

Interner Bericht
DESY F15-89-02
August 1989

Messung des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$
mit dem Detektor ARGUS

von

Reiner Gläser

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		library
Zugang:	14. SEP. 1989	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Tage
Loan period:		days

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”

Messung des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}_l$
mit dem Detektor ARGUS

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Reiner Gläser
aus Martfeld

Hamburg
1989

Gutachter der Dissertation:

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

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Prof. Dr. J.K. Bienlein

Datum der Disputation:

28. 7. 1989

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. H. Wendker

Abstract

Using the ARGUS detector at the e^+e^- storage ring DORIS II we have measured the decay $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$, where l^- is an electron or muon. The B^0 mesons were produced in 96000 $\Upsilon(4S)$ decays. With about 70 reconstructed decays $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ we obtain a branching ratio $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}) = BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\mu^-\bar{\nu}) = (6.5 \pm 1.0 \pm 1.6)\%$, where electron-muon universality has been assumed.

The relatively large number of reconstructed \bar{B}^0 mesons allowed a detailed investigation of the decay properties in the reaction $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$. By measuring the average polarization of D^{*+} mesons originating from decays $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$, we deduce the ratio of the longitudinal to transverse helicity components in the decay width. The result is $\Gamma_L/\Gamma_T = 0.85 \pm 0.45$. The importance of the transverse helicity components is also manifested in the lepton and q^2 spectra, which have been measured over a large region of phase space.

The investigations of exclusive semileptonic B decays allow the determination of the Kobayashi-Maskawa matrix element $|V_{cb}|$ with relatively small model dependence. Using the measured values for $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu})$, Γ_L/Γ_T and the average B hadron lifetime, we obtain $|V_{cb}| = 0.050_{-0.011}^{+0.010} \pm 0.004$, where the first error includes the experimental uncertainties and the second error is due to model assumptions.

Zusammenfassung

Unter Verwendung von Daten, die mit dem Detektor ARGUS am e^+e^- -Speicherring DORIS II aufgezeichnet wurden, ist der exklusive semileptonische Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ gemessen worden, wobei l^- ein Elektron oder Myon bezeichnet. Die B^0 -Mesonen wurden in 96000 Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz produziert. Bei einer Anzahl von etwa 70 rekonstruierten Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ ergibt sich unter Annahme von Elektron-Myon-Universalität ein Verzweigungsverhältnis von $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}) = BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\mu^-\bar{\nu}) = (6.5 \pm 1.0 \pm 1.6)\%$.

Die vergleichsweise hohe Zahl rekonstruierter \bar{B}^0 -Mesonen erlaubte eine detaillierte Untersuchung der Zerfalleigenschaften der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$. Aus der Messung der mittleren D^{*+} -Polarisation wurde das Verhältnis Γ_L/Γ_T der longitudinalen zu den transversalen Helizitätskomponenten in der Zerfallsbreite bestimmt. Das Ergebnis lautet: $\Gamma_L/\Gamma_T = 0.85 \pm 0.45$. Das Verhältnis der Helizitätsanteile beeinflusst u.a. die Form des Lepton- und q^2 -Spektrums. Beide Verteilungen wurden in einem weiten Bereich des verfügbaren Phasenraumes gemessen. Die Spektren zeigen einen harten Verlauf, wie er für das gemessene Verhältnis Γ_L/Γ_T erwartet wird.

Aus der Untersuchung exklusiver semileptonischer B -Zerfälle kann das Kobayashi-Maskawa-Matrixelement $|V_{cb}|$ ohne nennenswerte Unsicherheiten aufgrund von Modellannahmen bestimmt werden. Unter Verwendung der Resultate für $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu})$, Γ_L/Γ_T und der mittleren B -Hadron-Lebensdauer erhält man: $|V_{cb}| = 0.050_{-0.011}^{+0.010} \pm 0.004$. Der erste Fehler folgt aus experimentellen Unsicherheiten, während der zweite Fehler die Unsicherheit aufgrund von Modellannahmen wiedergibt.

