

Interner Bericht
DESY F15-93-01
April 1993

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang	27. APR. 1993	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

**Untersuchung
semileptonischer $b \rightarrow c$ - und $b \rightarrow u$ -Zerfälle
und der Produktion geladener Kaonen aus B-Mesonen
mit dem ARGUS-Detektor**

von

T. Oest

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"**

**Untersuchung
semileptonischer $b \rightarrow c$ - und $b \rightarrow u$ -Zerfälle
und
der Produktion geladener Kaonen aus B-Mesonen
mit dem ARGUS-Detektor**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Thorsten Oest ✓
aus Otterndorf

Hamburg
1992

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall Prof. Dr. E. Lohrmann Dr. K. Königsmann
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall Dr. A. Ali
Datum der Disputation:	29.03.1993
Sprecher des Fachbereichs Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. G. Mack

Kurzfassung

Mit dem ARGUS-Detektor am e^+e^- -Speicherring DÖRIS II wurden semileptonische B-Zerfälle und die inklusive Produktion geladener Kaonen aus B-Mesonen untersucht.

Die Analyse semileptonischer B-Zerfälle basiert auf der Rekonstruktion des Neutrinoimpulses aus dem fehlenden Impuls im Ereignis. In Verbindung mit dem Impuls des nachgewiesenen Elektrons oder Myons dient er zur näherungsweise Bestimmung der Masse des hadronischen Endzustands aus dem semileptonischen Zerfall. Dadurch gelingt die Trennung verschiedener Zerfallskanäle, für die Leptonimpulsspektren bis hinunter zu 500 MeV gemessen wurden. Als Verzweigungsverhältnisse ergeben sich:

$$\begin{aligned}BR(B \rightarrow (D, D^*)l\nu) &= (5.0 \pm_{0.8}^{0.6} \pm_{0.4}^{0.6}) \% \\BR(B \rightarrow D^{**}l\nu) &= (3.8 \pm_{0.6}^{0.7} \pm_{0.4}^{0.3}) \% \\BR(B \rightarrow X_c l\nu) &= (9.2 \pm 0.3 \pm 0.5) \% \\BR(B \rightarrow X_u l\nu) &= (0.37 \pm 0.11 \pm 0.04) \% \\BR(B \rightarrow X l\nu) &= (9.4 \pm 0.3 \pm 0.6) \%\end{aligned}$$

Bei der Untersuchung des $b \rightarrow u$ -Übergangs $B^0 \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ wurde das Verfahren der Rekonstruktion des Neutrinoimpulses ebenfalls eingesetzt. 28 ± 10 Zerfälle von diesem Typ wurden gefunden. Daraus ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis bzw. eine obere Grenze von

$$BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) = (1.03 \pm 0.36 \pm 0.25) \cdot 10^{-3} < 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ (90 \% CL)}.$$

Im zweiten Teil der Arbeit wird die inklusive Produktion geladener Kaonen in B-Zerfällen behandelt. Zum Nachweis von Kaonen wurde ihr Zerfall herangezogen. Dies ergibt ein nahezu untergrundfreies Kaonsample. Die Produktionsrate wurde zu

$$\frac{N_{K^\pm}}{N_B} = 0.71 \pm 0.04 \pm 0.10$$

bestimmt. Aus dem gemessenen Impulsspektrum der Kaonen wurde eine obere Grenze für Beiträge aus Pinguinzerfällen im Impulsbereich $p_K > 1.5$ GeV von $N_{K^\pm}/N_B < 4.7\%$ mit 90% CL ermittelt.

Abstract

Using the ARGUS detector at the e^+e^- storage ring DORIS II semileptonic B decays and the production of charged kaons from B mesons have been studied.

The analysis of semileptonic decays is based on the reconstruction of the neutrino momentum from the missing momentum in the event. Together with the measured electron or muon this allows one to approximate the mass of the hadronic final state from the semileptonic decay. On this basis different decay channels can be separated and lepton momentum spectra have been measured. The following branching ratios were obtained:

$$\begin{aligned}BR(B \rightarrow (D, D^*)l\nu) &= (5.0 \pm_{0.8}^{0.6} \pm_{0.4}^{0.6}) \% \\BR(B \rightarrow D^{**}l\nu) &= (3.8 \pm_{0.6}^{0.7} \pm_{0.4}^{0.3}) \% \\BR(B \rightarrow X_c l\nu) &= (9.2 \pm 0.3 \pm 0.5) \% \\BR(B \rightarrow X_u l\nu) &= (0.37 \pm 0.11 \pm 0.04) \% \\BR(B \rightarrow X l\nu) &= (9.4 \pm 0.3 \pm 0.6) \%\end{aligned}$$

To study the exclusive $b \rightarrow u$ transition $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ the same method of reconstructing the neutrino momentum has also been used. In total 28 ± 10 decays were found, resulting in a branching ratio and an upper limit of

$$BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) = (1.03 \pm 0.36 \pm 0.25) \cdot 10^{-3} < 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ (90 \% CL)}.$$

In the second part of this work inclusive charged kaon production in B decays is investigated. Kaons were identified by their decay yielding a kaon sample nearly free of background. The production rate was determined to be

$$\frac{N_{K^\pm}}{N_B} = 0.71 \pm 0.04 \pm 0.10$$

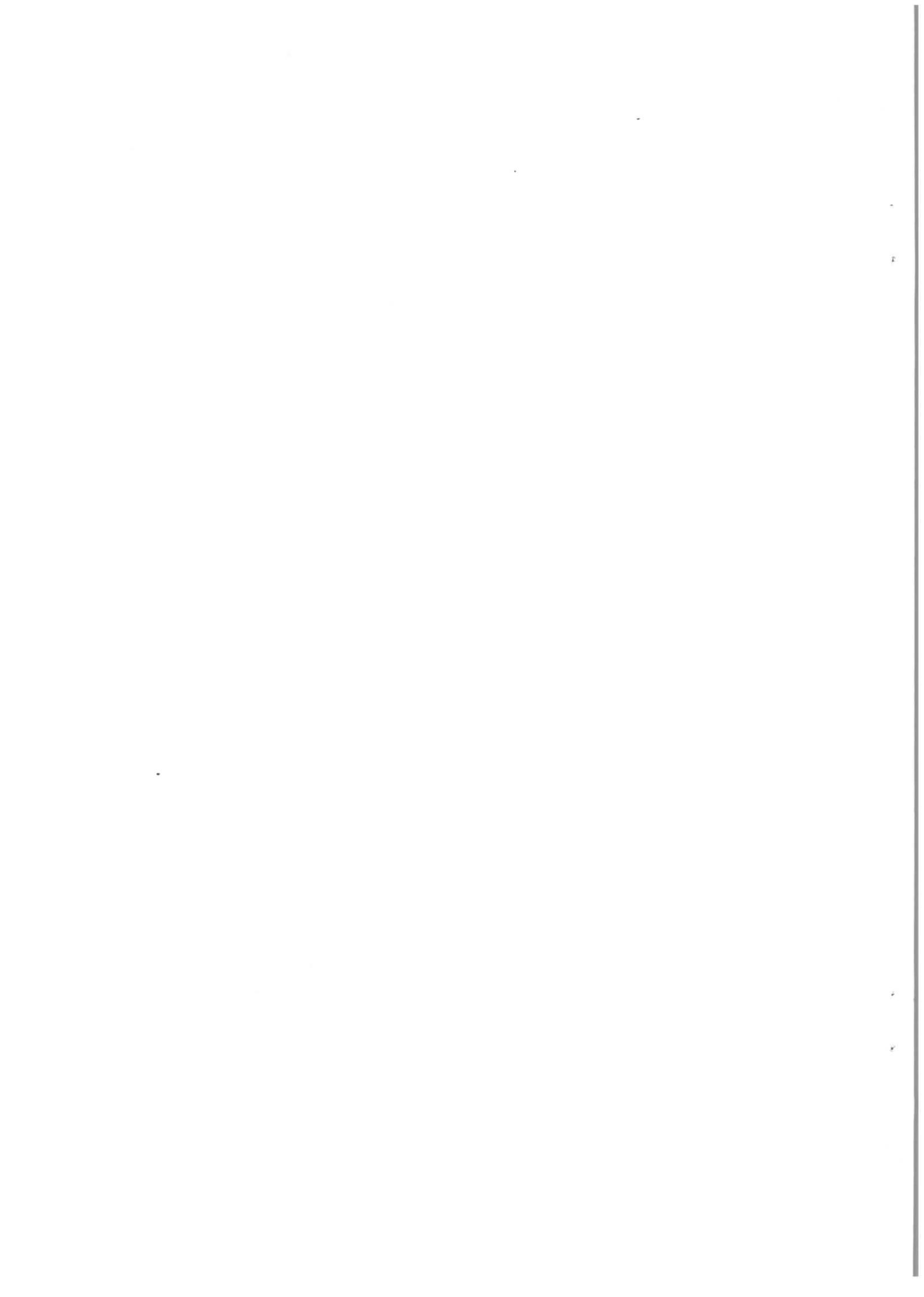
The measured momentum spectrum gives an upper limit for the contribution of kaons from penguin decays of $N_{K^\pm}/N_B < 4.7\%$ with 90 % CL for momenta $p_K > 1.5$ GeV.

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie semileptonischer B-Zerfälle	3
1.1	Die schwache Wechselwirkung	3
1.2	Messung der CKM-Matrixelemente	6
1.3	Beschreibung inklusiver semileptonischer B-Zerfälle	6
1.3.1	Das Spectator-Modell	7
1.3.2	Das Resonanz-Modell (GISW)	9
1.3.3	Das Hybrid-Modell für $b \rightarrow u$ Zerfälle (RDG)	11
1.3.4	Vergleich der Modellvorhersagen	11
1.4	Der semileptonische Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$	13
1.4.1	Die Formfaktormodelle	14
1.4.2	Die Heavy Quark-Symmetrie	18
1.4.3	Vergleich der Modelle	20
2	Beschreibung des Experiments	24
2.1	Produktion von B-Mesonen	24
2.2	Der Speicherring DORIS	26
2.3	Der ARGUS-Detektor	27
2.3.1	Die Hauptdriftkammer	27
2.3.2	Die Vertexdriftkammer	29
2.3.3	Das Flugzeitähler-System	30
2.3.4	Das Kalorimeter	31
2.3.5	Der Myonendetektor	32
2.3.6	Die radiale Materialverteilung	32
2.3.7	Das Triggersystem	32
2.3.8	Die Datennahme	34
2.4	Die Datenrekonstruktion	34
2.4.1	Spurrekonstruktion in der Haupt- und Vertexdriftkammer	34
2.4.2	Die Schauerzähler	35
2.5	Die Teilchenidentifikation	35
2.6	Die Luminositätsbestimmung	40
2.7	Die Simulation	40
3	Methoden zur Untersuchung semileptonischer B-Zerfälle	42
3.1	Die Kinematik der B-Mesonenerzeugung	42
3.2	Die Messung des Neutrinoimpulses	43
3.3	Die Trennung von semileptonischen und hadronischen B-Zerfällen	44

4	Die Analyse des Leptonspektrums semileptonischer B-Zerfälle	49
4.1	Die Multihadronselektion	51
4.2	Die Endselektion	51
4.2.1	Die Selektion von Leptonen	51
4.2.2	Die Untergrundreduktion	53
4.3	Die Datenanalyse	54
4.3.1	Die Untersuchung der \widetilde{M}_X -Spektren	54
4.3.2	Die systematischen Fehler	59
4.3.3	Ergebnisse	62
5	Die Analyse des Zerfalls $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$	66
5.1	Die Nachweismethode für exklusive semileptonische B-Zerfälle	66
5.2	Überblick über die Selektion	68
5.3	Die Datenselektion	69
5.3.1	Die Selektion von Leptonen und Pionen	69
5.3.2	Die Selektion von $l^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten	69
5.4	Die Datenanalyse	81
5.5	Die Rückstoßmassenmethode	84
6	Diskussion der Ergebnisse über semileptonische B-Zerfälle	87
6.1	Vergleich mit anderen Messungen	87
6.1.1	Die Gesamtrate semileptonischer B-Zerfälle	87
6.1.2	Semileptonische $b \rightarrow c$ -Zerfälle	90
6.1.3	Semileptonische $b \rightarrow u$ -Zerfälle	91
6.2	Physikalische Interpretation der Ergebnisse	92
6.2.1	Vergleich mit Modellen	93
6.2.2	Die Bestimmung von $ V_{cb} $	93
6.2.3	Die Bestimmung von $ V_{ub} $	95
6.3	Theoretische Vorhersagen für die CKM-Matrix	95
6.3.1	Das Standardmodell	95
6.3.2	Erweiterungen des Standardmodells	96
7	Das K^\pm-Spektrum aus $\Upsilon(4S)$-Zerfällen	99
7.1	Einleitung	99
7.2	Die Identifikation geladener Kaonen	102
7.3	Die Datenselektion	103
7.3.1	Die Selektion von Ereignissen	103
7.3.2	Die Identifikation von Kaonen	105
7.3.3	Die Untergrundsubtraktion	108
7.4	Die systematischen Fehler	110
7.5	Das Kaonimpulsspektrum	112
7.6	Diskussion der Ergebnisse	114
A	Formfaktorzerlegung	117
A.1	Der Wirkungsquerschnitt des semileptonischen B-Zerfalls	117
A.2	Formfaktorzerlegung	118
A.2.1	Pseudoskalare Mesonen	118
A.2.2	Vektormesonen	119

A.2.3	Äquivalente Formfaktorzerlegungen	120
A.2.4	Die Helizitätsformfaktoren	120
B	Die Simulation von B-Zerfällen	123
B.1	Matrixelemente	123
B.2	Die Zerfallswahrscheinlichkeiten	124
C	Tabellen zur Analyse des Leptonspektrums	127
C.1	Systematische Fehler, Nachweiswahrscheinlichkeit	127
C.2	Ergebnisse für die Zerfallsraten	130
C.2.1	Anpassung der theoretischen Spektren	130
C.2.2	Das inklusive Spektrum	130
C.2.3	Extrapolationsfaktoren	131



Einleitung

In dieser Arbeit werden Zerfälle von B-Mesonen behandelt. Untersuchungen solcher Reaktionen liefern Aufschluß über verschiedene Aspekte der starken und schwachen Wechselwirkung des Standardmodells. Die Entwicklung des Standardmodells in den letzten Jahrzehnten stellt einen bedeutenden Fortschritt für die Elementarteilchenphysik dar. Das Modell ist mit allen experimentellen Ergebnissen in Einklang. Die derzeitige Forschung nach einer übergeordneten Theorie ist begründet auf ungelösten Fragen bzgl. der Struktur der Theorie. Ein Problem besteht in der Frage, weshalb es drei Familien von Elementarteilchen gibt. Im Standardmodell tritt eine direkte Kopplung zwischen Teilchen verschiedener Familien nur bei der schwachen Wechselwirkung auf. Ein Verständnis dieser Prozesse ist deshalb eng mit der Suche nach einer Lösung des Familienproblems verknüpft. Die Struktur der schwachen Wechselwirkung an sich ist im Standardmodell festgelegt. Hingegen wird die relative Kopplungsstärke durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM)-Matrix beschrieben [1]. Derzeit sind die Elemente dieser 3×3 Matrix bez. der leichten Quarks u, d, s, c mit einer Ungenauigkeit von weniger als 10 % bekannt. Bei den schweren Quarks b und t tritt die Schwierigkeit auf, daß die zugehörigen Parameter, und damit auch die Zerfallsraten, zum Teil sehr klein sind. Ferner erschweren die hohen Massen dieser Quarks die experimentellen Untersuchungen. So ist der direkte Nachweis des t -Quarks bisher nicht gelungen. Die Untersuchung von B-Mesonen als Träger von b -Quarks spielt eine wichtige Rolle. Messungen der B-Mesonzerfälle erlauben die Bestimmung zweier Parameter $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$ der CKM-Matrix entsprechend den zugrundeliegenden Quarkzerfällen $b \rightarrow c$ und $b \rightarrow u$. Der letztgenannte Quarkübergang konnte 1990 erstmalig von CLEO und ARGUS nachgewiesen werden [2,3].

Im ersten Teil dieser Arbeit werden inklusive und exklusive semileptonische B-Mesonzerfälle der folgenden Art untersucht ¹:

$$\begin{aligned} B &\rightarrow (D, D^*) \quad l \nu \\ B &\rightarrow D^{**} \quad l \nu \\ B^+ &\rightarrow \rho^0 \quad l^+ \nu \\ B &\rightarrow X_u \quad l \nu \\ B &\rightarrow X \quad l \nu \end{aligned}$$

Die genannten Zerfälle beinhalten sowohl $b \rightarrow c$ - als auch $b \rightarrow u$ -Quarkübergänge und eignen sich deshalb zur Bestimmung beider Parameter $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$.

Nachteilig bei der Untersuchung semileptonischer Zerfälle wirkt sich das Vorhandensein eines Neutrinos aus, welches nicht beobachtet werden kann. In dieser Arbeit wird eine neue Methode zur Analyse semileptonischer B-Zerfälle angewandt. Sie beruht auf der näher-

¹X steht hier für einen beliebigen Zustand. Der Index $_u$ deutet an, daß es sich um einen Zustand aus einem $b \rightarrow u$ -Übergang handelt. Im folgenden schließen die angegebenen Zerfälle auch die ladungskonjugierten Reaktionen mit ein.

ungsweisen Bestimmung des Neutrinoimpulses aus dem fehlenden Impuls im Ereignis und ermöglicht eine bessere Trennung unterschiedlicher semileptonischer Zerfallskanäle.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der inklusiven Produktion geladener K-Mesonen in B-Zerfällen:

$$B \rightarrow K^\pm X$$

K-Mesonen besitzen ein s -Quark. Dieses entsteht in $B\bar{B}$ -Ereignissen hauptsächlich über schwache Zerfallskaskaden aus den primär erzeugten b -Quarks. Besonderes Interesse besteht in der Untersuchung schneller K-Mesonen. Diese können von den seltenen Pinguinzerfällen herrühren. Solche Zerfälle geschehen durch einen *flavour changing neutral current* und sind im Standardmodell nur durch eine Schleife im Feynmandiagramm möglich. Experimentell ist die Messung schneller K-Mesonen schwierig, da die Teilchenidentifikation mit zunehmendem Impuls schlechter wird. In dieser Analyse wird der Zerfall der geladenen Kaonen zur Identifikation genutzt. Die Methode liefert ein annähernd untergrundfreies Sample von Kaonen. Bestimmt wird daraus das Impulsspektrum. Dieses wird verglichen mit Vorhersagen aus Simulationsprogrammen und dient zur Suche nach Pinguinzerfällen.

Die ersten Kapitel dieser Arbeit behandeln die semileptonischen B-Zerfälle. Auf die Analyse des Kaonspektrums wird im letzten Kapitel eingegangen.

Die Forderung nach Lokalität der $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ -Symmetrie führt auf die Wechselwirkungen der Fermionen.

Graphisch ist die Kopplung der Fermionen an die Eichfelder in Abbildung 1.1 dargestellt. In der Lagrangedichte stehen die Eichfelder \mathbf{E} und die Operatoren \mathbf{O} , welche Darstellungen der Gruppen sind. Die Operatoren \mathbf{O} wirken derart auf die Fermionfelder, daß die Gesamtladung am Vertex erhalten ist.

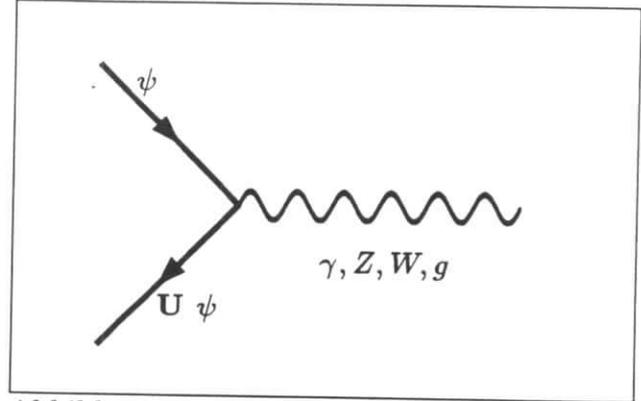


Abbildung 1.1: Kopplung der Fermionen an die Eichfelder.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Int} &= \sum_{\substack{i=SU(3), \\ SU(2), U(1)}} -g_i \bar{\psi}' \gamma^\mu \mathbf{E}_{i\mu}^a \mathbf{O}_i^a \psi' + h.c. \\ &= -\bar{\psi}' \gamma^\mu \left(\underbrace{g_s \mathbf{G}_\mu^a \mathbf{F}_a}_{SU(3)} + \underbrace{g \mathbf{W}_\mu^a \mathbf{T}_a}_{SU(2)} + \underbrace{g' \mathbf{B}_\mu \mathbf{Y}}_{U(1)} \right) \psi' + h.c. \end{aligned} \quad (1.3)$$

ψ' ist hier der Vektor aller Fermionfelder $\psi' = (\nu'_{e,L}, e'_L, e'_R, \dots, b'_R \text{ blau})$, wobei ' andeutet, daß es sich um Felder definierter Ladungen handelt. Hier interessiert insbesondere der schwache geladene Strom, der explizit angegeben sei:

$$\mathcal{L}_{Int}^{CC} = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \vartheta_W} W_\lambda^+ \bar{\psi}' \gamma^\lambda \mathbf{T}_+ \psi' + h.c. \quad (1.4)$$

\mathbf{T}_+ ist der Aufsteigeoperator der schwachen Isospingruppe. Schreibt man den Anteil des geladenen Stroms explizit aus, erkennt man die Wirkung des Aufsteigeoperators:

$$\mathcal{L}_{Int}^{CC} = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \vartheta_W} W_\lambda^+ \left\{ (\bar{\nu}'_e, \bar{\nu}'_\mu, \bar{\nu}'_\tau)^L \gamma^\lambda \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}^L + (\bar{u}', \bar{c}', \bar{t}')^L \gamma^\lambda \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}^L \right\} + h.c. \quad (1.5)$$

Die Erzeugung der Fermionmassen wird im Standardmodell durch die Kopplung an das Higgsfeld ϕ verstanden. Dies wird in der Lagrangedichte durch eine Yukawakopplung beschrieben.

$$\mathcal{L}_{Yuk} = \bar{\psi}' \phi_i \mathbf{C}_i \psi' + h.c. \quad (1.6)$$

Die Matrizen \mathbf{C}_i geben an, welche Fermionen an das Higgsboson koppeln und ob sich dabei das Fermion umwandelt. Bei einer skalaren Kopplung, wie sie hier vorliegt, kann nur ein Teilchen an ein Antiteilchen gleicher Helizität koppeln. Da sich die Fermionen und Antifermionen gleicher Helizität in der schwachen Hyperladung unterscheiden, muß das Higgsfeld ein schwaches Isodublett mit der schwachen Hyperladung $\frac{1}{2}$ sein. Daher rührt der Index i für die beiden Komponenten des Higgsfeldes. Bezüglich der $SU(3)$ und $U(1)$ ist ϕ invariant, wirkt also unabhängig von der Farb- oder Hyperladung der Felder. Im folgenden werden Indizes für die starke Ladung und Summen über diesen Freiheitsgrad unterdrückt, da dieses für die weitere Diskussion nicht von Bedeutung ist. Nach der spontanen Symmetriebrechung

ergeben sich die Massenterme der Lagrangedichte:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Masse} = & -(\bar{u}', \bar{c}', \bar{t}')^R \mathbf{M}_u \begin{pmatrix} u' \\ c' \\ t' \end{pmatrix}^L - (\bar{d}', \bar{s}', \bar{b}')^R \mathbf{M}_d \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix}^L \\ & -(\bar{e}', \bar{\mu}', \bar{\tau}')^R \mathbf{M}_e \begin{pmatrix} e' \\ \mu' \\ \tau' \end{pmatrix}^L + h.c. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Die Massenmatrizen \mathbf{M}_u , \mathbf{M}_d und \mathbf{M}_e enthalten die Matrizen \mathbf{C}_i und sind proportional zum Vakuumerwartungswert des Higgsfeldes. Bisher wurde die Theorie mittels Felder definierter Ladungen beschrieben. Um freie Teilchen zu beschreiben, ist es erforderlich, auf die Felder mit definierten Massen überzugehen. Dies geschieht durch Diagonalisierung der Massenmatrizen. Hierfür stehen die obengenannten Transformationen zur Verfügung ($\psi_i^{R,L} \rightarrow \psi_i^{R,L} \equiv \mathbf{U}_i^{R,L} \psi_i'^{R,L}$).

Bei den Leptonen hat man lediglich eine Matrix zu diagonalisieren. Man benötigt nur \mathbf{U}_e^R und \mathbf{U}_e^L . Setzt man sinnvollerweise $\mathbf{U}_\nu^L = \mathbf{U}_e^L$, hat man sowohl Leptonfelder definierter Massen als auch definierter schwacher Ladung. Bei den Quarks hat man diese Freiheit nicht, da zwei Matrizen diagonalisiert werden müssen, und erhält deshalb:

$$\mathcal{L}_{Int}^{CC} = -\frac{e}{\sqrt{2} \sin \vartheta_W} W_\lambda^+ \left\{ (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})^L \gamma^\lambda \underbrace{(\mathbf{U}_u^L)^\dagger \mathbf{U}_d^L}_{\equiv \mathbf{V}_{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}^L \right\} + h.c. \quad (1.8)$$

Die Matrix \mathbf{V}_{CKM} ist die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix. Die CKM-Matrix ist, da gebildet aus zwei unitären Matrizen, selbst unitär. Die Zahl der Parameter läßt sich von $3^2 = 9$ auf 4 reduzieren, da Phasentransformationen² der Quarks ausgenutzt werden können. In der Standardgestalt stellt sie sich dar als [5]:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_1 c_2 & s_1 c_2 & s_2 e^{-i\delta} \\ -s_1 c_3 - c_1 s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_3 - s_1 s_2 s_3 e^{i\delta} & s_3 c_2 \\ s_1 s_3 - c_1 s_2 c_3 e^{i\delta} & -c_1 s_3 - s_1 s_2 c_3 e^{i\delta} & c_3 c_2 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Definiert ist $c_i \equiv \cos \vartheta_i$ und $s_i \equiv \sin \vartheta_i$. Die Parameter sind beschränkt auf den Bereich $0 \leq \vartheta_i \leq \pi/2$ und $0 \leq \delta \leq 2\pi$. Phänomenologisch weiß man, daß die Diagonalelemente der CKM-Matrix nahe bei 1 liegen. Entwickelt man die Matrix nach dem ersten Nichtdiagonalelement $|V_{us}| \equiv \lambda$ bis zur dritten Ordnung, erhält man die einfache Form [6]:

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A \lambda^3 \rho e^{i\delta} \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A \lambda^2 \\ A \lambda^3 (1 - \rho e^{i\delta}) & -A \lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Hier ist λ der Cabibbo-Winkel $\sin \vartheta_C$. Man sieht, daß in erster Näherung die ersten beiden Familien von der dritten entkoppeln. Als freie Parameter gehen in die Massenmatrizen und die CKM-Matrix 9 Fermionmassen, 3 CKM-Winkel, eine CKM-Phase ein.

²Aus 3×3 Phasen ergeben sich 5 Phasendifferenzen.

1.2 Messung der CKM-Matrixelemente

Im elektroschwachen Sektor des Standardmodells tauchen wie dargelegt eine Reihe von freien Parametern auf, deren Werte nach unserem bisherigen Kenntnisstand willkürlich erscheinen. Die Messung dieser Parameter bildet einen wichtigen Punkt der physikalischen Forschung. Während man die Massen der Teilchen durch den direkten Nachweis der Leptonen bzw. durch das Massenspektrum der Hadronen mißt, besteht der Zugang zu den CKM-Matrixelementen über die schwache Wechselwirkung. Die Kenntnis der Parameter ist notwendig zur Untersuchung verschiedener Fragestellungen:

- **Ist die CKM-Matrix unitär?**

Dies ist ein Test des Standardmodells. Zusätzliche Quarks könnten die Unitarität der 3×3 Matrix verletzen.

- **Kann das Standardmodell die CP-Verletzung erklären?**

Die CP-Verletzung konnte bisher nur bei K-Mesonen nachgewiesen werden. Um die CP-Verletzung im Standardmodell vorhersagen zu können, müssen alle Parameter der CKM-Matrix bekannt sein.

- **Wie erklären sich die Fermionmassen?**

Auch wenn man in Zukunft das Higgsboson nachweisen sollte, ist damit noch nicht das Massenproblem gelöst. Vielmehr bleibt die Frage, wieso das Higgsboson an die unterschiedlichen Fermionen unterschiedlich stark koppelt, was zu den verschiedenen Massen führt. Hat man alle Massen und CKM-Matrixparameter gemessen, kann man Informationen über die oben erwähnten Transformationsmatrizen U_u^L, U_d^L gewinnen. Man hofft, die Theorie mittels einfacher Massenmatrizen beschreiben zu können. Nach einer Transformation sollte sich daraus die bekannte CKM-Matrix ergeben.

Die Massen der Fermionen sind recht gut bekannt, mit Ausnahme des Topquarks, welches bisher noch nicht nachgewiesen werden konnte. Bei der CKM-Matrix bestehen für die Elemente, die zur dritten Familie gehören, keine präzisen Messungen. Dies sieht man an den bestehenden Grenzen für die Elemente (90 % Confidence Level)[5]:

$$|V_{CKM}| = \begin{pmatrix} 0.9728-0.9757 & 0.218-0.224 & 0.002-0.007 \\ 0.179 & -0.228 & 0.864-0.975 \\ 0.0 & -0.14 & 0.0 & -0.45 & 0.0 & -0.9995 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

1.3 Beschreibung inklusiver semileptonischer B-Zerfälle

In diesem Abschnitt sollen theoretische Modelle zur Beschreibung inklusiver semileptonischer B-Zerfälle vorgestellt werden. Das Feynmandiagramm für einen semileptonischen Zerfall ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Der Endzustand $X_{q=c,u}$ steht hier für einen beliebigen hadronischen Endzustand. Der Index zeigt an, ob der Zustand ein Charmquark enthält und von einem $b \rightarrow c$ -Zerfall herrührt, oder aber von einem $b \rightarrow u$ Übergang. Da es keine starke Wechselwirkung zwischen den Leptonen und den Quarks im Endzustand gibt, faktorisiert das Matrixelement in einen leptonischen und einen hadronischen Anteil:

$$\begin{aligned} M &= \langle X_q l^+ \nu | B \rangle \\ &= -\frac{i}{\sqrt{2}} G_F V_{qb} \langle l^+ \nu | J_l^\dagger | 0 \rangle \langle X_q | J_h^\mu | B \rangle \end{aligned} \quad (1.12)$$

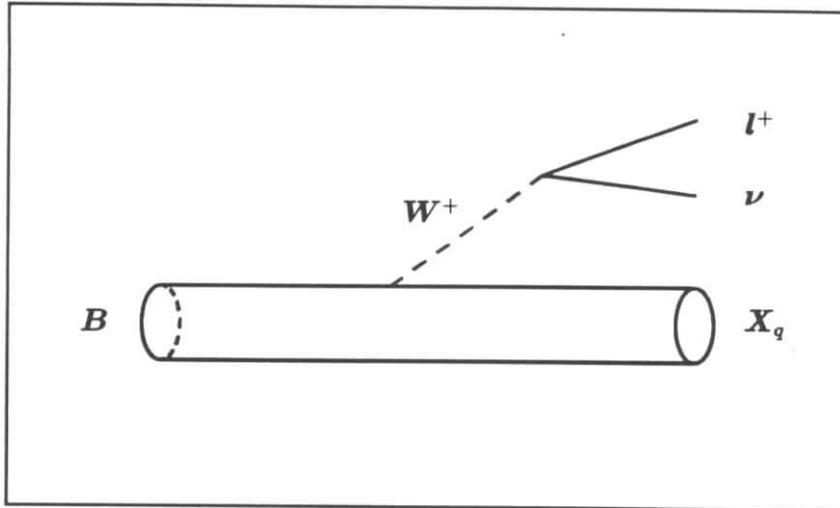


Abbildung 1.2: Feynmandiagramm für den semileptonischen Zerfall $B \rightarrow X_q l^+ \nu$.

Man erkennt die Fermikonstante G_F vom W -Propagator und das CKM-Matrixelement V_{qb} aus dem zugrunde liegenden Quarkzerfall $b \rightarrow q$. Der leptonic Anteil des Stroms ist bekannt und kann unter Verwendung der Feynmanregeln analytisch dargestellt werden (siehe Anhang A), während das hadronische Matrixelement QCD-Effekte enthält, die nicht störungstheoretisch behandelt werden können.³

Es verbleibt die Bestimmung des hadronischen Matrixelements. In der Literatur befinden sich zwei Methoden, die hier erläutert werden sollen. Die erste Methode beschreibt den Prozeß durch den Zerfall des schweren Quarks, wobei das zweite Quark im B-Meson als nichtbeteiligt (Spectator) erachtet wird. Bei der zweiten Methode wird der Zerfall durch die Summe von Resonanzzerfällen angenähert.

1.3.1 Das Spectator-Modell

Das ACCMM-Modell

Das Modell von Altarelli, Cabibbo, Corbò, Maiani und Martinelli beschreibt den Zerfall durch den zugrundeliegenden Quarkübergang [8]. Für einen Quarkzerfall kann die Zerfallsbreite in erster Ordnung direkt berechnet werden:

$$\Gamma^0(b \rightarrow q l \nu) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192 \pi^3} |V_{qb}|^2 (1 - 8\epsilon^2 + 8\epsilon^6 - \epsilon^8 - 24\epsilon^4 \log \epsilon) \quad (1.13)$$

mit $\epsilon = \frac{m_q}{m_b}$

Der letzte Term ist ein Phasenraumfaktor. Numerische Werte sind der Tabelle 1.1 zu entnehmen. Um vom Zerfall der Mesonen zum Quarkniveau zu gelangen, müssen folgende

³Photonabstrahlung durch das Lepton wird hier vernachlässigt, da dieses nur zu geringfügigen Änderung führt[7].

Modell	Parameter	$b \rightarrow c$	$b \rightarrow u$
		Γ in $10^{12} V_{cb} ^2 s^{-1}$	Γ in $10^{12} V_{ub} ^2 s^{-1}$
Γ^0	$m_{b,c,u} = 5, 1.7, 0 \text{ GeV}$	47	109
ACCMM [8]	$m_c = 1.7 \text{ GeV}, p_F = 0.15 \text{ GeV}$	42	91
BP [10]	$m_c = 1.7 \text{ GeV}, \epsilon_p = 0.006$	25	68
GISW [16]	$\kappa = 0.7$	41	43
GISW [16]	$\kappa = 1.0$	49	105
RDG [17]			98

Tabelle 1.1: Vorhersagen für die inklusiven Raten semileptonischer Zerfälle. Die Parameter sind in den entsprechenden Veröffentlichungen beschrieben.

Annahmen gemacht werden:

- Das B-Meson kann als ein Zustand aus einem b-Quark und einem leichten Quark q_{spec} verstanden werden. Die Wellenfunktion $\Phi_B = \langle B | b\bar{q}_{spec} \rangle$ wird durch ein Modell angenähert.
- Die Quarks im Endzustand werden als freie Partonen beschrieben. Die Fragmentation hat keinen Einfluß auf die Zerfallsrate: $\langle q\bar{q}_{spec} | X \rangle = 1$.

Damit wird aus dem hadronischen Matrixelement:

$$\begin{aligned}
 \langle B | J_h^\mu | X \rangle &\rightarrow \langle B | b\bar{q}_{spec} \rangle \langle b\bar{q}_{spec} | J_h^\mu | q\bar{q}_{spec} \rangle \langle q\bar{q}_{spec} | X \rangle \\
 &\rightarrow \Phi_B \langle b\bar{q}_{spec} | J_h^\mu | q\bar{q}_{spec} \rangle
 \end{aligned} \tag{1.14}$$

Auf der rechten Seite muß über die Impulse der Quarks integriert werden, was hier nicht explizit angegeben wurde. Der Zerfall des b-Quarks kann nun direkt als schwacher Zerfall berechnet werden. Dabei werden Korrekturen durch Gluonabstrahlung berücksichtigt. Man verbleibt mit einer Modellabhängigkeit durch die unbekannte Wellenfunktion des B-Mesons. Die benutzte Wellenfunktion ist eine Gaußfunktion für den b-Impuls mit einem Mittelwert p_F . Als zusätzliche Parameter treten die Massen des B-Mesons und der beiden Quarks im Endzustand auf.

Die totalen Zerfallsbreiten, für typische Parameterwerte ($m_c = 1.7 \text{ GeV}$, $m_{spec,u} = 0.15 \text{ GeV}$, $p_F = 0.15 \text{ GeV}$), sind der Tabelle 1.1 zu entnehmen.

Aus der Masse des Spectatorquarks ergibt sich die untere Massengrenze für den hadronischen Endzustand. Im ACCMM-Modell ist diese Grenze nicht gleich der physikalischen Massengrenze. Im erweiterten Spectatormodell (BKP) wird die Massengrenze den physikalischen Werten, der D -Masse bei $b \rightarrow c$ -Zerfällen und der π -Masse bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen, angepaßt [9]. Dazu wird die Masse des Spectatorquarks derart festgelegt, daß die kinematische Grenze erreicht werden kann. Die Vorhersagen dieses Modells werden später beim Vergleich der Massenverteilungen noch gezeigt.

Das Parton-Modell von Bareiß und Paschos (BP)

Das Modell von Bareiß und Paschos [10] ähnelt dem ACCMM-Modell. Der Unterschied besteht in der Beschreibung der Impulsverteilung des b-Quarks im B-Meson. Im ACCMM-

Modell wird eine Gaußverteilung für den Impuls angenommen. Im BP-Modell wird die ad hoc-Annahme einer Gaußverteilung nicht benötigt.

Der Zerfall wird im *infinite momentum frame* betrachtet. In diesem System ist die Impulsverteilungsfunktion für das b -Quark im B-Meson gleich der Fragmentationsfunktion für die Erzeugung eines B-Mesons aus einem schnellen b -Quark. Benutzt wird die Peterson-Parametrisierung [11], die gut mit Messungen der Fragmentation übereinstimmt. Somit wird der Ansatz für eine Impulsverteilung durch eine gemessene Verteilung ersetzt. Die Unsicherheit aufgrund einer Änderung der Parameterwerte in diesem Modell beträgt etwa 20 %.

Das Quark-Gluon-String Modell

Dieses Modell beschreibt die Pionmultiplizität im hadronischen Endzustand bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen [12]. Ausgangspunkt bildet das Quark-Gluon-String Modell, bei dem sich zwischen den beiden primären Quarks im Endzustand ein Quark-Gluon-String ausbildet. Hieraus werden Pionen produziert. Die Pionmultiplizität ergibt sich aus Fragmentationsfunktionen, wobei die Streuung um die mittlere Multiplizität durch eine Binominalverteilung dargestellt wird. Dieses Modell liefert gute Übereinstimmung für die Multiplizität in e^+e^- -Vernichtung bei vergleichbaren Energien. Auch die Zerfallsbreiten für die Prozesse $B \rightarrow D^{(*)} + n\pi$ wurden, soweit gemessen, bestätigt [13,14].

Für $b \rightarrow u$ -Zerfälle erhält man die folgende Verteilung für die Pionenmultiplizität:

n	1	2	3	4	5
$\frac{BR(B \rightarrow e^+\nu + n\pi)}{\sum_{m<5} BR(B \rightarrow e^+\nu + m\pi)}$	6.5 %	24.4 %	32.8 %	27.4 %	9.0 %

Um absolute Raten zu erhalten, kann auf das ACCMM-Modell normiert werden. Die Unterdrückung hoher Pionmultiplizitäten ist in Übereinstimmung mit dem *low energy theorem* aus der chiralen Symmetrie, welches besagt, daß die Zerfallsrate verschwindet, wenn der Impuls eines Pions gegen Null geht [15].

1.3.2 Das Resonanz-Modell (GISW)

Im Modell von Grinstein, Isgur, Scora und Wise wird der Endzustand als eine Summe von Mesonen verstanden [16]. Dabei betrachten die Autoren außer den (1S)-Wellen die (1P)- und (2S)-Zustände. Dieses sind acht Zustände, über die summiert wird. Die einzelnen Zerfallsraten werden berechnet, indem für die Wellenfunktionen ein nichtrelativistisches Modell verwendet wird. Für den Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ wird dies später noch genauer beschrieben. Dort wird auch der Parameter κ erklärt. Dieser wird benutzt, um das Modell mit dem gemessenen Pion-Formfaktor in Übereinstimmung zu bringen. Bei kleinen Impulsüberträgen benötigt man einen Wert von $\kappa = 0.7$, während bei hohen Impulsüberträgen, wie sie bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen auftreten, ein Wert von $\kappa = 1$ eine bessere Beschreibung liefert. Für das unkorrigierte Modell ist $\kappa = 1$.

Abbildung 1.4 zeigt die hadronische Massenverteilung bei $B^0 \rightarrow X_u l^+ \nu$ -Zerfällen. Verglichen wird es mit der Massenverteilung des BP-Modells und dem modifizierten ACCMM-Modell. Im GISW-Modell erkennt man deutlich die Anteile der Pion- und Rhoresonanz. Für $b \rightarrow c$ Zerfälle ist ein Vergleich bei höheren Massen interessant, wo das Mesonenspektrum einen kontinuierlichen Charakter annimmt (Abbildung 1.3).

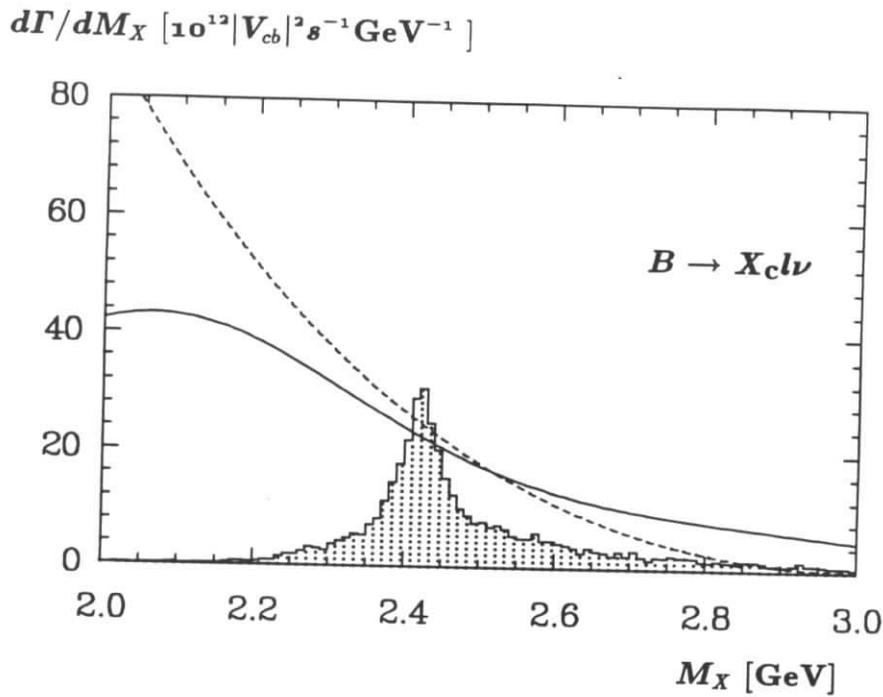


Abbildung 1.3: Hadronische Massenverteilung für inklusive semileptonische $b \rightarrow c$ -Zerfälle. Das Histogramm zeigt den D^{**} -Anteil in GISW-Modell ($\kappa = 0.7$). Die durchgezogene Kurve entspricht dem BP-Modell und die gestrichelte Linie dem erweiterten ACCMM-Modell.

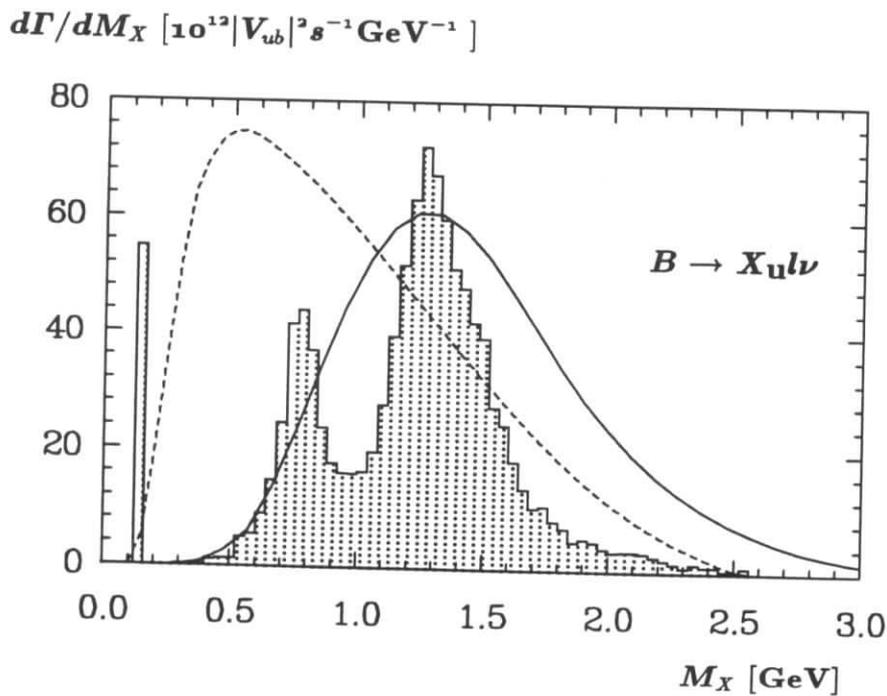


Abbildung 1.4: Hadronische Massenverteilung für inklusive semileptonische $b \rightarrow u$ -Zerfälle. Das Histogramm zeigt das GISW-Modell ($\kappa = 0.7$). Die durchgezogene Kurve entspricht dem BP-Modell und die gestrichelte Linie dem erweiterten ACCMM-Modell.

1.3.3 Das Hybrid-Modell für $b \rightarrow u$ Zerfälle (RDG)

Das Hybrid-Modell kombiniert das Spectator-Modell (ACCMM) und das GISW-Modell [17]. Bei hohen Energien des hadronischen Endzustandes wird die Gültigkeit des Partonmodells angenommen und der Zerfall mit dem ACCMM-Modell beschrieben. Bei kleinen Energien werden Resonanzstrukturen erwartet. Deshalb verwenden die Autoren in diesem Bereich das GISW-Modell. Die typische Energie, bei der der Übergang zwischen den Modellen vorgenommen wird, liegt bei 1.5 GeV.

Es ergeben sich keine drastischen Änderungen zum ACCMM-Modell, da bei kleinen Quarkimpulsen die verwendeten Modelle in etwa übereinstimmen. Die Gluon-Korrekturen wurden nicht direkt berücksichtigt, da sie im GISW-Modell nicht enthalten sind. Um den durch Gluonabstrahlung verursachten Effekt eines weicheren Leptonspektrums zu simulieren, wurde lediglich eine höhere Masse des u -Quarks verwendet ($m_u = 0.5$ GeV).

1.3.4 Vergleich der Modellvorhersagen

Um die kinematischen Gültigkeitsbereiche der Modelle zu untersuchen, ist es sinnvoll, den Limes unendlicher Massen der schweren b - und c -Quarks zu betrachten. Folgende theoretische Aussagen können gemacht werden:

- Bei Integration über die hadronische Masse des Endzustands bestätigt sich das Spectator-Modell für $b \rightarrow c$ -Zerfälle. Für $b \rightarrow u$ -Zerfälle kann dieses nur für den Bereich großer hadronischer Massen gezeigt werden [18].
- $b \rightarrow c$ -Zerfälle werden in diesem Limes vollständig durch die exklusiven Kanäle $B \rightarrow D l \nu$ und $B \rightarrow D^* l \nu$ gesättigt [19].

Bei $b \rightarrow c$ -Zerfällen finden das ACCMM- und GISW-Modell von dieser Seite theoretische Bestätigung. Im Falle von $b \rightarrow u$ -Zerfällen ist das GISW-Modell bei kleinen hadronischen Massen und das Spectator-Modell bei hohen Massen vorzuziehen. Das Hybrid-Modell verbindet die beiden Modelle in diesem Sinne. Weiter ist zu bemerken, daß das GISW-Modell nur die untersten Resonanzen enthält. Bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen ist damit der Massenbereich bis etwa 1.7 GeV abgedeckt.

Bei dem Vergleich der Modelle fällt auf, daß die Formen der Leptonspektren ähnlich sind (Abbildung 1.5 und 1.6). Hingegen treten Unterschiede bei der Normierung und bei der Massenverteilung des hadronischen Endzustandes auf (Tabelle 1.1, Abbildung 1.3 und 1.4). Zunächst fällt das BP-Modell auf, das wesentlich geringere Raten für $b \rightarrow c$ -Zerfälle vorhersagt als die restlichen Modelle. Bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen gibt das GISW-Modell mit $\kappa = 0.7$ die geringste Rate an. Hier sind jedoch nur die niedrigsten Resonanzen berücksichtigt. Der Vergleich der Massenspektren läßt durchaus eine Erhöhung der Rate in der Größenordnung von 20 – 30% vermuten. Weiter sei noch der bereits erwähnte Unsicherheitsfaktor durch die Wahl von κ erwähnt.

Beim Vergleich der Massenspektren zeigt sich, daß die Spectator-Modelle für $b \rightarrow c$ -Zerfälle im Bereich angeregter Zustände (D^{**} -Mesonen) eine höhere Rate als das GISW-Modell vorhersagen. Quantitativ ist dieses schwer zu vergleichen, da nicht eindeutig festliegt, über welchen Massenbereich zu mitteln ist. Bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen liegt das GISW-Modell zwischen den beiden Spectatormodellen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß Unterschiede zwischen den Modellen bezüglich der Rate und des hadronischen Massenspektrums bestehen. Aus der Betrachtung des Limes

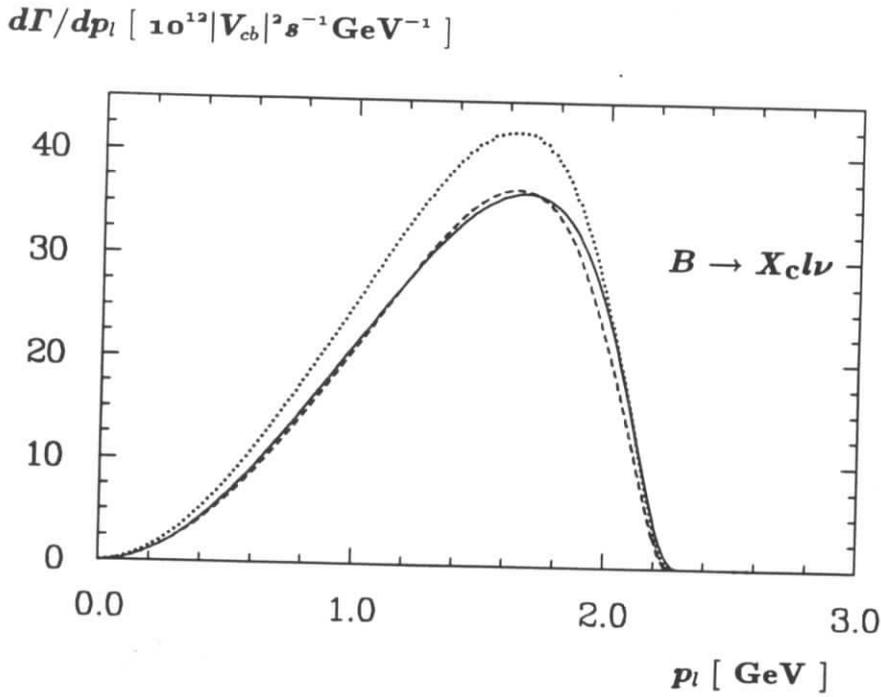


Abbildung 1.5: Leptonimpulsverteilung für inklusive semileptonische $b \rightarrow c$ -Zerfälle. Die durchgezogene Kurve zeigt das ACCMM-Modell. Gestrichelt bzw. gepunktet ist das GISW-Modell mit Werten für κ von 0.7 und 1 dargestellt.

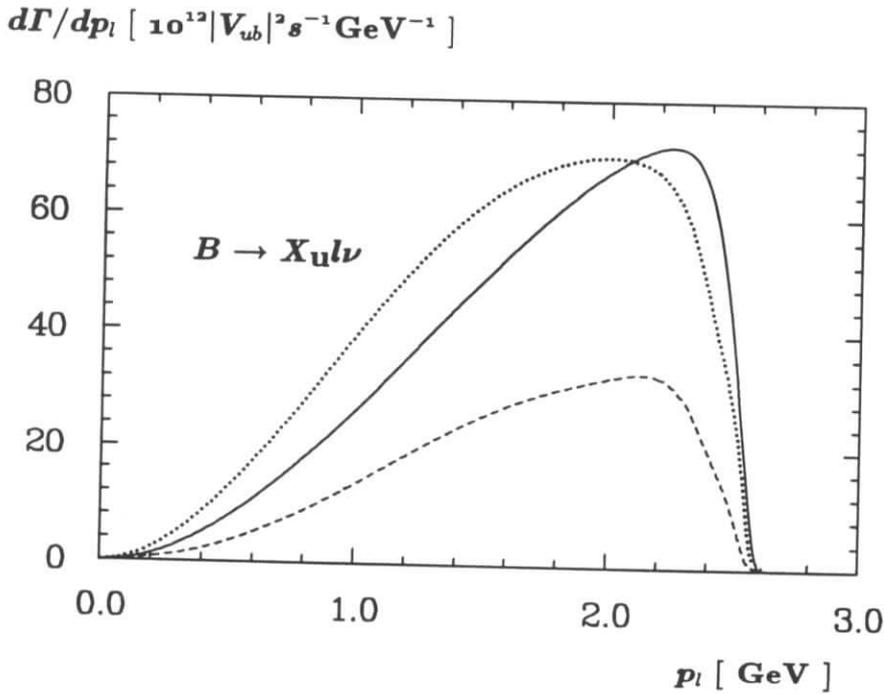


Abbildung 1.6: Leptonimpulsverteilung für inklusive semileptonische $b \rightarrow u$ -Zerfälle. Die durchgezogene Kurve zeigt das ACCMM-Modell. Gestrichelt bzw. gepunktet ist das GISW-Modell mit Werten für κ von 0.7 und 1 dargestellt.

mit unendlich schweren b - und c -Quarks ergeben sich Einschränkungen für die Gültigkeitsbereiche der Modelle.

1.4 Der semileptonische Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$

In diesem Abschnitt sollen theoretische Modelle zur Beschreibung des semileptonischen Zerfalls $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ vorgestellt werden. Auch hier ist das Feynmandiagramm in Abbildung 1.2 zu betrachten. Das faktorisierte Matrixelement hat die Form:

$$M = -\frac{i}{\sqrt{2}} G_F V_{ub} \sum_{\lambda_\rho, \lambda_{l\nu}} \langle l^+ \nu | J_{l\mu}^\dagger | 0 \rangle \langle \rho^0 | J_h^\mu | B^+ \rangle \quad (1.15)$$

Dabei ist hier die Summe über die möglichen Polarisierungen explizit angegeben. Wie bei den inklusiven Zerfällen besteht die Schwierigkeit darin, den hadronischen Anteil zu berechnen. Da die Quantenzahlen des hadronischen Endzustands bekannt sind, kann die Lorentzinvarianz ausgenutzt werden und das Matrixelement in Abhängigkeit von vier reellen Formfaktoren dargestellt werden⁴

$$\begin{aligned} \langle \rho^- | V_\mu | B^0 \rangle &= i F^V(q^2) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^{*\nu} p_B^\rho p_\rho^\sigma \\ \langle \rho^- | A_\mu | B^0 \rangle &= \epsilon_\rho^{*\nu} \left\{ F_1^A(q^2) g_{\mu\nu} + F_2^A(q^2) p_{B\nu} p_{B\mu} + F_3^A(q^2) p_{B\nu} q_\mu \right\} \end{aligned} \quad (1.16)$$

Die Formfaktoren hängen nur vom Quadrat des Impulsübertrages $q^\mu \equiv p_B^\mu - p_\rho^\mu$ ab. In dieser Arbeit werden nur die semileptonischen Zerfälle mit Elektronen und Myonen betrachtet, bei denen die Leptonmassen vernachlässigt werden können. Dann fällt bei der Kontraktion mit dem Leptonstrom der Term proportional zu F_3^A weg, denn der Leptonstrom ist in diesem Fall transversal: $q_\mu J_l^\mu = 0$.

Um eine anschaulichere Form des Matrixelements zu erhalten, kann man es nach Helizitätsformfaktoren auflösen. Das ρ -Meson hat drei mögliche Polarisationszustände, für die man Formfaktoren H_{00} , H_{++} und H_{--} definieren kann, welche mit den obigen einen eindeutigen Zusammenhang besitzen. Mit diesen Formfaktoren schreibt sich die differentielle Zerfallsbreite im Ruhesystem des B-Mesons als:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dE_l dq^2} &= \frac{G_F^2 |V_{ub}|^2}{8 (2\pi)^3 M_B^2} q^2 \cdot \\ &\left\{ H_{00} \sin^2 \vartheta^* + H_{++} \frac{1}{2} (1 + \cos \vartheta^*)^2 + H_{--} \frac{1}{2} (1 - \cos \vartheta^*)^2 \right\} \end{aligned} \quad (1.17)$$

Der Winkel ϑ^* ist der Winkel zwischen dem Lepton und dem W -Boson im W -Ruhesystem. Da es sich um einen Dreikörperzerfall handelt, hängt die Zerfallsbreite von zwei kinematischen Parametern ab.

Die Helizitätsformfaktoren treten jedoch nur dann separat auf, wenn man das ρ -Meson als stabiles Teilchen betrachtet. Nur dann können sowohl der ρ -Impuls als auch dessen Helizität

⁴Mehr über diese Zerlegung in Anhang A. Weiter wird im Theoriekapitel immer der Zerfall in ein geladenes ρ betrachtet. Dies erspart lästige Isospinfaktoren von $1/\sqrt{2}$. Um die Raten für den Zerfall in ein neutrales ρ^0 zu erhalten, sind die des geladenen zu halbieren. Abweichungen von der Isospinsymmetrie liegen typisch im Bereich von 1 – 2% und können hier vernachlässigt werden. Beobachtbar sind solche Effekte in semileptonischen K -Zerfällen $K^{0(+)} \rightarrow \pi^{-(0)} e^+ \nu$, wo die gemessenen Formfaktoren sich geringfügig unterscheiden: $f_+^{K^+ \pi^0}(0)/f_+^{K^0 \pi^0}(0) = 1.029 \pm 0.010$. Die theoretische Vorhersage durch Isospinbrechung ist $f_+^{K^+ \pi^0}(0)/f_+^{K^0 \pi^0}(0) = 1.021$ [20].

gleichzeitig Observablen sein. Berücksichtigt man auch den Zerfall des ρ -Mesons mit [21], ergibt sich 1.17 nach Integration über die Impulse der ρ -Zerfallsteilchen.

Das theoretische Problem hat sich somit reduziert auf die Bestimmung der drei Formfaktoren. Hierfür gibt es verschiedene Ansätze, die im folgenden besprochen werden sollen.

1.4.1 Die Formfaktormodelle

Bei der Bestimmung der Formfaktoren werden gewöhnlich zwei Teilaspekte betrachtet. Dieses sind:

- **Die Normierung der Formfaktoren:**

Hierzu hat man das hadronische Matrixelement bei einem gegebenen Impulsübertrag q^2 zu bestimmen. Je nach Theorie werden hier verschiedene Werte von q^2 bevorzugt.

- **Die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren:**

Die Modelle, die zur Berechnung der hadronischen Matrixelemente dienen, besitzen nur bestimmte Bereiche für q^2 , in denen sie glaubwürdig sind. Um aus diesem Bereich herauszuextrapolieren, sind weitere Annahmen notwendig.

Im Laufe der Jahre wurde eine Reihe verschiedener Modelle vorgeschlagen. Aufgrund von experimentellen Ergebnissen mußten einige Modelle verworfen oder geändert werden. Hier sollen nur Modelle vorgestellt werden, die mit den bisherigen experimentellen Messungen verträglich sind.

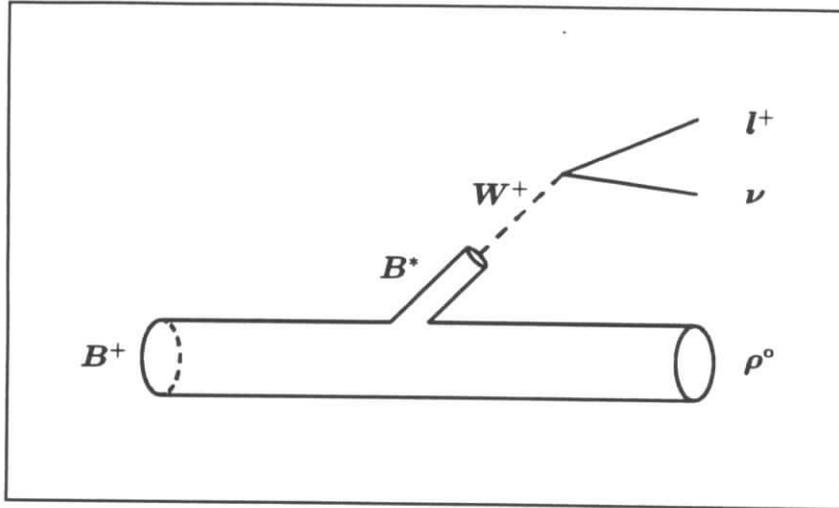
Das Wirbel-Bauer-Stech-Modell (WBS)

In diesem Modell wird statt im Ruhesystem des B-Mesons im *infinite momentum frame* gearbeitet. In diesem System bewegt sich das B-Meson entgegengesetzt zum ρ -Meson mit $|\vec{p}_B| \rightarrow \infty$ [22]. In diesem System können die Hadronen als aus freien Konstituenten aufgebaut beschrieben werden. Die Massenunterschiede zwischen den Quarks sind vernachlässigbar, weshalb die Mesonen näherungsweise durch eine einheitliche Wellenfunktion beschrieben werden können [23]. Das WBS-Modell verwendet als Wellenfunktion die Lösung für ein relativistisches Potential eines skalaren harmonischen Oszillators.

Um die Normierung der Formfaktoren zu bestimmen, müssen die Matrixelemente berechnet werden. Das Matrixelement wird berechnet unter Benutzung der Wellenfunktionen für das B- und ρ -Meson bei gleichen Impulsen. Dadurch wird das Problem umgangen, eine Wellenfunktion in ein anderes System transformieren zu müssen. Im *infinite momentum frame* bedeuten gleiche Impulse der Mesonen verschwindenden Impulsübertrag: $q^2 \rightarrow (M_B^2 - M_\rho^2)^2 / \vec{p}_\rho^2 \rightarrow 0$. Somit werden die Formfaktoren bei $q^2 = 0$ bestimmt.

Aus QCD-Summenregeln ergibt sich eine ähnliche Normierung des Vektoranteils [24]. Diese Regeln erlauben jedoch nicht die Bestimmung des Axialvektoranteils.

Um die q^2 -Abhängigkeit zu bestimmen, wird die Kopplung des W-Bosons an das Hadronensystem als ein Austausch von Mesonen mit dem Quarkinhalt ($b\bar{u}$) angesehen (siehe Abbildung 1.7). Der Austausch eines Mesons der Masse M liefert einen Pol der Form $1/(1 - q^2/M^2)$. Wirbel, Bauer, Stech nehmen die Dominanz des ersten Mesons mit der kleinsten Masse an. Der Term in Gleichung 1.16 proportional zu F^V ist ein Vektor. Diejenigen proportional zu F_1^A und F_2^A sind Axialvektoren. Entsprechend hat man für die Pole die Massen des Vektor- bzw. Axialvektormesons zu wählen.

Abbildung 1.7: Feynmandiagramm für den semileptonischen Zerfall $B^+ \rightarrow l^+ \rho^0 \nu$.

Betrachtet man auch die nächsten Pole, ist zu bedenken, daß die relative Kopplung der einzelnen Mesonen a priori nicht bekannt ist. Für eine Summe zweier Mesonen ergibt sich die folgende Abweichung vom Monopolverhalten:

$$\frac{a}{M_1^2 - q^2} + \frac{b}{M_2^2 - q^2} = \frac{1}{M_1^2 - q^2} \left(a + b \frac{M_1^2 - q^2}{M_2^2 - q^2} \right) \quad (1.18)$$

Die Monopolnäherung ist zumindest gerechtfertigt, wenn der Ausdruck in der Klammer schwach von q^2 abhängt. Für $b \rightarrow c$ -Zerfälle ist dies eher gegeben, da der maximale Impulsübertrag $(M_B - M_D)^2$ kleiner ist. Für den Zerfall $B \rightarrow \rho l \nu$ seien zur Abschätzung die berechneten Massen für Vektormesonen aus [25] verwendet ($M_B = 5.31$ GeV, $M_1 = 5.37$ GeV, $M_2 = 5.93$ GeV). Mit diesen Werten erhält man:

$$0.57 < \frac{M_1^2 - q^2}{M_2^2 - q^2} < 0.82 \quad (1.19)$$

Es können also durchaus Abweichungen vom Monopolverhalten auftreten (z. B. wenn $a = -b$ ist).

