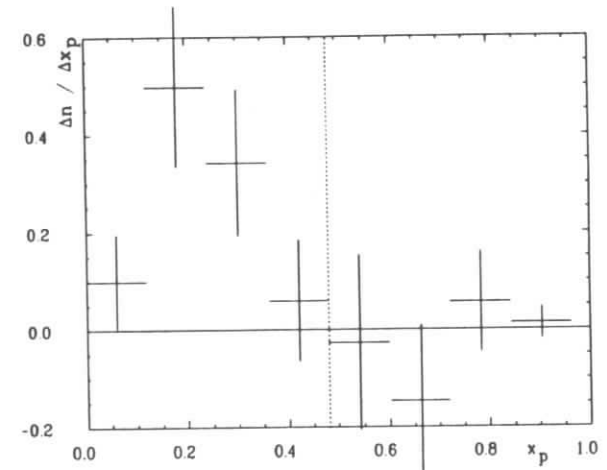


Abbildung 4.19: Das normierte Spektrum der Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen für $x_p(\Lambda_c^+)$ von 0-1. Kreuze geben den statistischen Fehler an. Man sieht, daß für $x_p(\Lambda_c^+) > 0.482$ das Spektrum mit null verträglich ist, wie es auch sein muß.

Kapitel 5

Die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse und die Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden aus den gemessenen Anzahlen zunächst modellunabhängige Produkte und Quotienten von Verzweigungsverhältnissen berechnet. Nachfolgend werden mit Hilfe schon vorhandener Messungen modellabhängige Werte für die Verzweigungsverhältnisse $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$ und $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$ berechnet. Am Schluß dieses Kapitels steht eine kurze Diskussion des gemessenen Impulsspektrums von Λ_c^+ 's in B-Zerfällen.

5.1 Modellunabhängige Berechnungen

5.1.1 Das Produkt $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$

Es ist (vgl. 4.1.2) :

$$\begin{aligned} \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) &= \frac{N_t(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)}{N_B} \\ &= \frac{1008 \pm 329 \pm 92}{312640 \pm 16100} \\ &= (0.31 \pm 0.10 \pm 0.03 \pm 0.02)\%. \end{aligned}$$

Die Fehler sind in der Reihenfolge: statistischer, systematischer aus dem Fit und systematischer aus der Bestimmung der Anzahl der B-Mesonen. Quadratische Addition der systematischen Fehler liefert:

$$\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = (0.31 \pm 0.10 \pm 0.04)\%.$$

Dieses Ergebnis bestätigt das frühere ARGUS Ergebnis bei kleineren Fehlern:

$$\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)_{\text{ARGUS 1988}} = (0.30 \pm 0.12 \pm 0.05)\%.$$

5.1.2 Das Produkt $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$

Es ist (vgl. 4.3.4) :

$$\begin{aligned} \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) &= \frac{N_t(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)}{N_B} \\ &= \frac{443 \pm 178 \pm 79}{312640 \pm 16100} \\ &= (0.14 \pm 0.06 \pm 0.03 \pm 0.01)\%. \end{aligned}$$

Die Fehler sind in der Reihenfolge: statistischer, systematischer aus dem Fit und systematischer aus der Bestimmung der Anzahl der B-Mesonen. Quadratische Addition der systematischen Fehler liefert:

$$\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = (0.14 \pm 0.06 \pm 0.03)\%.$$

5.1.3 Das Verhältnis $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) / \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$

Obiges Verhältnis berechnet sich wie folgt (siehe 4.3.4 und 4.1.2):

$$\begin{aligned} \frac{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)}{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)} &= \frac{N_t(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)}{N_t(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)} \\ &= \frac{443 \pm 131 \pm 96}{1008 \pm 329 \pm 92} \\ &= 0.44 \pm 0.19 \pm 0.03. \end{aligned}$$

Bei der Berechnung des statistischen Fehlers wurde der Fehler, welcher durch die Kontinuumsabstraktion verursacht wird, nur einmal in die Rechnung einbezogen, da angenommen werden kann, daß die Fehler der beiden Produktverzweigungsverhältnisse stark korreliert sind. Zur Berechnung des systematischen Fehlers vergleiche A.8 .