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Abbildungen	v
Verzeichnis der Tabellen	vii
Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	3
1.1 Produktion und Zerfälle von B -Mesonen	3
1.1.1 Das Standardmodell	3
1.1.2 Erzeugung von B -Mesonen aus Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz	7
1.1.3 B -Meson-Zerfälle	9
1.2 Exklusive semileptonische B -Zerfälle	13
1.2.1 Nichtrelativistische Quarkmodelle	16
1.2.2 Relativistische Modelle gebundener Quarksysteme	18
1.2.3 Vergleich der Modelle	19
2 Das Experiment	23
2.1 Der e^+e^- -Speicherring DORIS II	23
2.2 Der Detektor ARGUS	24
2.3 Das Triggersystem	28
2.4 Die Datenaufbereitung	30
2.4.1 Die Ereignisrekonstruktion	30
2.4.2 Die Selektion von Multi-Hadron-Ereignissen	32
2.4.3 Das Monte-Carlo-Programm	33
2.5 Die Datenmenge	34
2.5.1 Bestimmung der Luminosität	34
2.5.2 Die Anzahl von erzeugten B -Mesonen	35
2.6 Identifizierung geladener Teilchen	36
2.6.1 Teilchenidentifikation durch dE/dx - und Flugzeitmessung	36
2.6.2 Die Leptonidentifikation	38
3 Der Nachweis des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	40
3.1 Die Nachweismethode	40
3.1.1 Eine Näherung für die effektive Neutrinomasse	40
3.1.2 Test der Methode durch Monte-Carlo-Simulation	42
3.2 Rekonstruktion von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen	45
3.2.1 Allgemeine Spurkriterien	45
3.2.2 Die Leptonselektion	46
3.2.3 Rekonstruktion von D^{*+} -Mesonen	47
3.2.4 $D^{*+}l^-$ -Kombinationen	52
3.3 Untergrundbeiträge	54
3.3.1 Kontinuumsereignisse	55
3.3.2 Unkorrelierte $D^{*+}l^-$ -Paare aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen	57
3.3.3 Mißidentifizierte $D^{*+}l^-$ -Kombinationen	62
3.3.4 $D^{*+}l^-$ -Erzeugung aus der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu} X$	64
3.4 Die Anzahl von $D^{*+}l^-$ -Paaren aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	70
3.4.1 Zusammenstellung der Untergrundbeiträge und Subtraktion	70
3.4.2 Anpassungsrechnung an die M_X^2 -Verteilung	71
3.4.3 Obere Grenze für die Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu} X$	72
4 Das Lepton- und D^{*+}-Spektrum der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	75
4.1 Die unkorrigierten Spektren und deren Untergrundanteil	76
4.1.1 Messung der unkorrigierten Verteilungen	76
4.1.2 Der Untergrundanteil im Lepton- und D^{*+} -Spektrum	77
4.2 Bestimmung der Akzeptanzfunktionen	80
4.2.1 Die Elektron- und Myonakzeptanz	81
4.2.2 Die Akzeptanz in $x_E(D^{*+})$	82
4.2.3 Akzeptanzverläufe für $D^{*+}l^-$ -Paare aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	83
4.3 Die korrigierten Spektren in p_{l^-} und $x_E(D^{*+})$ und die q^2 -Verteilung	87
4.3.1 Vergleich der p_{l^-} - und $x_E(D^{*+})$ -Verteilungen mit Modellvorhersagen	87
4.3.2 Die q^2 -Verteilung der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	88
5 Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	93
5.1 Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses	93
5.1.1 Die Anzahl rekonstruierter Ereignisse der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	93
5.1.2 Die Berechnung von $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu})$	95
5.2 Die Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu})$ und das CKM-Matrixelement $ V_{cb} $	96
6 Messung der D^{*+}-Polarisation im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	98
6.1 Grundlagen der Analyse	98
6.2 Messung der Zerfallswinkelverteilung der Reaktion $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$	101
6.2.1 Die unkorrigierte Verteilung in $\cos \theta_{\pi^+}^*$	102
6.2.2 Der Untergrundanteil im $\cos \theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum	104
6.3 Akzeptanzkorrekturen	105
6.3.1 Der Akzeptanzverlauf in $\cos \theta_{\pi^+}^*$	106
6.3.2 Korrekturen durch die Einschränkung des Phasenraumes	108
6.4 Resultate	110
6.4.1 Das korrigierte $\cos \theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum und die Bestimmung von Γ_L/Γ_T	110
6.4.2 Bestimmung von $ V_{cb} $ aus der Messung von Γ_L/Γ_T	112
6.4.3 Vergleich mit semileptonischen D -Zerfällen	112
6.5 Ausblick	113
6.5.1 Die Chiralitätsstruktur des $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ -Überganges	113
6.5.2 Zum Lebensdauerverhältnis τ_{B^+}/τ_{B^0}	114
7 Zusammenfassung der Ergebnisse	115
Namensliste der ARGUS Kollaboration	117
Literaturverzeichnis	118
Danksagung	122

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Υ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$.	8
1.2	Feynman-Diagramm zur Erzeugung und Zerfall der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in ein Paar von B -Mesonen.	9
1.3	Zerfall von \bar{B} -Mesonen im Zuschauer-Modell.	10
1.4	Annihilations- und W -Austausch-Diagramm für B -Zerfälle.	13
1.5	Box-Diagramme für $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen.	13
1.6	Schematische Darstellung des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ mit $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$.	14
1.7	Modellerwartungen zum Leptonspektrum der Reaktionen $\bar{B} \rightarrow D^*(D)l^-\bar{\nu}$.	21
1.8	Modellerwartungen zur q^2 -Verteilung der Reaktionen $\bar{B} \rightarrow D^*(D)l^-\bar{\nu}$.	22
2.1	Der Detektor ARGUS	25
2.2	Der spezifische Energieverlust (dE/dx) geladener Teilchen in der Driftkammer.	37
2.3	Das Massenquadrat geladener Teilchen aus der Flugzeitmessung (ToF).	37
2.4	Likelihood-Verteilungen der Elektron- und Myon-Identifizierung.	39
3.1	Vergleich von MC-Spektren für $p(\text{lepton})$ und $p(D^*)$ mit dem WBS-Modell.	43
3.2	Verteilung von M_{χ}^2 aus Monte-Carlo-Ereignissen für $p(\text{lepton}) > 1 \text{ GeV}/c$.	44
3.3	Breite der M_{χ}^2 -Verteilung in Abhängigkeit vom Schnitt auf $p(\text{lepton})$.	44
3.4	a) MC-Leptonspektren für $B \rightarrow DX$, $D \rightarrow l^+X$ und $B \rightarrow l^+X$. b) Elektronenspektrum aus Kontinuumsereignissen bei $E_{\text{cm}} = 10.5 \text{ GeV}$ (CLEO).	47
3.5	Massenverteilung von $K^-\pi^+$ - und $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ -Kombinationen mit mindestens einem Lepton in jedem Ereignis.	48
3.6	Massenverteilungen von π^+D^0 -Kombinationen mit mindestens einem Lepton l^- im Ereignis.	50
3.7	x_p -Spektrum von D^{*+} -Mesonen bei Anwesenheit eines Leptons l^- . Vergleich von $\Upsilon(4S)$ - und Kontinuumsdaten.	53
3.8	Impulsspektrum von Lepton-Kandidaten bei Anwesenheit von D^{*+} -Mesonen mit $x_p < 0.5$.	53
3.9	M_{χ}^2 -Verteilung von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ und $x_p < 0.5$.	54
3.10	M_{χ}^2 -Verteilungen bei Rekonstruktion der D^0 -Mesonen in $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ und für $D^{*+}e^-$ - und $D^{*+}\mu^-$ -Kombinationen.	55
3.11	a) Massenverteilung von π^+D^0 -Kombinationen aus Kontinuumsereignissen. b) M_{χ}^2 -Spektrum aus Ereignissen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ (Monte-Carlo).	56
3.12	a) M_{χ}^2 -Spektrum von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen mit Leptonen aus Kaskadenzerfällen der B -Mesonen (Monte-Carlo). b) M_{χ}^2 -Spektrum von $D^{*+}l^-$ -Paaren mit primären Leptonen (Monte-Carlo).	60
3.13	M_{χ}^2 -Spektrum von $D^{*+}l^+$ -Kombinationen.	61
3.14	M_{χ}^2 -Spektren von mißidentifizierten D^{*+} - und Lepton-Kandidaten.	63
3.15	M_{χ}^2 -Verteilung von Untergrundbeiträgen aus Kontinuumsereignissen und mißidentifizierten $D^{*+}l^-$ -Kombinationen.	65