Obwohl das WBS-Modell Zerfälle $B \rightarrow l D^*(D) \nu$ gut beschreibt, treten Unstimmigkeiten bei semileptonischen D-Zerfällen auf. Die Autoren erklären dies durch die Tatsache, daß es im *infinite momentum frame* Unsicherheiten bei der Bestimmung der Formfaktoren der Transversalanteile F^V und F_1^A gibt [23]. Phänomenologisch wird ein Faktor J für die Transversalanteile eingeführt [26]. Ein Wert von etwa $J = 0.5 - 0.7$ ergibt eine gute Übereinstimmung mit den Messungen der semileptonischen D-Zerfälle. Aus $B \rightarrow D l \nu$ -Zerfällen leiten die Autoren einen erlaubten Bereich $0.5 < J < 1.3$ ab.

Das Körner-Schuler-Modell (KS)

Hier findet das freie Quarkmodell Verwendung [27]. Die Zerfallsamplituden werden für freie Quarks helizitätsabhängig berechnet. Aus diesen Amplituden bestimmen sich die Formfak-

Modell	Formfaktoren	Normierung
WBS	$F^V(q^2) = F^V(0) \frac{1}{1 - q^2/M_{1-}^2}$ $F_1^A(q^2) = F_1^A(0) \frac{1}{1 - q^2/M_{1+}^2}$ $F_2^A(q^2) = F_2^A(0) \frac{1}{1 - q^2/M_{1+}^2}$	$F^V(0) = -0.11$ $F_1^A(0) = 6.05$ $F_2^A(0) = -0.025$
KS	$F^V(q^2) = F^V(0) \left(\frac{1}{1 - q^2/M_{1-}^2} \right)^2$ $F_1^A(q^2) = F_1^A(0) \frac{1}{1 - q^2/M_{1+}^2}$ $F_2^A(q^2) = F_2^A(0) \left(\frac{1}{1 - q^2/M_{1+}^2} \right)^2$	$F^V(0) = -0.11$ $F_1^A(0) = 6.05$ $F_2^A(0) = -0.025$
GISW	$F^V(q^2) = F^V(q_{max}) \cdot \exp\left(-0.082 \frac{q_{max}^2 - q^2}{\kappa}\right)$ $F_1^A(q^2) = F_1^A(q_{max}) \cdot \exp\left(-0.082 \frac{q_{max}^2 - q^2}{\kappa}\right)$ $F_2^A(q^2) = F_2^A(q_{max}) \cdot \exp\left(-0.082 \frac{q_{max}^2 - q^2}{\kappa}\right)$	$F^V(q_{max}^2) = -0.70$ $F_1^A(q_{max}^2) = 3.58$ $F_2^A(q_{max}^2) = -0.50$
HMW	$F^V(q^2) = \frac{-2}{\sqrt{(M_B + M_\rho) - q^2}} \frac{M_{1-}^2 - q_{max}^2}{M_{1-}^2 - q^2}$ $F_1^A(q^2) = \sqrt{(M_B + M_\rho) - q^2} \frac{M_{1+}^2 - q_{max}^2}{M_{1+}^2 - q^2}$ $F_2^A(q^2) = \frac{-2}{\sqrt{(M_B + M_\rho) - q^2}} \frac{M_{1+}^2 - q_{max}^2}{M_{1+}^2 - q^2}$	$I(q_{max}^2) = 1$ $I(q_{max}^2) = 1$ $I(q_{max}^2) = 1$
CKP	$F^V(q^2) = \frac{-2}{M_B + M_\rho} \frac{M_{1-}^2 - q_{max}^2}{M_{1-}^2 - q^2}$ $F_1^A(q^2) = (M_B + M_\rho) \frac{M_{1+}^2 - q_{max}^2}{M_{1+}^2 - q^2}$ $F_2^A(q^2) = \frac{-2}{M_B + M_\rho} \frac{M_{1+}^2 - q_{max}^2}{M_{1+}^2 - q^2}$	$I(q_{max}^2) = 1$ $I(q_{max}^2) = 1$ $I(q_{max}^2) = 1$

Tabelle 1.2: Formfaktoren für den Zerfall $B^0 \rightarrow \rho^- e^+ \nu$

toren. Auch hier wird die Rechnung bei $q^2 = 0$ durchgeführt. Für diese Wahl von q^2 gibt es zwei Gründe. Bei $q^2 = q_{max}^2$, d. h. bei $|\vec{p}_\rho| = 0$ im Ruhesystem des B-Mesons verschwinden die Beiträge von F^V und F_2^A , da sie proportional zu $|\vec{p}_\rho|$ bzw. \vec{p}_ρ^2 sind. Deshalb hängen die Ergebnisse für diese Formfaktoren von den relativistischen Korrekturen der Quarkmodelle ab. Außerdem ist bei $q^2 = q_{max}^2$ der Einfluß der unterschiedlichen Pole gravierender, was schlechter zu dem Bild des freien Quarkmodells paßt.

Nach der Helizitätsanpassung müssen noch Überlappintegrale zwischen den Hadronen errechnet werden. Hier verwenden die Autoren die Lösungen des WBS-Modells [22]. Deshalb unterscheiden sich die beiden Modelle auch nur durch die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren. *QCD Power Counting Rules* sagen vorher, daß sich das Matrixelement für $q^2 \rightarrow \infty$ wie $\langle \rho | J_\mu | B \rangle \propto q^{-2}$ verhält [28]. Dies bedeutet:

$$F_1^A(q^2 \rightarrow \infty) \propto q^{-2} \quad F^V(q^2 \rightarrow \infty) \propto q^{-4} \quad F_2^A(q^2 \rightarrow \infty) \propto q^{-4} \quad (1.20)$$

Deshalb werden hier Monopol- und Dipolformfaktoren verwendet (siehe Tabelle 1.2). Etwas Ähnliches wie Dipolformfaktoren kann z. B. auftauchen, wenn man den Austausch zweier Mesonen berücksichtigt. Es muß in Formel 1.18 nur $a = -b$ sein und M_1 nahe bei M_2 liegen. Ob man Dipol- oder Monopolformfaktoren verwendet, hat insbesondere dann große Auswirkungen, wenn die Masse des Mesons im Endzustand klein ist, also etwa im Falle des ρ^0 .

Das Grinstein-Isgur-Scora-Wise-Modell (GISW)

Hier wird der Zerfall nahe dem maximalen q^2 betrachtet. In diesem Fall ($|\vec{p}_B| = |\vec{p}_\rho| = 0$) haben die am schwachen Zerfall beteiligten Quarks kleine Impulse, so daß ein nichtrelativistischer Ansatz erlaubt scheint. Aufbauend auf dem Quarkmodell von Godfrey und Isgur [25] werden die Formfaktoren in diesem nichtrelativistischen Ansatz bestimmt [16]. Die Rechnung liefert sowohl die Normierung als auch die q^2 -Abhängigkeit. Der q^2 -Verlauf ergibt für alle Formfaktoren den gleichen exponentiellen Abfall (siehe Tabelle 1.2). Diese Extrapolation in den Bereich mit kleinem q^2 ist problematisch, da hier die nichtrelativistische Rechnung nicht gerechtfertigt ist. Deshalb wird ein Faktor κ eingeführt der zur Skalierung dient: $(q_{max}^2 - q^2) \rightarrow (q_{max}^2 - q^2)/\kappa^2$. Aus dem gemessenen Pionformfaktor bestimmen die Autoren κ zu 0.7. Bei hohen Impulsüberträgen, wie es bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen möglich ist, ist ein Wert näher bei 1 zu bevorzugen. Der Wert von κ hat einen beträchtlichen Einfluß auf die exklusiven Raten, wie man Tabelle 1.4 entnehmen kann. Soweit nicht besonders erwähnt wird im folgenden immer der Wert $\kappa = 0.7$ verwendet.

Das Hagiwara-Martin-Wade-Modell (HMW)

Dieses Modell geht von einer Faktorisierung der Formfaktoren aus [29]:

$$F_i(q^2) = f_i^{FQM}(q^2) \times f_i(q^2) \quad (1.21)$$

Dabei ist der erste Faktor der Formfaktor aus dem freien Quarkmodell und beschreibt den Überlapp der Spinwellenfunktionen. Das zweite Produkt ist spinunabhängig und beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß das auslaufende Quark mit dem Spectatorquark eine Resonanz bildet. Mit wachsendem Impuls des auslaufenden Quarks, also mit kleinerem q^2 , nimmt diese Wahrscheinlichkeit ab. Die Autoren verwenden zur Beschreibung Monopolformfaktoren. Um eine Normierung zu erlangen, nehmen die Autoren einen vollständigen Überlapp der Mesonwellenfunktionen bei q_{max}^2 an. Dieses wird begründet mit den Rechnungen beim GISW-Modell [16].

Das Cline-Kramer-Palmer-Modell (CKP)

Untersucht wird der Zerfall $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^-l^+\nu$ im chiralen Grenzfall[30,31]. Dieses schließt sowohl resonante als auch nichtresonante $\pi^+\pi^-$ -Produktion ein, was zu Interferenzen führen kann und so die Rate der ρ -Erzeugung verändert. In der *narrow width approximation*, also bei verschwindender Breite des ρ -Mesons, verschwinden diese Interferenzen. In diesem Limes werden wie im WBS-Modell Monopolformfaktoren gewählt, deren Normierung allerdings bei q_{max}^2 derart durchgeführt wird, daß das Überlappintegral I der Mesonwellenfunktionen zu 1 gesetzt wird.

1.4.2 Die Heavy Quark-Symmetrie

Innerhalb der letzten Jahre wurden von Isgur und Wise die besondere Bedeutung der Heavy Quark-Symmetrie erkannt[32]. Im Standardmodell gibt es sechs Quarkflavours. Betrachtet man QCD-Effekte, so hat man zwischen den leichten (u, d, s) und schweren Quarks (c, b, t) zu unterscheiden. Die Unterteilung ergibt sich durch die natürliche Massenskala Λ_{QCD} der QCD. Deshalb tauchen SU(3)-Flavour-Symmetrien auf, wenn man den Übergang $m_{u,d,s} \rightarrow 0$ bzw. $m_{c,b,t} \rightarrow \infty$ vollzieht. Diese Symmetrien gelten dann für alle Größen der Theorie, sofern sie im ersten Fall nicht gegen Null gehen und im zweiten Fall endlich sind[33].

Dieses ermöglicht es, für Zerfälle, die zwei schwere Quarks enthalten, etwa $B \rightarrow D^*(D)l\nu$, zusätzliche Informationen zu gewinnen. Bei Zerfällen eines schweren Mesons in ein leichtes, wie es hier vorliegt ($B \rightarrow \rho l\nu$), nützt einem die Symmetrie direkt nichts, da nur ein schweres Quark an der Reaktion beteiligt ist. Jedoch ist es möglich, die Matrixelemente für $B \rightarrow \rho l\nu$ und $D \rightarrow K^* l\nu$ miteinander in Verbindung zu bringen. Für den letzteren Zerfall sind die Formfaktoren bereits experimentell bestimmt, was somit auch Formfaktoren für den $b \rightarrow u$ -Übergang festlegt. Hierzu gibt es bisher zwei Ansätze im Rahmen einer *Heavy Quark Effective Theory* (HQET).

Der Isgur-Wise-Ansatz (IW)

Hier wird für den Fall der Heavy Quark-Symmetrie ($m_{b,c,t} \rightarrow \infty$) eine effektive Lagrangedichte bestimmt[32]. Dabei wird mit Vierergeschwindigkeiten $v^\mu \equiv p_Q^\mu/m_Q$ des schweren Quarks Q gearbeitet, die nicht gegen Unendlich gehen und im Limes konstant gehalten werden. Betrachtet man nun ein einlaufendes schweres Quark mit der Geschwindigkeit v_μ , das an ein Gluon (Impuls k_μ) koppelt, so kann man den Ausdruck für den Vertex und den Propagator im Heavy Quark-Limes untersuchen. k_μ ist klein verglichen mit den Impulsen der Quarks. Der Propagator vereinfacht sich in der folgenden Art:

$$i \frac{\not{p}_Q + m_Q}{p_Q^2 - m_Q^2} \xrightarrow{m_Q \rightarrow \infty} i \frac{1}{v \cdot k} \quad (1.22)$$

Und beim Vertex verschwindet die Spinabhängigkeit, die durch γ_μ gegeben ist:

$$ig T^a \gamma_\mu \xrightarrow{m_Q \rightarrow \infty} ig T^a v_\mu \quad (1.23)$$

Nun erkennt man den wesentlichen Punkt in dieser Theorie. Die Wechselwirkung zwischen schweren Quarks und Gluonen ist unabhängig vom Spin und von der Masse des Quarks. Im Ruhesystem der Mesonen ergibt sich eine SU(2)-Symmetrie zwischen dem b - und dem c -Quark.

Ausgehend von der effektiven Lagrangedichte wird die Relation zwischen den Formfaktoren bestimmt[34]:

$$\langle \rho^-(\vec{p}) | J_\mu | B^0(\vec{v} = 0) \rangle = \left(\frac{m_b}{m_c} \right)^{1/2} \underbrace{\left(\frac{\alpha_s(m_b)}{\alpha_s(m_c)} \right)^{-6/25}}_{\equiv C_\alpha} \langle K^{*0}(\vec{p}) | J_\mu | D^-(\vec{v} = 0) \rangle \quad (1.24)$$

Diese Relation gilt für Viererimpulse k_μ , die klein gegen die Masse des schweren Quarks sind. Man gelangt dann zu Relationen zwischen den Formfaktoren:

$$\begin{aligned} F^{V(B^0 \rightarrow \rho^-)} &= (m_c/m_b)^{1/2} C_\alpha F^{V(D^- \rightarrow K^{*0})} \\ F_1^{A(B^0 \rightarrow \rho^-)} &= (m_c/m_b)^{-1/2} C_\alpha F_1^{A(D^- \rightarrow K^{*0})} \\ (F_2^A + F_3^A)^{(B^0 \rightarrow \rho^-)} &= (m_c/m_b)^{3/2} C_\alpha (F_2^A + F_3^A)^{(D^- \rightarrow K^{*0})} \\ F_3^A(B^0 \rightarrow \rho^-) &= (m_c/m_b)^{1/2} C_\alpha F_3^A(D^- \rightarrow K^{*0}) \end{aligned} \quad (1.25)$$

Nach Isgur gelten diese Relationen für den gesamten Impulsbereich [35]. Jedoch ist der Impuls im D-Zerfall begrenzt auf $|\vec{p}_K| < 0.7 \text{ GeV}$, was für den Zerfall $B \rightarrow \rho l \nu$ eine Einschränkung für q^2 bedeutet: $q^2 > 16.9 \text{ GeV}^2 = 0.83 \cdot q_{max}^2$. Dieses schränkt die Gültigkeit praktisch auf den Punkt mit maximalem Impulsübertrag ein.

Da man $F_3^{A(D \rightarrow K^*)}$ experimentell nicht bestimmen kann, ist es auch nicht möglich $F_2^{A(B \rightarrow \rho)}$ zu ermitteln.

Mit den gemessenen Formfaktoren[36] $F^{V(D \rightarrow K^*)}(q_{max}^2) = -0.9$, $F_1^{A(D \rightarrow K^*)}(q_{max}^2) = 1.5$, $F_2^{A(D \rightarrow K^*)}(q_{max}^2) = 0.0$ und $\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)} = 150 \text{ MeV}$ ergibt sich daraus:

$$F^{V(B \rightarrow \rho)}(q_{max}^2) = -0.8 \quad (1.26)$$

$$F_1^{A(B \rightarrow \rho)}(q_{max}^2) = 5.2 \quad (1.27)$$

Diese Werte stimmen bis auf einen Faktor von 0.7 mit denen aus dem folgenden Ansatz überein.

Der Ansatz von Kramer, Mannel, Manakos, Schuler (KMMS)

Hier wird zunächst die Formfaktorzerlegung für einen semileptonischen Zerfall eines schweren Mesons in ein leichtes durchgeführt[37]. Dabei tauchen Formfaktoren auf, die beim Übergang $m_{c,b} \rightarrow \infty$ für B- wie für D-Zerfälle die gleiche Form haben. Damit hat man bereits universelle Formfaktoren für die Zerfälle $B \rightarrow \rho l \nu$ und $D \rightarrow K^* l \nu$. Um die Effekte unterschiedlicher Massen der B- und D- bzw. ρ - und K^* -Mesonen zu berücksichtigen, wird eine Parametrisierung der Formfaktoren mittels Monopolen durchgeführt.

Schwierigkeiten tauchen beim longitudinalen Anteil auf, da der entsprechende Polarisationsvektor des ρ -Mesons im *Heavy Quark Limit* gegen Unendlich geht. Deshalb kann man keine Relation für den Formfaktor F_2^A aufstellen. Die longitudinale Rate des Zerfalls $B \rightarrow \rho l \nu$ wurde aus der Rate für den Zerfall $B \rightarrow \pi l \nu$ ermittelt [38]. Unter Verwendung chiraler Symmetrie gelangen die Autoren zu dem Resultat:

$$\frac{d\Gamma(B^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu)}{dq^2} = \frac{d\Gamma(B^0 \rightarrow \rho_{long}^- l^+ \nu)}{dq^2} \quad (1.28)$$

Modell	Formfaktoren	Normierung	F(0)	F(q_{max}^2)
KMMS	$F^V(q^2) = \frac{-2}{M_B + M_\rho} \frac{N_1}{1 - q^2/M_{1-}^2}$	$N_1 = 0.92$	-0.30	-1.1
	$F_1^A(q^2) = (M_B + M_\rho) \frac{N_2}{1 - q^2/M_{1+}^2}$	$N_2 = 0.46$	2.78	7.4
	$F_2^A(q^2) = \frac{-2 N_3}{M_B + M_\rho} \left(\frac{1}{1 - q^2/M_{1+}^2} \right)^2$	$N_3 = 0.40$	-0.13	-1.62

Tabelle 1.3: Formfaktoren für das KMMS-Modell.

gültig für den Bereich $0.4 \lesssim 1 - q^2/M_B^2 \lesssim 0.75$. Dieses resultiert dann in eine Gleichung für die Formfaktoren (im Heavy Quark-Limes):

$$N_D^2 = \frac{1}{4r^2} x^2 \left(\frac{1}{M_B} F_1^A(x) + \frac{M_B}{2} x F_2^A(x) \right)^2 \quad (1.29)$$

x ist gebildet aus dem Viererimpuls und der Vierergeschwindigkeit des ρ -Mesons: $x \equiv 2v_\rho p_\rho / M_B$. r ist das Verhältnis zwischen den Mesonenmassen M_ρ / M_B und N_D eine Normierungskonstante, die aus den D-Zerfällen bestimmt werden kann. Man erkennt hier, wie auch schon in [37] argumentiert wurde, daß F_2^A proportional zu x^{-2} sein muß. Dies läßt sich erreichen, falls man wie gehabt für F_1^A einen Monopol- und für F_2^A einen Dipolansatz wählt. Dann ergibt sich:

$$N_{(D \rightarrow K, \pi)}^2 = \frac{1}{4r^2} \left(\frac{1}{M_B} F_1^A(0) + \frac{M_B}{2} F_2^A(0) \right)^2 \quad (1.30)$$

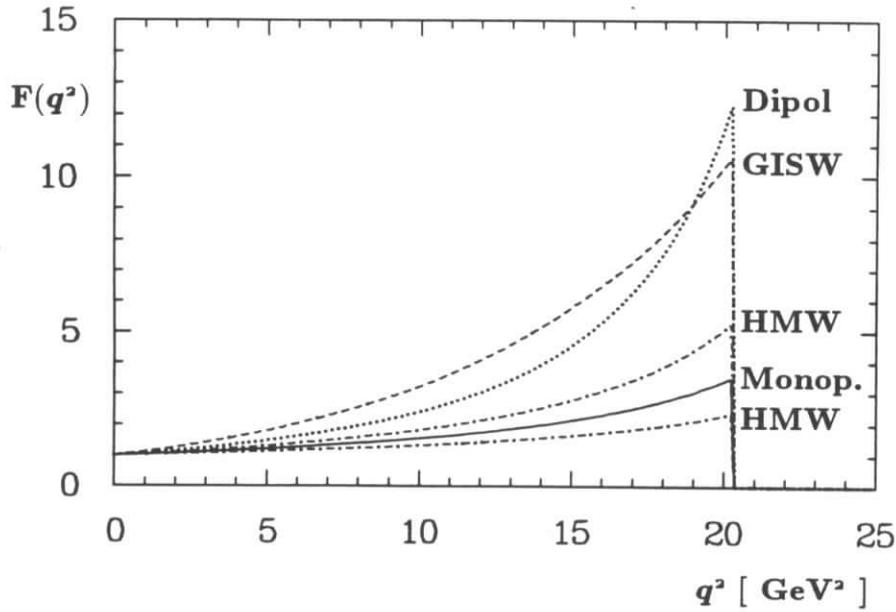
Mit einem Wert für N_D von 0.6 [37] erhält man $F_2^A(0) = -0.13$.

1.4.3 Vergleich der Modelle

Der Vergleich der Modelle soll in zwei Schritten vorgenommen werden. Zunächst werden die q^2 -Abhängigkeiten der Formfaktoren verglichen, gefolgt von den Raten für die einzelnen Helizitätskomponenten.

In Abbildung 1.8 ist die q^2 -Abhängigkeit der verschiedenen Formfaktoren der einzelnen Modelle dargestellt. Zum besseren Vergleich wurden alle bei $q^2 = 0$ normiert. Als Polmassen wurde $M = 5.32$ GeV verwendet. Deutlich erkennt man die großen Unterschiede. Das heißt, nicht nur die Unsicherheiten in der Normierung bei $q^2 = 0$ oder $q^2 = q_{max}^2$ sind für unterschiedliche Modellvorhersagen verantwortlich, sondern in gleichem Maße spielt die q^2 -Abhängigkeit eine Rolle.

Um die Vorhersagen für die Breiten miteinander zu vergleichen, wurde eine Darstellung in Abhängigkeit von der Leptonenergie gewählt. Abbildung 1.9(a) zeigt die Raten für die verschiedenen Modelle. Die integrierten Werte sind auch noch einmal in Tabelle 1.4 wiedergegeben. Neben großen Unterschieden in der absoluten Rate ist auch der Verlauf der Spektren verschieden. Dies hängt im wesentlichen von der Polarisation ab, was die beiden Extremfälle in Abbildung 1.9(b,c) zeigen. Wie man auch schon aus Gleichung 1.17 ersieht, liefert der transversale Anteil hohe Leptonimpulse. Inklusive Messungen von $b \rightarrow u$ -Zerfällen


 Abbildung 1.8: Darstellung der q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren.

Modell	$\frac{\Gamma}{10^{12} V_{ub} ^2 s^{-1}}$	$\frac{\Gamma_{00}}{\Gamma}$	$\frac{\Gamma_{++}}{\Gamma}$	$\frac{\Gamma_{--}}{\Gamma}$	$\frac{\Gamma_{p_l > 2.3 \text{ GeV}}}{\Gamma}$
WBS	25.9	57.5%	36.6%	5.9%	22%
WBS J=0.7	8.1	33.3%	57.4%	9.3%	30%
KS	33.3	33.3%	62.2%	4.5%	33%
GISW ($\kappa = 0.7$)	8.3	23.0%	73.2%	3.8%	37%
GISW ($\kappa = 1$)	25.3	36.8%	59.7%	3.5%	28%
HMW	24.1	48.1%	44.8%	7.1%	24%
CKP	31.9	57.6%	33.2%	9.2%	21%
CKP+CONT	71.4				6%
KMMS	80.0	41.0%	54.6%	4.4%	28%

 Tabelle 1.4: Modellvorhersagen für die totalen Breiten des Zerfalls $B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu$.

sind auf den Impulsbereich oberhalb von etwa 2.3 GeV beschränkt, wo kein Untergrund aus $b \rightarrow c$ -Zerfällen vorhanden ist. Hier dominiert der transversale Anteil die Rate.

Um wirklich Modelle mit einer Messung vergleichen zu können, hat man Aspekte der Theorien zu betrachten, die unabhängig von der Gesamtrate sind, da diese gerade proportional zu $|V_{ub}|^2$ ist. Die beiden Teile der Theorien können auch hier wieder getrennt betrachtet werden. Mit genügend hoher Statistik würde man zunächst die Polarisation des ρ -Mesons messen. Daraus gewinnt man die relative Normierung der Formfaktoren. Weiter kann man die q^2 -Abhängigkeit betrachten.

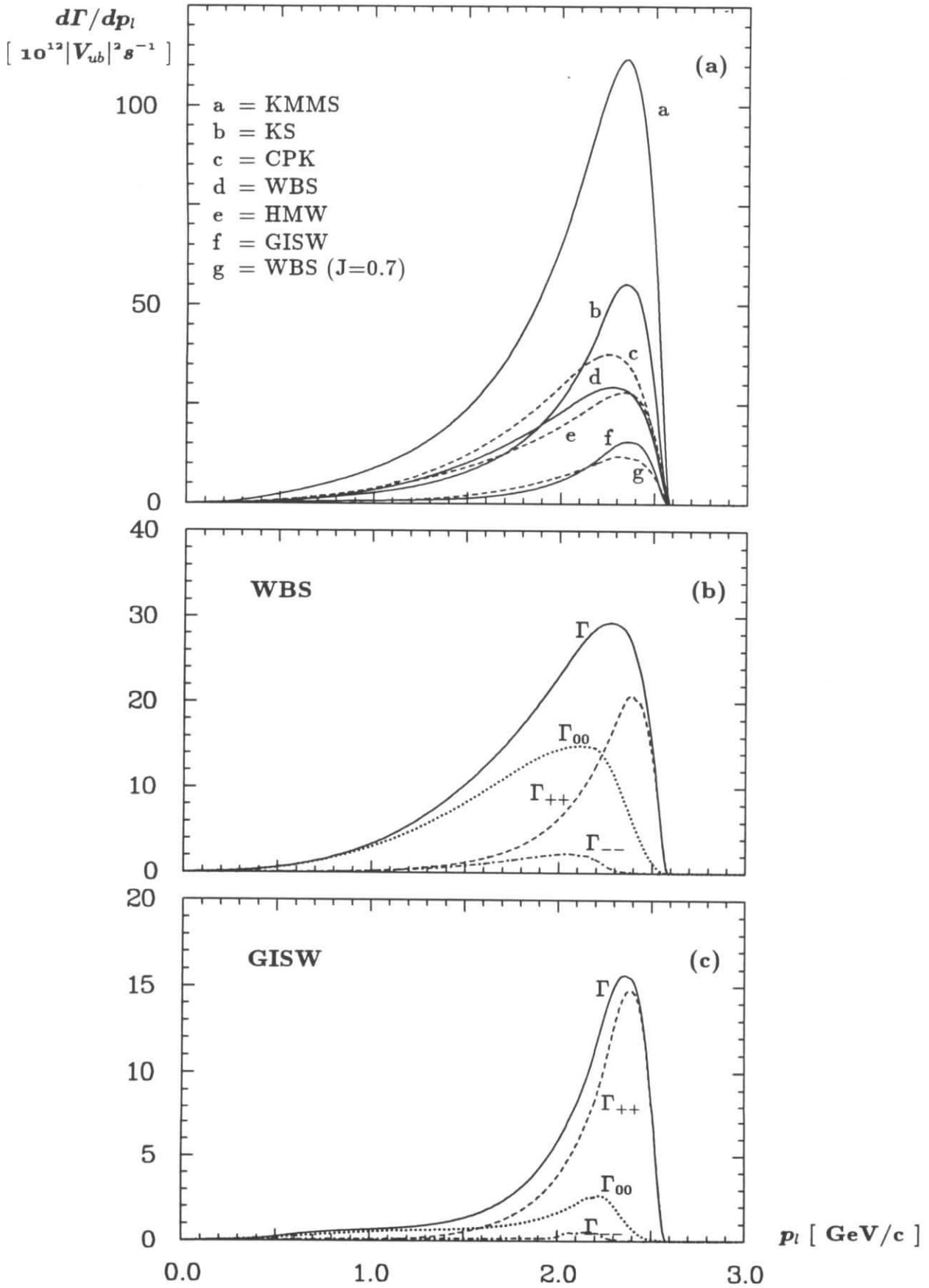


Abbildung 1.9: Leptonimpulsverteilung beim Zerfall $B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu$ für verschiedene Modelle.

Kapitel 2

Beschreibung des Experiments

2.1 Produktion von B-Mesonen

Derzeit werden zwei Speicherringe speziell für die Untersuchung von B-Mesonen betrieben. Diese sind DORIS in Hamburg und CESR in Cornell. Produziert werden die Mesonen durch den Zerfall der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz:

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \quad (2.1)$$

Deutlich erkennt man die Resonanz im hadronischen Wirkungsquerschnitt (Abbildung 2.1). Bei DORIS ist der Wirkungsquerschnitt für die $\Upsilon(4S)$ -Erzeugung [14]

$$\sigma_{\Upsilon(4S)} = 0.84 \pm 0.04 \text{ nb} \quad (2.2)$$

Der Kontinuumsuntergrund beträgt 2.5 nb , so daß ein Verhältnis von Signal zu Untergrund von $1/3$ besteht.

Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ist ein $b\bar{b}$ -Zustand mit einer Masse von 10.58 GeV . Damit liegt sie knapp über der Schwelle zur Erzeugung eines B-Mesonpaares ($2 \cdot m_B = 10.56 \text{ GeV}$). Wichtig für die Studien der B-Mesonen sind die Zerfalleigenschaften der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, da ohne diese Kenntnis die Zahl der produzierten B-Mesonen nicht bestimmt werden kann. Einen Hinweis darauf, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz dominant in zwei B-Mesonen zerfällt, erhält man bei der Betrachtung der Impulse aller Spuren [40]. Das Impulsspektrum endet bei der halben Strahlenergie, was auf einen Zerfall $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ deutet. Quantitativ läßt sich diese Frage mittels Messung primärer Leptonen aus B-Zerfällen untersuchen. Das Impulsspektrum der Leptonen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen wird bei Impulsen oberhalb von etwa 1.4 GeV durch Leptonen aus direkten B-Zerfällen dominiert. Deshalb kann man mittels dieser Leptonen einen B-Zerfall nachweisen. Die gemessenen Raten für $\Upsilon(4S) \rightarrow lX$ und $\Upsilon(4S) \rightarrow llX$, also das Verhältnis von einem beobachteten B-Zerfall zum Zerfall von zwei B-Mesonen, können verglichen werden. Dabei kürzt sich das Verzweigungsverhältnis $BR(B \rightarrow lX)$ heraus und man erhält die Zahl der produzierten B-Mesonen. Es ergibt sich die folgende obere Grenze für Nicht- $B\bar{B}$ -Produktion [41]:

$$BR(\Upsilon(4S) \not\rightarrow B\bar{B}) < 0.13 \quad \text{mit 95\% CL. (CLEO)} \quad (2.3)$$

Problematisch bei dieser Methode ist, daß man im Prinzip nicht weiß, welche "exotischen" zusätzlichen Zerfälle beitragen können. In letzter Zeit wurde die Diskussion um Nicht- $B\bar{B}$ -Zerfälle noch einmal belebt, da sowohl ARGUS als auch CLEO J/ψ -Mesonen beobachtet

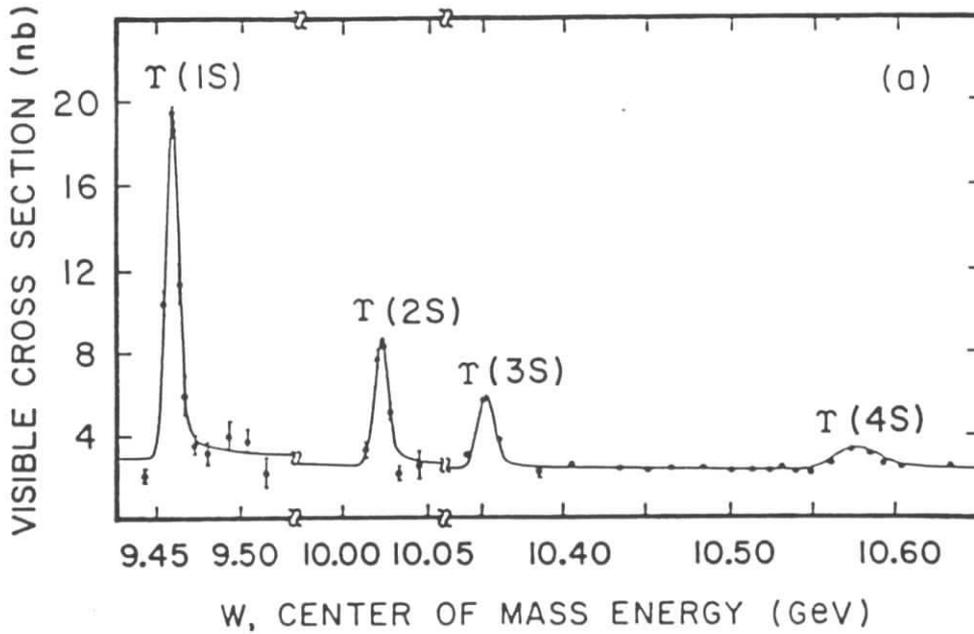


Abbildung 2.1: Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ -Resonanzen [39].

haben, deren Impulse zu hoch für eine Erzeugung aus $B\bar{B}$ -Zerfällen sind [42]. Neuere Untersuchungen von CLEO mit einer erhöhten Statistik im Kontinuum unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erlauben eine Erklärung dieser J/ψ -Produktion durch Kontinuumsenerzeugung [43].

Obwohl der experimentelle Wert für die Zerfallswahrscheinlichkeit $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ einen großen Fehler hat, kann davon ausgegangen werden, daß das Verzweungsverhältnis praktisch gleich 1 ist. Betrachtet man die Breiten der $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ -, $\Upsilon(3S)$ - und $\Upsilon(4S)$ -Zustände, erkennt man den drastischen Anstieg nach der Öffnung des $B\bar{B}$ Kanals: $\Gamma(\Upsilon(nS)) = 52, 43, 24, 24000$ keV. Daraus läßt sich sofort eine Größenordnung für Nicht- $B\bar{B}$ -Zerfälle ableiten: $BR(\Upsilon(4S) \neq B\bar{B}) \approx 24/24000 = 0.1\%$. Gerade nach der Beobachtung der schnellen J/ψ 's gab es eine Reihe von theoretischen Überlegungen, eine höhere Rate für Nicht- $B\bar{B}$ -Zerfälle zu erklären. Es wurde jedoch kein überzeugender Mechanismus vorgeschlagen. In dieser Arbeit wird angenommen, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu 100 % in B-Mesonen zerfällt.

Wesentlich schwerer ist es, Aussagen über das Verhältnis zwischen der Produktion geladener und neutraler B-Mesonen zu machen. Zwei Effekte können Unterschiede in den Raten bewirken. Zum einen spielt die Masse der B-Mesonen eine wichtige Rolle, da die B-Mesonen nahe an der kinematischen Grenze erzeugt werden, zum anderen sind elektromagnetische Korrekturen zu beachten. Die Massendifferenz wurde aus der Rekonstruktion von B-Mesonen bestimmt und beträgt [13,44]:

$$m_{B^0} - m_{B^-} = \begin{cases} -1.3 \pm 1.2 \text{ MeV} & \text{ARGUS} \\ +0.4 \pm 0.6 \text{ MeV} & \text{CLEO} \end{cases} \quad (2.4)$$

Gemittelt ergibt dies eine Massendifferenz $m_{B^0} - m_{B^-} = 0.1 \pm 0.5$. Bei gleichen Massen wird durch Coulombeffekte eine Erhöhung der Zerfallsbreite für geladene B-Mesonen zwischen 10 und 20 % erwartet [7,45]. Für das Verzweungsverhältnis $\Upsilon(4S) \rightarrow B^+B^-$ würde dies etwa einer Erhöhung um 5 - 10 % entsprechen. In dieser Arbeit wird angenommen, daß die Raten für neutrale und geladene B-Paarproduktion gleich ist.

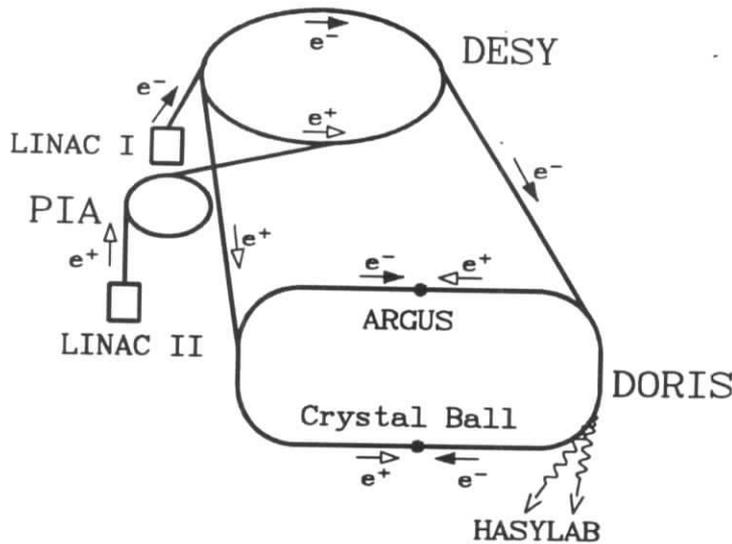


Abbildung 2.2: Der DORIS-Speicherring.

Auch wenn gewisse Unsicherheiten für die Zahl der B-Mesonen vorliegen, so sind diese Schwierigkeiten weitaus geringer als bei anderen Experimenten. Tabelle 2.1 zeigt die Wirkungsquerschnitte für die B-Mesonerzeugung bei anderen Beschleunigern. Nachteilig ist dort, daß neben den B-Mesonen weitere Teilchen produziert werden. Auch die hohen Produktionsraten beim TEVATRON können die sauberen Bedingungen auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz nicht ausgleichen. Messungen der B-Lebensdauer erfordern einen möglichst hohen B-Impuls und sind deshalb nur bei höheren Energien möglich. Ferner erlauben diese Experimente Messungen von B_s -Zerfällen, die dort ebenso erzeugt werden. So ist etwa die Bestimmung des $B^0\bar{B}^0$ Mixings bei LEP eine Mischung aus $B_d^0\bar{B}_d^0$ und $B_s^0\bar{B}_s^0$ -Mixing [46].

Prozeß	Speicherring	\sqrt{s} in GeV	σ in nb	$\frac{b\text{-Produktion}}{\text{Untergrund}}$
$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow BB$	DORIS, CESR	10.58	1	1/3
$e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$	PEP, PETRA, TRISTAN	15 – 60	0.13 – 0.01	1/10
$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow b\bar{b}$	LEP, SLC	91	9	1/4
$p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}X$	TEVATRON	1800	40.000	1/1000
$e^+\bar{p} \rightarrow bX$	HERA	314	8.5	1/100

Tabelle 2.1: Erzeugung von B-Mesonen bei verschiedenen Prozessen [47].

2.2 Der Speicherring DORIS

DORIS gehört zu einem der drei Elektron-Positron-Speicherringen, die auf dem DESY-Gelände in Hamburg zu finden sind [48]. Wie der PETRA-Speicherring erhält auch der kleinere Beschleuniger DORIS (Umfang 288 m) Elektronen und Positronen aus dem als Vorbeschleuniger dienenden DESY-Speicherring.

Der Doppellingspeicher DORIS, zunächst zur Untersuchung des J/ψ -Systems konzipiert, wurde nach der Entdeckung der Υ -Resonanzen zum DORIS II-Speicherring umgebaut. Hierbei wurden die Strahlrohre durch eine einzige ersetzt, in der Elektronen und Positronen in je einem Teilchenpaket ("bunch") umlaufen. An den beiden gegenüberliegenden Wechselwirkungszonen befindet sich das ARGUS-Experiment und von 1982 bis 1987 der Crystal-Ball Detektor. Einen weiteren Nutzer der Anlage stellt das HASYLAB-Labor dar, das die Synchrotronstrahlung verwendet.

Die maximale Energie von $2 \cdot 5.6$ GeV liegt nur knapp über der $\Upsilon(4S)$ -Masse. Wichtig für die Untersuchung aller exklusiven Reaktionen von B-Mesonen ist die Stabilität der Strahlenergie, da diese als Energie der B-Mesonen direkt in die Analysen eingeht. Die Energie der Strahlen kann sehr genau über die Messung der Ströme in den Magneten bestimmt werden. Der Fehler der Messung beträgt 6.4 ± 0.4 MeV [49].

Die zu erreichende Luminosität hängt wesentlich vom Querschnitt der Teilchenpakete ab. Um eine mittlere (maximale) Luminosität von $\approx 10^{31}$ ($2 \cdot 10^{31}$) $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ zu erreichen, war es notwendig, zwei Quadrupolmagnete in 1.23 m Abstand von der Wechselwirkungszone zu installieren. Damit werden die Strahlen auf einen Querschnitt von $\sigma_x \sigma_y \approx 10^{-2} \text{mm}^2$ fokussiert. Kompensationsspulen verhindern eine Änderung des Magnetfelds im ARGUS-Detektor und gleichen Störungen des ARGUS-Magneten auf die Strahlen aus.

Mitte 1990 wurde an der Wechselwirkungszonen des Crystal-Ball Detektors ein Bypass erbaut, der zusätzliche Meßplätze für das HASYLAB-Labor ermöglicht.

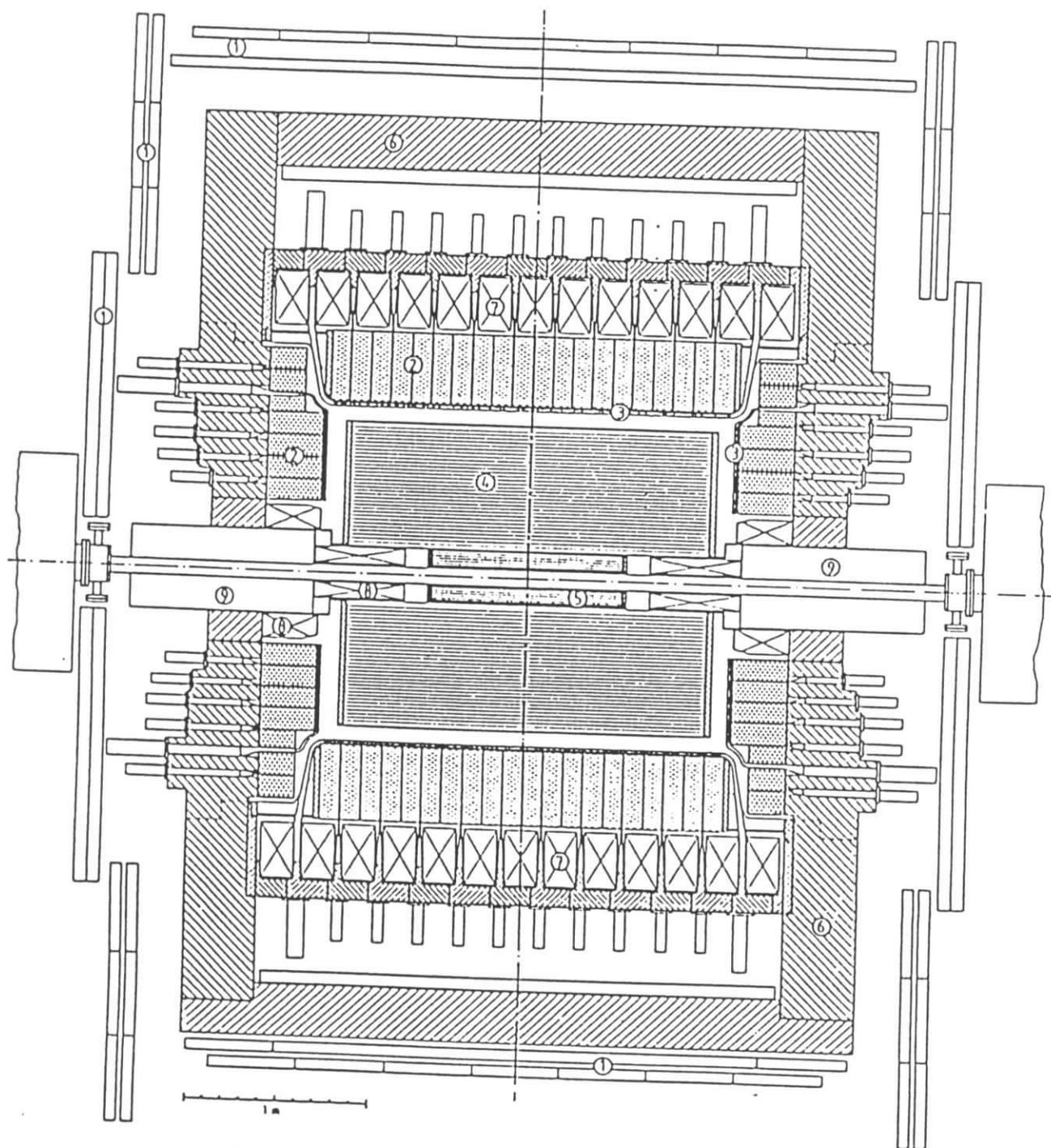
2.3 Der ARGUS-Detektor

Seit der Fertigstellung 1982 werden mit dem ARGUS-Detektor [50] am DORIS II-Speicherring Daten bei Energien der $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ -, $\Upsilon(4S)$ -Masse und im benachbarten Kontinuum genommen (siehe Tabelle 2.2). Abbildung 2.3 zeigt einen Querschnitt durch den ARGUS-Detektor längs der Strahlachse. Noch in den Detektor hineinragend sind die bereits erwähnten Quadrupolmagnete (Nr. 9) zu erkennen. Die zylindrische Vertex- und Hauptdriftkammer (Nr. 5 und 4) schließen sich direkt an das Strahlrohr an. Zwischen dem Blei-Szintillator-Kalorimeter (Nr. 2) und der Hauptdriftkammer liegen die Flugzeitähler (Nr. 3). Alle genannten Komponenten befinden sich im Feld des ARGUS-Magneten, dessen Eisenjoch gleichzeitig zum Abstoppen von Teilchen dient. Lediglich Myonen mit Impulsen oberhalb von etwa 800 MeV durchdringen das Eisen und können in den Myonenkammern nachgewiesen werden.

2.3.1 Die Hauptdriftkammer

Die Hauptdriftkammer dient der Messung des Impulses und des Energieverlustes geladener Teilchen. Sie ist zylindersymmetrisch zur Strahlachse mit einer Länge von 2 m und einer radialen Ausdehnung von $r = 0.3$ bis $r = 1.72$ m. Der Nachweis von Spuren ist über 96 % des gesamten Raumwinkels möglich.

Innerhalb der Kammer sind 5940 Signal- und 24588 Potentialdrähte parallel zur Strahlachse gespannt. Die geerdeten Potentialdrähte sind derart angeordnet, daß sie in der (x,y)-Ebene rechteckige Driftzellen bilden. Diese Driftzellen sind $18.0 \times 18.8 \text{mm}^2$ (in $r \times \phi$) groß. Innerhalb jeder Driftzelle ist ein Signaldraht gespannt, an dem eine Spannung von etwa +2000 V anliegt. Insgesamt bilden die Driftzellen 36 konzentrische Lagen um das Strahlrohr. Um aus den gemessenen Driftzeiten eine dreidimensionale Spur rekonstruieren zu können, sind



- | | |
|----------------------|------------------------|
| 1) Myonenkammern | 6) Eisenjoch |
| 2) Kalorimeter | 7) Magnetspule |
| 3) Flugzeitähler | 8) Kompensationsspulen |
| 4) Hauptdriftkammer | 9) Quadrupolmagnete |
| 5) Vertexdriftkammer | |

Abbildung 2.3: Der ARGUS-Detektor.

Jahr	Experiment	$\int L dt$ [pb^{-1}]			Kont.	E(Kont.) [GeV]
		$\Upsilon(1S)$	$\Upsilon(2S)$	$\Upsilon(4S)$		
1983/84	2	7.68	38.20	9.69	3.56	9.386 – 10.527
1984	3	15.40		2.79	4.10	9.390 – 10.532
1985	4			50.18	21.06	10.432 – 10.548
1986	5	23.86		44.74	22.42	9.358 – 10.516
1988	6			67.55	8.18	10.458 – 10.530
1989	7			5.13	33.40	10.468 – 10.472
1989	8			57.15	15.64	10.462 – 10.466
1989	9			11.64	4.64	10.455 – 10.457

Tabelle 2.2: Integrierte Luminositäten für verschiedene Betriebsperioden und Energien.

nicht alle Zellen exakt parallel zur Strahlachse. Vielmehr enthält nur jede dritte Lage Zellen, die parallel zur Strahlachse laufen. Dazwischen befindet sich eine Lage mit einem Winkel $+\alpha$ zwischen Strahlachse und Signaldraht gefolgt von einer Lage mit einem Winkel $-\alpha$ zwischen Strahlachse und Signaldraht. Diese Drähte werden Stereodrähte genannt. α liegt zwischen 40 und 80 mrad je nach Lage und ist nach oben beschränkt durch die maximal tolerierbare Abweichung (1 mm) eines Signaldrahts von der Achse seiner Driftzelle.

Das magnetische Feld von 0.755 T, das die Messung des Impulses der Teilchen ermöglicht, erlaubt den Nachweis von Spuren ab einem Transversalimpuls $p_t > 30$ MeV. Gefüllt ist die Driftkammer mit einem Gasgemisch aus 97 % Propan, 3 % Methylal und einem kleinen Anteil Wasser. Propan hat eine große Strahlungslänge und eine schmale Landauverteilung, wichtig für die Impulsbestimmung von Spuren bzw. ihres Energieverlustes. Die Impulsauflösung beträgt:

$$\frac{\sigma(p_t)}{p_t} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_t[\text{GeV}])^2}$$

Der konstante Anteil beschreibt die Vielfachstreuung und dominiert die Auflösung bei kleinen Impulsen.

Neben der Messung von Impulsen dient die Hauptdriftkammer der Bestimmung des Energieverlustes aus den gemessenen Gesamtladungen an den Signaldrähten. Die Information des Energieverlustes dient der Teilchenidentifikation. Der Fehler für diese Messung beträgt etwa $\sigma(dE/dx) \approx 5\%$. Abbildung 2.4 zeigt gemessene Energieverlustwerte mit den theoretischen Vorhersagen.

2.3.2 Die Vertexdriftkammer

1985 wurde der ARGUS-Detektor um eine Vertexdriftkammer erweitert. Ihre Länge beträgt 1 m, wobei sie in r den Bereich von 0.1 bis 0.28 m überdeckt.

Die Vertexdriftkammer ist wie die Hauptdriftkammer aus einzelnen Driftzellen aufgebaut. Jedoch sind die Zellen hier hexagonal, um möglichst viele (bis zu 9) Meßpunkte pro Spur zu erhalten. Alle 594 Driftzellen sind parallel zur Strahlachse ausgerichtet, so daß eine Messung der z-Komponente nicht möglich ist.

Wird die Vertexkammer bei der Spurrekonstruktion mitverwendet, verbessert sich die Impulsauflösung für schnelle Spuren um 30 % bei 5 GeV. Weiter kann der Produktionsvertex

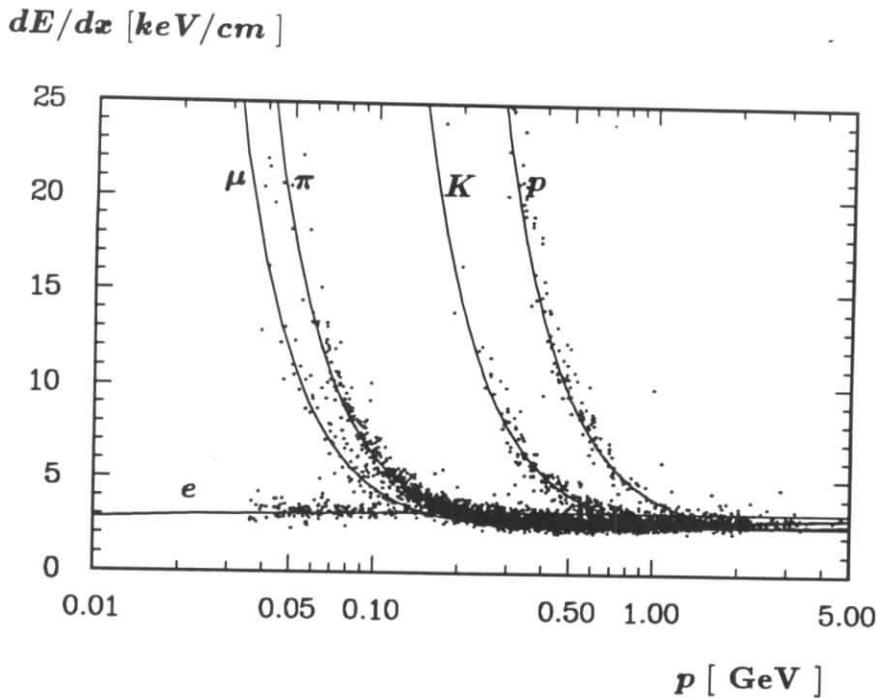


Abbildung 2.4: Energieverlust geladener Teilchen in der Hauptdriftkammer.

der Teilchen genauer bestimmt werden. Für Elektronen aus Bhabhaereignissen wurde eine Vertexpauflösung von $95 \mu\text{m}$ bestimmt. Wichtig ist die Vertexpkammer insbesondere für das Erkennen von Zerfallsvertizes langlebiger Teilchen. So können etwa 60 % mehr K_S^0 -Mesonen durch ihre Zerfallsvertizes erkannt werden. Ab einem Abstand von etwa 5 mm können K_S^0 -Vertizes vom Hauptvertex getrennt werden.

Die 1990 neu eingebaute Mikrovertexpkammer hat einen anderen Aufbau [51]. Sie besitzt in (r, ϕ) eine fünfeckige Struktur. Jeder Draht umläuft bei seinem Weg von einem Ende der Vertexpkammer zum anderen einmal ein Fünfeck. Diese Konstruktion erlaubt auch eine Messung der z-Komponente.

2.3.3 Das Flugzeitähler-System

Die Flugzeitähler sind um die Hauptdriftkammer angeordnet. Sie werden zur Messung der Geschwindigkeiten geladener Teilchen und somit zur Teilchenidentifikation sowie für den Trigger benutzt.

Insgesamt besteht das System aus 160 Szintillationszählern. Der Barrelteil wird von 64 Zählern überdeckt. Jeder dieser 2.18 m langen Zähler wird an beiden Enden ausgelesen. Dazu sind Lichtleiter durch das Eisenjoch geführt, hinter denen sich die Photomultiplier befinden. Die Endcaps sind aus je 48 Zählern aufgebaut, die senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet und trapezförmig sind. Mit dem 2 cm dicken Szintillationsmaterial wird eine Zeitauflösung von 220 ps erreicht. Dies entspricht einer Flugstrecke von $\approx 7\text{cm} \cdot \beta$.

Abbildung 2.5 zeigt die aus den gemessenen Flugzeiten und Impulsen berechneten Massen. Bis zu Impulsen von etwa 800 MeV erlaubt die Flugzeitmessung eine Trennung zwischen unterschiedlichen Hadronen.

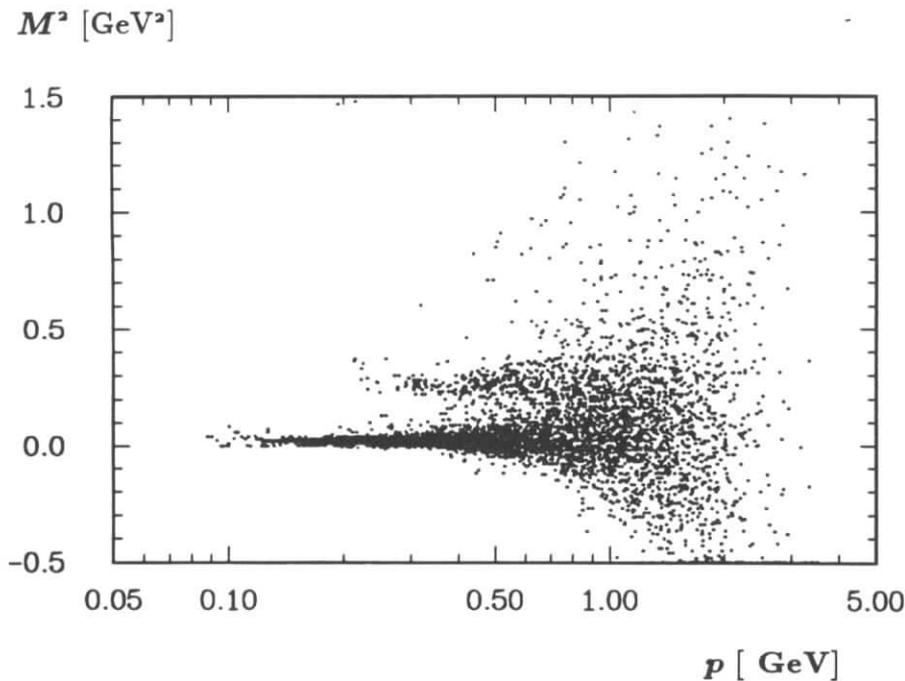


Abbildung 2.5: Massenbestimmung durch die Flugzeitmessung. Das untere Band stammt von Pionen, Elektronen und Myonen. Darüber sind Kaonen zu erkennen.

2.3.4 Das Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter dient dem Nachweis und der Impulsmessung von Photonen. Weiter finden die gemessenen Energien und Schauerformen für geladene Teilchen Verwendung bei der Teilchenidentifikation. Außerdem ist das Kalorimeter in das Triggersystem integriert.

Das Kalorimeter besteht aus 1280 Zählern im Barrelteil und je 240 Blöcken in den Endkappen. Hiermit wird eine Überdeckung von 96 % des gesamten Raumwinkels erreicht. Die einzelnen Blöcke sind aus abwechselnden Schichten aus 1 mm Blei (1.5 mm in den Endkappen) und 5 mm Szintillationsmaterial aufgebaut. Alle Schichten zusammen entsprechen 12.5 Strahlungslängen. Die Breite eines Zählers entspricht einem Molièreradius (0.9 in den Endkappen). Für den Barrelteil des Zählersystems wurden neben rechteckigen auch keilförmige Blöcke hergestellt, um die zylinderförmige Anordnung erreichen zu können. Je zwei Blöcke sind zu einem Modul zusammengefaßt. Zwischen den beiden Blöcken befinden sich zwei je 3 mm dicke Wellenlängenschieber, die zum Auslesen verwendet werden. Die Photomultiplier, die mit den Wellenlängenschiebern über Lichtleiter verbunden sind, befinden sich außerhalb des Magnetjochs. Alle Blöcke sind mit Aluminiumfolie umwickelt, um sie optisch voneinander zu isolieren.

Da das Kalorimeter noch innerhalb des Eisenjochs liegt, können auch niederenergetische Photonen mit hoher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden. So liegt die Ausleseschwelle pro Block bei 6 MeV. Dies gewährleistet eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 98 % für Photonen mit einer Energie von 50 MeV. Cluster kleinerer Energien werden bei der Rekonstruktion nicht verwendet, da der Untergrund durch elektronische Störungen bei kleinen Energien steigt.

Die Winkelauflösung ist für niederenergetische Schauer durch die Segmentierung gegeben und beträgt 32 mrad (bei $\cos \vartheta = 0$). Bei Energien von 5 GeV verbessert sich die Auflösung

auf 13 mrad. Die Energieauflösung wurde aus rekonstruierten π^0 - und η -Mesonen gemessen. Man erhält:
im Barrelteil

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

und für die Endkappen:

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

Dies entspricht z.B. bei 200 MeV im Barrelteil einem Fehler von 16 % oder 32 MeV.

2.3.5 Der Myonendetektor

Der Myonendetektor besteht aus drei Lagen von Driftkammern. Die erste Lage, die sich nur auf den Barrelteil beschränkt, befindet sich vor dem Magnetjoch. Sie überdeckt 43 % des Raumwinkels, während die weiteren Lagen hinter dem Magnetjoch 87 % überdecken. Jede Lage ist aus quadratischen Aluminiumröhren mit einem Innendurchmesser von 5.6 cm aufgebaut. In jeder Röhre befindet sich ein Signaldraht. Insgesamt bilden 1744 Kammern den Gesamtdetektor. Die Nachweiswahrscheinlichkeit je Lage liegt bei 98 ± 1 %.

Vor der ersten Lage befindet sich Material mit 3.3 Strahlungslängen, vor den hinteren Lagen sind es 5.1 Strahlungslängen. Dies bedeutet, daß nur Myonen mit Impulsen oberhalb von etwa 700 MeV die erste Lage und oberhalb von 1.1 GeV die zweite und dritte Lage erreichen können. Diese Werte gelten für $\cos \vartheta = 0$. Im Endcap ist keine Magnetspule vor den Zählern und nur das Eisenjoch dient zur Abschirmung von Hadronen. Entsprechend ist die Mißidentifikationsrate von Pionen in diesem Bereich größer. Außerdem ist hier Untergrund vorhanden, der aus dem Strahlrohr kommt. Aus diesem Grunde werden häufig (auch in dieser Analyse) nur Myonen aus der Barrelregion verwendet.

2.3.6 Die radiale Materialverteilung

Die Materialdicke beeinflusst sowohl die Impulsauflösung für geladene Teilchen als auch die Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen. Beide Prozesse hängen von der durchquerten Materie t gemessen in Strahlungslängen ab. Für Vielfachstreuung ist das Root-Mean-Square des Streuwinkels gleich $\sqrt{\langle \vartheta^2 \rangle} = 21 \text{ MeV} / (p \cdot \beta) \sqrt{t}$, wobei p und β Impuls bzw. Geschwindigkeit des Teilchens sind. Bei Elektronen tritt zusätzlich Energieverlust durch Bremsstrahlung auf.

Die Wahrscheinlichkeit zur Paarbildung ist $P = 1 - \exp(-7/9 t)$. Die Materieverteilung im ARGUS-Detektor entspricht einer Konversionswahrscheinlichkeit von 3.1% senkrecht zur Strahlachse ($\cos \vartheta = 0$), bzw. 4.4% bei $\cos \vartheta = 0.7$.

2.3.7 Das Triggersystem

Jede Mikrosekunde treffen an der ARGUS-Wechselwirkungszone der Elektronen- und der Positronenstrahl aufeinander. Um eine Selektion physikalisch interessanter Ereignisse vorzunehmen, wird die Information des Kalorimeters, der Flugzeitähler und der Hauptdriftkammer verwendet. Das Triggersystem ist in zwei Stufen unterteilt. Die schnelle Stufe benutzt Informationen der Schauerzähler und der Flugzeitähler. Ein Ereignis kann von dieser Stufe

Komponente	r in cm	Materialdicke in % einer Strahlungslänge
Strahlrohr	4	1.25
Vertexkammer	10 – 28	1.37
Driftkammer (Innenwand)	30	1.46
Summe	0 – 30	4.08

Tabelle 2.3: Radiale Materialverteilung im ARGUS-Detektor bis zum inneren Volumen der Hauptdriftkammer.

akzeptiert werden, verworfen werden oder es wird in der zweiten Triggerstufe weiter untersucht.

Die schnelle Triggerstufe

Diese Triggerstufe besitzt verschiedene Kriterien zur Begutachtung von Ereignissen.

ETOT: Total Energy Trigger (Schauerzähler) Dieses ist der einzige Trigger, der auch die Endkappen des Kalorimeters mitverwendet. Verlangt werden jeweils mindestens 700 MeV deponierte Energie in beiden Hemisphären, das heißt im Bereich $z > 0$ bzw. $z < 0$, wobei z entlang der Strahlachse läuft mit Nullpunkt in der Detektormitte. Der Wert von 700 MeV ist so gewählt, daß die Schwelle nicht von einzelnen Myonen überschritten werden kann. Ansonsten könnte der Trigger von kosmischen Myonen gesetzt werden.

HESH: High Energy Shower Trigger (Schauerzähler) Hier werden in jeder Hemisphäre des Barrelteils des Kalorimeters je 10 Reihen von Zählern (parallel zur z -Achse) zu einer Einheit zusammengefaßt. Übersteigt die Energiesumme eines dieser Bereiche die Schwelle von etwa 1 GeV, wird das Ereignis in der zweiten Triggerstufe weiter untersucht.

CPPT: Charged Particle Pretrigger (Schauerzähler, Flugzeitzähler) Um geladene Teilchen in der ersten Triggerstufe nachweisen zu können, wird das Flugzeitzählersystem verwendet. Der Barrelteil des Schauerzählers wird in Bereiche eingeteilt, die je 6 Reihen einer Hemisphäre umfassen. Als Spur wird eine Energiedeposition in einem solchen Bereich gezählt, falls ein Flugzeitzähler vor diesem Bereich angesprochen hat. Der CPPT-Trigger verlangt mindestens eine Spur pro Hemisphäre.

CMT: Coincidence Matrix Trigger (Schauerzähler, Flugzeitzähler) Dieser Trigger ist wichtig, um Ereignisse aus $\gamma\gamma$ -Reaktionen nachweisen zu können, bei denen zwar der Transversalimpuls ausgeglichen ist, nicht jedoch der Impuls entlang der Strahlachse. Eine Spur wird wie bereits erwähnt definiert. Es gibt in ϕ 16 mögliche Bereiche. Verlangt werden zwei Spuren derart, daß eine Spur in einem der 7 gegenüberliegenden Bereiche der anderen Spur liegt.