Obiges Ergebnis stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit der Messung von CLEO überein (siehe [7]):

$$\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) / \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)_{\text{CLEO}} = (0.46 \pm 0.12)$$

Gegenüber der von CLEO verwendeten Methode hat die hier angewandte Methode den Vorteil, daß das Verhältnis von Interesse direkt gemessen wird, während CLEO die zusätzliche Annahme benötigt, daß der Anteil an Zerfällen der Art $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X$ gegenüber dem Anteil an Zerfällen der Art $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$ vernachlässigbar klein ist.

5.1.4 Das Verhältnis $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X) / \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$

Die Berechnung des Verhältnisses liefert:

$$\frac{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X)}{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)} = \frac{N_s(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X)}{N_s(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)}$$

$$= \frac{273 \pm 202}{1008 \pm 329 \pm 92}$$

$$= 0.27 \pm 0.20 \pm 0.03$$

Da der statistische Fehler sehr groß ist, ist es nur sinnvoll eine obere Grenze anzugeben:

$$\frac{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X)}{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)} \leq 0.60 \text{ at } 90\% \text{ CL}$$

Der so erhaltene Wert stellt die obere Grenze dar, jedoch ist die Größe dieser nicht mit den Messungen in Übereinstimmung, welche obiges Verhältnis unter Betrachtung der $\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$ -Korrelationen in B-Zerfällen bestimmen. So wird beispielsweise in der bereits zitierten Arbeit von CLEO aus den Messungen der Verzweigungsverhältnisse $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0 + X)$ und $\text{Br}(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X)$ eine obere Grenze von

$$\frac{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0 + X)}{\text{Br}(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X)} \stackrel{\text{CLEO}}{\leq} 0.12 \text{ at } 90\% \text{ CL}$$

berechnet. Desweiteren wird durch die Untersuchungen von Lambda-Lepton Korrelationen festgestellt, daß mit sehr großer Wahrscheinlichkeit die Lambdas in B-Zerfällen aus der Fragmentation von Λ_c^+ 's stammen und nicht neben einem Λ_c^- zur Erhaltung der Baryonenzahl produziert werden. Somit ist das von CLEO berechnete Verhältnis auch ein Maß für das in dieser Arbeit gemessene Verhältnis $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X) / \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$. Man sieht, daß beide Ergebnisse nicht übereinstimmen. Angesichts der geringen Statistik und der großen Fehler der Messung im Zerfallskanal $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X$ scheint die von CLEO verwandte Methode, trotz der größeren systematischen Unsicherheiten, in diesem Falle überlegen zu sein. Dennoch ist die Messung des Zerfalls $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X$ für diese Arbeit von großer Bedeutung, da die gemessene Zahl der Zerfälle vonnöten ist, um das Verhältnis $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X) / \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$ zu bestimmen.

5.2 Modellabhängige Berechnungen von Verzweigungsverhältnissen

Unter Hinzunahme der bereits gemessenen Verzweigungsverhältnisse $\text{Br}(B \rightarrow p + X)$ ¹ und $\text{Br}(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X)$ (siehe [20] bzw. [13]) und der Annahme, daß die Produktion von Protonen,

¹Hier sind die Protonen die aus Λ^0 's stammen nicht eingeschlossen.

