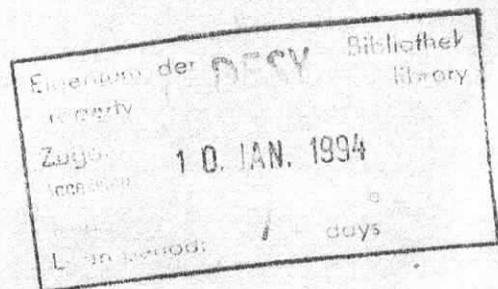


Interner Bericht
DESY F15-93-05
Dezember 1993

Baryonische B-Zerfälle

von

T. Hamacher



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.

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

Baryonische B-Zerfälle

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Thomas Hamacher ✓
aus Eschweiler

Hamburg
1993

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. E. Lohrmann

Gutachter der Disputation:

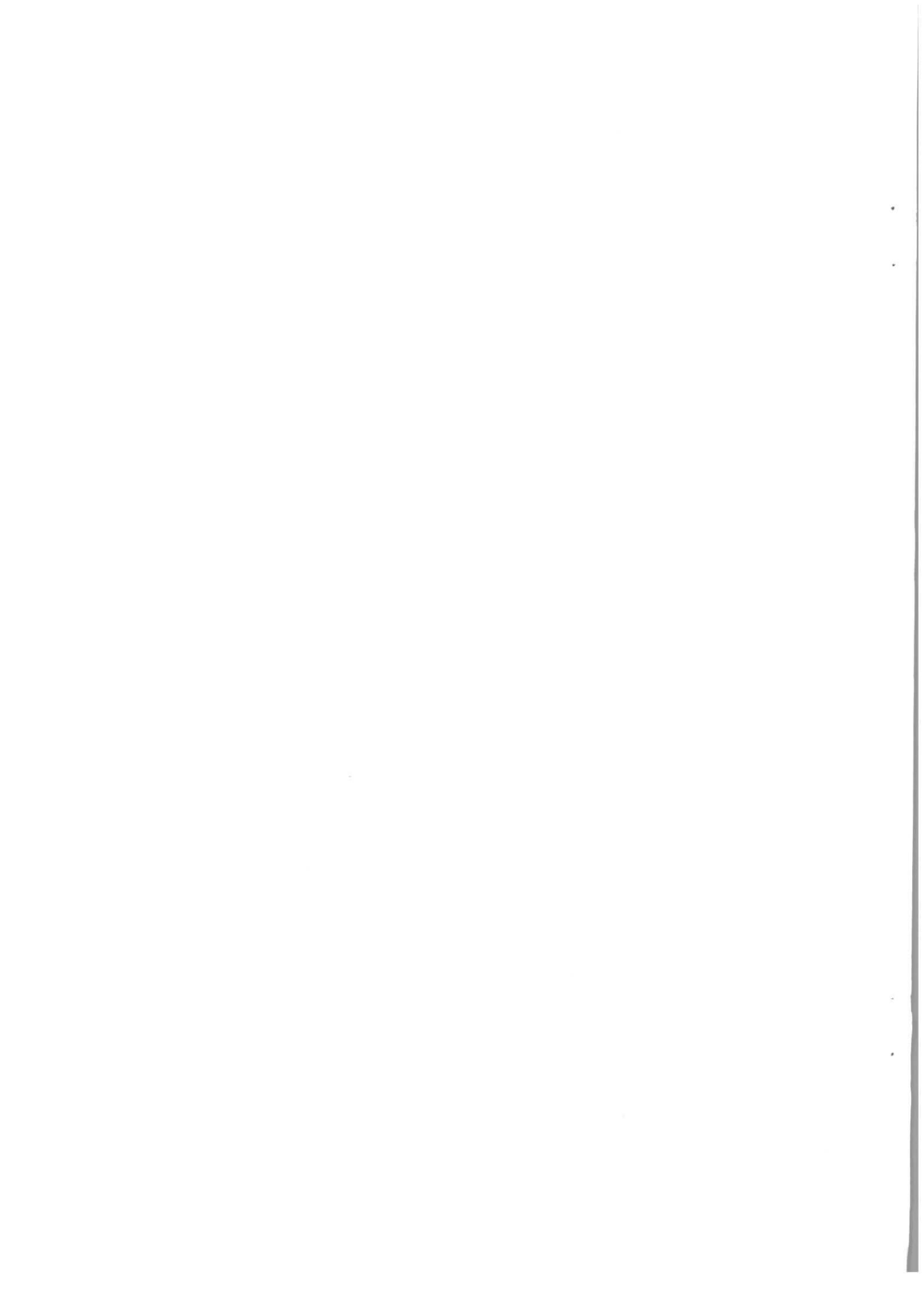
Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. F.-W. Büßer

Datum der Disputation:

27. 9. 1993

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Dr. G. Poelz



Zusammenfassung

Unter Verwendung der Daten, die mit dem Detektor ARGUS am e^+e^- -Speicherring DORIS II aufgezeichnet wurden, ist die Produktion von Charm-Baryonen in B-Zerfällen und der Fragmentation untersucht worden. Das Verzweigungsverhältnis $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ ergab sich zu $(5.5 \pm 1.9 \pm 1.5)\%$ und der Kontinuumswirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ zu $(0.16 \pm 0.017 \pm 0.042)nb$. Die Winkelverteilung der Λ_c^+ -Baryonen in Kontinuumsereignissen gibt keinen Hinweis auf Diquarkproduktion am Vertex. Für vier Λ_c^+ -Zerfallskanäle wurde das auf den Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ normierte Verzweigungsverhältnis bestimmt. Zum ersten mal wurde das Verzweigungsverhältnis $BR(B \rightarrow \Sigma_c^0 X)$ bestimmt und ergab sich zu $(0.96 \pm 0.45 \pm 0.31)\%$. Nach dem Zerfall $B^- \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$ wurde mit einer Pseudomassenmethode gesucht und für das Verzweigungsverhältnis eine obere Grenze von 0.072% gefunden. Ein erster Hinweis auf einen exklusiven baryonischen B-Zerfall wurde im Kanal $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^+$ mit einem Verzweigungsverhältnis von $(1.9 \pm 0.87 \pm 0.6)\%$ gesehen.

Abstract

Using data collected with the ARGUS detector at the e^+e^- storage ring DORIS II baryon production in B decays and the fragmentation was investigated. The $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ was found to be $(5.5 \pm 1.9 \pm 1.5)\%$ and the cross section in the continuum $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ is $(0.16 \pm 0.017 \pm 0.042)nb$. The angular distribution of the Λ_c^+ baryons gives no hint on diquark production at the vertex. The branching ratio of four Λ_c^+ decays was measured relative to the branching ratio for the decay $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$. For the first time the branching ratio $BR(B \rightarrow \Sigma_c^0 X)$ was measured and found to be $(0.96 \pm 0.45 \pm 0.31)\%$. The decay $B^- \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$ was investigated with a pseudo-mass method and an upper limit of 0.072% was determined. A first evidence for a baryonic B decay in the channel $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^+$ was seen and the branching ratio was found to be $(1.9 \pm 0.87 \pm 0.6)\%$.

Inhaltsverzeichnis

1	Allgemeine Grundlagen	5
1.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
1.2	Baryonen	6
1.3	B-Meson-Zerfälle	8
1.4	Entstehung von Baryonen in B-Meson-Zerfällen und der Fragmentation	10
2	Das Experiment ARGUS	17
2.1	Der Speicherring DORIS II und die Υ -Resonanzen	17
2.2	Der Detektor	19
2.2.1	Impuls- und Energiemessung	19
2.2.2	Vertexbestimmung	22
2.2.3	Teilchenidentifikation	22
2.2.4	Datenverarbeitung	25
3	Erzeugung von Λ_c^+-Baryonen	27
3.1	Das Λ_c^+ -Impulsspektrum	27
3.1.1	Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des B-Mesons in Λ_c^+ -Baryonen	30
3.1.2	Der Produktionswirkungsquerschnitt von Λ_c^+ -Baryonen in Kontinuumsereignissen	34
3.2	Die Winkelverteilung der Λ_c^+ -Baryonen in Kontinuumsereignissen	36
3.3	$\Lambda_c^+ \bar{p}$ -Korrelationen	37
4	Zerfall von Λ_c^+-Baryonen	40
4.1	Der Kanal $pK^-\pi^+$ und Untersysteme	40
4.1.1	Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\Delta^{++}(1232)$	40
4.1.2	Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^{*0}(892)$	43
4.2	Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0$	44
4.3	Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$	45
4.4	Zusammenfassung der Ergebnisse	46
5	Erzeugung und Zerfall von Σ_c-Baryonen	49
5.1	Wirkungsquerschnitt der Σ_c^0 - und Σ_c^{++} -Baryonen in Kontinuumsereignissen	50
5.2	Messung des Verzweigungsverhältnisses $BR(B \rightarrow \Sigma_c X)$	52

6	Rekonstruktion von B-Mesonen mit einer Pseudomassenmethode	57
7	Vollständige Rekonstruktion von B-Mesonen	62
7.1	Datenselektion	62
7.2	Analyse	64
7.3	Die Kandidaten	66
8	Schlußfolgerungen	68
	Literaturverzeichnis	70
	Danksagung	74

Einleitung

Durch Messungen der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung wurden Ende der sechziger Jahre Hinweise gefunden, daß Nukleonen aus punktförmigen Bestandteilen, den Quarks, aufgebaut sind [1]. Gruppentheoretische Überlegungen hatten schon vorher die Einführung von Quarks, zuerst nur als mathematisches Konstrukt, nahegelegt, um die Vielfalt der Elementarteilchen zu ordnen [2]. Die Kräfte zwischen den Quarks werden durch sogenannte Farbladungen hervorgerufen. Die Theorie dieser Wechselwirkung heißt Quanten-Chromo-Dynamik, kurz QCD. Bis heute wirft diese Theorie viele Schwierigkeiten auf, weil der Kopplungsparameter der Wechselwirkung α_s bei kleinen Impulsüberträgen nicht mehr klein verglichen mit 1 ist. Bei der Beschreibung von Wechselwirkungen darf man sich nicht länger auf Prozesse mit wenigen Kopplungen beschränken.

Erzeugung und Eigenschaften der Baryonen gewähren Einblick in die Dynamik der Farbkkräfte. Als eine ausgezeichnete Region zur Untersuchung von Baryonen bietet sich die e^+e^- -Vernichtung bei Schwerpunktsenergien gleich der Υ -Resonanzen an. Baryonen werden in dieser Region sowohl in der Fragmentation der $q\bar{q}$ -Paare als auch in dem Zerfall der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz und dem der B-Mesonen erzeugt. Ein Vergleich der Baryonproduktion in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen und Kontinuumsereignissen ergab, daß die Baryonrate in $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen einen Faktor zwei bis drei höher liegt als in Kontinuumsereignissen [18]. Dieser Unterschied ist bis heute nicht verstanden. Diese Arbeit konzentriert sich hauptsächlich auf den Zerfall von B-Mesonen. Der schwache Zerfall von B-Mesonen ist durch die Untersuchung semileptonischer Zerfälle weitgehend verstanden[9]. Stärke und Helizitätsstruktur der schwachen Kopplung sowie die Verteilung des W-Massenquadrates konnten für semileptonische Zerfälle bestimmt werden. Es stellt sich also die Frage, wie es nach dem schwachen Zerfall zur Produktion von Baryonen kommt. Zuerst, in Kapitel 1, sollen Möglichkeiten gezeigt werden, wie Baryonen in B-Zerfällen erzeugt werden und wie man die einzelnen Zerfallsmöglichkeiten experimentell unterscheiden kann.

Kapitel 2 enthält eine Beschreibung des Experimentes. In Kapitel 3 wird das Λ_c^+ -Impulsspektrum in B-Mesonzerfällen und Kontinuumsereignissen, das Verzweungsverhältnis $BR(B \rightarrow \Lambda_c X)$ und die Erzeugungsrate für Λ_c^+ -Baryonen in Kontinuumsereignissen bestimmt. Diese Untersuchungen geben Auskunft darüber, ob die Baryonproduktionsmechanismen in beiden Zerfällen gleich sind. Λ_c^+ - p -Korrelationen und die Λ_c^+ -Winkelverteilung in Kontinuumsereignissen werfen ebenso Licht auf die Baryonproduktion.

Die Frage, in welchen Kanälen das Λ_c^+ -Baryon rekonstruiert werden soll, wird in Kapitel 4 beantwortet. Λ_c^+ -Baryonen zerfallen durch schwache Wechselwirkung. Dabei können Baryonzerfälle auch über einen sogenannten W -Austausch erzeugt werden, eine Zerfallsmöglichkeit, die in Mesonzerfällen unterdrückt ist. Die Untersuchung von Λ_c^+ -Zerfällen erweitert dadurch das Verständnis schwacher Zerfälle.

Kapitel 5 enthält die Beschreibung der ersten Messung des Verzweigungsverhältnisses $BR(B \rightarrow \Sigma_c^0 X)$.

In Kapitel 6 wird nach dem Zerfall $B^- \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$ mit Hilfe einer Pseudomassenmethode gesucht. Dieser Kanal ist von Interesse, da sich theoretische Vorhersagen für diesen Kanal deutlich widersprechen. Die Pseudomassenmethode hat dabei unter anderem den Vorteil, ein B -Verzweigungsverhältnis ohne Kenntnis der Λ_c^+ -Verzweigungsverhältnisse bestimmen zu können und bietet damit die Möglichkeit, letzteres zu bestimmen[8].

Kapitel 7 widmet sich der Suche nach exklusiven B -Zerfällen. Es wird der erste Hinweis auf einen exklusiven baryonischen B -Zerfall vorgestellt.

Kapitel 1

Allgemeine Grundlagen

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die Phänomene der Teilchenphysik lassen sich bis heute alle im Rahmen des sogenannten Standardmodells beschreiben. Dieses Modell ist Ende der sechziger, Anfang der siebziger Jahre schrittweise aus der Taufe gehoben worden. Herzstück der Theorie ist die Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung, die experimentell durch die Entdeckung der schwachen neutralen Ströme und der Eichbosonen W und Z der schwachen Wechselwirkung bestätigt wurde.

Das Standardmodell kennt drei Arten der Wechselwirkung, die schwache, die starke und die elektromagnetische Kraft. Die Wechselwirkungen werden über die Forderung nach lokaler Eichinvarianz in die Theorie eingeführt. Dabei beginnt man mit der Lagrangedichte für freie Teilchen und verlangt, daß diese unter lokalen Eichtransformationen invariant ist. Um dies zu gewährleisten, führt man die sogenannte minimale Substitution durch, durch die die Eichfelder Eingang in die Theorie finden. Die Eichfelder bewirken die Wechselwirkung zwischen den Teilchen. Alle Eichbosonen, Photon, W^+ , W^- , Z^0 und Gluon konnten nachgewiesen werden. Das Photon übermittelt die elektromagnetische Kraft und koppelt an alle geladenen Teilchen. Die Bosonen W^+ , W^- , Z^0 übermitteln die schwache Kraft. Sie koppeln an alle fundamentalen Fermionen und sich selbst. Das Gluon ist das Eichboson der starken Kraft und koppelt nur an Quarks und sich selbst. Man geht heute davon aus, und Untersuchungen der Z -Resonanz bestätigen diese Annahme, daß es sechs Quarks

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

und sechs Leptonen

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

gibt, die jeweils in drei Familien geordnet sind. Bis auf das sechste Quark, das t -Quark, sind alle diese Teilchen experimentell nachgewiesen. Die t -

Quarkmasse läßt sich aber trotzdem heute durch modellabhängige Vorhersagen auf ein Intervall zwischen $125\text{GeV}/c^2$ und $(144 \pm 30)\text{GeV}/c^2$ [3] einschränken. Quarks haben eine drittelzahlige Ladung und tragen als Ladung der starken Kraft Farbe.

Die Erzeugung der Massen im Standardmodell wird durch die Kopplung der fundamentalen Fermionen, also Quarks und Leptonen, an das Higgs-Feld erklärt. Bei dieser Kopplung handelt es sich um eine sogenannte Yukawa-Kopplung mit der Struktur $SU(2) \times U(1)$. Bemerkenswert an diesem Mechanismus ist, daß die Masseneigenzustände der Fermionen nicht mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung übereinstimmen. Diese Verdrehung der Eigenzustände gegeneinander führt dazu, daß ein b-Quark durch einen schwachen Zerfall in ein c- oder ein u-Quark zerfallen kann. Der Masseneigenzustand des b-Quarks ist also ein Mischungszustand der schwachen Eigenzustände des b', s'- und d'-Quarks. Die Rotation der schwachen gegenüber den Masseneigenzuständen wird durch die Kobayashi-Maskawa-Matrix (KM) [4]

$$M = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

beschrieben. Die Elemente können durch die Messung schwacher Zerfälle oder das $B^0\bar{B}^0$ -Mixing bestimmt werden. Die Matrix muß unitär sein. Durch diese Forderung kann man Einschränkungen an die zur Zeit durch Messungen noch nicht zugänglichen Matrixelemente machen. Die Werte der Matrixelemente ergeben sich damit zu:

$$M = \begin{pmatrix} 0.9747 - 0.9759 & 0.218 - 0.224 & 0.002 - 0.007 \\ 0.218 - 0.224 & 0.9735 - 0.9751 & 0.032 - 0.054 \\ 0.003 - 0.018 & 0.03 - 0.054 & 0.9985 - 0.9995 \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

Bis heute sind keine freien Quarks gesehen worden. Sie treten in Mesonen ($q\bar{q}$) und in Baryonen (qqq) auf. Dieser Umstand wird durch die Beschaffenheit der starken Kraft erklärt. Entfernt man zwei gebundene Quarks voneinander, wächst die Feldenergie zwischen den beiden linear mit dem Abstand. Übersteigt die Energie ein bestimmtes Maß, können Quark-Antiquarkpaare aus dem Vakuum erzeugt werden. Dieser Umstand wird im folgenden bei der Erklärung der Fragmentation noch von Bedeutung sein.

1.2 Baryonen

Die Klassifikation der Baryonen erfolgt in der Sprache der Gruppentheorie. u-, d- und s-Quark gehorchen einer $SU(3)$ -Symmetrie. Die Symmetrie ist für u- und d-Quarks besser erfüllt als für das s-Quark, da die Masse von u- und d-Quarks klein gegenüber der Skala der QCD ist, die z.B. durch Λ_{MS} gegeben ist. Die Wellenfunktion der Baryonen setzt sich aus der Wellenfunktion der Quarks zusammen. Um die möglichen Baryonzustände zu

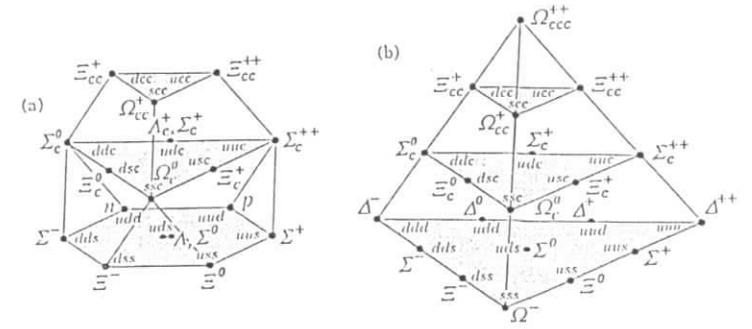


Abbildung 1.1: Darstellung der $SU(4)$ -Multipletts, links mit $SU(3)$ -Oktett und rechts mit $SU(3)$ -Dekuplett.

bestimmen, muß man das Produkt aus den drei Darstellungen der $SU(3)$ (kurz: 3) bilden.

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1 \quad (1.5)$$

Baryonen können also in Oktetts 8 und Dekupletts 10 auftreten. Dies stimmt mit den Beobachtungen überein. Dabei passen die leichtesten Spin- $\frac{1}{2}$ -Baryonen, also z.B. Proton und Neutron, in ein Oktett, während die leichtesten Spin- $\frac{3}{2}$ -Baryonen in ein Dekuplett passen. Die Hinzunahme des c-Quarks in die Theorie erfolgt analog, obwohl die $SU(4)$ -Symmetrie noch stärker durch die Masse des c-Quarks gebrochen wird, als die $SU(3)$ -Symmetrie durch die Masse des s-Quarks. Baryonen haben als Fermionen eine antisymmetrische Wellenfunktion. Im Singulett 1 ist die Flavorwellenfunktion total antisymmetrisch, während sie im Dekuplett symmetrisch ist. Ist die Flavorwellenfunktion symmetrisch, muß auch die Spinwellenfunktion symmetrisch sein, was im Dekuplett bedeutet, daß die Teilchen Spin $3/2$ tragen.

Die Masse der Baryonen kann man nur vorhersagen, wenn man Annahmen über das QCD-Potential V und die Wellenfunktion Ψ macht. Die Hamiltonfunktion für Baryonen ergibt sich zu [10]:

$$H_{\text{Baryon}} = \sum_i \left(\frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + m_i \right) + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) + \sum_{i>j} (\alpha Q_i Q_j - 2/3\alpha_s) S_{ij}. \quad (1.6)$$

Impuls, Masse und Ort des i-ten Quarks sind dabei $\vec{p}_i, m_i, \vec{r}_i$, die elektromagnetische Ladung ist Q_i . α, α_s sind die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung. Das Potential der starken Wechselwirkung zerfällt in einen coulombartigen Teil, der mit dem der elektromagnetischen Wechselwirkung in S_{ij} wiedergegeben wird, und einen

Confinement-Teil, der in V beschrieben ist. S_{ij} ist dabei gegeben durch:

$$S_{ij} = \frac{1}{|\vec{r}|} - \frac{1}{2m_i m_j} \left(\frac{\vec{p}_i \vec{p}_j}{|\vec{r}|} + \frac{\vec{r}(\vec{r} \vec{p}_i) \vec{p}_j}{|\vec{r}|^3} \right) \quad (1.7)$$

$$- \frac{\pi}{2} \delta^3(\vec{r}) \left(\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} + \frac{16s_i s_j}{3m_i m_j} \right). \quad (1.8)$$

$\vec{r} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ ist der Abstand zwischen zwei Quarks und s_i der Spin des i-ten Quarks. Die Masse ergibt sich dann zu

$$m = \langle \Psi | H_{mass} | \Psi \rangle. \quad (1.9)$$

Ein Vergleich von theoretischen Vorhersagen für Σ_c^- und Λ_c^+ -Massen mit experimentellen Werten findet sich in [20].

1.3 B-Meson-Zerfälle

Der Zerfall eines B-Mesons besteht aus zwei Schritten, dem schwachen Zerfall des b-Quarks in ein W-Boson und c-Quark bzw. u-Quark, wobei das W-Boson seinerseits in ein Lepton- oder Quarkpaar zerfällt und der anschließenden Hadronisierung der erzeugten Quarks. Im einfachsten Fall zerfällt das W-Boson in ein Lepton-Neutrino paar. Die Breite für diesen Zerfall ergibt sich zu:

$$\Gamma_{b \rightarrow q \bar{\nu}} = \frac{G_F^2 m_b^5}{192 \pi^3} (f_{cb} g_{cb} |V_{cb}|^2 + f_{ub} g_{ub} |V_{ub}|^2). \quad (1.10)$$

m_b ist dabei die b-Quarkmasse und G_F die Fermi-Konstante. f und g sind Phasenraumfaktoren bzw. Gluonstrahlungskorrekturen. Das Verhältnis der beiden Zerfallsraten wird durch die Elemente V_{cb} und V_{ub} der Kobayashi-Maskawa-Matrix (KM) [4] bestimmt. Die Breite des schwachen Zerfalls hängt von der Masse des b-Quarks zur fünften Potenz ab. Die B-Mesonmasse ist gemessen. Um daraus die Quarkmasse zu bestimmen, muß die Bindungsenergie, mit anderen Worten das Bindungspotential, bekannt sein.

Die Dynamik des schwachen Zerfalls ist durch die Helizitätsstruktur der Kopplung und die Verteilung des W-Massenquadrats, die sogenannte q^2 -Verteilung, gegeben. Die Helizitätsstruktur hat eine V-A-Form [9]. Ein Modell der q^2 -Verteilung gewinnt man durch den sogenannten Polansatz. Man geht dabei davon aus, daß der $B - D^*$ - oder $B - D$ -Mesonstrom, wie in Abbildung 1.3 skizziert, zuerst an ein Vektormeson, in diesem Fall das B_c^* -Meson, koppelt. Das Vektormeson koppelt dann an das W-Boson. Beschrieben wird das Vektormeson mit einem Propagatorterm, der einem die q^2 -Verteilung liefert. Für den Zerfall $B \rightarrow D^* e \bar{\nu}$ ist die q^2 -Verteilung experimentell bestimmt worden [9].

Das W-Boson zerfällt in ein Quarkpaar $d\bar{u}$ bzw. $s\bar{c}$ oder ein Leptonpaar $e^- \bar{\nu}_e$, $\mu^- \bar{\nu}_\mu$ oder $\tau^- \bar{\nu}_\tau$. Diese Zerfallsarten unterscheiden sich nur in der

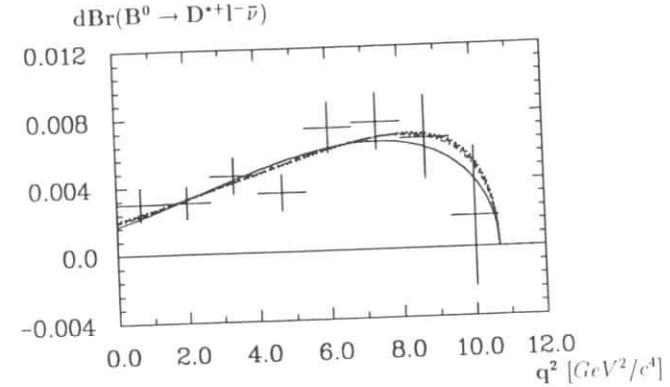


Abbildung 1.2: q^2 -Verteilung für den Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ aus [9]

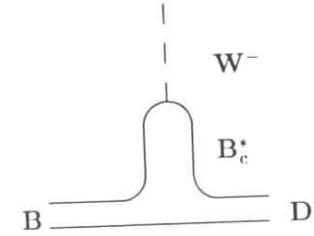


Abbildung 1.3: Im Polmodell wird die Kopplung des $B - D^*$ -Stroms an ein W-Boson über die Zwischenkopplung an ein B_c^* -Meson angenommen

Größe des Phasenraums, da V_{cs} und V_{ud} fast gleich eins sind. Der Phasenraum für Quarks ist wegen des Farbfreiheitsgrades drei mal größer als der für Leptonen. Die verschiedenen Massen der Zerfallsprodukte führen zu einem weiteren Unterschied in den Phasenräumen.