Cosmic Trigger (Flugzeitzähler) Zwei Gruppen von gegenüberliegenden Flugzeitzählern müssen für diesen Trigger ansprechen. Jede Gruppe ist aus 4 Zählern aufgebaut.

Random Trigger Alle zehn Sekunden wird ein Zufallstrigger ausgelöst. Dieser Trigger wird zur Abschätzung des Untergrundes benutzt.

Die langsame Triggerstufe

Die Triggerrate des schnellen Triggers beträgt etwa 100 Hz. Die langsame Triggerstufe sucht, falls gefordert, nach Spuren in der Hauptdriftkammer. Pro Ereignis werden etwa 20 μsec für diesen Prozeß benötigt. Es werden nur Spuren gezählt, die in allen Lagen der Driftkammer Meßpunkte besitzen und zusätzlich mittels Flugzeitählern nachgewiesen wurden. Die Meßpunkte der Driftkammer werden zu diesem Zweck mit etwa 2000 Masken verglichen, die möglichen Wegen von Spuren durch die Driftkammer entsprechen. Die Wahrscheinlichkeit, mit diesem Verfahren eine Spur zu erkennen, liegt bei 97 % für Spuren, die alle Lagen durchquert haben.

Für den CPPT- und CMT-Vortrigger werden jeweils 2 Spuren und für den HESH eine Spur verlangt. Die Triggerrate nach der langsamen Triggerstufe liegt im Bereich von einigen Hz. Die zweite Triggerstufe verursacht dabei eine Totzeit von weniger als 0.2 %.

2.3.8 Die Datennahme

Ist ein Ereignis vom Trigger akzeptiert worden, wird es ausgelesen. Die Information aller Komponenten besteht aus etwa 2000 Byte. Um eine schnelle Verarbeitung zu gewähren, wird die Formatierung mittels eines 16 Bit-Prozessors vorgenommen (CAMAC-Booster). Zusätzlich werden die Strukturen der einzelnen Datenworte kontrolliert. Die Daten werden sodann an einen DEC PDP-Computer weitergeleitet. Die PDP überwacht die Datennahme. Von hier gelangen die Daten an einen VAX-Rechner, wo sie zwischengespeichert werden. Hier werden Verteilungen der Triggerraten, Ansprechhäufigkeiten einzelner Komponenten usw. erstellt. Diese dienen während der Datennahme zur Kontrolle des Detektors. Schließlich gelangen diese Daten zur IBM im DESY-Rechenzentrum, wo sie auf Magnetbänder geschrieben werden. Die benötigte Zeit zum Auslesen der Daten eines Ereignisses beträgt etwa 3 msec. Dies bedeutet eine Totzeit von weniger als 5 % bei einer Triggerrate von etwa 5 Hz.

2.4 Die Datenrekonstruktion

Bei der Rekonstruktion eines Ereignisses aus den gemessenen Informationen werden Teilchenbahnen in der Haupt- und Vertexdriftkammer gebildet. Weiter werden die Messungen aus den verschiedenen Komponenten den unterschiedlichen Teilchen zugeordnet.

2.4.1 Spurrekonstruktion in der Haupt- und Vertexdriftkammer

Die Spurrekonstruktion in der Hauptdriftkammer ist in zwei Schritte untergliedert. Zunächst werden bei der Spurerkennung die gemessenen Punkte zu Spuren geordnet. Anschließend werden die Parameter des Teilchenweges durch eine Anpassung ermittelt. Die Spurerkennung macht sich die Homogenität der ARGUS-Driftkammer zunutze, so daß auch Spuren erkannt werden, die spiralförmig verlaufen und kleine Impulse haben, und Spuren von Teilchen, die nicht vom Hauptvertex kommen. Die Spurerkennung wird zunächst nur in der (x,y)-Ebene mit Hilfe der 0°-Drähte durchgeführt. Dabei wird durch drei Meßpunkte ein Kreis gelegt. Weitere Punkte, die nahe an diesem Kreis liegen, werden dann sukzessive hinzugenommen.

Bei dieser Prozedur werden bereits die gemessenen Driftzeiten mitverwendet. Da mindestens vier Punkte pro Spur verlangt werden, ist der Raumwinkel auf $|\cos\vartheta| < 0.92$ beschränkt. Anschließend werden die Stereodrähte hinzugenommen. Hier erhält man bereits Näherungen der Spurparameter. Von jedem Ereignis wird verlangt, daß es mindestens zwei Spuren enthält, die durch einen Zylinder mit der Länge von 16 cm und dem Radius von 1.5 cm um den Wechselwirkungspunkt führen.

Nun wird die Anpassung durchgeführt, wobei die genauen Parameter der Bahn bestimmt werden. Hierbei werden die Inhomogenität des Magnetfeldes, der Energieverlust durch Ionisierung und Vielfachstreuung berücksichtigt. Außerdem können noch einzelne Meßpunkte anderen Spuren zugeordnet werden.

Die gesamte Prozedur der Spurerkennung und der Anpassung wird ein zweites Mal für Drähte, die keiner Spur zugeordnet sind, oder für kurze oder schlecht bestimmte Spuren durchgeführt. Dabei werden die Anforderungen, die zum Akzeptieren einer Spur gestellt werden, gelockert.

Nach der Spurerkennung in der Hauptdriftkammer wird die Vertexkammer mit einbezogen. Und zwar werden zunächst die gemessenen Punkte den bereits gefundenen Spuren zugeordnet. Sodann wird für diese Punkte in der Vertexkammer ein unabhängiger Fit durchgeführt. Dieses liefert in der (x,y) -Ebene eine verbesserte Orts- und Impulsauflösung.

Mit diesen nun gefundenen Spuren wird durch eine χ^2 -Anpassung der Hauptvertex des Ereignisses und falls vorhanden zusätzliche Zerfallsvertices von langlebigen Teilchen ermittelt.

2.4.2 Die Schauerzähler

Alle Blöcke, die angesprochen haben, werden zunächst zu Clustern geordnet. Das sind zusammenhängende Bereiche aus diesen Zählern. Für jeden Block wird mittels der Kalibrationskonstanten, die für jeden Block einzeln aus Bhabhaereignissen bestimmt wurden, eine deponierte Energie berechnet. Die Gesamtenergie des Clusters ergibt sich aus den Einzelenergien der Blöcke. Der Auftreffpunkt des Teilchens auf die Oberfläche der Schauerzähler wird durch eine Gewichtung der Blöcke ermittelt. Schließlich werden Cluster Spuren zugeordnet, falls die Spuren in den Bereich des Clusters zeigen. Alle nichtzugeordneten Cluster werden als Photonen gedeutet.

2.5 Die Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation ist von zentraler Bedeutung bei der Untersuchung von multihadronischen Ereignissen. Insbesondere bei den schwachen Zerfällen, die flavourabhängig sind, ist man an einer guten π - K Separation interessiert. Ferner ist die Hadron-Lepton-Trennung für die Untersuchung semileptonischer Prozesse wichtig. Die Teilchenidentifikation wird bei ARGUS mittels des gemessenen Energieverlusts, der Flugzeit, der Energiedeposition im Kalorimeter und den Informationen der Myonkammern vorgenommen. Die einzelnen Messungen ergänzen sich hierbei:

- **$\pi - K$ -Trennung**

Die Unterscheidung zwischen verschiedenen Hadronen geschieht mittels der dE/dx - und Flugzeitmessung. Gemessene dE/dx -Werte für geladene Teilchen sind in Abbildung 2.4 zusammen mit den theoretischen Vorhersagen dargestellt. Die Messung der Flugzeit wird in Verbindung mit der Impulsmessung verwendet. Daraus kann die Masse eines

Teilchens bestimmt werden. In Abbildung 2.5 sind die Massenbänder für Pionen, Kaonen und Protonen zu erkennen. Eine $\pi - K$ Trennung ist bis zu Impulsen von etwa 800 MeV möglich.

• Lepton-Hadron-Trennung

Eine Identifikation von Leptonen mittels der Ionisationsverluste oder Flugzeit ist nur für kleine Impulse unterhalb von etwa 200 MeV möglich (siehe Abbildung 2.4 und 2.5). Für die Erkennung von Elektronen ist das Kalorimeter die wichtigste Komponente. Aufgrund des hohen Wirkungsquerschnitts für Bremsstrahlung verlieren Elektronen nahezu ihre gesamte Energie im Kalorimeter. Der entstehende elektromagnetische Schauer verbreitert sich durch Coulombstreuung, was zu einer lateralen Energieverteilung in der Größenordnung des Molièreradius führt.

Aufgrund der höheren Masse dominiert bei Myonen (unterhalb von einigen hundert GeV) der Ionisationsverlust. Für Impulse größer als 100 MeV verhält sich ein Myon wie ein minimal ionisierendes Teilchen. Dadurch hat man eine Energiedeposition für Myonen von etwa 200 MeV im Kalorimeter.

Bei der hadronischen Schauerentwicklung bestimmt die nukleare Absorptionslänge die longitudinale Entwicklung eines Schauers. Da sie für Blei etwa 30 mal größer als die Strahlungslänge ist, verlieren Hadronen weniger Energie im Kalorimeter. Zusätzlich werden ungefähr 30 % der Energie für das Aufbrechen der Kerne benötigt. Außerdem ist die laterale Schauerenausdehnung durch die hadronische Komponente des Schauers größer.

Für die Myonidentifikation werden außerdem die Myonenkammern verwendet.

Um die dE/dx - und Flugzeitinformation optimal auszunutzen, wird für jede Teilchenhypothese $i = e, \mu, \pi, K, p$ ein χ_i^2 definiert.

$$\chi_i^2 = \frac{(dE/dx - (dE/dx)_{Theorie}^i)^2}{\sigma_{dE/dx}^2 + \sigma_{Theorie}^2} + \frac{(1/\beta - 1/\beta_{Theorie}^i)^2}{\sigma_{TOF}^2 + \sigma_{Theorie}^2} \quad (2.5)$$

Hier gehen die gemessenen Werte, die theoretischen Erwartungen und die entsprechenden Fehler ein. Die Likelihoodfunktionen sind durch $\lambda_i \equiv \exp(-\chi_i^2/2)$ bestimmt. Um einen Vergleich zwischen den verschiedenen Likelihoodwerten für die unterschiedlichen Teilchenhypothesen einzuschließen, wird eine normierte Likelihood Li_i definiert:

$$Li_i \equiv \frac{\omega_i \lambda_i}{\sum_k \omega_k \lambda_k} \quad (2.6)$$

ω_i bezeichnet die relative Häufigkeit für die Produktion des Teilchens i in den betrachteten Ereignissen. Die bei ARGUS verwendeten Standardwerte für die relativen Häufigkeiten sind:

$$e : \mu : \pi : K : p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1 \quad (2.7)$$

Durchschnittlich 80 % aller gemessenen Teilchen werden bei der Forderung nach einem Likelihoodwert $> 1\%$ genau einer Teilchenhypothese zugeordnet. Bei der Leptonidentifikation werden, wie bereits erwähnt, auch die Kalorimeter- und Myonkammerinformationen einbezogen. Ähnlich wie für die Hadronen wird auch hier eine normierte Likelihood berechnet.

Benutzt werden die Wahrscheinlichkeiten p_j^k , daß eine gemessene Spur von der Detektorkomponente j als Teilchenart k erkannt wird.

$$Li_{e,\mu} = \frac{w^{e,\mu} \prod_{j=dE/dx, TOF, SC, (\mu)} P_j^{e,\mu}}{\sum_{k=e,\mu,\pi,K,p} w^k \prod_{j=dE/dx, TOF, SC, (\mu)} P_j^k} \quad (2.8)$$

Bei Forderung eines Likelihoodwertes $Li_e > 0.7$ bzw. $Li_\mu > 0.7$ ergeben sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Elektronen bzw. Myonen in Abbildung 2.6 und 2.7. Für Myonen wurde zusätzlich der Nachweis in den äußeren Myonenkammern verlangt. Die dargestellten Werte stammen aus einer Simulationsrechnung. Ein Vergleich mit radiativen Bhabhaereignissen und Myonpaaren zeigt, daß die wahren Nachweiswahrscheinlichkeiten mit der Simulationsrechnung übereinstimmen [52]. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen ist im Endcapbereich geringer, da hier das Kalorimeter weniger Strahlungslängen besitzt. Für Myonen hat man in diesem Bereich eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund der geringeren Materialdichte vor den Myonenkammern.

Neben der Nachweiswahrscheinlichkeit für Leptonen ist es notwendig, die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit dafür zu kennen, daß Hadronen für Leptonen gehalten werden. Für diese Untersuchung eignen sich verschiedene Methoden.

- $\Upsilon(1S)$ -Zerfälle

$\Upsilon(1S)$ -Zerfälle sind arm an Leptonen und eignen sich deshalb für diese Untersuchung. Quellen für Elektronen sind Dalitz-Zerfälle von π^0 , η -Mesonen oder konvertierte Photonen, von denen nur eine Spur erkannt wird. Ferner können Leptonen aus J/ψ -Zerfällen stammen. Wegen des geringen Verzweigungsverhältnisses spielt dieser Prozeß hier jedoch keine Rolle ($BR(\Upsilon(1S) \rightarrow J/\psi X) = 0.11 \pm 0.04\%$ [5]). Abbildung 2.8 und 2.9 stellen die aus $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen gewonnenen Mißidentifikationswahrscheinlichkeiten dar. Man erkennt an der Simulationsrechnung, daß der Beitrag echter Elektronen nicht zu vernachlässigen ist, und somit nur die Ergebnisse für Myonen wirklichen Mißidentifikationsraten entsprechen. Die Mißidentifikationsrate besteht aus einer Mischung der Mißidentifikationsraten von Pionen und Kaonen.

- τ -Zerfälle

Diese Zerfälle ergeben ein sauberes Sample von Pionen und eignen sich für eine genaue Bestimmung der Fehlidentifikationsraten.

- Mesonzerfälle

Verwendet wurden hier die Zerfälle des D^0 ($\rightarrow K^- \pi^+$) und des ϕ -Mesons ($\rightarrow K^+ K^-$).

Die Ergebnisse, die mit diesen Methoden erzielt wurden, sind in Tabelle 2.4 dargestellt. Myonen wurden nur im Zentralteil des Detektors betrachtet, wie sie später auch in der Analyse verwendet werden. Es sei noch erwähnt, daß schnelle Antiprotonen ($p > 0.8$ GeV) durch die große Energiedeposition im Kalorimeter eine hohe Wahrscheinlichkeit besitzen, als Elektronen erkannt zu werden (bis zu 4% [53]). Jedoch ist das Protonenspektrum in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen weich, so daß dieser Effekt nicht stark beiträgt. Aus der Tabelle ersieht man, daß die Fehlidentifikationsraten π/μ und K/μ etwa gleich sind. Man kann also mit einer gemittelten Rate im Impulsintervall 1.4 – 2.4 GeV arbeiten:

$$r_{had\tau/\mu} = 1.5 \pm 0.3\% \quad (2.9)$$

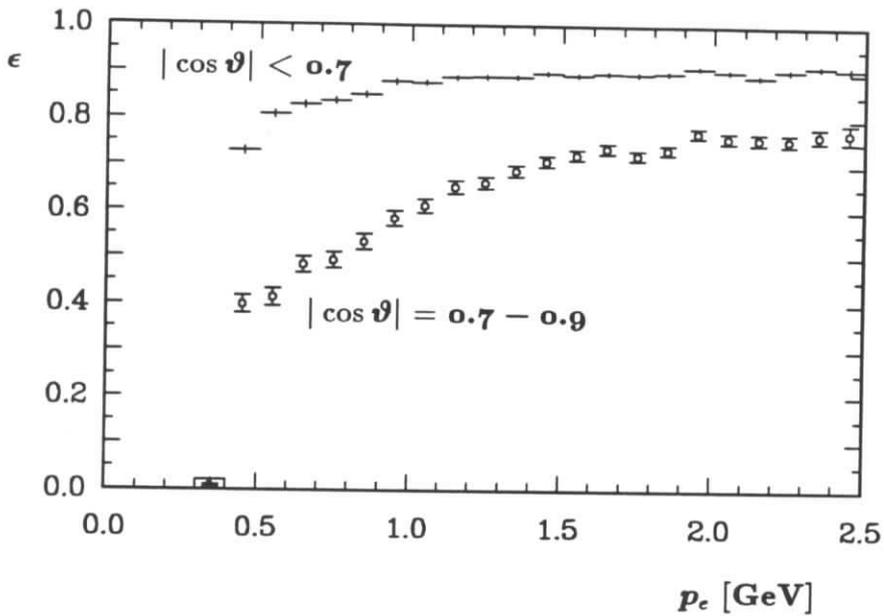


Abbildung 2.6: Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen im Barrel- und Endcapbereich.

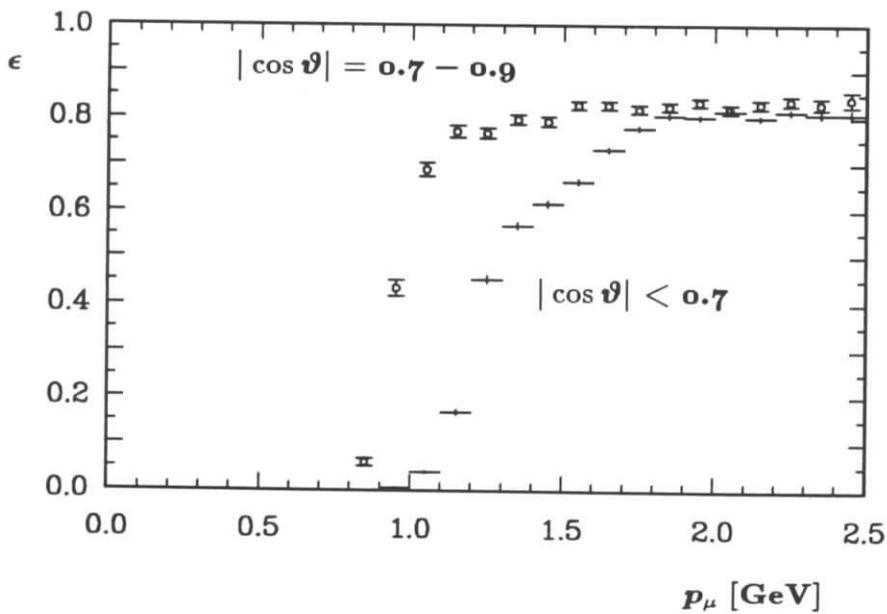


Abbildung 2.7: Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im Barrel- und Endcapbereich.

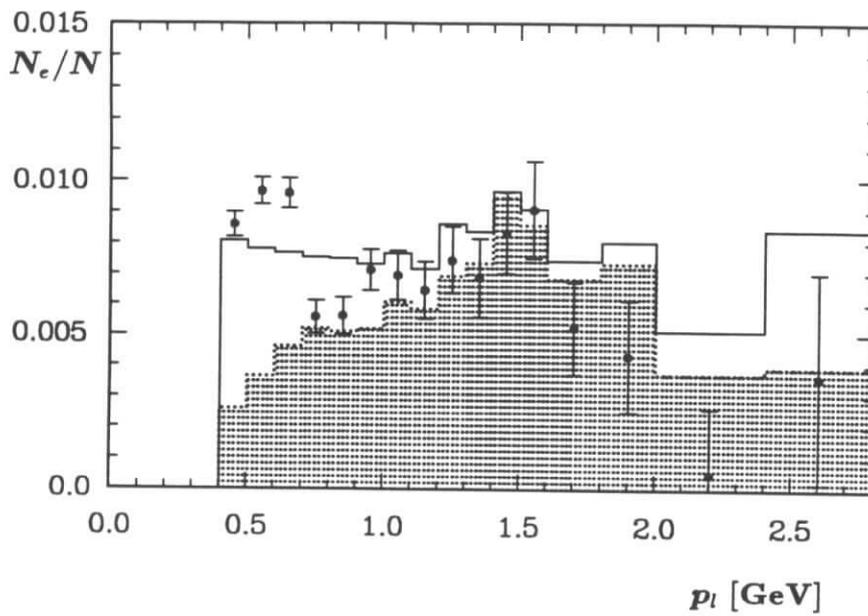


Abbildung 2.8: Als Elektronen identifizierte Teilchen in $\Upsilon(1S)$ -Daten und einer Simulationsrechnung (Histogramm). Gepunktet ist der Anteil von Mißidentifikationen in der Simulationsrechnung gezeigt.

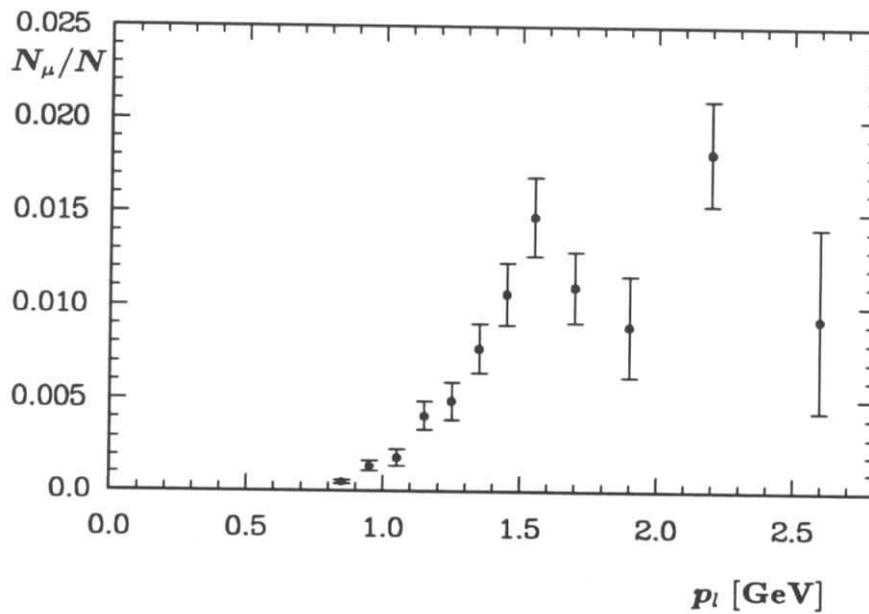


Abbildung 2.9: Mißidentifikationsraten für Myonen aus $\Upsilon(1S)$ -Daten.

Für Elektronen hat man die Werte entsprechend den Produktionsraten von Kaonen und Pionen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen zu gewichten. Man erhält dann folgende Werte:

$$\begin{aligned}
 p = 0.5 - 0.8 \text{ GeV} & \quad r_{had/e} = 0.70 \pm 0.19\% \\
 p = 0.8 - 1.1 \text{ GeV} & \quad r_{had/e} = 0.36 \pm 0.19\% \\
 p = 1.1 - 1.7 \text{ GeV} & \quad r_{had/e} = 0.34 \pm 0.22\% \\
 p = 1.7 - 2.6 \text{ GeV} & \quad r_{had/e} = 0.42 \pm 0.23\%
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

Diese Mißidentifikationsraten finden in der Analyse später noch Verwendung.

Methode	p [GeV]	$r_{\pi/e}$	$r_{K/e}$	$r_{\pi/\mu}$	$r_{K/\mu}$
$\tau \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^- X$ [52]	> 2.0 $ \cos \vartheta_\mu < 0.75$			2.0 ± 0.2	
$\Upsilon(1S)$	$1.4 - 2.4$			1.3 ± 0.1	
$D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ [54]	$1.4 - 2.4$	0.5 ± 0.2	0.0 ± 0.2	1.8 ± 0.4	1.6 ± 0.4
$\tau \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^- X$ [52]	unabhängig	0.5 ± 0.1			
$\phi \rightarrow K^+K^-$	$0.5 - 0.8$		1.4 ± 0.5		
	$0.8 - 1.1$		0.0 ± 0.5		
	$1.1 - 1.7$		0.0 ± 0.5		
	$1.7 - 2.6$		0.2 ± 0.7		

Tabelle 2.4: Mißidentifikationsraten für einen Likelihoodwert größer als 0.7 und Myonen nur im Barrelteil des Detektors. Die Werte aus den τ -Zerfällen wurden für einen Likelihoodwert größer als 0.8 bestimmt.

2.6 Die Luminositätsbestimmung

Die Luminositätsbestimmung wird bei ARGUS unter Verwendung von Bhabhaereignissen vorgenommen. Für diese Klasse von Ereignissen ist der theoretische Wirkungsquerschnitt bekannt. Weiter ist die Rate hoch, so daß die bestimmten Luminositäten hauptsächlich von systematischen Unsicherheiten abhängen. Dieser systematische Fehler beträgt 1.8% [55]. Die Luminositätswerte wurden bereits in Tabelle 2.2 angegeben.

2.7 Die Simulation

Um Nachweiswahrscheinlichkeiten und Untergrundeffekte studieren zu können, ist es notwendig, eine Simulation von Ereignissen zur Verfügung zu haben. Diese Simulation wird in drei Schritten vorgenommen:

- Die Simulation von B-Zerfällen

B-Zerfälle werden durch das Programmpaket MOPEK generiert [56]. Dabei wird zunächst eine polarisierte $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugt. Die Impulsunsicherheit der Strahlenelektronen wird berücksichtigt, so daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz nicht in Ruhe produziert

wird. Für den Zerfall der Resonanz wird eine Wahrscheinlichkeit von jeweils 50% für ein geladenes bzw. neutrales B-Mesonpaar angesetzt. Ein Mixing neutraler B-Mesonen kann je nach Wunsch eingeschlossen werden. Der Zerfall der B-Mesonen beinhaltet eine Vielzahl von Kanälen und soll hier nicht weiter diskutiert werden. Im Anhang B findet sich eine Auflistung dieser Zerfälle.

- Die Detektorsimulation

Für die so generierten Zerfälle wird eine Simulation des Detektors durchgeführt [57]. Dabei werden die Bahnen aller produzierten Teilchen durch den Detektor bestimmt. Die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie wird mittels GEANT simuliert [58]. Aus den Ionisationsverlusten und der Schauerbildung beim Durchqueren des Detektors können dann Signale in den Detektorkomponenten simuliert werden. Diese simulierten Signale haben die gleiche Struktur wie Signale der Daten.

- Die Rekonstruktion

Nach der Detektorsimulation ist es möglich, eine Rekonstruktion der simulierten Ereignisse durchzuführen, wie es auch bei den Daten geschieht.

Nach diesen Schritten hat man simulierte Ereignisse mit rekonstruierten Spuren. Zusätzlich hat man die Information über die ursprünglich generierten Teilchen. Dies erlaubt die Feststellung, ob ein Teilchen im Detektor gesehen wird. Dazu dient das sogenannte "matchen", wobei ein generiertes Teilchen mit den rekonstruierten verglichen wird. Stimmen die Impulse im Rahmen der Fehler überein, wird angenommen, daß das rekonstruierte Teilchen dem generierten entspricht.

Die beschriebene Simulation ist geeignet zum Studium bestimmter B-Zerfallskanäle. Ist man jedoch daran interessiert, alle möglichen B-Zerfälle für eine Analyse der Untergrundquellen zu untersuchen, stößt man häufig an Grenzen. Dies ist bedingt durch den hohen Aufwand an Rechenzeit, die die Simulation des Detektors und die Rekonstruktion benötigen. Deshalb gibt es bei ARGUS die Option, eine vereinfachte Detektorsimulation und Rekonstruktion durchzuführen. Dieses wird kurz Mini-Monte Carlo genannt. Im Mini-Monte Carlo wird nicht wie im normalen Monte Carlo eine vollständige Simulation der Flugbahn vorgenommen. Es wird lediglich jede Messung (dE/dx , Flugzeit, ...) in einem Schritt simuliert. Dadurch ist es zum Beispiel nicht möglich, Korrelationen zwischen Teilchen einzubeziehen. Ferner wird der Detektor als homogen angenommen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Teilchenarten entsprechen der vollen Simulation. Ferner wird die Bremsstrahlung von Elektronen im Detektor berücksichtigt.

Kapitel 3

Methoden zur Untersuchung semileptonischer B-Zerfälle

In diesem Kapitel werden Methoden beschrieben, die in beiden Analysen der semileptonischen B-Zerfälle Verwendung finden. Hierbei handelt es sich einmal um die Bestimmung des Neutrinoimpulses und zum anderen um die Trennung zwischen Ereignissen mit einem und solchen mit zwei semileptonischen B-Zerfällen. Zunächst sei aber die Kinematik der B-Produktion dargestellt.

3.1 Die Kinematik der B-Mesonenerzeugung

Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz wird durch e^+e^- -Vernichtung aus einem virtuellen Photon erzeugt. Dadurch ist der Viererimpuls festgelegt: $p_{\Upsilon(4S)} = (2 \cdot E_{beam}, 0, 0, 0)$. Aus der Struktur der Wechselwirkung folgt, daß das $\Upsilon(4S)$ -Meson transversal polarisiert ist.¹ Die Polarisation legt die Winkelverteilung bei dem Zerfall in das B-Mesonpaar fest. Als Spin 0-Teilchen folgen die B-Mesonen einer Verteilung proportional zu der Kugelflächenfunktionen $|Y_1^1(\Omega)|^2$. Aus der Energieerhaltung folgt weiter, daß die B-Mesonen die Strahlenergie E_{beam} besitzen. Da diese nur knapp über der B-Masse liegt, ist der Impuls entsprechend gering. Die Streuung um diesen mittleren Impuls folgt aus der Energieunschärfe der Strahlelektronen. Diese Unsicherheit wird dadurch verringert, da die B-Mesonen über die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz, welche eine Zerfallsbreite von 24 MeV besitzt, erzeugt werden. Zusammenfassend besitzen die B-Mesonen folgende Eigenschaften:

- Die Energie der B-Mesonen und deren Impuls beträgt:

$$\begin{aligned} E_B &= 5290 \pm 3.4 \text{ MeV} \\ |\vec{p}_B| &= 350 \pm 50 \text{ MeV} \\ |\vec{p}_B + \vec{p}_{\bar{B}}| &= 0 \pm 9 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Die letzte Beziehung zeigt, daß man praktisch $\vec{p}_B = -\vec{p}_{\bar{B}}$ annehmen kann.

- Die Winkelverteilung der B-Mesonen ist gegeben durch:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\Omega} = |Y_1^1(\Omega)|^2 = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \vartheta \quad (3.2)$$

¹Die Elektronen können als masselos angesehen werden, so daß die Helizitätsprojektoren durch $(1 \pm \gamma_5)/2$ gegeben sind. Man erkennt dann, da $\{\gamma_5, \gamma_\mu\} = 0$, daß eine Kopplung $\bar{\psi}_L \gamma_\mu \psi_R$ verschwindet. Daraus folgt die Tatsache, daß nur masselose Fermionen entgegengesetzter Helizität an ein Vektorboson koppeln.

wobei auch hier wieder die Effekte durch die Bewegung der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz verschwindend gering sind.

Man kennt somit die Energie der B-Mesonen sehr genau und besitzt weiterhin Informationen über die Winkelverteilung. Die Kenntnis der Energie wird beim Nachweis semileptonischer B-Zerfälle direkt eingehen.

3.2 Die Messung des Neutrinoimpulses

Bisher wurde bei Analysen semileptonischer B-Zerfälle der Neutrinoimpuls als unbekannt angenommen. Bei einem 4π -Detektor wie ARGUS kann ein Großteil der erzeugten Teilchen nachgewiesen werden. Dies ermöglicht, den Neutrinoimpuls mittels des fehlenden Impulses näherungsweise zu rekonstruieren. Dieses Verfahren soll hier erklärt werden.

Der Impuls eines Neutrinos aus einer Reaktionskette



erfüllt die Bedingung:

$$p_\nu = p_{\Upsilon(4S)} - p_Y - p_Z - p_{lX} \quad (3.4)$$

X und Y bezeichnen Teilchen aus den beiden B-Zerfällen, die im Detektor nachgewiesen wurden. Mittels 3.4 kann man näherungsweise den Neutrinoimpuls bestimmen. Dabei vernachlässigt man den Impuls der unbeobachteten Teilchen p_Z . Die Näherung ist nur dann sinnvoll, wenn im zweiten \bar{B} -Zerfall kein primär erzeugtes, also schnelles, Teilchen fehlt. Da bei semileptonischen Zerfällen immer ein fehlendes Neutrino auftritt, behandelt dieser Abschnitt nur den Fall, wenn das zweite \bar{B} -Meson hadronisch zerfällt. In der später beschriebenen Selektion können semileptonische Zerfälle des zweiten \bar{B} -Mesons durch ein zweites Lepton im Ereignis erkannt werden. Dies ist im nächsten Abschnitt gezeigt.

Aus verschiedenen Gründen ist die Bestimmung der Neutrinoenergie aus der fehlenden Energie im Ereignis ungenau und unterliegt größeren systematischen Unsicherheiten. Dies liegt einmal daran, daß die Energie der gesehenen Teilchen von der Teilchenidentifikation abhängt. Weiter bewirken nicht gesehene Teilchen immer eine Verminderung der gesehenen Energie, während beim vektoriellen Impuls lediglich eine Streuung um den wahren Wert stattfindet. Aus diesen Gründen wird später als Neutrinoenergie der Betrag des Dreierimpulses verwendet. Es wird im weiteren nur die Bestimmung des Dreierimpulses diskutiert.

Der Vektor $\vec{p}_Y + \vec{p}_{lX}$ ergibt sich aus gemessenen Teilchen. Dies schließt auch Photonen ein. Für geladene Teilchen werden folgenden Bedingungen gestellt:

- Die Spur muß zum Hauptvertex zeigen. Das heißt, der gemessene Abstand der Spur zum Hauptvertex muß innerhalb von 6 Standardabweichungen mit Null verträglich sein. Außerdem muß sie durch einen Zylinder um diesen Vertex gehen (Radius = 1.5 cm, $\Delta z = 10$ cm).
- Für den Impuls und den Winkel wird gefordert: $p > 30$ MeV und $|\cos \vartheta| < 0.92$. Dieses sind praktisch die Bereiche, in denen die ARGUS Driftkammer Teilchen nachweisen kann.

Teilchen, die über einen Sekundärvertex nachgewiesen wurden ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \gamma \rightarrow e^+e^-, \Lambda_0 \rightarrow p\pi^-$), werden ebenfalls akzeptiert. Bei Photonen wird eine Energie von mindestens 80 MeV gefordert. Eine Heruntersetzung auf z.B. 50 MeV bringt keine Verbesserung des hier beschriebenen Verfahrens.

Die Unsicherheit in der Bestimmung des Neutrinoimpulses resultiert hauptsächlich aus den fehlenden Teilchen (Näherung $\vec{p}_Z = 0$). Die fehlenden Teilchen kann man in nachweisbare und nicht nachweisbare Teilchen unterteilen. Unter die letzte Klasse fallen Neutrinos und K_L^0 -Mesonen. Die Beiträge dieser beiden Klassen am fehlenden Impuls für einen hadronischen Zerfall eines B-Mesons sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Verteilungen entstammen einer Simulationsrechnung mit den Zerfallswahrscheinlichkeiten aus Anhang B. Der fehlende Impuls hat ein Maximum bei etwa 500 MeV. Für die Messung des Neutrinoimpulses erwartet man also etwa eine Unsicherheit in dieser Größenordnung. Dies ist deutlich geringer als der Impuls des Neutrinos aus den Zerfällen $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ und $B \rightarrow X_c l \nu$, wie ebenfalls aus dem Bild zu ersehen ist. Dies rechtfertigt die Anwendung der Methode.

Man erkennt, daß die nicht nachweisbaren Teilchen einen erheblichen Anteil am fehlenden Impuls haben. Deshalb läßt sich das Verfahren auch mit einer höheren Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen und geladene Spuren nicht wesentlich verbessern.

Daß diese Methode nicht nur in der Theorie funktioniert, soll nun an dem bereits gemessenen Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu$ gezeigt werden. Zu diesem Zweck wird ein Lepton und ein D^{*-} selektiert. Es wird zusätzlich verlangt, daß nur ein Lepton mit einem Impuls größer als 1.2 GeV im Ereignis gefunden wird. Ferner wird gefordert, daß das Lepton und das D^{*-} aus einem B-Zerfall stammen können. Die notwendige Bedingung hierfür wird bei der Analyse des Zerfalls $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ noch erklärt. Der Neutrinoimpuls wird mit der obigen Methode bestimmt. Der Meßfehler auf diesen Impuls kann bestimmt werden. Hierzu hat man die Energie des $D^{*-} l^+ \nu$ -Systems zu betrachten. Sie ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Das Histogramm zeigt die Daten verglichen mit einer Simulation (Kurve). Der gepunktete Anteil zeigt den erwarteten Untergrund. Im Kontinuum wurde kein Ereignis gefunden, daß den Selektionskriterien genügt. Wie erwartet ist die Energie um die Strahlenergie verteilt. Zu betonen ist noch, daß hier nur die Energie betrachtet wurde. Unabhängig davon stimmt ebenfalls der Impuls mit dem B-Impuls im Rahmen der Meßungenauigkeiten des Neutrinoimpulses überein. Dies kann auch gezeigt werden. Es werden wieder $l^+ D^{*-}$ -Kandidaten selektiert. Zusammen mit dem Neutrino hat man eine vollständige Rekonstruktion, so daß man wie bei exklusiven hadronischen Messungen vorgehen kann. Der Neutrinoimpuls wird skaliert, so daß das System die Strahlenergie besitzt. Dann wird die B-Masse berechnet: $M_B = \sqrt{E_{beam}^2 - \vec{p}_{D^* l \nu}^2}$. Diese Verteilung ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Deutlich erkennt man ein Signal bei der B-Masse. Dies verdeutlicht, daß der Neutrinoimpuls für die Analyse benutzt werden kann.

3.3 Die Trennung von semileptonischen und hadronischen B-Zerfällen

Wie bereits erwähnt, ergibt die Messung des Neutrinoimpulses nur dann sinnvolle Werte, falls aus dem zweiten \bar{B} -Zerfall kein schnelles Teilchen fehlt. Als fehlende Teilchen kommen hier insbesondere K_L^0 -Mesonen und Neutrinos in Frage. K-Mesonen werden hauptsächlich über die Kaskade $b \rightarrow c \rightarrow s$ erzeugt, also nicht im primären Zerfall. Schnelle K_L^0 -Mesonen werden produziert, wenn das W-Boson in ein $c\bar{s}$ System zerfällt. Prozesse mit solchen K-Mesonen sind jedoch selten, wie das Verzweungsverhältnis für $B \rightarrow J/\psi K_L^0$ zeigt ($BR \approx$

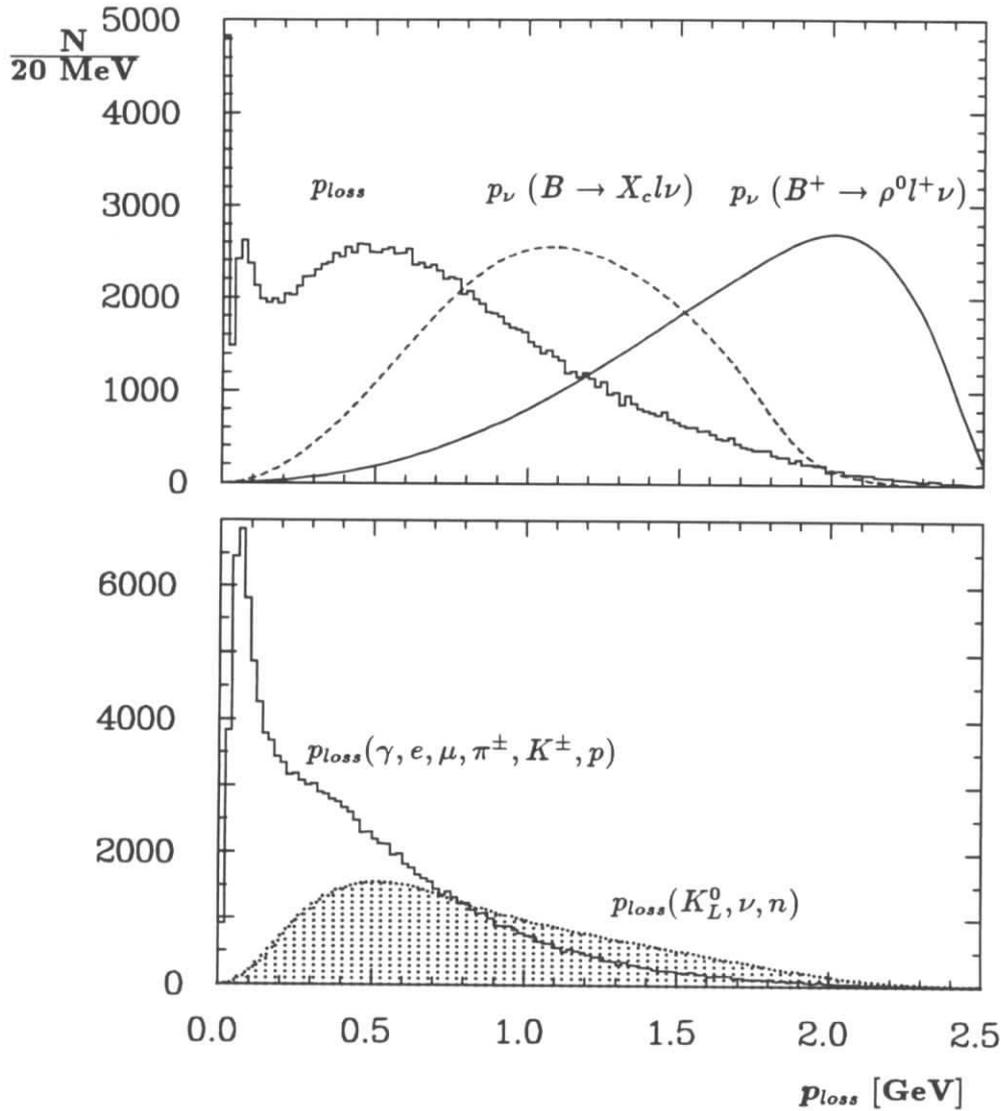


Abbildung 3.1: Das obere Bild zeigt einen Vergleich des fehlenden Impulses simulierter hadronischer B-Zerfälle (Histogramm) mit dem Neutrinoimpulsspektrum semileptonischer Zerfälle. Im unteren Bild ist der Beitrag von K_L^0 -Mesonen, Neutrinos und Neutronen zum fehlenden Impuls gezeigt.

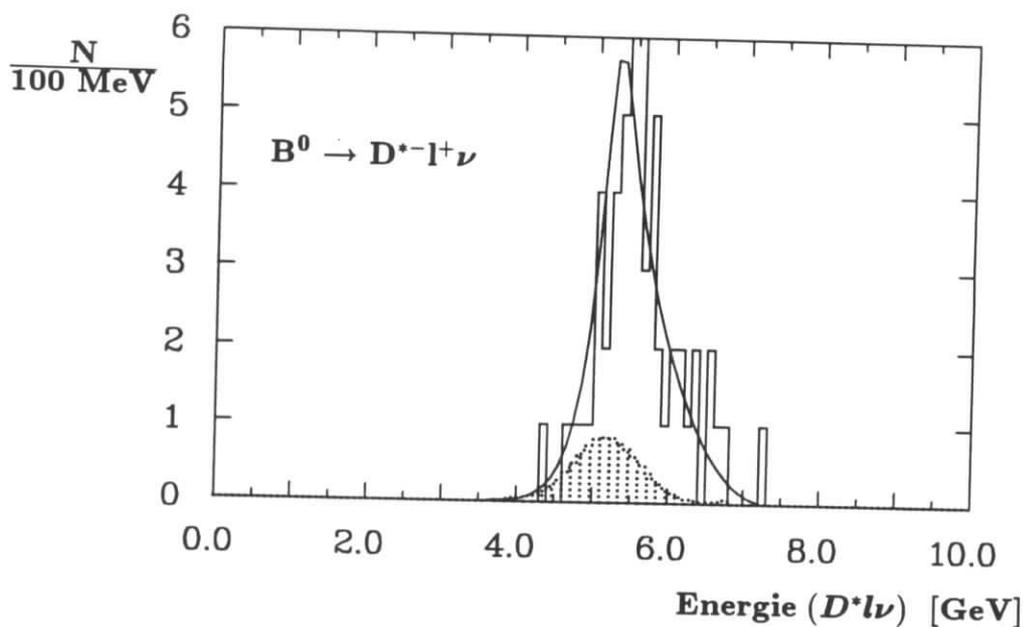


Abbildung 3.2: Energie der $D^* l \nu$ -Kombination. Das Histogramm zeigt Daten, verglichen mit einer Simulation (Kurve). Gepunktet ist der erwartete Untergrund dargestellt.

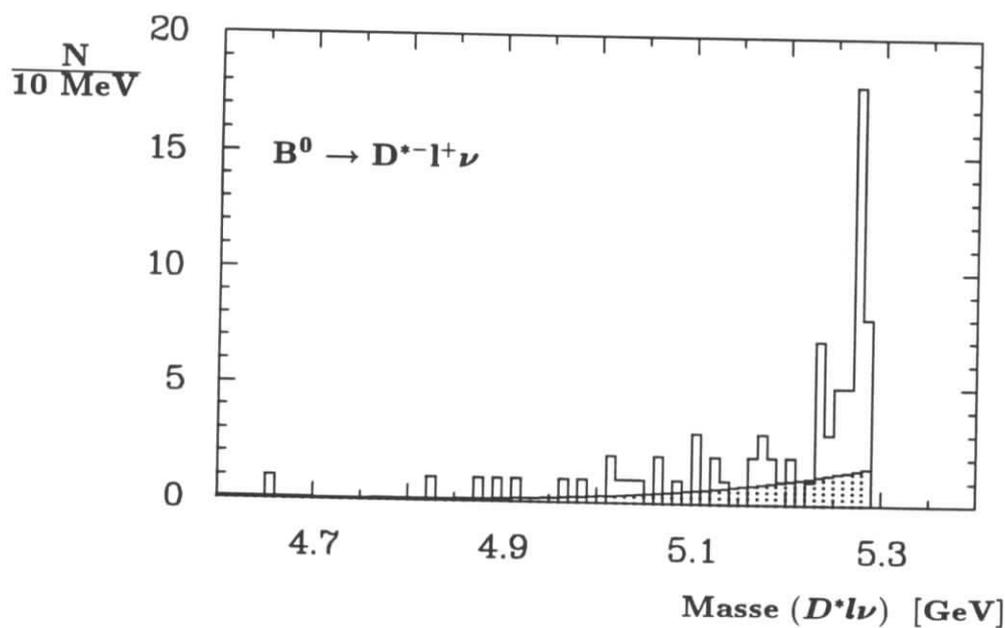


Abbildung 3.3: Masse der $D^* l \nu$ -Kombination aus $\Upsilon(4S)$ -Daten. Das gepunktete Histogramm zeigt den erwarteten Untergrund.

0.4%). Zu vergleichen ist es mit dem semileptonischen Verzweigungsverhältnis von etwa 20 % für Elektronen und Myonen. Neutrinos aus semileptonischen B-Zerfällen sind somit die Hauptquelle für schnelle fehlende Teilchen aus dem zweiten B-Zerfall.

Es ist also sinnvoll, zwischen semileptonischen und hadronischen Zerfällen zu unterscheiden. Zur Trennung dieser Klassen dient ein zweites Lepton im Ereignis. In der Analyse wird die folgende Unterteilung durchgeführt:

- hadronischer Zerfall des zweiten B-Mesons
Es gibt genau ein Lepton im Ereignis mit Impuls größer als 1.2 GeV.
- semileptonischer Zerfall des zweiten B-Mesons
Es gibt genau zwei Leptonen im Ereignis mit Impuls jeweils größer als 1.2 GeV.

Einen Eindruck von der Qualität dieser Zuordnung gewinnt man aus Abbildung 3.4. Es handelt sich hier um simulierte $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle in ein B^+B^- -Paar. In dem Histogramm sind die Impulse von Leptonen aus dem B^- -Zerfall dargestellt. Man erkennt Beiträge aus semileptonischen Zerfällen $B^- \rightarrow Xl^- \nu$ und aus hadronischen B-Zerfällen (Kaskadenzerfälle). Zu einem geringen Prozentsatz treten Ereignisse mit zwei Leptonen aus einem B^- -Zerfall auf. Der Impuls des langsameren Leptons ist im ausgefüllten Histogramm gezeigt.

Die Impulsverteilung von Leptonen in den Daten ist in Abbildung 3.5 aufgetragen. Es wurden Ereignisse mit mindestens zwei Leptonen selektiert. In der Abbildung findet sich der Impuls des langsamsten Leptons. Das schnelle Lepton stammt wahrscheinlich aus einem semileptonischen Zerfall. Hat man zwei Leptonen entgegengesetzter Ladung im Ereignis, erkennt man den Beitrag semileptonischer Zerfälle. Ist die Ladung der Leptonen gleich, können nur dann beide Leptonen aus semileptonischen B-Zerfällen stammen, wenn es sich um ein Ereignis mit Mixing ($B^0\bar{B}^0 \rightarrow B^0B^0$) handelt. Weiter ist der Fall betrachtet worden, bei dem mehr als zwei Leptonen im Ereignis sind (volles Histogramm). Allgemein überwiegt bei Impulsen von 1 GeV noch der Untergrund aus nicht semileptonischen Zerfällen (Kurve). In dieser Analyse wurde deshalb angenommen, daß ein Lepton mit mehr als 1.2 GeV Impuls aus einem semileptonischen B-Zerfall kommt. In diesem Bereich kommt der Untergrund hauptsächlich aus Kontinuumsproduktion.

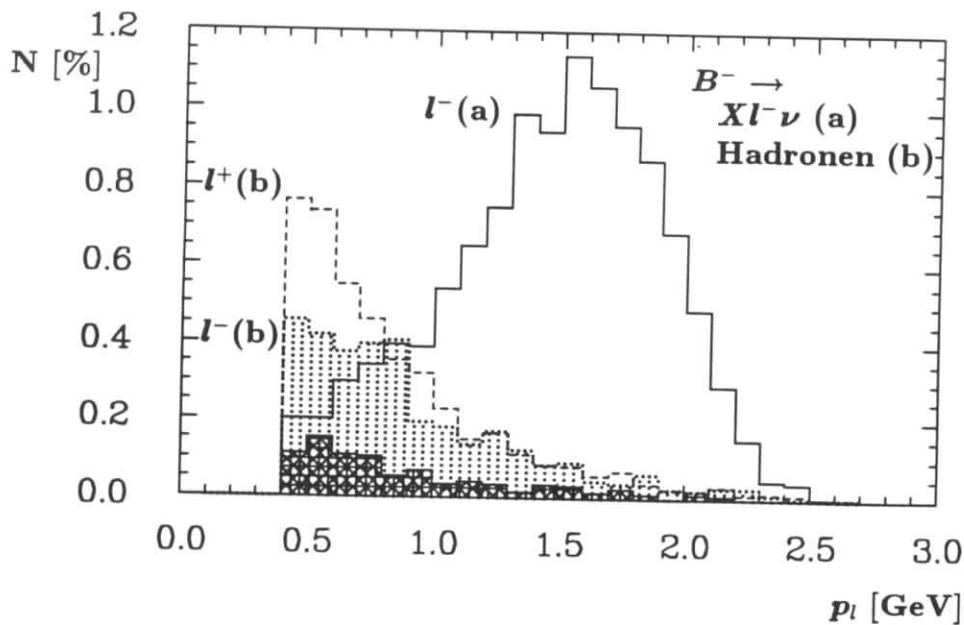


Abbildung 3.4: Impulsverteilung von Leptonen aus Simulationsereignissen eines B^- -Zerfalls. Das offene Histogramm zeigt die Verteilung des Leptonimpulses aus semileptonischen B -Zerfällen. Gepunktet und gestrichelt sind die l^- - und l^+ -Spektren aus Kaskadenzerfällen dargestellt. Ereignisse mit mehr als einem Leptonen pro B^- -Zerfall tragen nur gerigfügig bei. Das Spektrum des zweiten langsameren Leptons ist im ausgefüllten Histogramm gezeigt.

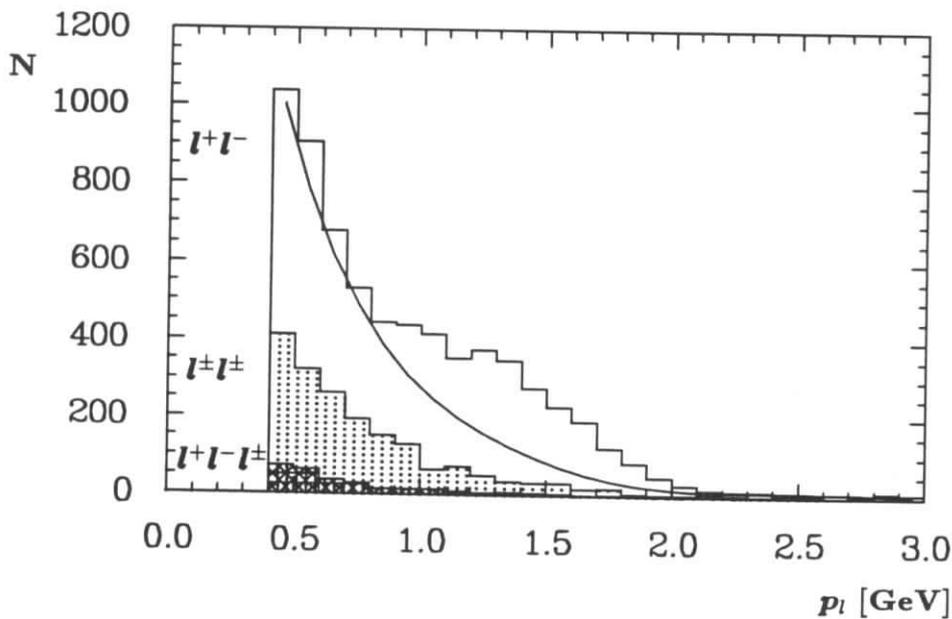
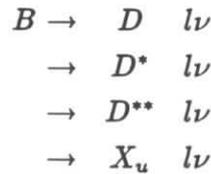


Abbildung 3.5: $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle mit mindestens zwei Leptonen pro Ereignis (Daten). Gezeigt ist der Impuls des langsamsten Leptons. Die Kurve zeigt den erwarteten Untergrund aus nicht semileptonischen B -Zerfällen.

Kapitel 4

Die Analyse des Leptonspektrums semileptonischer B-Zerfälle

Ziel dieser Analyse ist es, das Impulsspektrum von Leptonen aus semileptonischen B-Zerfällen zu messen. Ferner werden die Einzelbeiträge verschiedener Prozesse bestimmt. Diese sind im einzelnen:



Hierbei bezeichnet D^{**} die Summe aller höheren D-Mesonen und X_u die Gesamtheit der Zustände, die bei $b \rightarrow u$ Zerfällen erzeugt werden.

Die Analyse beruht auf der näherungsweise Bestimmung der hadronischen Masse des Zerfalls. Dazu ist es notwendig, neben dem Leptonimpuls auch den Neutrinoimpuls zu kennen. Der Neutrinoimpuls wird, wie bereits besprochen, aus dem fehlenden Impuls im Ereignis bestimmt. Dann ergibt sich für die hadronische Masse im Zerfall $B \rightarrow Xl\nu$:

$$\begin{aligned} M_X^2 &= (p_B - p_l - p_\nu)^2 \\ &= (E_B - E_l - E_\nu)^2 - (\vec{p}_B - \vec{p}_l - \vec{p}_\nu)^2 \\ &\approx (E_B - E_l - E_\nu)^2 - (\vec{p}_l + \vec{p}_\nu)^2 \equiv \widetilde{M}_X^2 \end{aligned} \quad (4.1)$$

Die Meßgenauigkeit der Masse kommt hier durch zwei Näherungen zustande. Zum einen wird der B-Impuls vernachlässigt, und zum anderen kann der Neutrinoimpuls nur bis auf einige 100 MeV genau gemessen werden. Die Ungenauigkeit im Neutrinoimpuls ist hauptsächlich für die Massenauflösung verantwortlich, wie aus Abbildung 4.1 zu ersehen ist.

Dennoch ist es möglich, zwischen verschiedenen semileptonischen Zerfallskanälen zu differenzieren. Abbildung 4.2 verdeutlicht dies anhand einer Simulationsrechnung¹. Für die Zusammensetzung der D^{**} - und X_u -Komponenten muß ein Modell herangezogen werden. Benutzt wurde das GISW-Modell, bei dem die bekannten oder berechneten Massen von Resonanzen eingehen. Auf die Modellabhängigkeit der Ergebnisse wird bei den systematischen Fehlern noch eingegangen. Bei der Analyse werden die theoretischen Verteilungen an die gemessene Verteilung der hadronischen Masse angepaßt, um so die relativen Anteile zu bestimmen.

¹Nicht zu trennen sind die Zerfälle $B \rightarrow Dl\nu$ und $B \rightarrow D^*l\nu$, worauf später noch eingegangen wird.

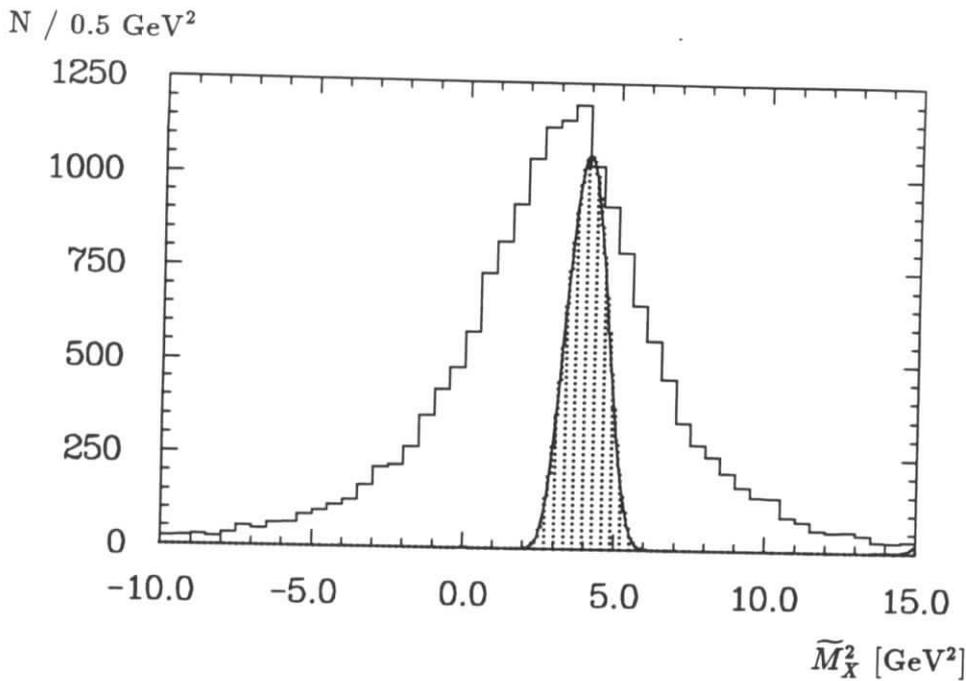


Abbildung 4.1: Die Verteilung der näherungsweise bestimmten hadronischen Masse für Simulationsereignisse des Zerfalls $B \rightarrow D^* l \nu$. Das gepunktete Histogramm zeigt die Verteilung, die bei genauer Kenntnis des Neutrinoimpulses entsteht. Die Breite ergibt sich dann nur aus dem nicht bekannten B-Impuls.

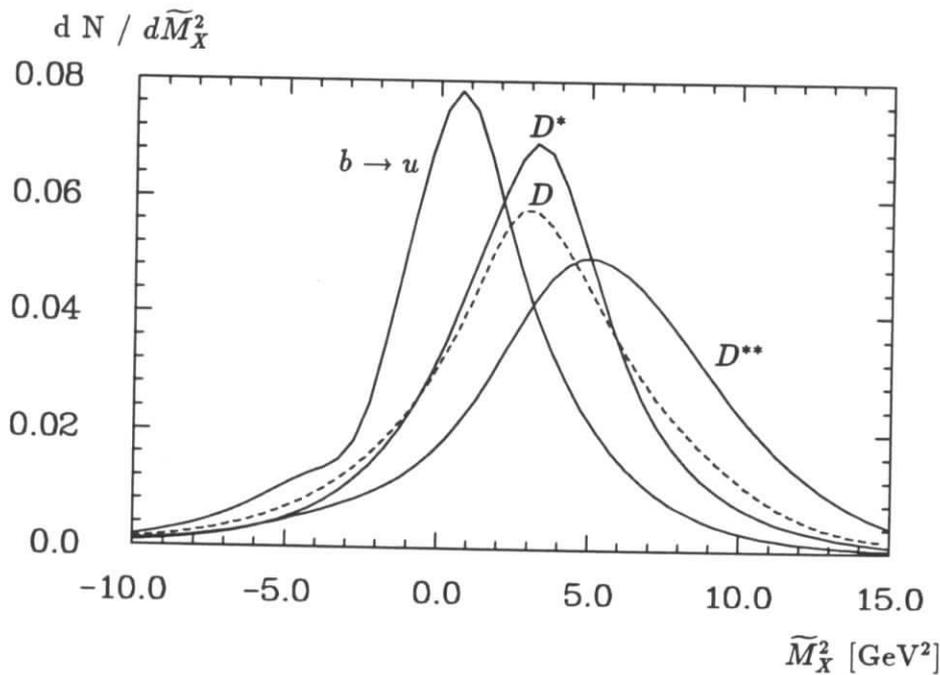


Abbildung 4.2: Vergleich der \tilde{M}_X^2 -Verteilungen für verschiedene Zerfälle (Simulation).

Die Auswahl von Ereigniskandidaten beginnt mit der Selektion multihadronischer Ereignisse. Die Kriterien, die multihadronische Ereignisse erfüllen müssen, sollen kurz erklärt werden.

4.1 Die Multihadronselektion

Für die folgenden Analysen wurde eine Datenmenge von

$$\int \mathcal{L} dt = \begin{cases} 234.4 \text{ pb}^{-1} & \text{auf der } \Upsilon(4S)\text{-Resonanz} \\ 92.5 \text{ pb}^{-1} & \text{im Kontinuum} \end{cases} \quad (4.2)$$

verwendet. Dies entspricht $303 \cdot 10^6$ Ereignissen, die vom Trigger akzeptiert und auf Magnetbänder geschrieben wurden. Zum Großteil handelt es sich dabei um Untergrund aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen ($\approx 85\%$), Bhabha-Ereignissen ($\approx 10\%$), μ -Paaren ($\approx 0.03\%$) oder $\gamma\gamma$ -Reaktionen. Um diesen Untergrund zu verringern, wird eine Multihadronselektion vorgenommen. Dies geschieht mittels folgender Kriterien:

- Im Kalorimeter muß eine Energie $E > 1.7 \text{ GeV}$ deponiert sein.
- Es müssen mindestens drei geladene Spuren im Ereignis gesehen werden.
- Der aus den geladenen Spuren gefundene Hauptvertex muß im Bereich der Wechselwirkungszone liegen, d. h. er befindet sich in einem Zylinder um diesen Punkt mit Radius 1.5 cm und Länge 12 cm. Wurde bei der Rekonstruktion kein Hauptvertex gefunden, müssen mindestens drei Spuren aus der Nähe der Wechselwirkungszone stammen (Zylinder mit Radius 1 cm und Länge 10 cm).

Diese Selektion passieren lediglich 1% der Daten. Von den $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen werden 99.7 % akzeptiert. In diesen Ereignissen befindet sich noch ein großer Teil an radiativen Bhabhaereignissen oder Taupaaren. Da B-Zerfälle hohe Multiplizitäten aufweisen, kann dieser Untergrund weiter reduziert werden, indem man für die geladene und neutrale Multiplizität verlangt:

$$n_{\text{charged}} + 0.5 \cdot n_{\text{neutral}} \geq 6 \quad (4.3)$$

Einen Vergleich der Multiplizitäten kann man der Abbildung 4.3 entnehmen. Verlangt man ein Lepton im Ereignis, erkennt man im Kontinuum deutlich den verbliebenen Anteil an Bhabhaereignissen bei kleinen Multiplizitäten.

4.2 Die Endselektion

Schließlich werden Ereignisse mit einem Lepton selektiert. Dabei werden Kontinuumsereignisse durch geeignete Schnitte unterdrückt. Dies wird in den nächsten beiden Abschnitten erläutert.