3.16	M_{χ}^2 -Verteilungen aus der Reaktion $B^- \rightarrow D^{*0}(2420)l^-\bar{\nu}$, $D^{*0} \rightarrow \pi^-D^{*+}$ (Monte-Carlo).	67
3.17	Invariante Masse von π^-D^{*+} -Paaren aus $\pi^-D^{*+}l^-$ -Kombinationen.	67
3.18	Pionspektrum und M_{χ}^2 -Verteilungen des Zerfalls $\bar{B} \rightarrow D^{*+}\pi l^-\bar{\nu}$ (Monte-Carlo).	69
3.19	Anpassung an das M_{χ}^2 -Spektrum von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen.	73
3.20	Untergrundsubtrahierte M_{χ}^2 -Verteilung.	73
4.1	M_{χ}^2 -Verteilung von $D^{*+}e^-$ -Kombinationen mit $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$.	77
4.2	$M(\pi^+D^0)$ -Spektren für π^+D^0 -Paare aus der \bar{B}^0 -Signalregion in M_{χ}^2 .	78
4.3	Unkorrigierte Leptonspektren von Kandidaten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$.	79
4.4	Unkorrigierte $x_E(D^{*+})$ -Verteilungen von Kandidaten der Reaktionen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}$ ($p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$) und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ ($p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$).	80
4.5	Akzeptanzverlauf für Elektronen und Myonen (Monte-Carlo).	82
4.6	Pionspektren aus der Zerfallskette $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$, $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$ und Akzeptanz von Pionen (Monte-Carlo).	83
4.7	Akzeptanzverlauf in $x_E(D^{*+})$.	84
4.8	Skalierte Energie $x_E(D^{*+})$ gegen p_{l^-} in Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ (Monte-Carlo).	84
4.9	Akzeptanzfunktion von Leptonen aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$.	86
4.10	Akzeptanzverlauf von $x_E(D^{*+})$ in Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$.	86
4.11	Leptonspektrum des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ und Vergleich mit Modellvorhersagen.	89
4.12	$x_E(D^{*+})$ -Spektren der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ und Vergleich mit Modellvorhersagen.	90
4.13	q^2 der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}$ gegen $x_E(D^{*+})$ (Monte-Carlo).	92
4.14	q^2 -Verteilung der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}$.	92
5.1	Anpassung an das M_{χ}^2 -Spektrum von $D^{*+}l^-$ -Paaren bei Selektion von $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$.	94
6.1	Schematische Darstellung der Helizitätskonfiguration im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$.	99
6.2	Polarisationsgrad α der D^* -Mesonen gegen den Schnitt auf die Leptonenergie.	102
6.3	Unkorrigierte $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilungen.	103
6.4	Untergrundanteile im $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum.	105
6.5	$\cos\theta_{\pi^+}^*$ im Laborsystem gegen $\cos\theta_{\pi^+}^*$ im \bar{B}^0 -Ruhesystem (Monte-Carlo).	106
6.6	$\cos\theta_{\pi^+}^*$ gegen den Impuls des Pions aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$ (Monte-Carlo).	107
6.7	Akzeptanz in $\cos\theta_{\pi^+}^*$ von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$.	107
6.8	Wahrer Polarisationsgrad α gegen beobachteten Wert von α (Monte-Carlo-Studie).	109
6.9	Akzeptanzkorrigierte $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$.	111

Tabellenverzeichnis

1.1 Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen.	4
1.2 Die gemessenen Massen und Breiten der $\Upsilon(nS)$ - Zustände.	8
1.3 Die Massen von B^0 - und B^+ - Mesonen.	9
1.4 Vergleich von Modellvorhersagen zu exklusiven semileptonischen B - Zerfällen.	19
2.1 Integrierte Luminositäten im Kontinuum und auf der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz.	35
3.1 Reduktion des kombinatorischen Untergrundes und der Nachweiswahrscheinlichkeit von D^{*+} - Mesonen durch $P(\chi^2_{\text{tot}}, \nu)$ - Anforderungen.	52
3.2 Produktverzweigungsverhältnisse für Leptonen aus Kaskadenzerfällen.	58
3.3 Akzeptanzfaktoren von Leptonimpulsschnitten für sekundäre und primäre Leptonen.	59
3.4 Obere Grenzen für die Anzahl von Ereignissen aus der Reaktion $B^- \rightarrow D^{*0}(2420)l^- \bar{\nu}, D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}$	68
3.5 Untergrundbeiträge zu $D^{*+}l^-$ - Kombinationen.	70
3.6 Anzahl von $D^{*+}l^-$ - Paaren aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	71
4.1 Akzeptanzen von $D^{*+}l^-$ - Paaren aus der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	87
5.1 Beiträge zum systematischen Fehler auf $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu})$	96
5.2 Vergleich von $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu})$ mit Modellvorhersagen.	97
6.1 Vergleich von Γ_2/Γ_T mit Modellvorhersagen für die Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$	111

Einleitung

Die Aufgabe der Elementarteilchenphysik ist die Erforschung der Grundbausteine der Materie und der zwischen ihnen wirkenden Kräfte. Einen wesentlichen Schritt zu einer einheitlichen Beschreibung der experimentellen Beobachtungen stellt das *Standardmodell* dar. Im Rahmen dieser Theorie bilden 6 Leptonen und 6 Quarks die fundamentalen Materiebausteine, wobei das sechste Quark (*top* - Quark) bislang nicht direkt nachgewiesen wurde. Zur Beschreibung der Eigenschaften dieser Elementarteilchen werden im Standardmodell 18 Parameter benötigt, die experimentell bestimmt werden müssen. Durch die Untersuchung des schwersten derzeit bekannten Quarks, des *b* - oder *bottom* - Quarks, können einige dieser Parameter gemessen werden.