Bei rein hadronischen Zerfällen sind durch den schwachen Zerfall zwei Quarks (cd bzw. ud) und zwei Antiquarks ($\bar{u}\bar{q}$) entstanden, die im nächsten Schritt Hadronen bilden. Die Wahrscheinlichkeit für ein Quark-Antiquarksystem, ein Meson zu bilden, hängt vom Relativimpuls der beiden und von ihrer Farbladung ab. Nur wenn sie die gleiche Farbe tragen, können sie ein farbneutrales Meson bilden. Es gibt zwei Möglichkeiten, Mesonen zu bilden, die in Abbildung 1.4 dargestellt sind. Die zweite Möglichkeit, die auch 'innerer Zerfall' genannt wird, setzt voraus, daß die Farbe bzw. Antifarbe der im W-Zerfall erzeugten Quarks gleich der Farbe bzw. Antifarbe des c- und Zuschauerquarks ist. Das trifft nur in einem Drittel der Zerfälle zu, weswegen diese Zerfallsart gegenüber der ersten unterdrückt ist. Die Amplituden der beiden Zerfallsarten a_1 , a_2 wurden gemessen (siehe [19]) und finden sich in

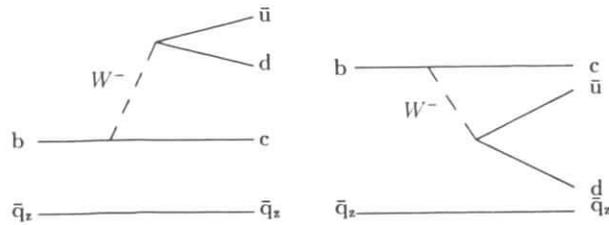


Abbildung 1.4: Quarkflußdiagramme für B-Zerfälle

Tabelle 1.1. Sie wurden durch eine Analyse der B-Zerfallskanäle bestimmt. So können z.B. J/Ψ -Teilchen in B-Zerfällen nur über einen inneren Zerfall erzeugt werden. Das relative Vorzeichen der beiden Amplituden konnte

a_1	a_2
0.9 ± 0.08	0.19 ± 0.03
1.04 ± 0.08	-0.22 ± 0.03

Tabelle 1.1:

nicht bestimmt werden, da die Amplituden quadratisch in die Zerfallsbreiten eingehen.

1.4 Entstehung von Baryonen in B-Meson-Zerfällen und der Fragmentation

Die Farbkräfte in einem Baryon kann man sich an einem gleichseitigen Dreieck veranschaulichen. Jede Seite entspricht einer Farbe. Alle drei Farben sind in einem Baryon vertreten, da es nach außen farbneutral ist. Ein rotes Quark hat effektiv eine negative halbe blaue bzw. grüne Farbe, koppelt also nur mit halber Stärke an ein andersfarbiges Feld. Bei der Erzeugung von Quark-Antiquarkpaaren aus dem Vakuum werden in Anwesenheit eines Farbfeldes deswegen bevorzugt Quarks mit der Farbe des Feldes erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit P_q für die Entstehung von Quarkpaaren aus dem Vakuum bei Anwesenheit eines Feldes der Stärke E , wobei die Quarks mit der Stärke g an das Feld koppeln, ist [5, 6, 7]:

$$P_q = E^2 g^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-\frac{nm_f^2}{Eg}\right). \quad (1.11)$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein andersfarbiges Quarkpaar aus dem Vakuum zu ziehen, ist ein Viertel der Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines gleichfarbigen. Baryonproduktion setzt die Entstehung andersfarbiger Quarks voraus.

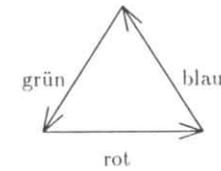


Abbildung 1.5: Baryonen sind nach außen farbneutral. Die drei Pfeile symbolisieren die Farbkräfte der Quarks in einem Baryon.

Bevor auf den Zerfall von B-Mesonen in Baryonen eingegangen wird, soll kurz die Baryonproduktion in der Fragmentation beschrieben werden. Die verschiedenen Fragmentationsmodelle sind z.B. in [18] eingehender beschrieben.

Fragmentation

Eines der prominentesten Fragmentationsmodelle ist das LUND-Modell [11]. Am Anfang der Fragmentation fliegen ein durch ein Farbfeld verbundens Quark und Antiquark auseinander. Die Selbstwechselwirkung der Gluonen zieht das Feld zu einer Art Faden (string) zwischen den beiden Quarks zusammen. Wie schon erwähnt, wächst die Feldenergie zwischen den Quarks linear mit dem Abstand. Es kommt also zu dem Punkt, wo es energetisch möglich wird, den String durch die Produktion eines Quark-Antiquarkpaares aus dem Vakuum in zwei aufzubrechen. Der Prozeß setzt sich dann bei den zwei Stringfragmenten fort. Irgendwann sind auf diese Weise so viele Quarks erzeugt, daß die Energie in den Strings nicht mehr ausreicht, neue Teilchen aus dem Vakuum zu erzeugen. Die Quarks und Antiquarks sind jeweils durch einen String verbunden und oszillieren jetzt um den Mittelpunkt desselben. Die so gebundenen Quark-Antiquarkpaare stellen die erzeugten Hadronen dar. Soweit erklärt das Modell die Erzeugung der Hadronen, aber nicht wie viel Impuls den erzeugten Hadronen zugewiesen wird. Einen Transversalimpuls erhalten die Quarks durch ihre Nullpunktsbewegung. Dabei wird im Modell angenommen, daß dieser gaußisch mit einer Breite von $0.4 \text{ GeV}/c$ um Null verteilt ist. Zur Bestimmung des longitudinalen Impulses bedient man sich einer Fragmentationsfunktion. Diese Funktion beschreibt die Verteilung $f(z)$ des Energiebruchteils z der insgesamt verfügbaren Energie, die ein neu erzeugtes Hadron erhält. Bedingung an diese Funktion ist, daß sie an den Phasenraumgrenzen verschwindet und

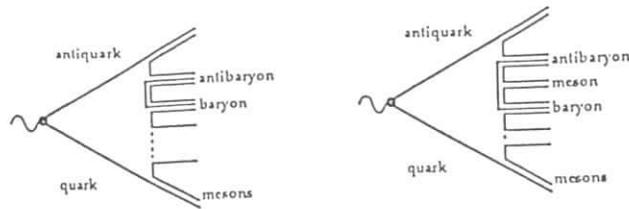


Abbildung 1.6: Die Entstehung von Baryonen im Lund-Modell wird mit zwei verschiedenen Ansätzen beschrieben, dem Popcornmodell (rechts) und dem Diquarkmodell (links). Im Popcornmodell können zwischen Baryon und Antibaryon noch weitere Teilchen erzeugt werden.

symmetrisch ist. Die Funktion

$$f(z) = N \frac{1}{z} (1-z)^a \exp\left(-\frac{bm_t^2}{z}\right) \quad (1.12)$$

erfüllt diese Bedingung. N ist die Normierung, die transversale Masse ist $m_t^2 = m_h^2 + p_t^2$. m_h ist die Masse des erzeugten Hadrons. Dabei sind a , b freie Parameter, die durch Experimente für jeden Quarkflavor separat bestimmt werden müssen.

Baryonproduktion in der Fragmentation wird mit zwei verschiedenen Ansätzen beschrieben, dem Diquark- und dem Popcornmodell.

Es gibt keinen Grund, warum nur Quark-Antiquark- oder Lepton-Antileptonpaare im Vakuum entstehen und sich wieder vernichten sollen. Auch zusammengesetzte Teilchen samt ihres Antiteilchens können kurzzeitig entstehen. Sie können also auch durch das Anlegen eines äußeren Feldes aus dem Vakuum erzeugt werden. Ein Diquark ist ein gebundenes Quark-Quarkpaar mit einer Farbladung. Diquarks können also an Farbfelder koppeln. Diquarks als Bindungszustände mit einer festen Masse sind bisher nicht gesehen worden, also ist ihre Masse, selbst wenn sie existieren, unbekannt. Gleichung 1.11 gilt auch für Diquarks, wenn man zusätzlich berücksichtigt, daß Diquarks Spin 0- oder 1-Teilchen sind. Um die Produktionswahrscheinlichkeit von Diquark-Antidiquarkpaaren aus dem Vakuum bei Anwesenheit eines Farbfeldes zu bestimmen, müßte man ihre Masse kennen. Zwischen Diquark und Antidiquark spannt sich kein Farbfeld, es kommt also zwischen beiden nicht zu einer weiteren Teilchenproduktion. Die entstehenden Baryonen sind also im Phasenraum benachbart, was sich in Baryon-Antibaryon-Korrelationen widerspiegeln müßte.

Das Popcornmodell geht davon aus, daß mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 7% ein Quarkpaar aus dem Vakuum erzeugt wird, was eine andere Farbe als das Feld trägt. Die Ausrichtung des Quark-Antiquarkpaares im Feld ist jetzt genau entgegengesetzt zur Ausrichtung bei gleichfarbigen Quarks. Die beiden Quarks und auch die beiden Antiquarks ziehen sich

an. Es entstehen also Diquarks, die aber keine feste Masse haben müssen. Im Unterschied zum Diquarkmodell spannt sich aber hier zwischen den beiden Diquarks ein Farbfeld. Ist die Farbe der Quarks zum Beispiel rot und grün, dann ist die Farbe des Feldes blau. Mit großer Wahrscheinlichkeit wird dann ein blaues Quark-Antiquarkpaar aus dem Vakuum gezogen, genau passend zur Erzeugung eines Baryons. Der Prozeß der Fragmentation muß damit aber nicht abbrechen. Es können zwischen den beiden Baryonen noch Mesonen erzeugt werden, was sich wiederum in der Korrelation zwischen Baryon und Antibaryon niederschlägt. Im Phasenraum zwischen den beiden Baryonen können andere Teilchen erzeugt werden.

B-Zerfälle

Die Quarkflußdiagramme in Abbildung 1.7 stellen Möglichkeiten der Baryonproduktion in B-Zerfällen dar. Im folgenden sollen die Diagramme im einzelnen besprochen werden. Die Möglichkeiten i-iv lassen die Frage offen, wie es zur Produktion andersfarbiger Quarks kommt. In diesen Fällen muß auf die Erklärungsschemata der Fragmentation zurückgegriffen werden. In Möglichkeit v zerfällt das farbneutrale W in ein Quark-Antiquarkpaar. Die Farbe des Paares ist gleichverteilt. Also trägt in $\frac{2}{3}$ der Fälle das im W -Zerfall erzeugte Quark-Antiquarkpaar eine andere Farbe bzw. Antifarbe als das c -Zuschauerquarkpaar.

In Fall i und ii hadronisiert das c - und das Zuschauerquark unabhängig von den W -Zerfallsprodukten. Wird das c -Quark im ersten Fall in einem D^* gebunden, ist das q^2 -Spektrum bekannt (siehe Abb. 1.6). Bei einem q^2 größer als etwa 4 GeV^2 können im W -Zerfall Baryonen produziert werden. Das bedeutet für den Fall $B \rightarrow D^* W^-$, daß etwa in $2/3$ der Fälle Baryonen produziert werden können. Die Fragmentation ist eine Folge der Farbfelder, also sind die Quarkflavors nicht von Bedeutung für den Fragmentationsprozeß. Der Zerfall $W^- \rightarrow d\bar{u}$ dürfte sich vom Standpunkt der Fragmentation aus gesehen nicht vom Zerfall $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ unterscheiden. Baryonproduktion in der e^+e^- -Annihilation bei Schwerpunktsenergien vergleichbar den q^2 -Werten in B-Zerfällen war Gegenstand anderer Experimente. Leider überdecken diese Messungen nicht den ganzen q^2 -Bereich. Das Verhältnis R des Wirkungsquerschnittes $\sigma(e^+e^- \rightarrow pX)$ zu $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ wurde in [12] bei einer Schwerpunktsenergie $E_{c.m.s.}$ von 3 GeV zu 0.3 bestimmt. Man darf also einen ähnlichen Wert für das Verhältnis aus $BR(B \rightarrow D^* pX)$ zu $BR(B \rightarrow D^* l\nu_l)$ erwarten. Dabei muß man natürlich beachten, daß der Phasenraum für den Zerfall des γ^* , da es in ein $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ oder ein $s\bar{s}$ zerfallen kann, anders als der für den Zerfall des W ist, da dieses hadronisch nur in ein $\bar{u}d$ oder ein $\bar{s}d$ zerfallen kann. Das Verzweungsverhältnis $B^0 \rightarrow D^* l\nu_l$ wurde zu $(4.9 \pm 0.8)\%$ [37] bestimmt und das für den Zerfall $B^- \rightarrow D^* l\nu_l$ zu $(4.6 \pm 1.0)\%$ [37]. Es ist also denkbar, daß etwa 1% der B-Zerfälle wie Fall i verlaufen.

Im Fall ii kann das W leptonisch zerfallen und aus dem Rest ein Baryon-Antibaryonpaar entstehen. Lepton-Baryon-Korrelationen sind bei ARGUS untersucht worden. Für die Antiproton-Elektronproduktion ergab sich fol-

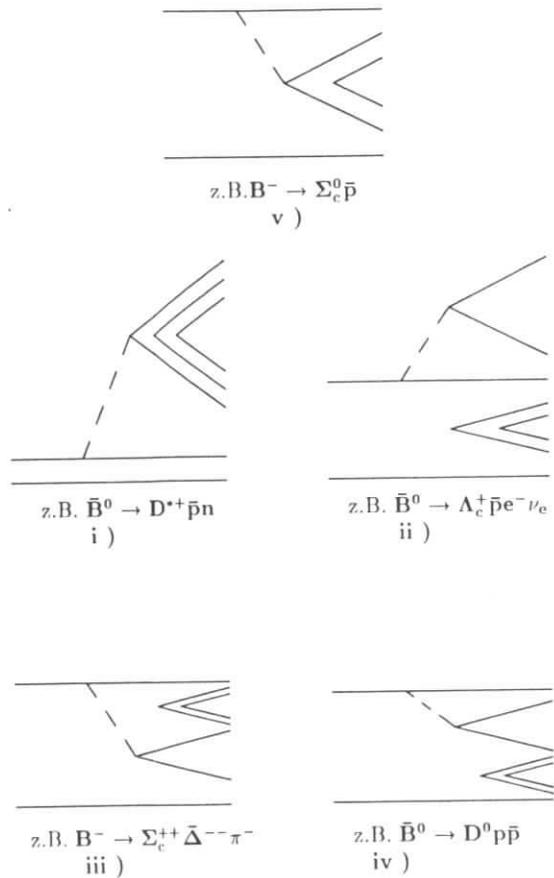


Abbildung 1.7: Quarkflußdiagramme zur Erklärung von baryonischen B-Zerfällen.

gende obere Grenze bei 90% CL :

$$BR(B \rightarrow \bar{p} e^+ X) < 0.16\%. \quad (1.13)$$

Es wird also nur ein kleiner Teil der B-Zerfälle über diesen Kanal ablaufen. Fall iii und iv setzt voraus, daß die Farbe des c- und der Zuschauerquarks

gleich der Farbe der Quarks, die im W-Bosonzerfall erzeugt wurden, ist. Das trifft nur in einem Drittel der Zerfälle zu.

Welche von den Möglichkeiten realisiert wird, hängt von der Farbe und dem Relativimpuls der Quarks ab. Ist z.B. die virtuelle W-Masse klein, ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß das im Zerfall entstandene Quark-Antiquarkpaar ein Meson bildet. Bei den bisherigen Produktionsmechanismen bleibt offen, wie es zur Produktion andersfarbiger Quarks kommt. Wie in der Fragmentation kann auch hier das Diquark- oder Popcornmodell zur Erklärung herangezogen werden. In $\frac{2}{3}$ der Fälle werden in Fall v zwei Quark-Antiquarkpaare mit verschiedener Farbe erzeugt. Wie im Popcornmodell kommt es zu einer Anziehung der Quarks bzw. Antiquarks untereinander. Die beiden Quarks bzw. die beiden Antiquarks bilden jetzt Diquarks. Zwischen dem Diquark und dem Antidiquark besteht ein Farbfeld, das die dritte zur Produktion eines Baryons noch benötigte Farbe trägt. Da die beiden Diquarks einen relativ hohen Relativimpuls zueinander haben, wird der Prozeß der Hadronisierung nicht nach einer einmaligen Erzeugung eines Quark-Antiquarkpaares aus dem Vakuum abbrechen, sondern es wird zu einer Fragmentation kommen, in deren Verlauf noch andere Teilchen neben den beiden Baryonen erzeugt werden.

Experimentell lassen sich die verschiedenen Fälle trennen. Fall i führt zu Zerfällen der Art $B \rightarrow D^* \bar{p} X$. In B^- -Zerfällen werden D^{*0} , in B^0 -Zerfällen D^{*-} -Mesonen erzeugt. Der D^* -Impuls ist in etwa antiproportional zum q^2 des virtuellen W-Bosons. Der Zerfall tritt also hauptsächlich bei kleinen D^* -Impulsen auf. Der Zerfall läßt sich durch eine Analyse des D^* -Impulsspektrums nachweisen. Dabei wird das Spektrum einmal ohne jede Nebenbedingung aufgenommen, und einmal wird zusätzlich ein gut identifiziertes Antiproton im Ereignis verlangt. Wenn Antiproton und D^* aus verschiedenen B-Mesonen stammen, unterscheiden sich die Spektren nur in der Normierung. Kommt es jedoch zu Zerfällen der Art i, sollte man bei kleinen D^* -Impulsen einen Überschub bei Ereignissen mit einem gut identifizierten Antiproton sehen. Aber auch Zerfälle der Art iii sollten zu einer ähnlichen Signatur führen. Fall iii würde jedoch nur zur Produktion geladener D^* führen.

Fall ii, iv und v führen zu charm-tragenden Baryonen, wie sie in B-Zerfällen gesehen wurden. Fall ii läßt sich, wie schon erwähnt, über Proton-Lepton-Korrelationen nachweisen und wird nur einen kleinen Teil beitragen. Fall iii und v lassen sich durch eine Analyse der primär erzeugten charm-tragenden Baryonen trennen. In Fall v können nur Baryonen mit dem Quarkinhalt (cdx) erzeugt werden, in Fall iii gibt es dagegen keine Beschränkung.

Modelle baryonischer B-Zerfälle

Es gibt verschiedene Modelle zur Beschreibung baryonischer B-Zerfälle. Genauere Beschreibungen der Modelle finden sich in der Literatur [32, 34, 33]. In der Tabelle 1.2 sind einige Vorhersagen der Modelle zusammengefaßt. Im folgenden sollen die Modelle kurz skizziert werden. Das Diquarkmodell geht davon aus, daß das W-Boson, wie in Abbildung 1.4 gezeigt, nach

	Diquark [34]	QCD Summenregeln [32]	Polmodell [33]
$BR(B^0 \rightarrow \Sigma_c^+ \bar{p})$	0.15%	0.30 %	0.29%
$BR(B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p})$	0.19%	0.04 %	0.11%
$BR(B^0 \rightarrow \Sigma_c^+ \Delta^+)$	0.04%	0.05 %	2.9 %
$BR(B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \Delta^+)$	0.03%	0.008%	1.2 %
$BR(B^- \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p})$	0.0 %	0.30 %	1.5 %

Tabelle 1.2:

'innen' zerfällt. Nun paaren sich aber nicht Quark und Antiquark zu Mesonen, sondern Quark und Quark bzw. Antiquark und Antiquark paaren sich jeweils zu einem Diquark bzw. Antidiquark. Bei der Beschreibung dieses Vorganges kann man auf den Formalismus zurückgreifen, wie er für den Zerfall von B-Mesonen in Mesonen entwickelt wurde. Die Diquarks sind nicht farbneutral. In einem zweiten Schritt wird ein Quark-Antiquarkpaar aus dem Vakuum erzeugt. Die Quarkpaarproduktion ist ein nicht perturbativer Prozeß, der nur mit Hilfe eines Modells beschrieben werden kann. In Kapitel 1.4 ist ein solches Modell erwähnt worden. Nach der Produktion des Quarkpaares kann sich dann das Quark mit dem Diquark und das Antiquark mit dem Antidiquark zu einem Baryon bzw. Antibaryon verbinden. Als Potential zur Beschreibung der Bindung zwischen Quark und Diquark wurde dabei das Potential eines harmonischen Oszillators gewählt.

Das Polmodell verfolgt einen grundsätzlich verschiedenen Ansatz. Das B-Meson wird nicht länger als allein aus zwei Konstituentenquarks bestehend betrachtet, sondern darüber hinaus werden Quark-Antiquarkpaare aus dem Vakuum erzeugt und wieder vernichtet. Dabei kann es zwischen den aus dem Vakuum erzeugten Teilchen und den Konstituentenquarks kurzzeitig zu Bindungszuständen kommen. Das B-Meson kann also kurzzeitig z.B. in ein $\Lambda_b \bar{p}$ -Paar zerfallen, was sich dann seinerseits wieder zu einem B-Meson vernichtet. Bei dem Λ_b handelt es sich um ein virtuelles Teilchen, da sonst die Energieerhaltung nicht gewährleistet wäre. Kommt es aber nach dem Dissoziierungsprozeß des B-Mesons in ein Baryon-Antibaryonpaar in dem b-Quark-tragenden virtuellen Baryon zu einem schwachen Zerfall des b-Quarks, dann kann die Energieerhaltung gewährleistet werden und die Teilchen werden reell. Das Polmodell bedient sich dieses Prozesses, um die Baryonproduktion in B-Mesonen zu erklären. Es müssen dabei zwei Schritte beschrieben werden, die Dissoziation des B-Mesons in ein b-Quark-tragendes Baryon und ein entsprechendes Antibaryon und der Zerfall des b-Quark-tragenden Baryons in ein c-Quark-tragendes Baryon.

Aus schon erwähnten Gründen sind die Probleme der QCD oft analytischen Rechnungen nicht mehr zugänglich. Deswegen bleibt oft nichts anderes übrig, als einfache Modellannahmen über die Potentiale und Wellenfunktionen zu machen. Einen pragmatischen Ausweg weisen die QCD-Summenregeln. Es handelt sich dabei um eine von Shifman und Voloshin entwickelte Methode, Größen, die in der QCD nicht berechnet werden können, da man keine Störungstheorie anwenden kann, auf meßbare Werte zu reduzieren.

Kapitel 2

Das Experiment ARGUS

2.1 Der Speicherring DORIS II und die Υ -Resonanzen

Der Elektron-Positron Speicherring DORIS (Doppel-Ring-Speicher) ist 1974 als Doppelring zur Untersuchung der QED gebaut worden. Die Entdeckung der J/Ψ -Resonanz 1974 und der Υ -Resonanz 1977 machte es erstrebenswert, diese Resonanzen mit DORIS zu erzeugen. Dies wurde durch die Erweiterung der Anlage zu DORIS II verwirklicht, wobei das Konzept der Doppelringe aufgegeben wurde und Positronen und Elektronen von da ab in einer Röhre umliefen. Eine genaue Beschreibung der Anlage, wie sie in Abbildung 2.1 skizziert ist, findet sich in [24].

DORIS II war im Stande, e^+e^- -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $10.58 GeV$ mit einer Luminosität von $2.2 \cdot 10^{31} cm^{-2}s^{-1}$ zu erzeugen. Die Energieunschärfe eines Speicherringes wächst mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie [25]. DORIS II hat bei einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} von $10.58 GeV$ etwa eine Energieunschärfe von $(9.1 \pm 0.6) MeV$.

In e^+e^- -Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $10.58 GeV$ konkurrieren zwei Prozesse miteinander. Im ersten Prozeß vernichtet sich das e^+e^- -Paar in ein virtuelles Photon, das in ein Quark-Antiquarkpaar zerfällt, das anschließend fragmentiert. Andererseits kann das virtuelle Photon auch an ein Vektorteilchen koppeln, in diesem Fall die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, die dann in ein $B\bar{B}$ -Paar zerfällt. Der erste Prozeß wird nachfolgend kurz Kontinuum genannt.

Beide Prozesse müssen voneinander getrennt werden. Die wichtigste Methode zur Bestimmung des Kontinuumsbeitrages besteht darin, Daten, die bei einer Schwerpunktsenergie knapp unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bis hinab zur Energie von $10.4 GeV$ gesammelt wurden, auszuwerten. Bei diesen Energien kommt es nur zu Kontinuumsereignissen. Um die Datenmengen miteinander vergleichen zu können, müssen sie entsprechend der Luminosität und dem Erzeugungswirkungsquerschnitt skaliert werden. In erster Näherung fällt der Wirkungsquerschnitt mit $\frac{1}{s}$ ab, so daß sich der Skalier-

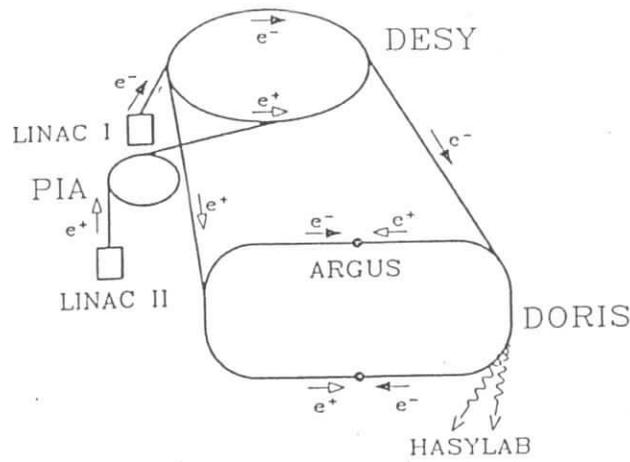


Abbildung 2.1: DORIS II samt Vorbeschleunigern.

rungsfaktor sk wie folgt ergibt:

$$sk = \frac{N_{\Upsilon(4S)}}{N_{\text{Kontinuum}}} = \frac{L_{\Upsilon(4S)}/s}{L_{\text{Kontinuum}}/s}. \quad (2.1)$$

Um den Kontinuumsanteil einer Verteilung auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz abzuschätzen, erstellt man die gleiche Verteilung nur mit Daten, die unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gesammelt wurden. Dann skaliert man die Energie der Teilchen nach oben, so daß die Gesamtenergie der Ereignisse gleich ist. Abschließend normiert man die Verteilungen entsprechend dem Faktor sk aufeinander.