4.2.1 Die Selektion von Leptonen

Die Rekonstruktion von Spuren wurde bereits bei der Besprechung des Experiments beschrieben. Da die gesuchten Leptonen vom Hauptvertex kommen, werden weitere Anforderungen

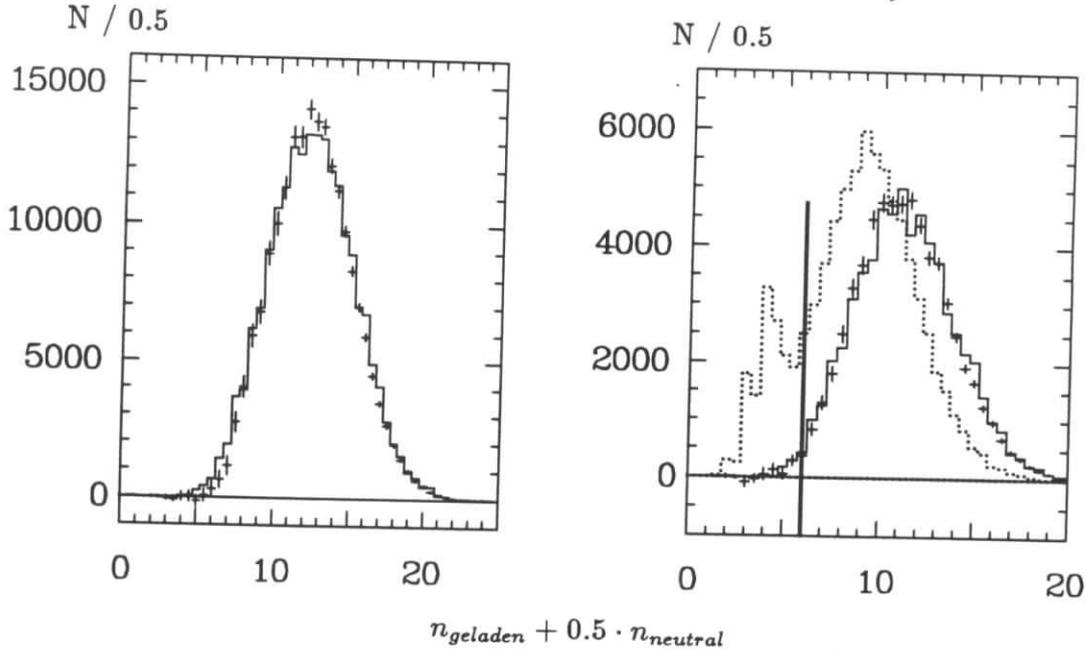


Abbildung 4.3: Multiplizität in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen. Dargestellt ist die Kombination aus geladener und neutraler Multiplizität $n_{\text{geladen}} + 0.5 \cdot n_{\text{neutral}}$. Die Kreuze geben die $\Upsilon(4S)$ -Daten (Kontinuum abgezogen) im Vergleich mit der Monte Carlo-Simulation (Histogramm) wieder. Im rechten Bild wurden nur Ereignisse mit mindestens einem Lepton dargestellt. Zusätzlich enthält es das skalierte Kontinuum (gepunktet).

verlangt. Diese betreffen die Entfernung der Spur vom Hauptvertex:

$$\begin{aligned}
 \chi^2_{\text{Spur-Vertex}} &< 36 \\
 |(\Delta \vec{r}_{\text{Spur-Vertex}})_{\text{radial}}| &< 1.5 \text{ cm} \\
 |(\Delta \vec{r}_{\text{Spur-Vertex}})_z| &< 5.0 \text{ cm}
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

Teilchen, die zusätzlich durch einen Sekundärvertex gehen und einem K_S^0 -, Λ -Zerfall oder einer Konversion zugeschrieben werden, werden ausgeschlossen.

Um eine klare Signatur semileptonischer Zerfälle zu erhalten, werden gut identifizierte Elektronen und Myonen benutzt. Die Likelihood soll größer als 0.7 sein. Bei Myonen wird außerdem der Nachweis in zwei der drei Myonkammerlagen verlangt und der Winkelbereich auf das Barrel beschränkt ($|\cos \vartheta| < 0.7$). Der Myonimpuls soll mindestens 1.4 GeV betragen, um den Schwellenbereich der Nachweiswahrscheinlichkeit auszuschließen.

$$\begin{array}{ll}
 \underline{\text{Elektronen}} & Li_e > 0.7 \\
 & |\vec{p}_e| > 0.5 \text{ GeV} \\
 \underline{\text{Myonen}} & Li_\mu > 0.7 \\
 & |\vec{p}_\mu| > 1.4 \text{ GeV} \\
 & |\cos \vartheta| < 0.7 \\
 & \text{Nachweis in den äußeren Myonkammern}
 \end{array}
 \tag{4.5}$$

Etwa 1.3% der Leptonen aus B-Zerfällen stammen aus der J/ψ -Produktion. Dieser Untergrund ist nicht groß und kann außerdem problemlos reduziert werden. Es werden alle Leptonenpaare e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, die im Bereich der J/ψ -Masse liegen, ausgeschlossen.

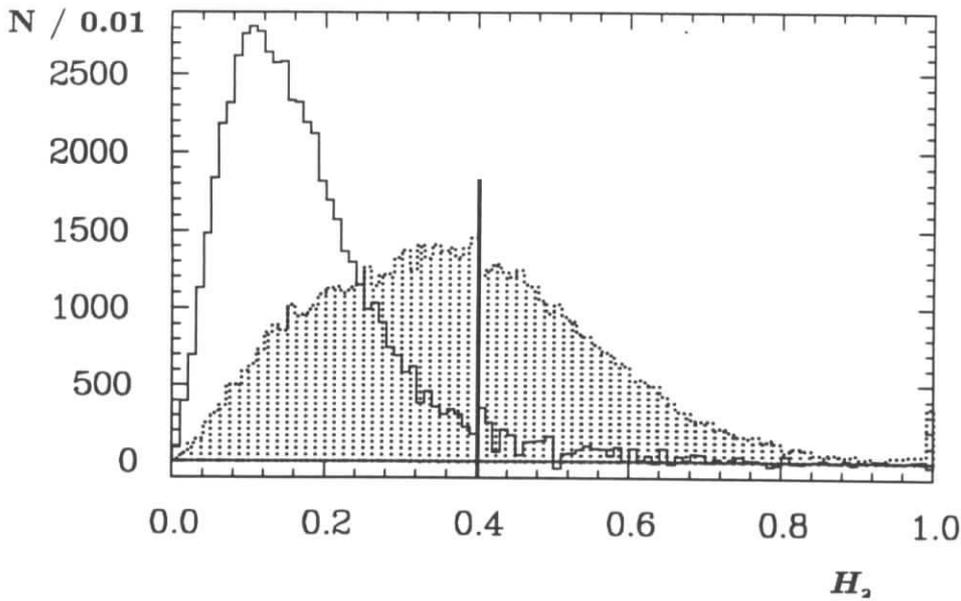


Abbildung 4.4: Darstellung des 2. Fox-Wolfram-Moments für Kontinuumsdaten (gepunktet) und für $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle. Letztere Verteilung wurde aus den $\Upsilon(4S)$ -Daten durch Subtraktion des Kontinuumanteils gewonnen.

4.2.2 Die Untergrundreduktion

Bei der weiteren Selektion wird der Kontinuumsbeitrag unterdrückt. Eine übliche Art, dies zu tun, ist die Benutzung des 2. Fox-Wolfram-Moments [59]. Die Fox-Wolfram-Momente sind definiert als eine Summe über Teilchenpaare (i, j) :

$$H_l \equiv \sum_{i,j} \frac{|\vec{p}_i| \cdot |\vec{p}_j|}{s} P_l \left(\frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j}{|\vec{p}_i| \cdot |\vec{p}_j|} \right) \quad (4.6)$$

s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie und P_l Legendre-Polynome. Um diese Größen für gemessene Ereignisse sinnvoll anwenden zu können, wird die Normierung durch die Ersetzung $\sqrt{s} = \sum |\vec{p}_i|$ geändert. Für ideale Zwei-Jet-Ereignisse ist dann $H_{2l} = 1$ und $H_{2l+1} = 0$. Bei isotropen Ereignissen verschwinden alle Momente außer H_0 . In Abbildung 4.4 ist das 2. Fox-Wolfram-Moment für Kontinuumsdaten und Ereignisse auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bei abgezogenem Kontinuum verglichen. Der hier verlangte Wert zur Anreicherung der $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle ist:

$$\boxed{H_2 < 0.4} \quad (4.7)$$

Eine weitere Klasse von Untergrund ist dadurch gekennzeichnet, daß der fehlende Impuls in Richtung der Strahlachse zeigt (siehe Abbildung 4.5). Dieses können Zwei-Photon-Reaktionen oder auch Strahl-Gas-Wechselwirkungen sein. $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle zeigen eine isotrope Verteilung des fehlenden Impulses. Verlangt wird, daß der Winkel zwischen dem fehlenden Impuls und der Strahlachse die Bedingung

$$\boxed{|\cos \vartheta_\nu| < 0.9} \quad (4.8)$$

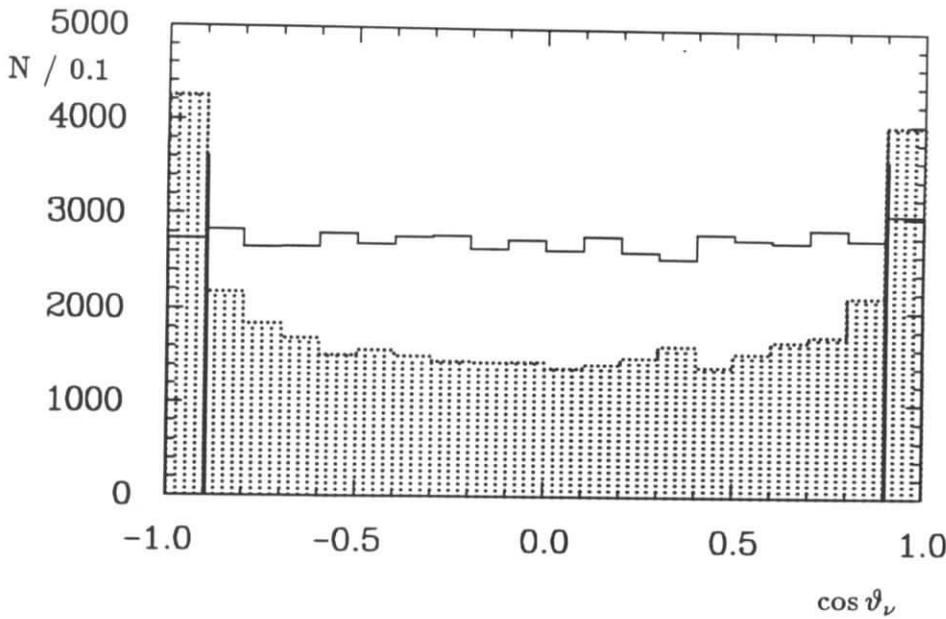


Abbildung 4.5: Winkel zwischen dem gemessenen Gesamtimpuls und der Strahlachse für Kontinuumsereignisse (gepunktet) und $\Upsilon(4S)$ -Daten nach einer Kontinuumssubtraktion (Histogramm).

erfüllt.

Wie bereits erwähnt wird die Genauigkeit der Messung des Neutrinoimpulses beeinträchtigt, falls das zweite B-Meson auch semileptonisch zerfällt. Deshalb wurde verlangt, daß kein zweites Lepton mit einem Impuls größer als 1.2 GeV vorhanden ist:

$$\boxed{\text{keine weiteren Leptonen mit } p_l > 1.2 \text{ GeV}} \quad (4.9)$$

Nach der Selektion der Daten kommt es nun zur Bestimmung der Beiträge aus semileptonischen B-Zerfällen.

4.3 Die Datenanalyse

4.3.1 Die Untersuchung der \widetilde{M}_X -Spektren

Nach der Selektion erhält man das in Abbildung 4.6 dargestellte Spektrum der hadronischen Masse. Bevor die semileptonischen Zerfälle betrachtet werden können, sind verschiedene Untergrundbeiträge abzuziehen:

- Der Beitrag aus der Kontinuumsproduktion
Hier wurden Daten verwendet, die unterhalb der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommen wurden. Wegen der geringeren Schwerpunktsenergie wurden die Impulse des Leptons und des Neutrinos durch Multiplikation mit dem Quotient $M_{\Upsilon(4S)}/E_{CMS}$ angeglichen. Aus den Kontinuumsdaten sind ebenfalls \widetilde{M}_X -Spektren bestimmt worden, die auf die gleiche Luminosität skaliert und abgezogen werden.

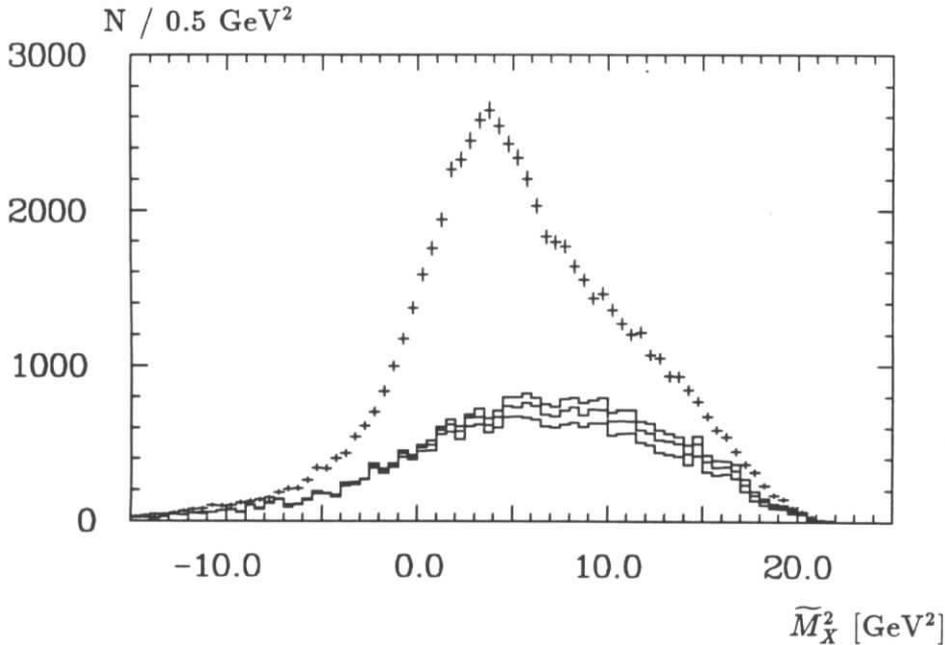


Abbildung 4.6: Hadronische Masse der selektierten Ereignisse auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz (Kreuze). Die Untergrundbeiträge setzen sich zusammen aus Kontinuumsproduktion (unterstes Histogramm), + Mißidentifikationen (mittleres Histogramm), + Leptonen aus Konversionen, π^0 -, J/ψ - und τ -Zerfällen (oberstes Histogramm).

- Hadronen, die als Leptonen identifiziert wurden

Die Bestimmung der Mißidentifikationsraten wurde bereits in Kapitel 2.5 erläutert. Es wurde eine Selektion durchgeführt, bei der das Lepton durch ein Hadron ersetzt wird. Nach der Multiplikation mit der Mißidentifikationsrate ergeben sich Massenspektren für diesen Untergrund, die subtrahiert werden.

- Leptonen aus Konversionen, π^0 -, J/ψ - und τ -Zerfällen

Der größte Untergrund stammt dabei aus Konversionen und π^0 -Zerfällen. Zerfälle des J/ψ und des τ spielen eine geringere Rolle. Der Beitrag dieses Untergrundes wurde aus Simulationsrechnungen bestimmt.

Nach Abzug dieser Untergrundquellen tragen nur noch semileptonische B-Zerfälle und Leptonen aus Kaskadenzerfällen ($b \rightarrow c \rightarrow s l \nu$) bei. Die Anteile dieser Beiträge werden mit einer Anpassung der Vorhersagen der Simulation an die Daten ermittelt.

Da man bei dieser Methode nicht auf den Nachweis des hadronischen Endzustandes angewiesen ist, hat man eine hohe Statistik zur Verfügung. Dies erlaubt es, die Untersuchung für verschiedene Leptonimpulsbereiche durchzuführen. Dadurch erhält man neben den Zerfallsraten auch Leptonenspektren der einzelnen Beiträge. Die Impulsintervalle, die hier verwendet wurden, beginnen bei 500 MeV und haben eine Breite von 300 MeV. Die theoretischen Impulsspektren der in Frage kommenden Zerfälle sind in Abbildung 4.7 dargestellt.

Man erkennt, daß es Impulsbereiche gibt, in denen einzelne Beiträge nur eine untergeordnete Rolle spielen. Dies ist der Fall bei höheren Impulsen für den Anteil aus Kaskadenzerfällen und bei niedrigen Impulsen für den Anteil aus $b \rightarrow u$ -Zerfällen. Weiter sind oberhalb von 2 GeV praktisch keine D^{**} -Anteile zu erwarten. Bei der folgenden Fitprozedur werden die

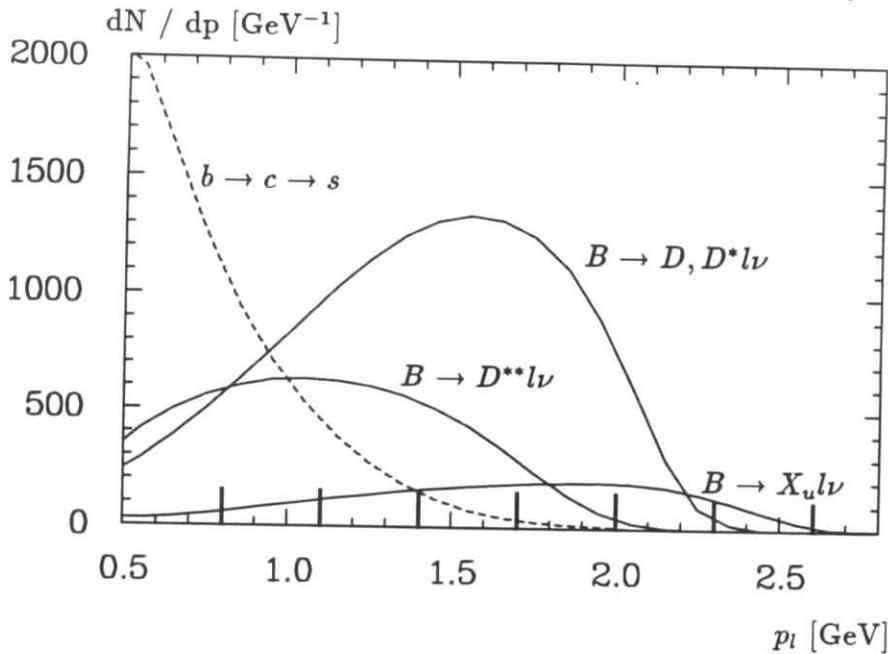


Abbildung 4.7: Vergleich der Leptonenspektren aus semileptonischen B-Zerfällen und aus Kaskadenzerfällen $b \rightarrow c \rightarrow s$.

Anteile angepaßt, von denen ein nennenswerten Beitrag erwartet wird. Daraus ergeben sich die Einschränkungen:

- $B \rightarrow D^{**}l\nu$
Das GISW-Modell liefert oberhalb von $p_l > 2$ GeV nur einen unbedeutenden Beitrag. Deshalb wird die Rate in diesem Bereich auf Null gesetzt.
- Kaskadenzerfälle $b \rightarrow c \rightarrow sl\nu$
Dieser Beitrag wird für die Impulsbereiche von $p_l = 0.5 - 0.8$ GeV und $p_l = 0.8 - 1.1$ GeV bestimmt. Mittels des Spektrums der Simulation wird der Anteil bei höheren Impulsen aus einer Extrapolation gewonnen.
- $B \rightarrow X_u l\nu$
Der Anteil im Bereich $p_l < 1.1$ GeV kommt aus einer Extrapolation, welche normiert wird mit dem Ergebnis aus dem Bereich $p_l = 2.3 - 2.6$ GeV.

Um die beiden Extrapolationen durchführen zu können, werden zunächst die Raten im Impulsbereich $p_l = 2.3 - 2.6$ GeV bestimmt. Hier ist der maximal mögliche Beitrag von Kaskadenzerfällen gering ($< 1\%$) und hat keinen Einfluß auf das Ergebnis. Danach werden die Impulsintervalle zwischen 0.5 und 1.1 GeV untersucht. Schließlich wird der mittlere Impulsbereich (1.1 - 2.3 GeV) betrachtet.

Die Massenverteilungen mit den Ergebnissen der Fits sind in Abbildung 4.8 und 4.9 dargestellt. Die Zahlenwerte sind in Tabellenform im Anhang C zusammengestellt. Um korrigierte Spektren zu erhalten, muß noch die Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden. Zuvor seien die systematischen Fehler diskutiert.

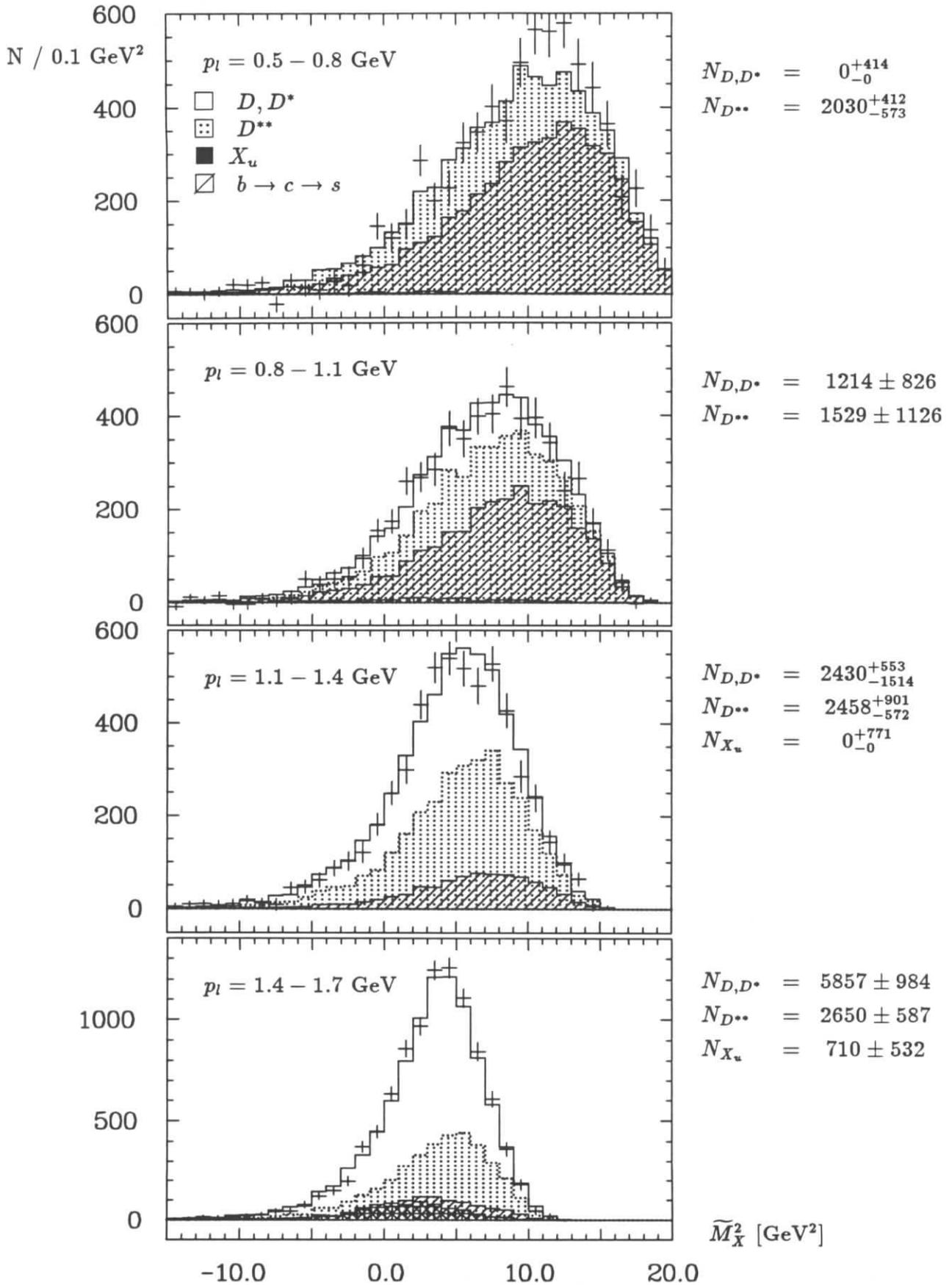


Abbildung 4.8: Die Ergebnisse der Massenanalyse im Impulsbereich von 0.5 bis 1.7 GeV. Die Kreuze stellen die Daten nach Untergrundsubtraktion dar. Die Histogramme geben die Resultate der Anpassung wieder.

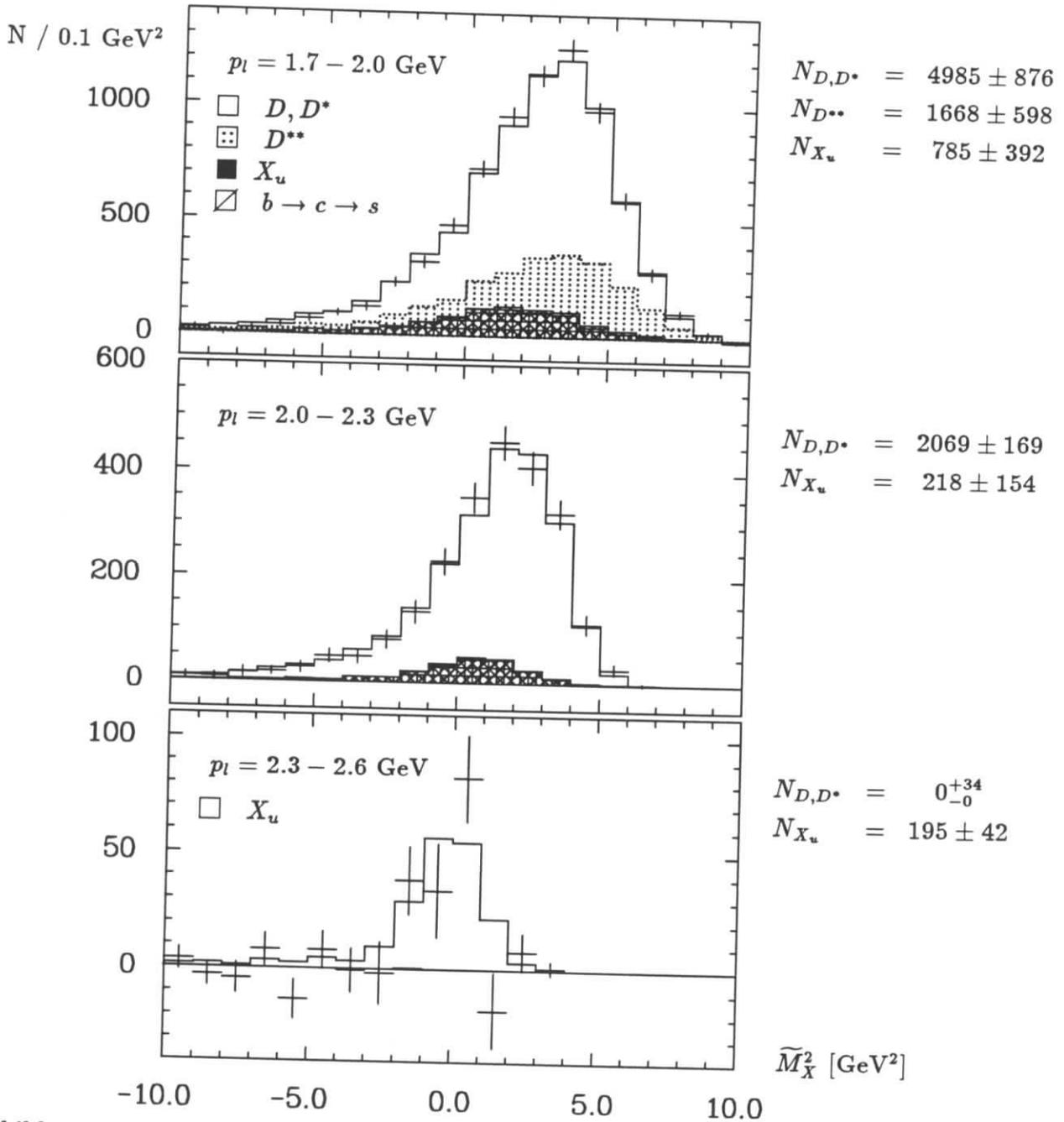


Abbildung 4.9: Die Ergebnisse der Massenanalyse im Impulsbereich von 1.7 bis 2.6 GeV. Die Kreuze stellen die Daten nach Untergrundsubtraktion dar. Die Histogramme geben die Resultate der Anpassung wider.

4.3.2 Die systematischen Fehler

Die Quellen systematischer Fehler können in vier Bereiche eingeteilt werden. Dies sind die Fehler aus der Untergrundsubtraktion, der Fitprozedur, der Simulationsrechnung und der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Systematische Fehler aus der Untergrundsubtraktion

Die Bestimmung der Fehler erfolgte, indem die Subtraktion im Rahmen der Normierungsfehler geändert wurde. Danach wurden die sieben Anpassungen an die Massenverteilungen neu durchgeführt. Die sich ergebenden Änderungen in den Raten sind im Anhang C tabellarisch dargestellt. Die drei Beiträge des Untergrundes sind dabei getrennt zu betrachten.

- Kontinuumssubtraktion

Bei der Kontinuumssubtraktion bestehen Unsicherheiten bezüglich des Skalierungsfaktors. Aus der Luminositätsbestimmung ergibt sich dieser Faktor zu 2.50 ± 0.06 . Um diesen Faktor zu überprüfen, wurden Ereignisse selektiert, die ein Lepton mit mehr als 2.8 GeV enthalten. Diese Leptonen können nicht aus B-Zerfällen stammen. Deshalb kann man aus solchen Ereignissen direkt den Skalierungsfaktor bestimmen. Man erhält einen Wert von 2.55 ± 0.08 in Übereinstimmung mit dem Wert aus der Luminosität. Um systematische Effekte zu studieren, wurde ein Skalierungsfaktor von 2.44 bzw. 2.56 angenommen.

- Die Subtraktion der Mißidentifikationen

Auf die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Mißidentifikationsrate wurde bereits eingegangen. Dieses führt direkt auf den Fehler dieser Untergrundquelle.

- Die Subtraktion von Leptonen aus Konversionen, π^0 -, J/ψ - und τ -Zerfällen

Die Anzahl der J/ψ -Mesonen in B-Zerfällen ist bekannt: $BR(B \rightarrow J/\psi X) = 1.12 \pm 0.16\%$ [5]. Bei den restlichen Quellen ist man stärker auf die Simulation angewiesen. Einen Vergleich mit den Daten kann man bei $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen durchführen (siehe Abbildung 2.8). Dort treten Abweichungen zwischen der Simulation und den Daten auf, die jedoch nicht größer als 50 % der Untergrundrate sind. Ein Fehler von 50% wurde für die systematischen Untersuchungen angenommen.

Die Unsicherheiten aus der Fitprozedur

Hier werden die Fehler behandelt, die sich aus der Extrapolation des $b \rightarrow u$ - und $b \rightarrow c \rightarrow s$ -Anteils ergeben. Ferner wird das benutzte Verhältnis $BR(B \rightarrow D^*l\nu)/BR(B \rightarrow Dl\nu)$ diskutiert.

- Die Extrapolation des $b \rightarrow u$ und $b \rightarrow c \rightarrow s$ Anteils

Die Normierung der Extrapolation wird aus den Daten bestimmt. Die Fehler dieser Normierung führen zu Fehlern für die Bereiche, in die extrapoliert wird.

- Das Verhältnis $BR(B \rightarrow D^*l\nu)/BR(B \rightarrow Dl\nu)$

In der Analyse wurde ein Verhältnis von $BR(B \rightarrow D^*l\nu)/BR(B \rightarrow Dl\nu) = 2.75$ angenommen. Dieses ist der Mittelwert aus den ARGUS- und CLEO-Messungen [60]. Für die systematischen Untersuchungen wurde mit Werten von 2.0 und 3.75 gearbeitet, was dem Bereich einer Standardabweichung entspricht.

Die Fehler aus der Simulationsrechnung

Hier gehen sowohl die Modellabhängigkeiten als auch die Unsicherheiten der Simulation des ARGUS-Detektors ein.

- Die Modelle für die Zerfälle $B \rightarrow D, D^* l \nu$
Für diese Zerfälle stehen verschiedene Modelle zur Verfügung. Bei der eigentlichen Analyse wurde mit dem WBS-Modell gearbeitet. Zum Vergleich wurden das KS- und GISW-Modell herangezogen.
- Das Massenspektrum für $b \rightarrow u$ und $B \rightarrow D^{**} l \nu$ Zerfälle
Die Massenspektren wurden bereits im Theoriekapitel besprochen. Zur Simulation eignet sich nur das GISW-Modell, bei dem der hadronische Endzustand genau definiert ist. Bei dieser Analyse muß davon ausgegangen werden, daß dieses Massenspektrum im wesentlichen richtig ist. Um kleinere Abweichungen zu studieren, wurde der Anteil mit großen bzw. kleinen Massen erhöht. Dies bedeutet, daß eine Analyse durchgeführt wurde, bei der der relative Beitrag $B \rightarrow D^{**}(M > 2.4 \text{ GeV}) l \nu$ um einen Faktor zwei erhöht wurde. Ebensoches wurde gesondert für die Beiträge $B \rightarrow D^{**}(M < 2.4 \text{ GeV}) l \nu$, $B \rightarrow X_u(M > 1.3 \text{ GeV}) l \nu$ und $B \rightarrow X_u(M < 1.3 \text{ GeV}) l \nu$ getan.
- Nicht beobachtete Teilchen
Dieses ist der wichtigste Punkt bei den systematischen Untersuchungen, da das beobachtete Massenspektrum von den nicht gesehenen Teilchen abhängt. Um eine Überprüfung der Simulation zu erhalten, ist zunächst folgendes zu beachten. Betrachtet man in der Simulation einen $\Upsilon(4S)$ -Zerfall mit einem bzw. keinem semileptonischen B -Zerfall, so unterscheidet sich das Spektrum des Gesamtimpulses aller fehlenden Teilchen (außer Lepton und Neutrino) nicht in der Form. Lediglich die Impulsskala bei den hadronischen Zerfällen muß mit einem Faktor 0.87 multipliziert werden. Deshalb ist es sinnvoll, hadronische Zerfälle in den Daten mit der Simulation zu vergleichen. Zu diesem Zweck wurden Ereignisse ohne Leptonen mit Impuls größer als 1.2 GeV selektiert. Zum größten Teil handelt es sich dabei um Ereignisse mit zwei hadronischen B -Zerfällen. Abbildung 4.10 zeigt den Vergleich des Gesamtimpulses zwischen Daten und Simulation. Man erkennt, daß die Daten eine etwas schmalere Verteilung zeigen. Die Verbreiterung in Abbildung 4.10 kann in der Simulation durch Gewichtung mit einer Gaußfunktion beschrieben werden. Um diesen Effekt in die Simulation mit einem semileptonischen B -Zerfall einzubinden, wurde die schon erwähnte Skalierung mit dem Faktor 0.87 und eine Gewichtung der simulierten Ereignisse vorgenommen. Somit gelangt man zu einer Simulation der semileptonischen Ereignisse mit einer etwas schmaleren Verteilung des Impulses der fehlenden Teilchen. Mit diesem modifizierten Monte Carlo wurden die Anpassungen der hadronischen Massenverteilungen neu durchgeführt.
Zusätzlich wurde noch der Effekt des semileptonischen Verzweigungsverhältnisses untersucht. Zerfällt das zweite B -Meson semileptonisch, ohne daß das Lepton beobachtet wird, hat man eine größere Massenungenauigkeit durch das zweite fehlende Neutrino. Dies führt zu einem härteren Spektrum des fehlenden Impulses. Obwohl so ein Effekt nicht in dem dargestellten Vergleich (Abbildung 4.10) beobachtet wurde, wurde das Verzweigungsverhältnis in der Simulation von $BR(B \rightarrow e \nu X) = 10.5\%$ auf 12.5% bzw. 8.5% verändert, um diesen Effekt zu studieren.

Außerdem kann es bei den Kaskadenzerfällen zu Fehlern kommen, welche aus dem angenommenen Verhältnis $(D \rightarrow K^*l\nu)/(D \rightarrow Kl\nu) = 0.6$ resultieren. Dieses Verhältnis wurde um ± 0.1 geändert.

In der Tabelle in Anhang C sind die maximalen Änderungen der Raten durch diese drei Effekte aufgenommen. Sie gehen in den systematischen Fehler ein.

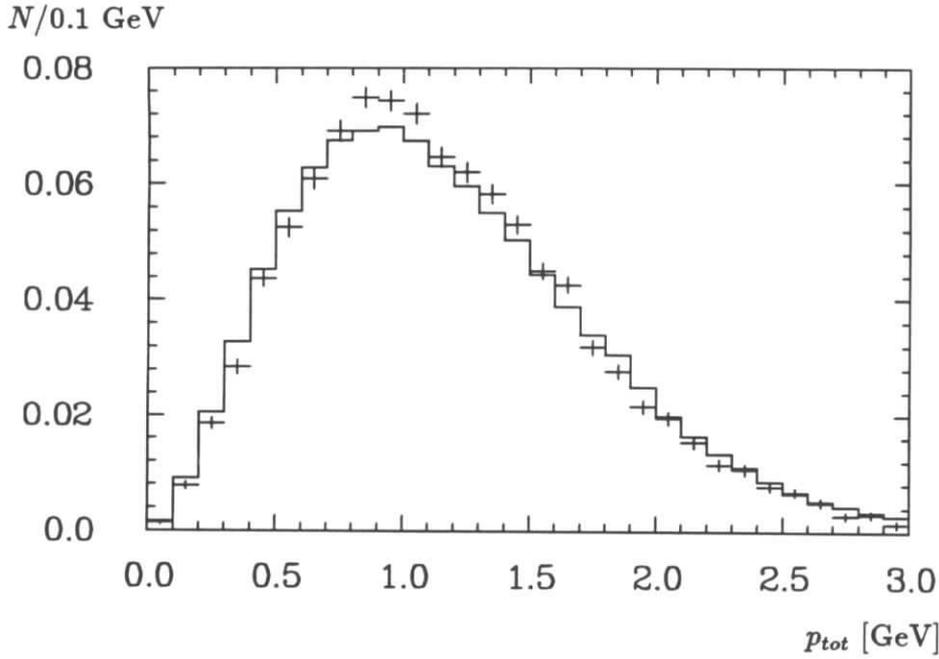


Abbildung 4.10: Gesehener Gesamtimpuls für Ereignisse ohne Leptonen. Die Kreuze stellen die Daten dar (nach Kontinuumssubtraktion). Das Histogramm ist die entsprechende Verteilung der Simulationsrechnung.

Die systematischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit

Hier werden die Fehler untersucht, die die Nachweiswahrscheinlichkeit betreffen.

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Leptonen
Die Nachweiswahrscheinlichkeiten aus der Simulation wurden bei ARGUS mit Bhabhaereignissen und Myonpaaren verglichen [52]. Es ist eine gute Übereinstimmung vorhanden und der systematische Fehler auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten beträgt für Elektronen 1 % und für Myonen 1.2 % .
- Unsicherheiten aus dem Verhältnis $BR(B \rightarrow D^*l\nu)/BR(B \rightarrow Dl\nu)$
Hieraus ergeben sich Fehler für die Nachweiswahrscheinlichkeit des Beitrags $B \rightarrow (D, D^*)l\nu$. Änderungen des Verhältnisses im Bereich von 2.00 bis 3.75 ergeben eine Unsicherheit von 1.6%.
- Unsicherheiten durch die verwendeten Schnitte
Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Schnitte auf das Fox-Wolfram-Moment und den Winkel des Neutrinos $\cos\vartheta_\nu$ können mittels der Daten bestimmt werden. Dazu

hat man die entsprechenden Spektren des Fox-Wolfram-Moments und des Neutrino-winkels aus den $\Upsilon(4S)$ -Daten zu erstellen und das Kontinuum abzuziehen. Man erhält so die Spektren aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen. Aus diesen Spektren können die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die beiden Schnitte ermittelt werden. Die Differenz zur Simulation beträgt 1%, was als systematischer Fehler genommen wurde.

Wegen der Forderung, daß kein zweites Lepton mit einem Impuls größer als 1.2 GeV im Ereignis ist, hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit von dem semileptonischen Verzweigungsverhältnis für das zweite B-Meson ab. Der sich ergebende Fehler bei Änderung des Verzweigungsverhältnisses auf 12.5 bzw. 8.5 % ist kleiner als 1 %.

- **Bremsstrahlung und Impulsauflösung**

Durch die Impulsauflösung und Bremsstrahlung bei Elektronen kann sich der gemessene Leptonimpuls vom wahren unterscheiden. Dadurch kommt es vor, daß Ereignisse im falschen Impulsintervall eingetragen werden, was zu geringfügigen Verschiebungen des Impulsspektrums führt. In dieser Analyse wurde dies korrigiert, indem die Nachweiswahrscheinlichkeit aus produzierten Ereignissen mit wahren Leptonimpuls und gesehenen Ereignissen mit rekonstruiertem Leptonimpuls bestimmt wurden. Man erhält eine andere Nachweiswahrscheinlichkeit, als wenn man nur mit den wahren Leptonimpulsen rechnen würde, was in der Simulation möglich ist. Der Unterschied läßt sich durch einen Faktor darstellen. Dieser weicht wegen der Verschiebungen zwischen Impulsintervallen leicht von 1 ab. Der Faktor hängt geringfügig vom verwendeten Impulsspektrum ab. Um eventuelle Fehler hieraus zu berücksichtigen, wurde ein Fehler von 50 % auf die Abweichung des Faktors von 1 angenommen. Die sich ergebenden Fehler liegen um die 3 %, dominieren den systematischen Fehler der Nachweiswahrscheinlichkeit jedoch bei hohen und niedrigen Impulsen.

4.3.3 Ergebnisse

Die Spektren der semileptonischen Zerfälle

Die Ergebnisse aus den Massenspektren können verwendet werden, um korrigierte Spektren zu erstellen. Dazu wurden die Nachweiswahrscheinlichkeiten mit Simulationsrechnungen bestimmt. Man erhält so die in Abbildung 4.11 dargestellten Impulsspektren. Sie sind normiert auf die Zahl der produzierten B-Mesonen N_B . Die Modelle stimmen mit den Daten überein. Zur Bestimmung der Zerfallsraten kann man nun zwei Wege gehen. Einmal können die theoretischen an die gemessenen Spektren angepaßt werden, und man erhält die Verzweigungsverhältnisse wie sie in Tabelle C.3 im Anhang angegeben sind. Hierbei dominiert der Bereich bei hohen Impulsen die Ergebnisse, da dort die Fehler klein sind. Dadurch ist die Modellabhängigkeit größer. Es ergeben sich die Werte:

$$\begin{aligned}
 BR(B \rightarrow D, D^* l \nu) &= 6.02 \pm 0.52 \pm 0.30 \pm 0.18\% \\
 BR(B \rightarrow D^{**} l \nu) &= 3.99 \pm 0.60 \pm 0.20\% \\
 BR(B \rightarrow X_u l \nu) &= 0.49 \pm 0.11 \pm 0.02 \pm 0.03\%
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

Der erste Fehler ist der statistische Fehler der Anpassung, der zweite ergibt sich aus der Unsicherheit der Zahl der B-Mesonen. Bei dem Zerfall $B \rightarrow (D, D^*) l \nu$ ergibt sich der letzte Fehler aus der Annahme über das Verhältnis von D^*/D und der Modellabhängigkeit des

Leptonenspektrums (siehe Anhang C). Bei $B \rightarrow X_u l \nu$ stammt der letzte Fehler nur aus den Unterschieden der beiden verwendeten Modelle (ACMM, GISW).

Der Fehler aus der Modellabhängigkeit der Impulsspektren kann verringert werden, indem man die Modelle lediglich zur Extrapolation in den nicht gemessenen Impulsbereich verwendet. Man erhält Faktoren für das Verhältnis der Gesamtrate zur Rate im gemessenen Impulsbereich von 1.019 ± 0.003 für den D, D^* -Anteil und 1.081 ± 0.002 für das D^{**} -Spektrum. Diese Werte sind noch genauer in Anhang C aufgeschlüsselt. Mit dieser Methode ergeben sich etwas kleinere Zerfallsraten.

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow D, D^* l \nu) &= (5.03^{+0.57}_{-0.81} {}^{+0.49}_{-0.35} \pm 0.25) \% \\ BR(B \rightarrow D^{**} l \nu) &= (3.76^{+0.68}_{-0.63} {}^{+0.29}_{-0.36} \pm 0.19) \% \end{aligned} \quad (4.11)$$

Die Fehler geben den statistischen, systematischen und den Fehler aus der Zahl der B-Mesonen an. Wegen der großen Fehler macht es keinen Sinn, dieses Verfahren auf den $b \rightarrow u$ -Anteil anzuwenden.

Das inklusive Spektrum

Aus der Addition der Spektren erhält man zusätzlich das Gesamtspektrum für semileptonische Zerfälle. Dabei werden die Fehler wesentlich geringer, da die Einzelbeiträge korreliert sind. Abbildung 4.12 zeigt das Gesamtspektrum. An dieses Spektrum kann man die einzelnen Beiträge anpassen. Da das Spektrum für D-Zerfälle ähnlich weich ist wie das für D^{**} -Zerfälle, muß auch hier das Verhältnis D^*/D festgehalten werden, da ansonsten die Aussagekraft verloren geht. Hieraus erhält man die Verzweigungsverhältnisse:

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow D, D^* l \nu) &= (7.1 \pm 0.4 \pm 0.5 \pm 0.4) \% \\ BR(B \rightarrow D^{**} l \nu) &= (2.2 \pm 0.5 \pm 0.5 \pm 0.1) \% \\ BR(B \rightarrow X_c l \nu) &= (9.2 \pm 0.3 \pm 0.1 \pm 0.5) \% \\ BR(B \rightarrow X_u l \nu) &= (0.37 \pm 0.11 \pm 0.04 \pm 0.02) \% \\ BR(B \rightarrow X l \nu) &= (9.6 \pm 0.3 \pm 0.1 \pm 0.5) \% \end{aligned} \quad (4.12)$$

Angegeben sind die Fehler des Fits, die systematischen Fehler und die Unsicherheit durch die Zahl der B-Mesonen.

Die Gesamtrate kann ebenfalls mittels einer Extrapolation gewonnen werden. Der Extrapolationsfaktor, wie er sich mit einem Verhältnis der obigen Einzelbeiträge ergibt, ist 1.033 ± 0.005 . Damit erhält man mit Angabe des statistischen Fehlers, des systematischen Fehlers und des Fehlers aus der Zahl der B-Mesonen:

$$BR(B \rightarrow X l \nu) = (9.4 \pm 0.3 \pm 0.3 \pm 0.5) \% \quad (4.13)$$

Zusammenfassend wurden die folgenden Raten mit statistischen und systematischen Feh-

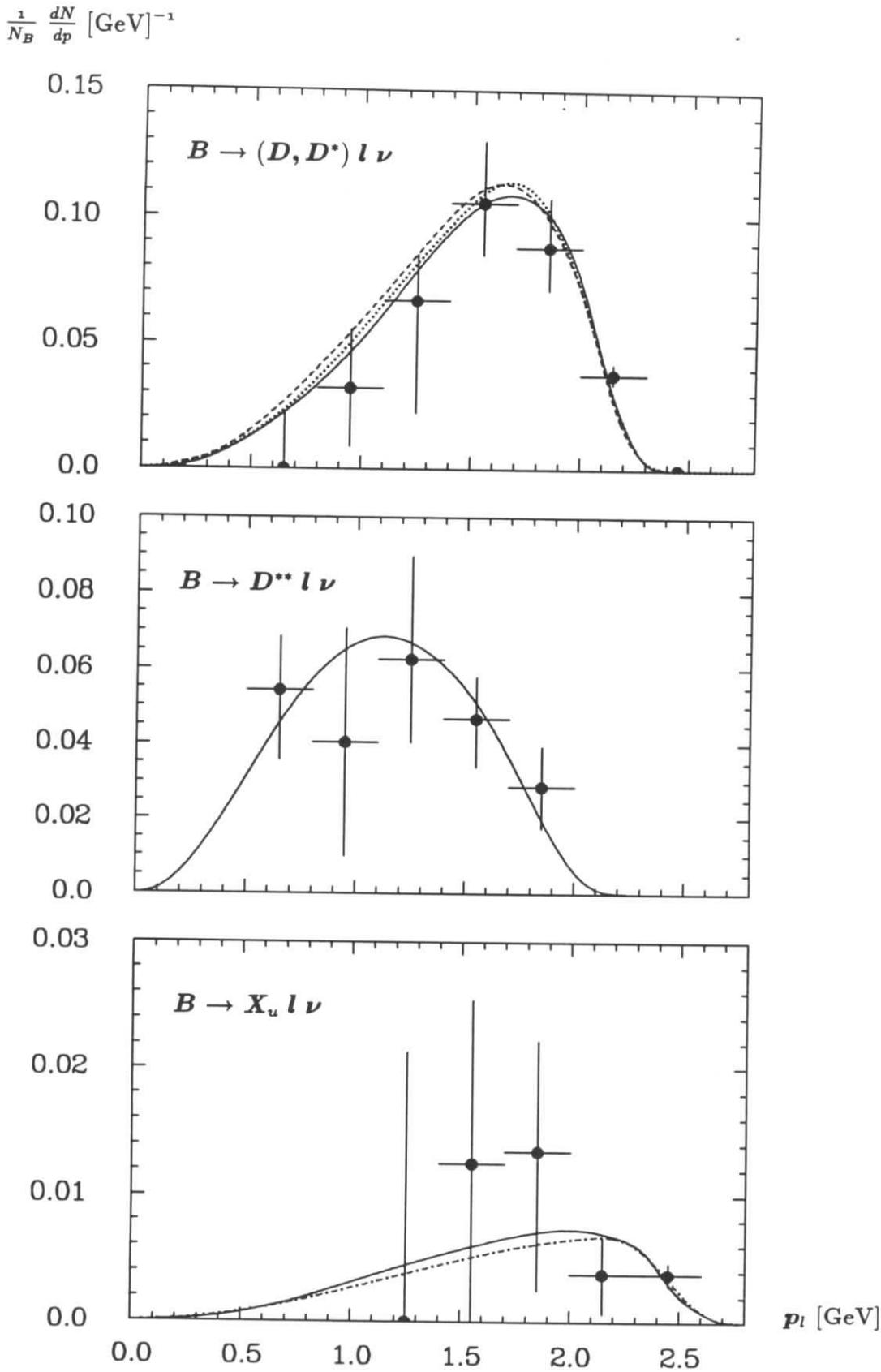


Abbildung 4.11: Ergebnisse für die Leptonspektren im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen. Die durchgezogene Linie stammt vom GISW-Modell. Für $B \rightarrow (D, D^*) l \nu$ ist außerdem das WBS- (gestrichelt) und das KS-Modell (gepunktet) zu sehen. Das ACCMM-Modell für $b \rightarrow u$ -Zerfälle ist im unteren Bild gestrichelt dargestellt.

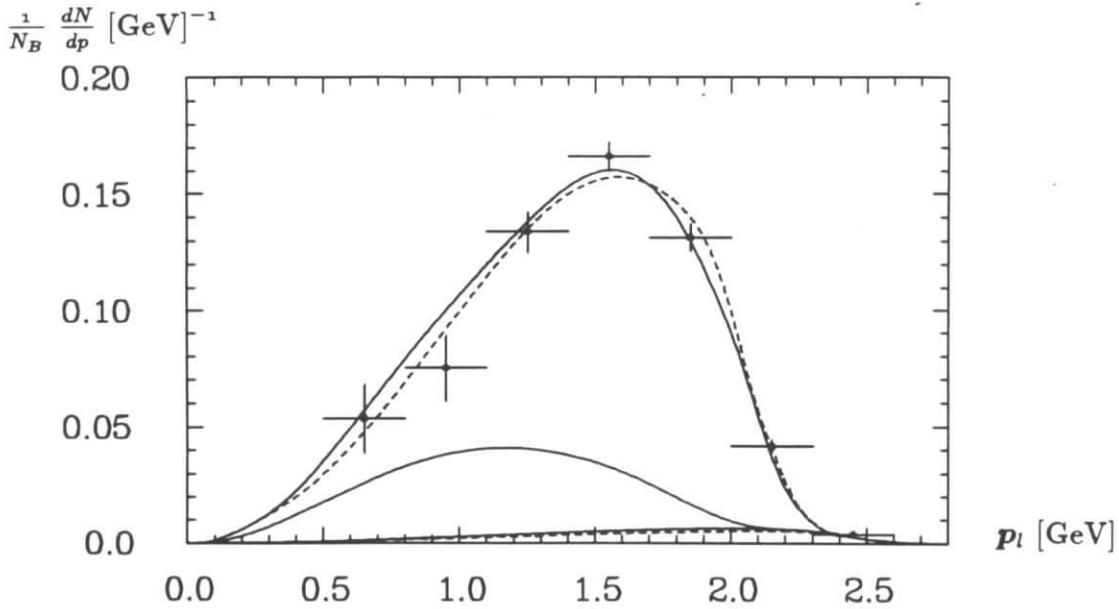


Abbildung 4.12: Gemessenes Impulsspektrum für Leptonen aus semileptonischen B-Zerfällen. Die Beiträge von D^{**} - und $b \rightarrow u$ -Zerfällen sind beim GISW-Modell (durchgezogene Kurven) gesondert dargestellt. Das ACCMM-Modell (gestrichelt) besitzt einen $b \rightarrow c$ - und einen $b \rightarrow u$ -Anteil.

lern für semileptonische B-Zerfälle bestimmt:

$BR(B \rightarrow (D, D^*)l\nu)$	$= (5.0 \pm_{0.8}^{0.6} \pm_{0.4}^{0.6}) \%$	(4.14)
$BR(B \rightarrow D^{**}l\nu)$	$= (3.8 \pm_{0.6}^{0.7} \pm_{0.4}^{0.3}) \%$	
$BR(B \rightarrow X_c l\nu)$	$= (9.2 \pm 0.3 \pm 0.5) \%$	
$BR(B \rightarrow X_u l\nu)$	$= (0.37 \pm 0.11 \pm 0.04) \%$	
$BR(B \rightarrow X l\nu)$	$= (9.4 \pm 0.3 \pm 0.6) \%$	

Eine Diskussion der Ergebnisse wird in Kapitel 6 vorgenommen.

Kapitel 5

Die Analyse des Zerfalls $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$

5.1 Die Nachweismethode für exklusive semileptonische B-Zerfälle

Die Hauptschwierigkeit bei der Untersuchung exklusiver semileptonischer Zerfälle entsteht durch das nicht beobachtbare Neutrino. Ohne Kenntnis des Neutrinoimpulses ist es nicht möglich, die Hypothese eines B-Zerfalls durch die Bildung der invarianten Masse der Zerfallsteilchen zu überprüfen. Genauer gesprochen besteht die Hypothese für den Zerfall aus drei Teilen:

- Für die Masse : $M_{l\rho\nu} = M_B$.
- Für die Energie: $E_{l\rho\nu} = E_B$.
- Für das Neutrino: $M_\nu = 0$.

Diesen drei Bedingungen steht der unbekannte Viererimpuls des Neutrinos gegenüber. Das System ist damit kinematisch einfach unterbestimmt. Im folgenden wird gezeigt, wie die Hypothese des B-Zerfalls in der Analyse dennoch geprüft werden kann.

Betrachtet sei der semileptonische Zerfall



Die Unterbestimmtheit der Kinematik läuft darauf hinaus, daß man von der Richtung des B^+ -Impulses nur den Winkel zwischen dem B^+ und dem $l\pi\pi$ -System kennt. Graphisch ist dies in Abbildung 5.1 dargestellt. Aus der bekannten B-Energie kann die Energie des Neutrinos bestimmt werden:

$$E_\nu = E_{beam} - E_{l\pi^+\pi^-} \quad (5.2)$$

Die B-Masse führt zusätzlich auf den B-Impuls $|\vec{p}_B| = \sqrt{E_{beam}^2 - M_B^2}$. Damit kennt man die Absolutbeträge der unbekanntenen Vektoren des Neutrino- und des B-Impulses. Diese sind durch die beiden Kugeln in der Skizze angedeutet. Nun kann das $l\pi^+\pi^-$ -Paar nur dann aus dem gesuchten Zerfall stammen, wenn sich die beiden Kreise schneiden, so daß Impulserhaltung gelten kann: $\vec{p}_{B^+} = \vec{p}_{l\pi\pi} + \vec{p}_\nu$. Dieses kann auch analytisch dargestellt werden, indem man den schon erwähnten Winkel $\vartheta_{B,(l\pi\pi)}$ bestimmt:

$$0 = M_\nu^2 = (p_B - p_{l\pi\pi})^2 = M_B^2 + M_{l\pi\pi}^2 - 2 E_B E_{l\pi\pi} + 2 |\vec{p}_B| |\vec{p}_{l\pi\pi}| \cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)} \quad (5.3)$$

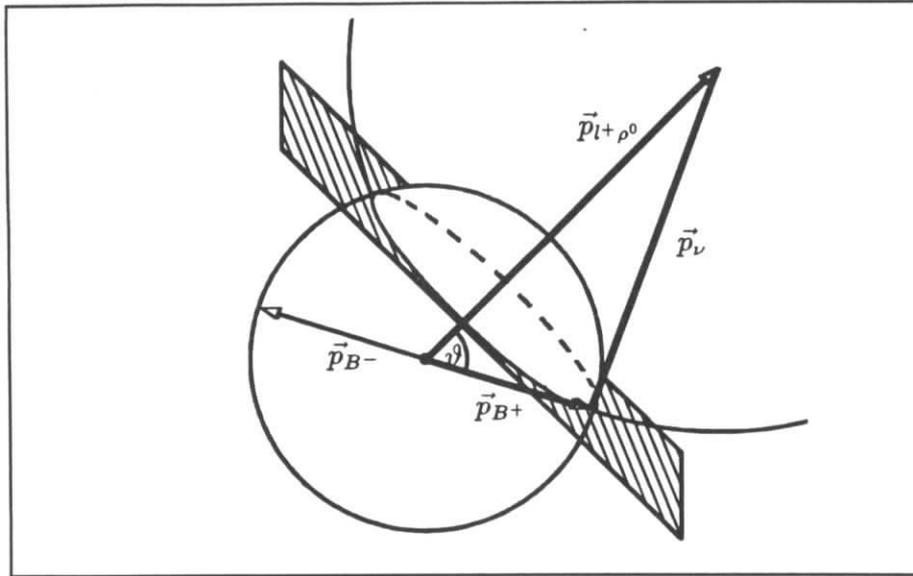


Abbildung 5.1: Kinematik semileptonischer B-Zerfälle.

Die kinematische Konsistenz mit der Hypothese bedeutet hier, daß $\cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)}$ zwischen -1 und 1 liegen muß:

$$-1 \leq \cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)} \leq 1 \implies -1 \leq \frac{M_B^2 + M_{l\pi\pi}^2 - 2E_B E_{l\pi\pi}}{2|\vec{p}_B| |\vec{p}_{l\pi\pi}|} \leq 1 \quad (5.4)$$

Berechnet man den Wert von $\cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)}$ nach Gleichung 5.4, muß dieser für Untergrund nicht in dem genannten Bereich liegen. Dies ist der Fall, wenn sich die beiden Kreise in Abbildung 5.1 nicht schneiden. Der Nachweis des semileptonischen Zerfalls kann also durch Betrachtung dieses Cosinus geschehen.

Entscheidend ist nun, daß der B-Impuls klein gegen die Impulse der Zerfallsteilchen ist. Je kleiner der entsprechende Kreis in Abbildung 5.1 ist, desto unwahrscheinlicher ist es, daß die Bedingung des Überlappens durch Zufall von Untergründereignissen erfüllt wird. Der Extremfall tritt bei verschwindendem B-Impuls auf. Dann verliert man die beiden Freiheitsgrade des Impulswinkels. Diese Näherung wurde bisher bei der Untersuchung semileptonischer exklusiver B-Zerfälle verwendet. In Gleichung 5.3 verschwindet dann der letzte Term. Da die Kinematik in dieser Näherung überbestimmt ist, kann dann die Neutrinomasse berechnet und mit der Hypothese $m_\nu = 0$ verglichen werden. Man verschenkt durch die Näherung jedoch einen Teil der Information. In dieser Analyse wird deshalb auf diese Näherung verzichtet.

Bei der Produktion von B-Mesonen über die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz kann man weiter ausnutzen, daß immer zwei B-Mesonen produziert werden:

$$\Upsilon(4S) \rightarrow \begin{array}{l} B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu \\ B^- \rightarrow Y + \text{nicht gesehene Teilchen (Z)} \end{array} \quad (5.5)$$

Beim B^- -Zerfall wurden die im Detektor gesehenen Teilchen mit Y und die nicht gesehenen mit Z bezeichnet. Für den Viererimpuls der nicht gesehenen Teilchen gilt:

$$p_Z = p_{B^-} - p_Y \quad (5.6)$$

Dieser Vierervektor muß eine positive invariante Masse und eine Energie kleiner als die B-Energie besitzen. Die Masse kann nicht direkt ausgerechnet werden, da der Impuls des B^- ($\vec{p}_{B^-} = -\vec{p}_{B^+}$) nur bis auf einen Winkel bekannt ist. Für den möglichen B-Impulsbereich kann jedoch der Maximalwert angegeben werden, der ebenfalls positiv sein muß. Damit hat man die Bedingungen:

$$\begin{array}{l} M_{mis}^2 \equiv (p_{B^-} - p_Y)_{max}^2 \geq 0 \\ E_{mis} \equiv E_{B^-} - E_Y \geq 0 \end{array} \quad (5.7)$$

Diese Bedingungen werden ebenfalls in der Analyse Verwendung finden.

5.2 Überblick über die Selektion

Für die verwendete Datenmenge von 234 pb^{-1} auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz kann überschlagsweise berechnet werden, wieviel Reaktionen von verschiedenen Typen man erwartet. Dies ist in der folgenden Tabelle dargestellt.

Reaktion	Anzahl ($\int \mathcal{L} dt = 234 \text{ pb}^{-1}$)
$e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$	600000
$\Upsilon(4S)$ Zerfälle	200000
$B \rightarrow D^* l \nu$ Zerfälle	40000
$B \rightarrow D l \nu$ Zerfälle	15000
$B \rightarrow \rho^0 l \nu$ Zerfälle	300

Dieses verdeutlicht, daß ein mögliches Signal im Vergleich zu der Zahl der hadronischen Ereignisse relativ klein ist.

Die wichtigsten Quellen für Untergrund können in drei Klassen eingeteilt werden:

- Der Kontinuumsuntergrund

Etwa $3/4$ aller multihadronischen Ereignisse stammen aus dem Kontinuum. Diese Ereignisse unterscheiden sich von den $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen durch die jetartige Topologie und die geringe Anzahl von produzierten schnellen Leptonen.

- Ereignisse mit semileptonischen $b \rightarrow c$ -Zerfällen

Diese Ereignisse enthalten wie die gesuchten ein Lepton und bilden somit eine Hauptuntergrundquelle.

- Ereignisse mit semileptonischen $b \rightarrow u$ -Zerfällen

Diese Zerfälle sind wesentlich seltener als die vorher genannten. Problematisch sind sie jedoch, da die kinematischen Verhältnisse im Ereignis vergleichbar mit denen des gesuchten Zerfalls sind.

Offensichtlich ist es notwendig, geeignete Methoden zur Unterdrückung des Untergrundes zu finden. Die Situation ist hier grundlegend anders als z.B. bei der Untersuchung des semileptonischen Zerfalls $B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu$. Dort reduziert bereits die Selektion eines D^{*-} -Mesons den Untergrund weitgehend. Außerdem ist der relative Untergrund aus anderen semileptonischen B-Zerfällen geringer.

Der Idealfall einer Analyse der Reaktion $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ wäre es, den Zerfall des zweiten B-Mesons vollständig zu rekonstruieren. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit liegt jedoch nur in der Größenordnung von 10^{-3} [13], so daß eine solche Methode hier nicht anwendbar

ist. Auch wenn es nicht möglich ist, das zweite B-Meson vollständig zu rekonstruieren, so kann man dieses doch näherungsweise tun. Dies ist gleichbedeutend mit der Bestimmung des Neutrinoimpulses. Diese Methode wurde bereits erläutert und wird auch in dieser Analyse Verwendung finden.

Die Strategie dieser Messung ist wie folgt. Beim Nachweis semileptonischer exklusiver B-Zerfälle sind zwei Dinge zu zeigen. Das System $l^+\pi^+\pi^-$ muß kinematisch mit einem semileptonischen B-Zerfall verträglich sein und eine Resonanzstruktur für das $\pi^+\pi^-$ -Paar aufweisen. Wie bereits erwähnt wird die wesentliche Unterdrückung des Untergrundes durch die kinematischen Forderungen erbracht, die sich jedoch nicht auf eine kinematische Größe beschränken. Deshalb wird in dieser Analyse das $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum für den Nachweis des Zerfalls herangezogen. Es werden $l^+\pi^+\pi^-$ Kombinationen selektiert, die den kinematischen Bedingungen eines Zerfalls $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^-l^+\nu$ genügen. Der Nachweis für den Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0l^+\nu$ ist ein ρ^0 -Signal im $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum, das nicht durch Untergrund aus anderen Zerfällen zu erklären ist.