Die Eigenschaften von *b* - Quarks werden u.a. am Elektron-Positron - Speicherring DORIS II mit dem Detektor ARGUS erforscht. Dort werden in e^+e^- - Vernichtungsreaktionen gebundene Zustände von $b\bar{b}$ - Paaren, die Υ - Resonanzen, erzeugt. Der dritte radial angeregte Zustand ist die $\Upsilon(4S)$ - Resonanz, die in ein Paar von neutralen oder geladenen *B*- Mesonen zerfällt. Diese *B*- Mesonen sind aus dem schweren \bar{b} - Quark und einem weiteren leichten *d*- bzw. *u* - Quark aufgebaut.

Das Studium von *B* - Zerfällen erlaubt insbesondere die Bestimmung der schwachen Kopplungen von *b* - Quarks an die leichteren *c* - bzw. *u* - Quarks ($|V_{cb}|$ bzw. $|V_{ub}|$). Bisherige Resultate für $|V_{cb}|$ und das Verhältnis $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ wurden dabei aus Untersuchungen am inklusiven Leptonenspektrum semileptonischer *B* - Zerfälle, $\bar{B} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l X$, gewonnen. Diese Ergebnisse sind allerdings stark von Modellannahmen über die Beiträge verschiedener Mesonen zum hadronischen Endzustand *X* ($X = D^*, D, \rho, \pi, \dots$) und theoretischen Annahmen über den Einfluß der starken Wechselwirkung bei der Erzeugung dieser Mesonen abhängig.

Um ein fundierteres Verständnis der Zerfalleigenschaften von *B* - Mesonen zu erlangen, ist demnach die Messung von exklusiven semileptonischen *B* - Zerfällen erforderlich. Hierbei wird der hadronische Endzustand mit zur Rekonstruktion herangezogen, wodurch die Quarkzusammensetzung der zerfallenen *B* - Mesonen eindeutig bekannt ist.

Die Messung exklusiver semileptonischer *B* - Zerfälle erlaubt die Bestimmung der Kobayashi-Maskawa - Matrixelemente $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$, wobei insbesondere Untersuchungen der Reaktionen $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}_l$ bzw. $\bar{B} \rightarrow D^+l^- \bar{\nu}_l$ die Ermittlung von $|V_{cb}|$ ohne nennenswerte Unsicherheiten aufgrund von Modellannahmen ermöglichen.

Durch Messung verschiedener exklusiver semileptonischer Zerfälle von B^0 - und B^+ - Mesonen könnten weiterhin das Lebensdauerverhältnis geladener und neutraler *B* - Mesonen (τ_{B^+}/τ_{B^0}) bestimmt werden und Aufschlüsse über die Beiträge verschiedener Resonanzen zu dem hadronischen Endzustand *X* des inklusiven Prozesses $\bar{B} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l X$ gewonnen werden.

Außerdem liefern Untersuchungen an exklusiven semileptonischen *B* - Zerfällen ein besseres Verständnis des Einflusses der starken Wechselwirkung beim schwachen Zerfall der *B* - Mesonen. Von besonderer Bedeutung ist hierbei die Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}_l$, die aufgrund der Struktur des mesonischen $B \rightarrow D^*$ - Überganges und ihres erwarteten hohen Verzweigungsverhältnisses die Überprüfung von theoretischen Modellen zur Beschreibung semileptonischer *B* - Zerfälle

ermöglicht. Dies führt u.a. zu einer Verringerung der Modell- Unsicherheiten bei der Bestimmung von $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ aus dem inklusiven Leptonspektrum.

In der vorliegenden Arbeit wird die erstmalige Messung eines exklusiven semileptonischen B - Zerfalls im Kanal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ und eine detaillierte Untersuchung der Zerfalleigenschaften vorgestellt. Die Arbeit gliedert sich wie folgt :

Im ersten Kapitel werden die Grundzüge des Standardmodells und die theoretische Beschreibung exklusiver semileptonischer B - Zerfälle behandelt. Der Detektor ARGUS und seine Fähigkeiten zur Erkennung geladener Teilchen, insbesondere von Elektronen und Myonen, wird im zweiten Kapitel beschrieben.

Die zur Rekonstruktion exklusiver semileptonischer Endzustände entwickelte Nachweismethode wird im dritten Kapitel vorgestellt. Es wird gezeigt, daß dieses Verfahren in Verbindung mit geeigneten Auswahlkriterien an die Leptonen und D^{*+} - Mesonen eine effiziente Identifizierung von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ bei geringem Untergrundbeitrag ermöglicht.

Im vierten Kapitel wird die Messung des Lepton- und D^{*+} - Spektrums behandelt. Aus dem Energiespektrum der D^{*+} - Mesonen wird die q^2 - Verteilung des Zerfalls ermittelt. Durch Vergleich der gemessenen Spektren mit Erwartungen theoretischer Modelle können qualitative Aussagen über die Anwendbarkeit dieser Modelle zur Beschreibung exklusiver semileptonischer B - Zerfälle gewonnen werden.

Aus der Anzahl beobachteter Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ wird im fünften Kapitel das Verzweigungsverhältnis dieser Reaktion bestimmt.