Neutronen und Lambdas in B-Zerfällen nur dann geschieht, wenn in diesen Zerfällen auch ein Λ_c^+ entsteht², ist es möglich mit Hilfe der Zahlenwerte

$$\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \times \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$$

und

$$R_{p/X} = \frac{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)}{\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)},$$

$\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$ und $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$ zu bestimmen. Die Ergebnisse hängen jedoch noch von dem Parameter

$$\frac{B_n}{B_p} = \frac{\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow n + X)}{\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p + X)}$$

ab. Zwar ist es prinzipiell möglich, diesen freien Parameter durch die Verwendung des gemessenen Verzweigungsverhältnisses $\text{Br}(B \rightarrow p \bar{p} + X)$ zu eliminieren, jedoch führt diese Methode mit den hier bestimmten Zahlen zu größeren Fehlern und wird deshalb nicht verwandt.

5.2.1 Die Berechnung von $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$

Die verwendete Methode findet sich in [7]. Unter der Annahme, daß alle Neutronen, Protonen und Lambdas entweder aus der Λ_c^+ -Fragmentation stammen, oder zur Erhaltung der Baryonenzahl neben einem Λ_c^- produziert werden², lassen sich die Verzweigungsverhältnisse $\text{Br}(B \rightarrow p + X)$ und $\text{Br}(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X)$ schreiben als:

$$\text{Br}(B \rightarrow p + X) = \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p + X) + \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) R_{p/X} \quad (5.1)$$

$$\text{Br}(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X) = \text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X) \quad (5.2)$$

wobei in 5.2 die Annahme eingeht, daß $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X)$ vernachlässigbar klein ist (vgl. 5.1.4). Unter Verwendung von

$$\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p + X) + \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow n + X) + \text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X) = 1 \quad (5.3)$$

kann man Gleichungen 5.1 und 5.2 nach $\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$ auflösen. Da es sich jedoch um drei Gleichungen mit vier unbekanntem Verzweigungsverhältnissen ($\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)$, $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow p + X)$, $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow n + X)$ und $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X)$) handelt, enthält die Lösung noch den unbekanntem Parameter $\frac{B_n}{B_p}$. Es ergibt sich:

$$\text{Br}(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = \frac{\text{Br}(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X) + \text{Br}(B \rightarrow p + X)(1 + \frac{B_n}{B_p})}{1 + R_{p/X}(1 + \frac{B_n}{B_p})} \quad (5.4)$$

²Dies bedeutet, daß der Anteil an Zerfällen, in denen sich das b-Quark durch Aussendung eines W-Bosons direkt in ein u-Quark umwandelt, klein sein muß. Dafür, daß dies der Fall ist, sprechen die Ergebnisse in [4], wonach in einer Datenmenge von 214 pb^{-1} keine Evidenz für hadronische Übergänge eines b-Quarks in ein u-Quark zu finden ist.

Nach Einsetzen der bekannten Zahlenwerte erhält man :

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = \frac{(4.2 \pm 0.5 \pm 0.6)\% + (5.5 \pm 0.6 \pm 1.5)\%(1 + \frac{B_n}{B_p})}{1 + (0.44 \pm 0.19 \pm 0.03)(1 + \frac{B_n}{B_p})}$$

Die theoretisch möglichen Werte für $\frac{B_n}{B_p}$ liegen zwischen null und eins. Da jedoch die Abhängigkeit des berechneten Verzweungsverhältnisses von $\frac{B_n}{B_p}$ schwach ist, sei dieses für den Wert $\frac{B_n}{B_p} = 0.5$ berechnet und die maximalen Abweichungen des Ergebnisses für die Werte $\frac{B_n}{B_p} = 0$ bzw. $\frac{B_n}{B_p} = 1$ als Fehler auf das Verzweungsverhältnis angegeben (der dritte Fehler):

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = 7.5 \pm 1.0 \pm 1.6^{+0.6}_{-0.7} \%$$

Quadratische Addition des systematischen und statistischen Fehlers liefert:

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) = 7.5 \pm 1.9^{+0.6}_{-0.7} \%$$

Dieses Ergebnis ist mit dem von CLEO aus [7] zu vergleichen, wo jedoch der Nachweis von Zerfällen, in denen ein Λ_c^+ auftritt, nicht direkt, sondern über den Nachweis von Λ^0 's geschieht, weshalb der Fehler zwar kleiner wird, das Ergebnis jedoch in größerem Maße von den gemachten Annahmen über das Auftreten von Λ^0 's in Zusammenhang mit Λ_c^+ -Zerfällen abhängt.