5.3 Die Datenselektion

5.3.1 Die Selektion von Leptonen und Pionen

Bei dieser Analyse wird von den schon besprochenen multihadronischen Ereignissen ausgegangen. Die Leptonselektion folgt der vorherigen Analyse. Für die Pionkandidaten wird verlangt, daß sie vom Hauptvertex stammen. Pionen sind die am häufigsten vorkommenden Teilchen und charakterisieren keine bestimmten Zerfälle. Für sie wird eine Likelihood von mindestens 1 % gefordert. Außerdem sollen sie nicht bereits als Lepton identifiziert worden sein. Zusammenfassend wird zur Teilchenidentifikation gefordert:

$$\begin{array}{ll}
 \underline{\text{Elektronen}} & Li_e > 0.7 \\
 \underline{\text{Myonen}} & Li_\mu > 0.7 \\
 & |\cos \vartheta| < 0.7 \\
 & \text{Nachweis in den Myonkammern} \\
 \underline{\text{Pionen}} & Li_\pi > 0.01 \\
 & \text{nicht als Lepton identifiziert}
 \end{array} \tag{5.8}$$

5.3.2 Die Selektion von $l^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten

Aus den gefundenen Leptonen und Pionen werden sodann $l^+\pi^+\pi^-$ -Paare gebildet. Es ist somit auch möglich, mehrere Kombinationen pro Ereignis zu haben. Die Ereignisse werden entsprechend der vorherigen Analyse in Klassen mit einem und zwei Leptonen eingeteilt.

Die Selektion des 1-Lepton-Samples

Bei den Ereignissen mit einem Lepton wird davon ausgegangen, daß die gesuchten Zerfälle vom Typ $B^+ \rightarrow \rho^0l^+\nu$ mit einem hadronischen Zerfall des B^- sind. Bevor Untergrund aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen unterdrückt wird, sollen Kontinuumsereignisse abgetrennt werden. Dabei ist auch zu bedenken, daß später der Kontinuumsbeitrag skaliert subtrahiert wird (Faktor 2.5). Deshalb ist eine Unterdrückung besonders wichtig, um den statistischen Fehler klein zu halten. Es werden zwei Dinge verwendet. Zum einen sind Kontinuumsereignisse jetartig, und zum anderen besitzen sie in der Regel keine schnellen Neutrinos. In Abbildung 5.2 ist der

fehlende Impuls $|\vec{p}_{mis}|$ der Ereignisse dargestellt. Normiert wurde auf die Strahlenergie, um einen möglichst genauen Vergleich mit dem Kontinuum zu gewährleisten. Man sieht deutlich, daß das Spektrum für Kontinuumsereignisse weicher ist. Es wird bei einem Gesamtimpuls von etwa 1 GeV geschnitten:

$$\boxed{\frac{|\vec{p}_{mis}|}{E_{beam}} > 0.2} \quad (5.9)$$

Die topologischen Unterschiede werden ausgenutzt, indem das Ereignis aufgeteilt wird in die $l^+\pi^+\pi^-$ -Kombination und den Rest aller gesehenen Teilchen Y . Kommen die Teile aus verschiedenen B-Zerfällen, gibt es keine kinematische Korrelation zwischen ihnen, da der B-Impuls klein ist. Von beiden Teilen wird die Thrustachse bestimmt. Der Winkel zwischen den beiden Thrustachsen ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Bei den gesuchten Zerfällen ist die Verteilung flach, während bei Kontinuumsereignissen deutlich die Jetstruktur zu erkennen ist. Gefordert wurde in dieser Analyse für den Winkel zwischen den Thrustachsen:

$$\boxed{|\cos \vartheta_{thrust}| < 0.7} \quad (5.10)$$

Die effektivste Möglichkeit zur Untergrundunterdrückung ergibt sich aus den kinematischen Randbedingungen, wie sie in Abschnitt 5.1 besprochen wurden. Dies betrifft beide B-Zerfälle. Für das semileptonisch zerfallende B-Meson wird der schon besprochene Winkel zwischen dem Impuls des $l^+\pi^+\pi^-$ -Systems und dem Impuls des dazugehörigen B^+ -Mesons betrachtet

$$\cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)} = \frac{2 E_B E_{l\pi\pi} - M_B^2 - M_{l\pi\pi}^2}{2 |\vec{p}_B| |\vec{p}_{l\pi\pi}|}. \quad (5.11)$$

Für das zweite B-Meson wird die Masse der nicht beobachteten Teilchen berechnet (Formel 5.7). Die Größen sind in Abbildung 5.4 und 5.5 dargestellt. Meßfehler der Teilchenimpulse, Mißidentifikationen und die Unsicherheit im Absolutwert des B-Impulses bewirken, daß keine scharfen Grenzen vorhanden sind. Gefordert wurde:

$$\boxed{\begin{array}{l} |\cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)}| \leq 1 + \sigma_{\cos \vartheta} \\ M_{mis}^2 \geq -0.5 \text{ GeV}^2 \end{array}} \quad (5.12)$$

Die Standardabweichung für $\cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)}$ berechnet sich aus den Impulsmeßfehlern bei dem jeweiligen Kandidaten und der Unsicherheit des B-Impulses. Die Notwendigkeit, daß die Energie der fehlenden Teilchen kleiner als die B-Energie zu sein hat, liefert keine weitere starke Einschränkung. Deshalb wurde lediglich gefordert, daß diese Bedingung innerhalb von 3 Standardabweichungen der Energiemeßgenauigkeit erfüllt sein muß.

Diese kinematischen Randbedingungen nutzen noch nicht die Tatsache, daß man den Neutrinoimpuls näherungsweise bestimmen kann. In $\cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)}$ (Gleichung 5.11) gehen sowohl Energien als auch Impulse ein. Mit dem Neutrinoimpuls ist es möglich, die Energie- und Impulsbilanz getrennt zu betrachten:

$$\vec{p}_{l\pi\pi} + \vec{p}_{\nu, gemessen} \equiv \vec{p}_{l\pi\pi\nu} \approx \vec{p}_B \quad (5.13)$$

$$E_{l\pi\pi} + E_{\nu, gemessen} \equiv E_{l\pi\pi\nu} \approx E_B \quad (5.14)$$

Dabei wird die Messung des Neutrinoimpulses und der Neutrinoenergie wie bereits beschrieben vorgenommen. Will man den Impulsvergleich anstellen, hat man zu bedenken, daß der Neutrinoimpuls transversal zum Strahlrohr besser nachgewiesen werden kann als longitudinal. Dieses ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Das Histogramm zeigt den Gesamtimpuls aller

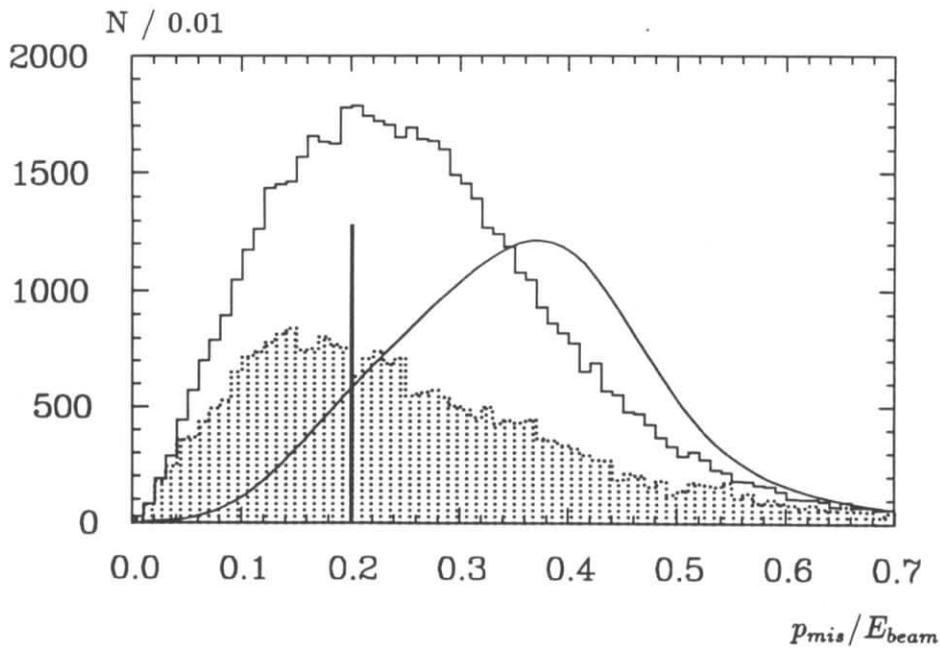


Abbildung 5.2: Totaler fehlender Impuls im Ereignis bei $\Upsilon(4S)$ -Daten (Histogramm), Kontinuumsereignissen (gepunktet) und einer Simulationsrechnung des Zerfalls $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$.

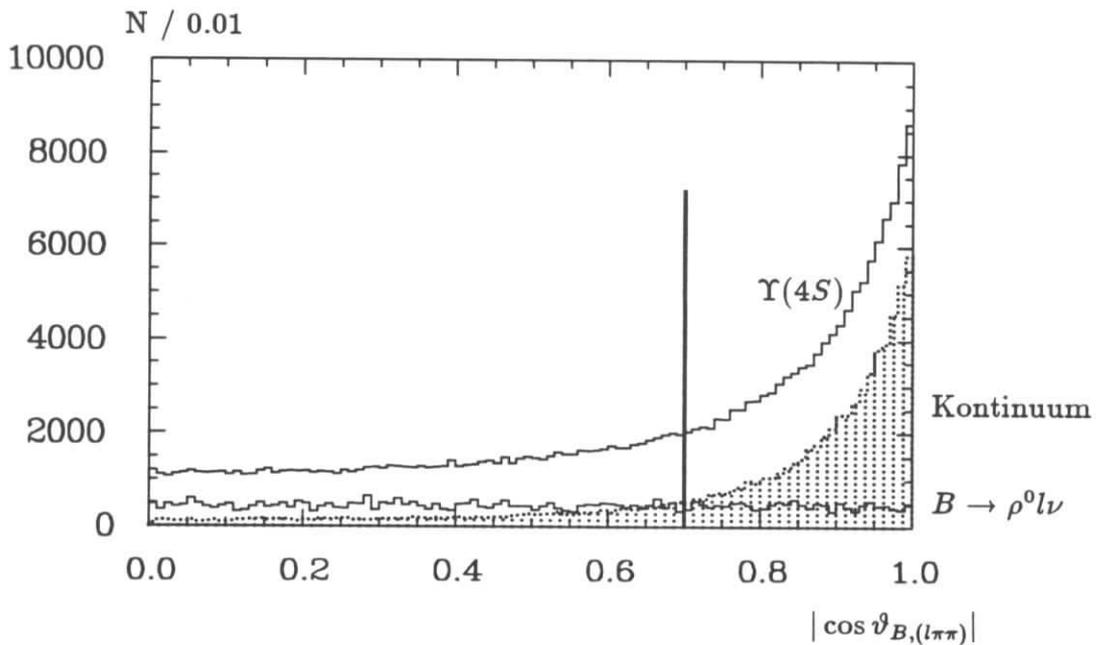


Abbildung 5.3: Winkel zwischen den Thrustachsen des $l^+ \pi^+ \pi^-$ -Kandidaten und den restlichen Teilchen im Ereignis. Das Histogramm zeigt $\Upsilon(4S)$ -Daten. Gepunktet sieht man das Kontinuum. Die flache Verteilung entstammt einer Simulationsrechnung, bei dem das $l^+ \pi^+ \pi^-$ aus dem Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ stammt.

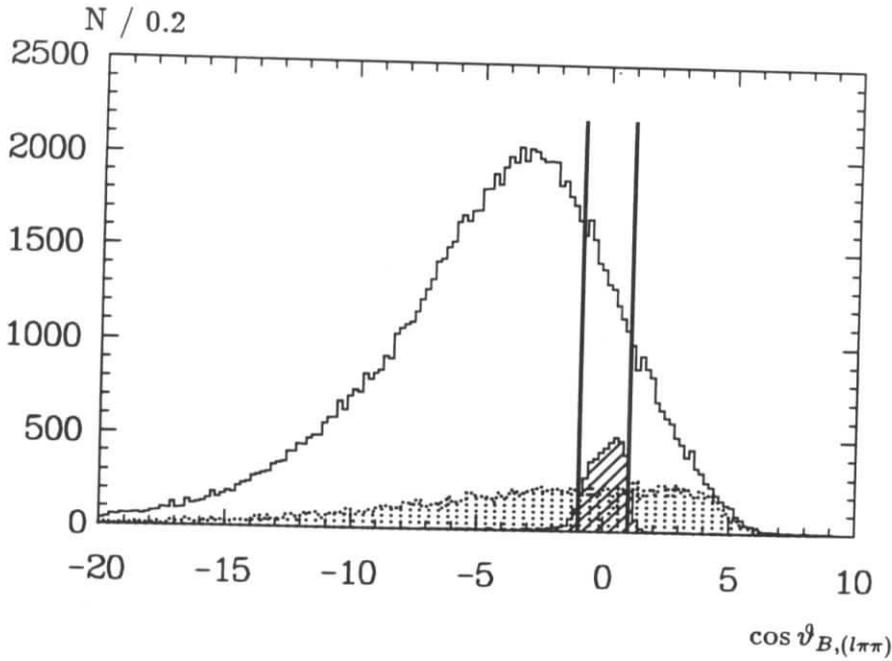


Abbildung 5.4: Cosinus des Winkels zwischen dem Impuls des $l^+\pi^+\pi^-$ -Systems und dem B^+ -Meson. Das Histogramm stellt die $\Upsilon(4S)$ -Daten dar. Das skalierte Kontinuum ist gepunktet wiedergegeben. Das schraffierte Histogramm zeigt eine Simulationsrechnung für den Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$.

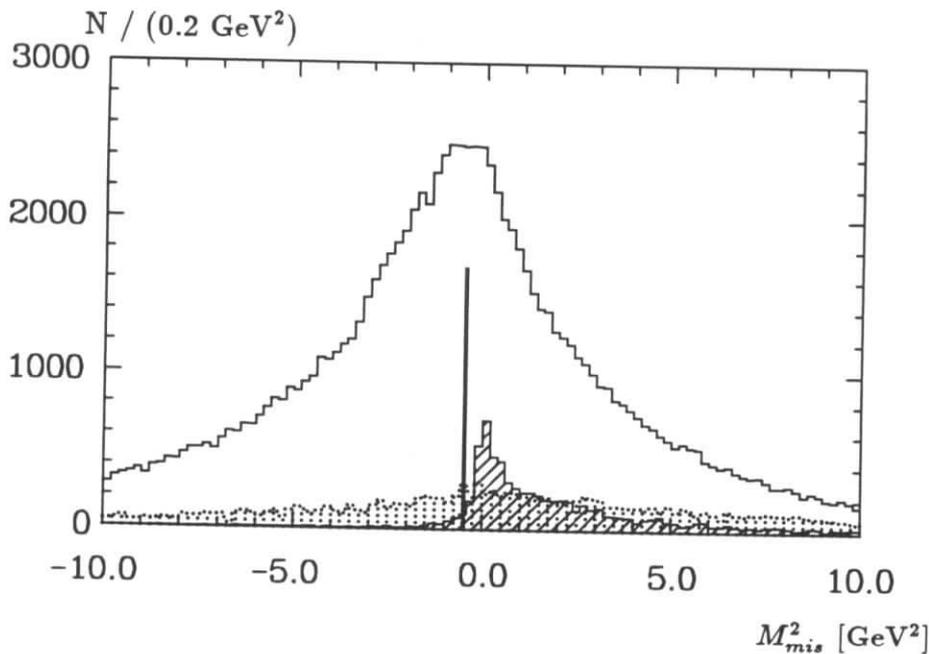


Abbildung 5.5: Fehlende Masse des zweiten B-Zerfalls (siehe Text für die Definition von M_{mis}^2). Neben den $\Upsilon(4S)$ -Daten (Histogramm) und den skalierten Kontinuumsdaten (gepunktet) wurde eine Monte Carlo-Simulation für den gesuchten Zerfall (schraffiert) dargestellt.

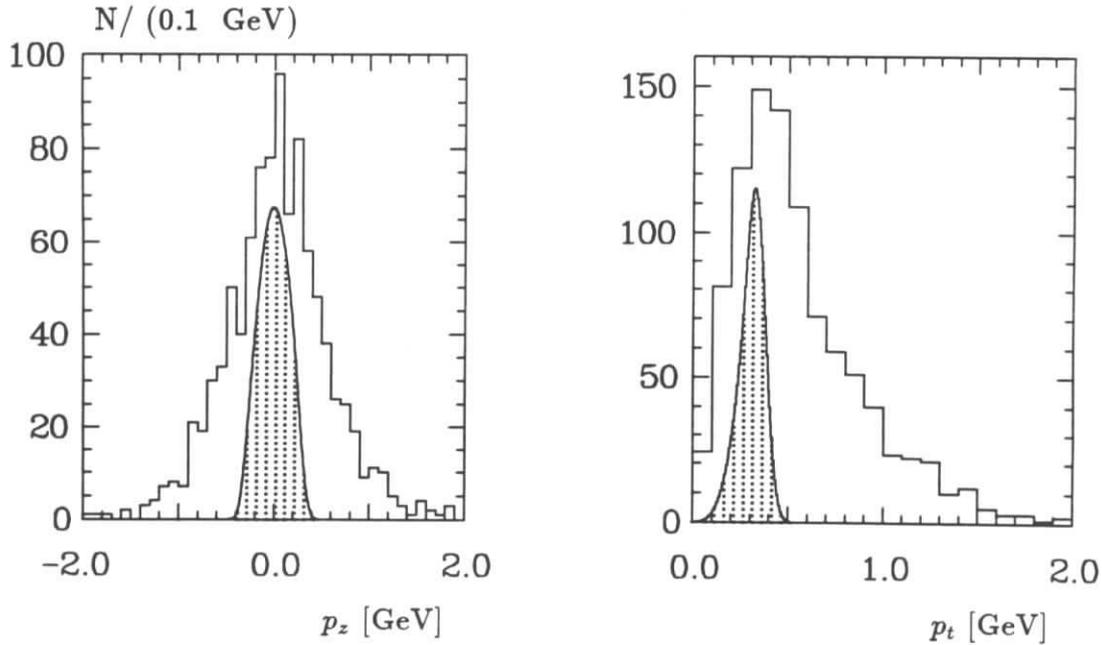


Abbildung 5.6: Gesamtimpuls der nachgewiesenen Teilchen eines B^+ -Mesons in der Simulation. Die Histogramme stellen den longitudinalen und transversalen Anteil dar. Das gepunktete Histogramm zeigt den wahren Impuls des B-Mesons.

gesehenen Teilchen eines B-Zerfalls¹. Gepunktet ist die Impulsverteilung des B-Mesons dargestellt, wie es in der Simulation erzeugt wird. Der höhere mittlere Impuls in transversaler Richtung rührt von der durch die $\Upsilon(4S)$ -Polarisation bedingten Winkelverteilung her. Sowohl die p_z - als auch die p_t -Verteilung sind keine einfachen Gaußverteilungen. Um die Ausläufer der Verteilung nicht überzubewerten, wurde aus der Halbwertsbreite ein Maß für den Fehler bestimmt. Man erhält $\sigma(p_t) \approx 200$ MeV und $\sigma(p_z) \approx 450$ MeV. Hieraus läßt sich eine Größe definieren, die ein Maß dafür ist, ob der Impuls der gemessenen Teilchen mit dem erwarteten Impuls für einen B-Zerfall verträglich ist:

$$\chi^2 \equiv \left(\frac{|(\vec{p}_{l\pi\pi\nu})_{trans}| - 350 \text{ MeV}}{200 \text{ MeV}} \right)^2 + \left(\frac{(\vec{p}_{l\pi\pi\nu})_z}{450 \text{ MeV}} \right)^2 \quad (5.15)$$

Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung für Daten und eine Simulationsrechnung.

Bei der Betrachtung der Energiebilanz wird die Neutrinoenergie aus dem Neutrinoimpuls bestimmt. Hier ist es nicht möglich, wie beim Impuls die Beiträge der transversalen und longitudinalen Impulskomponente zu gewichten. Deshalb wird nur der Transversalanteil des Neutrinoimpulses benutzt. Der Longitudinalanteil ergibt sich näherungsweise aus dem $l^+\pi^+\pi^-$ -Impuls:

$$\begin{aligned} (\vec{p}_\nu)_t &\approx -(\vec{p}_{\text{alle gesehenen Teilchen}})_t \equiv -(\vec{p}_{tot})_t \\ (\vec{p}_\nu)_z &\approx -(\vec{p}_{l\pi\pi})_z \end{aligned} \quad (5.16)$$

Die Näherung der z-Komponente ist ausreichend, da die B-Impulswinkelverteilung zu kleinen

¹Wegen der Definition des Neutrinoimpulses ist $\vec{p}_{l\pi\pi} + \vec{p}_{\nu, gemessen}$ bis auf das Vorzeichen gleich dem Impuls aller gemessenen Teilchen des zweiten B-Zerfalls.

z-Komponenten des B-Impulses führt. Nun läßt sich aus dem Neutrinoimpuls die Neutrinoenergie und damit auch die Energie des B-Mesons bestimmen:

$$E_{l\pi\pi\nu} \equiv E_{l\pi\pi} + E_\nu = E_{l\pi\pi} + \sqrt{(\vec{p}_{tot})_t^2 + (\vec{p}_{l\pi\pi})_z^2} \quad (5.17)$$

Diese Größe ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Für die Analyse wurde verlangt:

$\chi^2 < 4$
$0.96 < E_{l\pi\pi\nu}/E_{beam} < 1.08$

(5.18)

Bis auf den Schnitt im gesamten fehlenden Impuls betrafen die bisherigen Forderungen immer den Gesamtimpuls des $l^+\pi^+\pi^-\nu$ -Systems. Abschließend soll die Zerfallskinetik betrachtet werden. Die Zerfallskinetik hängt vom Matrixelement ab. Schnitte in der Zerfallskinetik sind der Grund für Modellabhängigkeiten der Analyse, da später in den gesamten kinematischen Bereich extrapoliert werden muß.

Abbildung 5.9 zeigt den Dalitzplot für die $\Upsilon(4S)$ -Daten und die $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ -Simulationsrechnung unter Verwendung des WBS-Modells. Es wurden auch hier wieder normierte Größen gewählt. Da sich der $\pi^+\pi^-$ -Impuls aus zwei Teilchen zusammensetzt, wurden die Energien der Pionen skaliert, woraus sich der skalierte $\pi^+\pi^-$ -Impuls ergibt. Verwendet wurde in der weiteren Analyse der umrandete Bereich. Dieses entspricht Schnitten

$0.28 < \vec{p}_l /E_{beam} < 0.49$
$0.8 \text{ GeV} < \vec{p}_{\pi\pi} $
$0.15 < 2p_{l\mu}p_{\pi\pi}^\mu/E_{beam}^2$

(5.19)

Nach dieser Selektion treten bei 15 % der Ereignisse Doppelseinträge auf. Das heißt, es sind mehr als ein Kandidat pro Ereignis vorhanden, die alle Schnitte erfüllen. Mehrfacheinträge erschweren die statistische Auswertung. Deshalb wird pro Ereignis nur der Kandidat mit dem geringsten Wert für χ^2 verwendet. Diese Größe wurde gewählt, da sie ein Maß für die Übereinstimmung mit der Zerfallshypothese darstellt.

Die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung, die sich nach dieser Selektion ergibt, ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Man erkennt im ρ^0 -Massenbereich eine Überhöhung, die nicht im Kontinuum (volles Histogramm) oder in einer Simulation von $b \rightarrow c$ -Zerfällen zu erkennen ist.

Die Selektion des Doppel-Lepton-Samples

Bei den Ereignissen mit zwei Leptonen ist die Annahme, daß neben dem gesuchten Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ das zweite B-Meson semileptonisch zerfällt.

Um das Kontinuum zu unterdrücken, wird der Winkel zwischen den beiden Leptonen betrachtet. Dieser Winkel ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Im Kontinuum gehen die Leptonen in der Regel in entgegengesetzte Richtungen. Verlangt wurde:

$\cos \vartheta_{ll} > -0.8$

(5.20)

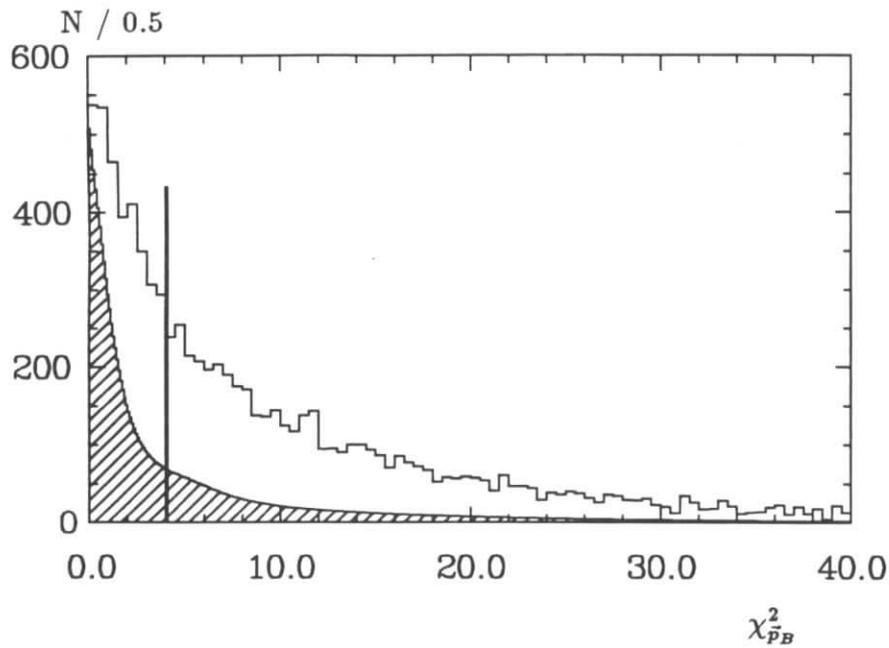


Abbildung 5.7: χ^2 -Verteilung für die Messung des B-Impulses. Vergleich der $\Upsilon(4S)$ -Daten mit einer Simulationsrechnung des Zerfalls $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ (schraffiert).

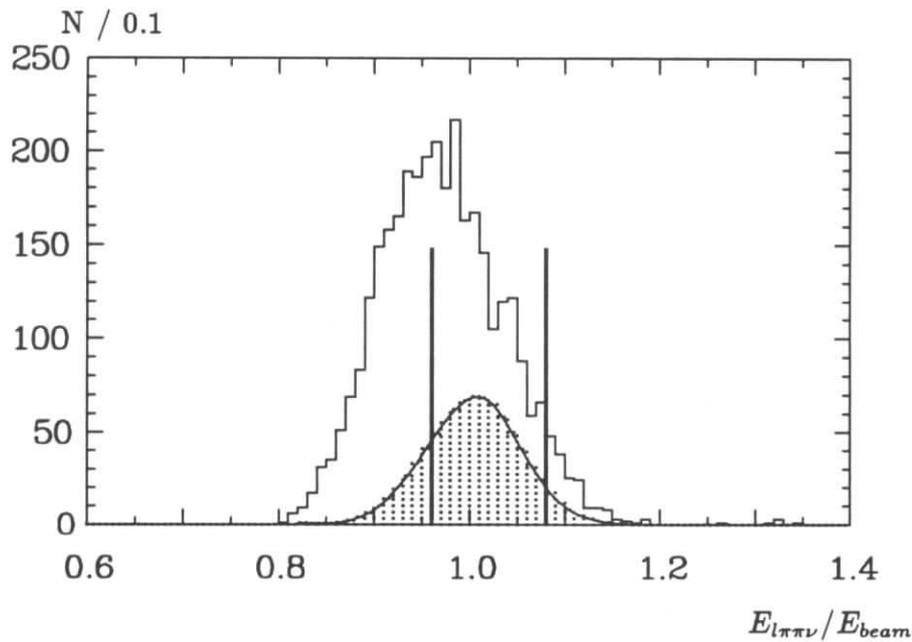


Abbildung 5.8: $l^+ \pi^+ \pi^- \nu$ -Energie bei $\Upsilon(4S)$ Daten (Histogramm) und einer Simulation für den gesuchten Zerfall (gepunktet).

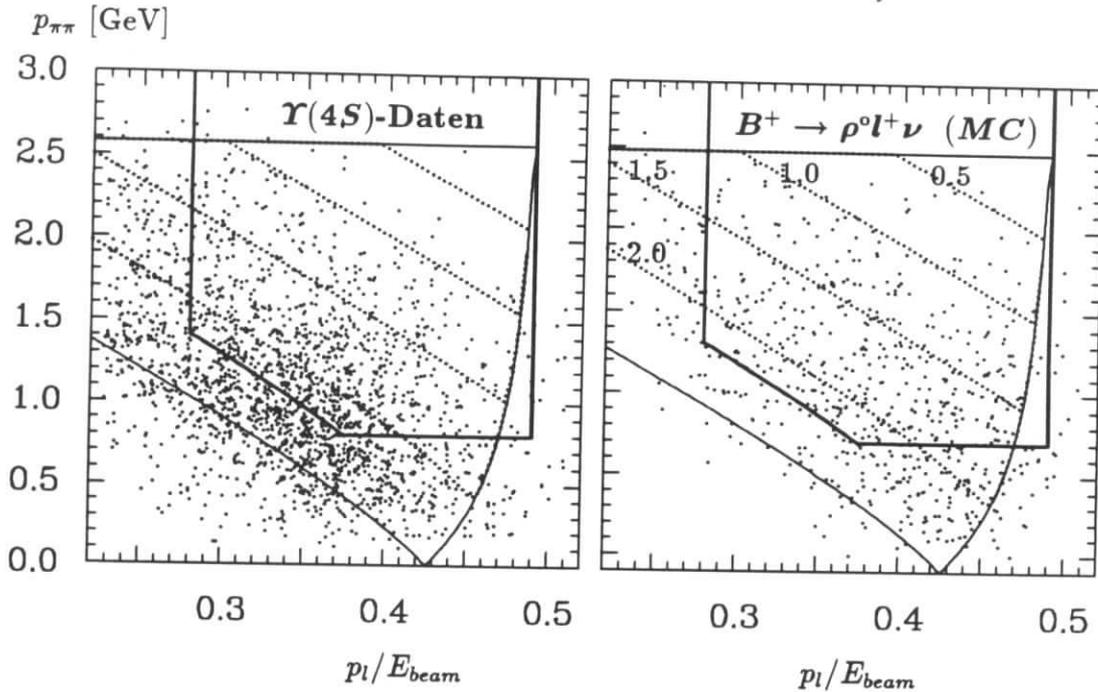


Abbildung 5.9: Dalitzplot für $\Upsilon(4S)$ -Daten und eine Simulationsrechnung. Eingezeichnet sind die Konturen des Dalitzplots für das Ruhesystem und Linien konstanter Neutrinoenergien von 0.5, 1.0, 1.5 und 2 GeV.

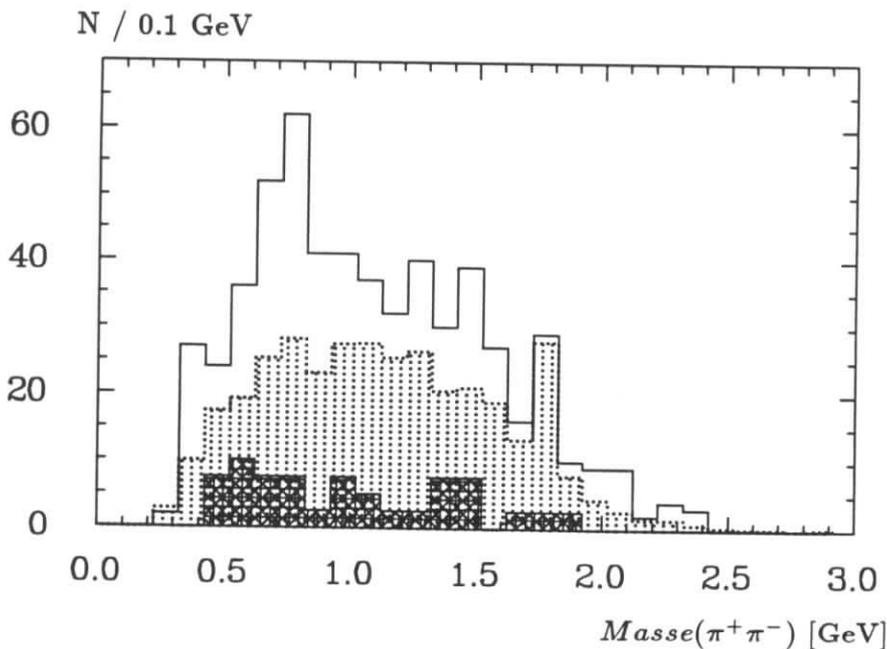


Abbildung 5.10: $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung der $\Upsilon(4S)$ -Daten (Histogramm) mit einem Lepton. Gepunktet ist die Simulation des $b \rightarrow c$ -Untergrundes dargestellt. Das volle Histogramm ist die skalierte Verteilung der Kontinuumsdaten.

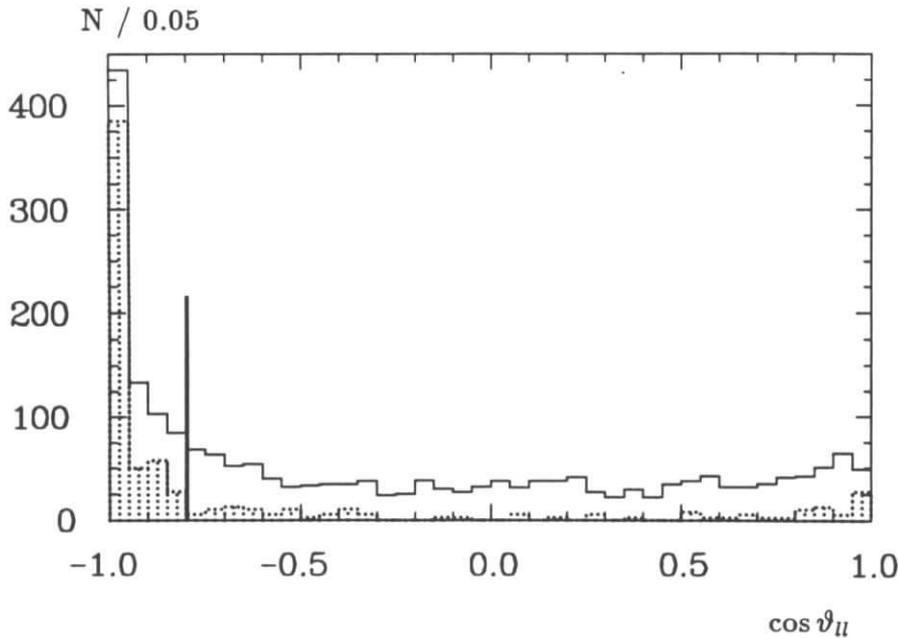


Abbildung 5.11: Winkel zwischen den beiden Leptonen bei $\Upsilon(4S)$ -Daten (Histogramm) und für das skalierte Kontinuum (gepunktet).

Die kinematischen Randbedingungen werden wie bei den Ereignissen mit einem Lepton behandelt:

$$\begin{aligned} |\cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)}| &\leq 1 + \sigma_{\cos \vartheta} \\ M_{mis}^2 &\geq -0.5 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \quad (5.21)$$

Die Anwesenheit des zweiten Leptons deutet auf einen zweiten semileptonischen B-Zerfall hin. Dabei entsteht ein D , D^* , D^{**} oder ein hadronischer Zustand aus einem $b \rightarrow u$ Zerfall. Alle gesehenen Teilchen eines Ereignisses außer den beiden Leptonen und dem ρ^0 -Kandidat müssen aus dem hadronischen Zustand des zweiten semileptonischen Zerfalls stammen. Die Masse M_{hadr} dieser Teilchen ist in Abbildung 5.12 gezeigt. Man erkennt in den $\Upsilon(4S)$ -Daten einen Ausläufer zu höheren Massen. Es wird verlangt, daß diese Masse unterhalb von 2.1 GeV liegt, was in etwa der D^* -Masse entspricht:

$$M_{hadr} < 2.1 \text{ GeV} \quad (5.22)$$

Schließlich werden auch hier die gleichen Impulsschnitte auf die Lepton- und $\pi^+\pi^-$ -Impulse durchgeführt:

$$\begin{aligned} 0.28 &< |\vec{p}_l|/E_{beam} < 0.49 \\ 0.8 \text{ GeV} &< |\vec{p}_{\pi\pi}| \\ 0.15 &< 2p_{l\mu}p_{\pi\pi}^\mu/E_{beam}^2 \end{aligned} \quad (5.23)$$

Zur Auswahl eines Kandidaten pro Ereignis steht hier keine Größe wie das χ^2 bei den Ereignissen mit einem Lepton zur Verfügung. Deshalb wird der Kandidat gewählt, dessen

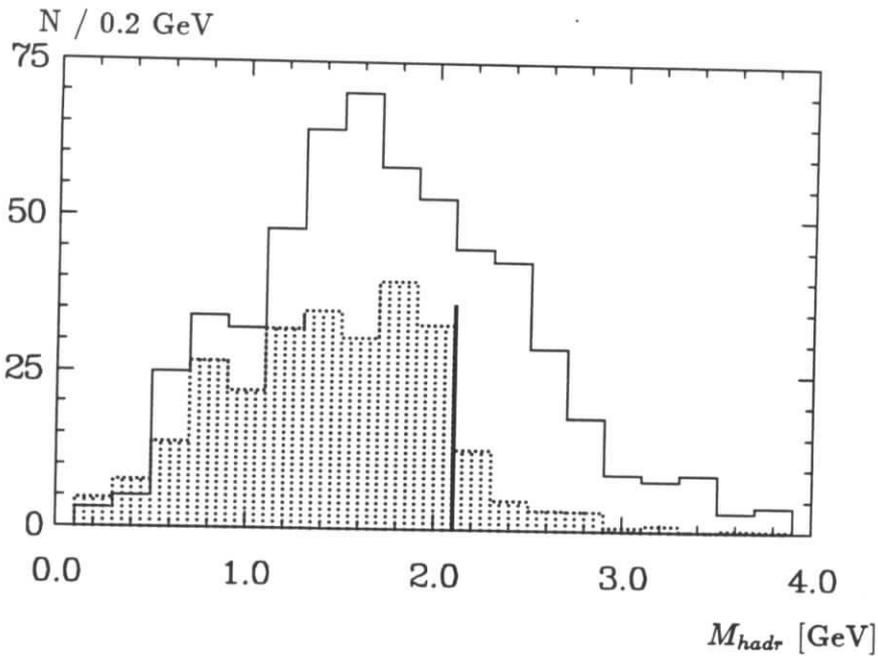


Abbildung 5.12: Gesehene hadronische Masse des zweiten B-Zerfalls. Das Histogramm zeigt die $\Upsilon(4S)$ -Daten. Gepunktet ist eine Simulation für den gesuchten Zerfall dargestellt.

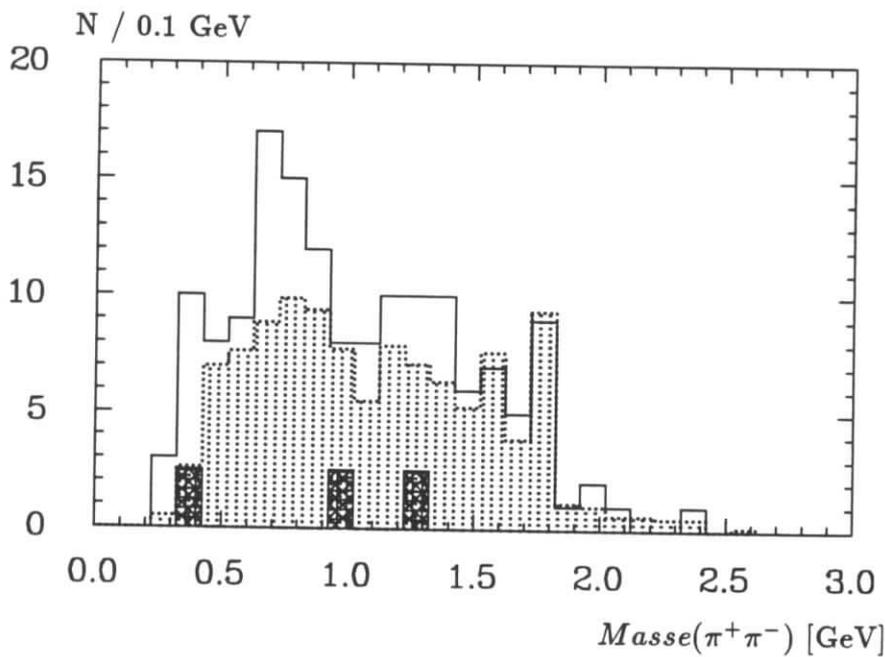


Abbildung 5.13: $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung der $\Upsilon(4S)$ -Daten (Histogramm) mit zwei Leptonen. Gepunktet ist die Simulation des $b \rightarrow c$ Untergrundes dargestellt. Das volle Histogramm ist die skalierte Verteilung der Kontinuumsdaten.

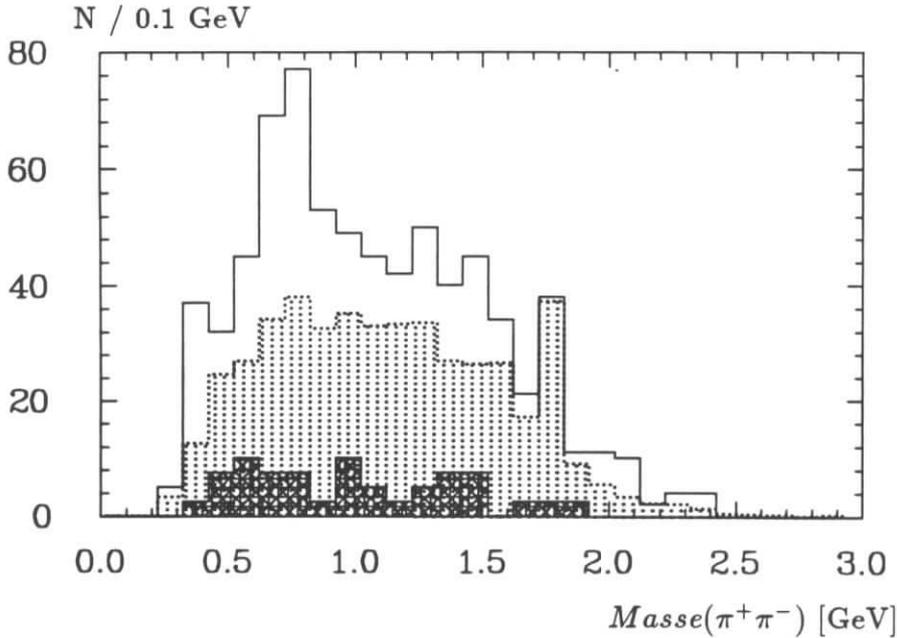


Abbildung 5.14: $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung des Gesamtsamples der $\Upsilon(4S)$ -Daten (Histogramm). Gepunktet ist die Simulation des $b \rightarrow c$ Untergrundes dargestellt. Das volle Histogramm ist die skalierte Verteilung der Kontinuumsdaten.

Wert für $p_{l\mu} p_{\pi\pi}^\mu$ maximal ist. Diese Größe wurde gewählt, da sie am wirkungsvollsten falsche Kombinationen unterdrückt. Die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung zeigt Abbildung 5.13.

Das Gesamtsample der Analyse

Die Massenverteilung für das Gesamtsample ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für den Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ beträgt bei Summation der Klassen mit einem und zwei Leptonen 6.7 %. Bei beiden Klassen erkennt man im Massenbereich des ρ^0 eine Überhöhung, die nicht in der Simulation für $b \rightarrow c$ Ereignisse auftritt. Ein einfacher weiterer Konsistenzcheck ist die Betrachtung der Ereignisse mit einem Myon $\mu^+\pi^+\pi^-$ und der Ereignisse mit einem Elektron $e^+\pi^+\pi^-$. Dieses ist in Abbildung 5.15 (a,b) dargestellt. Man erkennt, daß der Effekt bei beiden Leptonarten auftritt.

Um zu untersuchen, ob solche schmalen Strukturen in den Daten auch ohne das Vorhandensein einer Resonanz auftreten, wurden Selektionen durchgeführt, bei denen keine Resonanzstruktur erwartet wird. Abbildung 5.15 (c) zeigt die Massenverteilung bei einer Selektion mit zwei gleich geladenen Pionen $l^+\pi^-\pi^-$. Man erkennt zwar eine leichte Überhöhung knapp unterhalb der ρ^0 -Masse, diese stammt jedoch aus der Subtraktion des Kontinuums (Abbildung 5.15 (d) zeigt die Subtraktion eines geglätteten Kontinuumspektrums). Auch Selektionen für die Kombinationen $l^+K_s^0\pi^-$, $l^+\pi^+\pi^-\pi^-$, $l^+K_s^-\pi^+\pi^-$ und $l^+K_s^0\pi^+\pi^-$ können durch das $b \rightarrow c$ Monte Carlo beschrieben werden. Als Beispiel ist hier die Selektion mit drei Pionen gezeigt (Abbildung 5.15 (e)).

Weiter wurde eine Selektion durchgeführt mit $l^+\pi^+\pi^-$ -Kombinationen, die nicht die kinematischen Bedingungen für einen B-Zerfall erfüllen. Betrachtet wurde der Bereich des Winkels $\cos_{B,(l\pi\pi)}$ von -1,5 bis -1 und von 1 bis 1,5. Dieses entspricht einer Analyse mit verschobener B-Masse. Die Verteilung ist in Abbildung 5.15 (f) gezeigt.

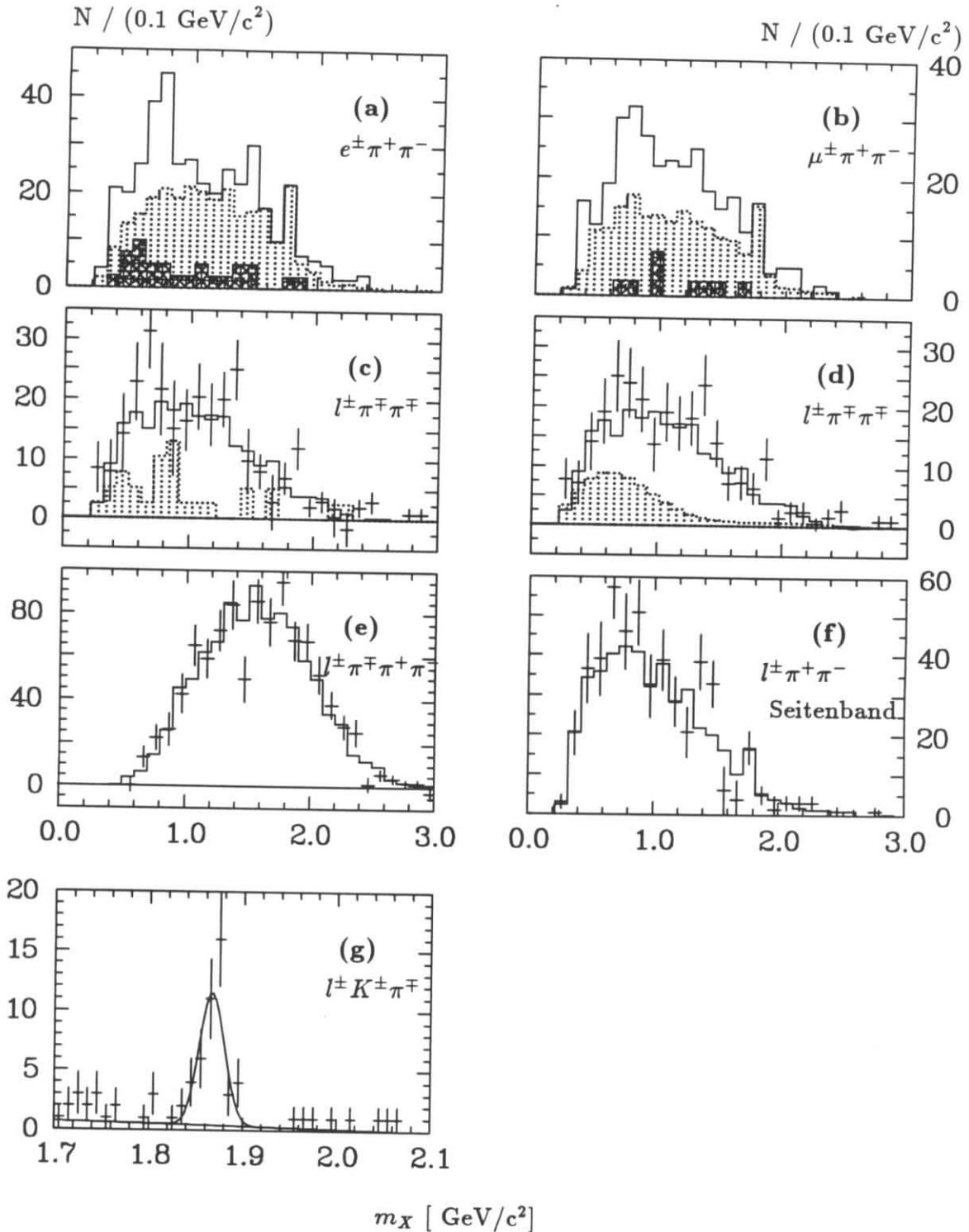


Abbildung 5.15: Hadronische Massenverteilungen. In (a) und (b) stammt das offene Histogramm von $\Upsilon(4S)$ -Daten, das volle von skalierten Kontinuumsdaten und die gepunktete Verteilung von der $b \rightarrow c$ -Simulation. In den weiteren Figuren sind die kontinuumsubtrahierten $\Upsilon(4S)$ -Daten durch Kreuze, die $b \rightarrow c$ -Simulation durch Histogramme und das skalierte Kontinuum gepunktet dargestellt.

Zusätzlich wurde als Test für die Nachweiswahrscheinlichkeit eine Selektion durchgeführt, bei der eine Resonanzstruktur erwartet wird. Dafür wurde das π^+ durch ein K^+ ersetzt. In Abbildung 5.15 (g) ist deutlich die D^0 -Resonanz zu erkennen. Es tritt kein Untergund durch das Kontinuum auf. Aus einer Anpassung (Kurve in der Abbildung) wurde die Zahl der D^0 -Mesonen zu 37 ± 6 bestimmt. Dieses ist zu vergleichen mit der Monte Carlo-Vorhersage von 40 Mesonen. Davon stammen aus den Zerfällen $B \rightarrow (D/D^*/D^{**})$ etwa 20/70/10 %.

5.4 Die Datenanalyse

Abbildung 5.14 zeigt die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung des Gesamtsamples. Im Vergleich ist wieder das Kontinuum und die Simulation von $b \rightarrow c$ -Zerfällen dargestellt. Um die Einzelbeiträge des Spektrums zu diskutieren, seien zunächst die Anteile angeführt, die nicht aus semileptonischen B-Zerfällen herrühren:

- Kontinuumsuntergrund
Dieser wird aus den Daten bestimmt und ist in Abbildung 5.14 bereits dargestellt.
- Mißidentifikationen
Das Lepton kann ein mißidentifiziertes Hadron aus einem B-Zerfall sein. Dieser Beitrag wurde aus der Mißidentifikationsrate bestimmt und beträgt $1.5 \pm 0.6\%$ der Einträge.
- Leptonen aus Kaskadenzerfällen $b \rightarrow c \rightarrow s + l$
Dieser Untergrund ist bei den hier betrachteten hohen Leptonimpulsen unterdrückt. Eine Simulation zeigt, daß der Beitrag kleiner als 1 % ist.
- Leptonen aus π^0 -, η -, τ - oder J/ψ -Zerfällen
Dieser Untergrund wurde ebenfalls mittels einer Simulation abgeschätzt. Er beträgt $3.5 \pm 0.6\%$.

Keiner dieser Untergrundarten zeigt im Bereich der ρ^0 -Masse eine Erhöhung.

Neben diesen Beiträgen hat man die semileptonischen Zerfälle zu betrachten. Für $b \rightarrow c$ -Zerfälle kann man als hadronische Endzustände ein D , D^* oder D^{**} haben. Für eventuelle nichtresonante Produktion wird angenommen, daß diese durch den D^{**} -Anteil mitbeschrieben wird. In dem oben verwendeten Monte Carlo wurden für diese Einzelraten 1.6%, 4.4% und 3.5% angenommen. Dieses ergibt relative Verhältnisse zwischen den Raten, die in etwa den gemessenen entsprechen. Die Gesamtrate wurde auf 9.5% festgelegt. Dieses ist der Wert, der sich als semileptonisches Verzweungsverhältnis aus der vorherigen Analyse ergab. In Abbildung 5.16 erkennt man, daß die $\pi^+\pi^-$ -Massenspektren aus den verschiedenen $b \rightarrow c$ -Zerfällen einander sehr ähnlich sind. Die relativen Beiträge in Bild 5.16 entsprechen dem Verhältnis 1.6/5.5/0.9 und nicht dem Verhältnis 1.6/4.4/3.5 aus der Produktion. Dies liegt im wesentlichen an den unterschiedlichen Leptonimpulsspektren dieser Zerfällen. Deshalb ist zwar die Form des Spektrums relativ unabhängig von dem Verhältnis der Einzelraten, jedoch nicht die absolute Rate. Die Normierung dieses Untergrundes wird später in einer Anpassung bestimmt.

Bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen trägt sowohl der gesuchte Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ als auch Zerfälle mit anderen hadronischen Endzuständen bei. Die Raten der Zerfälle $B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu$ und $B^0 \rightarrow \omega l^+ \nu$ sind im Spectatormodell direkt mit der Rate für $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ verbunden ($\Gamma(B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu) = 2 \Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) \approx 2 \Gamma(B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu)$). Die geringe Breite des ω -Mesons spielt keine wesentliche Rolle [16]. Untergrund, der nicht von diesen Vektormesonen stammt, wurde

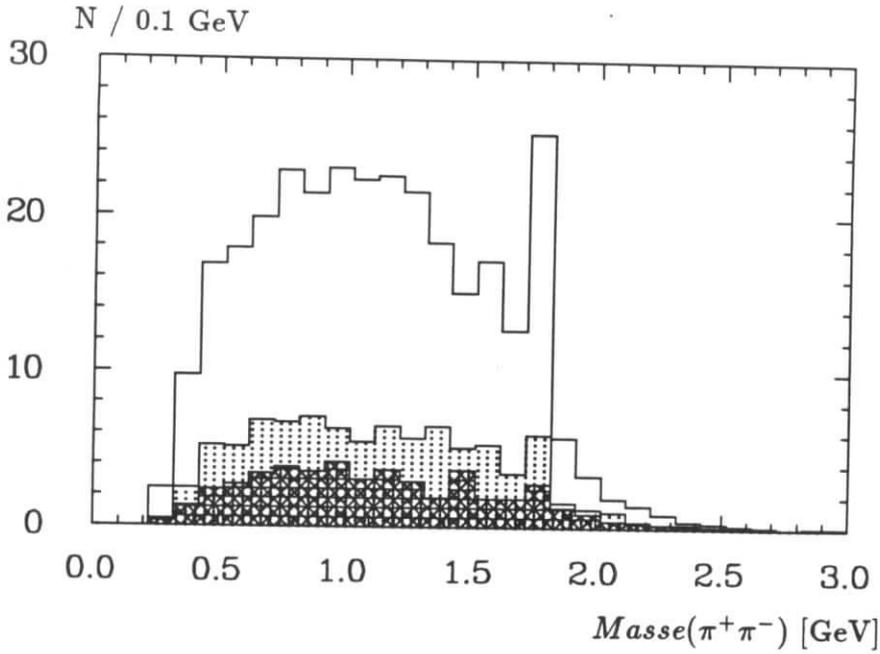


Abbildung 5.16: $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung für semileptonische $b \rightarrow c$ -Zerfälle. Den D^* -Anteil zeigt das Histogramm, die D -Verteilung ist gepunktet dargestellt und das ausgefüllte Histogramm stammt von einer D^{**} -Simulation.

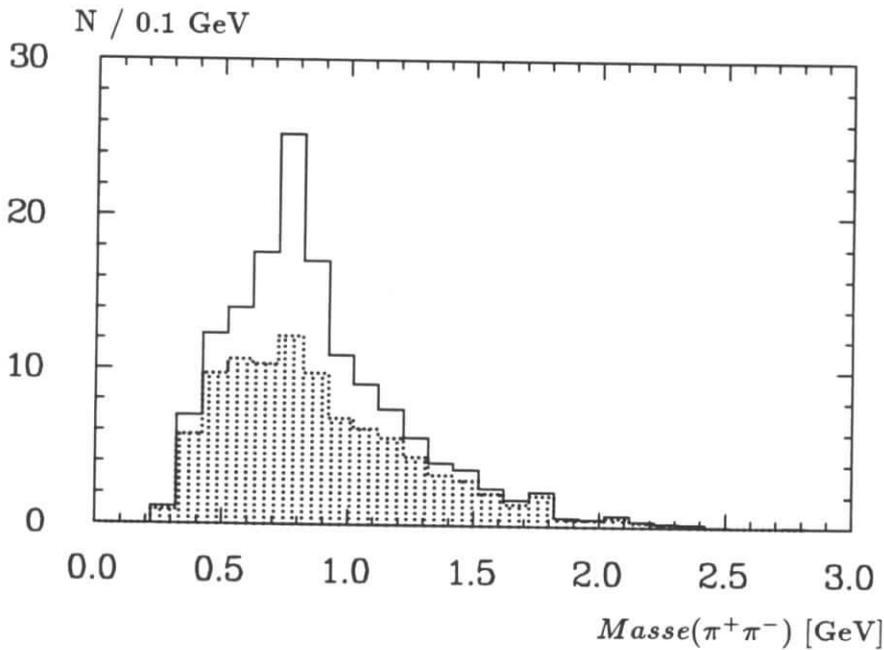


Abbildung 5.17: $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung für $b \rightarrow u$ -Ereignisse. Der Anteil, der nicht von $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ -Zerfällen stammt, ist gepunktet dargestellt.

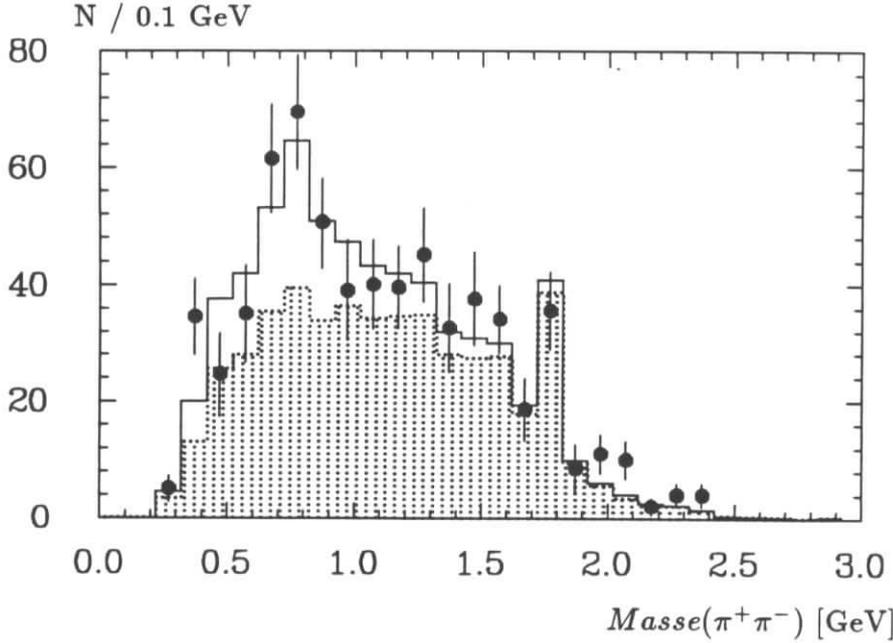


Abbildung 5.18: Ergebnis der Anpassung. Die Punkte stammen aus den $\Upsilon(4S)$ -Daten nach Kontinuumssubtraktion. Das Histogramm ist das Ergebnis des Fits, wobei der $b \rightarrow c$ -Anteil gepunktet dargestellt ist.

mittels des GISW-Modells simuliert. Abbildung 5.17 zeigt das $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum für $b \rightarrow u$ -Zerfälle. Gepunktet dargestellt ist der Anteil aus $b \rightarrow u$ -Zerfällen ohne $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$.

Für die Gesamtrate wurde nun der Ansatz gemacht:

$$\left(\frac{dN}{dm_{\pi\pi}} \right)_{\Upsilon(4S)}^{\text{Daten}} - \left(\frac{dN}{dm_{\pi\pi}} \right)_{\text{Kontinuum}}^{\text{Daten}} = \left(\frac{dN}{dm_{\pi\pi}} \right)_{b \rightarrow c}^{MC} + \left(\frac{dN}{dm_{\pi\pi}} \right)_{b \rightarrow u}^{MC} \quad (5.24)$$

Dabei schließt der $b \rightarrow c$ -Anteil auch die geringen Untergrundanteile aus nicht semileptonischen B-Zerfällen ein. Den linke Teil der Gleichung erhält man aus den Daten. Sodann wurde ein Fit der Simulationsverteilungen für $b \rightarrow c$ und $b \rightarrow u$ an die Daten durchgeführt. Das Ergebnis (Abbildung 5.18) entspricht einem Beitrag von 28 ± 10 ρ^0 -Mesonen aus dem Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$. Für die Normierung des $b \rightarrow c$ -Anteils erhält man einen Wert von 1.04 ± 0.11 relativ zur Rate, die sich direkt aus der Simulation ergibt. Rechnet man die Zahl der gefundenen ρ^0 -Mesonen unter Verwendung der Nachweiswahrscheinlichkeit um, ergibt sich ein Verzweungsverhältnis von $BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) = (1.03 \pm 0.36) \cdot 10^{-3}$.

Zu dem hier angegebenen statistischen Fehler treten noch systematische Fehler auf. Die Ursachen hierfür sind:

- Die Kontinuumssubtraktion

Der Fehler auf die Skalierungskonstante beträgt wie in der vorherigen Analyse 2.4 %. Da das Kontinuum unterdrückt ist, spielt dieser Fehler keine Rolle. Die Auswirkungen des Skalierungsfehlers liegt unter 1 %.

- Der $b \rightarrow c$ Untergrund

Hier wurde der Einfluß der D , D^* - und D^{**} -Beiträge in der Simulation auf das Ergebnis untersucht. Es wurden folgende Verhältnisse der Raten ($D : D^* : D^{**}$) verwendet:

(2.5 : 7.0 : 0.0), (1.3 : 3.7 : 4.5), (1.3 : 4.7 : 3.5) und (2.0 : 4.0 : 3.5). Die Abweichungen, die sich für die $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ -Rate ergeben, liegen bei +9 % , -4 % , +1 % und -1 % . Als Unsicherheit wurde $\pm 6.5\%$ angenommen.

- Der $b \rightarrow u$ Untergrund

Wie bereits erwähnt, wurde der Untergrund, der nicht vom ρ^- oder ω stammt, aus dem GISW-Modell entnommen. Ändert man diesen Untergrund bei der Anpassung um einen Faktor 2 bzw. 0.5 schwankt das Resultat für den ρ^0 -Anteil um 20 %.

- Die Nachweiswahrscheinlichkeit

Es wurden verschiedene Modelle für den Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ untersucht: Das WBS-Modell mit einem Korrekturfaktor J zwischen 0.2 und 5 mit Monopol- oder Dipolverhalten sowie das GISW-Modell. Die Nachweiswahrscheinlichkeit schwankt um 10%. Teilweise erklärt sich dieses bereits aus der Tatsache, daß im betrachteten Bereich des Phasenraums je nach Modell zwischen 57 % und 65 % der Ereignisse liegen.

- Die Zahl der B-Mesonen

Die Zahl der B-Mesonen beträgt $200,000 \pm 10,000$, was zu einem systematischen Fehler von 5 % führt.

Die Fehler aus den Untergrundbeiträgen hadronischer B-Zerfälle ist gering. Die Beiträge mit Fehlern wurden bereits angegeben. Addiert man alle Fehler quadratisch, ergibt sich ein Gesamtwert von 24 % . Daraus resultiert das Ergebnis von:

$$BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) = (1.03 \pm 0.36 \pm 0.25) \cdot 10^{-3} < 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ (90 \% CL)} \quad (5.25)$$

5.5 Die Rückstoßmassenmethode

Bei bisherigen Untersuchungen exklusiver semileptonischer B-Zerfälle wurde die Rückstoßmassenmethode verwendet. Diese soll hier zu Testzwecken durchgeführt werden. Dabei werden ebenfalls $l^+ \pi^+ \pi^-$ -Kombinationen betrachtet, jedoch mit der Forderung, daß die $\pi^+ \pi^-$ -Paare in einem ρ^0 -Massenband liegen. Für die $l^+ \rho^0$ -Kandidaten wird dann überprüft, ob sie vom gesuchten Zerfall stammen können. Hierzu wird die sogenannte Rückstoßmasse (*recoil mass*) berechnet. Diese Größe ergibt sich aus der Gleichung 5.3

$$M_\nu^2 = (p_B - p_{l\pi\pi})^2 = M_B^2 + M_{l\pi\pi}^2 - 2 E_B E_{l\pi\pi} + 2 |\vec{p}_B| |\vec{p}_{l\pi\pi}| \cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)} \quad (5.26)$$

bei Vernachlässigung des B-Impulses:

$$M_\nu^2 \approx M_{recoil}^2 \equiv M_B^2 + M_{l\pi\pi}^2 - 2 E_B E_{l\pi\pi}. \quad (5.27)$$

Für die gesuchten Zerfälle ist diese Größe um die Neutrinomasse, also um 0, verteilt.