Die B-Mesonen werden in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen beinahe in Ruhe erzeugt. Die B-Zerfallsprodukte haben also höchstens einen Impuls von $\frac{M_b}{2}$. Im folgenden werden Impulse auch als sogenannte normierte Impulse $x_p = \frac{p}{\sqrt{k_{\text{DEAS}}^2 - m^2}}$ dargestellt. In einem B-Zerfall kann x_p also nicht größer als 0.5 werden. Im Kontinuum dagegen können Teilchen einen normierten Impuls von 1 haben. Der Teilchenimpuls ist also eine geeignete Größe, um $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle und Kontinuumsereignisse zu unterscheiden. Selektiert man z.B. nur Teilchen mit einem normierten Impuls x_p kleiner als 0.5, weiß man, daß alle Teilchen aus B-Zerfällen diese Bedingung erfüllen, dagegen wird nur, nach Teilchenart variierend, ein Teil der Kontinuumsereignisse akzeptiert. Umgekehrt erzeugt man eine Datenmenge, die allein Kontinuumsereignisse enthält, indem man nur Teilchen mit einem normierten Impuls x_p größer als 0.5 akzeptiert. $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle und Kontinuumsereignisse unterscheiden sich auch in der Topologie der Ereignisse. Im Kontinuum haben die Ereignisse eine sogenannte Jet-Struktur, sprich die Teilchenspuren bündeln sich um zwei Achsen, die sogenannten Jet-Achsen. In B-Zerfällen gibt es dagegen keine bevorzugte

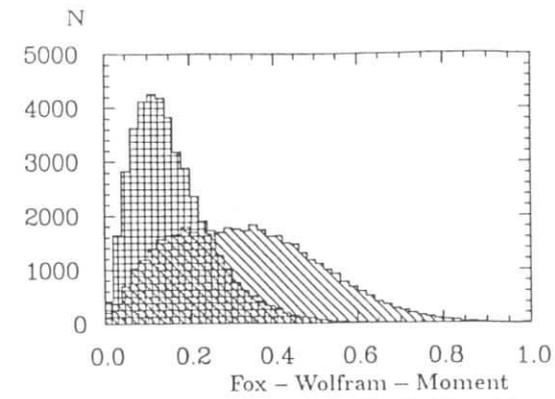


Abbildung 2.2: Verteilung des zweiten Fox-Wolfram-Momentes in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen (Gitterschraffur) und Kontinuumsereignissen (Schrägschraffur).

Richtung, die Ereignisse sind fast sphärisch. Ein Maß für die Gleichverteilung von Vektoren im Raum ist das zweite Fox-Wolfram-Moment. Das zweite Fox-Wolfram-Moment ist wie folgt definiert:

$$fox_2 = \frac{4\pi}{5} \sum_{m=-2}^{m=2} \left| \sum_i Y_l^m(\Omega_i) \frac{\vec{p}_i}{E_{TOT}} \right|^2. \quad (2.2)$$

Dabei läuft i über die Anzahl der Teilchen, \vec{p}_i ist der Teilchenimpuls und Ω_i der Raumwinkel des Teilchens. Ein Ereignis mit gleichverteilten Teilchenimpulsen hat ein Fox-Wolfram-Moment von 0, ein solches, bei dem alle Impulse entlang zweier entgegengesetzter Achsen laufen, eines von 1. Abbildung 2.2 zeigt die Verteilung des Fox-Wolfram-Moments für $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle und Kontinuumsereignisse.

2.2 Der Detektor

Der Detektor ARGUS überdeckt mit seinen Komponenten beinahe den ganzen Raumwinkelbereich. Schalenförmig besteht er von innen nach außen aus einer Vertexkammer, einer Driftkammer, einem Flugzeitsystem, einem Kalorimeter, einem Eisenjoch und Myonkammern. Leistung und Funktion sollen im folgenden kurz beschrieben werden. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [14]. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 2.3 gegeben.

2.2.1 Impuls- und Energiemessung

Die Impulsmessung erfolgt in der Hauptdrift- und Vertexkammer. Ein solenoides Magnetfeld mit einer Stärke von $0.8T$ zwingt die Teilchen in der Projektion auf die x-y-Ebene auf eine Kreisbahn. Der Koordinatennursprung des rechtshändigen kartesischen Koordinatensystems fällt mit der Detektormitte zusammen und die z-Achse mit der Positronflughrichtung.

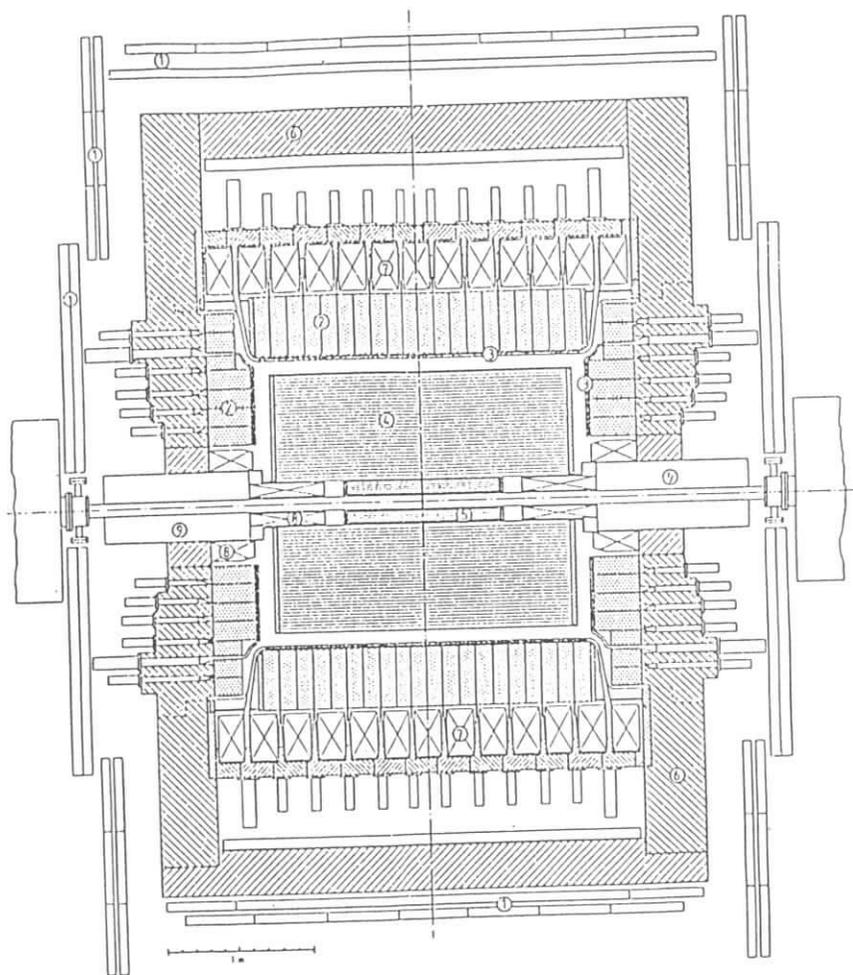


Abbildung 2.3: Längsschnitt durch den Detektor ARGUS (schematisch)

- | | | |
|----------------|-------------------------|------------------------------|
| 1) Myonkammern | 2) el.-mag. Kalorimeter | 3) Flugzeitzähler |
| 4) Driftkammer | 5) Vertexkammer | 6) Eisenjoch |
| 7) Magnetspule | 8) Kompensationsspulen | 9) Mini- β -Quadrupole |

Die y -Achse zeigt senkrecht nach oben. Der Radius des Kreises ist direkt proportional zum Transversalimpuls des Teilchens. Die Messung der Spurpunkte wird in der Hauptdriftkammer mit 594 Signaldrähten durchgeführt, die in der Mitte einer rechteckigen Driftzelle mit einem Querschnitt von $18 \times 18.8 \text{ mm}^2$ parallel zur Strahlachse gespannt sind. Die Driftzellen werden von 24588 Potentialdrähten gebildet. Sie sind in 36 konzentrischen Lagen um die Strahlachse angebracht. In jeder zweiten Lage sind die Signaldrähte um einen Winkel $\pm\alpha$ gegen die Strahlachse geneigt. Dadurch gewinnt man Informationen über die z -Komponente der Spurpunkte. Die Kammer ist mit einem Propan- (97%), Methylal-, Wassergemisch gefüllt. Die Ortsauflösung ist eine Funktion des Abstandes vom Signaldraht und variiert zwischen $100 \mu\text{m}$ und $400 \mu\text{m}$. Die Vertexkammer besteht aus 594 Signal- und 1412 Potentialdrähten, die parallel zur Strahlachse gespannt sind. Die Driftzellen sind wabenförmig. Als Kammergas dient CO_2 mit einer kleinen Beimischung Wasserdampf. Die Ortsauflösung liegt bei $50 \mu\text{m}$. Die Kammer ist 1 m lang und hat einen Innendurchmesser von 10 cm und einen Außendurchmesser von 28 cm . Für Myonen mit einem Impuls von $5 \text{ GeV}/c$ ergibt sich mit der Information beider Kammern eine Impulsauflösung von

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.006 p_T \quad (p_T \text{ in } \text{GeV}/c). \quad (2.3)$$

Bei Teilchen mit einem Impuls kleiner als $1 \text{ GeV}/c$ wird die Impulsauflösung zunehmend durch die Vielfachstreuung bestimmt. Dadurch verändert sich die Impulsauflösung zu

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.006 p_T)^2} \quad (p_T \text{ in } \text{GeV}/c). \quad (2.4)$$

Die Energie von Photonen und Elektronen wird im elektromagnetischen Kalorimeter gemessen. Durch ein abwechselndes Spiel von Paarerzeugung und Bremsstrahlung fächert sich das einfallende Teilchen, Photon oder Elektron, in ein Bündel von Photonen und Elektronen auf. Die Elektronen verlieren ihre Energie durch Ionisation an den Detektor, so daß nach einer Reihe von Aufspaltungen der Prozeß an ein Ende kommt. Paarerzeugung und Bremsstrahlung finden bevorzugt in Medien mit einer hohen Kernladungszahl Z statt, wie Blei mit $Z = 82$.

Das ARGUS-Kalorimeter besteht aus sandwichartig übereinanderliegenden Blei- und Szintillatorplatten. Im Barrelbereich sind die Bleiplatten 1 mm und im Endkappenbereich 1.5 mm dick. Die Szintillatorplatten sind jeweils 5 mm dick. Jeder Zähler hat 12.5 Strahlungslängen. Im Barrelbereich sind jeweils 64 Zähler in 20 Ringen angeordnet, im Endkappenbereich sind insgesamt 240 Zähler in Ringen aufgeteilt. Die Teilchen werden im Szintillator über ihre spezifische Energieabgabe nachgewiesen, die durch das Szintillatormaterial in Licht umgewandelt wird. Photovervielfacher dienen dann zum Nachweis des Lichtes. Die Auflösung des Kalorimeters im Zentralbereich beträgt

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.07^2 + \frac{0.065^2}{E}} \quad (E \text{ in } \text{GeV}). \quad (2.5)$$

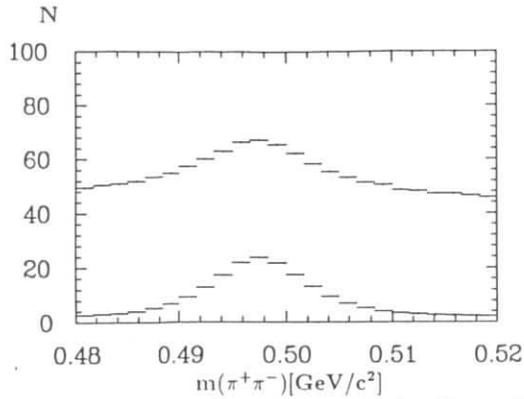


Abbildung 2.4: K_s^0 Signal mit und ohne Verterschnitt

Im Endkappenbereich wird eine Auflösung von

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E}} \quad (E \text{ in GeV}) \quad (2.6)$$

erzielt.

2.2.2 Vertexbestimmung

Die Vertexrekonstruktion erfüllt zwei Aufgaben, die Rekonstruktion des Hauptvertex und die Rekonstruktion von Sekundärvertices. Teilchen wie das K_s^0 oder Λ^0 haben eine mittlere Lebensdauer von etwa 10^{-10} s. Sie zerfallen erst nach einigen Zentimetern Flugstrecke. Die Spuren der Zerfallsprodukte stammen also von einem Vertex außerhalb des Hauptvertex. Gelingt die Rekonstruktion des Vertex, hat man ein mächtiges Hilfsmittel zur Teilchenidentifikation. Abbildung 2.4 zeigt die Massenverteilung von $\pi^+\pi^-$ -Paaren. Im ersten Fall wurden keine weiteren Bedingungen an die Spuren gestellt, im zweiten mußten sie von einem Sekundärvertex kommen. Der Untergrund wird dabei drastisch verringert, während das Signal kaum leidet. Zur Vertexrekonstruktion wird dabei die Information aus Hauptdriftkammer und Vertexkammer benutzt. Die Vertexrekonstruktion untersucht, ob zwei Spuren einen gemeinsamen Ursprung haben, bzw. ob es einen Schnittpunkt der Spuren gibt.

2.2.3 Teilchenidentifikation

Alle Detektorkomponenten wurden zur Teilchenerkennung genutzt, wobei die Myonkammern allein dieser Aufgabe dienen.

Geladene Hadronen, also Pionen, Protonen und Kaonen, werden über den spezifischen Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ und die Flugzeit TOF identifiziert. Der Zusammenhang zwischen spezifischem Energieverlust und Geschwindigkeit

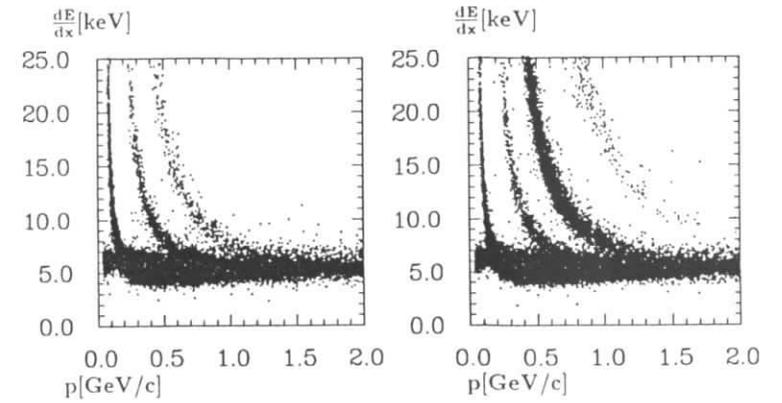


Abbildung 2.5: Verteilungen der spezifischen Energieabgabe in Abhängigkeit des Teilchenimpulses. Rechts für positive, links für negative Spuren. Von links nach rechts sieht man die Bänder für Pionen, Kaonen, Protonen und Deuteronen. Der Überschuss an Protonen über Antiprotonen und die Existenz von Deuteronen stammen von Wechselwirkungen der erzeugten Teilchen mit der Detektormaterie oder dem Gas in der Beam Pipe.

eines Teilchens ist durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben. Abbildung 2.5 zeigt den Zusammenhang zwischen Impuls und spezifischem Energieverlust für einen kleinen Teil der Daten. Da Teilchen mit unterschiedlicher Masse bei gleichem Impuls eine unterschiedliche Geschwindigkeit haben, ist auch ihr spezifischer Energieverlust verschieden, und man kann sie daran unterscheiden. Jede Teilchenart liegt auf einem charakteristischen Band. In einigen Impulsbereichen überlappen die Bänder, was eine eindeutige Identifizierung unmöglich macht. Der spezifische Energieverlust wird in der Driftkammer gemessen. Die Auflösung der Messung liegt bei etwa 5%. Das Flugzeitsystem mißt die Zeit, in der ein Teilchen den Weg vom Wechselwirkungspunkt zu den Zählern zurücklegt. Das Flugzeitsystem besteht aus 160 Szintillatoren, die mit Photovervielfachern ausgelesen werden. Aus der Kenntnis der Flugzeit TOF kann man die Geschwindigkeit β des Teilchens bestimmen. Aus dem Zusammenhang

$$p = \frac{m_0\beta}{(1-\beta^2)^{1/2}} \quad (2.7)$$

ergibt sich bei bekanntem Impuls p und bekannter Geschwindigkeit β die Ruhemasse m_0 . Abbildung 2.6 zeigt den Zusammenhang zwischen m_0^2 und p für einen Teil der Daten. Die verschiedenen Teilchen lassen sich bis zu einem Impuls von etwa $0.5 \text{ GeV}/c$ mit dieser Methode trennen. Die Auflösung wird durch die Zeitauflösung der Photomultiplier und die Laufzeit des Lichtes innerhalb der Zähler begrenzt. Die Gesamtzeitauflösung liegt bei 220ps.

Myonen können Materie einfacher durchdringen als Hadronen, da sie keine starke Wechselwirkung mit den Kernen machen, und als Elektronen,

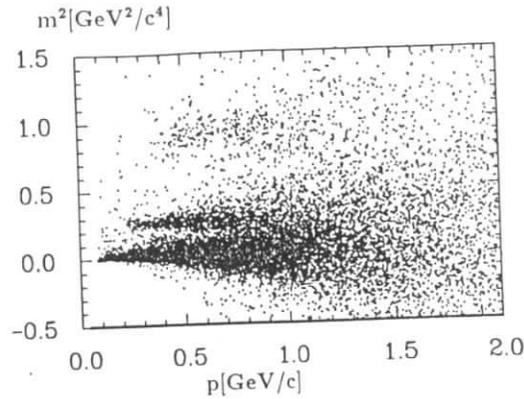


Abbildung 2.6: Korrelation zwischen Flugzeit und Massenquadrat des Teilchens. Man sieht hier bei der Pion-, Kaon- und Protonmasse Bänder.

da sie nicht anschauen. Aus diesem Grund hat man innerhalb und außerhalb des Eisenjochs Proportionalkammern angebracht, die geladene Teilchen nachweisen können. Gelingt es einem Teilchen, elektromagnetisches Kalorimeter und Eisenjoch zu durchdringen, handelt es sich mit großer Wahrscheinlichkeit um ein Myon. Die Myonkammern bestehen aus 1744 Proportionalkammern mit einem quadratischen Querschnitt von $56 \times 56 \text{ mm}^2$. Die Kammern sind innerhalb und außerhalb des Eisenjochs angebracht. Myonen mit einem Impuls größer als $0.7 \text{ GeV}/c$ erreichen die inneren, Myonen mit einem Impuls größer als $1.1 \text{ GeV}/c$ erreichen auch die äußeren Myonkammern. Zwischen Wechselwirkungspunkt und innerer Myonkammer liegen 3.3 Absorptionslängen Materie und noch einmal zusätzlich 1.8 Absorptionslängen bis zu den äußeren Myonkammern.

Elektronen erkennt man daran, daß sie im elektromagnetischen Kalorimeter anschauen und dabei ihre ganze Energie an den Detektor abgeben.

Da eine eindeutige Teilchenidentifikation nicht möglich ist, wird für jede Teilchenhypothese ein Likelihoodwert bestimmt. Dieser Wert setzt sich aus der Information von Energieverlust und Flugzeit zusammen. Man bildet aus dem gemessenen Energieverlust $(\frac{dE}{dx})_{exp}$ und der theoretischen Erwartung $(\frac{dE}{dx})_{th,i}$ für eine Teilchenhypothese i ein χ^2 .

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{[(dE/dx)_{exp} - (dE/dx)_{th,i}]^2}{\sigma_{exp}^2(dE/dx) + \sigma_{th,i}^2(dE/dx)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p). \quad (2.8)$$

Genauso verfährt man mit der Information über die Flugzeit. Aus der gemessenen Geschwindigkeit β_{exp} und der theoretisch für Teilchenhypothese i erwarteten Geschwindigkeit $\beta_{th,i}$ wird wieder ein χ^2 bestimmt.

$$\chi_i^2(TOF) = \frac{[1/\beta_{exp} - 1/\beta_{th,i}]^2}{\sigma_{exp}^2(\beta) + \sigma_{th,i}^2(\beta)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p). \quad (2.9)$$

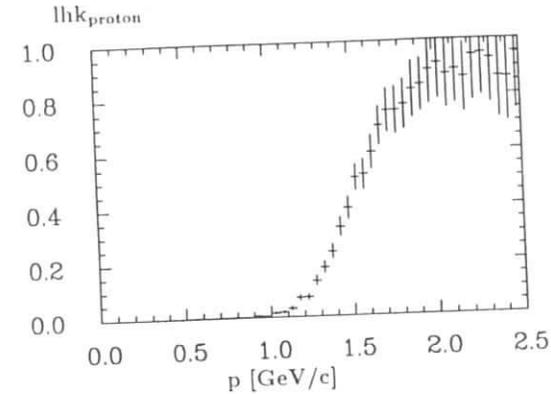


Abbildung 2.7: Wahrscheinlichkeit für Pionen, als Protonen fehlidentifiziert zu werden.

Die theoretischen Erwartungen haben einen Fehler, da sie von der Impulsmessung abhängen. Aus der Summe

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(TOF) + \chi_i^2(dE/dx) \quad (2.10)$$

wird dann die Likelihood

$$lhd_i = \frac{g_i \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_{k=e,\mu,\pi,K,p} g_k \exp(-\chi_k^2/2)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (2.11)$$

bestimmt, wobei g_i Gewichtungsfaktoren sind, die in etwa die Häufigkeit wiedergeben, mit der eine Teilchensorte erzeugt wird. lhd_i ist als eine relative Wahrscheinlichkeit dafür anzusehen, daß ein Teilchen die Hypothese i erfüllt, wenn $lhd_i > 1\%$ ist. Bei dieser Methode kann es passieren, daß einer Spur mehrere Hypothesen zugewiesen werden. Als Beispiel wird die Wahrscheinlichkeit von Pionen betrachtet, als Protonen mißidentifiziert zu werden. K_S^0 -Mesonen, die über einen Sekundärvertex identifiziert werden, haben nur einen kleinen Untergrund in der $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung. Pionenkandidaten aus diesem Zerfall sind also mit großer Wahrscheinlichkeit wirklich Pionen. Abbildung 2.7 zeigt die Proton-Likelihood lhd_p für diese Pionen in Abhängigkeit vom Impuls. Erst Pionen mit einem Impuls größer als 1 GeV werden als Protonen mißidentifiziert.

2.2.4 Datenverarbeitung

Die Datenverarbeitung ist ein komplexer Prozeß und soll hier nur kurz skizziert werden. Um die Totzeit des Detektors so klein wie möglich zu halten, will man schon zu einem sehr frühen Zeitpunkt der Datennahme entscheiden, ob ein Ereignis physikalisch interessant ist oder ob es sich um Untergrund wie Strahl-Gas- oder Strahlwandwechselwirkungen handelt, den

man nicht auslesen möchte. Die Untergrundereignisse unterscheiden sich oft in zwei Punkten von e^+e^- -Wechselwirkungen, sie deponieren weniger Energie im Detektor und ihre Impulsbilanz ist unausgeglichen. Die Entscheidung, ob ein Ereignis akzeptiert wird oder nicht, wird vom Trigger gefällt. Um diese Entscheidung treffen zu können, müssen rudimentäre Informationen über das Ereignis vorliegen, wie z.B. eine erste Schätzung der gesamten im Detektor deponierten Energie oder die Existenz geladener Spuren. Der ARGUS-Trigger besteht aus zwei Stufen. Die erste besteht aus einem schnellen Trigger, der die Information aus den Flugzeitzählern und dem Kalorimeter nutzt und in etwa 250ns eine Entscheidung treffen kann. Auf der zweiten Stufe wird versucht, Spuren in der Driftkammer zu finden. Auf dieser Stufe kann erst nach $20\mu\text{s}$ entschieden werden, ob ein Ereignis akzeptiert wird oder nicht. Wird ein Ereignis akzeptiert, müssen alle Daten ausgelesen werden. Dabei müssen Signale verstärkt, digitalisiert und zu einem Ereignis zusammengefaßt werden. Am Ende dieses Schrittes werden die Daten auf Massenspeichern eines IBM-Rechners abgelegt.

Bevor diese Daten rekonstruiert werden, muß der Detektor kalibriert werden. Dabei werden eine Vielzahl von Parametern, wie z.B. die Driftgeschwindigkeit, bestimmt. In der Rekonstruktion wird die Vielzahl der Meßergebnisse auf physikalisch bedeutsame Entitäten reduziert. Die Punkte in der Driftkammer werden z.B. zu einer Spur zusammengefaßt, die einer bestimmten Teilchenhypothese entspricht. Am Ende stehen physikalische Größen wie Impulse und spezifischer Energieverlust zur Verfügung, aber auch Details, die in den wenigsten Analysen relevant sind. Deswegen wird diese Datenmenge bei ARGUS noch einmal reduziert. Sie kann dann mit einer eigens für ARGUS geschriebenen Analysesprache KAL analysiert werden.

Simulation

Zur Bestimmung der Detektorakzeptanz und Auflösung, zur Untersuchung unterschiedlicher Modelle bedient man sich der sogenannten Monte Carlo-Simulation.

In einem ersten Schritt simuliert man mit einem als Generator bezeichneten Programm die Wechselwirkung hinab bis zur Erzeugung von stabilen Teilchen wie Pionen, Protonen und Kaonen. Dabei finden entsprechend den beiden hier untersuchten Prozessen zwei Programme Anwendung. Die nicht-resonanten Zerfälle werden mit dem Lund-Generator [11] erzeugt, der sich des namensgleichen Fragmentationsmodells bedient. Die B-Zerfälle werden mit dem MOPEK-Programm [26] erzeugt. Dieses Programm greift auf eine Tabelle zurück, in der alle Zerfälle mit der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens verzeichnet sind.

Im zweiten Schritt wird die Reaktion des Detektors auf das Ereignis simuliert. Dabei werden alle möglichen Prozesse, wie Vielfachstreuung, Energieverlust, Schauerbildung usw. berücksichtigt. Dies geschieht mit dem SIMARG-Programm [15]. Am Ende der Simulation liegen Daten vor, die im Rekonstruktionsprogramm weiterverarbeitet werden können, wobei das Wissen über die Art des Ereignisses nicht verloren geht.

Kapitel 3

Erzeugung von Λ_c^+ -Baryonen

3.1 Das Λ_c^+ -Impulsspektrum

Λ_c^+ -Baryonen werden sowohl in B-Zerfällen als auch in Kontinuumsereignissen erzeugt. Mit Hilfe des Λ_c^+ -Impulsspektrums soll die Erzeugungsrate in Kontinuumsereignissen und das Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(B \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ bestimmt werden. Die Form des Spektrums gibt, zumindest in den B-Zerfällen, Auskunft über die Erzeugungsmechanismen. Durch einen Vergleich der Produktionsraten kann man sehen, ob die Baryonproduktionsmechanismen in beiden Fällen gleich sind oder nicht. In beiden Fällen wird immer nur ein c-Quark und ein \bar{c} -Quark pro Ereignis erzeugt.