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)_{CLEO} = 7.9 \pm 1.4^{+0.6}_{-0.8} \%$$

Die beiden Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler gut überein.

5.2.2 Das Verzweungsverhältnis $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$

Bildet man den Kehrwert der Gleichung 5.4 und multipliziert diesen mit

$$Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+),$$

so erhält man

$$\frac{Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)}{Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) + Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)(1 + \frac{B_n}{B_p})} = \frac{Br(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X) + Br(B \rightarrow p + X)(1 + \frac{B_n}{B_p})}{}$$

Erweiterung von Zähler und Nenner mit N_B , der Anzahl der B-Mesonen, bewirkt, daß im Zähler die in 4.1.2 und 4.3.4 bestimmten Zahlenwerte stehen:

$$Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = \frac{N_i(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X) + N_i(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)(1 + \frac{B_n}{B_p})}{N_B(Br(B \rightarrow \bar{\Lambda}^0 + X) + Br(B \rightarrow p + X)(1 + \frac{B_n}{B_p}))}$$

Nach dem Einsetzen der Werte

$$Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) =$$

$$\frac{(1008 \pm 379 \pm 62) + (443 \pm 178 \pm 79)(1 + \frac{B_n}{B_p})}{(321640 \pm 16100)((4.2 \pm 0.5 \pm 0.6)\% + (5.5 \pm 0.6 \pm 1.5)\%(1 + \frac{B_n}{B_p}))}$$

und $\frac{B_n}{B_p} = 0.5$ erhält man :

$$Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = 4.2 \pm 1.2 \pm 1.0 \pm 0.4\%$$

Wobei der dritte Fehler der möglichen Variation von $\frac{B_n}{B_p}$ zwischen null und eins Rechnung trägt. Quadratische Addition aller Fehler liefert:

$$Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+) = 4.2 \pm 1.6\%.$$

Der Weltmittelwert des hier berechneten Verzweungsverhältnisses beträgt zur Zeit (1990) $2.8 \pm 0.8\%$ [16], wobei jedoch zu beachten ist, daß die Werte, die zu diesem Mittelwert beitragen, eine starke Streuung aufweisen je nachdem, mit welcher Methode die Messung durchgeführt wurde (vgl. [14]). In [14] wird, abweichend von [16], das Verzweungsverhältnis $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+)$ zu etwa 4 % abgeschätzt, welches mit obiger Messung gut übereinstimmt.

5.3 Das Impulsspektrum

Abschließend seien noch einige Worte zum Impulsspektrum der Λ_c^+ 's in B-Zerfällen gesagt. Wie Abbildung 4.16 zeigt, ist das Spektrum der Λ_c^+ 's weich. Der Peak liegt im Bereich von $x_p = 0.12-0.24$ was Impulsen von 0.57-1.14 GeV/c entspricht. Die Weichheit des Spektrums zeigt, daß Λ_c^+ 's in B-Zerfällen großer Multiplizität entstehen. Das Phasenraum Monte-Carlo deutet darauf hin, daß Λ_c^+ 's in B-Zerfällen entstehen, deren primäre Multiplizität im Mittel einen Wert von ungefähr vier hat. Dies steht auch mit den Beobachtungen in Einklang, daß der Anteil der baryonischen Zweikörperzerfälle von B-Mesonen sehr gering ist (vgl. 4.5), und daß das Spektrum der Protonen aus B-Zerfällen ebenfalls sehr weich ist.