Es soll nun mittels dieser Methode eine Analyse durchgeführt werden. Zu diesem Zweck werden wie oben $l^+ \pi^+ \pi^-$ Kandidaten selektiert mit $\pi^+ \pi^-$ -Paaren in einem ρ^0 -Massenband:

$$0.62 \text{ GeV} < M_{\pi^+ \pi^-} < 0.92 \text{ GeV} \quad (5.28)$$

Ansonsten wird die gleiche Analyse wie oben durchgeführt. Ausnahmen betreffen die Größen $\cos \vartheta_{B,(l\pi\pi)}$ und $E_{l\pi\pi\nu}$, die stark mit der Rückstoßmasse korreliert sind und deshalb nicht verwendet werden.

Abbildung 5.19 zeigt das Rückstoßmassenspektrum für die selektierten Ereignisse aus $\Upsilon(4S)$ -Daten zusammen mit dem Spektrum einer Simulation des Zerfalls $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$. Um ein Modell für den Untergrundverlauf zu erhalten, können verschiedene Möglichkeiten diskutiert werden:

- Wie in der vorherigen Analyse kann man die Simulation für $b \rightarrow c$ Ereignisse verwenden. Diese Simulation ist in Abbildung 5.19(b) dargestellt. Anders als für das $\pi^+ \pi^-$ -Massenspektrum erkennt man deutliche Unterschiede zwischen Zerfällen mit einem D , D^* und D^{**} . Dieses liegt daran, daß in die Rückstoßmasse nicht nur die $\pi^+ \pi^-$ -Masse, sondern der $l^+ \pi^+ \pi^-$ -Viererimpuls eingeht. Dies führt zu einer stärkeren Abhängigkeit vom Leptonimpuls.
- Führt man eine Selektion mit einer falschen Ladungskombination $l^+ \pi^- \pi^-$ durch, so kann dort kein ρ^0 beitragen. Es ist zu untersuchen, ob die sich dabei ergebende Rückstoßmassenverteilung den Untergrund beschreiben kann. Dabei hat man zu bedenken, daß aus kombinatorischen Gründen die Zahl der $\pi^- \pi^-$ -Kombinationen ungefähr halb so groß ist wie die der $\pi^+ \pi^-$ -Kombinationen. Hierauf läßt sich einfach korrigieren. Die Probleme liegen bei dem Untergrund aus Zerfällen $B \rightarrow (\rho^-, \pi^-, \omega) l^+ \nu$, bei denen ein falsches π^+ oder π^- zu dem $l^+ \pi^-$ aus dem Zerfall kommt. Die Rückstoßmassenverteilung hat auch hierfür ein Maximum bei Null. Die Zahl der Kombinationen mit einem falschen π^+ ist etwa gleich der Zahl mit einem falschen π^- . Zieht man also die Verteilung der falschen Ladungskombination ($\pi^\pm \pi^\pm$) mit einem Faktor 2 skaliert ab, erhält man eine Überkompensation. Dieses führt zur Verringerung des Signals. Dieser Effekt ist in Abbildung 5.19(c) dargestellt. In der Simulation zeigt sich, daß etwa 50 % vom ρ^0 -Signal subtrahiert wird.
- Als geeignet stellt es sich heraus, die Rückstoßmassenverteilung aus den Seitenbändern des ρ^0 -Massenbereichs zu verwenden ($m_{\pi\pi} = 0.47 - 0.62, 0.92 - 1.07$ GeV). In der Simulation zeigen alle Untergrundarten gleiches Verhalten für die Form der Rückstoßmassenverteilungen in den beiden $\pi^+ \pi^-$ -Massenbereichen. Die Seitenbänder müssen lediglich mit einem Faktor von etwa 1.1 skaliert werden.

Für diese Analyse wurde das letztgenannte Verfahren zur Beschreibung des Untergrundes benutzt. Es wurden drei Rückstoßmassenverteilungen betrachtet: die Verteilungen der $\Upsilon(4S)$ -Daten im ρ^0 -Massenbereich und im Seitenband und die Verteilung der Simulation für $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$. Die Verteilung der $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ -Simulation ergibt sich aus der Differenz der Verteilungen des ρ^0 -Massenbereichs und des Seitenbandes. Das Resultat der Anpassung zeigt Abbildung 5.19(e). Es entspricht einem Verzweigungsverhältnis von: $BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) = (1.8 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$

Der Wert ist verträglich mit dem der vorherigen Analyse. Der Fehler ist hier größer, da nicht alle Schnitte gemacht werden konnten, und da die Untergrundverteilung ebenso große Fehler aufweist wie die Verteilung im ρ^0 -Massenbereich.

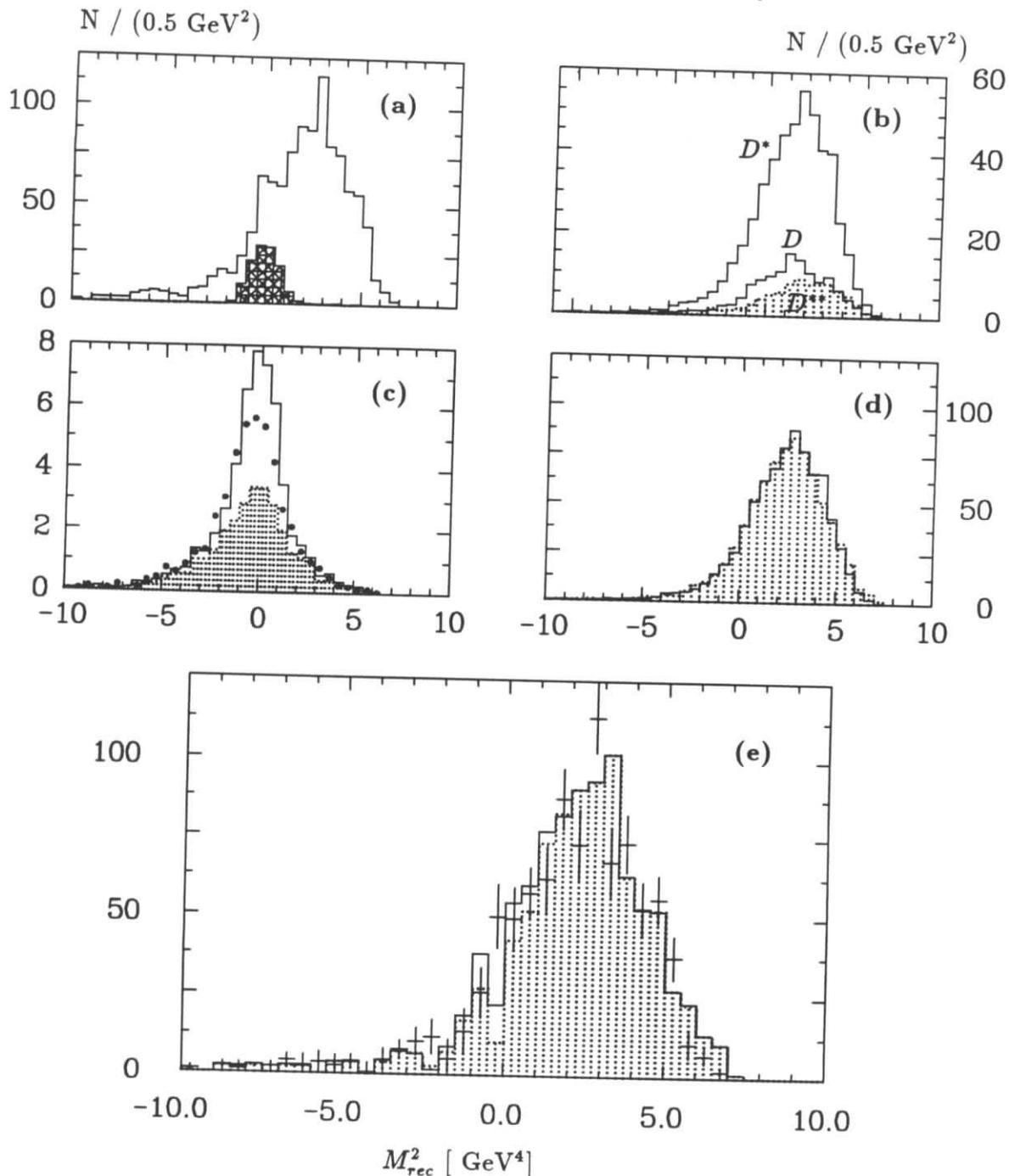


Abbildung 5.19: Rückstoßmassenverteilungen. (a) $\Upsilon(4S)$ -Daten und eine Simulation für $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ (volles Histogramm). (b) Verteilungen für die Zerfälle $B \rightarrow D l \nu$, $B \rightarrow D^* l \nu$ und $B \rightarrow D^{**} l \nu$. (c) Verteilungen der Zerfälle $B \rightarrow (\pi, \eta, \eta', \rho, \omega) l \nu$ für die Ladungskombination $\pi^+ \pi^-$ (Histogramm) und ohne den Beitrag des ρ^0 (gepunktet). Die Punkte stellen die Verteilung für die Ladungskombination $\pi^\pm \pi^\pm$ multipliziert mit einem Faktor 2 dar. (d) Die Verteilung für $b \rightarrow c$ -Zerfälle im ρ^0 -Massenband (Histogramm) und für das Seitenband (gepunktet). (e) Rückstoßmassenverteilung der $\Upsilon(4S)$ -Daten nach Kontinuumsubtraktion (Kreuze) und das Fitergebnis. Gepunktet ist die Verteilung des Seitenbandes. Das Histogramm schließt den Anteil des Zerfalls $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ ein.

Kapitel 6

Diskussion der Ergebnisse über semileptonische B-Zerfälle

In diesem Abschnitt sollen die gewonnenen Ergebnisse diskutiert werden. Zunächst wird ein Vergleich mit anderen Messungen vorgenommen. Anschließend wird auf die physikalische Bedeutung eingegangen.

6.1 Vergleich mit anderen Messungen

Tabelle 6.1 zeigt einen Vergleich mit Messungen von ARGUS und CLEO. Aufgeführt sind die Ergebnisse für die Gesamtrate semileptonischer B-Zerfälle und für die Anteile aus $b \rightarrow c$ - und $b \rightarrow u$ -Zerfällen.

6.1.1 Die Gesamtrate semileptonischer B-Zerfälle

Die Standardmethode zur Untersuchung semileptonischer B-Zerfälle auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz besteht in der Messung des Impulsspektrums von Leptonen als Mischung aus semileptonischen B-Zerfällen und Kaskadenzerfällen. Unter Benutzung theoretischer Leptonenspektren kann aus der Verteilung der Anteil semileptonischer B-Zerfälle bestimmt werden. Solche Messungen wurden an verschiedenen Experimenten durchgeführt. Ergebnisse sind der Abbildung 6.1 zu entnehmen. Der Mittelwert $BR(B \rightarrow Xl\nu) = (10.6 \pm 0.3) \%$ zeigt einen kleinen Fehler aufgrund der hohen Statistik, die bei dieser Methode zur Verfügung steht. Alle Messungen besitzen einen gemeinsamen systematischen Fehler, der nicht in den Einzelmeßwerten enthalten ist. Dies ist die Abhängigkeit vom theoretischen Impulsspektrum. Verschiedene Modelle liefern Ergebnisse, die etwa um $\pm 5\%$ schwanken. Die Unsicherheit wurde in den Mittelwert in Abbildung 6.1 aufgenommen. Dieser systematische Fehler aus der Modellabhängigkeit ist bereits größer als der Gesamtfehler aus der Mittelung, so daß mit dieser Methode keine wesentlichen Verbesserungen erreicht werden können.

Um die Modellabhängigkeit zu verringern, ist es notwendig, das Leptonimpulsspektrum aus semileptonischen B-Zerfällen zu bestimmen. Dies wurde in dieser Arbeit durchgeführt. Die Fehler dieser Messung sind deshalb weitgehend unabhängig von den systematischen Fehlern der Standardmethode. Beide Methoden zeigen übereinstimmende Ergebnisse mit einem Gesamtmittelwert von $(10.1 \pm 0.5) \%$.

Bei ARGUS und CLEO wurden weitere Analysen durchgeführt, um modellunabhängigere Ergebnisse zu erlangen. Dabei wurde ein B-Meson teilweise rekonstruiert und das semilep-

Zerfall	Zerfallsraten in %		
	diese Messung	ARGUS	CLEO
$B^+ \rightarrow \overline{D}^0 l^+ \nu$		$1.8 \pm 0.6 \pm 0.4$ [61]	$1.6 \pm 0.6 \pm 0.3$ [62]
$B^+ \rightarrow \overline{D}^{*0} l^+ \nu$		$4.9 \pm 0.7 \pm 0.7$ [61]	$4.1 \pm 0.8 \pm 0.9$ [62]
$B^0 \rightarrow D^- l^+ \nu$		$1.9 \pm 0.6 \pm 0.5$ [61]	$1.8 \pm 0.6 \pm 0.3$ [62]
$B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu$		$5.2 \pm 0.5 \pm 0.6$ [63]	$4.6 \pm 0.5 \pm 0.7$ [62]
$B \rightarrow (D, D^*) l \nu$	$5.0 \pm_{0.8}^{0.6} \pm_{0.4}^{0.6}$	6.9 ± 1.2 [61]	$6.1 \pm 0.6 \pm 1.1$ [62]
$B \rightarrow D^{**} l \nu$	$3.8 \pm_{0.6}^{0.7} \pm_{0.4}^{0.3}$	$2.5 \pm 0.6 \pm 0.5^a$ [63]	$3.4 \pm 1.1 \pm 0.7^b$ [62]
$B \rightarrow X_c l \nu$	$9.2 \pm 0.3 \pm 0.5$		3.6 ± 0.6^c [64]
			$9.5 \pm 1.2 \pm 1.2$ [62]
			$10.3 \pm 0.2 \pm 0.4^d$ [64]
$B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$	$0.103 \pm 0.036 \pm 0.025$		< 0.043 (90% CL) ^e [65]
$B \rightarrow X_u l \nu$	$0.37 \pm 0.11 \pm 0.04$	0.23 ± 0.06^f [3]	0.18 ± 0.05^f [2]
		0.27 ± 0.06^f [66]	$0.28 \pm 0.12 \pm 0.03^f$ [64]
			0.09 ± 0.05^f [67]
$B \rightarrow X l \nu$	$9.4 \pm 0.3 \pm 0.6$	$10.2 \pm 0.5 \pm 0.2^g$ [68]	$10.5 \pm 0.2 \pm 0.4^g$ [64]
		$11.0 \pm 0.7 \pm 0.7^h$ [69]	

Tabelle 6.1: Vergleich der Ergebnisse mit anderen Messungen.

^aMittel über die verwendeten theoretischen Modelle.

^bAus der Differenz zwischen $BR(B \rightarrow (D, D^*) l \nu)$ und $BR(B \rightarrow D X l \nu)$.

^cAus dem inklusiven Leptonspektrum. Verwendung des GISW-Modells mit festem Verhältnis der D^- zu D^{*-} -Raten. Die Fehler enthalten keine Modellabhängigkeit und Abhängigkeit von der D/D^* -Rate.

^dACCMM-Modell

^eBestimmt aus dem Bereich $p_l > 2.3$ GeV und dem WBS-Modell.

^fUnter Verwendung des ACCMM-Modells mit $BR(B \rightarrow X_c l \nu) = 0.104 \pm 0.003$ aus den inklusiven Messungen von ARGUS und CLEO.

^gAus einem Fit an das Leptonimpulsspektrum unter Verwendung des ACCMM-Modells. Die Modellabhängigkeit beträgt etwa 0.5 %.

^hBestimmung der Rate für $p_l > 400$ MeV bei teilweiser Rekonstruktion des zweiten B-Zerfalls.

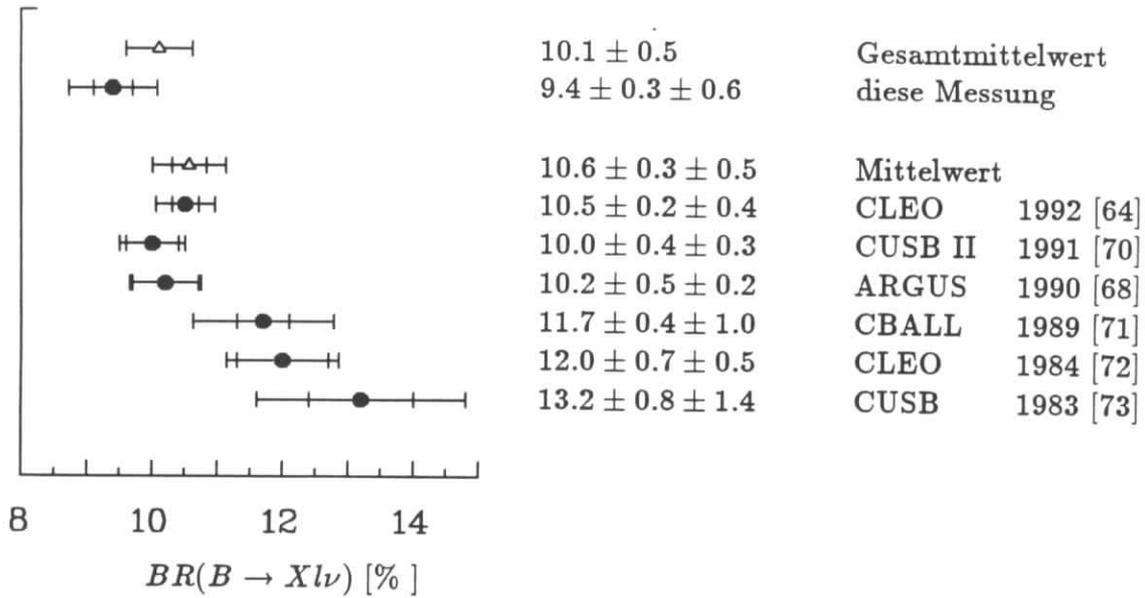


Abbildung 6.1: Vergleich der Messungen des inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnisses.

tonische Verzweigungsverhältnis des zweiten B-Mesons gemessen. Das Ziel der teilweisen Rekonstruktion eines B-Mesons ist es, den Anteil aus Kaskadenzerfällen zu unterdrücken oder zu bestimmen. Bei ARGUS wurde die teilweise Rekonstruktion des zweiten B-Mesons über ein Lepton aus einem zweiten semileptonischen B-Zerfall durchgeführt. Mit dieser Methode wurde eine Messung des Leptonspektrums oberhalb von 400 MeV vorgenommen. Der Verlauf des Spektrums ist in Übereinstimmung mit dem hier gemessenen. Das Verzweigungsverhältnis wurde zu $BR(B \rightarrow X l \nu) = (11.0 \pm 0.7 \pm 0.7) \%$ ermittelt [69].

Neben den Studien auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz werden B-Mesonen vorwiegend in der e^+e^- -Vernichtung bei höheren Energien untersucht. Insbesondere die neuen LEP-Experimente können auf ein großes Sample an B-Mesonen zurückgreifen. Nachteilig wirkt sich aus, daß bei der Fragmentation der b -Quarks B^{+-} , B^0 , B_s^- , B_c^- -Mesonen und Λ_b^- , Σ_b^- , Ω_b^- -Baryonen entstehen können. Nach JETSET 7.3 tragen die folgenden Zustände im genannten Verhältnis bei [74]:

$$B^+ : B^0 : B_s^- : \Lambda_b^- = 0.40 : 0.40 : 0.12 : 0.08 \quad (6.1)$$

Messungen der B_s^- - und Λ_b^- -Produktion bestätigen diese Werte [75]. Die totalen Zerfallsbreiten dieser Zustände unterscheiden sich nach theoretischen Vorstellungen um weniger als 6 % [76]. Nimmt man an, daß die semileptonischen Zerfallsbreiten gleich sind, überträgt sich die Differenz der totalen Breiten auf das semileptonische Verzweigungsverhältnis. Der Mittelwert der LEP-Messungen für die Mischung der obigen Zustände beträgt [77]:

$$BR(b \rightarrow x l \nu) = (11.2 \pm 0.6) \% \quad \text{LEP} \quad (6.2)$$

Enthalten ist ein Fehler von 3 – 4% aufgrund der Modellabhängigkeit. Der Meßwert zeigt ein höheres Verzweigungsverhältnis, ist aber nicht im Widerspruch zu den Messungen auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz.

6.1.2 Semileptonische $b \rightarrow c$ -Zerfälle

Exklusive semileptonische Zerfälle mit D - und D^* -Mesonen wurden von ARGUS und CLEO untersucht. Alle 4 Zerfallskanäle wurden nachgewiesen (siehe Tabelle 6.1). Aus den exklusiven Untersuchungen ergibt sich ein Mittelwert, der mit dem Ergebnis dieser Messung verglichen werden kann:

$$\begin{aligned}
 BR(B \rightarrow (D, D^*)l\nu) &= (5.0 \pm 0.9) \% && \text{diese Messung} \\
 &= (6.5 \pm 0.9) \% && \text{aus exklusiven Messungen} \\
 &= (5.7 \pm 0.6) \% && \text{Mittel}
 \end{aligned} \tag{6.3}$$

Hinweise, daß diese Zerfälle nicht die Gesamtrate der semileptonischen $b \rightarrow c$ -Zerfälle sättigen, wurden erstmals 1991 von CLEO gefunden [62]. Dieses bestätigte sich bei neueren Untersuchungen. Neben der hier benutzten Methode wurden drei weitere verwendet:

- Die Zerfallsraten für $B \rightarrow (D, D^*)l\nu$ und $B \rightarrow DXl\nu$ wurden bestimmt, wobei X ein beliebiger Zustand ist. Der Quotient beträgt [62]:

$$\frac{BR(B \rightarrow (D, D^*)l\nu)}{BR(B \rightarrow DXl\nu)} = 0.64 \pm 0.12. \tag{6.4}$$

Hieraus folgt das Vorhandensein einer zusätzlichen Komponente bei $b \rightarrow c$ -Zerfällen.

- Der D^{**} -Anteil im GISW-Modell wurde durch einen Fit an das inklusive Leptonenspektrum bestimmt. Ein Anteil von $32 \pm 5\%$ wurde gefunden. Die Ergebnisse hängen jedoch von der Form der theoretischen Spektren bei $B \rightarrow D^{**}l\nu$ -Zerfällen ab. Dies wurde bereits in Kapitel 4 diskutiert. Deshalb kann diese Methode als Bestätigung, aber nicht zur Bestimmung der Rate dienen.
- Der Zerfall $B^0 \rightarrow D^{*-}Xl^+\nu$ mit vollständig rekonstruierten D^{*-} -Mesonen wurde untersucht. Die Kinematik des lD^{*-} -Systems gibt Aufschluß über einen Beitrag aus Zerfällen $B \rightarrow D^{**}l\nu$ mit nachfolgendem Zerfall $D^{**} \rightarrow D^{*-}X$. Es wurde ein signifikanter Beitrag beobachtet. Zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses ist es notwendig, die Zerfallsraten der D^{**} -Mesonen zu kennen. Ferner muß in den unteren Leptonimpulsbereich extrapoliert werden.

Der Ausdruck D^{**} schließt auch nichtresonante Produktion von D - oder D^* -Mesonen zusammen mit Pionen ein. Diese Klasse von Zerfällen kann mit den vorgestellten Methoden nicht von Resonanzproduktion getrennt werden.

Ein Vorteil der in dieser Arbeit durchgeführten Methode liegt in der Betrachtung fast des gesamten Phasenraumes. Insbesondere der Teil mit kleinen Leptonimpulsen ist interessant, da Zerfälle mit D^{**} -Mesonen nach der Theorie ein weiches Leptonenspektrum besitzen. Weiter bestehen keine Abhängigkeiten von D^{**} -Zerfallsraten. Vorausgesetzt werden muß jedoch das Massenspektrum für diese Zustände.

Die verschiedenen Methoden liefern folgendes Bild:

$$\begin{aligned}
 BR(B \rightarrow (D^{**})l\nu) &= (3.8 \pm_{0.6}^{0.7} \pm_{0.4}^{0.3}) \% && \text{diese Messung} \\
 &= (2.5 \pm 0.6 \pm 0.5) \% && \text{aus } B \rightarrow D^{*-}Xl^+\nu \text{ [63]} \\
 &= (3.4 \pm 1.1 \pm 0.7) \% && \text{aus } (D, D^*l\nu)/(DXl\nu) \text{ [62]} \\
 &= (3.2 \pm 0.5) \% && \text{Mittel}
 \end{aligned} \tag{6.5}$$

Insgesamt ergibt sich ein konsistentes Bild für $b \rightarrow c$ -Zerfälle mit einem Verzweungsverhältnis von:

$$\begin{aligned}
 BR(B \rightarrow X_c l \nu) &= (9.2 \pm 0.3 \pm 0.5)\% && \text{diese Messung} \\
 BR(B \rightarrow X_c l \nu) &= (10.3 \pm 0.2 \pm 0.4)\% && \text{CLEO [64]} \\
 BR(B \rightarrow (D, D^*, D^{**}) l \nu) &= (8.9 \pm 0.8)\% && \text{aus obigen Mittelwerten}
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

Die Werte sind im Rahmen der Fehler miteinander verträglich.

6.1.3 Semileptonische $b \rightarrow u$ -Zerfälle

In dieser Analyse wurden inklusive semileptonische $b \rightarrow u$ -Zerfälle und der exklusive Zerfall $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ untersucht. In der Tabelle 6.1 ist ein Vergleich der Ergebnisse für das inklusive $b \rightarrow u$ Verzweungsverhältnis angegeben. Bei ARGUS wurden verschiedene Methoden bei demselben Datensample verwendet, weshalb die Ergebnisse nicht unabhängig voneinander sind. Alle ARGUS-Ergebnisse sind miteinander verträglich. Bei den CLEO-Resultaten basieren die ersten beiden Zahlen auf dem selben Datensample. Die neuere Messung verwendet Daten mit insgesamt 935.000 $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen, die mit den CLEO II-Detektor genommen wurden. Der gefundene Wert liegt deutlich unter allen anderen, einschließlich den älteren CLEO-Messungen.

Im Datensample mit 935.000 $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen wurde bei CLEO nach exklusiven $b \rightarrow u$ -Zerfällen mit Vektormesonen ρ^0, ρ^\pm und ω gesucht [65]. Verwendet wurde der Leptonimpulsbereich oberhalb von 2 GeV, um $b \rightarrow c$ Untergrund zu unterdrücken. Die Analyse folgt im wesentlichen der hier vorgenommenen und wurde in zwei Impulsintervallen durchgeführt ($p_l = 2 - 2.3$ GeV und $p_l > 2.3$ GeV). Das $\pi^+ \pi^-$ -Massenspektrum der CLEO-Analyse für den Impulsbereich oberhalb von 2 GeV zeigt Abbildung 6.2. Unter Verwendung des WBS-Modells wurden für den Bereich 87 ± 47 ρ^0 -Mesonen ermittelt. Für die Form des Untergrundes wurde eine empirische Form festgelegt. Ferner wurden Untergrundquellen für ρ^0 -Produktion nicht untersucht. Ohne Berücksichtigung dieser Punkte ergeben sich die folgenden Verzweungsverhältnisse:

Modell	$BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu)$		Mittel
	$p_l = 2 - 2.3$ GeV	$p_l > 2.3$ GeV	
WBS	$(0.52 \pm 0.35)\%$	$(0.23 \pm 0.15)\%$	$(0.28 \pm 0.14)\%$
KS	$(0.38 \pm 0.26)\%$	$(0.19 \pm 0.14)\%$	$(0.23 \pm 0.12)\%$
GISW	$(0.37 \pm 0.28)\%$	$(0.13 \pm 0.10)\%$	$(0.16 \pm 0.09)\%$

Der in der Tabelle 6.1 angegebene Wert für eine obere Schranke bezieht sich auf das Impulsintervall $p_l > 2.3$ GeV bei Verwendung des WBS-Modells. Für $B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu$ wurde im WBS-Modell ein Mittelwert von $BR(B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu) = (0.52 \pm 0.26)\%$ gefunden. Unter der Annahme, daß $BR(B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu) = 2 \cdot BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu)$ ergibt sich

$$BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) = (0.27 \pm 0.10) \% \quad \text{CLEO, ohne Untergrundsubtraktion} \tag{6.7}$$

Ohne Untersuchung der Untergrundquellen kann daraus nur eine obere Grenze gebildet werden.

Bei der Untersuchung des Zerfalls $B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu$ wurde bei CLEO kein ω -Signal gefunden. Die oberen Grenzen betragen:

$$\begin{aligned}
 BR(B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu) &< 0.30 \% && (90\% \text{ CL, WBS-Modell}) \\
 &< 0.26 \% && (90\% \text{ CL, KS-Modell}) \\
 &< 0.21 \% && (90\% \text{ CL, GISW-Modell})
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

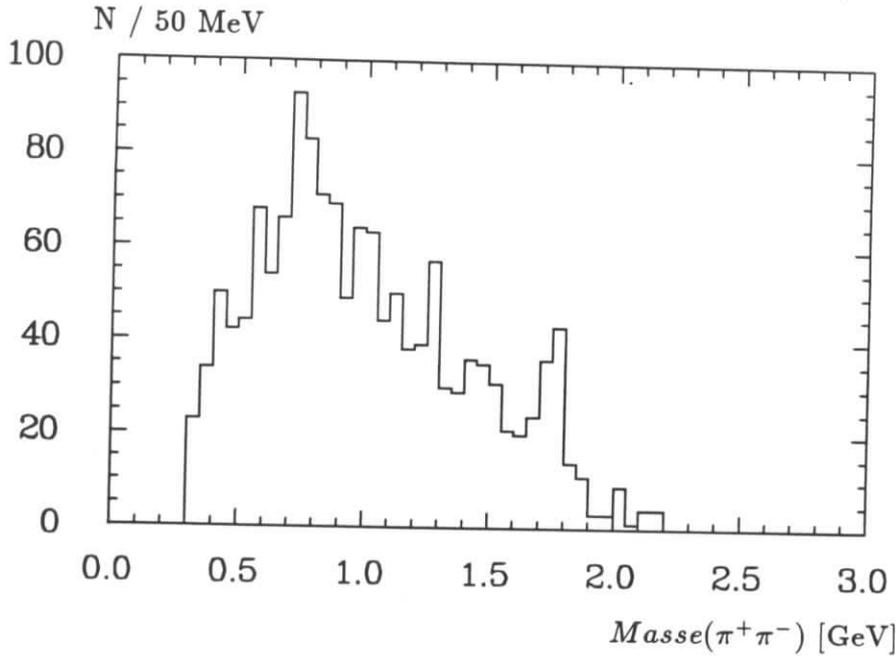


Abbildung 6.2: $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung der CLEO-Analyse für Leptonimpulse oberhalb von 2 GeV.

Im Spectatormodell erwartet man $BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu) \approx BR(B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu)$. Deutliche Abweichungen von dieser Beziehung können durch Interferenz mit einem nichtresonanten Untergrund $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^-l^+\nu$ bzw. $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 l^+\nu$ auftreten. Wegen der geringen Breite des ω -Mesons sind hier Interferenzeffekte klein. Für den Zerfall mit einem ρ^0 wurden die Folgen eines nichtresonanten Untergrundes von Kramer und Palmer untersucht [31]. Ein Vergleich der Raten $BR(B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu)$ (entspricht der *narrow width approximation*) und $BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu)$ (mit nichtresonantem Untergrund) bei den untersuchten Modellen zeigt deutliche Unterschiede:

$$\frac{\Gamma(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu)}{\Gamma(B^+ \rightarrow \omega l^+ \nu)} = \frac{\Gamma_{tot}}{\Gamma_{p_l > 2.3 \text{ GeV}}} = 2.2 \dots 9.3 \quad 0.7 \dots 1.4 \quad (6.9)$$

Zu erkennen ist, daß insbesondere der untere Leptonimpulsbereich betroffen ist. Bei Vorhandensein eines solchen Effektes ist zu erwarten, daß die in dieser Arbeit vorgenommene Messung größere Werte für das Verzweigungsverhältnis $BR(B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu)$ liefert als die von CLEO durchgeführte Analyse, da dort nur der obere Leptonimpulsbereich untersucht wurde.

6.2 Physikalische Interpretation der Ergebnisse

Folgende Aspekte sollen hier betrachtet werden: Zum einen der Vergleich der Daten mit Modellen und zum anderen die Ableitung der CKM-Matrixelemente $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$ aus den Messungen.

Zerfall	BR [%]	Γ in $10^{12} V_{cb} ^2 s^{-1}$	Modell	$ V_{cb} $
$B \rightarrow X_c l \nu$	9.2 ± 0.6	42	ACCMM [8]	0.041 ± 0.002
		25	BP [10]	0.053 ± 0.002
$B \rightarrow (D, D^*) l \nu$	5.0 ± 0.9	30	WBS [22]	0.036 ± 0.003
		34	KS [27]	0.034 ± 0.003
		36	GISW [16]	0.033 ± 0.003

Tabelle 6.2: Werte für $|V_{cb}|$ aus der hier durchgeführten Messung. Verwendet wurde $\tau_B = (1.29 \pm 0.05)ps$ [5].

6.2.1 Vergleich mit Modellen

Die theoretischen Leptonspektren sind in Übereinstimmung mit der hier vorgenommenen Messung (siehe Abbildung 4.11, 4.12). Beim Spektrum für $B \rightarrow (D, D^*)l\nu$ wurde ein etwas härteres Spektrum beobachtet.

Diskrepanzen gibt es bei dem Anteil der Zerfälle mit einem D^{**} an der Gesamtrate. Im GISW-Modell wird ein Anteil von 13 % vorhergesagt im deutlichen Gegensatz zur Messung. Rechnungen mit QCD-Summenregeln ergeben noch kleinere Werte für D^{**} -Produktion [78]. Eine Erklärung könnten nichtresonante Zerfälle sein. Zu nichtresonanten Zerfällen wie $B \rightarrow D\pi l\nu$ und $B \rightarrow D^*\pi l\nu$ gibt es Rechnungen, die im chiralen Limes, also bei kleinem Pionimpuls, arbeiten [79,80]. Für diesen kinematischen Bereich ergibt sich $BR(B \rightarrow D\pi l\nu) = BR(B \rightarrow D l\nu)/(16\pi^2)$ [79]. Dieses deutet auf einen kleinen Beitrag solcher Zerfälle hin. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß dieser Aspekt semileptonischer $b \rightarrow c$ -Zerfälle von der Theorie nicht richtig beschrieben wird.

Bei $b \rightarrow u$ -Zerfällen treten die größten Unterschiede zwischen den Modellen auf. Jedoch erlauben die bisherigen Messungen keine Differenzierung zwischen den Vorhersagen.

6.2.2 Die Bestimmung von $|V_{cb}|$

Die durchgeführte Messung erlaubt die Bestimmung von $|V_{cb}|$ aus der inklusiven Rate oder aus der Rate für $B \rightarrow (D, D^*)l\nu$. Tabelle 6.2 gibt die gewonnenen Ergebnisse unter Verwendung unterschiedlicher Modelle an. Diese Werte finden sich zum Vergleich in Bild 6.3 wieder.

Aus theoretischer Sicht ist die genaueste Bestimmung von $|V_{cb}|$ durch den Zerfall $B \rightarrow D^*l\nu$ möglich, wenn die Rate bei maximalem Impulsübertrag $(p_B - p_{D^*})^2$ bekannt ist. Hier bietet die *Heavy Quark Effective Theory* eine weitgehend modellunabhängige Beschreibung. Auch dieser Wert ist in Abbildung 6.3 zu finden, ist jedoch mit großen experimentellen Fehlern behaftet.

Um einen Mittelwert für $|V_{cb}|$ anzugeben, sollen die inklusiven Messungen herangezogen werden. Der Mittelwert für das Verzweigungsverhältnis beträgt (Abbildung 6.1): $BR(B \rightarrow Xl\nu) = (10.1 \pm 0.5)\%$. Unter Verwendung des ACCMM-Modells ergibt sich daraus:

$$|V_{cb}| = 0.43 \pm 0.01 \pm 0.03 \quad (6.10)$$

Im ACCMM-Modell beträgt die Abhängigkeit der Zerfallsrate von den Parametern des Modells etwa 16 % [8]. Daraus resultiert der zweite Fehler in Gleichung 6.10. Der Wert für $|V_{cb}|$ ist mit allen Ergebnissen in Abbildung 6.3 verträglich.

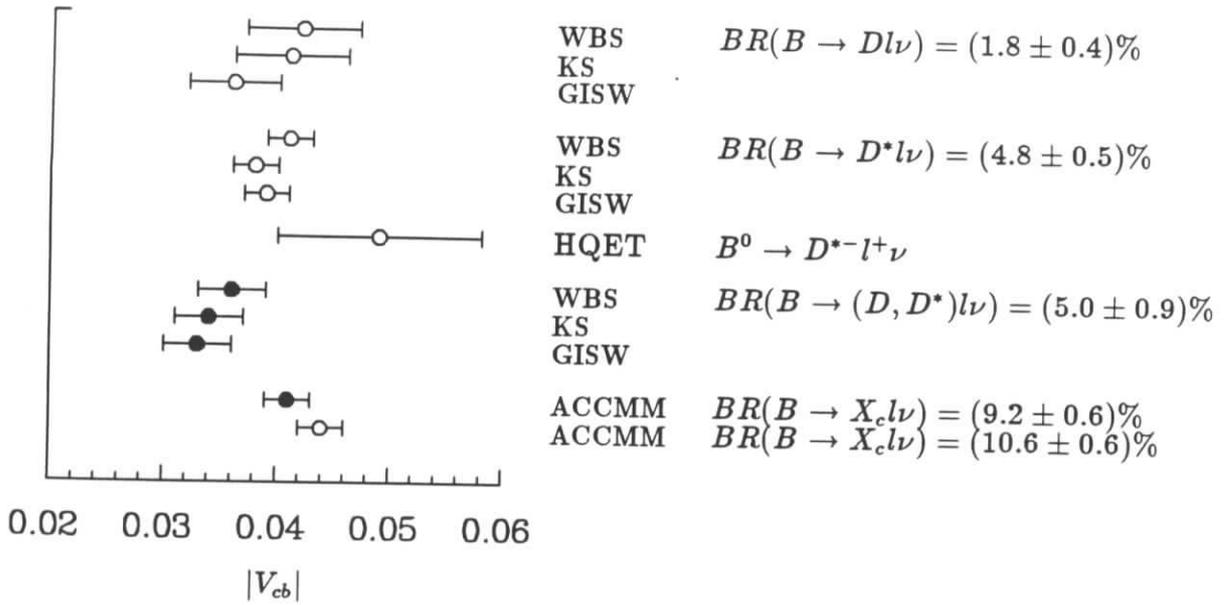


Abbildung 6.3: Vergleich der Werte für $|V_{cb}|$ aus verschiedenen Messungen. Die vollen Punkte geben Werte aus dieser Analyse wieder.

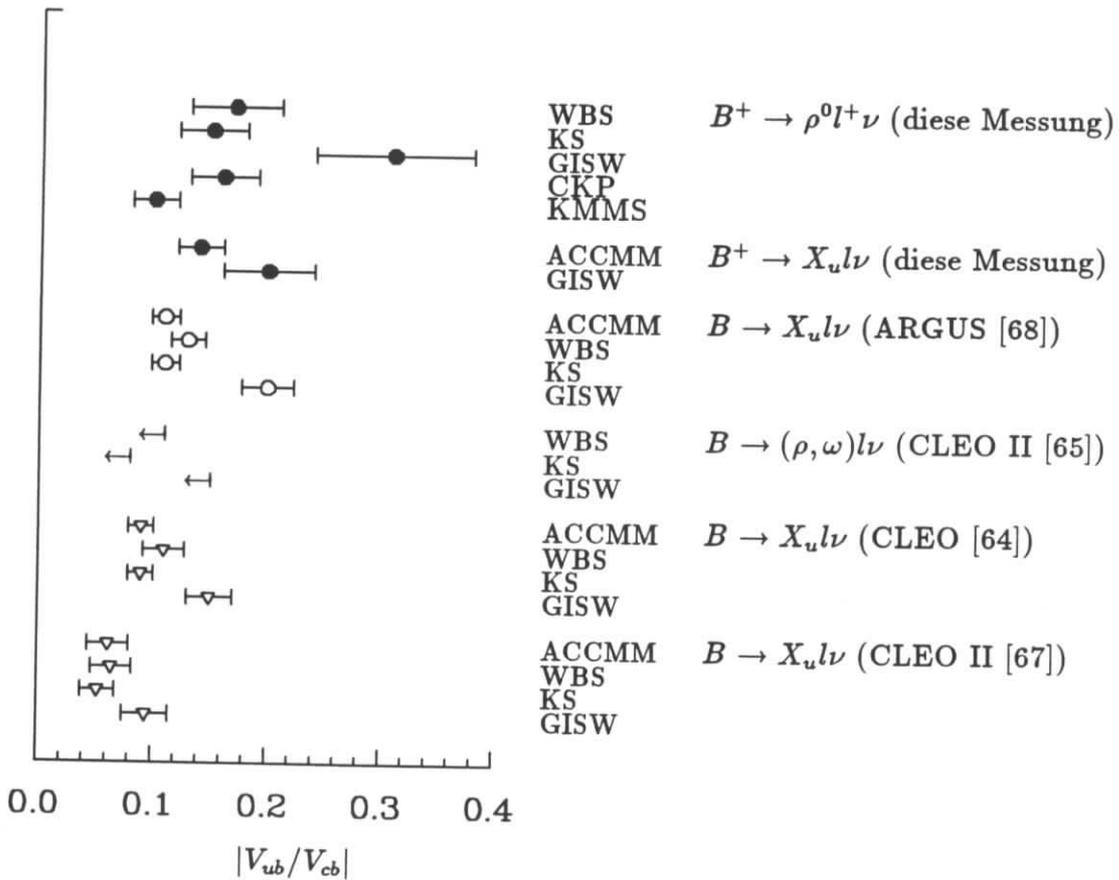


Abbildung 6.4: Vergleich der Werte für $|V_{ub}/V_{cb}|$ aus verschiedenen Messungen unter Benutzung unterschiedlicher Modelle.

Modell	$\frac{ V_{ub} }{ V_{cb} } \cdot \frac{ V_{cb} }{0.045} \cdot \sqrt{\frac{\tau_B}{1.29 \text{ ps}}}$	$\frac{ V_{ub} }{ V_{cb} }$
	$B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ $\frac{B \rightarrow X_u l \nu}{B \rightarrow X_c l \nu}$	
ACCMM [8]		0.14 ± 0.02
KS [27]	0.15 ± 0.03	
WBS [22]	0.17 ± 0.04	
GISW [16]	0.31 ± 0.07	0.20 ± 0.03
CKP [30,31]	0.16 ± 0.03	
KMMS [37,38]	0.10 ± 0.02	

Tabelle 6.3: $|V_{ub}/V_{cb}|$ aus der Messung von $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ und $B \rightarrow X_u l \nu$.

6.2.3 Die Bestimmung von $|V_{ub}|$

Aus den Untersuchungen des Zerfalls $B \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ und $B \rightarrow X_u l \nu$ kann das Matrixelement $|V_{ub}/V_{cb}|$ bestimmt werden. Die sich ergebenden Werte sind Tabelle 6.3 zu entnehmen. Ein Vergleich mit anderen Messungen ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Deutlich sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Messungen zu erkennen, wie sie auch schon in Tabelle 6.1 auftraten. Insbesondere die neuen CLEO-Ergebnisse deuten auf einen kleineren Wert für $|V_{ub}/V_{cb}|$ hin. Es handelt sich dabei jedoch noch um vorläufige Resultate.

Aus den inklusiven Messungen ergibt sich unter Verwendung des ACCMM-Modells als Mittelwert [2,3,67]:

$$\left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right| = 0.09 \pm 0.01 \pm 0.01 \quad (6.11)$$

Für die Zerfallsrate des Modells wurde eine Unsicherheit von 20 % angenommen (siehe Tabelle 1.1). Aus dieser Unsicherheit resultiert der zweite Fehler.

6.3 Theoretische Vorhersagen für die CKM-Matrix

Die experimentell bestimmten CKM-Matrixelemente können mit Vorhersagen aus Theorien verglichen werden.

6.3.1 Das Standardmodell

Im Standardmodell mit drei Familien ist die CKM-Matrix unitär. Weitere Einschränkungen sind nicht vorhanden. Unitarität bedeutet, daß die Gleichungen

$$\sum_k V_{ki} V_{kj}^* = \delta_{ij} \quad (6.12)$$

erfüllt sein müssen. Derzeit gibt es keinen experimentellen Widerspruch zur Unitarität. Diese Frage wurde von verschiedenen Autoren untersucht [81].

Von den Gleichungen 6.12 spielt die Beziehung

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (6.13)$$

eine besondere Rolle. Dies erkennt man bei Betrachtung der CKM-Matrix in der Darstellung von Wolfenstein 1.10

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A \lambda^3 \rho e^{i\delta} \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A \lambda^2 \\ A \lambda^3 (1 - \rho e^{i\delta}) & -A \lambda^2 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6.14)$$

Nur in der Gleichung 6.13 sind die drei Summanden von der gleichen Ordnung in λ . Die Abhängigkeit von den Parametern ρ und δ ist in dieser Gleichung nicht unterdrückt. In der Wolfensteinparametrisierung vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$V_{ub}^* + V_{td} = |V_{cd}V_{cb}| \implies |V_{ub}| + |V_{td}| \geq |V_{cd}V_{cb}| \quad (6.15)$$

Das Matrixelement $|V_{td}|$ kann aus der $B^0\bar{B}^0$ -Mixingrate bestimmt werden ($|V_{td}| = 0.011 \pm 0.007$ [82]). $|V_{cd}|$ ist der Sinus des Cabibbowinkels: $|V_{cd}| = \sin \theta_C = 0.220 \pm 0.002$ [5]. Mit den obigen Mittelwerten für $|V_{ub}| = 0.004 \pm 0.001$ und $|V_{cb}| = 0.043 \pm 0.003$ ergibt sich:

$$0.015 \pm 0.007 \geq 0.0095 \pm 0.0007 \quad (6.16)$$

Die experimentellen Werte sind mit der Unitarität der Matrix verträglich. Für einen präziseren Test der Unitarität ist es notwendig, $|V_{ub}|$ und $|V_{td}|$ genauer zu kennen.

6.3.2 Erweiterungen des Standardmodells

Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen, können Vorhersagen für die CKM-Matrixelemente in Abhängigkeit von den Quarkmassen geben. Beispiele sind in Tabelle 6.4 aufgelistet. In Abbildung 6.5 werden diese Modelle mit den experimentellen Werten verglichen. Als Quarkmassen bei einer Skala von 1 GeV wurden verwendet [87,88]:

$$\begin{array}{lll} m_d/m_u = 1.76 \pm 0.13 & m_s/m_d = 19.6 \pm 1.6 & m_s/m_u = 34.5 \pm 5.1 \\ m_u = 5.1 \pm 1.5 \text{ MeV} & m_d = 8.9 \pm 2.6 \text{ MeV} & m_s = 175 \pm 55 \text{ MeV} \\ m_c = 1.35 \pm 0.05 \text{ GeV} & m_b = 5.6 \pm 0.3 \text{ GeV} & m_t = 230 \pm 60 \text{ GeV} \end{array} \quad (6.17)$$

Beeindruckend ist die Übereinstimmung für $|V_{us}|$. Derzeit ist ein Test der Modelle wegen der großen Fehler nur teilweise möglich. Es gibt drei Hauptquellen für diese Fehler.

- Die Masse des t -Quarks.
- Die Zerfallskonstante f_B des B-Mesons. Diese Größe geht in $|V_{td}|$ ein.
- Das Matrixelement $|V_{ub}|$.

Bei allen drei Größen ist in den nächsten Jahren mit genaueren Werten zu rechnen. Ergeben sich ähnliche Übereinstimmungen bei $|V_{cb}|$, $|V_{ub}|$ und $|V_{td}|$ wie bei $|V_{us}|$ würde dies auf Physik jenseits des Standardmodells hindeuten. Die Physik der B-Mesonen wird bei der Untersuchung dieser Fragen auch in Zukunft eine wichtige Rolle spielen.

Modell	Vorhersagen	
1) Fritzsch [83] $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$	$V_{us} = \sqrt{\frac{m_d}{m_s}} = 0.226(9)$	
	$V_{cb} = \sqrt{\frac{m_s}{m_b}} - e^{i\alpha} \sqrt{\frac{m_c}{m_t}} = 0.18(3) + e^{i\alpha} 0.08(1)$	
	$\left \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right = \sqrt{\frac{m_u}{m_c}} = 0.06(1)$	
	$\frac{V_{td}}{V_{cb}} = \sqrt{\frac{m_d}{m_s}} = 0.226(9)$	
2) Georgi <i>et al.</i> [84] $SU(5)$	$V_{us} = \sqrt{\frac{m_d}{m_s}} = 0.226(9)$	
	$V_{cb} = \sqrt{\frac{m_c}{m_t}} = 0.08(1)$	
	$\left \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right = \sqrt{\frac{m_u}{m_c}} = 0.06(1)$	
	$\frac{V_{td}}{V_{cb}} = \sqrt{\frac{m_d}{m_s}} = 0.226(9)$	
3) Dimopoulos <i>et al.</i> [85] (SUSY) GUTS	$V_{cb} = 0.31 \sqrt{\frac{m_c}{m_t} \cdot m_b} [\text{GeV}]^a = 0.061(9)$	
	$\left \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right = 0.07 \sqrt{\frac{m_u}{m_d} \frac{1}{m_c} [\text{GeV}]}^a = 0.047(2)$	
4) Rosner <i>et al.</i> [86] Compositness	$V_{us} \approx 0.226$	
	$V_{cb} \approx 0.044$	
	$V_{ub} \approx 0.0051 - i 0.0024$	
	$V_{td} \approx 0.0049 - i 0.0024$	

Tabelle 6.4: Theoretische Vorhersagen für die CKM-Matrixelemente.

^aMit $m_c(m_c) = 1.27 \pm 0.05 \text{ GeV}$, $m_b(m_b) = 4.25 \pm 0.10 \text{ GeV}$ und $m_t(m_t) = 140 \pm 40 \text{ GeV}$.

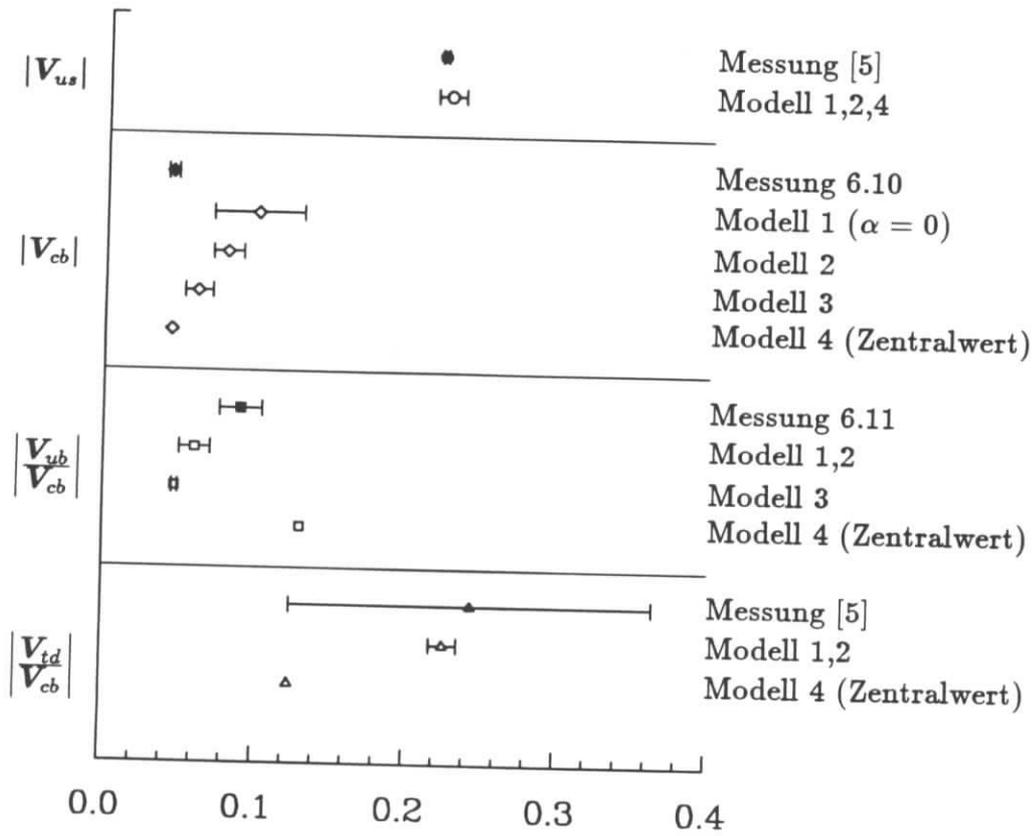


Abbildung 6.5: Vergleich der CKM-Matrixelemente mit theoretischen Vorhersagen.

Kapitel 7

Das K^\pm -Spektrum aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

7.1 Einleitung

In diesem Abschnitt soll die inklusive Produktion von geladenen K-Mesonen untersucht werden. Kaonen können auf verschiedene Weisen in B-Zerfällen entstehen. Dabei kann unterschieden werden, ob das s -Quark bei einem schwachen oder starken Prozeß erzeugt wird.

- **s -Quarkproduktion bei schwachen Zerfällen:**

Die möglichen schwachen Zerfälle, die sich aus einem b -Quark ergeben, sind in Abbildung 7.1 dargestellt. Der wichtigste Prozeß ist die Produktion aus der Zerfallskaskade $b \rightarrow c \rightarrow s$ (Abbildung 7.1(a)). Die Zahl der produzierten s -Quarks kann bei Betrachtung auf dem Quarkniveau abgeschätzt werden. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten von b -Quarks können Tabelle 7.1 entnommen werden. Sie berücksichtigen QCD- und Phasenraumeffekte [89]. Für den Zerfall eines c -Quarks können ähnliche Wahrscheinlichkeiten angegeben werden. Vernachlässigt man QCD- und Phasenraumeffekte, gelangt man zu den Werten in Tabelle 7.1. Die Zahlen für c -Quarkzerfälle dienen jedoch nur als Größenabschätzung, da bei Zerfällen von D-Mesonen neben dem freien Quarkzerfall noch Annihilations- und Austauschdiagramme eine bedeutende Rolle spielen. Bei B-Zerfällen sind sie relativ zu den D-Zerfällen um einen Faktor $(m_c/m_b)^2$ unterdrückt. Summiert man die Zahl der s -Quarks auf, erhält man im Mittel etwa 1.17 s - und 0.26 \bar{s} -Quarks aus einem b -Quarkzerfall.

Als weiterer möglicher Prozeß sind Pinguinzerfälle zu nennen. Abbildung 7.1 (b) zeigt das Diagramm für einen solchen Zerfall. Interessant ist das Vorhandensein eines Loops. Dadurch erhält man im Standardmodell einen *flavour changing neutral current*, der nicht durch einen Baumgraph geschehen kann¹. Der Zerfall ist sensitiv auf den Austausch hypothetischer neuer Teilchen im Loop [90]. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall liegen im Standardmodell mit einem Higgsdublett bei etwa 2 % [91], wobei der Prozeß mit einem Gluon dominiert. Gekennzeichnet sind diese Zerfälle durch einen hohen Impuls des s -Quarks (Abbildung 7.2), so daß die entstehenden Kaonen ebenfalls hohe Impulse besitzen.

- **s -Quarkproduktion bei starken Zerfällen:**

Durch die starke Wechselwirkung kann ein $s\bar{s}$ -Paar gebildet werden. Dabei wird ein

¹Bei einem Modell mit mindestens zwei Higgsdubletts können *flavour changing neutral currents* auch durch Baumgraphen auftreten. Das beteiligte Higgsboson muß jedoch eine Masse von etwa einem TeV besitzen, um mit experimentellen Untersuchungen verträglich zu sein.

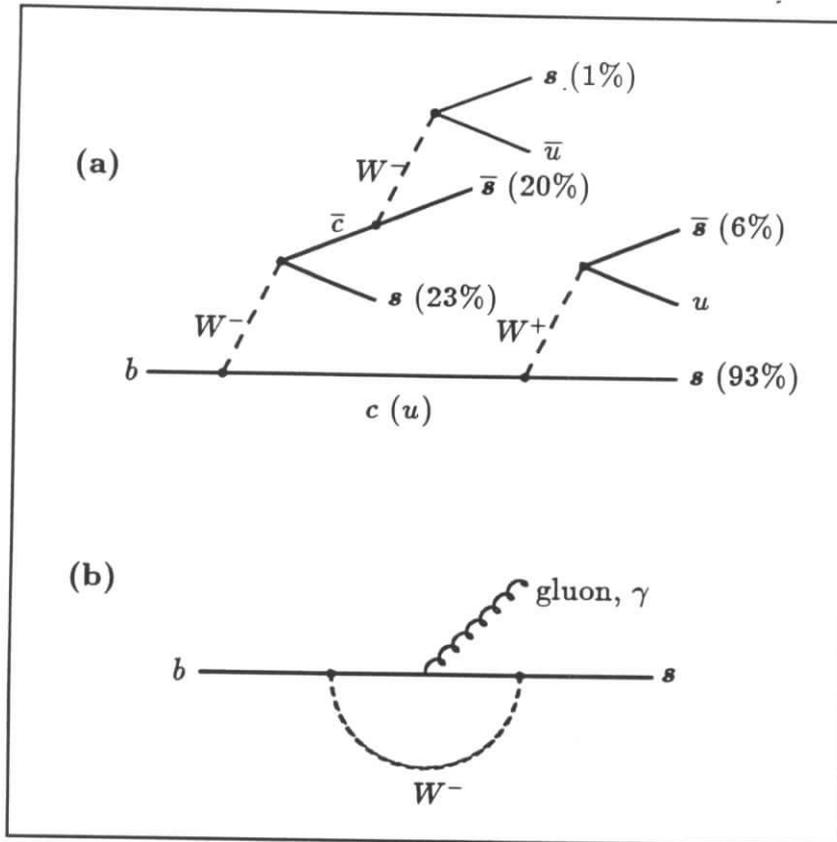


Abbildung 7.1: Feynmandiagramme für die Produktion von s -Quarks in Zerfällen eines b -Quarks. Die Prozentzahlen geben die Wahrscheinlichkeiten an, daß das s -Quarks produziert wird.

Zerfall	geschätzte Rate
$b \rightarrow c X$	98.0 %
$b \rightarrow c (\bar{u}s)$	2.3 %
$b \rightarrow c (\bar{c}s)$	20.3 %
$b \rightarrow u (\bar{c}s)$	0.4 %
$c \rightarrow s X$	95 %
$c \rightarrow s (\bar{s}u)$	3 %
$c \rightarrow s (\bar{d}u)$	54 %
$c \rightarrow d (\bar{s}u)$	3 %
$b \rightarrow s X$	117 %
$b \rightarrow \bar{s} X$	26 %

Tabelle 7.1: Übergangswahrscheinlichkeiten für Quarkzerfälle.

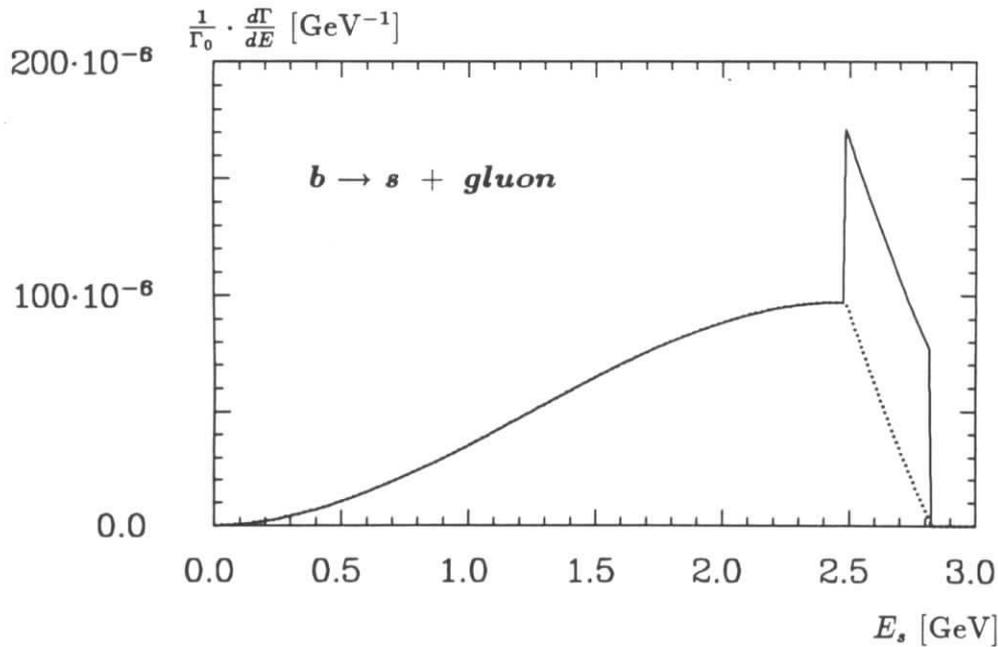


Abbildung 7.2: Energiespektrum des s -Quarks aus Pinguinzerfällen. Die Rechnung beruht auf dem Standardmodell mit einer Masse des t -Quarks von 140 GeV [91]. An der oberen kinematischen Schwelle ist der Beitrag mit einem Gluon auf der Massenschale zu erkennen. Der Impuls des B -Mesons bei $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen wurde durch einen Boost des b -Quarks genähert. Dadurch ergibt sich die Kastenform für den Anteil mit masselosem Gluon.

Gluon von einem primär erzeugten Quark abgestrahlt. Die Zahl der primär erzeugten Teilchen ist größer als 6 pro B -Meson (siehe Abbildung 7.1 (a)). Im Mittel haben sie eine Energie von nur einem GeV. Quarks mit geringen Energien bevorzugen wegen des begrenzten Phasenraums die Abstrahlung von Gluonen mit kleiner invarianter Masse. Man erwartet deshalb nur eine geringe Rate von s -Quarks aus Fragmentation in B -Zerfällen. Genaue Vorhersagen können nicht gemacht werden, da dieses den nicht-perturbativen Bereich der QCD betrifft.

Die Motivation für die Untersuchung inklusiver Kaonproduktion bei B -Zerfällen ergibt sich demnach aus drei Punkten:

- Das Kaonspektrum dient der Überprüfung von Simulationsprogrammen für B -Zerfälle.
- In vielen Analysen ist der Nachweis des Flavours eines B -Mesons notwendig. Dies wird in der Regel über den Nachweis eines schnellen Leptons gemacht. Denkbar ist es auch, geladene Kaonen zu verwenden. Hierfür ist eine genaue Kenntnis der Produktionsraten notwendig. Insbesondere müssen diese auch flavourabhängig bestimmt werden.
- Im hochenergetischen Bereich des Kaonspektrums kann nach Beiträgen aus Pinguinzerfällen gesucht werden.

Ferner kann das Spektrum der geladenen Kaonen mit Messungen der Produktion neutraler K_s^0 -Mesonen verglichen werden.

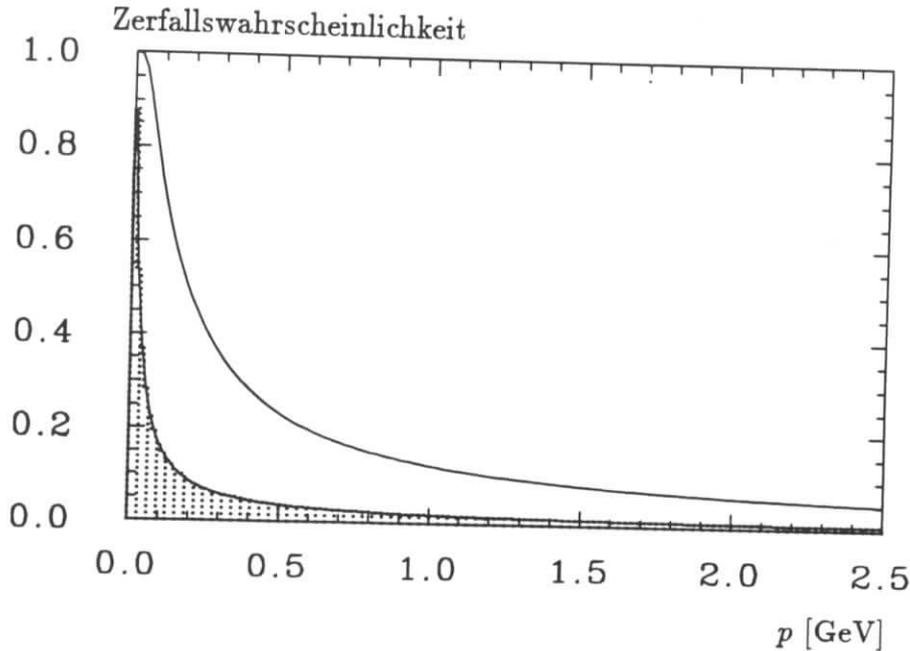


Abbildung 7.3: Impulsabhängige Zerfallswahrscheinlichkeit bei einer Flugstrecke von einem Meter für geladene Kaonen (Kurve) und geladene Pionen (gepunktet).