Die Λ_c^+ -Baryonen in Impulsintervallen zu zählen, bietet zudem den technischen Vorteil, Nachweiswahrscheinlichkeiten genauer bestimmen und das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis einfacher optimieren zu können.

Datenselektion

Die verwendeten Daten bestehen aus einer Menge von 212 pb^{-1} , die auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommen wurden, und einer Menge von 85 pb^{-1} aus dem daneben liegenden Kontinuum hinab bis zu Schwerpunktsenergien von 10.4 GeV . Es sind insgesamt (361148 ± 14445) B-Mesonen in den Daten. Das Λ_c^+ -Baryon wird allein im Kanal $pK^-\pi^+$ rekonstruiert. Hier und im folgenden wird immer, ohne erwähnt zu werden, auch der ladungskonjugierte Zustand (CC) der Analyse unterzogen. Wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, stehen in diesem Kanal etwa zehn mal mehr Λ_c^+ -Baryonen zur Verfügung als in den konkurrierenden Zerfällen $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0$ und $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

Damit ein Ereignis als multihadronisches Ereignis akzeptiert wird, müssen entweder drei geladene Spuren von einem gemeinsamen Vertex kommen, der in einem zylindrischen Volumen mit den Maßen

$$r < 1.5\text{ cm und } |z| < 6.0\text{ cm} \quad (3.1)$$

um den Wechselwirkungspunkt liegt, oder es müssen drei Spuren ohne gemeinsamen Vertex aus einem zylindrischen Volumen mit den Maßen

$$r < 1.0\text{ cm und } |z| < 5.0\text{ cm} \quad (3.2)$$

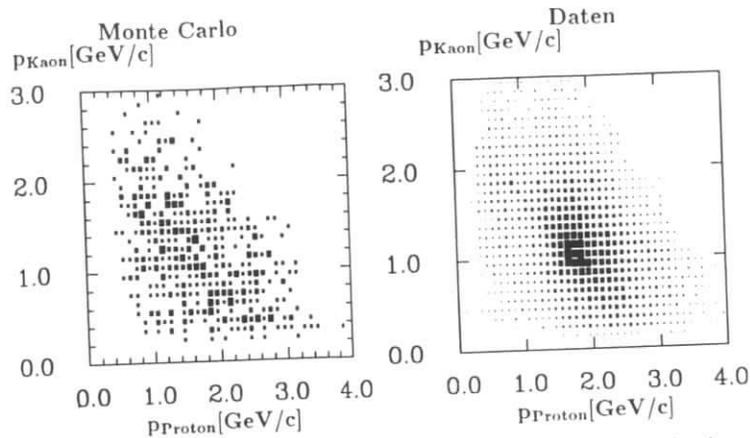


Abbildung 3.1: Proton-Kaon-Impulskorrelationen für Λ_c^+ -Kandidaten in einer Monte Carlo-Simulation (links) und in den Daten (rechts).

um den Wechselwirkungspunkt herum stammen. Zusätzlich muß im Kalorimeter mehr als 1.7GeV Energie deponiert worden sein. Von den einzelnen Spuren wird verlangt, daß sie aus einem zylindrischen Volumen mit den Maßen

$$r < 1.5\text{cm und } |z| < 5.0\text{cm} \quad (3.3)$$

um den Hauptvertex herum stammen. Der Betrag des Polarwinkels $|\cos \Theta|$ darf nicht größer als 0.92 sein. Die Likelihood der Teilchenhypothese muß größer als 0.01 sein. Diese Anforderungen werden im folgenden als Standardbedingungen bezeichnet.

Wie schon in Kapitel 2 erwähnt, werden Pionen und Kaonen mit Impulsen oberhalb $1.2\text{GeV}/c$ zunehmend auch als Protonen mißidentifiziert. Da es viel mehr Pionen als Protonen in den Daten gibt, führt diese Mißidentifikation zu einem erheblichen Untergrund. Um herauszufinden, wie sich der Untergrund unter dem Λ_c^+ -Signal zusammensetzt, wurden die Impulsverteilungen der Protonen und Kaonen, die aus Λ_c^+ -Kandidaten stammen, mit solchen aus Λ_c^+ -Baryonen verglichen, die mit dem Lund-Monte Carlo simuliert wurden. Als Λ_c^+ -Kandidat soll im folgenden eine $pK^-\pi^+$ -Kombination gelten, deren Masse nicht mehr als $30\text{MeV}/c^2$ von der Λ_c^+ -Masse abweicht. Abbildung 3.1 zeigt Proton-Kaon-Impulskorrelationen für Λ_c^+ -Kandidaten mit einem normierten Impuls $x_p > 0.5$. Als Vergleich dazu ist die gleiche Korrelation gezeigt, wie sie das Lund-Monte Carlo vorhersagt. Während in der Monte Carlo-Simulation die Ereignisse im bevölkerten Bereich etwa gleichverteilt sind, gibt es in den Daten eine klare Anhäufung für Kaonimpulse zwischen $0.6\text{GeV}/c$ und $1.6\text{GeV}/c$ und für Protonimpulse zwischen $1.2\text{GeV}/c$ und $2.0\text{GeV}/c$. Die Anhäufung besteht hauptsächlich aus Pionen, die als Protonen oder Kaonen mißidentifiziert wurden. Als Maßnahmen zur Unterdrückung dieses Untergrundes kann man z.B. nur Protonen mit einem Impuls kleiner als $1.0\text{GeV}/c$ zur Rekonstruktion der Λ_c^+ -Baryonen zulassen.

sen. Aber schon für Λ_c^+ -Baryonen mit einem normierten Impuls um 0.4 halbiert sich durch diesen Schnitt die Nachweiswahrscheinlichkeit und sinkt noch weiter für Λ_c^+ -Baryonen mit höherem Impuls. Um auch bei diesen Λ_c^+ -Baryonen ein zufriedenstellendes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu erzielen, werden zur Rekonstruktion des Λ_c^+ -Baryons nur Pionen mit einem Impuls größer als $0.5\text{GeV}/c$ zugelassen. Dieser Schnitt hilft gegen kombinatorischen Untergrund. Der Untergrund wird dabei bei nur 35 Prozent Verlust im Signal auf fast ein Drittel reduziert.

Analyse

Das Λ_c^+ -Baryon zerfällt schwach. Die natürliche Breite beträgt 0.0035eV , spielt also zur Beschreibung des Signals im $pK^-\pi^+$ -Massenspektrum keine Rolle. Das Signal wird durch eine Gaußfunktion beschrieben. Die Breite ist allein durch die Massenauflösung des Detektors bestimmt. Die Breite wurde mit Hilfe einer Monte Carlo-Simulation bestimmt und in der Anpassungsrechnung festgehalten, sie variiert zwischen 9MeV bei kleinen Impulsen bis zu 12MeV bei höheren Impulsen. Der Untergrund wird durch ein Polynom dritten Grades beschrieben. Problematisch ist dabei die Reflexion aus dem Zerfall $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, die zwar bis unter das Signal reicht, aber so breit ist, daß sie durch das Polynom hinreichend beschrieben wird. In Tabelle

x_p	N_{Λ_c}	Schnitte	ϵ	$\frac{N_{\Lambda_c}}{\epsilon}$
0.0 - 0.125	98 ± 23	$p(\text{Proton}) < 1.0\text{ GeV}/c$	41.0	230 ± 56
0.125 - 0.25	219 ± 39	$p(\text{Proton}) < 1.0\text{ GeV}/c$	30.0	730 ± 130
0.25 - 0.375	169 ± 41	$p(\text{Proton}) < 1.3\text{ GeV}/c$	34.0	497 ± 120
0.375 - 0.5	336 ± 56	Standard	43.0	781 ± 130
0.5 - 0.625	339 ± 35	$p(\text{Pion}) > 0.5\text{GeV}/c$	26.4	1284 ± 132
0.625 - 0.75	305 ± 36	$p(\text{Pion}) > 0.5\text{GeV}/c$	31.2	968 ± 115
0.75 - 0.875	167 ± 30	$p(\text{Pion}) > 0.5\text{GeV}/c$	36.7	463 ± 83
0.875 - 1.0	22 ± 19	$p(\text{Pion}) > 0.5\text{GeV}/c$	40.8	54 ± 46

Tabelle 3.1:

3.1 sind die Ergebnisse der Anpassungsrechnung wiedergegeben. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ wurde mit einer Monte Carlo-Simulation bestimmt.

Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit setzt sich aus der Akzeptanz des Detektors, der Akzeptanz der individuellen Schnitte und den Verzweungsverhältnissen der rekonstruierten Kanäle zusammen. Man beobachtet, wenn man keine zusätzlichen Schnitte anlegt, einen Anstieg der Λ_c^+ -Akzeptanz mit wachsendem Impuls. Dieser Anstieg hat mehrere Gründe. Spuren mit kleinem Impuls können durch das Magnetfeld im Volumen der Driftkammer gefangen werden und bilden in der x-y-Ebene einen Kreis, der nur schwer durch das Spurfindungsprogramm als eine Spur

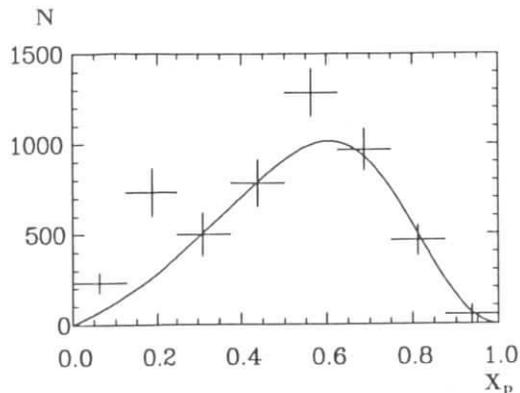


Abbildung 3.2: Λ_c^+ -Impulsspektrum aus $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten. Die durchgezogene Linie zeigt die Petersonfunktion, wie sie durch eine Anpassungsrechnung an die Kontinuumsdaten weiter unten bestimmt wurde.

identifiziert wird. Teilchen mit kleinem Impuls haben einen hohen spezifischen Energieverlust und werden dadurch leicht im Detektormaterial gestoppt. Ein weiterer Grund besteht im Lorentzboost, der den Raumwinkelbereich der Zerfallsprodukte im Laborsystem mit wachsendem Impuls des Mutterteilchens zunehmend einschränkt. Ist die geometrische Akzeptanz einer Einzelspur α , dann ist sie für einen n -Körperzerfall in Ruhe α^n , wenn n größer als zwei ist. Liegen aber alle Spuren, was bei zunehmendem Impuls der Mutterteilchen der Fall ist, in einem engen Winkelement, ist die geometrische Akzeptanz wieder gleich α . Die Impulsabhängigkeit ändert sich, wenn zusätzliche Impulsbedingungen von den Zerfallsprodukten verlangt werden.

Das akzeptanzkorrigierte Λ_c^+ -Spektrum ist in Abbildung 3.2 graphisch dargestellt. Man sieht an den zwei Maxima, daß das Spektrum aus zwei Anteilen zusammengesetzt ist, nämlich aus dem des Kontinuums und aus dem der B-Zerfälle, die im folgenden getrennt behandelt werden sollen.

3.1.1 Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des B-Mesons in Λ_c^+ -Baryonen

Datenselektion und Analyse erfolgen weitgehend wie oben beschrieben. Zur Unterdrückung von Kontinuumsereignissen wird zusätzlich verlangt, daß das zweite Fox-Wolfram-Moment der Ereignisse kleiner als 0.35 sein soll. Dabei werden 50% der Kontinuumsereignisse unterdrückt, 80% der B-Zerfälle werden dagegen akzeptiert.

Um die Zahl der Λ_c^+ -Baryonen aus B-Zerfällen zu erhalten, muß der Kontinuumsbeitrag bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt und in Abbildung 3.6 dargestellt. Das Verzweigungsverhältnis ergibt sich dann aus der Zahl $N_{\Upsilon(4S)}$ von rekonstruierten Λ_c^+ -Baryonen auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz abzüglich der im Kontinuum $N_{Kontinuum}$ gemessenen Λ_c^+ -Baryonen, die mit dem Faktor sk skaliert werden. Die sich so ergebende

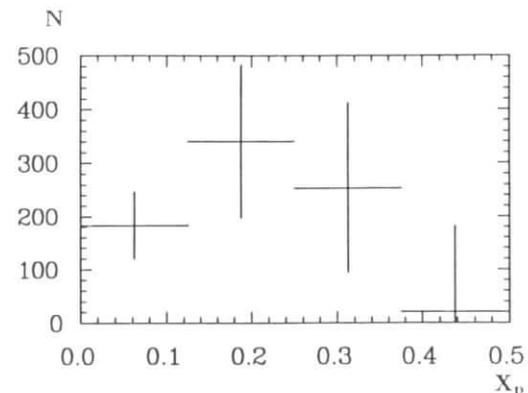


Abbildung 3.3: Λ_c^+ -Impulsspektrum aus B-Zerfällen.

Zahl muß mit der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ und dem Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda_c \rightarrow pK^-\pi^+)$ korrigiert und auf die Zahl der B-Mesonen N_B normiert werden.

$$BR(B \rightarrow \Lambda_c X) = \frac{N_{\Upsilon(4S)} - sk N_{Kontinuum}}{\epsilon N_B BR(\Lambda_c \rightarrow pK^-\pi^+)} \quad (3.4)$$

Damit ergibt sich das Verzweigungsverhältnis zu:

$$BR(B \rightarrow \Lambda_c X) = (5.5 \pm 1.9 \pm 1.5)\% \quad (3.5)$$

Der statistische Fehler ist größer als die systematischen Unsicherheiten, was eine genaue Analyse der Systematik erschwert. Die CLEO-Kollaboration hat das Produkt aus den Verzweigungsverhältnissen $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ und $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ zu $(0.273 \pm 0.051 \pm 0.039)\%$ bestimmt [16]. Wenn man den obigen Wert für das Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ annimmt, kommt man damit zu einem Verzweigungsverhältnis für $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ von $(6.8 \pm 1.4 \pm 1.7)\%$. Im Rahmen des Fehlers stimmen beide Ergebnisse gut überein.

X_p	$N_{\Upsilon(4S)}$	$N_{Kontinuum}$	Schnitt	ϵ	$\frac{N_{\Upsilon(4S)} - sk N_{Kontinuum}}{\epsilon}$
0.0 - 0.125	91 ± 20	7 ± 7	$pp_{proton} < 1.3 GeV/c$	41	183 ± 63
0.125 - 0.25	166 ± 36	16 ± 16	$pp_{proton} < 1.3 GeV/c$	37	340 ± 143
0.25 - 0.375	116 ± 33	14 ± 16	$pp_{proton} < 1.3 GeV/c$	32	253 ± 159
0.375 - 0.5	114 ± 25	44 ± 14	$pp_{proton} < 1.3 GeV/c$	26	20 ± 161

Tabelle 3.2:

Systematischer Fehler

An dieser Stelle soll etwas ausführlicher stellvertretend für die nachfolgenden Untersuchungen auf die systematischen Unsicherheiten eingegangen werden. Bei der Extraktion der Rohergebnisse aus den Daten werden Annahmen

über die Signal- und Untergrundform gemacht. Die Masse der Λ_c^+ -Baryonen (2.2849 ± 0.0006) GeV/c^2 ist sehr gut bekannt. Die Breite des Signals wird durch die Impulsauflösung der Einzelspuren bestimmt, diese ist auf wenige Prozent bekannt. Weniger gut bekannt sind die Impulsverteilungen, die davon abhängen, ob das $pK^-\pi^+$ -System phasenraumverteilt ist oder ob es Untersysteme wie Δ^{++} oder K^* gibt. Dieser Punkt wird Gegenstand des nächsten Kapitels sein. Die Breite kann als freier Parameter an die Daten angepaßt werden. Dies wurde für Λ_c^+ -Signale mit einem hinreichenden Signal-zu-Untergrund-Verhältnis gemacht und mit den Vorhersagen der Monte Carlo-Simulation verglichen. Monte Carlo-Vorhersage und Daten liegen dabei um bis zu $2MeV$ auseinander. Variiert man die Breite um diesen Wert, führt es zu einer Veränderung des Verzweungsverhältnisses von

$$\Delta(BR) = 0.6\% \quad (3.6)$$

Um eine gute Beschreibung des Untergrundes im $pK^-\pi^+$ -Massenspektrum zu bekommen, wird die Anpassungsrechnung über die Signalregion hinaus in einem Intervall von etwa $200MeV/c^2$ um die Λ_c^+ -Masse herum durchgeführt. Eine Variation der Intervallgrenzen bei der Anpassungsrechnung liefert eine Abschätzung über die Güte der Untergrundbeschreibung. Das Verzweungsverhältnis ändert sich bei dieser Variation um

$$\Delta(BR) = 0.2\% \quad (3.7)$$

Die Akzeptanz wurde mit einer Monte Carlo-Simulation bestimmt. Sowohl der Ereignisgenerator als auch die Detektorsimulation ist ungenau, z.B. bezüglich der Multiplizitäten, Impuls- oder Likelihoodverteilungen. Wie weit Monte Carlo-Vorhersage und das tatsächliche Verhalten der Daten übereinstimmen, läßt sich testen, obwohl der statistische Fehler der Genauigkeit eines solchen Tests Grenzen setzt. Nur Effekte, die größer sind als der statistische Fehler, werden durch diese Methode aufgedeckt. Es wurde das Verhalten unter der Variation von Winkel- und Likelihoodschnitten getestet. Daten und Vorhersage lagen dabei nicht mehr als 10% auseinander. Dies führt zu einem Fehler von

$$\Delta(BR) = 0.5\% \quad (3.8)$$

im Verzweungsverhältnis.

Das Verzweungsverhältnis $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ wurde von ARGUS zu $(4.0 \pm 0.3 \pm 0.8)\%$ bestimmt [22]. Die PDG nennt einen Wert von $(3.2 \pm 0.7)\%$. Addiert man den statistischen und systematischen Fehler der ARGUS-Messung quadratisch, kommt man auf einen Fehler von 22%. Für das Verzweungsverhältnis $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ bedeutet das einen Fehler von

$$\Delta(BR) = 1.21\% \quad (3.9)$$

Die Luminosität ist auf 1.7% bekannt. Der Fehler im Skalierungsfaktor ergibt sich damit zu 2.4%, was für das Verzweungsverhältnis einen Fehler von

$$\Delta(BR) = 0.04\% \quad (3.10)$$

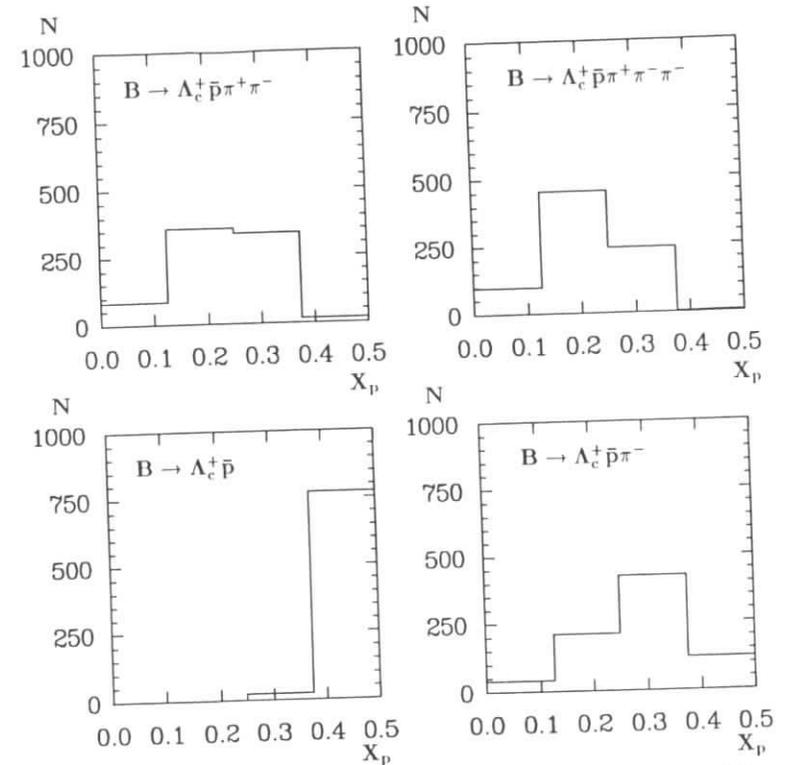


Abbildung 3.4: Simulierte Λ_c^+ -Impulsspektren aus exklusiven B-Zerfällen.

bedeutet. Die Zahl der B-Mesonen ist auf 4% bekannt. Im Verzweungsverhältnis bedeutet das einen Fehler von

$$\Delta(BR) = 0.22\% \quad (3.11)$$

Addiert man alle diese Fehler quadratisch, ergibt sich ein gesamter systematischer Fehler von

$$\Delta(BR) = 1.5\% \quad (3.12)$$

Um eine grobe Idee davon zu erhalten, wie die exklusiven B-Zerfälle aussehen müssen, werden in der Abbildung 3.4 mit einer Monte Carlo-Simulation für bestimmte exklusive Zerfälle erzeugte Spektren gezeigt. Zweikörperzerfälle würden zu einem harten Spektrum führen. Auch wenn es kaum Λ_c^+ -Baryonen mit hohen Impulsen zu geben scheint, sind die Fehler der einzelnen Meßpunkte so groß, daß Zweikörperzerfälle trotzdem einen beachtlichen Anteil zu den baryonischen B-Zerfällen beitragen können. Zerfälle mit vier, fünf weiteren Teilchen neben dem Λ_c^+ -Baryon beschreiben das Spek-

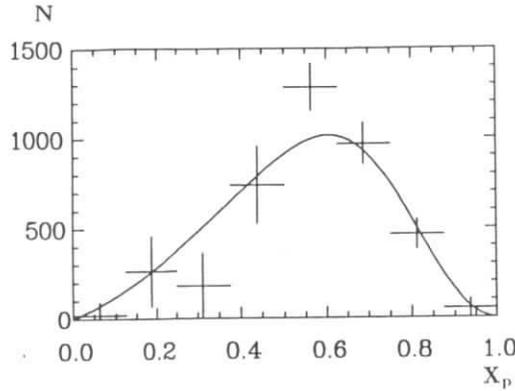


Abbildung 3.5: Λ_c^+ -Impulsspektrum in Kontinuumsereignissen.

trum am besten. Man darf also bei den exklusiven Zerfällen mit hohen Multiplizitäten rechnen.

3.1.2 Der Produktionswirkungsquerschnitt von Λ_c^+ -Baryonen in Kontinuumsereignissen

Charm-Quarks werden in Kontinuumsereignissen nur als primäre Quarks erzeugt, da sie in der Fragmentation so gut wie nicht entstehen. Der Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c X)$ lehrt uns also, wie oft das primäre Quark in einem Baryon gebunden wird.

Es werden zwei Datenmengen der Analyse unterzogen. Für Λ_c^+ -Baryonen mit einem normierten Impuls größer als 0.5 werden $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten verwandt, da Teilchen in diesem Impulsbereich nur aus Kontinuumsereignissen stammen. Für den Bereich $x_p < 0.5$ werden nur Kontinuumsdaten benutzt. Die Analyse für den Impulsbereich $x_p > 0.5$ ist im Abschnitt 3.1 vorgestellt worden, für den Bereich $x_p < 0.5$ erfolgt sie genau wie dort beschrieben. Um die Ergebnisse beider Bereiche miteinander zu vergleichen, werden sie entsprechend der Luminositätsverhältnisse skaliert. Das Ergebnis nach Akzeptanzkorrektur ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Neben der Gesamtzahl an produzierten Λ_c^+ -Baryonen gibt die Form des Impulsspektrums Hinweise auf die Produktionsmechanismen. Da das Λ_c^+ -Baryon nicht primär erzeugt werden muß, sondern das Zerfallprodukt eines massiveren charm-Baryons sein kann, ist die Information über den Hadronisierungsprozeß verschmiert und erst zugänglich, wenn alle höher angelegten charm-Baryonen gefunden und ihr Impulsspektrum bestimmt wurde. Trotzdem wurde an die Daten die Fragmentationsfunktion von Peterson [38]

$$f(x) = \frac{1}{x(1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon}{1-x})^2} \quad (3.13)$$

angepaßt und ein

$$\epsilon_{\text{Peterson}} = 0.25 \pm 0.04 \quad (3.14)$$

gefunden. Eine eingehendere Analyse setzt die Berücksichtigung von QED- und QCD-Strahlungskorrekturen voraus.

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Zahl N_{Λ_c} der Λ_c^+ -Baryonen dividiert durch die Luminosität L .

$$\sigma(\Lambda_c) = \frac{N_{\Lambda_c}}{L} \quad (3.15)$$

Aus dem Spektrum kann man durch Integration die Zahl der im Kanal $(pK^-\pi^+)$ produzierten Λ_c^+ -Baryonen bestimmen, wobei man noch durch das Verzweungsverhältnis $\text{BR}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ dividieren muß. Die Gesamtzahl ergibt sich zu

$$N_{\Lambda_c} = 99175 \pm 10025. \quad (3.16)$$

Die Luminosität beträgt $L = 296.9 \text{ pb}^{-1}$. Damit ergibt sich der Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ X + CC) = (0.335 \pm 0.034 \pm 0.084) \text{ nb} \quad (3.17)$$

Der systematische Fehler ergibt sich aus dem Fehler in der Beschreibung von Signal und Untergrund, dem Fehler in der Luminositätsbestimmung, der Akzeptanz und dem Fehler auf das Verzweungsverhältnis $\text{BR}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$. Tabelle 3.3 zeigt einen Vergleich der Wirkungsquerschnitte für D^+ und D^0 mit dem für das Λ_c^+ -Baryon. Es werden mehr D^0 als D^+

$\sigma(e^+e^- \rightarrow D^0 X)$	$1.2 \pm 0.12 \pm 0.16 \text{ nb}$ [39]
$\sigma(e^+e^- \rightarrow D^+ X)$	$0.56 \pm 0.07 \pm 0.08 \text{ nb}$ [39]
$\sigma(e^+e^- \rightarrow D_s^+ X)$	$0.26 \pm 0.02 \pm 0.02 \text{ nb}$ [42]
$\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+ X)$	$0.16 \pm 0.017 \pm 0.042 \text{ nb}$

Tabelle 3.3:

produziert, da D^{*+} zu $(55 \pm 4)\%$ und D^{*0} zu 100% in D^0 zerfallen. Die Produktion von s -Quarks in der Fragmentation ist gegenüber der von u - und d -Quarks etwa um den Faktor $\frac{1}{3}$ unterdrückt. Die Produktionsrate von D_s^+ -Mesonen ist dementsprechend unterdrückt. Die Baryonproduktion ist ebenfalls gegenüber der Mesonproduktion unterdrückt. Im Diquark-Bild ist diese Unterdrückung eine Folge der höheren Diquarkmasse. Im Popcorn-Bild folgt sie aus der unterdrückten Produktion andersfarbiger Quarks.