Anhang A

Die vollständigen Fit-Ergebnisse

Dieser Anhang enthält die vollständigen Ergebnisse aller Fits an die Histogramme, die benötigt wurden um die systematischen Fehler, die sich aus der Unsicherheit bezüglich der Signalbreite und der Λ_c^+ -Masse ergeben, zu bestimmen.

Die Tabellen enthalten die Ergebnisse der Fits an die entsprechenden Histogramme, mit den angegebenen Breiten und Massen. Der statistische Fehler stammt aus dem Fit mit der Masse 2.2849 GeV/c² und der Breite 9.2 MeV/c² und ist in der Tabelle an betreffender Stelle eingetragen. Der systematische Fehler ist das Mittel der Abweichungen der acht anderen Fitergebnisse vom Zentralwert.

A.1 Die Bestimmung von $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + X)$

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	495	511	519
9.2 MeV/c ²	531	546 ± 75	552
10.2 MeV/c ²	561	575	581

A.2 Die Bestimmung von $N_g^{off}(\Lambda_c^+ + X)$

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	56	82	96
9.2 MeV/c ²	57	77 ± 39	95
10.2 MeV/c ²	58	77	94

A.3 Die Bestimmung von $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0 + X)$

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²			
9.2 MeV/c ²		14 ± 7	
10.2 MeV/c ²			

A.4 Die Bestimmung von $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + \bar{p} + X)$

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	172	171	166
9.2 MeV/c ²	178	177 ± 31	171
10.2 MeV/c ²	183	181	175

A.5 Die Bestimmung von $N_g^{off}(\Lambda_c^+ + \bar{p} + X)$

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	8	13	18
9.2 MeV/c ²	9	14 ± 14	20
10.2 MeV/c ²	9		20

A.6 Die Bestimmung von $N_g^{on}(\Lambda_c^+ + p + X)$

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	-1	1	5
9.2 MeV/c ²		3 ± 11	5
10.2 MeV/c ²	3	4	7

A.7 Die Messung des Λ_c^+ -Impulsspektrums

$x_p(\Lambda_c^+)$ von 0.0000–0.1205

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	19	19	18
9.2 MeV/c ²	17	18 ± 17	17
10.2 MeV/c ²	16	16	15

$x_p(\Lambda_c^+)$ von 0.1205–0.2410

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	76	76	74
9.2 MeV/c ²	82	81 ± 26	78
10.2 MeV/c ²	86	85	82

$x_p(\Lambda_c^+)$ von 0.2410–0.3815

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	64	58	51
9.2 MeV/c ²	66	60 ± 26	53
10.2 MeV/c ²	67	61	54

$r_p(\Lambda_c^+)$ von 0.3615–0.4820

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	20	13	5
9.2 MeV/c ²	19	12 ± 25	4
10.2 MeV/c ²	17	10	3

A.8 Die Bestimmung von $R_{p/X}$

Die Tabelle stellt die für das Verhältnis

$$R_{p/X} = \frac{Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X)}{Br(B \rightarrow \Lambda_c^+ + X)}$$

erhaltenen Ergebnisse dar, wenn alle Fits mit den entsprechenden Peak- Breiten und Massen durchgeführt werden.

	2.2834 GeV/c ²	2.2849 GeV/c ²	2.2864 GeV/c ²
8.2 MeV/c ²	0.490	0.494	0.440
9.2 MeV/c ²	0.448	0.439	0.397
10.2 MeV/c ²	0.435	0.418	0.371