Im sechsten Kapitel wird die Messung der mittleren Polarisation der D^{*+} - Mesonen aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ vorgestellt. Die Winkelverteilung der D^{*+} - Zerfallsprodukte gibt Aufschluß über die Helizitätsstruktur des $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}$ - Überganges, die von der starken Wechselwirkung beeinflusst wird. Das Ergebnis zum Verhältnis der Helizitätskomponenten, Γ_L/Γ_T , stellt ein vorzügliches Kriterium zur Überprüfung von Modellvorhersagen zu exklusiven semileptonischen B - Zerfällen dar.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit gewonnenen Resultate zum Verzweigungsverhältnis der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$, der Form des Lepton- und q^2 - Spektrums und dem Verhältnis der Helizitätskomponenten Γ_L/Γ_T wird das Kobayashi-Maskawa - Matrixelement $|V_{cb}|$ ohne nennenswerte Unsicherheiten aufgrund von Modellannahmen bestimmt.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

Im ersten Teil des vorliegenden Kapitels werden die Grundzüge des Standardmodells, sowie die Erzeugung von B - Mesonen aus Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz erläutert. Weiterhin werden die wesentlichen Zerfallsmechanismen von B - Mesonen und ihre Bedeutung zur Bestimmung von freien Parametern des Standardmodells angegeben.

Der zweite Teil behandelt theoretische Modelle zur Beschreibung exklusiver semileptonischer B -Meson - Zerfälle unter besonderer Berücksichtigung der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$.

1.1 Produktion und Zerfälle von B - Mesonen

1.1.1 Das Standardmodell

Nach dem heutigen Erkenntnisstand der Physik bilden 6 Leptonen und 6 Quarks die fundamentalen Bausteine der Materie. In Tab. 1.1 sind einige Eigenschaften der in drei Generationen angeordneten Elementarteilchen aufgeführt. Zu jedem dieser Fermionen existiert ein Antiteilchen mit gleicher Masse und entgegengesetzten Quantenzahlen. Die Neutrinos werden dabei als masselos angesehen. Das t - Quark ist bislang noch nicht direkt im Experiment nachgewiesen worden, allerdings ergeben sich Einschränkungen an seine Masse aus der Beobachtung von Oszillationen im System der neutralen B - Mesonen.

Zwischen den Fermionen wirken vier Grundkräfte :

- Die starke Wechselwirkung
- Die elektromagnetische Wechselwirkung
- Die schwache Wechselwirkung
- Die Gravitation

Die ersten drei Wechselwirkungen lassen sich durch *lokale Eichtheorien* beschreiben, bei denen die Kräfte durch Austausch von Vektorbosonen vermittelt werden (Tab. 1.1). Diese Theorien werden als *Standardmodell* bezeichnet. Für die Gravitation existiert bislang kein zufriedenstellender Ansatz in Form einer lokalen Eichtheorie. Allerdings übt die Gravitation im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen eine derart geringe Kraft aus, daß ihr Einfluß auf Reaktionen zwischen den Elementarteilchen bei den heute zur Verfügung stehenden Energien vernachlässigt wird.

Im GSW - Modell (Glashow,Salam,Weinberg [1]) gelang die vereinheitlichte Beschreibung der elektromagnetischen und schwachen Kräfte. Das Standardmodell besteht also aus den Eichtheorien der *starken und elektroschwachen Wechselwirkung*¹.

¹Eine Einführung in das Standardmodell wird in [3,4] gegeben.

Fermionen	Generation			el. Ladung (Einheiten von e)	Wechselwirkung
	1	2	3		
Quarks	u	c	t	2/3	stark, elektromagnetisch, schwach
	d	s	b	-1/3	
Leptonen	e	μ	τ	-1	elektromagnetisch, schwach schwach
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	
Eichbosonen	Masse [GeV/c^2]			el. Ladung	Wechselwirkung
8 Gluonen (g)	0			0	stark
γ	0			0	elektromagnetisch
W^\pm	81.0 ± 1.3			± 1	schwach (geladen)
Z^0	92.4 ± 1.8			0	schwach (neutral)

Tabelle 1.1: Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen (Massen der W^\pm - und Z^0 -Bosonen aus [2]).

Die elektroschwache Wechselwirkung

Die Eichtransformationen der elektroschwachen Theorie gehören zur Gruppe $SU(2) \times U(1)$. Durch die *spontane Symmetriebrechung* dieser Gruppe erhalten die elementaren Fermionen (mit Ausnahme der Neutrinos) und die Austauschbosonen W^\pm und Z^0 Massen. Dies führt zur Postulierung eines weiteren massiven, neutralen Teilchens, dem *Higgsboson*, welches bislang nicht experimentell nachgewiesen werden konnte.

Die Kopplungsstärke der elektromagnetischen Wechselwirkung, α_{em} , ist durch die elektrische Ladung e bestimmt :

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \simeq \frac{1}{137} \quad (1.1)$$

Die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen Kraft (e) der schwachen geladenen Wechselwirkung (g) und der schwachen neutralen Wechselwirkung (g') sind durch die Relationen

$$e = g \cdot \sin\theta_W = g' \cdot \cos\theta_W \quad (1.2)$$

miteinander verbunden. Hierbei ist θ_W der Weinberg - Winkel, der z.B. in Experimenten der tief-inelastischen Neutrino - Streuung gemessen wird ($\sin^2\theta_W = 0.229 \pm 0.006$ nach [2]).

Die Massen der Austauschbosonen W^\pm und Z^0 sind im Standardmodell durch die Relation

$$M_W = M_Z \cdot \cos\theta_W \quad (1.3)$$

verknüpft.