7.2 Die Identifikation geladener Kaonen

Kaonen werden bei ARGUS mittels der dE/dx - und Flugzeitmessung identifiziert. Bis zu Impulsen von etwa 800 MeV ist die Trennung der Teilchenarten unproblematisch und der Untergrund durch Fehlidentifikationen gering. Bei höheren Impulsen wird die Teilchentrennung zusehends schwieriger und die Identifikation einzelner Kaonen unmöglich. Es verbleibt nur die Möglichkeit, aus einem großen Sample von Teilchen den relativen Anteil geladener Kaonen zu bestimmen. Eine derartige Messung wurde bei ARGUS bereits vorgenommen [92]. Der Vorteil dieser Analyse ist, daß eine hohe Statistik zur Verfügung steht. Die Güte der Messung hängt von dem Verständnis systematischer Effekte ab.

In dieser Arbeit wurde eine alternative Methode verwendet, die vollkommen unabhängig von der eben genannten Messung ist. Benutzt wurde die Tatsache, daß geladene Kaonen zerfallen, und daß dieser Zerfall im Detektor beobachtet werden kann. Die Lebensdauer geladener Kaonen beträgt $1.2 \cdot 10^{-8}$ s. Die Abbildung 7.3 vermittelt einen Eindruck des Anteils von Kaonen, die innerhalb des Detektorvolumens zerfallen. Zum Vergleich ist die entsprechende Verteilung für geladene Pionen eingezeichnet. Man erkennt, daß Pionen wegen der längeren Lebensdauer und der geringeren Masse wesentlich weiter fliegen. Der Zerfall geladener Kaonen ist dominiert durch die Kanäle:

$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$	$63.51 \pm 0.19 \%$
$\mu^+ \nu \pi^0$	$3.18 \pm 0.08 \%$
$e^+ \nu \pi^0$	$4.82 \pm 0.06 \%$
$\pi^+ \pi^0$	$21.17 \pm 0.16 \%$
$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	$5.59 \pm 0.05 \%$

Bis auf den letzten Zerfall tritt jeweils nur ein geladenes Teilchen auf. Bei dieser Analyse

werden nur die Zerfälle mit einem geladenen Teilchen im Endzustand betrachtet. Solche Zerfälle erscheinen in der ARGUS-Driftkammer als zwei Spuren, die einen Knick bilden (siehe Abbildung 7.4).

7.3 Die Datenselektion

7.3.1 Die Selektion von Ereignissen

Ausgegangen wird vom Datensample multihadronischer Ereignisse. Zur Säuberung von Untergrund wurden hier die gleichen Bedingungen gestellt wie in der bereits erwähnten Messung geladener Kaonen bei ARGUS [92]. Es handelt sich um zwei Schnitte:

- **Impulsparabelschnitt**

Dieser Schnitt richtet sich gegen Strahl-Wand-, Strahl-Gas- und Zwei-Photon-Ereignisse. Diese Klassen von Untergrund sind gekennzeichnet durch einen Gesamtimpuls, der in Strahlrichtung (z-Richtung) nicht ausgeglichen ist. Gefordert wurde:

$$\left(\sum_i |\vec{p}_z^i| / \sqrt{s} \right)^2 \leq \sum_i |\vec{p}^i| / \sqrt{s} - 0.315 \quad (7.1)$$

Die Summen gehen dabei über alle gesehenen Teilchen im Ereignis.

- **Anti-Bhabhaschnitt**

Verwendet wird die Summe der Schauerenergien E_{sh} der beiden geladenen Spuren mit den höchsten Impulsen. Handelt es sich um zwei Elektronen, ist diese Energie groß. Weiter kann man ausnutzen, daß Bhabhaereignisse nur Spuren in zwei entgegengesetzten Kegeln haben (Öffnungswinkel zwischen Kegelachse und Kegelwand $\approx 14^\circ$). Es wird deshalb ein Kegel gesucht, der einen isolierten Jet enthält (dieser Jet kann auch aus einem einzelnen Teilchen bestehen). Hierzu werden um jede Spur zwei Kegel gelegt, wobei die Achsen durch die Spur gebildet werden. Der erste Kegel hat einen Öffnungswinkel von 14° und soll alle Teilchen eines Jets umschließen. Der zweite, größere Kegel ist so gebildet, daß zwischen den beiden Kegelwänden keine Teilchen liegen. Der zweite Kegel charakterisiert also, wie isoliert der Jet ist. Es wird nun der Jet genommen, der am isoliertesten ist, das heißt, dessen Öffnungswinkel des zweiten Kegels α am größten ist. α ist groß bei Bhabha- und klein bei multihadronischen Ereignissen. $\cos \alpha$ beschreibt den Raumwinkel, in dem keine anderen Teilchen als die des Jets liegen.

Die Größen E_{sh} und $\cos \alpha$ werden für einen Schnitt benutzt:

$$1.7 \frac{E_{sh}}{\sqrt{s}} - 0.9 \cdot \cos \alpha \leq 0.63 \quad (7.2)$$

Es soll nicht genauer auf diese Schnitte eingegangen werden, Eine Beschreibung kann in [92] gefunden werden.

Die Statistik bei dieser Analyse ist begrenzt wegen der geringen Zerfallswahrscheinlichkeit der Kaonen. Bei hohen Impulsen werden die Fehler durch die Subtraktion des Kontinuums bestimmt. Deshalb wird das Kontinuum durch einen Schnitt auf das 2. Fox-Wolfram Moment H_2 (siehe Kapitel 4.2.2) unterdrückt:

$$H_2 \leq 0.4 \quad (7.3)$$

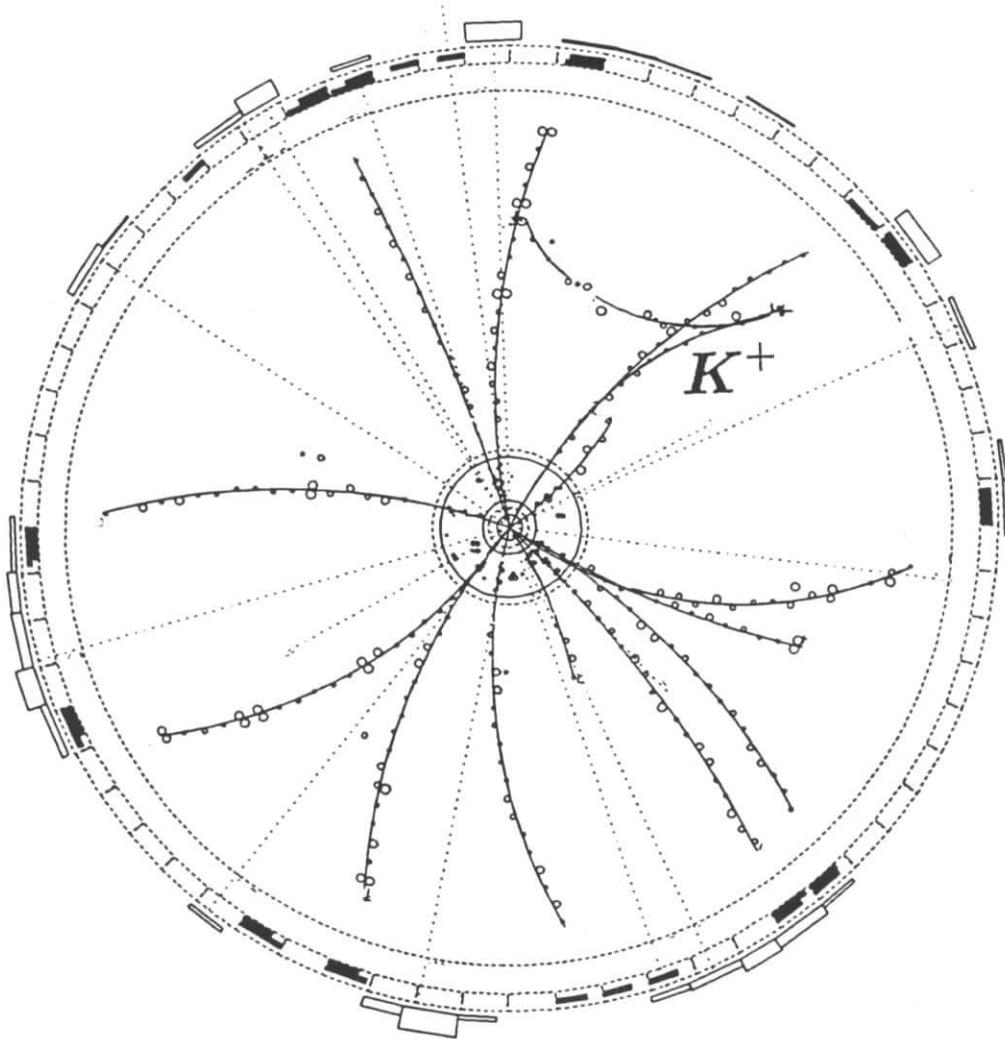


Abbildung 7.4: Ereignis mit einem Zerfall eines geladenen Kaons.

7.3.2 Die Identifikation von Kaonen

Zur Identifikation eines Kaons müssen zwei Spuren nachgewiesen werden, die einen gemeinsamen Vertex im Volumen der Driftkammer besitzen:

- **Nachweis des Kaons**

Für die Spur, die als Kaonkandidat gilt, wird eine Kaonlikelihood von mindestens 1% gefordert. Dies bedeutet, daß die dE/dx -Messung mit der Kaonhypothese verträglich ist. Weiter muß die Spur zum Hauptvertex zeigen. Die Entfernung vom Hauptvertex soll kleiner als 5 cm in z -Richtung und 1.5 cm in radialer Richtung sein. Aus der Entfernung vom Hauptvertex wird zusammen mit den Fehlern aus der Spurmessung und der Auflösung des Hauptvertex ein χ^2 gebildet. Dieses soll kleiner als 36 sein.

Durch den Energieverlust durch Ionisation können langsame Kaonen nicht nachgewiesen werden. Dieser Effekt führt zu einem starken Anstieg der Nachweiswahrscheinlichkeit im Impulsbereich zwischen 100 und 200 MeV. Dieser Bereich wurde ausgespart und nur Kaonen mit einem Impuls größer als 200 MeV betrachtet. Der maximale mögliche Impuls für Kaonen aus B-Zerfällen liegt bei 2.8 GeV.

- **Nachweis des geladenen Zerfallsteilchens**

Die zweite Spur muß die gleiche Ladung wie das Kaon besitzen. Es wurden keine weiteren Forderungen an diese Spur gestellt.

- **Nachweis des Zerfallsvertex**

Sodann wird gefordert, daß beide Spuren durch einen gemeinsamen Punkt gehen. Es kann ein χ^2 definiert werden, welches angibt, wie gut die beiden Spuren durch einen gemeinsamen Zerfallsvertex passen. Dieses χ^2 ist in Abbildung 7.5 dargestellt und soll kleiner als 36 sein.

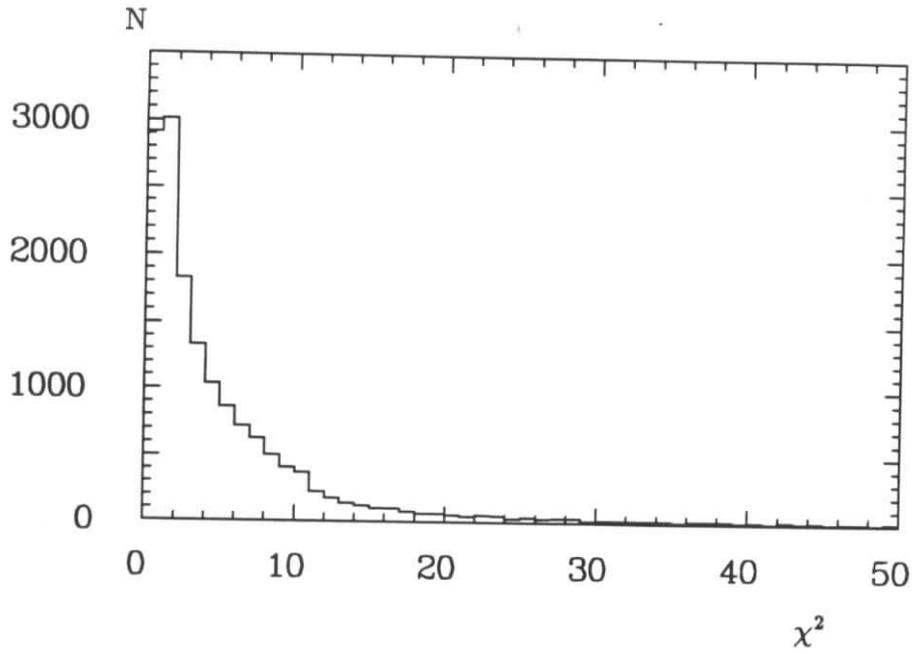
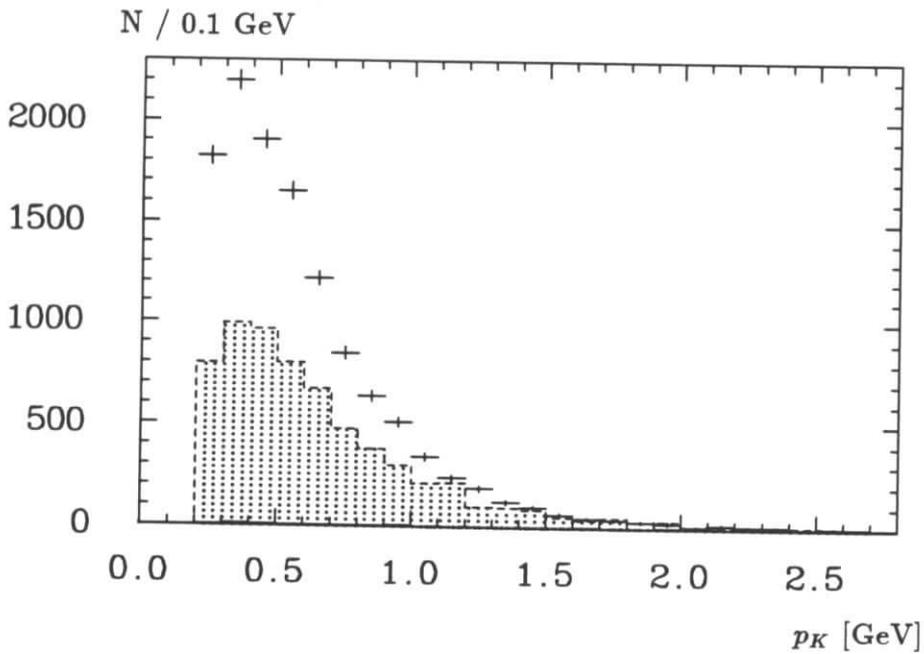
Nach dem Auffinden zweier Spuren mit gemeinsamem Sekundärvertex kann überprüft werden, ob die Hypothese eines Kaonzerfalls mit den gemessenen Impulsen des Kaons p_K und des geladenen Teilchens aus dem Zerfall p_2 verträglich ist. Die Masse $(p_K - p_2)^2$ der nicht beobachteten Teilchen des Zerfalls muß positiv sein. Die Verteilung für eine Simulation von Kaonzerfällen ist in Abbildung 7.7(a,b) dargestellt. Um die Größe $(p_K - p_2)^2$ bestimmen zu können, muß die Masse des geladenen Teilchens aus dem Zerfall bekannt sein. Es wurde die μ -Masse angesetzt. Da die Differenz zur π^+ -Masse gering ist, führt dies zu keiner nennenswerten Änderung der Verteilung. Für die Kaonkandidaten wurde verlangt:

$$\boxed{(p_K - p_2)^2 > -0.1 \text{ GeV}^2} \quad (7.4)$$

Nach dieser Selektion erhält man Kaon-Kandidaten in den $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten. Die Impulsverteilungen sind in Abbildung 7.6 gezeigt. Bei den Kontinuumsdaten wurde der Impuls skaliert, um den Unterschied in der Schwerpunktsenergie zu berücksichtigen:

$$p_K \rightarrow p_K \cdot \frac{5.29 \text{ GeV}}{E_{\text{beam}}} \quad (7.5)$$

Von der Verteilung der $\Upsilon(4S)$ -Daten muß der Untergrund abgezogen werden.

Abbildung 7.5: χ^2 -Verteilung für gefundene Vertices.Abbildung 7.6: Impulsverteilung der Kaonkandidaten der $\Upsilon(4S)$ - (Kreuze) und der skalierten Kontinuumsdaten (gepunktet). Kaum zu erkennen ist der Untergrund von Fehlidentifikationen (volles Histogramm).

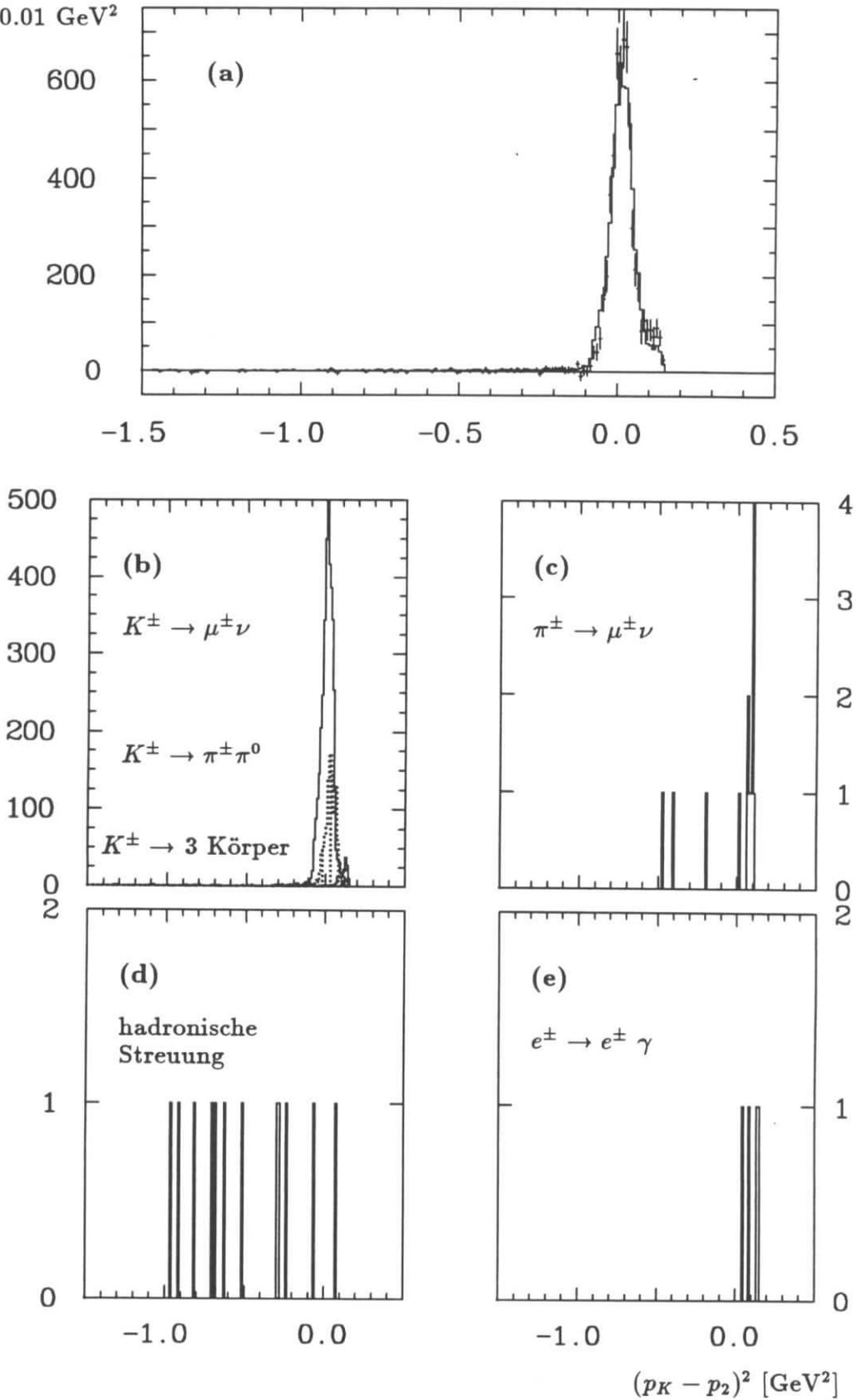
N / 0.01 GeV²

Abbildung 7.7: $(p_K - p_2)^2$ -Verteilungen. (a) Die Verteilung für kontinuumsubtrahierte $\Upsilon(4S)$ -Daten (Kreuze) im Vergleich mit einer Simulation (Histogramm). (b) Die Verteilung der Simulation für verschiedene Kaonzerfälle. (c)-(e) Untergrundverteilungen aus der Simulation.

7.3.3 Die Untergrundsubtraktion

Der Untergrund stammt aus zwei Quellen. Einmal ist es Untergrund aus Kontinuumsereignissen. Zur Subtraktion dienen die Kontinuumsdaten, wobei der Unterschied in den Luminositäten berücksichtigt werden muß. Die Verteilung wurde bereits in Abbildung 7.6 gezeigt.

Eine weitere Untergrundquelle stellen fehlidentifizierte Teilchen dar. Die untersuchten Vertizes liegen alle im Zentralbereich der Driftkammer, da die Kaonspur und die Spur des geladenen Teilchens aus dem Zerfall nachgewiesen werden müssen. Hier ist der Untergrund wegen der geringen Materiedichte klein. Der Untergrund, der sich aus einer Simulation von $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen ergibt, ist Abbildung 7.6 zu entnehmen. Das Verhältnis von Fehlidentifikationen zu Kaonen beträgt etwa $5 \cdot 10^{-3}$. Im einzelnen besteht dieser Untergrund aus folgenden Prozessen:

- Pionzerfälle: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$
- Bremsstrahlung $e^+ \rightarrow e^+ \gamma$
- hadronische Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial:
Hadron \rightarrow Pionen, Protonen

Die Rate für den Untergrund kann außer aus der Simulation auch aus der Verteilung der Größe $(p_K - p_2)^2$ abgeschätzt werden. Bei den Reaktionen $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ und $e^+ \rightarrow e^+ \gamma$ wird für das primäre Teilchen die Kaonmasse angenommen, so daß die Verteilung von $(p_K - p_2)^2$ zu höheren Werten verschoben ist. Dies zeigt Abbildung 7.7(c,e). Bei hadronischen Wechselwirkungen handelt es sich um eine Streuung, weshalb der q^2 -Übertrag negativ ist. Zur Untergrundabschätzung dienen die beiden Regionen $(p_K - p_2)^2 = [-1.5, -0.2] \text{ GeV}^2$ und $[0.06, 0.15] \text{ GeV}^2$, im folgenden als Testbereich benannt. Der Bereich, der in der Analyse verwendet wird, $(p_K - p_2)^2 > -0.1 \text{ GeV}^2$, wird als Analysebereich bezeichnet. Die $(p_K - p_2)^2$ -Verteilung wird nun untersucht. Die Verteilung der Daten ergibt sich aus den $\Upsilon(4S)$ -Daten nach Subtraktion des Kontinuumanteils. Das Resultat zeigt Abbildung 7.7 (a). Ebenfalls dargestellt ist eine Verteilung aus einer Simulationsrechnung. Normiert wurde die Simulationsverteilung für den Bereich $(p_K - p_2)^2 = [-0.1, 0.06] \text{ GeV}^2$, wo der Untergrund vernachlässigbar ist. In den Daten findet man im Testbereich einen Überschuß von 127 ± 74 Kaonkandidaten. Deutet man dies als Untergrund, erlaubt die Simulation eine Extrapolation in den Analysebereich. Die Vorhersage der Simulation ist, daß das Verhältnis der Untergrundereignisse im Analysebereich zum Testbereich $16 : 25$ beträgt. Somit ergibt sich ein Wert von 81 ± 47 Untergrundereignissen im Analysebereich. Prozentual bedeutet dies $(1.4 \pm 0.8)\%$, was mit dem Wert von 0.5% aus der Simulation zu vergleichen ist. Aus den $(1.4 \pm 0.8)\%$ erhält man eine obere Grenze für den Untergrund von 2.7% mit 95% *Confidence Level*. Dieser Wert wird später in den systematischen Fehler eingehen.

Nach der Diskussion des Untergrundes kann die Subtraktion vorgenommen werden. Das Kaonspektrum aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen wird gewonnen nach Subtraktion des Kontinuumanteils und der Simulationsverteilung vorgetäuschter Kaonen. Um auf korrigierte Spektren zu kommen, muß durch die Nachweiswahrscheinlichkeit geteilt werden. Die impulsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit, wie sie sich aus der Simulation ergibt, ist in Abbildung 7.9 dargestellt. Bevor das korrigierte Spektrum angegeben wird, sind die systematischen Fehler zu bestimmen.

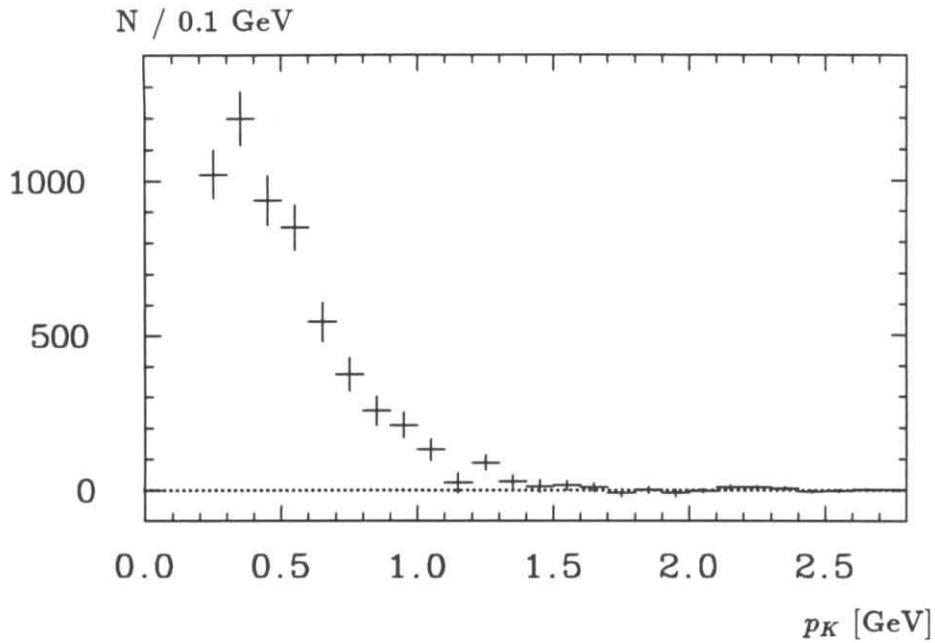


Abbildung 7.8: Impulsverteilung der Kaonkandidaten nach Untergrundsubtraktion.

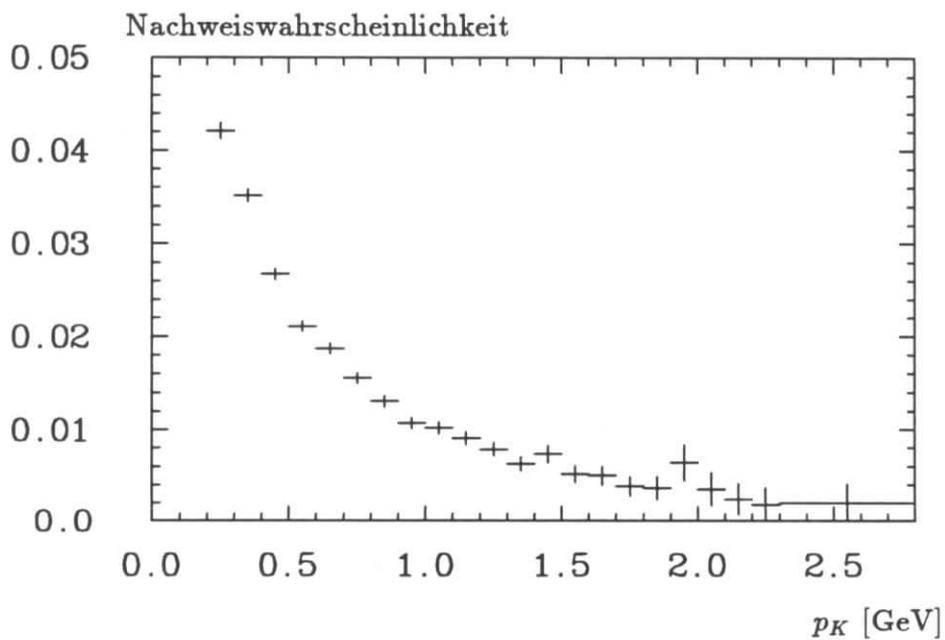


Abbildung 7.9: Nachweiswahrscheinlichkeit für Kaonen.

7.4 Die systematischen Fehler

Systematische Effekte können die Gesamtrate ändern, derart daß die Form des Impulsspektrums erhalten bleibt. Diese Fehler werden Skaleneffekte genannt. Neben diesen werden Fehler betrachtet, die unabhängig für die einzelnen Impulsbins gelten. Dies stellt eine Näherung der Kovarianzmatrix der einzelnen Meßpunkte dar.

Die folgenden Ursachen tragen zum systematischen Fehler bei.

- **Die Untergrundsubtraktion**

Hier sind die beiden Anteile, welche subtrahiert werden, getrennt zu betrachten:

- Die Kontinuumssubtraktion

Der Skalierungsfaktor für die Kontinuumssubtraktion wurde durch Vergleich der $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten, in denen ein Kaon gefunden wurde, überprüft. Für beide Sample wurde die Zahl von Ereignissen, die eine Spur mit mehr als 2.8 GeV besitzen, bestimmt. Diese Spuren können nicht aus B-Zerfällen stammen. Damit erhält man aus den beiden Datensätzen direkt einen Skalierungsfaktor. Er beträgt 2.38 ± 0.15 . Außerdem wurden Ereignisse mit einem Fox-Wolfram-Moment größer als 0.4 betrachtet. Man erwartet nach der Simulation einen geringen Beitrag aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen (43 Ereignisse) in diesem Bereich. Damit gelangt man zu einem Skalierungsfaktor von $(2620 - 43)/1012 = 2.55 \pm 0.10$.

Beide Werte stimmen mit dem benutzten Skalierungsfaktor aus der Luminosität von 2.50 ± 0.06 überein. Für den systematischen Fehler des Skalierungsfaktors wurde eine Unsicherheit von 0.15 angenommen. Dies schließt sowohl den Wert 2.38 als auch 2.55 ein. Hieraus wird zunächst ein Skaleneffekt bestimmt. Ändert man den Faktor 2.5 auf 2.5 ± 0.15 , so ändert sich die Gesamtzahl der gefundenen Kaonen aus B-Zerfällen um 8.6 %. Diese 8.6 % sind ein Skaleneffekt. Als zweites wird der Fehler pro Impulsbin bestimmt. Dazu werden die Änderungen pro Bin betrachtet, die sich bei einem Skalierungsfaktor von 2.5 ± 0.15 ergeben. Diese Änderungen sind mit dem Fehler von 8.6% zu vergleichen. Die Abweichungen von 8.6% werden als Fehler pro Bin angesetzt. Sie sind der Tabelle 7.3 zu entnehmen.

- Fehlidentifikationen

Der Untergrund aus fehlidentifizierten Teilchen wurde bereits oben aus den Daten zu kleiner als 2.7% bestimmt. Dies wurde als ein systematischer Fehler pro Impulsbin angenommen.

- **Spurrekonstruktion und Vertexerkennung**

- Die Spurrekonstruktion

Zwei Spuren müssen in der Driftkammer zum Nachweis des Kaons rekonstruiert werden. Diese Spuren können kurz und durch wenige Drähte gemessen worden sein. Bei kurzen Spuren hängt die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von der korrekten Simulation der Driftkammer ab, da eine minimale Zahl von Drähten zur Rekonstruktion notwendig ist (mindestens vier 0°-Drähte). Eine unzulängliche Simulation würde eine falsche Zahl von Driftkammerdrähten pro Spur ergeben. Abbildung 7.10 zeigt die Zahl der Drähte, die pro Spur beitragen. Für die Rekonstruktion sind wie gesagt mindestens vier 0°-Drähte notwendig. Zwischen

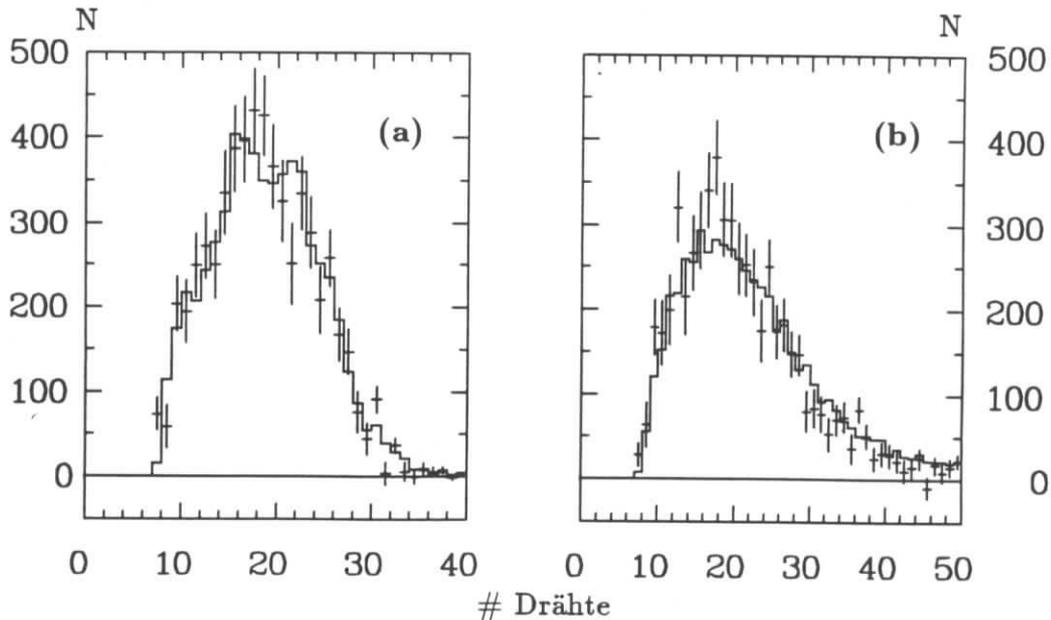


Abbildung 7.10: Zahl der Driftkammerdrähte pro Spur für die kontinuumssubtrahierten Daten (Kreuze) und die Simulation (Histogramme). (a) zeigt die Verteilung der Kaonen und (b) die der geladenen Zerfallsteilchen.

diesen Drähten liegen nochmal drei Stereodrähte, so daß die Verteilungen bei sieben Drähten pro Spur beginnen. Eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist zu beobachten. Um abzuschätzen, wieviele Kaonen man bei einer Ineffizienz der Driftkammer verliert, soll angenommen werden, daß zwei Drähte pro Spur ausfallen. Dies beeinflußt die Nachweiswahrscheinlichkeit für kurze Spuren. Es ist eine konservative Abschätzung, da die Abweichungen der Verteilungen im unteren Bereich geringer sind. Es wird bestimmt, wieviele Kaonen verloren gehen, wenn mindestens 10 Drähte pro Spur gefordert werden. Dies wurde für zwei Impulsintervalle getan. Für Impulse unterhalb von 1 GeV verliert man 8% und oberhalb von 1 GeV 9% der Kaonen. Dieses ist der systematische Fehler für die Rekonstruktion.

– Die Vertexerkennung

Neben der Rekonstruktion der Spuren ist die Vertexerkennung zu betrachten. Es soll untersucht werden, ob die Simulation die Wahrscheinlichkeit, einen Vertex zu finden, richtig beschreibt. Der kritische Bereich liegt vor, wenn beide Spuren in die gleiche Richtung gehen. Dann können beide Spuren nur durch unterschiedliche Krümmungen getrennt werden. Man erwartet demnach einen Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit in diesem Bereich. Dieses zeigt sich bei Betrachtung des Winkels zwischen dem Kaon und dem geladenen Zerfallsteilchen im Ruhesystem des Kaons (Abbildung 7.11(a)). Die Winkelverteilung ist flach mit einem Abfall bei kleinen Winkeln wegen des beschriebenen Effekts. Der Effekt hängt außer vom Winkel auch vom Impuls des Kaons ab. Deshalb wird eine Größe für die Kaonkandidaten bestimmt, die angibt, wie groß die Impulsdifferenz zwischen den beiden

Spuren in Abhängigkeit von der Meßgenauigkeit ist:

$$\frac{|\Delta\vec{p}|}{\sigma_{\Delta p}} \equiv \frac{|\vec{p}_K - \vec{p}_2|}{\sigma_{|\vec{p}_K - \vec{p}_2|}} \quad (7.6)$$

Diese Größe ist in Abbildung 7.11(b,c) gezeigt. In der Regel treten große Werte auf, was bedeutet, daß die Hypothese einer Spur nicht akzeptiert werden kann. Der unsichere Bereich liegt bei kleinen Werten unterhalb von 5, wo ein starker Abfall der Rate beobachtet wird. Bei Impulsen bis 1 GeV liegen in diesem Bereich 2.4 % und oberhalb von 1 GeV 8.6 % der Kaonen. Diese Werte wurden als systematische Fehler verwendet.

Addiert man die Fehler für die Rekonstruktion und die Vertexfindung quadratisch, ergibt sich 8 % für den unteren und 12 % für den oberen Impulsbereich. Der Skalenfehler ergibt sich aus dem Mittelwert zu 10 % mit einem zusätzlichen Fehler von 2 % je Impulsbin.

- **Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Ereigniselektion**

Der wichtigste Punkt ist hier die Unsicherheit, die sich durch die Forderung an das Fox-Wolfram-Moment H_2 ergibt. Wichtig deshalb, da auch nach den seltenen Pinguinzerfällen gesucht wird. Diese sind charakterisiert durch wenige Zerfallsteilchen mit hohen Impulsen. Deshalb haben sie ein größeres Fox-Wolfram-Moment als typische B-Zerfälle. Es wurde die normale Simulation mit dem ungünstigsten Fall verglichen, wenn ein B-Meson in ein $K^+\pi^-$ zerfällt. In der normalen Simulation ohne Pinguinzerfälle ist die Akzeptanz des Fox-Wolfram-Schnitts bei Vorhandensein eines schnellen Kaons ($p_K = 2.3 - 2.5$ GeV) 85 %. Schnellere Kaonen treten hier praktisch nicht auf. Bei den Ereignissen mit Zweikörperzerfällen ($p_K = 2.5 - 2.8$ GeV) beträgt die Akzeptanz 71 %. Die relative Differenz ist 16 %. Hierbei handelt es sich um die maximal mögliche Abweichung. Eine Mischung der normalen Simulationsereignisse mit den Zweikörperzerfällen wird Abweichungen bei der Akzeptanz zwischen 0 und 16 % liefern. Bei der Annahme, daß diese Werte alle gleichwahrscheinlich sind, hat man durch $\sqrt{3}$ zu teilen, um eine Standardabweichung zu erhalten. Dies entspricht 9 %, welches der systematische Fehler ist.

- **Die Zahl der $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle**

Die Zahl der $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle wird benötigt, um die Rate pro Zerfall zu bestimmen. Der systematische Fehler beträgt wie in den vorherigen Analysen 5 % und ist als Skalenfehler zu nehmen.

Alle Fehler sind noch einmal in Tabelle 7.2 aufgeführt.

7.5 Das Kaonimpulsspektrum

Das korrigierte Kaonimpulsspektrum erhält man, indem das untergrundsubtrahierte Spektrum durch die Nachweiswahrscheinlichkeit dividiert wird. Die sich ergebende Verteilung ist in Abbildung 7.12 gezeigt. Die Werte sind auch der Tabelle 7.3 zu entnehmen.

Aus der Messung kann eine Gesamtrate für die Kaonproduktion angegeben werden. Hierzu ist eine Extrapolation in den Impulsbereich unterhalb von 200 MeV notwendig. Die Simulation sagt einen Beitrag von 4.9 % für diesen Bereich vorher. Ein Phasenraumverhalten

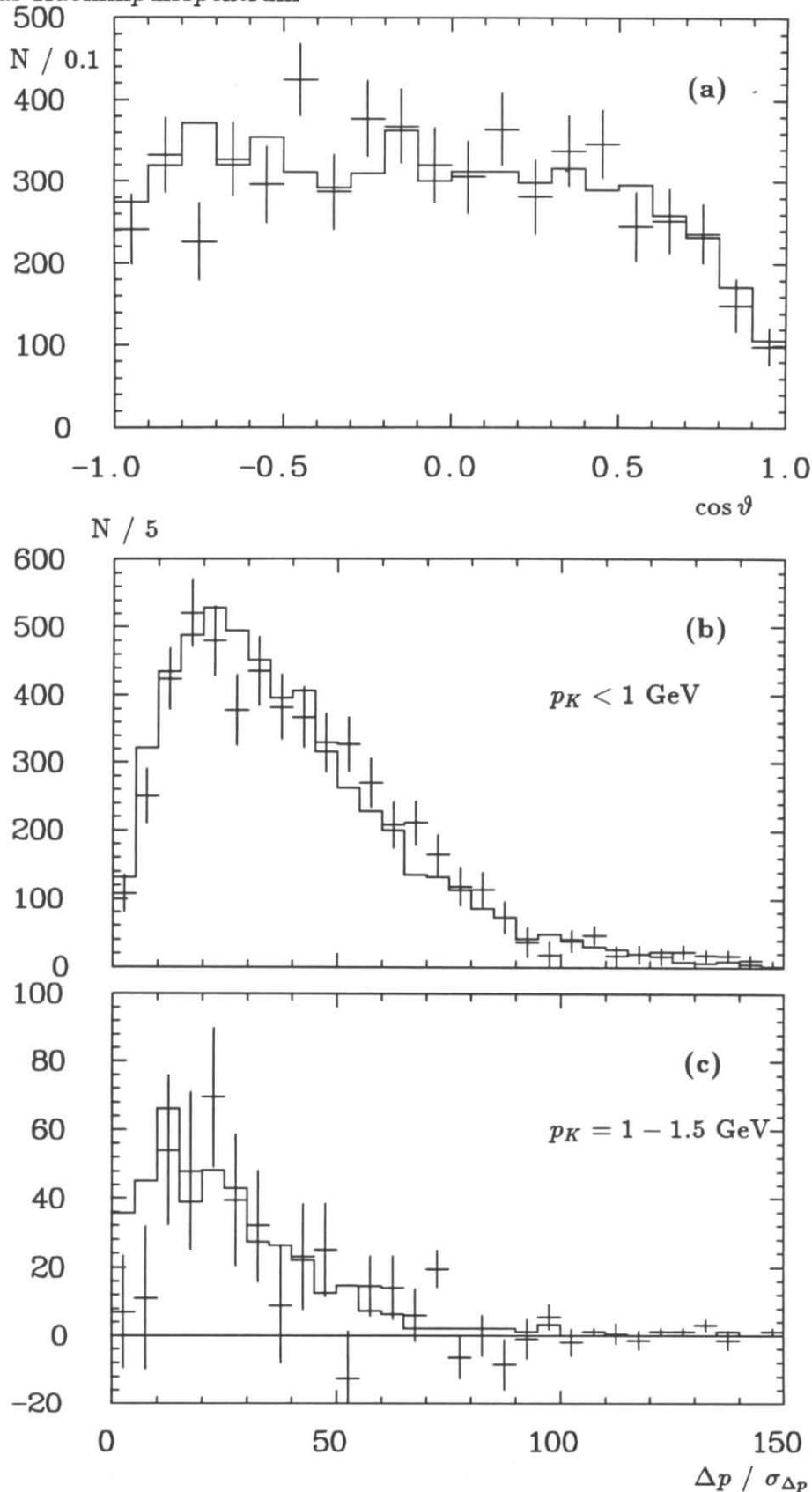


Abbildung 7.11: Vergleich zwischen $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen in den kontinuumssubtrahierten Daten (Kreuze) mit der Simulation (Histogramme). (a) Der Winkel zwischen Kaon und geladenem Zerfallsteilchen im Kaonruhesystem. (b),(c) Impulsdifferenz der beiden Spuren geteilt durch den Meßfehler.

systematische Fehler	pro Bin	Skalenfehler
Fehlidentifikationen	2.7 %	
Kontinuumssubtraktion		8.6 %
Spur-,Vertexerkennung	2 %	10 %
Fox-Wolfram-Schnitt	9 %	
Zahl der $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle		5 %
Summe	9.6 %	14.1 %

Tabelle 7.2: Zusammenstellung der systematischen Fehler. Die impulsabhängigen Fehler aus der Kontinuumssubtraktion finden sich in der Ergebnistabelle.

($d\sigma \propto \frac{p^2}{E} dp$) ergibt aus dem gemessenen Wert bei 250 MeV für den unteren Bereich einen Beitrag von 3.8 %. Die Differenz der beiden Werte soll als Maß für die Unsicherheit gelten. Der Extrapolationsfaktor beträgt $N/N(p > 0.2 \text{ GeV}) = 1.051 \pm 0.011$. Dies führt auf eine Gesamtrate für die Kaonproduktion:

$$\boxed{\frac{N_{K^\pm}}{N_{\Upsilon(4S)}} = 1.41 \pm 0.09 \pm 0.20} \quad (7.7)$$

Der interessante Bereich für Pinguinzerfälle liegt bei hohen Impulsen. Die Zahl der Kaonen im Bereich zwischen 1.5 und 2.8 GeV kann der Tabelle entnommen werden. Sinnvoll ist die Angabe pro B-Meson:

$$\frac{N_{K^\pm, p_K > 1.5 \text{ GeV}}}{N_B} = (2.7 \pm 2.8)\%. \quad (7.8)$$

In der Tabelle 7.4 ist ein Vergleich mit der Simulation und anderen ARGUS-Messungen dargestellt. Der Wert für die K_s^0 -Produktion wurde aus [93] entnommen². Die Summe über K^\pm und $K_{L,S}^0$ gibt die Produktion von schnellen s -Quarks wieder.

7.6 Diskussion der Ergebnisse

Es wurde ein Impulsspektrum geladener Kaonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen gemessen. Die gewonnene Gesamtrate ist in Übereinstimmung mit anderen Messungen von ARGUS und CLEO:

$$\begin{array}{lcl} \frac{N_{K^\pm}}{N_{\Upsilon(4S)}} = & \mathbf{1.41 \pm 0.09 \pm 0.20} & \mathbf{\text{diese Messung}} \\ & 1.56 \pm 0.03 \pm 0.05 & \text{ARGUS [92]} \\ & 1.70 \pm 0.23 & \text{CLEO [94]} \end{array} \quad (7.9)$$

Das gemessene Spektrum zeigt keine Abweichungen von der Vorhersage der MOPEK-Simulationsrechnung. Ein ähnliches Spektrum gewinnt man aus einer LUND-Simulation [92]. Die Erhöhung zwischen 2.1 und 2.4 GeV ist nicht signifikant und zeigt sich erst nach der Subtraktion des Spektrums der Kontinuumsdaten, das in diesem Bereich eine statistische Schwankung zum sonst glatten Verlauf zeigt.

²Die systematischen Fehler der Impulsintervalle wurden linear addiert

p_K [GeV]	$\frac{1}{N_{T(4S)}} \cdot \frac{dN_K}{dp}$ [GeV $^{-1}$]	statistischer Fehler	systematischer Fehler
0.25	1.21	0.09	(0.04 + 0.12 =) 0.13
0.35	1.71	0.12	(0.07 + 0.16 =) 0.17
0.45	1.75	0.15	(0.04 + 0.17 =) 0.17
0.55	2.01	0.18	(0.06 + 0.19 =) 0.20
0.65	1.45	0.18	(0.03 + 0.14 =) 0.14
0.75	1.20	0.18	(0.01 + 0.12 =) 0.12
0.85	0.98	0.18	(0.01 + 0.09 =) 0.09
0.95	0.97	0.20	(0.00 + 0.09 =) 0.09
1.05	0.64	0.17	(0.00 + 0.06 =) 0.06
1.15	0.13	0.17	(0.06 + 0.01 =) 0.06
1.25	0.56	0.16	(0.01 + 0.05 =) 0.05
1.35	0.23	0.17	(0.02 + 0.02 =) 0.03
1.45	0.09	0.13	(0.02 + 0.01 =) 0.02
1.55	0.15	0.15	(0.02 + 0.01 =) 0.02
1.65	0.09	0.13	(0.01 + 0.01 =) 0.01
1.75	-0.11	0.17	(0.03 + 0.01 =) 0.03
1.85	0.01	0.15	(0.02 + 0.00 =) 0.02
1.95	-0.07	0.09	(0.00 + 0.01 =) 0.01
2.05	-0.03	0.09	(0.01 + 0.00 =) 0.01
2.15	0.19	0.19	(0.01 + 0.02 =) 0.02
2.25	0.27	0.29	(0.02 + 0.03 =) 0.04
2.35	0.15	0.19	(0.00 + 0.01 =) 0.01
2.45	-0.11	0.16	(0.00 + 0.01 =) 0.01
2.55	-0.06	0.14	(0.00 + 0.01 =) 0.01
2.65	0.04	0.09	(0.00 + 0.00 =) 0.00
2.75	0.02	0.04	(0.02 + 0.00 =) 0.02
$\int dp$	1.346	0.081	0.042

Tabelle 7.3: Impulsspektrum der Kaonen. Als Skalfehler ist ein Wert von 14.1 % zu berücksichtigen.

Kanal	$\frac{N_K}{N_B}$ [%]		$\frac{N_K(p_K > 1.5 \text{ GeV})}{N_B}$ [%]	
	Messung	Simulation	Messung	Simulation
$B \rightarrow K^\pm X$ (diese Messung)	71 ± 11	73	2.7 ± 2.8	2.5
$B \rightarrow K^\pm X$ (ARGUS [92])	78 ± 3	73	3.3 ± 0.9	2.5
$B \rightarrow K^\pm X$ (ARGUS Mittel)	78 ± 3	73	3.2 ± 0.9	2.5
$B \rightarrow K_S^0 X$	32 ± 2	36	1.2 ± 0.2	1.3
$B \rightarrow KX$	142 ± 5	145	5.6 ± 1.0	5.1

Tabelle 7.4: Vergleich von ARGUS-Messungen der Kaonproduktion in B-Zerfällen.

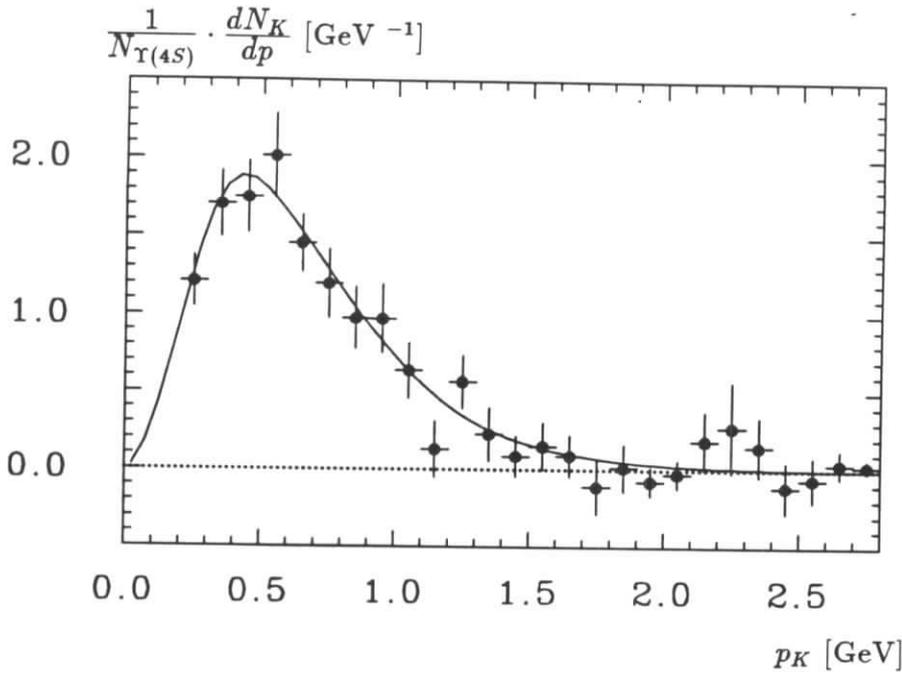


Abbildung 7.12: Impulsspektrum geladener Kaonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen. Nicht enthalten ist der Skalenfehler von 14.1 %. Als Vergleich ist das Spektrum der MOPEK-Simulation als Kurve eingezeichnet.

Es wurde nach Pinguinzerfällen im hochenergetischen Bereich gesucht. Es konnte kein Überschuß festgestellt werden. Für die Kaonproduktion aus seltenen Zerfällen, die nicht in der Simulation enthalten sind, kann eine obere Grenze angegeben werden. Wird vom gemessenen Wert 7.8 der erwartete Wert aus der Simulation abgezogen erhält man eine obere Grenze von $N_{K^\pm}/N_B < 4.7\%$ für $p_K > 1.5$ GeV³. In Tabelle 7.4 erkennt man, daß die gemessenen Raten für $B \rightarrow K^\pm X$ und $B \rightarrow K_S^0 X$ um weniger als 12 % von den Vorhersagen der Simulation abweichen. Der Fehler der Vorhersage wurde zu 12 % abgeschätzt. Er ist in der oberen Grenze enthalten. Um die Produktion aller s -Quarks zu erfassen, müssen auch neutrale Kaonen berücksichtigt werden. Der genaueste Wert ergibt sich bei Verwendung aller ARGUS-Messungen.

$$\frac{N_{K, p_K > 1.5 \text{ GeV}}}{N_B} < 2.3 \% \quad (90 \% \text{ CL}) \quad (7.10)$$

Die in der Simulation enthaltenen Zerfälle wurden subtrahiert. Im Standardmodell wird ein Verzweigungsverhältnis von etwa 2 % für Pinguinzerfälle vorhergesagt. Bei Erweiterungen mit mehreren Higgsdubletts und einer Masse des t -Quarks größer als 80 GeV sind Verzweigungsverhältnisse bis zu 10 % möglich [95]. Auch Werte kleiner als im Modell mit einem Higgsdublett können auftreten. Die experimentelle Grenze 7.10 zeigt, daß der Nachweis von Pinguinzerfällen in naher Zukunft erwartet werden kann.

³Zur Bestimmung der oberen Grenze wurde die Wahrscheinlichkeitsverteilung im physikalischen Bereich $N_K/N_B \geq 0$ normiert.

Anhang A

Formfaktorzerlegung

In der Literatur über semileptonische B-Zerfälle werden verschiedene Formfaktorzerlegungen benutzt. Dieses kann leicht zu Verwirrungen führen, weshalb hier die Beziehungen zwischen den unterschiedlichen Definitionen dargelegt werden.

A.1 Der Wirkungsquerschnitt des semileptonischen B-Zerfalls

Die partielle Zerfallsbreite für den in Abbildung 1.2 dargestellten semileptonischen B-Zerfall hängt mit dem entsprechenden Matrixelement nach der goldenen Regel wie folgt zusammen:

$$d\Gamma = \frac{1}{2M_B} \frac{1}{(2\pi)^5} \delta^4_{(p_B - p_X - p_l - p_\nu)} |M_{(B \rightarrow X + l + \bar{\nu})}|^2 \frac{d^3 p_X}{2E_X} \frac{d^3 p_l}{2E_l} \frac{d^3 p_{\bar{\nu}}}{2E_{\bar{\nu}}} \quad (\text{A.1})$$

Bei einem Dreikörperzerfall genügen zwei Variablen im Ruhesystem des B-Mesons, um die Kinematik zu beschreiben. Die Breiten der Resonanzen seien dabei vernachlässigt (*narrow width approximation*). So erhält man nach Integration den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Leptonimpuls und dem Impulsübertrag $q^2 \equiv (p_l + p_{\bar{\nu}})^2$:

$$\frac{d\Gamma}{dE_l dq^2} = \frac{1}{16M_B^2} \frac{1}{(2\pi)^3} |M|^2 \quad (\text{A.2})$$

Nach den Feynmanregeln können im Matrixelement für den W-Propagator und den leptonschen Anteil die entsprechenden analytischen Ausdrücke eingesetzt werden [4]:

$$M = i \frac{e}{\sqrt{2} \sin \vartheta_W} \frac{1}{2} l^\mu \frac{-i \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_W^2} \right)}{q^2 - m_W^2} i \frac{e}{\sqrt{2} \sin \vartheta_W} \frac{1}{2} h'^{\nu} \quad (\text{A.3})$$

Dabei stehen der Lepton- bzw. Hadrontensor für:

$$\begin{aligned} l_\mu &= \bar{u}(p_l) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v(p_\nu) \\ h'_\nu &= \langle X | J'_\nu(0) | \bar{B} \rangle \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Summiert man über die Polarisation der Leptonen, geht in den Wirkungsquerschnitt der Leptontensor $L_{\mu\nu}$ ein:

$$L_{\mu\nu} = \sum_{\lambda_l \lambda_\nu} l_\mu^* l_\nu = 8 \left((p_l)_\mu (p_\nu)_\nu + (p_l)_\nu (p_\nu)_\mu - p_l p_\nu g_{\mu\nu} + i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_l^\rho p_\nu^\sigma \right) \quad (\text{A.5})$$

Die Normierung ist $\sum \bar{u}u = \not{p}$. Einige Autoren definieren $L_{\mu\nu}$ ohne den Faktor 8. Für den Zerfall in ein Antilepton plus Neutrino erhält der Imaginärteil ein Minuszeichen.

$$L_{\mu\nu}^C = L_{\mu\nu}^* \quad (\text{A.6})$$

Im hadronischen Teil besteht der schwache Strom in bekannter Weise aus einem Vektor- und Axialanteil.

$$J'_\mu = V'_\mu + A'_\mu \quad (\text{A.7})$$

Die Kobayashi-Maskawa-Matrixelemente gelangen über diesen Strom in den Wirkungsquerschnitt, da sich der Strom, durch Quarkfelder \bar{q}_i, q_j dargestellt, wie folgt ergibt:

$$J'_\mu = V_{ij} \bar{q}_i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q_j \equiv V_{ij} J_\mu \quad (\text{A.8})$$

Im weiteren wird der hadronische Tensor ohne das Kobayashi-Maskawa-Matrixelement betrachtet ($h_\mu V_{ij} = h'_\mu$).

Für die betrachteten Zerfälle ist der Impulsübertrag sehr viel kleiner als die W-Masse, so daß näherungsweise eine Punktwechselwirkung vorliegt. Dabei nimmt der W-Propagator die einfache Form $ig_{\mu\nu}/m_W^2$ an. Verwendet man ferner die Fermikonstante ($G_F \equiv \frac{\sqrt{2}e^2}{8m_W^2 \sin^2 \vartheta_W^*}$), so erhält man das Matrixelement in der folgenden kompakten Form:

$$M = -\frac{i}{\sqrt{2}} G_F V_{ij} l^\mu h_\mu \quad (\text{A.9})$$

oder quadriert, wie es in den Wirkungsquerschnitt eingeht:

$$|M|^2 = \frac{G_F^2}{2} |V_{ij}|^2 L^{\mu\nu} H_{\mu\nu} \quad (\text{A.10})$$

Dabei sind die Produkte der Leptonen- und Hadrontensoren ($L_{\mu\nu} \equiv l_\mu l_\nu^*, H_{\mu\nu} \equiv h_\mu h_\nu^*$) hermitisch: $L_{\mu\nu} = L_{\nu\mu}^*, H_{\mu\nu} = H_{\nu\mu}^*$.

A.2 Formfaktorzerlegung

Auch ohne Berechnung des hadronischen Matrixelementes können Aussagen über die Struktur des Stromes gemacht werden. Dazu wird der Strom nach den vorhandenen Vierervektoren entwickelt, was auf Formfaktoren führt. Dies Verfahren wird hier für Pseudoskalare (P) und Vektormesonen (V) dargestellt.

A.2.1 Pseudoskalare Mesonen

Für die Bildung des Matrixelementes $\langle X | J_\mu | \bar{B} \rangle$ stehen nur zwei unabhängige kinematische Variablen zur Verfügung. Diese kann man als $p \equiv p_B + p_X$ und $q \equiv p_B - p_X$ wählen. Zur Bildung weiterer Tensoren stehen weiterhin $g_{\mu\nu}$ und $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ bereit [96]. Durch Kontraktion können jedoch keine neuen Vektoren oder Axialvektoren gebildet werden. Somit kann das Matrixelement durch zwei Formfaktoren ausgedrückt werden. Dabei ergibt sich auch zwangsweise der reine Vektorcharakter:

$$\begin{aligned} \langle P | A_\mu | \bar{B} \rangle &= 0 \\ \langle P | V_\mu | \bar{B} \rangle &= F_+ p_\mu + F_- q_\mu \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Zusätzliche Vereinfachungen ergeben sich bei Berücksichtigung der Phasenwahl bei Zeitumkehrung.

$$\langle X(\vec{p}_X) | J_\mu | \bar{B}(\vec{p}_B) \rangle \rightarrow \eta_{T(X)}^* \eta_{T(B)} \langle X(-\vec{p}_X) | T J_\mu T^{-1} | \bar{B}(-\vec{p}_B) \rangle^* \quad (\text{A.12})$$

Nun läßt die Zeittransformation die 0-Komponente des Vektorstroms ungeändert (sonst würde die entsprechende Ladung ihr Vorzeichen ändern), während die Raumkomponenten ihre Vorzeichen wechseln. Beim Axialstrom ist dies gerade umgekehrt. Die Phasen η der Zeittransformation sind für die Mesonen als $(-1)^{J+J_z}$ festgelegt [97]. Damit erhält man die Bedingung:

$$F_+ p_\mu + F_- q_\mu = F_+^* p_\mu + F_-^* q_\mu \quad (\text{A.13})$$

Also sind die Formfaktoren reell. Sie können nur von Skalaren abhängen. Mögliche Skalare sind p_B^2, p_X^2 oder q^2 . Bei schmalen Resonanzen, wie es hier immer angenommen wird, verbleibt die Abhängigkeit von q^2 . Vernachlässigt man außerdem die Leptonmassen, verschwinden die longitudinalen Anteile ($L^{\mu\nu} q_\mu = 0$), so daß nur der erste Formfaktor notwendig ist.

Zum Schluß soll noch das Verhalten unter Ladungskonjugation untersucht werden. Der Vektorstrom ändert sein Vorzeichen unter Ladungskonjugation, während der Axialstrom gleich bleibt.

$$\begin{aligned} \langle X | V_\mu | \bar{B} \rangle &\rightarrow \langle X | C^{-1} C V_\mu C^{-1} C | \bar{B} \rangle \\ &\rightarrow -\eta_{C(X)}^* \eta_{C(B)} \langle \bar{X} | V_\mu | B \rangle \\ \langle X | A_\mu | \bar{B} \rangle &\rightarrow \eta_{C(X)}^* \eta_{C(B)} \langle \bar{X} | A_\mu | B \rangle \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Für Zustände, die kein Eigenzustand von C sind, ist die Phase auf 1 festgelegt. Damit ergeben sich die Formfaktoren für den ladungskonjugierten Fall:

$$F_+^C = -F_+ \quad F_-^C = -F_- \quad (\text{A.15})$$

A.2.2 Vektormesonen

In diesem Fall geht die Polarisation des Vektormesons ein. Deshalb wird diese zunächst explizit durch den Polarisationsvektor ϵ des Vektormesons dargestellt:

$$\langle X | J_\mu | \bar{B} \rangle = \epsilon^{*\nu} T_{\mu\nu} \quad (\text{A.16})$$

Hier werden als kinematische Größen p_B und p_X gewählt. Dies ist sinnvoll, da p_X orthogonal zum Polarisationsvektor ist. Unter Verwendung von $g_{\mu\nu}$ und $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ lassen sich sechs Tensoren zweiter Ordnung bilden: $(p_{B\mu} p_{B\nu}), (p_{B\mu} p_{X\nu}), (p_{X\mu} p_{X\nu}), (p_{X\mu} p_{B\nu}), g_{\mu\nu}$ und $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_B^\rho p_X^\sigma$. Alle Tensoren proportional zu p_X^μ verschwinden nach der Kontraktion wegen der Orthogonalität zum Polarisationsvektor. So verbleiben nur vier Tensoren:

$$\begin{array}{cc} p_{B\mu} p_{B\nu} & p_{B\mu} p_{X\nu} \\ g_{\mu\nu} & \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_B^\rho p_X^\sigma \end{array} \quad (\text{A.17})$$

Damit können die Matrixelemente konstruiert werden ($J = V + A$):

$$\langle V | V_\mu | \bar{B} \rangle = i \epsilon^{*\nu} F^V \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_B^\rho p_X^\sigma \quad (\text{A.18})$$

$$\langle V | A_\mu | \bar{B} \rangle = \epsilon^{*\nu} (F_1^A g_{\mu\nu} + F_2^A p_{B\mu} p_{B\nu} + F_3^A (p_B - p_X)_\mu p_{B\nu}) \quad (\text{A.19})$$

Der Axialvektoranteil wurde so niedergeschrieben, daß ein Term proportional zu q_μ ist und bei verschwindender Leptonmasse keine Beiträge liefert. Die Phase bei Zeitumkehr ist für das Vektormeson negativ, so daß durch den Faktor i beim Vektorstrom alle Formfaktoren wieder reell sind. Auch hier können sie nur von q^2 (und gegebenenfalls von M_X) abhängen. Die Formfaktoren für den ladungskonjugierten Zerfall sind nach den obigen Überlegungen:

$$(F^V)^C = -F^V \quad (F_i^A)^C = F_i^A \quad (\text{A.20})$$

Um die Definitionen für D-Zerfälle zu erhalten, hat man das b-Quark durch ein c-Quark zu ersetzen, also z. B. den Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow e^- \rho^+ \bar{\nu}$ durch den Zerfall $D^0 \rightarrow e^+ K^- \nu$.