Der Mittelwert der Abweichungen vom Zentralwert beträgt 0.03 und wird als der systematische Fehler angesehen.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Der Wirkungsquerschnitt der $e^+ e^-$ -Annihilation in Hadronen.	6
1.2	Die Erzeugung der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in der $e^+ e^-$ -Annihilation.	7
1.3	Der Zerfall eines B-Mesons über einen W-Austausch.	8
1.4	Der Zerfall eines B-Mesons über Spectator-Graphen mit äußerer W-Emission.	8
1.5	Der Zerfall eines B-Mesons über Spectator-Graphen mit innerer W-Emission.	8
2.1	Der Doris II Speicherring	9
2.2	Der ARGUS Detektor	11
2.3	Die Trigger	17
2.4	Der Datenfluß.	21
3.1	Die Verteilung der aus den TOF-Werten berechneten Massenquadrate	23
3.2	Die Verteilung der $\frac{dE}{dx}$ -Werte über den Teilchenimpuls.	24
3.3	Dichteverteilung $\rho(P_z, P_{sum})$ von $\Upsilon(4S)$ Monte-Carlo Ereignissen.	26
3.4	Dichteverteilung $\rho(P_z, P_{sum})$ im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ohne Schnitte	27
3.5	Dichteverteilung $\rho(P_z, P_{sum})$ im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz mit Schnitten	27
3.6	Die Anzahl der geladenen Spuren pro Ereignis.	28
3.7	Die Bestimmung der experimentellen Breite.	31
4.1	Das Λ_c^+ -Signal im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz	36
4.2	Das Λ_c^+ -Signal im Kontinuum unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz	36
4.3	Definition von γ	37
4.4	Das $\bar{\Lambda}^0$ -Signal an Sekundärvertices	39
4.5	Die Verteilung von $\cos \gamma$	39
4.6	Das $\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0$ -Signal im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz	41
4.7	Das $\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0$ -Signal im Kontinuum unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz	41
4.8	Die Verteilung der Likelihood von Antiprotonenkandidaten in $\Upsilon(4S)$ -Daten	43
4.9	Die Verteilung der Likelihood von Monte-Carlo Antiprotonenkandidaten	43
4.10	Das Spektrum der Antiprotonen in Zerfällen der Art $B \rightarrow \Lambda_c^+ + \bar{p} + X$	46
4.11	Das Spektrum der Protonen in Zerfällen der Art $B \rightarrow p + X$	46
4.12	Das $\bar{\Lambda}^0$ -Signal am Hauptvertex.	48
4.13	Das Signal $\Lambda_c^+ + \bar{p}$ im $\Upsilon(4S)$ -Bereich	50
4.14	Das Signal $\Lambda_c^+ + \bar{p}$ im Kontinuum	50
4.15	Das Signal $\Lambda_c^+ + p$ im Bereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz	51
4.16	Das normierte Spektrum der Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen.	53
4.17	Das exklusive Signal $\Lambda_c^+ + \bar{p}$	54
4.18	Ein Ereignis mit einem B-Kandidaten	56
4.19	Das Spektrum der Λ_c^+ 's aus B-Zerfällen für r_p von 0-1.	57

Tabellenverzeichnis

1.1	Eigenschaften der B-Mesonen	5
3.1	Tabelle der Λ_c^+ -Verzweigungsverhältnisse	30
4.1	Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Λ_c^+ 's	35
4.2	Der Einfluß des Likelihoodschnittes auf das $\Lambda_c^+ + \bar{\Lambda}^0$ -Signal	38
4.3	Die Nachweiswahrscheinlichkeit von $\Lambda_c^+ + \bar{p}$	44
4.4	Das Impulsspektrum der Λ_c^+ 's in B-Zerfällen	52