Die elementaren Fermionen werden in linkshändige $SU(2)$ - Dubletts mit schwachem Isospin $I = 1/2$ und rechtshändige $SU(2)$ - Singulets ($I = 0$) eingeteilt :

$$\left. \begin{array}{l} \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L \quad \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L \\ \left(\begin{array}{c} u \\ d' \end{array} \right)_L \quad \left(\begin{array}{c} c \\ s' \end{array} \right)_L \quad \left(\begin{array}{c} t \\ b' \end{array} \right)_L \end{array} \right\} \text{linkshändige Fermionen} \\ SU(2) - \text{Dublett}$$

$$\left. \begin{array}{l} \bar{e}_R \quad \bar{\mu}_R \quad \bar{\tau}_R \\ u_R \quad c_R \quad t_R \\ d_R \quad s_R \quad b_R \end{array} \right\} \text{rechtshändige Fermionen} \\ SU(2) - \text{Singulett}$$

Die Eigenzustände d', s', b' der schwachen Wechselwirkung sind Mischungen der Masseneigenzustände d, s, b . Mit Hilfe der unitären CKM - Matrix V_{CKM} (Cabibbo,Kobayashi,Maskawa [5]) können die Eigenzustände ineinander transformiert werden :

$$\left(\begin{array}{c} d' \\ s' \\ b' \end{array} \right) = \left(\begin{array}{ccc} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{array} \right) \left(\begin{array}{c} d \\ s \\ b \end{array} \right) \quad (1.4)$$

Durch die Unitaritätsbedingung werden neutrale Ströme, die die Quark - Flavour in niedrigster Ordnung der Wechselwirkung ändern, ausgeschlossen (GIM - Mechanismus [6] für drei Fermion - Generationen). Die Elemente der CKM - Matrix können dann auf vier freie Parameter (drei reelle Winkel und eine Phase) eingeschränkt werden. In der Parametrisierung von Harari und Leurer [7] lautet die CKM - Matrix :

$$V_{CKM} = \left(\begin{array}{ccc} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{13}c_{23} \end{array} \right) \quad (1.5)$$

mit : $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$ mit den Generationsindices $i, j = 1, 2, 3$
 $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$
 $\delta_{13} = \text{Phase } (0 \leq \delta_{13} < 2\pi)$

Für $\theta_{13} = \theta_{23} = 0$ erhält man die Cabibbo - Mischungsmatrix von zwei Generationen, wobei θ_{12} dann der Cabibbo - Winkel ist. Eine von Null verschiedene Phase δ_{13} führt zur CP - Verletzung bei der schwachen Wechselwirkung.

Die Elemente der CKM - Matrix sind derzeit in den folgenden 90% c.l. - Grenzen bekannt [2,8] :

$$\left(\begin{array}{ccc} 0.9748 - 0.9761 & 0.217 - 0.223 & 0.003 - 0.010 \\ 0.217 - 0.223 & 0.9733 - 0.9754 & 0.030 - 0.062 \\ 0.001 - 0.023 & 0.029 - 0.062 & 0.9980 - 0.9995 \end{array} \right)$$

Für schwache Übergänge, die durch virtuellen W -Boson - Austausch bei Viererimpulsüberträgen $q^2 \ll M_W^2$ vermittelt werden, ist der Propagator konstant im Impulsraum. In diesem Fall gelangt man zur Vier-Fermion-Punktwechselwirkung, wie sie von Fermi zur Beschreibung des β - Zerfalls vorgeschlagen wurde [9]². Die effektive Lagrangedichte \mathcal{L}_{eff} der schwachen geladenen Übergänge ergibt sich für $q^2 \rightarrow 0$ aus einer reinen Strom-Strom - Kopplung :

$$\mathcal{L}_{eff} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \mathcal{J}_{CC}^\mu \mathcal{J}_{\mu,CC} \quad (1.6)$$

²Übergänge des t - Quarks lassen sich wegen $M_t > 50 GeV/c$ [10] nicht durch eine Punktwechselwirkung beschreiben.

Hierbei ist G_F die Fermi-Kopplungskonstante ($G_F = 1.17 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$), die mit der schwachen Kopplungskonstante g durch die Relation

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (1.7)$$

verknüpft ist.

Die Bedeutung der CKM-Matrixelemente für Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen (u, c, t) - und (d, s, b) -Quarks ergibt sich aus der Form des schwachen geladenen Stromes \mathcal{J}_{CC}^μ :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_{CC}^\mu &= (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \cdot \gamma^\mu \cdot (1 - \gamma_5) \cdot V_{CKM} \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \\ &+ (\bar{\nu}_e \bar{\nu}_\mu \bar{\nu}_\tau) \cdot \gamma^\mu \cdot (1 - \gamma_5) \cdot \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Der geladene Strom in Gl. (1.8) besitzt im Quarksektor (1. Summand) und im Leptonsektor (2. Summand) die V-A-Struktur, die für die Paritätsverletzung in schwachen Zerfällen verantwortlich ist. Der Vergleich mit den CKM-Matrixelementen zeigt, daß Quarkübergänge bevorzugt innerhalb einer Generation stattfinden, während Übergänge zur nächsten und übernächsten Generation zunehmend stärker unterdrückt sind.

Die starke Wechselwirkung

Die (nichtabelsche) Eichtheorie der starken Wechselwirkung ist die *Quantenchromodynamik* (QCD), deren Symmetriegruppe die Farb- $SU(3)$ ist. Hiernach tritt jedes Quark in den Farbzuständen rot, gelb oder blau und die Antiquarks in den entsprechenden Anti-Farbladungen auf. Die Wechselwirkung wird durch 8 masselose Gluonen vermittelt, die selbst Farb- und Antifarbladungen tragen. Die Quarks treten nicht als freie Teilchen auf, sondern sind in Hadronen gebunden (*confinement*). Letztere sind Farb-Singulett-Zustände, wobei es sich bei Mesonen um gebundene $q\bar{q}$ -Systeme und bei Baryonen um gebundene 3-Quark-Systeme (qqq) handelt.

Die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung, α_s , hängt vom Viererimpulsübertrag ab^3 . Für große Werte von q^2 ($q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$) ist die Anwendung der Störungsrechnung möglich (perturbative QCD). In führender Ordnung des Logarithmus ergibt sich in diesem Fall:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \cdot \ln(q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.9)$$

Hierbei ist n_f die Anzahl der beteiligten Quarksorten und Λ_{QCD} der Skalenparameter der QCD ($\Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}$). Bei q^2 -Werten um $(10 \text{ GeV}/c)^2$ ergibt sich für α_s ein Wert von etwa 0.19. Die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung ist in diesem kinematischen Bereich somit um mehr als einen Faktor 20 größer als die der elektromagnetischen.