Bei einer Schwerpunktsenergie \sqrt{s} von 10.55 GeV ergibt sich für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ ein Wirkungsquerschnitt von $(2.4 \pm 0.04 \pm 0.26) \text{ nb}$ [39]. Also in $(6.7 \pm 0.7 \pm 1.9)\%$ der Fälle wird das c -Quark in einem Λ_c^+ -Baryon gebunden. Ein Vergleich mit dem Verzweungsverhältnis in B -Zerfällen zeigt, daß die Erzeugungsraten in beiden Fällen sehr ähnlich sind.

3.2 Die Winkelverteilung der Λ_c^+ -Baryonen in Kontinuumsereignissen

Im Prozeß $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$ sammeln sich die Hadronen in zwei entgegengesetzten Bündeln, den sogenannten Jets. Die Achsen der Jets stimmen in etwa mit der Flugrichtung der primären Quarks überein. Das gilt insbesondere für die Teilchen, die das primäre Quark enthalten. Der Winkel θ zwischen den Quarks, die Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen sind, und der e^- -Flugrichtung gehorcht der Verteilung

$$\frac{dN}{d\theta} \sim (1 + \cos^2 \theta). \quad (3.18)$$

Einige Modelle [13] zur Baryonproduktion sagen voraus, daß nicht nur $q\bar{q}$ -Paare am Vertex erzeugt werden, sondern auch Diquark-Antidiquarkpaare. Unter einem Diquark hat man dabei einen qq -Bindungszustand zu verstehen, der nicht farbneutral ist. Diquarks haben auf Grund ihrer Zusammensetzung Spin 0 oder 1. Die Winkelverteilung der Diquarks weicht also von der in 3.18 dargestellten ab. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß eine Abweichung von der Winkelverteilung nicht notwendig mit der Erzeugung von Diquarks verbunden ist, auch QCD-Effekte könnten zu einer Abweichung führen. Λ_c^+ -Baryonen tragen das primäre Quark bzw. Diquark, sind also besonders geeignet, die Winkelverteilung des primären Quarks zu messen.

Zur Analyse werden nur Λ_c^+ -Baryonen mit einem normierten Impuls x_p zwischen $0.5 < x_p < 0.75$ zugelassen, womit gewährleistet ist, daß die Λ_c^+ -Baryonen nicht aus B-Zerfällen kommen. Die Selektion und Analyse erfolgt wie in 3.1 beschrieben, mit dem einzigen Unterschied, daß die Λ_c^+ -Baryonen nicht in Impuls- sondern in Winkelintervalle aufgeteilt werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

Um zu überprüfen, ob die Winkelverteilung der für Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen gehorcht, wird eine Funktion der Art

$$f(\theta) = C (1 + \alpha \cos^2 \theta) \quad (3.19)$$

an die Verteilung angepaßt, wobei C die Normierung und α der freie Parameter ist. Das Ergebnis ist

$$\alpha = 1.27 \pm 0.33. \quad (3.20)$$

Im Rahmen des statistischen Fehlers ist α gut mit der theoretischen Vorhersage 1 vereinbar. Der größte Beitrag zum systematischen Fehler rührt aus der ungenauen Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit. Geht man hier wieder von etwa zehn Prozent Fehler aus, führt das zu einem Fehler in der Größe des statistischen Fehlers, wenn die Fehler für alle vier Meßpunkte unkorreliert wären. Tatsächlich sind sie aber sehr stark korreliert und werden in den meisten Fällen nur zu einer Veränderung der Normierung führen. Der große statistische Fehler macht das Ergebnis wenig aussagekräftig. Trotzdem liegt hier eine Methode vor, um die Diquarkhypothese zu testen.

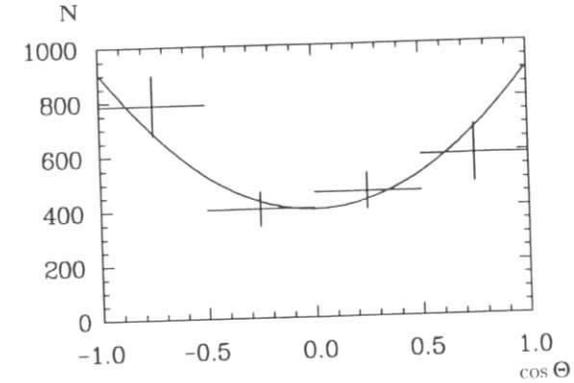


Abbildung 3.6: Λ_c^+ -Winkelverteilung in Kontinuumsereignissen.

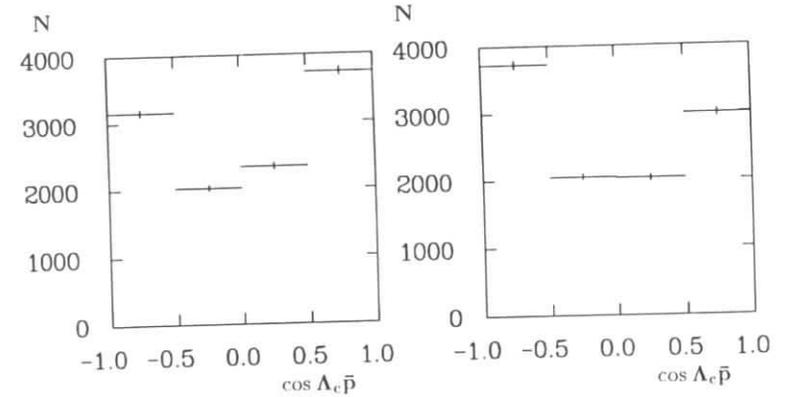


Abbildung 3.7: Λ_c^+ -Antiproton-Korrelation in Monte Carlo-Daten für $\rho = 0$ (links) und $\rho = 1$ (rechts).

3.3 $\Lambda_c^+ \bar{p}$ -Korrelationen

Der nächste Schritt zur Beantwortung der Frage, wie Baryonen in der Fragmentation erzeugt werden, ist die Untersuchung von Baryon-Korrelationen. Dies ist für Proton und Λ^0 schon an anderer Stelle geschehen [23]. Die Ergebnisse favorisieren das Popcornmodell.

An dieser Stelle soll die Winkelkorrelation zwischen Λ_c^+ -Baryon und Antiproton untersucht werden. Um Fehlidentifikationen zu vermeiden, werden nur Antiprotonen mit einem Impuls kleiner als $1 \text{ GeV}/c$ selektiert. Die Λ_c^+ -Baryonen werden im Kanal $pK^-\pi^+$ rekonstruiert. Da nur Kontinuumsereignisse analysiert werden sollen, wird von den Kandidaten verlangt, daß ihr normierter Impuls größer als 0.5 sein soll. Abbildung 3.8 zeigt die Massenverteilung der so selektierten Λ_c^+ -Kandidaten. Die Daten werden entsprechend dem Kosinus zwischen Λ_c^+ -Baryon und Antiproton in vier

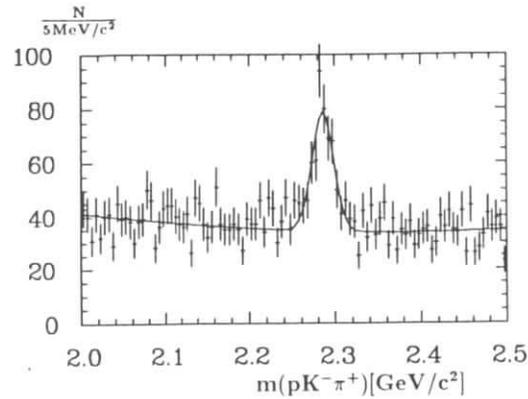


Abbildung 3.8: $pK^- \pi^+$ -Massenverteilung, $x_p > 0.5$, mit Antiproton-Tag.

Mengen aufgeteilt. In jeder Menge wird die Zahl der Λ_c^+ -Baryonen durch eine Anpassungsrechnung an die $pK^- \pi^+$ -Massenverteilung bestimmt. Um Untergrund durch falsch identifizierte Antiprotonen zu bestimmen, wird die gleiche Analyse mit Λ_c^+ -Protonpaaren durchgeführt. Die Verteilung der falschen wird von der Verteilung der richtigen Ladungskombination subtrahiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.9 gezeigt.

Um die Daten zu deuten, werden sie mit Vorhersagen verglichen, die mit einer Monte Carlo-Simulation gewonnen wurden. Das LUND 6.2 Monte Carlo stellt die Option zur Verfügung, zwischen Popcorn- und Diquarkmodell zu wählen. Im ersten Fall wird im Phasenraum zwischen Baryon und Antibaryon noch ein Meson erzeugt ($BM\bar{B}$), im zweiten Fall sind die Baryonen direkte Nachbarn ($B\bar{B}$). Mit Hilfe des Parameters $\rho = \frac{BM\bar{B}}{B\bar{B} + HM\bar{B}}$ kann man zwischen beiden Modellen wählen. Es wurden mit dem Lund-Generator zwei Datenmengen erzeugt. In der einen war $\rho = 1$ (Popcorn) in der zweiten war $\rho = 0$ (Diquark). Die Winkelverteilungen, die aus diesen Daten gewonnen wurden, sind in Abbildung 3.7 gezeigt. Der Unterschied zwischen beiden Verteilungen ist nicht signifikant. Ereignisse mit einem kleinen Winkel zwischen Λ_c^+ -Baryon und Antiproton sind im Diquark-Fall stärker bevölkert als im Popcorn-Fall.

Keine der beiden Vorhersagen beschreibt die Daten. Die Werte häufen sich in den Daten stärker bei kleinen und großen Winkeln als in der Vorhersage. Ein Vergleich der Impulsspektren zwischen Monte Carlo- und experimentellen Daten ergibt, daß für beide Teilchen die Spektren übereinstimmen. Für das Antiprotonenspektrum ist dieser Vergleich in [40] angestellt worden. Der Baryonproduktionsprozeß ist also in bezug auf die Korrelation zwischen Baryon und Antibaryon noch unzureichend beschrieben. Ein Grund dafür mag darin liegen, daß bis heute nicht bekannt ist, welche Λ_c^+ -Baryonanregungen existieren, wie ihre Spektren aussehen und wie sie in das Λ_c^+ -Baryon zerfallen. Ebenso wird auch das Antiproton in vielen Fällen nicht das primär erzeugte Teilchen sein, sondern stellt ein Zerfallsprodukt

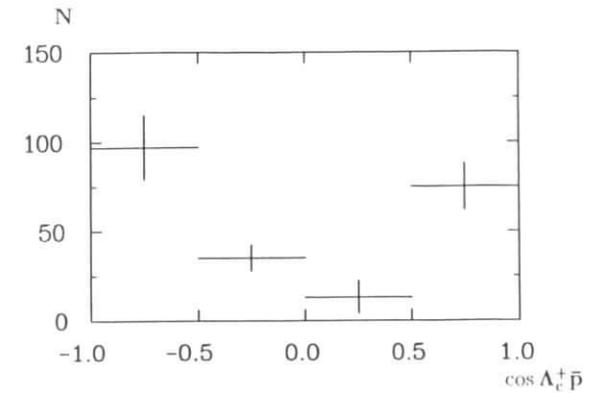


Abbildung 3.9: Gemessene Λ_c^+ -Antiproton-Korrelation.

dar.

Kapitel 4

Zerfall von Λ_c^+ -Baryonen

In den letzten Jahren gibt es ein wachsendes theoretisches Interesse an Λ_c^+ -Zerfällen [31]. Dieses Interesse wurde durch die sich mehrenden experimentellen Ergebnisse geschürt, wie die Entdeckung semileptonischer Λ_c^+ -Zerfälle [21] und die Messung der Paritätsverletzung im Zerfall $\Lambda_c \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ [28]. Besonderes Interesse genießen die Zweikörperzerfälle.

4.1 Der Kanal $pK^-\pi^+$ und Untersysteme

Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses findet sich in [22] und soll hier nur referiert werden. Die Idee, ein absolutes Λ_c^+ -Verzweigungsverhältnis bestimmen zu können, geht von der Annahme aus, daß alle baryonischen B-Zerfälle die Form $B \rightarrow \Lambda_c X$ haben. Demnach gäbe es in allen baryonischen B-Zerfällen ein Λ_c^+ . Inwieweit diese Annahme gerechtfertigt ist, wurde schon im ersten Kapitel besprochen und ist insgesamt Gegenstand dieser Arbeit. Das Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(B \rightarrow \text{Baryon} X)$ kann dann dem Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(B \rightarrow \Lambda_c X)$ gleichgesetzt werden. Das Produkt aus $\text{BR}(B \rightarrow \Lambda_c X)$ und $\text{Br}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ ist gemessen, so daß man daraus das gesuchte Verzweigungsverhältnis berechnen kann. Es ergibt sich zu :

$$\text{BR}(\Lambda_c \rightarrow pK^-\pi^+) = (4.0 \pm 0.3 \pm 0.8)\%. \quad (4.1)$$

Der Kanal $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ ist im vorangegangenen Kapitel zur Messung des Impulsspektrums verwandt worden. Deswegen werden hier nur die Ergebnisse wiederholt. Im Kontinuum sind nach Akzeptanzkorrektur 3967 ± 401 und in B-Zerfällen 796 ± 274 Λ_c^+ -Baryonen gesehen worden.

4.1.1 Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow K^-\Delta^{++}(1232)$

Das Δ^{++} zerfällt zu 100% stark in den Kanal $p\pi^+$. Seine Masse ist $m_{\Delta^{++}} = 1.230 \text{ GeV}/c^2$, und es hat eine natürliche Breite von $\Gamma = 0.120 \text{ GeV}$. Die Signalform des Δ^{++} in der $p\pi^+$ -Massenverteilung wurde mit Hilfe der Monte Carlo-Simulation bestimmt, siehe Abbildung 4.1. Ebenso wurde der Untergrund bestimmt, der aus Λ_c^+ -Zerfällen besteht, wo das Λ_c^+ -Baryon entweder

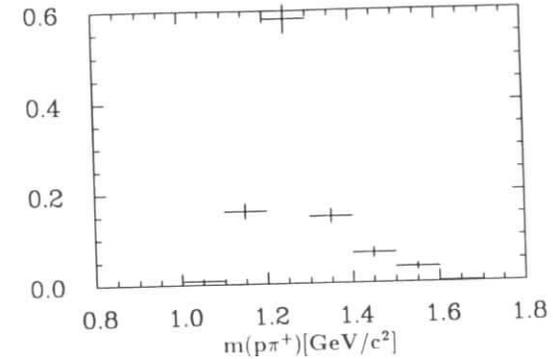


Abbildung 4.1: Δ^{++} -Signal aus Λ_c^+ -Zerfällen in der $p\pi^+$ -Massenverteilung mit einer Monte Carlo-Simulation erzeugt.

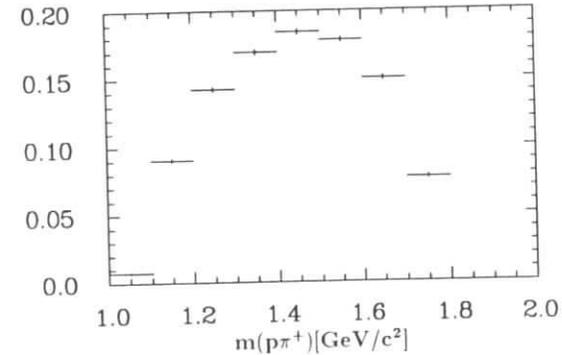


Abbildung 4.2: Untergrund aus nicht-resonanten Λ_c^+ -Zerfällen in der $p\pi^+$ -Massenverteilung.

nicht-resonant, also phasenraumverteilt, siehe Abbildung 4.2, oder über den Zwischenzustand pK^* in $pK^-\pi^+$ zerfällt. Das Verhältnis der beiden Untergrundanteile wird im nächsten Abschnitt bestimmt. Die PDG nennt einen Wert von 0.27 ± 0.07 für das Verhältnis aus $\text{BR}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ zu $\text{BR}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^{*0})$. Zur Abschätzung der systematischen Fehler wird das Verhältnis in der Analyse variiert bzw. bei der Anpassungsrechnung ganz offen gelassen. Um Untergrund aus Nicht- Λ_c^+ -Zerfällen auszuschließen, wird die Zahl der Λ_c^+ -Baryonen in der $p\pi^+$ -Massenverteilung durch eine Anpassungsrechnung bestimmt. Man selektiert dafür $pK^-\pi^+$ -Kombinationen mit einer invarianten Masse, die nicht mehr als $200 \text{ MeV}/c^2$ von der Λ_c^+ -Masse abweicht. Diese Kandidaten werden entsprechend der Masse des

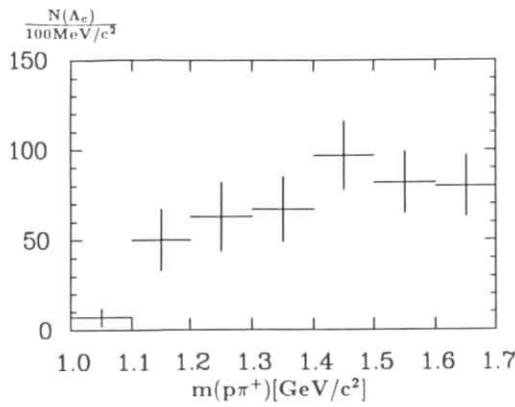


Abbildung 4.3: Gemessene $p\pi^+$ -Verteilung.

$p\pi^+$ -Untersystems in Intervalle eingeteilt. In jedem Intervall wird dann durch eine Anpassungsrechnung an die $p\bar{K}^-\pi^+$ -Massenverteilung die Zahl der Λ_c^+ -Baryonen bestimmt.

Bei der Datenselektion werden von den Pion-, Kaon- und Protonspuren nur die Standardbedingungen verlangt. In den vorangegangenen Abschnitten ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis durch Schnitte in den Impulsen der Λ_c^+ -Zerfallsprodukte verbessert worden. Impulsschnitte verändern die Verteilung der invarianten Masse des $p\pi^+$ -Systems, was nicht wünschenswert ist. Neben den drei Spuren des Λ_c^+ -Baryons wird noch ein zusätzliches, eindeutig identifiziertes Antiproton verlangt. Eindeutig identifiziert sind Antiprotonen mit einem Impuls kleiner als $1\text{GeV}/c$. Diese Bedingung verbessert das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um einen Faktor drei. Die $p\pi^+$ -Massenverteilung ist in 4.3 wiedergegeben. Die Signal- und die beiden Untergrundverteilungen wurden an die gemessene Verteilung angepaßt. Es wurde kein positives Signal im gesuchten Zerfall gesehen. Als obere Grenze ergab sich

$$N_{\Delta^{++}} + CC < 55(90\%CL). \quad (4.2)$$

Die Methode, mit der die obere Grenze bestimmt wurde, findet sich in [27].

Da die Akzeptanz (siehe Abbildung 4.4) für Λ_c^+ -Baryonen über den gesamten Massenbereich konstant ist, kann man das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse ohne Akzeptanzkorrektur bestimmen. Insgesamt waren 448 ± 51 Λ_c^+ -Baryonen in der untersuchten Datenmenge. Damit ergibt sich das Verhältnis der beiden Verzweigungsverhältnisse zu

$$\frac{BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Delta^{++}K^-)}{BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^-\pi^+)} < 0.12\%. \quad (4.3)$$

Für die Beschreibung des Λ_c^+ -Signales und des Untergrundes wurde in den vorangegangenen Abschnitten jeweils ein systematischer Fehler von etwa 10% bestimmt. Der statistische Fehler liegt aber pro Meßpunkt bei über 30%, weswegen dieser systematische Fehler hier nicht weiter betrachtet wird. Die Beschreibung des Δ^{++} -Signals ist unproblematisch, da es sich

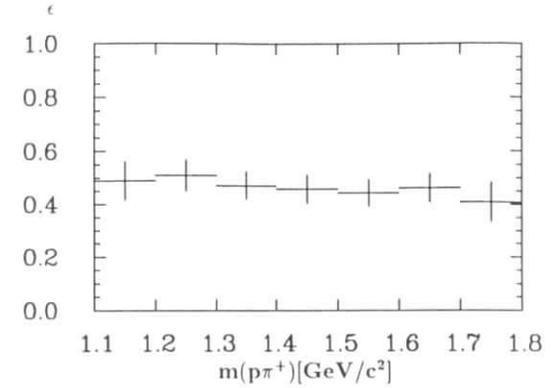


Abbildung 4.4: Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ der Λ_c^+ -Baryonen in Abhängigkeit der $p\pi^+$ -Masse.

um einen starken Zerfall handelt und die Breite des Signals viel größer als die Detektorauflösung ist. Die Variation des Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^{*0})$ führt zu keiner merklichen Änderung der oberen Grenze. Bleibt als Quelle systematischer Unsicherheiten eine mögliche Abhängigkeit der Akzeptanz des Λ_c^+ -Baryons von der $p\pi^+$ -Masse, die durch die Monte Carlo-Simulation möglicherweise falsch beschrieben wird.

4.1.2 Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^{*0}(892)$

Das \bar{K}^{*0} hat eine Masse von $892\text{MeV}/c^2$ und eine Breite von 50MeV . Die Analyse wird analog zu der im vorangegangenen Abschnitt durchgeführt. Die $K^-\pi^+$ -Massenverteilung wird in Intervalle eingeteilt. In jedem Intervall wird die Zahl der Λ_c^+ -Baryonen durch eine Anpassungsrechnung bestimmt. Die Verteilungen für den gesuchten Zerfall und den Untergrund aus phasenraumverteilten Zerfällen des Λ_c^+ -Baryons in $p\bar{K}^-\pi^+$ werden mit einer Monte Carlo-Simulation bestimmt. Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow \Delta^{++}K^-$ wird dabei nicht weiter berücksichtigt.

Das Ergebnis ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Es ist ein deutliches K^+ -Signal zu sehen. Die Anpassungsrechnung ergab

$$N_{K^{*0}} + CC = 107 \pm 28 \quad (4.4)$$

Einträge. Insgesamt sind 448 ± 51 Λ_c^+ -Baryonen in der Verteilung. Die Nachweiswahrscheinlichkeit hängt nicht von der Masse ab. Das Verzweigungsverhältnis $BR(\bar{K}^{*0} \rightarrow K^-\pi^+)$ wurde zu 66.7% angenommen. Damit ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis von

$$\frac{BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^{*0})}{BR(\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^-\pi^+)} = (35.7 \pm 10.2 \pm 5.0)\%. \quad (4.5)$$

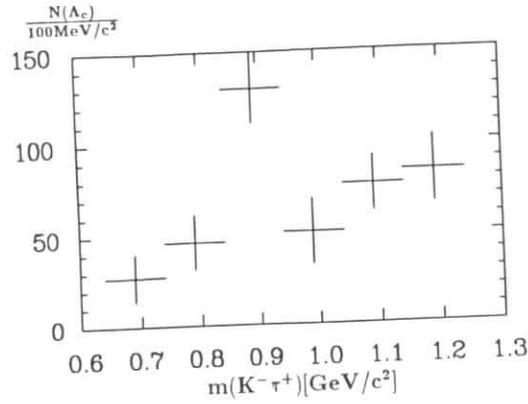


Abbildung 4.5: Gemessene $K^- \pi^+$ -Verteilung.

Der systematische Fehler ergibt sich aus einer Variation der Intervallbreiten und dem Fehler bei der Beschreibung der Nachweiswahrscheinlichkeit. Dieser Λ_c^+ -Zerfall ist bisher nicht in ARGUS-Daten gesehen worden.

4.2 Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0$

In diesem Kapitel soll das Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0)$ relativ zu $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ bestimmt werden.

$\Upsilon(4S)$ -Zerfälle und Kontinuumsereignisse werden zur Analyse verwandt. Das K_S^0 wird im Kanal $\pi^+ \pi^-$ rekonstruiert. Die beiden Pionspuren dürfen nicht auf den Hauptvertex zeigen und müssen einen gemeinsamen Vertex besitzen. Um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu optimieren, wird neben p und K_S^0 noch ein zusätzliches gut identifiziertes \bar{p} im Ereignis verlangt. Ebenso verfährt man mit dem Referenzzfall. Neben $pK^- \pi^+$ wird ein gut identifiziertes \bar{p} im Ereignis verlangt. Die Massenverteilungen für beide Kanäle sind in Abbildung 4.7 gezeigt.

Das Signal wird durch eine Gaußfunktion beschrieben, wobei alle drei Parameter frei gelassen werden. Der Untergrund wird mit einem Polynom dritten Grades beschrieben. Problematisch bei der Beschreibung des Untergrundes ist die Reflexion des D^+ -Mesons, wobei im Zerfall $D^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+$ das π^+ als p fehlidentifiziert wurde. Um die Auswirkungen der Reflexion zu untersuchen, wurden Monte Carlo-Datenmengen mit und ohne Reflexion erzeugt und der Analyse unterzogen. Die Ergebnisse beider Analysen waren nur um wenige Prozent verschieden, weswegen die Beschreibung des Untergrundes durch ein Polynom als hinreichend erscheint. Die Ergebnisse der Anpassungsrechnung sind in Tabelle 4.1 gegeben.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Λ_c^+ -Baryons ist impulsabhängig und wurde mit Hilfe einer Monte Carlo-Simulation für beide Kanäle bestimmt. Problematisch ist die Unkenntnis der Impulsverteilung. Λ_c^+ -Baryon und \bar{p} sind in den Ereignissen stark miteinander korreliert. Das Λ_c^+ -Impulsspek-

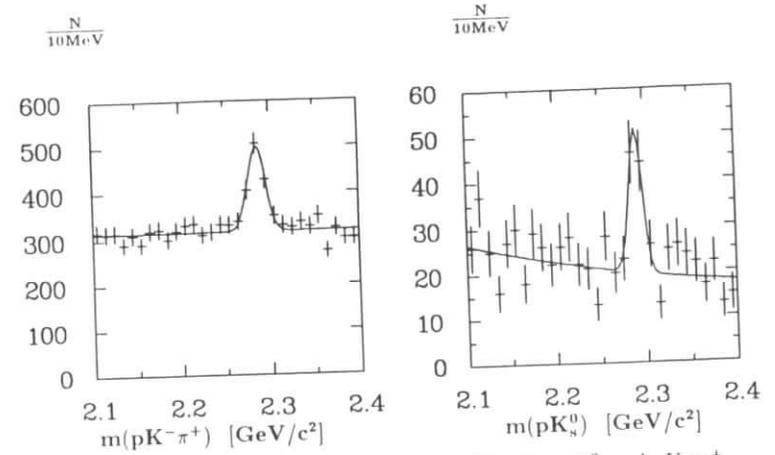


Abbildung 4.6: Vergleich des Λ_c^+ -Signals in den Kanälen pK_S^0 und $pK^- \pi^+$. Zusätzlich wurde ein gut identifiziertes \bar{p} im Ereignis verlangt.