Literaturverzeichnis

- [1] ARGUS Collaboration, *ARGUS: A Universal Detektor at DORIS II.* DESY 88-080.
- [2] ARGUS Collaboration, *ARGUS: Exclusive hadronic Decays of B Mesons.* DESY 90-046, May 1990.
- [3] ARGUS Collaboration, *KAL-Manual.* IBM-HELP "KAL".
- [4] ARGUS Collaboration, *Search for Hadronic b-u Decays.* DESY 90-008, January 1990.
- [5] D.Avery, Theoretical Physics Preprint Series UFTP-EXP-87-1.
- [6] I. I. Biggi, *Remark on Baryonic Decays of B-Mesons.* Physics Letters 106B number 106, 26. November 1981.
- [7] CLEO Collaboration, *Evidence for charmed Baryons in B-Meson Decay.* M.S. Alam et al., April 1987.
- [8] Christian Ehmann, *Untersuchung zu Produktion und Zerfall des Λ_c^+ Baryons.* Diplomarbeit (Institut für Hochenergiephysik Universität Heidelberg), September 1986.
- [9] Talmadge Holt "Tal" Farlow, ... *The Strings of ...* in: Red Novro 1949-50, Fantasy3-12
- [10] H. Gennow, DESY Internal report F15-85-02 (1985).
- [11] C.W. Hast, *Kalibration des Luminositätsmonitors des ARGUS-Detektors.* Diplomarbeit (Universität Dortmund), April 1988.
- [12] Xiao Gang He and Bruce H.J. Kellar; Dan-di Wu, *SU(6) Prediction of Lamda-Sub-C Branching Ratios in B-Decays.* Beijing BIHEP-TH-89-25, 1989.
- [13] Dietmar Kämp, *Untersuchung zur Baryonenproduktion in Zerfällen von B-Mesonen.* Dissertation (Universität Dortmund), Juli 1988.
- [14] Spencer R. Klein, *Charmed Baryons: A new laboratory for charm studies.* Boston University, August 1989.
- [15] Xiayuan Li and Dan-di Wu, *Charmful Baryonic B Meson Decays.* Physics Letters B Volume 218 number 3, 23 February 1989.

- [16] Particle Data Group, *Review Of Particle Properties*. North-Holland Amsterdam, 1990.
- [17] Particle Data Group, *Review Of Particle Properties*. North-Holland Amsterdam, 1988.
- [18] Manfred Paulini, *Untersuchung der Produktion von Antideuteronen in der Elektron-Positron-Vernichtung bei ca. 10 GeV Schwerpunktsenergie mit dem Argusdetektor*. Diplomarbeit (Universität Erlangen), Februar 1989.
- [19] Donald M. Perkins, *High Energy Physics*. Addison Wesley, 1987.
- [20] Hergen Schleck, *Messung der inklusiven Produktion von Hyperonen im Energiebereich der Υ -Resonanzen mit dem ARGUS-Detektor*. Dissertation (Universität Dortmund), März 1988.
- [21] Henning Schröder, *Physics of B-Mesons*. DESY 88-101, July 1988.
- [22] Henry C.J. Seywerd, *Observation of Charmed Baryons in e^+e^- Annihilations at 10 GeV Center of Mass Energy*. Phd-Thesis (University of Toronto), 1987.
- [23] Joachim Spengler, *Persönliche Mitteilung (wie unschwer zu erraten ist)*.
- [24] T. Sjöstrand, *The LUND Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics: Jetset Version 6.2*. Lund preprint TP-85-10 Oct 1985.

The ARGUS Collaboration

H. ALBRECHT, H. EHRLICHMANN, G. HARDER, A. KRÜGER, A. NAU,
A. W. NILSSON, A. NIPPE, T. OEST, M. REIDENBACH, M. SCHÄFER,
W. SCHMIDT-PARZEFALL, H. SCHRÖDER, H. D. SCHULZ, F. SEFKOW, R. WURTH
DESY, Hamburg, Germany