Für $q^2 \rightarrow \infty$ verhalten sich die in Hadronen gebundenen Quarks wie freie Teilchen (*asymptotische Freiheit*). Starke Prozesse können in diesem Fall innerhalb der perturbativen QCD hinreichend genau berechnet werden, da aufgrund des kleinen α_s -Wertes die Störungsreihe schnell konvergiert.

Im Bereich kleiner q^2 -Werte (große Kopplungskonstante α_s) ist eine Berechnung von Prozessen der starken Wechselwirkung im Rahmen der perturbativen QCD nicht möglich. Aus diesem Grund müssen die Bindungseffekte von Quarks bei der theoretischen Beschreibung von schwachen Mesonzerfällen durch phänomenologische Ansätze berücksichtigt werden.

Das Standardmodell besitzt 18 freie Parameter, die nicht aus der Theorie hergeleitet werden können:

- 9 Fermionmassen (die Neutrinos sind im Standardmodell masselos),
- die Masse der W^\pm -Bosonen und die Masse des Higgsbosons,
- den Weinbergwinkel θ_W ,
- die Kopplungsstärken α_{em} und α_s ,
- die CKM-Parameter θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} und die Phase δ_{13} .

Eine wesentliche Aufgabe von Experimenten in der Teilchenphysik ist die Messung der Parameter des Standardmodells. Abweichungen von den aus der Theorie vorhergesagten Relationen zwischen den Parametern (z.B. die Einschränkungen der CKM-Matrixelemente durch die Unitaritätsbedingung) würden zumindest eine Erweiterung des derzeitigen Standardmodells erforderlich machen. Allerdings konnte bislang keine Vorhersage des Standardmodells experimentell widerlegt werden.

1.1.2 Erzeugung von B-Mesonen aus Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz

Die erste Beobachtung von Υ -Mesonen erfolgte im Jahre 1977 bei einem p - Bc -Streuexperiment [11]. Dort zeigten sich Strukturen in der invarianten Masse von $\mu^+\mu^-$ -Kombinationen, die durch die Erzeugung von zwei schmalen Resonanzen, Υ und Υ' , mit Massen von etwa $9.5 \text{ GeV}/c^2$ bzw. $10 \text{ GeV}/c^2$ erklärt werden konnten. Die kleine Breite dieser Resonanzen, sowie die recht große elektromagnetische Zerfallsrate führten zu der Interpretation, daß diese Resonanzen die Spin-1-Triplett-Zustände, $\Upsilon(1S)$ und $\Upsilon(2S)$, aus einem gebundenen Paar der massiven b -Quarks sind.

Die Bezeichnung der Anregungszustände der Υ -Mesonen folgt dabei der spektroskopischen Notation: Die $\Upsilon(nS)$ -Mesonen sind durch die Hauptquantenzahl n , Drehimpuls $\ell = 0$ (S) und Gesamtspin $J = 1$ klassifiziert (n^3S_1). Das Termschema des $b\bar{b}$ -Systems kann in Analogie zum Positronium berechnet werden, mit dem Unterschied, daß die starke Wechselwirkung für die Bindung des $b\bar{b}$ -Quarkpaares verantwortlich ist. Einen Überblick solcher Modellrechnungen findet man in [12].

Da die Υ -Resonanzen die Quantenzahlen des Photons tragen, $J^{PC} = 1^{--}$, können sie direkt in e^+e^- -Annihilationsreaktionen erzeugt werden. Im sichtbaren Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ sind neben der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz fünf radiale Anregungen dieses Grundzustandes beobachtet worden (Abb. 1.1).

Die Untersuchungen des Υ -Systems werden heute an den e^+e^- -Speicherringen DORIS und CESR durchgeführt. Die experimentell bestimmten Massen und die natürlichen Zerfallsbreiten sind in Tab. 1.2 zusammengestellt.

Aus der großen natürlichen Breite der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz im Vergleich zu den leichteren Υ -Mesonen kann geschlossen werden, daß die Masse des $\Upsilon(4S)$ -Mesons gerade oberhalb der Erzeugungsschwelle von Mesonpaaren liegt, die das schwere b - bzw. \bar{b} -Quark enthalten (Abb. 1.2). Diese Annahme wird durch die Form des inklusiven Impulsspektrums geladener Teilchen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen unterstützt. Es wurden keine Teilchen mit Impulsen oberhalb $1/2 \cdot p_{beam}$ (p_{beam} ist der Impuls der einlaufenden Elektronstrahlen) beobachtet [13]. Dieses Ergebnis deutet darauf hin, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ausschließlich in ein Paar schwerer Teilchen zerfällt, die annähernd in Ruhe erzeugt werden.

Im folgenden wird angenommen, daß das $\Upsilon(4S)$ -Meson zu 100% in ein Paar von B -Mesonen zerfällt. Als B -Mesonen werden dabei solche Teilchen bezeichnet, die aus dem \bar{b} -Quark und

³Das Quadrat des Viererimpulsübertrages, q^2 , ist in dieser Arbeit stets größer gleich Null definiert.

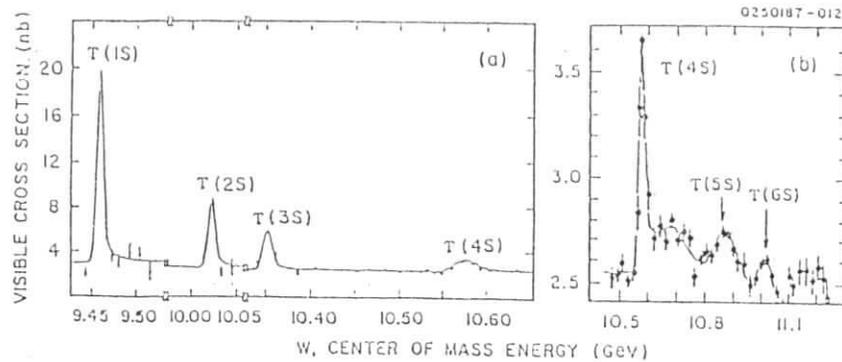


Abbildung 1.1: Die Υ -Resonanzen im sichtbaren hadronischen Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen})$ [13].