	$\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0$	$\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$
N_{Fit}	58 ± 12	448 ± 51
$\sigma_{Gau\beta}$	$(7.5 \pm 2.3) MeV/c^2$	$(9.8 \pm 1.2) MeV/c^2$
m_{Λ_c}	$(2.29 \pm 0.001) GeV/c^2$	$(2.286 \pm 0.0012) GeV/c^2$
ϵ	30%	48.7%
N_{Est}	193 ± 40	919 ± 104

Tabelle 4.1:

trum für Ereignisse, die ein \bar{p} mit einem Impuls kleiner als $1 GeV/c$ enthalten, weicht von dem in 3.1 gemessenen Spektrum ab. Das Spektrum muß also für den hier untersuchten Fall neu bestimmt werden. Systematische Fehler ergeben sich aus der fehlerhaften Beschreibung von Signal und Untergrund und der ungenauen Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Damit ergibt sich das gesuchte Verhältnis zu

$$\frac{BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0)}{BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)} = (21. \pm 4.8 \pm 4.2)\%. \quad (4.6)$$

4.3 Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Bei der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ wird wie im Abschnitt 4.2 verfahren. Es wird das Verhältnis zum Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ bestimmt.

Die Zerfallsprodukte des Λ^0 müssen von einem Sekundärvertex stammen. Von den restlichen Teilchen werden nur die Standardbedingungen verlangt. Zur Unterdrückung von kombinatorischem Untergrund wird von den Λ_c^+ -Kandidaten verlangt, daß ihr normierter Impuls x_p größer als 0.5 sein soll. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.7 gezeigt. Das Signal wird durch eine Gaußfunktion und der Untergrund durch ein Polynom beschrieben. Die Anpassungsrechnung ergibt 120 ± 20 Einträge im Signal, die Breite ergibt

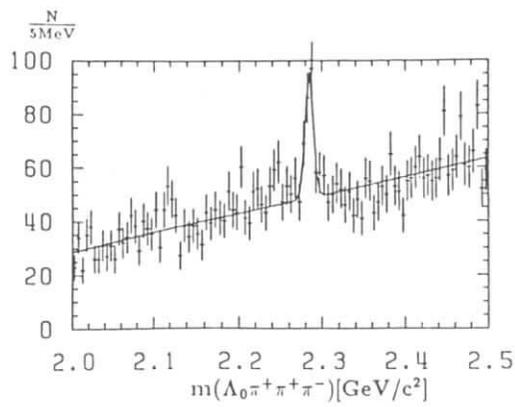


Abbildung 4.7: $\Lambda_0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$ -Verteilung.

sich zu $(5 \pm 1) \text{ MeV}$ und die Masse ist $(2.284 \pm 0.001) \text{ GeV}/c^2$. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde zu 20% bestimmt, siehe auch [20]. Das Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-)$ ist $(64.1 \pm 0.5)\%$ [37]. Damit ergeben sich 936 ± 156 Λ_c^+ -Baryonen in dem untersuchten Impulsintervall. Für den Referenzzerfall findet sich die Zahl der Λ_c^+ -Baryonen mit einem normierten Impuls größer als 0.5 in Tabelle 3.1. Es wurden dort 2769 ± 199 Λ_c^+ -Zerfälle gesehen. Damit ergibt sich als Ergebnis

$$\frac{BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-)}{BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)} = (33.6 \pm 6.0 \pm 6.7)\%. \quad (4.7)$$

Wie man Tabelle 4.2 entnehmen kann, unterscheidet sich dieser Wert deutlich von anderen Messungen.

4.4 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die in diesem Kapitel gemessenen Verzweigungsverhältnisse sind schon von anderen Experimenten gemessen worden. Sie sind ebenso Gegenstand theoretischer Vorhersagen. In Tabelle 4.2 sind die Ergebnisse dieser Arbeit mit theoretischen Vorhersagen und den Werten der Particle Data Group [37] verglichen.

Kanal	PDG [37]	Theorie [31]	diese Arbeit
$BR(pK^0) / BR(pK^- \pi^+)$	$(27 \pm 7)\%$	72%	$(35 \pm 10 \pm 5)\%$
$BR(\Delta^{++} K^-) / BR(pK^- \pi^+)$	$(20 \pm 8)\%$	63%	$< 12\% @ 90\% CL$
$BR(p\bar{K}^0) / BR(pK^- \pi^+)$	$(49 \pm 7)\%$	Eingabe	$(42 \pm 9.6 \pm 8.4)\%$
$BR(\Lambda_0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) / BR(pK^- \pi^+)$	$(64 \pm 10)\%$	-	$(33 \pm 6 \pm 6.7)\%$

Tabelle 4.2: Vergleich verschiedener Λ_c^+ -Zerfälle. Die theoretische Vorhersage benutzt den Kanal $p\bar{K}^0$ als Eingabe. Alle Verzweigungsverhältnisse sind auf den Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+$ normiert.

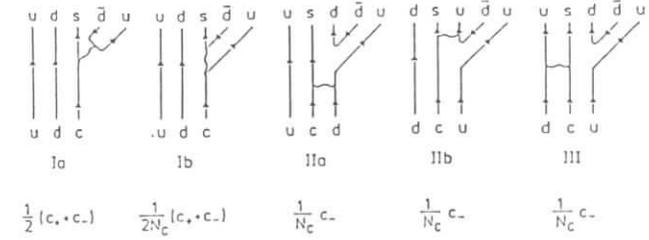


Abbildung 4.8: Diagramme zur Beschreibung des Λ_c^+ -Zerfalls im Quarkmodell.

Die theoretischen Vorhersagen beruhen auf einer Quarkmodell-Rechnung. In diesem Modell wird davon ausgegangen, daß die Quarks nicht miteinander wechselwirken. Der Zerfall des Λ_c^+ -Baryons wird durch fünf Diagramme beschrieben, die in Abbildung 4.8 gezeigt sind. Es gibt grundsätzlich zwei verschiedene Möglichkeiten des Λ_c^+ -Baryons, schwach zu zerfallen. Bei den beiden ersten Möglichkeiten (1a, 1b) handelt es sich um sogenannte Zuschauerzerfälle. Das c-Quark zerfällt schwach, ohne daß die beiden anderen Quarks durch diesen Zerfall berührt werden. Bei den drei anderen Graphen handelt es sich um sogenannte W-Austausch-Diagramme. Das W-Boson wird zwischen c- und d-Quark ausgetauscht, wobei diese in ein s- bzw. u-Quark übergehen. Diese Art der schwachen Zerfälle können in Baryonzerfällen besonders gut untersucht werden, da sie hier nicht helizitätsunterdrückt sind wie in Mesonzerfällen. Die vorgenommene Rechnung bestimmt die relativen Verzweigungsverhältnisse exklusiver Λ_c^+ -Zerfälle zueinander. Durch die Eingabe gemessener exklusiver Verzweigungsverhältnisse gewinnt man Vorhersagen für andere Zerfälle, wie sie in Tabelle 4.2 erwähnt sind.

Der in dieser Arbeit gemessene Kanal $\Delta^{++} K^-$ ist von besonderem Interesse, da er nur durch einen W-Austausch erzeugt werden kann. Die obere Grenze, die für das Verzweigungsverhältnis bestimmt wurde, unterschreitet deutlich die Vorhersage in [31].

Ein anderer Zerfall, der auch nur über einen W-Austausch erzeugt werden kann, ist der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$. Bei ARGUS wurde ein Hinweis auf diesen Zerfall [29] gesehen und ein Kontinuumsproduktionswirkungsquerschnitt von $(0.6 \pm 0.2 \pm 0.1) \text{ pb}$ bestimmt. Damit ergibt sich das Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+)$ zu 0.37%. Auch die CLEO-Kollaboration hat in [30] über ein Signal in diesem Λ_c^+ -Kanal berichtet. Die obere Grenze für den Zerfall $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Delta^{++} K^-)$ beträgt 0.48%, wenn man das Verzweigungsverhältnis $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ zu 4% annimmt. Es verwundert zu sehen, daß in dem Zerfallskanal $\Xi^0 K^+$ ein Signal gesehen wurde, im Kanal $\Delta^{++} K^-$ aber nicht. Man würde erwarten, daß der letzte Ka-

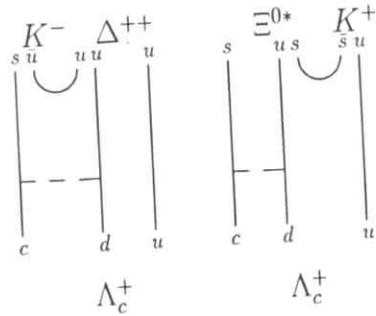


Abbildung 4.9: Quarkflußdiagramme für die Zerfälle $\Lambda_c^+ \rightarrow \Delta^{++} K^-$ und $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^{0*} K^+$.

nal, da hier nur ein $u\bar{u}$ -Quarkpaar aus dem Vakuum erzeugt werden muß, stärker bevölkert ist als der erste, der die Produktion eines $s\bar{s}$ -Quarkpaares voraussetzt. Eine mögliche Erklärung ergibt sich, wenn man betrachtet, in wessen Farbfeld die Quarkpaare produziert werden müssen. So muß das $u\bar{u}$ -Quarkpaar zwischen den beiden Quarks, die durch den W-Austausch in Wechselwirkung getreten sind, also s- und u-Quark, erzeugt werden. Die Energie des Farbfeldes wächst linear mit dem Abstand der Quarks. Die schwache Wechselwirkung kann nur über eine kleine Reichweite übertragen werden, da die Masse des W-Bosons mit $80.2 \pm 0.26 \text{ GeV}/c^2$ groß ist. Die Energie des Farbfeldes zwischen den beiden Quarks ist also klein und damit auch die Wahrscheinlichkeit zur Produktion eines Quark-Antiquarkpaares in diesem Feld.

Der Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow p\bar{K}^0$ ist zum ersten mal in dieser Analyse in ARGUS-Daten gesehen worden. Das Verzweungsverhältnis stimmt gut mit anderen Messungen überein. Die Konsistenz dieser Messung mit anderen Messungen zeigt die Richtigkeit der verwandten Methode. Da mit dieser Methode auch die obere Grenze für den Zerfall $\Lambda_c^+ \rightarrow \Delta^{++} K^-$ gefunden wurde, erhöht sich das Vertrauen in dieses Ergebnis.

Kapitel 5

Erzeugung und Zerfall von Σ_c -Baryonen

Um zu entscheiden, wie Baryonen in B-Zerfällen erzeugt werden, muß man den Quarkinhalt der primär erzeugten Baryonen kennen. In Di-Quark-Modellen erwartet man zum Beispiel einen Überschub an primären Baryonen mit dem Quarkinhalt (c d). Es ist also wünschenswert, alle möglichen Massenzustände von c-Quark-tragenden Baryonen zu kennen. Σ_c^{0-} und Σ_c^{++} -Baryonen sind schon früher in Kontinuumsereignissen beobachtet worden [20]. Dabei stand die Massendifferenz zwischen Λ_c^+ und Σ_c bzw. zwischen Σ_c^{++} und Σ_c^0 im Vordergrund. Das Ziel war der Test von Potentialmodellen, wie sie in Kapitel 1.3 vorgestellt wurden.

Methoden zum Nachweis von Σ_c -Baryonen

Die Σ_c -Baryonen zerfallen in ein Λ_c^+ -Baryon und ein Pion. Die Masse der Σ_c -Baryonen ist gleich $m_{\Sigma_c^{++}} = 2.4527 \text{ GeV}/c^2$ bzw. $m_{\Sigma_c^0} = 2.4525 \text{ GeV}/c^2$. Die Masse liegt knapp oberhalb der kinematischen Schwelle. Deswegen ist die natürliche Breite, obwohl es sich um einen starken Zerfall handelt, als Folge des kleinen Phasenraums schmäler als die Detektorauflösung [20]. Die Auflösung in der Massendifferenz zwischen $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c}$ ist allein durch die Meßgenauigkeit des Pionimpulses gegeben. Der Impuls liegt zwischen hundert und zweihundert MeV/c . Die Auflösung (siehe 2.2.1) ist etwa ein Prozent davon, also ein bis zwei MeV/c .

Die Auflösung der invarianten Masse ist ohne weitere Maßnahmen etwa zehnmal breiter als die der Massendifferenz. Erst durch einen sogenannten Massconstraint-Fit [35] der Λ_c^+ -Kandidaten verbessert sich die Auflösung in der invarianten Masse auf ein bis zwei MeV/c^2 . Eine Erweiterung der Massendifferenzmethode besteht darin, die Σ_c -Kandidaten in Intervalle der Massendifferenz zu teilen und in jedem Intervall die Zahl der Λ_c^+ -Baryonen durch eine Anpassungsrechnung an die invariante Massenverteilung zu bestimmen. Untergrund aus Teilchenkombinationen, die unter dem Λ_c^+ -Signal liegen, wird auf diese Weise unterdrückt. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, daß die Intervalle in diesem Fall breiter sein müssen, als die Auflösung des Signals ist. Würde man schmalere Intervalle wählen, blie-

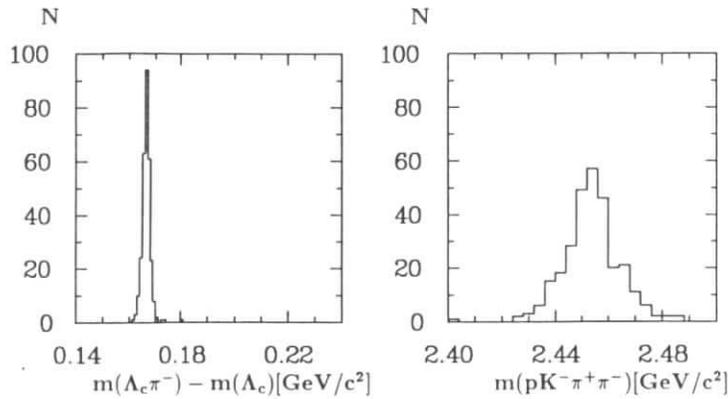


Abbildung 5.1: Die Auflösung in der Massendifferenz (linkes Bild) ist fast um einen Faktor 10 besser als in der invarianten Masse (rechtes Bild).

ben zu wenig Einträge für einen vernünftigen Fit. In den beiden folgenden Kapiteln wird das Σ_c -Signal in der Verteilung der Massendifferenz gesucht.

5.1 Wirkungsquerschnitt der Σ_c^0 - und Σ_c^{++} -Baryonen in Kontinuumsereignissen

In diesem Kapitel soll der Wirkungsquerschnitt von Σ_c^0 - und Σ_c^{++} -Baryonen in Kontinuumsereignissen bestimmt werden.

Von den Einzelspuren werden die Standardbedingungen verlangt. Λ_c^+ -Baryonen werden in dem Kanal $pK^-\pi^+$ rekonstruiert. Als Kandidat gilt eine Teilchenkombination mit einer invarianten Masse, die nicht mehr als $200 \text{ MeV}/c^2$ von der Λ_c^+ -Masse abweicht. Zur Bestimmung des Kontinuumsbeitrages werden nur $\Lambda_c^+\pi^-$ -Kombinationen herangezogen, die einen normierten Impuls x_p größer als 0.5 haben. Um den Untergrund aus Mißidentifikationen klein zu halten, findet hier die letzte der beschriebenen Methoden Anwendung. Die Massendifferenz zwischen Σ_c^- - und Λ_c^+ -Kandidaten wird in $10 \text{ MeV}/c^2$ breite Intervalle geteilt, und in jedem Intervall wird mit einer Anpassungsrechnung die Zahl der Λ_c^+ -Baryonen bestimmt.

Signal und Untergrund in der $pK^-\pi^+$ -Massenverteilung werden wie in Kapitel 3.1 mit einer Gaußfunktion und einem Polynom dritten Grades beschrieben. Die Λ_c^+ -Masse und Breite werden bei der Anpassungsrechnung festgehalten. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Zahl der Σ_c^- -Baryonen wird mit einer Anpassungsrechnung bestimmt. Da das Signal schmäler als die Intervallbreite ist, wird als Signalform ein Kasten mit Intervallbreite gewählt. Der Untergrund wird durch ein Polynom dritten Grades, multipliziert mit einem Term $\sqrt{m - m_\pi}$ zur Modellierung des Schwellenverhaltens an der Phasenraumgrenze, beschrieben. Die Ergebnisse der Anpassungsrechnung sind in Tabelle 5.1 wiedergegeben. Um die Gesamtzahl

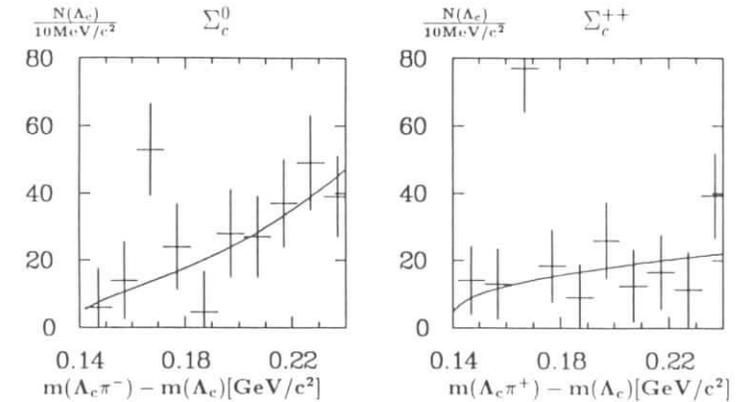


Abbildung 5.2: Verteilungen der Massendifferenz für Σ_c^0 - und Σ_c^{++} -Kandidaten mit einem normierten Impuls $x_p > 0.5$. Jeder Punkt ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung an die $pK^-\pi^+$ -Massenverteilung. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassungsrechnung, wobei nur der Untergrund gezeigt ist.

der im Kontinuum erzeugten Σ_c -Baryonen zu bestimmen, müssen die gemessenen Zahlen mit der Akzeptanz korrigiert und dann auf den gesamten Impulsbereich extrapoliert werden. Weiter muß man berücksichtigen, daß die Λ_c^+ -Baryonen nur im Kanal $pK^-\pi^+$ rekonstruiert wurden.

	$\Sigma_c^0 + CC$	$\Sigma_c^{++} + CC$
$N(x_p > 0.5)$	39 ± 14	63 ± 15
$\frac{N(x_p > 0.5)}{N_{\text{gesamt}}}$	68%	
ϵ	37%	
Luminosität	296 pb^{-1}	
$\sigma(e^+e^- \rightarrow \Sigma_c X)$	$(13 \pm 4.6 \pm 4.0) \text{ pb}$	$(21 \pm 5 \pm 6.5) \text{ pb}$

Tabelle 5.1:

Die Akzeptanz für Σ_c -Baryonen mit einem normierten Impuls x_p größer als 0.5 wurde zu 37% bestimmt. Die Impulsverteilung der Σ_c -Baryonen ist nicht bekannt. Monte Carlo-Vorhersagen in diesem Bereich sind nicht glaubwürdig, da bisher nur wenig über angeregte charm-Baryonen, ihre Masse und Erzeugungsrate bekannt ist. Das Σ_c -Spektrum verhält sich zum Λ_c^+ -Spektrum wie das D^* -Spektrum zum D -Spektrum, ist also insgesamt härter. Trotzdem wird hier die Annahme gemacht, eingedenk der Schwäche dieser Annahme, daß Λ_c^+ - und Σ_c -Spektrum gleich sind. Die Anwendung des gleichen Verfahrens auf D^* führt zu einer Überschätzung der D^* -Anzahl von etwa 15%. Dieser Wert geht in den systematischen Fehler der Analyse ein. Das Λ_c^+ -Impulsspektrum für Kontinuumsereignisse wurde in Kapitel 3.1.2 vorgestellt. 32% der Λ_c^+ -Baryonen haben einen normierten Impuls kleiner

als 0.5. Die Zahl der gemessenen Σ_c muß also mit einem Faktor 1.47 multipliziert werden. Λ_c^+ -Baryonen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von $(4.0 \pm 0.3 \pm 0.8)\%$ in $pK^-\pi^+$. Damit ergeben sich die Wirkungsquerschnitte wie in Tabelle 5.1 angegeben.

Systematische Fehler ergeben sich durch fehlerhafte Beschreibung von Signal und Untergrund. Zur Bestimmung dieses Fehlers wird eine Variation der Intervallbreiten durchgeführt. Die Variation führt zu einer Änderung des Ergebnisses in der Größenordnung von 10%. Die Fehler bei der Beschreibung des Λ_c^+ -Signals sind deutlich kleiner als die statistischen Fehler und werden hier nicht weiter betrachtet. Die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Extrapolation auf den gesamten Impulsbereich sind auf etwa 20% genau bekannt.

Für die nachfolgenden Überlegungen ist es von Interesse zu wissen, wie viele Σ_c mit einem normierten Impuls $x_p < 0.5$ in Kontinuumsereignissen auftreten. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Σ_c mit einem normierten Impuls $x_p < 0.5$ hängt stark vom Verlauf des Spektrums ab. Auch hier wurde wieder das Λ_c^+ -Spektrum als Vorbild gewählt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für diesen Impulsbereich ergibt sich zu 27.6%. Danach werden 13 Σ_c^0 und 21 Σ_c^{++} im Impulsbereich unterhalb von 0.5 erwartet. Macht man noch zusätzliche Schnitte zur Kontinuumsunterdrückung, reduzieren sich die angegebenen Zahlen noch einmal deutlich. So werden z.B. durch einen Schnitt in der Fox-Wolfram-Verteilung bei 0.35 etwa 50% der Kontinuumsereignisse verworfen.

5.2 Messung des Verzweigungsverhältnisses $BR(B \rightarrow \Sigma_c X)$

Σ_c -Baryonen sind in B-Zerfällen zum erstenmal 1992 von der CLEO-Kollaboration beobachtet worden[41]. Hier soll die Messung des Verzweigungsverhältnisses $BR(B \rightarrow \Sigma_c X)$ vorgestellt werden. Es werden eine Datenmenge von $212 pb^{-1}$, die auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommen wurde, und eine von $85 pb^{-1}$, die aus dem Kontinuum unterhalb der Resonanz stammt, der Analyse unterzogen. Als Λ_c^+ -Kandidat gilt eine $pK^-\pi^+$ -Kombination, deren invariante Masse nicht mehr als $30 MeV/c^2$ von der nominellen Λ_c^+ -Masse abweicht. Von den Spuren werden nur die Standardbedingungen verlangt. Zur Unterdrückung von Kontinuumsereignissen wird verlangt, daß das zweite Fox-Wolfram-Moment der Ereignisse kleiner als 0.35 sein soll und der normierte Impuls der Kandidaten kleiner als 0.5. Das Λ_c^+ -Spektrum ist in B-Zerfällen gemessen worden. Der Impuls der Λ_c^+ -Kandidaten muß kleiner als $1.8 GeV/c$ sein. 97% der Λ_c^+ -Baryonen aus B-Zerfällen erfüllen diese Bedingung, wobei 89% der Λ_c^+ -Baryonen aus Kontinuumsereignissen unterdrückt werden. Die Auflösung des Σ_c -Signals in der Massendifferenz $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c}$ hängt, wie erwähnt, alleine von der Impulsauflösung des langsamen Pions ab. In B-Zerfällen haben die Σ_c und damit die im Zerfall erzeugten Pionen im Mittel einen niedrigeren Impuls als in Kontinuumsereignissen, die Auflösung ist also besser. Dieser Umstand macht es sinnvoll, hier die

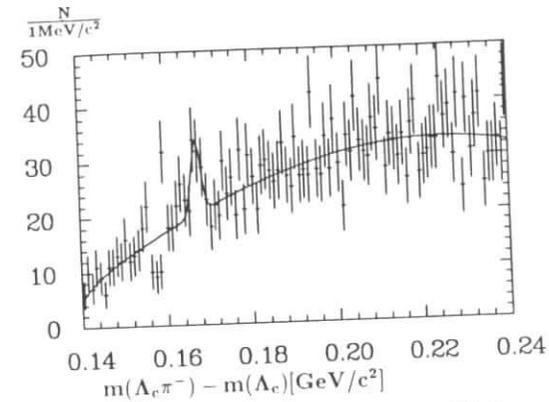


Abbildung 5.3: Verteilung der Massendifferenz für Σ_c^0 -Baryonen in $\Upsilon(4S)$ -Daten.

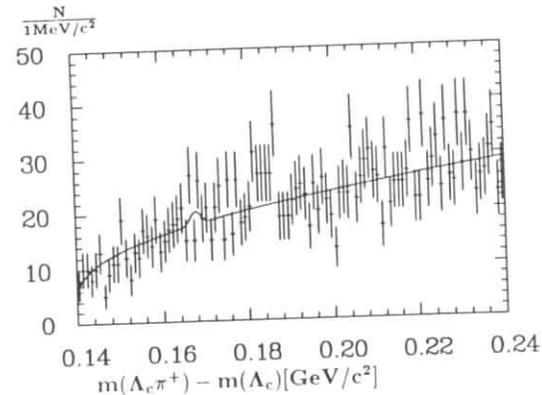


Abbildung 5.4: Verteilung der Massendifferenz für Σ_c^{++} -Baryonen in $\Upsilon(4S)$ -Daten.

erstere der beiden Methoden anzuwenden. Die Teilchenidentifikation ist bei kleinen Impulsen ebenfalls einfacher.