R. D. APPUHN, C. HAST, G. HERRERA, H. KOLANOSKI, A. LANGE, A. LINDNER,
R. MANKEL, H. SCHECK, M. SCHIEBER, G. SCHWEDA, B. SPAAN, A. WALTHER,
D. WEGENER
Institut für Physik¹, Universität Dortmund, Germany
M. PAULINI, K. REIM, U. VOLLAND, H. WEGENER
Physikalisches Institut², Universität Erlangen-Nürnberg, Germany
W. FUNK, J. STIEWE, S. WERNER
Institut für Hochenergiephysik³, Universität Heidelberg, Germany
S. BALL, J. C. GABRIEL, C. GEYER, A. HÖLSCHER, W. HOFMANN, B. HOLZER,
S. KHAN, M. SPAHN, J. SPENGLER
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany
D. I. BRITTON⁴, C. E. K. CHARLESWORTH⁵, K. W. EDWARDS⁶, H. KAPITZA⁶,
P. KRIEGER⁵, R. KUTSCHKE⁵, D. B. MACFARLANE⁴, K. W. MCLEAN⁴, R. S. ORR⁵,
J. A. PARSONS⁵, P. M. PATEL⁴, J. D. PRENTICE⁵, S. C. SEIDEL⁵, G. TSIPOLITIS⁴,
K. TZAMARIUDAKI⁴, T.-S. YOON⁵
Institute of Particle Physics⁷, Canada
T. RUF⁸, S. SCHAEEL, K. R. SCHUBERT, K. STRAHL, R. WALDI, S. WESELER
Institut für Experimentelle Kernphysik⁹, Universität Karlsruhe, Germany
B. BOŠTJANČIČ, G. KERNEL, P. KRIŽAN¹⁰, E. KRIŽNIČ, T. ŽIVKO
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko¹¹, Univerza v Ljubljani, Ljubljana,
Yugoslavia
H. I. CRONSTRÖM, L. JÖNSSON
Institute of Physics¹², University of Lund, Sweden
A. BABAEV, M. DANILOV, A. DROUTSKOY, B. FOMINYKH, A. GOLUTVIN,
I. GORELOV, F. RATNIKOVA, V. LUBIMOV, A. ROSTOVTSSEV, A. SEMENOV,
S. SEMENOV, V. SHEVCHENKO, V. SOLOSHENKO, V. TCHISTILIN, I. TICHOMIROV,
YU. ZAITSEV
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR
R. CHILDERS, C. W. DARDEN
University of South Carolina¹³, Columbia, SC, USA

¹ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054DO51P.
² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.
³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054HD24P.
⁴ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.
⁵ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.
⁶ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.
⁷ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.
⁸ Now at ETH Zürich, Switzerland.
⁹ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054KA17P.
¹⁰ Supported by Alexander v. Humboldt Stiftung Bonn.
¹¹ Supported by Raziskovalna skupnost Slovenije and the Internationales Büro KfA, Jülich.
¹² Supported by the Swedish Research Council.
¹³ Supported by the U.S. Department of Energy, under contract DE-AS09-80ER10690.

Danksagung

Für die Auswahl des Themas und die souveräne Betreuung der Arbeit bedanke ich mich bei Herrn Schröder. Bei meinen ersten Schritten "auf" dem Computer war es oft Gernot Harder, der auch in den scheinbar aussichtslosesten Situationen Hilfe wußte. Ebenfalls danken will ich Steven Ball, der sich die Mühe machte, die ganze Arbeit zu durchdenken und sie so in einigen Punkten überzeugender werden ließ. In vielen Fragen wurde mir auch die Hilfe von Klaus, Manfred, Reinhard und Andreas zuteil. Bei Herrn Schmidt-Parzefall möchte ich mich für die Durchsicht des Manuskriptes bedanken.

Auch erwähnt seien hier die Bewohner der Hütte, die auch in Zeiten, in denen der Fortgang der Arbeit eher schleppend war, dem Aufenthalt auf dem DESY Gelände die ansonsten auftretenden Unlustgefühle nahmen. Insbesondere sind hier die vielen Diskussionen zwischen Bernhard und mir bezüglich der Strings zu erwähnen, speziell über die Arbeiten von [9]. Michael half mir am 18. April um 14 Uhr aus einer Patsche. Oliver war immer ein guter Ratgeber in TEX-Fragen.