A.2.3 Äquivalente Formfaktorzerlegungen

Die obigen Formfaktorzerlegungen sind nicht die einzig möglichen. In der Literatur tauchen vielmehr weitere Zerlegungen auf, die hier angegeben seien.

Wirbel, Bauer, Stech[22]

$$\begin{aligned} \langle P|V_\mu|\bar{B} \rangle &= F_1 t_\mu + F_0 \frac{M_B^2 - M_X^2}{q^2} q_\mu \\ \langle V|V_\mu|\bar{B} \rangle &= \epsilon^{*\nu} V \frac{1}{M_B + M_X} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho p^\sigma \\ \langle V|A_\mu|\bar{B} \rangle &= -i \epsilon^{*\nu} \left\{ A_1 (M_X + M_B) g_{\mu\nu} - A_2 \frac{q_\nu}{M_X + M_B} p_\mu + 2 (A_0 - A_3) M_X \frac{q_\nu}{q^2} q_\mu \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

($F_1(0) = F_0(0)$ [26]) In diesen Formeln wurden folgende Definitionen verwendet:

$$t^\mu \equiv p^\mu - \frac{M_B^2 - M_X^2}{q^2} q^\mu \quad A_3 = \frac{M_B + M_X}{2m_X} A_1 - \frac{M_B - M_X}{2m_X} A_2 \quad (\text{A.22})$$

Grinstein, Isgur, Scora, Wise[16] Auch hier werden die Formfaktoren unter Benutzung der Impulssumme und Impulsdifferenz definiert.

$$\begin{aligned} \langle P|V_\mu|\bar{B} \rangle &= p_\mu f_+ + q_\mu f_- \\ \langle V|V_\mu|\bar{B} \rangle &= i \epsilon^{*\nu} g \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma \\ \langle V|A_\mu|\bar{B} \rangle &= \epsilon^{*\nu} (f g_{\mu\nu} + a_+ q_\nu p_\mu + a_- q_\nu q_\mu) \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

Weiterhin finden sich bei Grinstein, Isgur, Scora und Wise die Formfaktorzerlegungen für alle 1P- und 2S-Zustände. Der Zusammenhang zwischen den so definierten Formfaktoren kann der Tabelle A.1 entnommen werden.

A.2.4 Die Helizitätsformfaktoren

Quadriert man die Matrixelemente in der obigen Form, tauchen gemischte Terme zwischen den Formfaktoren auf. Dies liegt daran, daß die entsprechenden Terme keine Observablen beschreiben. Sinnvoll ist es deshalb, Helizitätsformfaktoren einzuführen, die im Wirkungsquerschnitt separat auftauchen müssen. Die Idee dabei ist es, das Produkt aus Lepton- und Hadrontensor umzuschreiben:

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} &= L_{\mu\nu} g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} H_{\rho\sigma} \\ &= \sum_{m,m',n,n'} L_{\mu\nu} \epsilon^{*\mu}(m) \epsilon^\nu(n) g_{mm'} g_{nn'} \epsilon^\rho(m') \epsilon^{*\sigma}(n') H_{\rho\sigma} \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Körner, Schuler	Wirbel, Bauer, Stech	Grinstein, Isgur, Scora, Wise
$F_+ =$	F_1	f_+
$F_- =$	$\frac{M_B^2 - M_X^2}{q^2} (F_0 - F_1)$	f_-
$F^V =$	$-2 i \frac{1}{M_B + M_X} V$	$-2 g$
$F_1^A =$	$i (M_B + M_X) A_1$	$-f$
$F_2^A =$	$-2 i \frac{1}{M_B + M_X} A_2$	$-2 a_+$
$F_3^A =$	$i \frac{2M_X}{q^2} (A_0 - A_3) + i \frac{1}{M_B + M_X} A_2$	$a_+ - a_-$

Tabelle A.1: Zusammenhang zwischen Formfaktoren.

Die Kontraktionen des Lepton- bzw. Hadrontensors können in beliebigen (auch verschiedenen) Koordinatensystemen durchgeführt werden. Für transversales $\epsilon^*(m)$ oder $\epsilon(n)$ ergibt sich kein Beitrag, da der Polarisationsvektor dann proportional zu q ist. Es wird der Hadrontensor mit dem Polarisationsvektor für das W im B-Ruhsystem multipliziert.

Pseudoskalare:

$$\begin{aligned}
h_0 &= \epsilon_\mu^*(0) h^\mu \\
&= \frac{1}{\sqrt{q^2}} (p_X, 0, 0, -E_{lv})_\mu F_+ p^\mu \\
&= \frac{2p_X M_B}{\sqrt{q^2}} F_+ \\
h_\pm &= 0 \\
h_t &= -\sqrt{q^2} \left(F_- + \frac{M_B^2 - M_X^2}{q^2} F_+ \right)
\end{aligned} \tag{A.25}$$

Vektormesonen:

$$\begin{aligned}
h_0 &= \frac{1}{M_X} (p_X, 0, 0, E_X)^\mu \frac{1}{\sqrt{q^2}} (p_X, 0, 0, -E_{lv})^\nu T_{\mu\nu} \\
&= \frac{1}{2M_X \sqrt{q^2}} \left((M_B^2 - M_X^2 - q^2) F_1^A + 2\vec{p}_X^2 M_B^2 F_2^A \right) \\
h_\pm &= \frac{1}{2} (0, \mp 1, -i, 0)^\mu (0, \mp 1, i, 0)^\nu T_{\mu\nu} \\
&= F_1^A \pm |\vec{p}_X| M_B F^V \\
h_t &= \frac{|\vec{p}_X| M_B}{M_X \sqrt{q^2}} \left(F_1^A + \frac{1}{2} (M_B^2 - M_X^2 - q^2) F_2^A - F_3^A q^2 \right)
\end{aligned} \tag{A.26}$$

Für den Leptontensor wird die Kontraktion im W-Ruhsystem durchgeführt:

$$\begin{aligned}
L_{mm} &= \epsilon^{\mu*} \epsilon^\nu L_{\mu\nu} \\
L_{00} &= L^{33} \\
&= 16 E_l^2 \sin^2 \vartheta^* = 4 q^2 \sin^2 \vartheta^* \\
L_{\pm\pm} &= \frac{1}{2} (0, \pm 1, -i, 0)^{\mu*} (0, \pm 1, -i, 0)^\nu L_{\mu\nu} \\
&= 2 q^2 (1 \pm \cos \vartheta^*)^2
\end{aligned} \tag{A.27}$$

Für den ladungskonjugierten Fall besteht zwischen den Formfaktoren der Zusammenhang:

$$\begin{aligned} H_{00}^C &= H_{00} & H_{\pm\pm}^C &= H_{\mp\mp} \\ L_{00}^C &= L_{00} & L_{\pm\pm}^C &= L_{\mp\mp} \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

Die Ladungskonjugation entspricht somit einer Änderung der Helizität. Das erwartet man auch, da der schwache Strom nur an linkshändige Fermionen koppelt. Eingesetzt in A.2 ergibt sich:

$$\frac{d\Gamma}{dE_l dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{ij}|^2 q^2}{8 (2\pi)^3 M_B^2} \left\{ H_{00} \sin^2 \vartheta^* + H_{++} \frac{1}{2} (1 + \cos \vartheta^*)^2 + H_{--} \frac{1}{2} (1 - \cos \vartheta^*)^2 \right\} \quad (\text{A.29})$$

Die Integration über E_l kann direkt ausgeführt werden.

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2 q^2 |\vec{p}_X|}{12 M_B^2} |V_{ij}|^2 \frac{1}{(2\pi)^3} \{ H_{00} + H_{++} + H_{--} \} \quad (\text{A.30})$$

Wie bereits in Kapitel 1 erwähnt, tauchen bei Betrachtung der Zerfallsteilchen der Resonanz X Mischterme zwischen den Helizitätstermen auf. Für den Zerfall $B \rightarrow \rho l \nu$ findet sich der vollständige differentielle Wirkungsquerschnitt in [21].

Anhang B

Die Simulation von B-Zerfällen

Für die Simulation von B-Zerfällen wurde das Programmpaket MOPEK verwendet [56]. Die benutzten Matrixelemente und Zerfallswahrscheinlichkeiten für B-Zerfälle sind in diesem Anhang aufgelistet.

B.1 Matrixelemente

Die Zerfälle können in drei Klassen unterteilt werden. Dies sind semileptonische, exklusive hadronische und inklusive hadronische Zerfälle von B-Mesonen. Die Kinematik dieser Zerfälle wurde folgendermaßen simuliert:

- Semileptonische Zerfälle $B \rightarrow Xl\nu$

Verwendet wurden hier die Modelle von Wirbel, Bauer und Stech [22] und Grinstein, Isgur, Scora und Wise [16]. In der derzeitigen MOPEK-Version wird die Polarisation der hadronischen Endzustände nur im WBS-Matrixelement berücksichtigt. Deshalb wurden die Zerfälle mit einem hadronischen (1S)-Endzustand mit diesem Modell simuliert. Für den Zerfall mit einem τ findet die Masse des Leptons Berücksichtigung. (1P)- und (2S)-Zustände werden nur im ISGW-Modell behandelt und durch dieses Modell in der Simulation beschrieben.

- Exklusive hadronische Zerfälle

Hierunter fallen Zerfälle sowohl in Mesonen als auch in Baryonen. Als Matrixelement wurde eine Phasenraumverteilung angenommen. Die Polarisation der Zustände wird nur berücksichtigt, wenn diese eindeutig durch Drehimpulserhaltung festgelegt ist.

- Inklusive hadronische Zerfälle

Die Summe der gemessenen oder theoretisch berechneten exklusiven Zerfälle stellt nur einen Teil aller Zerfälle dar. Deshalb werden die restlichen (Mehrkörperzerfälle) durch eine Fragmentation des W-Bosons in zwei Quarks beschrieben. Das Matrixelement wird genähert durch den entsprechenden semileptonischen Zerfall (WBS-Modell). Daraus erhält man die Masse der Fragmentationprodukte (= Masse des virtuellen W-Bosons). Aus der e^+e^- -Vernichtung kennt man die mittleren Teilchenmultiplizitäten bei gegebener Masse W ($\langle n \rangle = 2.62 + 3.41 \ln W$ [98]). Die Streuung um diese mittlere Multiplizität wurde als Binominalverteilung angenommen [12]. Entsprechend der so gewonnenen Multiplizität wurden die Zerfallsteilchen produziert, wobei Flavourerhaltung berücksichtigt wurde. Auch die Erzeugung von Resonanzen ist hierbei eingeschlossen. Die Kinematik für die Hadronen wurde durch eine Phasenraumverteilung genähert.

Mit Ausnahme der semileptonischen Zerfälle besteht der Endzustand in der Regel aus vielen Hadronen. Deshalb genügt für die hadronischen Zerfälle ein einfacher Phasenraumzerfall. Dadurch erreicht man bereits eine gute Beschreibung globaler Eigenschaften der B-Zerfälle durch die Simulation.

B.2 Die Zerfallswahrscheinlichkeiten

Aufgrund des großen zur Verfügung stehenden Phasenraumes bei Zerfällen schwerer Mesonen ist eine Vielzahl von Kanälen offen. Dadurch sind kleine Zerfallswahrscheinlichkeiten der einzelnen Kanäle bedingt. Diese liegen im Prozent- oder Promillebereich. Deshalb wurden bisher auch erst wenige exklusive Zerfälle nachgewiesen. Folgende Zerfallswahrscheinlichkeiten wurden verwendet:

- Semileptonische B-Zerfälle

Es liegen sowohl inklusive als auch exklusive Messungen vor. Die gemittelten semileptonischen Verzweigungsverhältnisse von ARGUS und CLEO betragen (siehe Tabelle 6.1):

$$\begin{aligned} BR(B \rightarrow Xl^{-}\nu) &= 10.4 \pm 0.6\% \\ BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^+l^{-}\nu) &= 1.8 \pm 0.5\% \\ BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\nu) &= 4.9 \pm 0.6\% \\ BR(B^- \rightarrow D^0l^{-}\nu) &= 1.7 \pm 0.5\% \\ BR(B^- \rightarrow D^{*0}l^{-}\nu) &= 4.6 \pm 0.8\% \end{aligned}$$

In der Simulation wurden Raten von $BR(B \rightarrow Dl\nu) = 1.6\%$, $BR(B \rightarrow D^*l\nu) = 4.4\%$ und $BR(B \rightarrow D^{**}l\nu) = 3.5\%$ gewählt. Die für die Simulation gewählten Raten sind der Tabelle B.1 zu entnehmen. Die relativen Raten für D^{**} - und $b \rightarrow u$ -Zerfälle entstammen dem GISW Modell. Der $b \rightarrow u$ -Anteil entspricht einer Rate für $B^+ \rightarrow \rho^0l^+\nu$ von 10^{-3} .

- Exklusive hadronische Zerfälle

Alle gemessenen Zweikörperzerfälle sind in der Tabelle B.2 mit einem * gekennzeichnet. Weitere theoretische Werte entstammen dem Wirbel-Bauer-Stech-Modell für hadronische Zerfälle [99]. Über baryonische Zerfälle ist wenig bekannt. In der Simulation sind Dreikörperzerfälle $B \rightarrow \Delta\Sigma_c\pi$ mit den verschiedenen Ladungsmöglichkeiten enthalten. Diese Zerfälle wurden mit 7.6% Zerfallswahrscheinlichkeit berücksichtigt. Dies ist vergleichbar mit dem gemessenen Wert für inklusive Baryonproduktion [5].

- Inklusive hadronische Zerfälle

Wie bereits erwähnt, ergeben die bisher genannten Zerfälle nicht 100 % aller Zerfälle. Der verbleibende Rest wurde durch Fragmentation der W-Bosonen simuliert. Dabei wurden die Raten für die Erzeugung verschiedener primärer Quarks so gewählt, daß sie zusammen mit den Zweikörperzerfällen den Vorhersagen des Spectator-Modells entsprechen [89].

Für D-Zerfälle wurde ähnlich vorgegangen. Dort ist jedoch der Anteil der Fragmentation geringer, da die Zweikörperzerfälle einen höheren Beitrag liefern und es auch genauere Messungen zu Mehrkörperzerfällen gibt.

$b \rightarrow$	$B^- \rightarrow$		BR in %	$b \rightarrow$	$\bar{B}^0 \rightarrow$		BR in %	
	Kanal				Kanal			
$c (l^- \bar{\nu})$	D^0	$e^- \bar{\nu}$	1.60	$c (l^- \bar{\nu})$	D^+	$e^- \bar{\nu}$	1.60	
	D^{*0}	$e^- \bar{\nu}$	4.40		D^{*+}	$e^- \bar{\nu}$	4.40	
	D^0	$\tau^- \bar{\nu}$	0.52		D^+	$\tau^- \bar{\nu}$	0.52	
	D^{*0}	$\tau^- \bar{\nu}$	1.26		D^{*+}	$\tau^- \bar{\nu}$	1.26	
	$D^{**}(^1P_0)$	$e^- \bar{\nu}$	1.40		$D^{**+}(^1P_0)$	$e^- \bar{\nu}$	1.40	
	$D^{**}(^3P_0)$	$e^- \bar{\nu}$	0.38		$D^{**+}(^3P_0)$	$e^- \bar{\nu}$	0.38	
	$D^{**}(^3P_1)$	$e^- \bar{\nu}$	0.70		$D^{**+}(^3P_1)$	$e^- \bar{\nu}$	0.70	
	$D^{**}(^3P_2)$	$e^- \bar{\nu}$	0.56		$D^{**+}(^3P_2)$	$e^- \bar{\nu}$	0.56	
	$D^{**}2(^1S_0)$	$e^- \bar{\nu}$	0.25		$D^{**+}2(^1S_0)$	$e^- \bar{\nu}$	0.25	
	$D^{**}2(^3S_1)$	$e^- \bar{\nu}$	0.21		$D^{**+}2(^3S_1)$	$e^- \bar{\nu}$	0.21	
$u (l^- \bar{\nu})$	π^0	$e^- \bar{\nu}$	0.03	$u (l^- \bar{\nu})$	π^+	$e^- \bar{\nu}$	0.05	
	η	$e^- \bar{\nu}$	0.01					
	η'	$e^- \bar{\nu}$	0.01					
	ρ^0	$e^- \bar{\nu}$	0.10			ρ^+	$e^- \bar{\nu}$	0.20
	ω	$e^- \bar{\nu}$	0.10					
	$\pi^0(2S)$	$e^- \bar{\nu}$	0.13			$\pi^+(2S)$	$e^- \bar{\nu}$	0.27
	$\eta(2S)$	$e^- \bar{\nu}$	0.07					
	$\eta'(2S)$	$e^- \bar{\nu}$	0.07					
	$\rho^0(2S)$	$e^- \bar{\nu}$	0.06			$\rho^+(2S)$	$e^- \bar{\nu}$	0.13
	$\omega(2S)$	$e^- \bar{\nu}$	0.06					
	$a_1^0(1260)$	$e^- \bar{\nu}$	0.11			$a_1^+(1260)$	$e^- \bar{\nu}$	0.22
	$f_1(1285)$	$e^- \bar{\nu}$	0.11					
	$b_1^0(1235)$	$e^- \bar{\nu}$	0.07			$b_1^+(1235)$	$e^- \bar{\nu}$	0.14
	$h_1(1170)$	$e^- \bar{\nu}$	0.07					
	$a_2^0(1320)$	$e^- \bar{\nu}$	0.01			$a_2^+(1320)$	$e^- \bar{\nu}$	0.02
	$f_2(1270)$	$e^- \bar{\nu}$	0.01					
Summe		22.8				22.8		

Tabelle B.1: Semileptonische Verzweungsverhältnisse in der MOPEK-Simulation. Zerfälle mit Myonen haben die gleichen Verzweungsverhältnisse wie Zerfälle mit Elektronen.

$b \rightarrow$	$B^- \rightarrow$		$b \rightarrow$	$\bar{B}^0 \rightarrow$	
	Kanal	BR in %		Kanal	BR in %
$c (\bar{u}d)$	$D^0 \pi^-$	*0.20	$c (\bar{u}d)$	$D^+ \pi^-$	*0.48
	$D^0 \rho^-$	*1.30		$D^+ \rho^-$	*0.90
	$D^{*0} \pi^-$	*0.40		$D^{*+} \pi^-$	*0.28
	$D^{*0} \rho^-$	*1.00		$D^{*+} \rho^-$	*0.70
	$D^0 a_1^-$	1.24		$D^+ a_1^-$	1.24
	$D^{*0} a_1^-$	1.61		$D^{*+} a_1^-$	1.80
	$D^0 (\bar{u}d)$	9.55		$D^+ (\bar{u}d)$	9.62
	$D^{*0} (\bar{u}d)$	19.10		$D^{*+} (\bar{u}d)$	19.24
	$D^{**0} (\bar{u}d)$	9.55		$D^{**+} (\bar{u}d)$	9.62
					$D^0 \pi^0$
			$D^{*0} \pi^0$	0.01	
			$D^{*0} \rho^0$	0.02	
			$D^{*0} \omega$	0.02	
$c (\bar{s}c)$	$D^0 D_s^-$	*2.40	$c (\bar{s}c)$	$D^+ D_s^-$	*1.70
	$D^0 D_s^{*-}$	*1.60		$D^+ D_s^{*-}$	*2.70
	$D^{*0} D_s^-$	*1.30		$D^{*+} D_s^-$	*1.40
	$D^{*0} D_s^{*-}$	*3.10		$D^{*+} D_s^{*-}$	*2.60
	$D^0 (\bar{s}c)$	2.61		$D^+ (\bar{s}c)$	2.60
	$D^{*0} (\bar{s}c)$	7.83		$D^{*+} (\bar{s}c)$	7.80
	$J/\psi K^-$	*0.07		$J/\psi K^0$	*0.04
	$J/\psi K^{*-}$	*0.16		$J/\psi K^{*0}$	*0.11
	$J/\psi K_1^-(1270)$	0.63		$J/\psi K_1^0(1270)$	0.72
	$\psi(2S) K_1^-(1270)$	0.46		$\psi(2S) K_1^0(1270)$	0.46
$c (\bar{s}d)$	$D^0 K^-$	0.03	$c (\bar{s}d)$	$D^+ K^-$	0.04
	$D^0 K^{*-}$	0.05		$D^+ K^{*-}$	0.06
	$D^{*0} K^-$	0.02		$D^{*+} K^-$	0.02
	$D^{*0} K^{*-}$	0.04		$D^{*+} K^{*-}$	0.06
	$D^0 (\bar{s}d)$	0.49		$D^+ (\bar{s}d)$	0.48
	$D^{*0} (\bar{s}d)$	1.48		$D^{*+} (\bar{s}d)$	1.45
$c (\bar{c}d)$	$D^0 D^-$	0.04	$c (\bar{c}d)$	$D^+ D^-$	0.04
	$D^0 D^{*-}$	0.04		$D^+ D^{*-}$	0.04
	$D^{*0} D^-$	0.01		$D^{*+} D^-$	0.01
	$D^{*0} D^{*-}$	0.10		$D^{*+} D^{*-}$	0.10
	$D^0 (\bar{c}d)$	0.21		$D^+ (\bar{c}d)$	0.21
	$D^{*0} (\bar{c}d)$	0.62		$D^{*+} (\bar{c}d)$	0.62
$u (\bar{u}d)$			$u (\bar{u}d)$	$\pi^+ \rho^-$	0.01
				$\pi^+ a_1^-(1260)$	0.01
				$\rho^+ \rho^-$	0.01
				$\rho^+ a_1^-(1260)$	0.01
	$\pi^0 (d\bar{u})$	0.58		$\pi^+ (d\bar{u})$	0.58
	$\rho^0 (d\bar{u})$	1.74		$\rho^+ (d\bar{u})$	1.74
Summe		69.6			69.6

Tabelle B.2: Hadronische Verzweigungsverhältnisse in der MOPEK-Simulation ohne baryonische Zerfälle.

Anhang C

Tabellen zur Analyse des Leptonspektrums

C.1 Systematische Fehler, Nachweiswahrscheinlichkeit

Hier sind einige Tabellen zur Analyse aus Kapitel 4 zusammengefaßt. Tabelle C.1 umfaßt die systematischen Fehler der Anpassung der Massenspektren. Die Abkürzungen in der Tabelle bedeuten:

Kont.	Kontinuumsubtraktion
Fakes	Subtraktion der Mißidentifikationen
γ, π^0, \dots	Subtraktion von Leptonen aus Konversionen, π^0 -, η -, J/ψ - und τ -Zerfällen
$b \rightarrow u, c \rightarrow s$	Extrapolation des $b \rightarrow u$ -Anteils ($p < 0.8$ GeV), Extrapolation des $c \rightarrow s$ -Anteils ($p > 0.8$ GeV)
D^*/D	Das Verhältnis von $B \rightarrow D^*l\nu$ zu $B \rightarrow Dl\nu$
p_{mis}	Fehler bei der Simulation von nicht beobachteten Teilchen
Modelle	Modellabhängigkeit für $B \rightarrow (D, D^*)l\nu$
M_u	hadronisches Massenspektrum für $B \rightarrow X_u l\nu$
$M_{D^{**}}$	hadronisches Massenspektrum für $B \rightarrow D^{**}l\nu$

Diese Fehler beziehen sich auf die unkorrigierten Raten, wie sie sich aus den Fits ergeben. Mittels der Nachweiswahrscheinlichkeiten aus einer Simulationsrechnung erhält man die korrigierten Raten, die der Tabelle C.2 zu entnehmen sind. In den in Kapitel 4 abgebildeten Spektren wurde noch durch die Zahl der B-Mesonen geteilt.

Kanal	p [GeV]	Kont.	Fakes	γ, π^0, η $J/\psi, \tau$	$b \rightarrow u$ $c \rightarrow s$	$\frac{D^*}{D}$	p_{mis}	Modelle	M_u	$M_{D^{**}}$	Summe	
D, D^*	0.5 – 0.8	+24 -0	+60 -0	+163 -0	+8 -0	+9 -0	+657 -0	+15 -0	+11 -0	+370 -0	+774 -0	
	0.8 – 1.1	+82 -82	+86 -87	+0 -8	+58 -59	+15 -20	+269 -245	+24 -6	+74 -111	+96 -0	+325 -301	
	1.1 – 1.4	+16 -252	+94 -162	+279 -53	+184 -37	+1 -11	+141 -481	+14 -18	+1 -32	+0 -163	+375 -594	
	1.4 – 1.7	+83 -84	+50 -52	+39 -0	+103 -21	+144 -115	+827 -491	+0 -100	+303 -217	+18 -22	+905 -568	
	1.7 – 2.0	+54 -55	+47 -41	+78 -65	+30 -6	+169 -124	+506 -287	+0 -131	+91 -61	+359 -6	+659 -357	
	2.0 – 2.3	+16 -17	+17 -18	+4 -4	+0 -3	+26 -21	+87 -64	+8 -15	+17 -3			+96 -74
	2.3 – 2.6	+0 -0	+2 -0	+0 -0	+0 -0	+0 -0	+0 -0	+0 -0	+10 -0			+10 -0
D^{**}	0.5 – 0.8	+36 -36	+81 -79	+35 -14	+20 -21	+0 -0	+209 -250	+0 -0	+24 -34	+168 -222	+286 -348	
	0.8 – 1.1	+70 -70	+77 -75	+99 -42	+35 -35	+19 -11	+120 -157	+14 -26	+29 -40	+0 -147	+194 -249	
	1.1 – 1.4	+186 -76	+208 -174	+46 -440	+74 -365	+15 -2	+453 -230	+19 -14	+16 -1	+135 -24	+557 -645	
	1.4 – 1.7	+101 -102	+115 -114	+0 -60	+31 -155	+51 -64	+38 -296	+56 -0	+64 -110	+87 -63	+208 -399	
	1.7 – 2.0	+69 -68	+68 -72	+52 -85	+8 -42	+69 -94	+0 -68	+86 -0	+2 -10	+0 -161	+156 -241	
X_u	1.1 – 1.4	+135 -0	+37 -0	+77 -0	+45 -0	+71 -0	+150 -0	+40 -0	+174 -0	+144 -0	+328 -0	
	1.4 – 1.7	+51 -50	+19 -17	+0 -24	+8 -36	+62 -77	+468 -710	+43 -0	+154 -199	+56 -79	+505 -749	
	1.7 – 2.0	+30 -26	+12 -15	+23 -26	+2 -9	+55 -75	+296 -441	+43 -0	+59 -80	+92 -206	+326 -501	
	2.0 – 2.3	+5 -5	+0 -0	+0 -2	+0 -0	+19 -24	+58 -82	+13 -9	+4 -20		+63 -88	
	2.3 – 2.6	+8 -8	+7 -7	+3 -4	+0 -1	+0 -0	+2 -2	+0 -0	+3 -4		+12 -12	
Summe	0.5 – 0.8	+36 -36	+80 -80	+35 -14	+8 -9	+0 -0	+209 -250	+0 -0	+0 -44	+168 -222	+284 -349	
	0.8 – 1.1	+13 -13	+11 -11	+91 -43	+48 -49	+4 -4	+112 -166	+8 -2	+0 -75	+10 -96	+154 -217	
	1.1 – 1.4	+69 -60	+83 -83	+0 -161	+73 -73	+4 -1	+31 -162	+1 -1	+158 -0	+26 -28	+209 -262	
	1.4 – 1.7	+69 -69	+82 -82	+0 -65	+35 -35	+3 -2	+15 -116	+1 -1	+1 -6	+11 -14	+114 -175	
	1.7 – 2.0	+44 -44	+40 -40	+10 -33	+9 -9	+0 -0	+0 -32	+1 -1	+1 -0	+0 -8	+61 -76	
	2.0 – 2.3	+22 -22	+18 -18	+4 -6	+1 -1	+2 -2	+5 -8	+1 -1	+1 -3		+29 -30	
	2.3 – 2.6	+8 -8	+7 -7	+4 -4	+0 -0	+0 -0	+2 -2	+0 -0	+3 -4		+12 -12	

Tabelle C.1: Systematische Fehler der Anpassung an die Massenspektren.

Kanal	p [GeV]	N		ϵ in %	N / ϵ				
$(D, D^*)l\nu$	0.5 – 0.8	0	$+414$ -0	$+774$ -0	$32.5 \pm 0.5 \pm 3.5$	0	$+1274$ -0	$+2382$ -0	$(+2701)$ -0
	0.8 – 1.1	1214	$+826$ -826	$+325$ -301	$31.8 \pm 0.3 \pm 2.1$	3818	$+2598$ -2598	$+1052$ -980	$(+2803)$ -2776
	1.1 – 1.4	2430	$+553$ -1514	$+375$ -594	$30.4 \pm 0.3 \pm 0.9$	7993	$+1821$ -4981	$+1256$ -1968	$(+2212)$ -5356
	1.4 – 1.7	5857	$+984$ -984	$+905$ -568	$46.2 \pm 0.3 \pm 1.2$	12677	$+2131$ -2131	$+1986$ -1273	$(+2914)$ -2483
	1.7 – 2.0	4985	$+876$ -876	$+659$ -357	$47.2 \pm 0.3 \pm 1.8$	10561	$+1857$ -1857	$+1453$ -857	$(+2358)$ -2045
	2.0 – 2.3	2069	$+169$ -169	$+96$ -74	$46.0 \pm 0.5 \pm 2.3$	4498	$+371$ -371	$+307$ -277	$(+481)$ -462
	2.3 – 2.6	0	$+34$ -0	$+10$ -0	$87.8 \pm 3.0 \pm 19.0$	0	$+39$ -0	$+11$ -0	$(+40)$ -0
	0.5 – 2.6					39547	$+4452$ -6300	$+3809$ -2695	$(+5859)$ -6852
$D^{**}l\nu$	0.5 – 0.8	2030	$+412$ -573	$+286$ -348	$31.2 \pm 2.3 \pm 1.4$	6506	$+1405$ -1898	$+962$ -1153	$(+1703)$ -2221
	0.8 – 1.1	1529	$+1126$ -1126	$+194$ -249	$31.6 \pm 1.6 \pm 0.7$	4839	$+3572$ -3572	$+623$ -795	$(+3626)$ -3659
	1.1 – 1.4	2458	$+901$ -572	$+557$ -645	$32.8 \pm 1.3 \pm 1.0$	7494	$+2763$ -1769	$+1713$ -1980	$(+3251)$ -2655
	1.4 – 1.7	2650	$+587$ -587	$+208$ -399	$47.4 \pm 1.2 \pm 1.1$	5591	$+1246$ -1246	$+458$ -852	$(+1327)$ -1510
	1.7 – 2.0	1668	$+598$ -598	$+156$ -241	$48.6 \pm 1.1 \pm 1.5$	3432	$+1233$ -1233	$+338$ -507	$(+1278)$ -1333
	0.5 – 2.0					27862	$+5044$ -4750	$+2138$ -2620	$(+5478)$ -5425
$X_u l\nu$	1.1 – 1.4	0	$+771$ -0	$+328$ -0	$32.8 \pm 1.3 \pm 1.0$	0	$+2351$ -0	$+1000$ $-$	$(+2554)$ -0
	1.4 – 1.7	710	$+532$ -532	$+505$ -749	$47.4 \pm 1.2 \pm 1.0$	1498	$+1123$ -1123	$+1066$ -1580	$(+1548)$ -1939
	1.7 – 2.0	785	$+392$ -392	$+326$ -501	$48.6 \pm 1.1 \pm 1.0$	1615	$+807$ -807	$+672$ -1031	$(+1050)$ -1310
	2.0 – 2.3	218	$+154$ -154	$+63$ -88	$48.0 \pm 1.1 \pm 1.7$	454	$+321$ -321	$+132$ -184	$(+347)$ -370
	2.3 – 2.6	195	$+42$ -42	$+12$ -12	$43.0 \pm 1.6 \pm 1.9$	453	$+99$ -99	$+34$ -34	$(+105)$ -105
$X l\nu$	0.5 – 0.8	2087	$+407$ -407	$+284$ -349	$32.5 \pm 0.5 \pm 3.5$	6422	$+1256$ -1256	$+1114$ -1277	$(+1679)$ -1791
	0.8 – 1.1	2862	$+456$ -456	$+154$ -217	$31.8 \pm 0.3 \pm 2.1$	9000	$+1436$ -1436	$+767$ -905	$(+1628)$ -1698
	1.1 – 1.4	4889	$+121$ -121	$+209$ -262	$30.4 \pm 0.3 \pm 0.9$	16082	$+429$ -429	$+836$ -985	$(+940)$ -1074
	1.4 – 1.7	9217	$+165$ -165	$+114$ -175	$46.2 \pm 0.3 \pm 1.2$	19950	$+380$ -380	$+574$ -642	$(+688)$ -746
	1.7 – 2.0	7438	$+143$ -143	$+61$ -76	$47.2 \pm 0.3 \pm 1.8$	15758	$+319$ -319	$+615$ -622	$(+693)$ -699
	2.0 – 2.3	2287	$+83$ -83	$+29$ -30	$46.0 \pm 0.5 \pm 2.3$	4972	$+188$ -188	$+256$ -257	$(+318)$ -319
	2.3 – 2.6	195	$+42$ -42	$+12$ -12	$43.0 \pm 1.6 \pm 1.9$	453	$+99$ -99	$+34$ -34	$(+105)$ -105
	0.5 – 2.6					72637	$+2029$ -2029	$+1817$ -2070	$(+2724)$ -2899

Tabelle C.2: Die korrigierten Leptonraten. Die Fehler in den Klammern geben die quadratische Summe der statistischen und systematischen Fehler an.

C.2 Ergebnisse für die Zerfallsraten

C.2.1 Anpassung der theoretischen Spektren

Hier sind die Ergebnisse wiedergegeben, die sich aus den Anpassungen der Modellvorhersagen an die Spektren für $B \rightarrow (D, D^*)l\nu$, $B \rightarrow D^{**}l\nu$ und $B \rightarrow X_u l\nu$ ergeben. Tabelle C.3 zeigt die Ergebnisse für die Spektren der einzelnen Beiträge (Abbildung 4.11). Daraus ist die Modellabhängigkeit für das Verzweigungsverhältnis für $B \rightarrow (D, D^*)l\nu$ und $B \rightarrow X_u l\nu$ zu erkennen. Für $B \rightarrow (D, D^*)l\nu$ ergibt sich ein Fehler von 0.17% durch die verschiedenen Modelle und von 0.06% durch die Unsicherheit im Verhältnis D^*/D . Für die $b \rightarrow u$ Zerfälle ergibt sich eine Unsicherheit von 0.03%. Damit folgt für die Verzweigungsverhältnisse (ohne Fehler aus der Zahl der B-Mesonen):

$$\begin{aligned}
 BR(B \rightarrow (D, D^*)l\nu) &= 6.02 \pm 0.52 \pm 0.06 \pm 0.17 \% \\
 BR(B \rightarrow D^{**}l\nu) &= 3.99 \pm 0.60 \% \\
 BR(B \rightarrow X_u l\nu) &= 0.47 \pm 0.11 \pm 0.03 \%
 \end{aligned}
 \tag{C.1}$$

Zerfall	Modell	χ^2 / Freiheitsgrade	Verzweigungsverhältnis
$B \rightarrow D, D^*l\nu$	WBS ($D^*/D = 2.75$)	7.7/6	6.19 ± 0.54 %
	WBS ($D^*/D = 2.00$)	8.9/6	6.25 ± 0.54 %
	WBS ($D^*/D = 3.75$)	6.7/6	6.13 ± 0.53 %
	KS ($D^*/D = 2.75$)	6.3/6	6.02 ± 0.52 %
	KS ($D^*/D = 2.00$)	7.3/6	6.08 ± 0.53 %
	KS ($D^*/D = 3.75$)	5.6/6	5.97 ± 0.51 %
	ISGW ($D^*/D = 2.75$)	4.9/6	5.85 ± 0.50 %
	ISGW ($D^*/D = 2.00$)	5.9/6	5.93 ± 0.51 %
	ISGW ($D^*/D = 3.75$)	4.1/6	5.77 ± 0.49 %
$B \rightarrow D^{**}l\nu$	ISGW	1.8/4	3.99 ± 0.60 %
$B \rightarrow X_u l\nu$	ISGW	2.3/4	0.49 ± 0.11 %
	ACCMM	2.1/4	0.44 ± 0.10 %

Tabelle C.3: Ergebnisse für die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle $B \rightarrow (D, D^*)l\nu$, $B \rightarrow D^{**}l\nu$ und $B \rightarrow X_u l\nu$.

C.2.2 Das inklusive Spektrum

Die Tabelle C.4 gibt die Ergebnisse der Anpassung der theoretischen Spektren an das gemessene Gesamtspektrum wieder. Auch hier seien die mittleren Werte angegeben mit den

Fehlern des Fits, der Modellabhängigkeit und der Unsicherheit aus dem Verhältnis D^*/D :

$$\begin{aligned}
 BR(B \rightarrow D, D^* l \nu) &= 7.1 \pm 0.4 \pm 0.4 \pm 0.2\% \\
 BR(B \rightarrow D^{**} l \nu) &= 2.2 \pm 0.5 \pm 0.5 \pm 0.2\% \\
 BR(B \rightarrow X_c l \nu) &= 9.2 \pm 0.3 \pm 0.1 \pm 0.5\% \\
 BR(B \rightarrow X_u l \nu) &= 0.37 \pm 0.11 \pm 0.04 \pm 0.01\%
 \end{aligned}
 \tag{C.2}$$

Modell	D^*/D	$B \rightarrow D, D^* l \nu$	$B \rightarrow D^{**} l \nu$	$B \rightarrow X_u l \nu$	$B \rightarrow X l \nu$	χ^2/DoF
WBS	2.75	7.54 ± 0.43	1.69 ± 0.54	0.41 ± 0.12	9.64 ± 0.30	5.5/4
	3.75	7.83 ± 0.45	1.39 ± 0.56	0.41 ± 0.12	9.63 ± 0.30	5.5/4
	2.00	7.31 ± 0.42	1.93 ± 0.53	0.42 ± 0.12	9.66 ± 0.30	5.5/4
KS	2.75	7.08 ± 0.41	2.18 ± 0.52	0.41 ± 0.12	9.67 ± 0.30	5.9/4
	3.75	7.33 ± 0.42	1.91 ± 0.53	0.40 ± 0.12	9.65 ± 0.30	5.9/4
	2.00	6.88 ± 0.40	2.39 ± 0.51	0.42 ± 0.12	9.68 ± 0.30	5.9/4
ISGW	2.75	6.75 ± 0.39	2.59 ± 0.50	0.40 ± 0.12	9.74 ± 0.30	7.6/4
	3.75	7.01 ± 0.40	2.34 ± 0.51	0.39 ± 0.12	9.73 ± 0.30	7.5/4
	2.00	6.55 ± 0.38	2.80 ± 0.49	0.40 ± 0.12	9.75 ± 0.30	7.6/4
ACCMM		9.13 ± 0.26		0.33 ± 0.10	9.46 ± 0.23	6.0/5

Tabelle C.4: Resultate aus dem Fit an das Leptonspektrum. Alle Werte sind in Prozent angegeben.

C.2.3 Extrapolationsfaktoren

Neben der Möglichkeit der Anpassung theoretischer Spektren können die Zerfallsraten durch Integration über den gemessenen Bereich des Spektrums ermittelt werden. Dabei hat man für den nicht gemessenen Bereich zu korrigieren. Die notwendigen Korrekturfaktoren, wie sie sich aus der Simulation ergeben, sind in Tabelle C.5 angegeben. Aus diesen läßt sich auch ein Extrapolationsfaktor für die Gesamtrate ermitteln, der bei 1.033 ± 0.005 liegt.

Kanal	Δp	$N/N_{\Delta p}$		
		WBS	KS	ISGW
$B \rightarrow D l \nu$	0.5 – 2.6	1.036 ± 0.002	1.029 ± 0.001	1.031 ± 0.001
$B \rightarrow D^* l \nu$	0.5 – 2.6	1.014 ± 0.001	1.013 ± 0.001	1.011 ± 0.001
$B \rightarrow D^{**} l \nu$	0.5 – 2.0			1.081 ± 0.002
$B \rightarrow X_u l \nu$	0.5 – 2.6			1.011 ± 0.001

Tabelle C.5: Extrapolationsfaktoren.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Kopplung der Fermionen an die Eichfelder.	4
1.2	Feynmandiagramm für den semileptonischen Zerfall $B \rightarrow X_q l^+ \nu$	7
1.3	Hadronische Massenverteilung für inklusive semileptonische $b \rightarrow c$ -Zerfälle. . .	10
1.4	Hadronische Massenverteilung für inklusive semileptonische $b \rightarrow u$ -Zerfälle. . .	10
1.5	Leptonimpulsverteilung für inklusive semileptonische $b \rightarrow c$ -Zerfälle.	12
1.6	Leptonimpulsverteilung für inklusive semileptonische $b \rightarrow u$ -Zerfälle.	12
1.7	Feynmandiagramm für den semileptonischen Zerfall $B^+ \rightarrow l^+ \rho^0 \nu$	15
1.8	Darstellung der q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren.	21
1.9	Leptonimpulsverteilung beim Zerfall $B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu$ für verschiedene Modelle. . .	23
2.1	Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ -Resonanzen [39].	25
2.2	Der DORIS-Speicherring.	26
2.3	Der ARGUS-Detektor.	28
2.4	Energieverlust geladener Teilchen in der Hauptdriftkammer.	30
2.5	Massenbestimmung durch die Flugzeitmessung.	31
2.6	Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen im Barrel- und Endcapbereich. . .	38
2.7	Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im Barrel- und Endcapbereich. . . .	38
2.8	Mißidentifikationsrate für Elektronen.	39
2.9	Mißidentifikationsrate für Myonen.	39
3.1	Fehlender Impuls in hadronischer B-Zerfällen	45
3.2	Energie der $D^* l \nu$ -Kombination.	46
3.3	Masse der $D^* l \nu$ -Kombination.	46
3.4	Impulsverteilung von Leptonen aus Simulationsereignissen.	48
3.5	Leptonimpuls bei Ereignissen mit mindestens zwei Leptonen.	48
4.1	Die Verteilung der näherungsweise bestimmten hadronischen Masse für $B \rightarrow D^* l \nu$	50
4.2	Vergleich der \overline{M}_X^2 -Verteilungen für verschiedene Zerfälle (Simulation).	50
4.3	Multiplizität in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen.	52
4.4	Darstellung des 2. Fox-Wolfram-Moments.	53
4.5	Winkel zwischen dem gemessenen Gesamtimpuls und der Strahlachse.	54
4.6	Hadronische Massenverteilung des Untergrundes.	55
4.7	Vergleich der Leptonspektren aus semileptonischen B-Zerfällen und aus Kaskadenzerfällen $b \rightarrow c \rightarrow s$	56
4.8	Die Ergebnisse der Massen Anpassung im Impulsbereich von 0.5 bis 1.7 GeV. . .	57
4.9	Die Ergebnisse der Massen Anpassung im Impulsbereich von 1.7 bis 2.6 GeV. . .	58
4.10	Gesehener Gesamtimpuls für Ereignisse ohne Leptonen.	61
4.11	Ergebnisse für die Leptonspektren im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen. .	64

4.12	Gemessenes Impulsspektrum für Leptonen aus semileptonischen B-Zerfällen.	65
5.1	Kinematik semileptonischer B-Zerfälle.	67
5.2	Totaler fehlender Impuls im Ereignis.	71
5.3	Winkel zwischen den Thrustachsen des $l^+\pi^+\pi^-$ -Kandidaten und den restlichen Teilchen im Ereignis.	71
5.4	Cosinus des Winkels zwischen dem Impuls des $l^+\pi^+\pi^-$ -Systems und dem B^+ -Meson.	72
5.5	Fehlende Masse des zweiten B-Zerfalls.	72
5.6	Gesamtimpuls der nachgewiesenen Teilchen eines B^+ -Mesons.	73
5.7	χ^2 -Verteilung für die Messung des B-Impulses.	75
5.8	$l^+\pi^+\pi^-\nu$ -Energie bei $\Upsilon(4S)$ -Daten und einer Simulation für den gesuchten Zerfall.	75
5.9	Dalitzplot für den Zerfall $B \rightarrow \pi\pi l\nu$	76
5.10	$\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung der $\Upsilon(4S)$ -Daten mit einem Lepton.	76
5.11	Winkel zwischen den beiden Leptonen.	77
5.12	Gesehene hadronische Masse des zweiten B-Zerfalls.	78
5.13	$\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung der $\Upsilon(4S)$ -Daten mit zwei Leptonen.	78
5.14	$\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung des Gesamtsamples der $\Upsilon(4S)$ -Daten.	79
5.15	Hadronische Massenverteilungen.	80
5.16	$\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung für semileptonische $b \rightarrow c$ -Zerfälle.	82
5.17	$\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung für $b \rightarrow u$ -Ereignisse.	82
5.18	Ergebnis der Anpassung an die $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung.	83
5.19	Rückstoßmassenverteilungen.	86
6.1	Vergleich der Messungen des inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnisses.	89
6.2	$\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung der CLEO-Analyse für Leptonimpulse oberhalb von 2 GeV.	92
6.3	Vergleich der Werte für $ V_{cb} $ aus verschiedenen Messungen.	94
6.4	Vergleich der Werte für $ V_{ub}/V_{cb} $ aus verschiedenen Messungen.	94
6.5	Vergleich der CKM-Matrixelemente mit theoretischen Vorhersagen.	98
7.1	Feynmandiagramme für die Produktion von s-Quarks in Zerfällen eines b-Quarks.	100
7.2	Energiespektrum des s-Quarks aus Pinguinzerfällen.	101
7.3	Impulsabhängige Zerfallswahrscheinlichkeit für geladene Kaonen und geladene Pionen.	102
7.4	Ereignis mit einem Zerfall eines geladenen Kaons.	104
7.5	χ^2 -Verteilung für gefundene Vertizes.	106
7.6	Impulsverteilung der Kaonkandidaten.	106
7.7	$(p_K - p_2)^2$ -Verteilungen.	107
7.8	Impulsverteilung der Kaonkandidaten nach Untergrundsubtraktion.	109
7.9	Nachweiswahrscheinlichkeit für Kaonen.	109
7.10	Zahl der Driftkammerdrähte pro Spur.	111
7.11	Der Winkel zwischen Kaon und geladenem Zerfallsteilchen im Kaonruhesystem. Impulsdifferenz der beiden Spuren geteilt durch den Meßfehler.	113
7.12	Gemessenes Impulsspektrum geladener Kaonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen.	116

Tabellenverzeichnis

1.1	Vorhersagen für die inklusiven Raten semileptonischer Zerfälle.	8
1.2	Formfaktoren für den Zerfall $B^0 \rightarrow \rho^- e^+ \nu$	16
1.3	Formfaktoren für das KMMS-Modell.	20
1.4	Modellvorhersagen für die totalen Breiten des Zerfalls $B^0 \rightarrow \rho^- l^+ \nu$	21
2.1	Erzeugung von B-Mesonen bei verschiedenen Prozessen [47].	26
2.2	Integrierte Luminositäten für verschiedene Betriebsperioden und Energien.	29
2.3	Radiale Materialverteilung im ARGUS-Detektor.	33
2.4	Mißidentifikationsraten	40
6.1	Vergleich der Ergebnisse mit anderen Messungen.	88
6.2	Werte für $ V_{cb} $ aus der hier durchgeführten Messung.	93
6.3	$ V_{ub}/V_{cb} $ aus der Messung von $B^+ \rightarrow \rho^0 l^+ \nu$ und $B \rightarrow X_u l \nu$	95
6.4	Theoretische Vorhersagen für die CKM-Matrixelemente.	97
7.1	Übergangswahrscheinlichkeiten für Quarkzerfälle.	100
7.2	Zusammenstellung der systematischen Fehler.	114
7.3	Gemessenes Impulsspektrum der Kaonen.	115
7.4	Vergleich von ARGUS-Messungen der Kaonproduktion in B-Zerfällen.	115
A.1	Zusammenhang zwischen Formfaktoren.	121
B.1	Semileptonische Verzweigungsverhältnisse in der MOPEK-Simulation. Zerfälle mit Myonen haben die gleichen Verzweigungsverhältnisse wie Zerfälle mit Elektronen.	125
B.2	Hadronische Verzweigungsverhältnisse in der MOPEK-Simulation ohne baryonische Zerfälle.	126
C.1	Systematische Fehler der Anpassung an die Massenspektren.	128
C.2	Die korrigierten Leptonraten.	129
C.3	Ergebnisse für die Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle $B \rightarrow (D, D^*) l \nu$, $B \rightarrow D^{**} l \nu$ und $B \rightarrow X_u l \nu$	130
C.4	Resultate aus dem Fit an das Leptonspektrum. Alle Werte sind in Prozent angegeben.	131
C.5	Extrapolationsfaktoren.	132

Literaturverzeichnis

- [1] N. Cabibbo; Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
M Kobayashi, T. Maskawa; Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [2] R. Fulton *et al.* (CLEO Collaboration); Phys. Rev. Lett. **64** (1990) 16.
- [3] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration); Phys. Lett. **B 234** (1990) 409.
- [4] Für eine Beschreibung des Standardmodells siehe:
O. Nachtmann; *Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte*,
Vieweg Braunschweig/Wiesbaden (1986).
- [5] Particle Data Group; Phys. Rev. **D45** (1992).
- [6] L. Wolfenstein; Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [7] D. Atwood, W. J. Marciano; Phys. Rev. **D41**, (1990) 1736.
- [8] G. Altarelli, N. Cabibbo, G. Corbò, L. Maiani, G. Martinelli; Nucl. Phys. **B208** (1982) 365.
- [9] V. Barger, C.S. Kim, R.J.N. Phillips; Phys. Lett. **B 235** (1990) 187.
V. Barger, C.S. Kim, R.J.N. Phillips; Phys. Lett. **B 251** (1990) 629.
- [10] A. Bareiß, E.A. Paschos; Nucl. Phys. **B327** (1989) 353.
A. Bareiß; Z. Phys. **C53** (1992) 311.
- [11] C. Peterson, D. Schlatter, J. Schmitt, P.M. Zerwas; Phys. Rev. **D27** (1983) 105.
- [12] A.V. Dobrovolskaya, A.B. Kaidalov, K.A.Ter-Martirosyan, V.R. Zoller; Phys. Lett. **229** (1989) 293.
A.V. Dobrovolskaya, K.A.Ter-Martirosyan, V.R. Zoller; ITEP-164-89.
- [13] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration); Z. Phys. **C48** (1990) 543.
- [14] A. Hölscher; Doktorarbeit, Universität Heidelberg, DESY F15-90-06 (1990).
- [15] M.K. Gaillard, B.W. Lee, J.R. Rosner; Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 277.
- [16] N. Isgur, D. Scora, B. Grinstein, M. Wise; Phys. Rev. **D39** (1989) 799.
- [17] C. Ramirez, J.F. Donoghue, G. Burdman; Phys. Rev. **D41** (1990) 1496.
- [18] J.D. Bjorken, I. Dunietz, J.Taron; Nucl. Phys. **B371** (1992) 111.
- [19] M.B. Voloshin, M.A. Shifman; Sov. J. Nucl. Phys. **47** (1988) 3.
- [20] H. Leutwyler, M. Roos; Z. Phys. **C25** (1984) 91.
- [21] J.G. Körner, G.A. Schuler; Z. Phys. **C46** (1990) 93.
- [22] M. Wirbel, B. Stech, M. Bauer; Z. Phys. **C29** (1985) 637.
Die zitierten Werte beziehen sich auf $\omega = 0.4$.
- [23] V. de Alfaro, S. Fubini, G. Furlan, C. Rossetti; *Currents in Hadron Physics*, North-Holland (1973).
- [24] C.A. Dominguez, N. Paver; Z. Phys. **C41** (1988) 217.

- [25] S. Godfrey, N. Isgur; *Phys. Rev.* **D32** (1985) 189.
- [26] M. Bauer, M. Wirbel; *Z. Phys.* **C42** (1989) 671.
- [27] J.G. Körner, G.A. Schuler; *Z. Phys.* **C38** (1988) 511,
ERRATUM *Z. Phys.* **C41** (1989) 41.
- [28] S.J. Brodsky, G.P. Lepage; *Phys. Rev.* **D22** (1980) 2157.
- [29] K. Hagiwara, A.D. Martin, M.F. Wade; *Nucl. Phys.* **B327** (1989) 569.
- [30] J.M. Cline, G. Kramer, W.F. Palmer; *Phys. Rev.* **D40** (1989) 793.
- [31] G. Kramer, W.F. Palmer; *Phys. Rev.* **D42** (1990) 85.
- [32] N. Isgur, M.B. Wise; *Phys. Lett.* **B232** (1989) 113; *Phys. Lett.* **B237** (1990) 527.
- [33] M.B. Wise; CALT-68-1654 (1990).
- [34] N. Isgur, M.B. Wise; *Phys. Rev.* **D42** (1990) 2388.
- [35] N. Isgur; *Phys. Rev.* **D43** (1991) 810.
- [36] J.C. Anjos *et al.* (E691 Collaboration); *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2630.
- [37] G. Kramer, T. Mannel, G.A. Schuler; *Z. Phys.* **C51** (1991) 649.
- [38] P. Manakos, T. Mannel; *Z. Phys.* **C52** (1991) 659.
- [39] B. Gittelman, S. Stone; in *High Energy Electron Positron Physics*, World Scientific, Singapore (1988).
- [40] S. Behrends *et al.* (CLEO Collaboration); Contributed paper to the XXIII International Conference on High Energy Physics, Berkeley (1986).
- [41] I.P.J. Shipsey (CLEO Collaboration); PU-91-654 (1991); Proceedings of Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste, La Thuile (1991).
- [42] J. Alexander *et al.* (CLEO Collaboration); *Phys. Rev. Lett.* **64**, (1990) 2226.
H. Schröder (ARGUS Collaboration); Proceedings of the XXV International Conference on High Energy Physics, Singapore (1990).
- [43] D. Perticone (CLEO Collaboration); Proceedings of 4th International Symposium on Heavy Flavour Physics, Orsay (1991).
- [44] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration); *Z. Phys.* **C54** (1992) 1.
C. Bebek *et al.* (CLEO Collaboration); *Phys. Rev.* **D36**, (1987) 1289.
D. Bortoletto *et al.* (CLEO Collaboration); *Phys. Rev.* **D45**, (1992) 21.
- [45] N. Byers, E. Eichten; *Phys. Rev.* **D42**, (1990) 3885.
- [46] D. Decamp *et al.* (ALEPH Collaboration); *Phys. Lett.* **B 236** (1991) 236.
B. Adeva *et al.* (L3 Collaboration); *Phys. Lett.* **B 252** (1990) 703.
M. Jimack *et al.* (OPAL Collaboration); OPAL Physics Note PN-037 (1991).
- [47] Particle Data Group; *Phys. Lett.* **B 239** (1990).
H. Schröder; DESY 88-101 (1988).
R. J. Van Kooten; OPAL Conference Report CR038 (1991).
A.R. Baden; FERMILAB-Conf-90/255-E-REV (1990).
A. Ali *et al.*; Proceedings of the HERA Workshop, Vol. 1, Hamburg (1987) 395.
- [48] H. Neseemann *et al.*; DESY M-80-09 (1980).
H. Neseemann; in Proc. of the Int. Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons, Heidelberg 1986, S. 199.
K. Wille; DESY 81-0047 (1981).

- [49] D.P. Barber *et al.*; Phys. Lett **B135** (1984) 498.
B.H. Wiik, G. Wolf; *Electron Positron Interactions*, Springer-Verlag Berlin 1979.
- [50] H. Albrecht *et al.* ARGUS Kollaboration; Nucl. Instr. and Meth. **A 275** (1989) 1.
- [51] E. Michel *et.*; Nucl. Instrum. Meth. **A283** (1989) 544.
- [52] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration); Phys. Lett. **B 246** (1990) 278.
- [53] A. Nippe; Doktorarbeit, Universität Hamburg, DESY F15-90-05 (1990).
- [54] O. Mai; Diplomarbeit, Universität Hamburg, DESY F15-91-05 (1991).
- [55] C. Hast; Diplomarbeit, Universität Dortmund (1988).
- [56] T. Ruf; *Description of a B meson decay generator program*, unpublished.
T. Ruf; *A Monte Carlo Program to simulate semileptonic B and D Decays*, unpublished.
- [57] H. Gennow; DESY Internal Report F15-85-02 (1985).
- [58] R. Brun *et al.*; CERN-DD/78/2 (1978).
- [59] G.C. Fox, S. Wolfram; Phys. Lett. **B 82** (1979) 134.
- [60] S. Stone ; in *B Decays*, World Scientific, Singapore (1992).
- [61] H. Albrecht *et al.* ARGUS (Collaboration); DESY 92-029 (1992).
- [62] R. Fulton *et al.* (CLEO Collaboration); Phys. Rev. **D43** (1991) 651.
- [63] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration); DESY 92-146 (1992).
- [64] S. Henderson *et al.* (CLEO Collaboration); Phys. Rev. **D45** (1992) 2212.
- [65] CLEO Collaboration; *Search for Exclusive Charmless Semileptonic Decays of B Mesons*, Contributed paper to the XXVI International Conference on High Energy Physics, Dallas (1992).
- [66] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration); Phys. Lett. **B 255** (1991) 297.
- [67] P. Drell; *Weak Decays, Rare Decays, Mixing, CP Violation*, Plenarvortrag auf der XXVI International Conference on High Energy Physics, Dallas (1992).
- [68] H. Albrecht *et al.* (ARGUS Collaboration); Phys. Lett. **B 249** (1990) 359.
- [69] Y. Zaitsev; Vortrag auf der XXVI International Conference on High Energy Physics, Dallas (1992).
- [70] C. Yanagisawa *et al.* (CUSB II Collaboration); Phys. Rev. Lett. **66** (1991) 2436.
- [71] K. Wachs *et al.* (Crystal Ball Collaboration); Z. Phys. **C42** (1989) 33.
- [72] A. Chen *et al.* (CLEO Collaboration); Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1084.
- [73] C. Klopfenstein *et al.* (CUSB Collaboration); Phys. Lett. **130B** (1983) 444.
- [74] T. Sjöstrand; Int. J. of Mod. Phys. **A 3** (1988) 751.
- [75] P.D. Acton *et al.* (OPAL Collaboration); Phys. Lett. **B 281** (1992) 394, CERN-PPE/92-144 (1992).
- [76] M.B. Voloshin, M.A. Shifman; Sov. Phys. JETP **64** (1986) 4.
- [77] R. Clare; *The b-Quark Semileptonic Branching Ratio at LEP*, Vortrag auf der XXVI International Conference on High Energy Physics, Dallas (1992).
- [78] P. Colangelo, G. Nardulli, A.A. Ovchinnikov, N. Paver; Phys. Lett. **B 269** (1991) 201.
- [79] C.L.Y. Lee, M. LU, M.B. Wise; CALT-68-1771 (1992).
- [80] T.-M. Yan, H.-Y. Cheng, C.-Y. Cheung, G.-L. Lin, Y.C. Lin, H.-L. Yu; Phys. Rev. **D46** (1992) 1148.

- [81] M. Schmidtler, K.R. Schubert; Z. Phys. C 53 (1992) 347.
G. R. Harris, J. L. Rosner; Phys. Rev. D45 (1992) 946.
- [82] M. Schäfer; Doktorarbeit, Universität Hamburg, DESY F15-91-02 (1991).
- [83] H. Fritzsch ; Nucl. Phys. B155 (1979) 189.
- [84] H. Georgi, C.Jarlskog; Phys. Lett. 86B (1979) 297.
X.-G. He, W.-S. Hou; Phys. Rev. D41 (1990) 1517.
- [85] S. Dimopoulos, L.J. Hall, S. Raby; Phys. Rev. Lett 68 (1992) 1984; Phys. Rev. Lett D45 (1992) 4192.
- [86] J. L. Rosner, M. Worah; Phys. Rev. D46 (1992) 1131.
- [87] J. Gasser, H. Leutwyler; Phys. Rep. 87 (1982) 77.
- [88] D. Schaile (OPAL Collaboration); Vortrag beim Ringberg Workshop on High Energies in e^+e^- Collisions, Rottach-Egern (1991).
Y. Nir; Nucl. Phys. B306 (1988) 14.
- [89] R. Rückl; Habilitationsschrift, Universität München (1983), unveröffentlicht.
- [90] W.-S. Hou; *Loop Induced Rare B Decays: Standard Model and Beyond*, Proceedings of the XXIV International Conference on High Energy Physics, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg 1989.
- [91] W.-S. Hou; Nucl. Phys. B308 (1988) 561.
- [92] W. Funk; Doktorarbeit, Universität Heidelberg, IHEP-HD/91-06 (1991).
- [93] H.I. Cronström; Doktorarbeit, Universität Lund, ISBN-91-628-0454-5 (1991).
- [94] M.S. Alam *et al.* (CLEO Collaboration); Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1814.
- [95] W.-S. Hou, R.S. Willey; Nucl. Phys. B326 (1989) 54.
- [96] R.U. Sexl, H.K. Urbantke; *Relativität Gruppen Teilchen*, Springer-Verlag Wien, New York 1982.
- [97] E.U. Condon, G.H. Shortley; *The theory of atomic spectra*, Cambridge University, London 1935.
A. Bohr, B.R. Mottelson; *Nuclear structure I*, Benjamin, New York 1969.
- [98] C. Bacci *et al.* , Phys. Lett. 86B 234.
- [99] M. Bauer, B. Stech, M. Wirbel; Z. Phys. C34 (1987) 103.

Danksagung

Das freundliche Klima bei ARGUS ermöglichte ein angenehmes Zusammenarbeiten mit den Gruppenmitgliedern. So war immer ein Gesprächspartner zu finden, der mit Rat bei Problemen helfen konnte. Danken möchte ich nicht nur denen, die ich persönlich kennenlernte, sondern auch denen, die die Planung und den Aufbau des Experiments vorgenommen haben.

Besonders freue ich mich, Herrn Prof. Schmidt-Parzefall als Betreuer meiner Arbeit gehabt zu haben. Unter anderem verdanke ich ihm viele interessante Diskussionen über die Zukunft der B-Physik und daß ich das ARGUS-Experiment nicht nur aus der Sicht meines Arbeitsgebietes kennengelernt habe. An dieser Stelle sei auch Herrn Prof. Heinzelmann gedankt, der die Betreuung zu Beginn der Arbeit übernommen hatte. Die Ideen und das Urteil von Herrn Dr. Schröder haben, wie viele andere Analysen bei ARGUS, auch meine Arbeit beeinflusst. So geht die Methode zur Bestimmung der hadronischen Masse bei der Untersuchung des Leptonenspektrums auf eine von ihm durchgeführte Analyse zurück.

Meinen Doktorandenvorgängern Reiner Gläser, Gernot Harder, Andreas Krüger, Alex Nippe, Felix Sefkow und Marion Schäfer danke ich für die Hilfe während meiner Einarbeitungszeit. Viele meiner Fragen über den Detektor und die Analysesoftware wären wohl unbeantwortet geblieben, hätten die Herren Albrecht, Michel, Herbert Kapitza, Klaus Reim und Klaus Strahl nicht die Zeit aufgebracht, mir zu helfen.

Eine besondere Freude war es, in der Gruppe der Universität Hamburg zu arbeiten. Trotz oder wegen unserer räumlichen Trennung von den übrigen ARGUS-Mitgliedern hat sich eine besonders freundschaftliche Zusammenarbeit entwickelt. Ich danke Angela, Hartmut, Kirsten, Olaf, Oliver, Rainer, Reinhard, Robert und Rüdiger für die schöne Zeit, die wir auch neben der Arbeit bei den gemeinsamen Ausflügen, dem Grillen, in den Restaurants und Kneipen, beim Schwimmen, Squash, Schach usw. hatten. Gedankt sei auch Manfred, der mich auf dem Tennisplatz das Laufen lehrte.

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. 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
- M. Bittner, P. Eckstein
Institut für Kern- und Teilchenphysik³, Technische Universität Dresden, Germany
- M. Paulini, K. Reim, H. Wegener
Physikalisches Institut⁴, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany
- R. Mundt, T. Oest, R. Reiner, W. Schmidt-Parzefall
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany
- W. Funk, 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
Maz-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany
- D. I. Britton⁶, C. E. K. Charlesworth⁷, K. W. Edwards⁸, E. R. F. Hyatt⁶, H. Kapitza⁸, 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
- D. Reßing, M. Schmidtler, M. Schneider, K. R. Schubert, K. Strahl, R. Waldi, 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. Chechelnsky, M. Danilov, A. Drutskoy, Yu. Gershtein, A. Golutvin,
G. Kostina, D. Litvintsev, V. Lubimov, P. Pakhlov, F. Ratnikov, S. Semenov, A. Snizhko,
V. Soloshenko, I. Tichomirov, Yu. Zaitsev
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

¹ DESY, IfH Zeuthen

² Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054DO51P.

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 054KA17P.

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