Die Zahl der Σ_c -Baryonen wird durch eine Anpassungsrechnung an die Verteilung der Massendifferenz bestimmt. Das Signal wird durch eine Gaußfunktion, der Untergrund, wie oben erwähnt, durch ein Polynom dritten Grades, multipliziert mit dem Term $\sqrt{m - m_\pi}$ zur Wiedergabe des Schwellenverhaltens an der Phasenraumgrenze, beschrieben. Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen das Ergebnis der Massendifferenzverteilungen samt den Ergebnissen der Anpassungsrechnung für die $\Upsilon(4S)$ -Daten. Im Fall des Σ_c^0 wurden alle drei Signalparameter bei der Anpassungsrechnung frei gelassen. Es gab 37 ± 10 Signaleinträge, der Zentralwert des Signals lag bei $m_{\Sigma_c} - m_{\Lambda_c} = (0.167 \pm 0.0005) GeV/c^2$, und das Signal war $(1.17 \pm 0.38) MeV$

breit. Da in der Σ_c^{++} -Verteilung kein positives Signal sichtbar ist, wurde hier für die Massendifferenz der Tabellenwert [37] und für die Breite der in der Monte Carlo-Simulation gefundene Wert eingesetzt. Ebenso wurde mit den Kontinuumsdaten verfahren.

Die Ergebnisse für $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsereignisse sind in Tabelle 5.2 wiedergeben. Es stellt sich die Frage, wie signifikant das Σ_c^0 -Signal ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß es nur eine Fluktuation des Kontinuumsuntergrundes ist, wurde zu 0.46% bestimmt. Das Signal hat also etwa eine 3σ -Signifikanz. Für das Σ_c^{++} -Baryon wurde eine obere Grenze bestimmt. Die Verzweungsverhältnisse ergeben sich wie folgt:

$$BR(B \rightarrow \Sigma_c X) = \frac{N_{\Upsilon(4S)} - sk N_{Kontinuum}}{\epsilon N_B BR(\Lambda_c \rightarrow pK^- \pi^+)} \quad (5.1)$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ wurde mit einer Monte Carlo-Simulation bestimmt. ϵ variiert über den betrachteten Impulsbereich um etwa 20%. Das Impulsspektrum ist nicht gemessen, und als Näherung wird wieder das Λ_c^+ -Impulsspektrum herangezogen. Es ist interessant, den Einfluß des langsamen Pions auf die Impulsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit genauer zu betrachten. Im Ruhesystem des Σ_c beträgt der Impuls des Pions

	Σ_c^0	Σ_c^{++}
$N_{\Upsilon(4S)}$	37 ± 10	7 ± 9
$sk N_{Kontinuum}$	7 ± 10	0 ± 8
ϵ	22%	
$BR(B \rightarrow \Sigma_c X)$	$(0.96 \pm 0.45 \pm 0.31)\%$	$< 0.92\%(90\%CL)$

Tabelle 5.2:

$90 MeV/c$. Das Pion hat also genug Impuls, um im Detektor nachgewiesen zu werden. Im Laborsystem bewegt sich das Σ_c -Baryon, und der Impuls des Pions erfährt einen Lorentzboost. Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung des Pionimpulses für verschiedene Σ_c -Impulse. Der Pionimpuls wird mit wachsendem Σ_c -Impuls immer stärker verschmiert. Wird der Impuls kleiner als $50 MeV/c$, kann das Pion nicht mehr nachgewiesen werden. Die Wahrscheinlichkeit, das langsame Pion nachzuweisen, sinkt also erst einmal, wenn der Impuls des Σ_c steigt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wächst aber insgesamt, da die Λ_c^+ -Nachweiswahrscheinlichkeit mit wachsendem Impuls zunimmt.

Systematische Fehler ergeben sich wieder aus der falschen Beschreibung von Signal und Untergrund bzw. der Nachweiswahrscheinlichkeit. Der Fehler des Verzweungsverhältnisses $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^- \pi^+)$ beträgt 22%, wenn man statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert. Der Fehler auf die Anzahl der B-Mesonen und auf den Skalierungsfaktor wird hier vernachlässigt.

Die gleiche Analyse wurde zum Vergleich auch mit der erweiterten Methode durchgeführt, wobei die Schnitte etwas modifiziert wurden. Auf den Schnitt im Λ_c^+ -Impuls wurde verzichtet, dafür aber von den Protonen aus dem Λ_c^+ -Zerfall verlangt, daß ihr Impuls kleiner als $1.3 GeV/c$ sein soll. Das Ergebnis

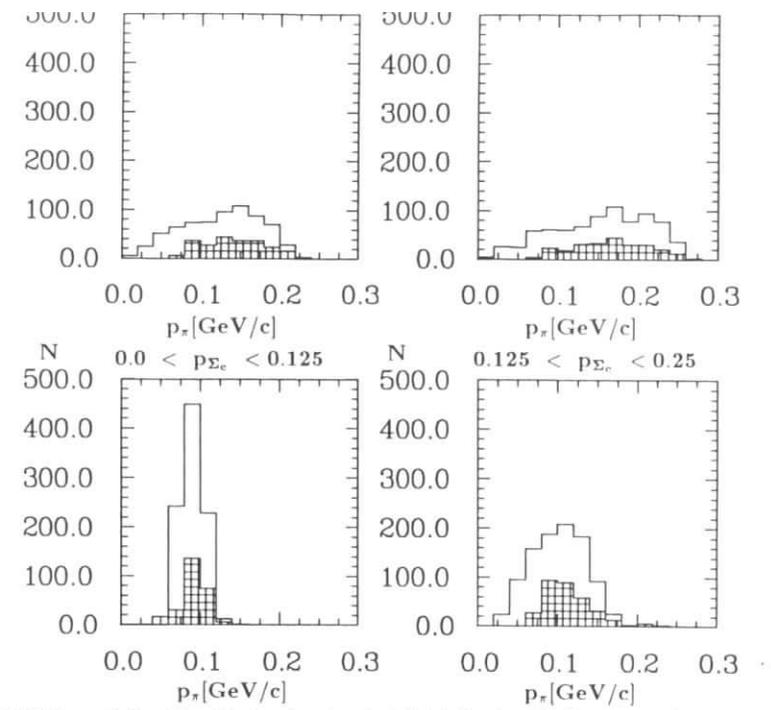


Abbildung 5.5: Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Σ_c^0 -Baryonen hängt vom Impuls des langsamen Pions ab. Die Abbildungen zeigen die Impulsverteilungen der Pionen aus Σ_c -Zerfällen für verschiedene Σ_c -Impulse. Die weißen Histogramme zeigen die vom Monte Carlo-Generator erzeugten Verteilungen, die schraffierten dieselben Daten nach der Rekonstruktion.

für $\Upsilon(4S)$ -Daten ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Auch hier sieht man ein Signal im Σ_c^0 - und keines im Σ_c^{++} -Kanal. Die Analyse der Kontinuumsdaten war hier nicht möglich, da zu wenige Einträge für die Anpassungsrechnung zur Verfügung standen.

Es sind nur Σ_c^0 -Baryonen in B-Zerfällen gesehen worden. Dies stimmt mit dem Bild überein, daß die meisten baryonischen B-Zerfälle nach Fall v in Abbildung 1.7 ablaufen. Die Diquarkmodelle sagen ebenfalls ein solches Verhalten voraus. Trotzdem kann man in diesem Punkt erst ein abschließendes Urteil fällen, wenn alle c-Quark-tragenden Baryonen, also auch höher angelegte Zustände, entdeckt sind.

Kapitel 6

Rekonstruktion von B-Mesonen mit einer Pseudomassenmethode

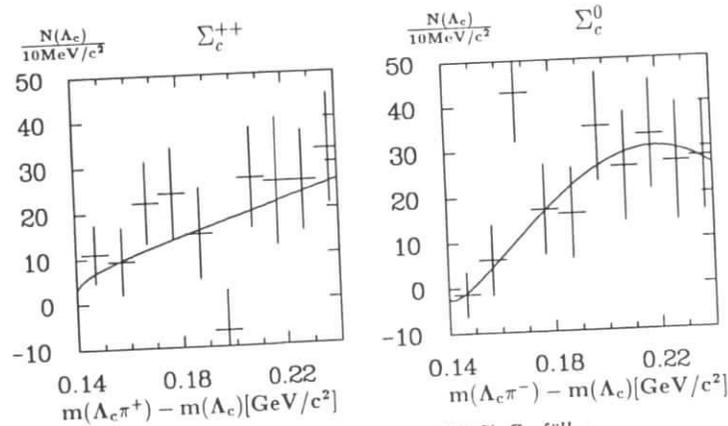


Abbildung 5.6: Σ_c^{++} - und Σ_c^0 -Baryonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen.

Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ist eine ausgezeichnete Region zur Untersuchung von B-Mesonen, da die Energie der B-Mesonen bekannt ist und die B-Mesonen beinahe in Ruhe erzeugt werden. Dadurch hat man die Möglichkeit, B-Mesonen mit verschiedenen Methoden nachzuweisen. Semileptonische B-Zerfälle werden z.B. über die fehlende Masse nachgewiesen. In diesem Kapitel soll eine Methode Anwendung finden, die schon bei der Suche nach Zerfällen der Art $B \rightarrow D^* \pi$ bzw. $B \rightarrow D \bar{D}^*$ Anwendung fand. Sie nutzt beide Vorteile der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und wird im folgenden genauer beschrieben.

Der Zerfall $B \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$ ist von besonderem Interesse, da sich die Vorhersagen verschiedener Modelle für diesen Zerfall stark unterscheiden.

Methode

Die Masse m_B des B-Mesons läßt sich im Zerfall $B \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$ mit $\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c \pi^-$ bis auf eine Näherung allein aus den Viererimpulsen des \bar{p} und π^- rekonstruieren. Die Energie E_B des B-Mesons ist in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen gleich der Strahlenergie. Die Energie des nicht rekonstruierten Λ_c^+ -Baryons ist dann gleich

$$E_{\Lambda_c} = E_B - E_{\pi} - E_{\bar{p}} \quad (6.1)$$

und damit der Impuls

$$p_{\Lambda_c}^2 = E_{\Lambda_c}^2 - m_{\Lambda_c}^2. \quad (6.2)$$

Damit läßt sich die B-Masse wie folgt rekonstruieren:

$$\begin{aligned} m_B^2 &= E_B^2 - p_B^2 \\ &= (E_{\Lambda_c} + E_{\pi} + E_{\bar{p}})^2 - (\vec{p}_{\Lambda_c} + \vec{p}_{\pi} + \vec{p}_{\bar{p}})^2 \\ &= m_{\Sigma_c^0}^2 + m_{\bar{p}}^2 + 2E_{\bar{p}}E_{\Sigma_c^0} - 2(\vec{p}_{\Lambda_c} + 2\vec{p}_{\pi})\vec{p}_{\bar{p}} \\ &= m_{\Sigma_c^0}^2 + m_{\bar{p}}^2 + 2E_{\bar{p}}(E_{BEM} - E_{\bar{p}}) - 2p_{\Lambda_c} p_{\bar{p}} \cos \angle p_{\Lambda_c} p_{\bar{p}} - 2\vec{p}_{\pi} \vec{p}_{\bar{p}}. \end{aligned} \quad (6.3)$$

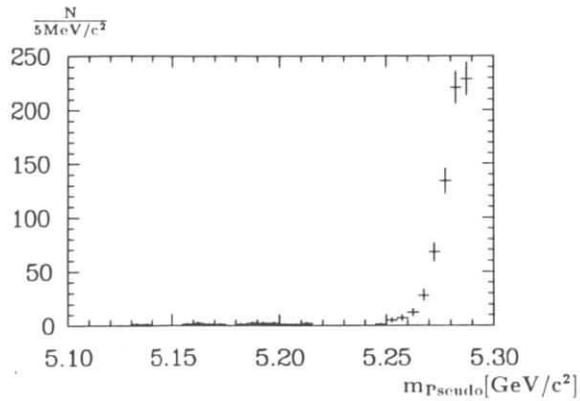


Abbildung 6.1: Pseudomassenverteilung für Monte Carlo-Daten.

Die einzige Unbekannte ist der Winkel $\angle p_{\Lambda_c^+} \vec{p}_{\bar{p}}$ zwischen Λ_c^+ -Baryon und Antiproton. Wäre das B-Meson in Ruhe zerfallen, lägen die Impulse des Pions, des Protons und des Λ_c^+ -Baryons in einer Ebene. Die Winkelsumme wäre 2π . Den Winkel zwischen Pion und Λ_c^+ -Baryon erhält man über

$$\begin{aligned} m_{\Sigma_c^0}^2 &= (E_{\Lambda_c} + E_{\pi})^2 - (\vec{p}_{\Lambda_c} + \vec{p}_{\pi})^2 \\ &= m_{\Lambda_c}^2 + m_{\pi}^2 + 2E_{\Lambda_c} E_{\pi} - 2p_{\Lambda_c} p_{\pi} \cos \angle p_{\Lambda_c} \vec{p}_{\pi}. \end{aligned}$$

Der Winkel $\angle p_{\bar{p}} \vec{p}_{\pi}$ zwischen Proton und Pion ist gemessen. Der unbekannte Winkel ergibt sich damit im Rahmen der Näherung zu

$$\angle p_{\Lambda_c} \vec{p}_{\bar{p}} = 2\pi - \angle p_{\Lambda_c} \vec{p}_{\pi} - \angle p_{\pi} \vec{p}_{\bar{p}} \quad (6.4)$$

und damit der in 6.3 unbekanntes Kosinus zu

$$\cos \angle p_{\Lambda_c} \vec{p}_{\bar{p}} = \cos \angle p_{\Lambda_c} \vec{p}_{\pi} \cos \angle p_{\pi} \vec{p}_{\bar{p}} - \sin \angle p_{\Lambda_c} \vec{p}_{\pi} \sin \angle p_{\pi} \vec{p}_{\bar{p}}. \quad (6.5)$$

Da sich das B-Meson aber mit einem Impuls von $346 \text{ MeV}/c$ bewegt, ist die gemachte Annahme nur fast richtig. Die B-Masse, die man so gewinnt, ist nur eine Näherung. Der Winkel zwischen Λ_c^+ -Baryon und Antiproton wird auf diese Weise zu groß abgeschätzt und damit auch die B-Masse.

Mit einer Monte Carlo-Simulation wurden Zerfälle der Art $B^- \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$ simuliert und einer Analyse, wie oben beschrieben, unterzogen. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Auflösung ist nur wenig schlechter, als wenn man auch das Λ_c^+ -Baryon rekonstruiert hätte. Die Breite setzt sich zusammen aus der Unschärfe des Speicherringes, dem Fehler der Methode und der Detektorauflösung bei der Messung des Pion- und Antiprotonimpulses.

Der Vorteil der Methode besteht in einer guten Massenauflösung bei großer Nachweiswahrscheinlichkeit. Nachteil ist der schwer berechenbare Untergrund.

Datenselektion und Analyse

$\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten werden getrennt der Analyse unterzogen. Es wird ein \bar{p} und ein π^- selektiert. Von den beiden Spuren werden nur die Standardbedingungen verlangt. Der kinematisch erlaubte Bereich für die Anti-Protonen liegt zwischen $1.7 \text{ GeV}/c$ und $2.2 \text{ GeV}/c$. Wegen der schlechten Teilchenidentifikation in diesem Impulsbereich werden viele Pionen und Kaonen als Protonen mißidentifiziert. Zur Unterdrückung des Kontinuumsbeitrages werden nur Ereignisse mit einem Fox-Wolfram-Moment kleiner als 0.35 akzeptiert. Alternativ dazu wird zur Anreicherung baryonischer Ereignisse neben Antiproton- und Pion-Kandidat noch ein zusätzliches gut identifiziertes Proton ($p < 1 \text{ GeV}/c$) verlangt, das aus dem Λ_c^+ -Zerfall stammen soll.

Schnitt	Akzeptanz	N	$BR(B^- \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p})$
Standard	62.0%	< 81	< 0.072% @ 90% CL
for $x_2 < 0.35$	50.5%	< 67	< 0.074% @ 90% CL

Tabelle 6.1:

Auf eine Parametrisierung des Signals wird verzichtet. Statt dessen wird die Form des Signals aus der Monte Carlo-Analyse gewonnen und als Histogramm an die Daten angepaßt. Der Untergrund wird durch ein Polynom beschrieben. Da in den Daten, siehe Abbildung 6.2, kein positives Signal zu sehen ist, werden obere Grenzen bestimmt. Dabei wird wieder das gleiche Verfahren benutzt, wie es in [27] beschrieben ist. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Wie man der Abbildung 6.2 entnehmen kann, besteht der Untergrund zum großen Teil aus Kontinuumsereignissen. Der Beitrag des Kontinuums wurde wieder mit den Daten, die unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gesammelt wurden, bestimmt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit einer Monte Carlo-Simulation bestimmt. Abbildung 6.3 zeigt die Pseudomassenverteilung für Ereignisse, die neben Antiproton und Pion noch ein gut identifiziertes Proton im Ereignis haben. Auch hier wurde kein positives Signal gesehen. Es ergab sich eine obere Grenze von 27 Ereignissen bei einem Confidence-Grad von 90%.

Systematischer Fehler

Da nur ein Teil der B-Meson-Zerfallsprodukte rekonstruiert wird, besteht die Gefahr, daß andere Zerfälle einen dem Signal ähnlichen Untergrund erzeugen, der nicht durch ein Polynom beschrieben werden kann. Mit einer Monte Carlo-Simulation wurden etwa tausend Zerfälle der Art $B \rightarrow \Sigma_c^0 \Delta^0$, $B \rightarrow \Lambda_c \bar{p} \pi$ und $B \rightarrow \Lambda_c \bar{\Delta}^-$ erzeugt. Tausend Ereignisse entsprechen etwa einem Verzweungsverhältnis von einem halben Prozent. Die theoretischen Erwartungen für exklusive Zerfälle liegen etwa in dieser Größenordnung. Wie die Abbildungen 6.4 zeigen, verursacht nur ein Bruchteil dieser Ereignisse einen Eintrag in dem untersuchten Massenbereich. Die Verteilung dieser Einträge läßt sich durch ein Polynom beschreiben. Es kommt also in der Signalregion ($m > 5.27$) durch einen der drei oben genannten

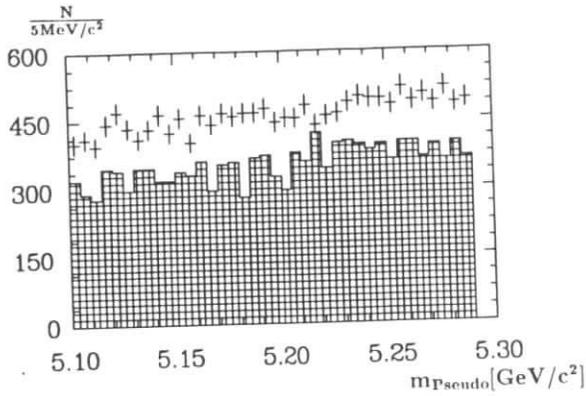


Abbildung 6.2: Pseudomassenverteilung für $\Upsilon(4S)$ - und skalierte Kontinuumsdaten (schraffiert). Es wurden nur Ereignisse mit einem Fox-Wolfram-Moment kleiner als 0.35 akzeptiert.

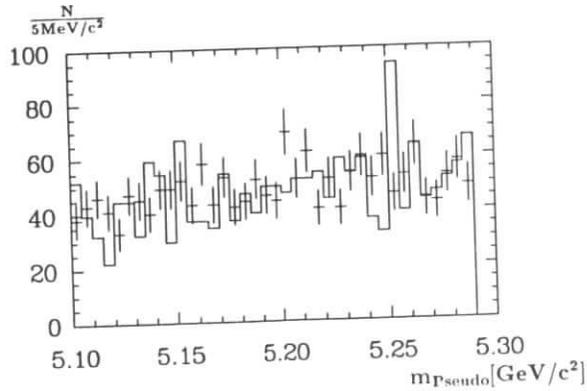


Abbildung 6.3: Pseudomassenverteilung für $\Upsilon(4S)$ - (Kreuze) und skalierte Kontinuumsdaten (durchgezogene Linie). Neben Antiproton und Pion wird noch ein gut identifiziertes Proton im Ereignis verlangt.

Untergrundkanäle zu nicht mehr als etwa zehn Einträgen, was bei einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 67% höchstens zu einem Fehler von 0.008% im Verzweigungsverhältnis führen kann.

Ergebnis

Die hier bestimmte obere Grenze unterschreitet zwei der in Tabelle 1.2 vorgestellten Vorhersagen für den Zerfall $B \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$. Die Vorhersage des Polmodells liegt eine Größenordnung über der oberen Grenze.

In der Zukunft kann diese Methode zur absoluten Bestimmung von

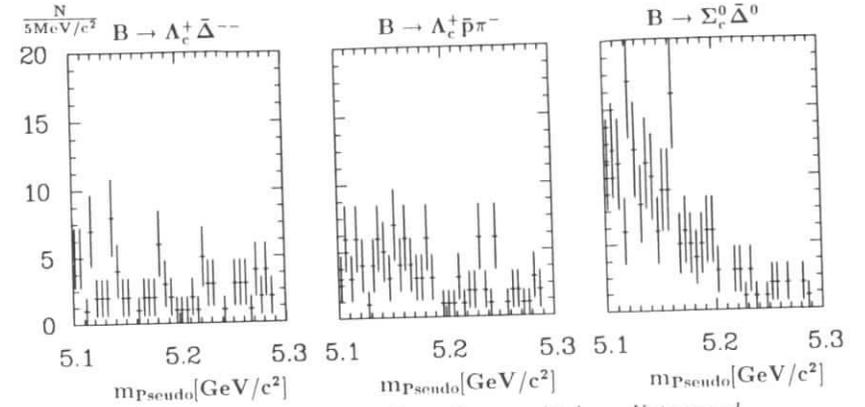


Abbildung 6.4: Pseudomassenverteilung für verschiedene Untergrundkanäle. Die Verteilungen lassen sich durch ein Polynom beschreiben.

Λ_c^+ -Verzweigungsverhältnissen beitragen. Die Methode gestattet eine Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $B \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$ ohne Kenntnis der Λ_c^+ -Verzweigungsverhältnisse. Ein Vergleich mit Messungen, in denen das Λ_c^+ -Baryon rekonstruiert wird, gestattet dann die absolute Bestimmung der Λ_c^+ -Verzweigungsverhältnisse[8].

Kapitel 7

Vollständige Rekonstruktion von B-Mesonen

Man nennt ein B-Meson vollständig rekonstruiert, wenn alle Zerfallsprodukte nachgewiesen wurden. Die folgenden Untersuchungen konzentrieren sich auf Zerfälle der Art $B \rightarrow \Lambda_c \bar{p} X$. Das Λ_c^+ -Impulsspektrum ist, wie in 3.1.1 gezeigt wurde, weich. Man erwartet also eine hohe Multiplizität der Endzustände. Am Ende des Kapitels wird ein erster Hinweis auf exklusive baryonische B-Zerfälle vorgestellt. Bisher sind solche Zerfälle nicht beobachtet worden.

7.1 Datenselektion

Von den einzelnen Spuren werden nur die Standardbedingungen verlangt. Λ_c^+ -Baryonen werden in den Kanälen $pK^-\pi^+$, pK_s^0 und $\Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$ rekonstruiert. Von der Masse der Kandidaten m_K wird verlangt, daß :

$$|m_K - m_{\Lambda_c}| < 30 \text{ MeV}/c^2. \quad (7.1)$$

Die B-Mesonen zerfallen beinahe in Ruhe. Die Zerfallsprodukte sind isotrop verteilt. Als Maß für die Isotropie einer Menge von Vektoren gilt der Thrust. Gegeben ist der Thrust T durch die folgende Beziehung:

$$T = \max \frac{\sum_i |\vec{p}_i \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}. \quad (7.2)$$

Dabei wird der Normalenvektor \vec{n} bei der Maximierung variiert. Der Vektor \vec{n} wird, für den Fall das T maximal ist, Thrustachse genannt. Die Thrustachse für die B-Zerfallsprodukte liegt wegen der erwähnten Isotropie zufallsverteilt im Raum. Bestimmt man die Thrustachsen der beiden B-Mesonen, so ist der Kosinus des eingeschlossenen Winkels V_{12} zwischen den beiden Achsen zwischen -1 und 1 homogen verteilt. Im folgenden wird immer nur ein B-Meson pro Ereignis rekonstruiert. Um trotzdem V_{12} bestimmen zu können, werden die verbleibenden Spuren als zweites B-Meson bezeichnet. In Kontinuumsereignissen sind wegen der jetartigen Struktur die beiden Achsen stark miteinander korreliert, was sich in einer Anhäufung

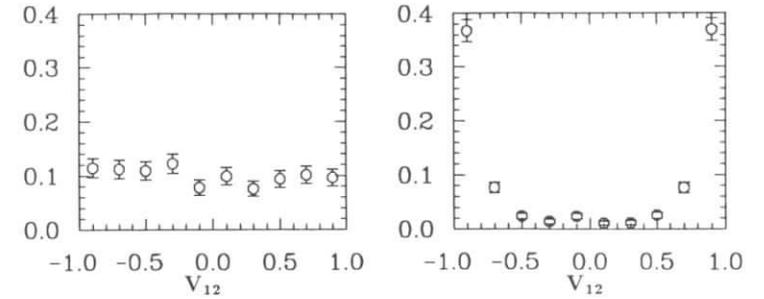


Abbildung 7.1: Winkel zwischen den Thrustachsen der B-Kandidaten in $\Upsilon(4S)$ - (linke Seite) und Kontinuumsereignissen (rechte Seite).

der Ereignisse bei -1 und 1 niederschlägt. Abbildung 7.1 zeigt die Verteilung von V_{12} für Kontinuumsereignisse und simulierte $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle. Zur Unterdrückung des Kontinuumsbeitrages wird

$$|V_{12}| < 0.7 \quad (7.3)$$

verlangt. Die Verteilung des Winkels θ zwischen B-Meson-Flugrichtung und Strahlachse gehorcht einer $\sin^2 \theta$ -Verteilung. Für Quarks bzw. Jets in Kontinuumsereignissen gehorcht derselbe Winkel dagegen einer $(1 - \cos^2 \theta)$ -Verteilung. Abbildung 7.2 zeigt die beiden Winkelverteilungen für B-Kandidaten in Kontinuumsereignissen und simulierten $\Upsilon(4S)$ -Daten. Durch die Bedingung

$$|\cos \theta| < 0.7 \quad (7.4)$$

werden Kontinuumsereignisse unterdrückt. Die Energie der B-Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen ist gleich der Strahlenergie. Von der Energie E der B-Kandidaten wird deswegen verlangt,

$$|E - E_{\text{Strahl}}| < 2\sigma_E, \quad (7.5)$$

wobei σ_E der Fehler in der Energiemessung ist. Die Strahlenergie hat dabei, wie in 2.1 erwähnt, etwa eine Breite von 9.1 MeV . Um Doppelzählungen zu vermeiden, wird pro Ereignis nur ein Kandidat zugelassen. Stehen mehrere Kandidaten zur Auswahl, wird der mit der größten Gesamtwahrscheinlichkeit akzeptiert. Die Gesamtwahrscheinlichkeit ergibt sich dabei wie folgt aus den χ^2 -Werten für die Teilchenidentifikation und die der kinematischen Anpassungen:

$$P(\chi_{\text{tot}}^2, \nu) = \frac{1}{2^{\nu/2} \Gamma(\nu/2)} \int_{\chi_{\text{tot}}^2}^{\infty} (\chi^2)^{\nu/2-1} \exp(-\chi^2/2) d\chi^2. \quad (7.6)$$

Dabei ist χ_{tot} die Summe der einzelnen χ^2 -Werte und ν die Zahl der Freiheitsgrade.

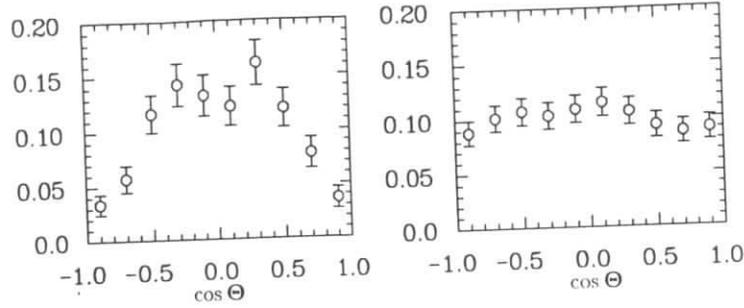


Abbildung 7.2: Kosinus des Winkels zwischen dem Impuls des B-Kandidaten und der z-Achse in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen (linke Seite) und Kontinuumsereignissen (rechte Seite).

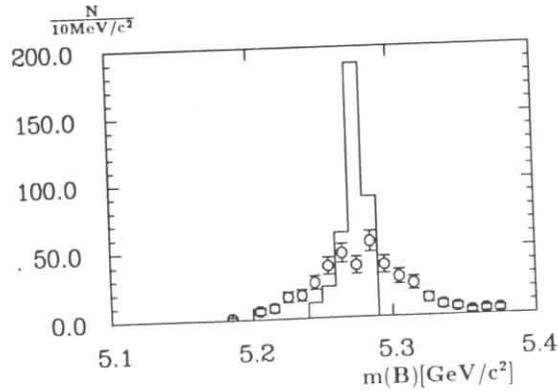


Abbildung 7.3: Invariante Massenverteilung mit und ohne Energieebenebedingung bei der Anpassungsrechnung.

7.2 Analyse

B-Mesonen zerfallen schwach. Die Breite der Massenverteilung wird allein durch die Detektorauflösung bestimmt. Die Energie der B-Mesonen ist gleich der Strahlenergie. Diese Kenntnis kann als Nebenbedingung bei der Impulsbestimmung des B-Mesons berücksichtigt werden. Technisch geschieht dies mit Hilfe eines Langrangeschen Multiplikators [35]. Die dadurch erzielte Verbesserung in der Massenauflösung ist in Abbildung 7.3 zu sehen. Die Schwierigkeit dieser Methode, obwohl erst sie die vollständige Rekonstruktion erstmals ermöglichte, besteht in der adäquaten Beschreibung des

Untergrundes, da das Signal des B-Mesons jetzt knapp unterhalb der kinematischen Schwelle liegt, die durch die Strahlenergie gegeben ist. Es werden deswegen im folgenden zwei Parametrisierungen des Untergrundes bei der Analyse verwendet. Die Differenz in den Ergebnissen geht als systematischer Fehler in die Analyse ein. Die erste der Parametrisierungen berücksichtigt die Tatsache, daß der Phasenraum bei $m = E_{\text{Strahl}}$ zu Null wird. Sie lautet

$$u(m) = a + m * \sqrt{1 - \frac{m^2}{E_{\text{Strahl}}^2} \exp(-b(1 - \frac{m^2}{E_{\text{Strahl}}^2}))}, \quad (7.7)$$

wobei a, b die freien Parameter sind. Alternativ dazu wird der Untergrund durch ein Polynom zweiten Grades beschrieben. Das Signal wird durch eine Gaußfunktion beschrieben. Als Masse werden die Werte der PDG gewählt.

$$m_{B^+} = (5.2789 \pm 0.002) \text{ GeV}/c^2 \quad m_{B^0} = (5.2787 \pm 0.002) \text{ GeV}/c^2. \quad (7.8)$$

Die Breite wird mit einer Monte Carlo-Simulation bestimmt und liegt bei $5 \text{ MeV}/c^2$. Bis auf einen Kanal, der im nächsten Abschnitt behandelt wird, wurde kein positives Signal gefunden. Deswegen wurden für die einzelnen Kanäle obere Grenzen bestimmt. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 7.1 und 7.2 nach Λ_c^+ -Kanälen getrennt wiedergegeben.

B-Zerfall	# B's (90% CL)	ϵ	BR (90% CL)
$B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ p$	< 2.3	21%	< 0.2%
$B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$	< 5.4	13%	< 0.6%
$\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+$	< 2.9	9%	< 0.4%
$B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^+$	8.2 ± 3.7	5%	$(1.94 \pm 0.87 \pm 0.6)\%$
$\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	< 3.0	3%	< 1.3%

Tabelle 7.1: Die Λ_c^+ -Baryonen sind alle im Kanal $pK^-\pi^+$ rekonstruiert worden.

B-Zerfall	BR (90% CL)	
	$\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-$
$B^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p}$	< 1.3%	< 0.9%
$B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$	< 1.7%	< 4.6%
$\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+$	< 1.7%	< 1.8%
$B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^-$	< 3.2%	< 4.7%
$\bar{B}^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	< 3.7%	< 3.7%

Tabelle 7.2:

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ wurde dabei wieder mit einer Monte Carlo-Simulation bestimmt. Weiterhin wurde angenommen, daß $\text{BR}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+) = 4.0 \pm 0.3 \pm 0.8$ [22], $\text{BR}(\Lambda_c^+ \rightarrow pK_S^0) = 0.8 \pm 0.4$ und $\text{BR}(\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^+ \pi^-) = 2.1 \pm 0.5$ [37]. Das Λ^0 wurde nur im Kanal $p\pi^-$ rekonstruiert.

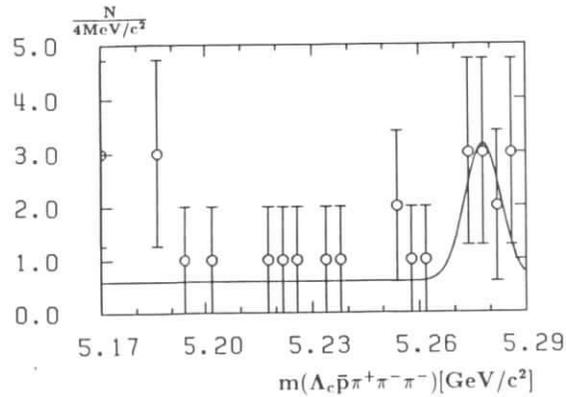


Abbildung 7.4: Invariante Massenverteilung für den Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^+ \pi^- \pi^-$.

Systematische Fehler ergeben sich aus der fehlerhaften Bestimmung der Anzahl der B-Mesonen, der ungenauen Kenntnis der Verzweungsverhältnisse und der Nachweiswahrscheinlichkeit und der ungenauen Beschreibungen von Signal und Untergrund.

7.3 Die Kandidaten

Im Kanal $\Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^+$ wurde ein positives Signal (siehe Abb. 7.4) gesehen. Im folgenden soll die Signifikanz dieses Signals besprochen und das Verzweungsverhältnis bestimmt werden.

Das Λ_c^+ -Baryon wird nur im Kanal $pK^-\pi^+$ rekonstruiert. Die Datensammlung geschieht wie im vorangegangenen Abschnitt, ebenso die Signal- und Untergrundbeschreibung. Das Signal hat (8.2 ± 3.7) Einträge.

Zuerst soll das Verhalten des Signals unter schärferen Schnitten betrachtet werden. Hierzu werden die Bedingungen, die an die Λ_c^+ -Zerfallsprodukte gestellt werden, verschärft. Es wird verlangt, daß Proton und Kaon eindeutig identifiziert sind, was durch Bedingungen an die Impulse $p_p < 1 \text{ GeV}/c$ und $p_K < 0.6 \text{ GeV}/c$ erreicht wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Die Anpassungsrechnung ergibt hier (6.5 ± 2.7) Einträge. Durch die härteren Bedingungen wurde also in erster Linie der Untergrund reduziert. Um festzustellen, wie groß der zu erwartende Untergrund aus Kontinuumsereignissen ist, wird die gleiche Untersuchung mit den Kontinuumsdaten durchgeführt. Es wurden dort (1.2 ± 3.2) Ereignisse gesehen. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Kontinuumsuntergrund für das beobachtete Signal verantwortlich ist, beträgt 3.7%. Um Untergrund durch $pK^-\pi^+$ -Kombinationen, die nicht aus Λ_c^+ -Zerfällen stammen, abzuschätzen, macht man eine sogenannte Seitenbanduntersuchung. Dabei werden $pK^+\pi^-$ -Kombinationen selektiert, deren Masse etwas höher oder niedriger als die Λ_c^+ -

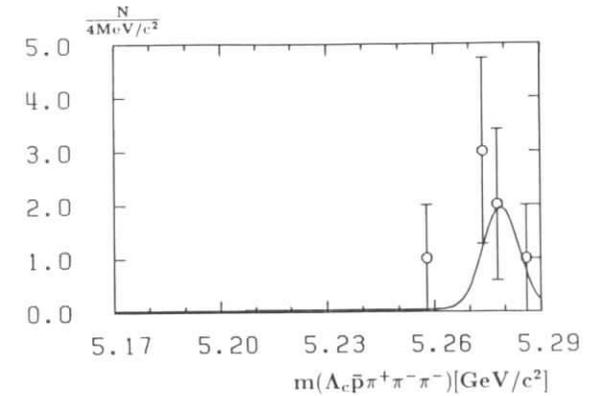


Abbildung 7.5: Invariante Massenverteilung für den Zerfall $B \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^+ \pi^- \pi^-$ mit härteren Schnitten.

Masse ist. In diesem Falle wurde von den Kombinationen verlangt, daß ihre invariante Masse im Intervall zwischen $2.3149 - 2.3749 \text{ GeV}/c^2$ liegt. Die so gefundenen Kombinationen wurden wie die Λ_c^+ -Kandidaten zuvor abgespeichert und der gleichen Analyse unterzogen. Es wurden damit (0.7 ± 3) B-Kandidaten gefunden. Ein ähnlicher Test besteht darin, $\Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^+$ -Kombinationen zu wählen und der Analyse zu unterziehen. Diese Kombination kann in einem B-Zerfall nicht erzeugt werden. Es wurde auch hier kein positives Signal in der B-Massenregion gesehen. Die Anpassungsrechnung ergab (-1.3 ± 2.8) Einträge.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit einer Monte Carlo-Simulation bestimmt. Dabei wurden verschiedene Zwischenzustände in der Zerfallskette gewählt. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten variieren dabei um fast 20%. Diese Variation geht in den systematischen Fehler ein. Das Verzweungsverhältnis ergibt sich damit zu

$$BR(B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^+ \pi^+) = (1.94 \pm 0.87 \pm 0.6)\%, \quad (7.9)$$

wobei der systematische Fehler sich wieder aus der fehlerhaften Beschreibung von Signal und Untergrund (8%), dem Fehler in der Nachweiswahrscheinlichkeit (20%), dem Fehler auf das Verzweungsverhältnis $Br(\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+)$ (22%) und dem Fehler in der Zahl der B-Mesonen (4%) ergibt. Alle gemachten Tests sprechen dafür, daß es sich bei den Ereignissen in der Signalregion um baryonische B-Zerfälle handelt. Die inklusiven Untersuchungen lassen ebenfalls erwarten, daß die Endzustände eine hohe Multiplizität haben.

Kapitel 8

Schlußfolgerungen

Λ_c^+ -Produktion

Die Untersuchung des Λ_c^+ -Baryons bot die ausgezeichnete Möglichkeit, Baryonproduktion in B-Zerfällen und in Kontinuumsereignissen mit einander zu vergleichen. Die Impulsspektren unterscheiden sich deutlich. In B-Zerfällen kommt es zu einem weichen Impulsspektrum, woraus man schließen darf, daß die Endzustände eine hohe Multiplizität haben. Diese Behauptung wird durch zwei weitere Beobachtungen gestützt. Für den Zweikörperzerfall $B \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$ wurde eine obere Grenze von 0.072% bestimmt. Der einzige Hinweis für einen exklusiven baryonischen B-Zerfall wurde dagegen im Kanal $\Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^- \pi^+$ gesehen. Das Λ_c^+ -Impulsspektrum in Kontinuumsereignissen ist hart. Die Rate der Λ_c^+ -Produktion ist in beiden Zerfällen sehr ähnlich. Das Verzweungsverhältnis $BR(B \rightarrow \Lambda_c^+ X)$ wurde zu $(5.5 \pm 1.9 \pm 1.5)\%$ bestimmt. $(6.7 \pm 0.7 \pm 1.9)\%$ der c-Quarks in Kontinuumsereignissen enden in einem Λ_c^+ -Baryon. Es liegt also nahe anzunehmen, daß die Produktionsmechanismen gleich sind. Die Unterschiede in den Impulsspektren lassen sich erklären. Wie in Abbildung 1.7 gezeigt ist, wird in B-Zerfällen meistens nur ein Teil der B-Energie in Baryonen verwandelt, was zu einem weichen Spektrum führen kann. Demgegenüber steht die Beobachtung, daß bei ARGUS bisher nur Σ_c^0 -Baryonen in B-Zerfällen gesehen wurden. Dieser Umstand ließe sich durch die Annahme erklären, daß in B-Zerfällen das c-Quark und das d-Quark aus dem W-Zerfall den Kern eines Baryons bilden, der durch ein zusätzliches Quark aus dem Vakuum vervollständigt wird. Anziehend an dieser Vorstellung ist die Tatsache, daß c- und d-Quark in zweidrittel der Fälle verschiedene Farbe tragen. Einen solchen Mechanismus gibt es in Kontinuumsereignissen jedoch nicht. Man würde also verschiedene Raten erwarten.

Λ_c^+ -Zerfälle

Ein Vergleich der drei Zerfälle $\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- \pi^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow p K_S^0$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^0 \pi^+$ zeigt, daß in den Daten vor der Akzeptanzkorrektur im ersten Kanal zehn mal mehr Λ_c^+ -Baryonen zur Verfügung stehen als in einem der beiden anderen.

Für das Verzweungsverhältnis $BR(\Lambda_c^+ \rightarrow \Delta^{++} K^-)$ konnte nur eine obere

Grenze von 0.48% bestimmt werden. Die obere Grenze widerspricht der theoretischen Vorhersage in [31]. Die Berechnung von Austauschdiagrammen darf als weiterhin problematisch angesehen werden. Die Schwierigkeiten sind dabei oft sehr technischer Art. Als Stichwort sei hier nur die Entwicklung der Terme nach der Zahl der Farben erwähnt. In einem Grenzwertübergang läßt man dabei die Zahl der Farben gegen unendlich gehen. Dieses Verfahren ist in Mesonzerfällen gut verstanden. Bei Baryonen müßte man aber bei diesem Grenzwert nicht nur die Zahl der Farben, sondern auch die Zahl der Quarks gegen unendlich gehen lassen. Wie man diesen Grenzwert richtig durchzuführen hat, weiß man dabei heute noch nicht.

Exklusive B-Zerfälle

Für den B-Zerfall $B^- \rightarrow \Sigma_c^0 \bar{p}$ wurde eine obere Grenze von 0.072% bestimmt. Diese Messung widerspricht deutlich den Vorhersagen des Polmodells [33]. Die Schärfe der gefundenen Grenze zeigt, daß die Pseudomassenmethode einen ausgezeichneten Weg darstellt, B-Mesonen zu rekonstruieren. Sie hat zudem den Vorteil, unabhängig von der Kenntnis der Λ_c^+ -Verzweungsverhältnisse zu sein. In der Zukunft wird man die Methode auch zur Rekonstruktion von Zerfällen der Art $B \rightarrow \Xi_c^+ \bar{\Lambda}_c$ einsetzen können.

Bei der vollständigen B-Rekonstruktion ist nur im Kanal $\Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^- \pi^+$ ein positives Signal gesehen worden. In allen anderen untersuchten Kanälen wurden obere Grenzen bestimmt. Eine einfache Abschätzung macht deutlich, daß man mit einer Datenmenge von 400000 B-Mesonen gerade erst an der Grenze ist, um vollständig rekonstruierte baryonisch zerfallene B-Mesonen sehen zu können. Nimmt man an, das Verzweungsverhältnis $B^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{p} \pi^-$ betrage 0.3%, dann würde man, wenn man das Λ_c^+ -Baryon im Kanal $p K^- \pi^+$ rekonstruierte, drei Ereignisse sehen können. Das Signal im Kanal $\Lambda_c^+ \bar{p} \pi^- \pi^- \pi^+$ ist der erste je gesehene Hinweis auf einen exklusiven baryonischen B-Zerfall.

Literaturverzeichnis

- [1] J.I. Friedman, H.W. Kendall
Deep inelastic electron scattering
Ann. Rev. Nucl. Science 22, 203 (1972)
- [2] M. Gell-Mann
The Eightfold Way
W.A. Benjamin Inc., New York und Amsterdam (1964)
- [3] J. Carter
Proceedings, Int. Lepton-Photon Symposium
Genf (1991)
- [4] M. Kobayashi, T. Maskawa,
Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)
- [5] J. Schwinger
Phys. Rev. 82, 664 (1951)
- [6] J. Schwinger
Phys. Rev. 93, 615 (1954)
- [7] Brezin, Itzykson
Phys. Rev. D 2 1191 (1970)
- [8] T. Oest
private Mitteilung
- [9] K. Reim
Untersuchung des semileptonischen Zerfalls $B \rightarrow D^* e / \mu \nu$ mit dem ARGUS Detektor
Doktorarbeit, Erlangen (1993)
- [10] A. De Rújula et al.
Phys. Rev., D12:147, 1975
- [11] B. Anderson et al.
Zeit. Phys., C20:317, 1983
B. Anderson et al.
Phys. Rep., 97:31, 1983
- [12] M. Piccolo et al.
Inclusive Baryon Production in e^+e^- Annihilation
Phys. Rev. Lett. V 39, 1503 (1977)
- [13] M. Anselmino et al.
Diquarks
TUELA 1992:05
- [14] H. Albrecht et al.
ARGUS: A Universal Detector at DORIS II
Nucl. Instr. and Meth. A 275 (1989)
- [15] H. Gennow
SIMARG - A Program to Simulate the ARGUS Detector
Interner Bericht DESY F15-85-02. (1985)
- [16] G. Crawford et al.
Measurement of Baryon Production in B-Meson Decay
CLNS 91/1066
- [17] C. Peterson et al.
Phys. Rev. D 27 (1983) 105
- [18] H. Scheck
Messung der inklusiven Produktion von Hyperonen im Energiebereich der Υ -Resonanzen mit dem ARGUS-Detektor
Doktorarbeit, Dortmund (1988)
- [19] A. Hölscher
Exklusive hadronische Zerfälle von B-Mesonen
DESY F15-90-06 Oktober 1990
- [20] H.C.J. Seywerd
Doktorarbeit, University of Toronto, 1987
- [21] H. Albrecht et al.
Observation of Λ_b^+ Semileptonic Decay
DESY 92-049 Hamburg 1992
- [22] H. Albrecht et al.
Measurement of Inclusive Baryon Production in B-Meson Decays
DESY 92-074 Hamburg 1992
- [23] H. Albrecht et al.
Results on Baryon Antibaryon Correlations in e^+e^- - Annihilation
DESY 89-013
- [24] K. Wille
Doris II/III - A 5.8 GeV e^+e^- Storage Ring with High Luminosity
DESY 81-047 Hamburg 1981

- [25] B.H. Wiik und G. Wolf
Electron-Positron Interactions
Springer (1979)
- [26] R. Waldi
Using the event generator program MOPEK for ARGUS
ARGUS interne Software Note 28
- [27] B. Spaan
Untersuchung zu seltenen Zerfällen des τ -Leptons und zur Masse des τ -Neutrinos
Doktorarbeit, Dortmund (1988)
- [28] H. Albrecht et al.
A Measurement of Asymmetry in the Decay $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda_0 \pi^+$
DESY 91-091 Hamburg 1992
- [29] C.E.K. Charlesworth
A Study of the Decay Properties of the Charmed Baryon Λ_c^+
Doktorarbeit, Toronto 1992
- [30] P. Avery et al.
Study of the Decays $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^0 K^+$, $\Lambda_c^+ \rightarrow \Sigma^+ K^+ K^-$ and $\Lambda_c^+ \rightarrow \Xi^- K^+ \pi^+$
CLNS 93/1205 , Ithaca 1993
- [31] J.G. Körner, M. Krämer
Exclusive Non-Leptonic Charm Baryon Decays
DESY 92-049 Hamburg 1992
- [32] V.L. Chernyak, I.R. Zhitnitsky
B-Meson Exclusive Decays into Baryons
Preprint College de France, Paris , 1990
- [33] M. Jarfi et al.
Pole model of B-meson into baryon-antibaryon pairs
Phys. Rev D 43,1599 (1990)
- [34] P. Ball, H.G. Dosch
Branching Ratios of Exclusive Decays of Bottom Mesons into Baryon-Antibaryon Pairs
HD-THEP-90-30, Heidelberg (1990)
- [35] C. Fukunaga
ARGUS Interne Software Note 21
- [36] H. Albrecht et al.
DESY 90-157 Dezember 1990
- [37] Particle Data Group
Review of Particle Properties
Phys.Rev. D , Volume 45 (1992)
- [38] C. Peterson et al.
Phys. Rev. D 27 (1983) 105
- [39] G. Harder
Messung der inklusiven Produktion von D-Mesonen in B-Zerfällen mit dem Detektor ARGUS
Doktorarbeit DESY F15-89/01 interner Bericht
- [40] W. Funk
Inklusive π^\pm , K^\pm , \bar{p} -Produktion in der Elektron-Positron-Vernichtung und beim Zerfall der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz
Diplomarbeit, Heidelberg 1988
- [41] M. Procarion et al.
Observation of Inclusive B Decays to the Charmed Baryons Σ_c^{++} and Σ_c^0
Dallas 1992
- [42] H. Albrecht et al.
Production of D_s^+ Mesons in B Decays and Determination of f_D ,
DESY 91-121 (1991)
- [43] H.K. Guertelkäufer
Über die Auswirkungen von Darmträgheit auf das Sozialverhalten innerhalb wissenschaftlicher Großexperimente
Journal of Irreproducible Results 19, 943 (1992)

Danksagung

Allen Mitgliedern der ARGUS-Kollaboration und seines Umfeldes sei für ihre vielfältige Arbeit, die diese Arbeit erst ermöglicht hat, gedankt.

Herrn Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall sei für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Begutachtung der Arbeit gedankt, ebenso Herrn Prof. Dr. J. Bienlein.

Herrn Dr. H. Schröder möchte ich für die Betreuung der Arbeit danken. Dr. J. Stiewe, Oliver Mai und Christiane Mertens sei für das Korrekturlesen des Manuskriptes gedankt.

Von meinen Kollegen möchte ich besonders Klaus Reim für seine Hilfe bei vielen Fragen danken, aber auch Thorsten Kirchhoff, Manfred Paulini, Thorsten Oest, Rüdiger Mundt, Andreas Nau, Katerina Tzamariudaki, Roland Philipp Hofmann und Bernhard Brandl sei gedankt.

Meinen Eltern sei für ihr stetes Interesse und ihre Unterstützungen gedankt.

Die ARGUS Kollaboration

H. Albrecht, H. Ehrlichmann, T. Hamacher, R. P. Hofmann, T. Kirchhoff, A. Nau, S. Nowak¹, H. Schröder, H. D. Schulz, M. Walter¹, R. Wurth
DESY, Hamburg, Germany

C. Hast, H. Kapitzka, H. Kolanoski, A. Kosche, A. Lange, A. Lindner, R. Mankel, M. Schieber, T. Siegmund, B. Spaan, H. Thurn, D. Töpfer, D. Wegener
Institut für Physik², Universität Dortmund, Germany

P. Eckstein, R. Schwierz, R. Waldi
Institut für Kern- und Teilchenphysik³, Technische Universität Dresden, Germany

M. Paulini, K. Reim, H. Wegener
Physikalisches Institut⁴, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

R. Eckmann, R. Mundt, T. Oest, R. Reiner, W. Schmidt-Parzefall
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany

J. Stiewe, S. Werner
Institut für Hochenergiephysik⁵, Universität Heidelberg, Germany

K. Ehret, W. Hofmann, A. Hüpper, S. Khan, K. T. Knöpfle, M. Seeger, J. Spengler
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. Britton⁶, C. E. K. Charlesworth⁷, K. W. Edwards⁸, E. R. F. Hyatt⁶, P. Krieger⁷, D. B. MacFarlane⁶, P. M. Patel⁶, J. D. Prentice⁷, P. R. B. Saull⁶, K. Tzamariudaki⁶, R. G. Van de Water⁷, T.-S. Yoon⁷
Institute of Particle Physics⁹, Canada

C. Frankl, D. Reßing, M. Schmidtler, M. Schneider, K. R. Schubert, S. Weseler
Institut für Experimentelle Kernphysik¹⁰, Universität Karlsruhe, Germany

G. Kernel, P. Križan, E. Križnič, T. Podobnik, T. Živko
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko¹¹, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Slovenia

V. Balagura, I. Belyaev, S. Chechelnitsky, M. Danilov, A. Droutskoy, Yu. Gershtein, A. Golutvin, I. Korolko, G. Kostina, D. Litvintsev, V. Lubimov, P. Pakhilov, S. Semenov, A. Snizhko, I. Tichomirov, Yu. Zaitsev
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

¹ DESY, III Zeuthen

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054D051P.

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055DD11P.

⁴ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

⁵ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055HD21P.

⁶ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁷ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁸ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁹ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

¹⁰ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055KA11P.

¹¹ Supported by the Department of Science and Technology of the Republic of Slovenia and the Internationales Büro KFA, Jülich.