Resonanz	Masse [MeV/c^2]	Breite
$\Upsilon(1S)$	9460.3 ± 0.3	$51 \pm 3 \text{ keV}$
$\Upsilon(2S)$	10023.4 ± 0.3	$37 \pm 10 \text{ keV}$
$\Upsilon(3S)$	10355.5 ± 0.5	$27 \pm 6 \text{ keV}$
$\Upsilon(4S)$	10580 ± 4	$20 \pm 4 \text{ MeV}$
$\Upsilon(5S)$	10868 ± 8	$112 \pm 29 \text{ MeV}$
$\Upsilon(6S)$	11019 ± 9	$61 \pm 26 \text{ MeV}$

Tabelle 1.2: Die gemessenen Massen und Breiten der $\Upsilon(nS)$ -Zustände (aus [12,14]).

einem weiteren leichten Quark (u, d, s, c) aufgebaut sind. Die pseudoskalaren B -Mesonen ($J^P = 0^-$) sind:

$$B_u^+ = (\bar{b}u), \quad B_d^0 = (\bar{b}d), \quad B_s^0 = (\bar{b}s), \quad B_c^+ = (\bar{b}c)$$

In Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz werden nur die beiden leichtesten dieser Teilchen, B_u^+ und B_d^0 , mit ihren jeweiligen Antiteilchen erzeugt (die Indices für die leichten Quarks werden im folgenden weggelassen). Es wird erwartet, daß B_s^0 - und B_c^+ -Mesonen eine zu große Masse besitzen, um in Zerfällen von $\Upsilon(4S)$ -Mesonen produziert werden zu können. Anzeichen für den Zerfall in Spin-1- B -Mesonen (B^*) existieren nicht (vgl. [13,15]).

Die Experimente ARGUS und CLEO konnten einige Zerfälle von B^- - und \bar{B}^0 -Mesonen vollständig rekonstruieren⁴:

$$\begin{aligned} \bar{B} &\rightarrow D^{*+} + n\pi \quad (n = 1, 2, 3) \\ \bar{B} &\rightarrow D^0, D^+ + n\pi \quad (n = 1, 2) \\ B &\rightarrow J/\Psi K + n\pi \quad (n = 0, 1, 2) \end{aligned}$$

Die individuellen Verzweungsverhältnisse der meisten Kanäle sind dabei kleiner als 5% [15]. Die exklusive Rekonstruktion von B -Mesonen erlaubte die Bestimmung der Massen von B^0 - und B^+ -Mesonen (Tab. 1.3). Aus den Massenwerten der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz und der B -

⁴Sofern nicht anders vermerkt, sind die ladungskonjugierten Zustände mit eingeschlossen

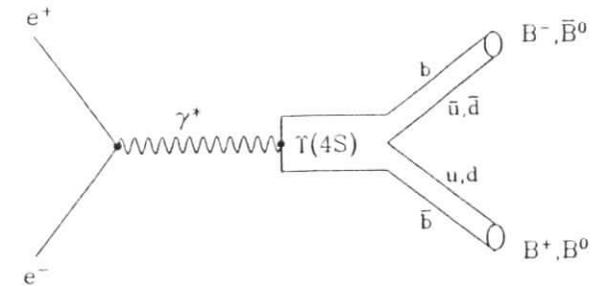


Abbildung 1.2: Feynman-Diagramm zur Erzeugung und Zerfall der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz in ein Paar von B -Mesonen.

	$M(B^0)$ [MeV/c^2]	$M(B^+)$ [MeV/c^2]	ΔM [MeV/c^2]
ARGUS	$5279.9 \pm 0.9 \pm 3.0$	$5278.0 \pm 0.8 \pm 3.0$	$1.9 \pm 1.2 \pm 1.0$
CLEO	$5281.3 \pm 0.8 \pm 2.0$	$5279.3 \pm 0.8 \pm 2.0$	$2.0 \pm 1.1 \pm 0.3$

Tabelle 1.3: Die Massen von B^0 - und B^+ -Mesonen (aus [15]).

Mesonen ergibt sich ein mittlerer B -Mesonimpuls, p_B , von

$$p_B \approx 340 \text{ MeV}/c. \quad (1.10)$$

Aufgrund der Massendifferenz zwischen B^+ - und B^0 -Mesonen wird im folgenden angenommen, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu 55% in B^+B^- -Paare und zu 45% in $B^0\bar{B}^0$ -Paare zerfällt.

Die aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen erzeugten B -Mesonen sind die leichtesten Teilchen mit b -Flavour und können daher nur durch den schwachen Übergang des b -Quarks zerfallen. Somit bieten Untersuchungen von B -Zerfällen die Möglichkeit, Aussagen über die CKM-Matrixelemente V_{cb} und V_{ub} zu gewinnen. Diese und weitere Aspekte der B -Meson-Physik werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

1.1.3 B -Meson-Zerfälle

Bei schweren Mesonen, wie den B^0 - und B^+ -Teilchen, wird erwartet, daß sie hauptsächlich nach dem Zuschauer-Quarkmodell (*Spectator-Modell*) zerfallen. Hierbei nimmt nur das schwere Quark in dem Meson an der schwachen Wechselwirkung teil, während das leichte Quark als Zuschauer agiert und keinen Einfluß auf die Zerfallsbreite hat. Das Zuschauer-Diagramm des B -Zerfalls ist in Abb. 1.3 dargestellt.

Die Kopplung des W -Bosons an ein geladenes Lepton l^- und sein zugehöriges Antineutrino führt zu *semileptonischen Zerfällen* des B -Mesons. Das Matrixelement der Reaktion $b \rightarrow ql^-\bar{\nu}$ ($q = c, u$) kann als Produkt eines leptonischen und eines Quarkstromes geschrieben werden. In

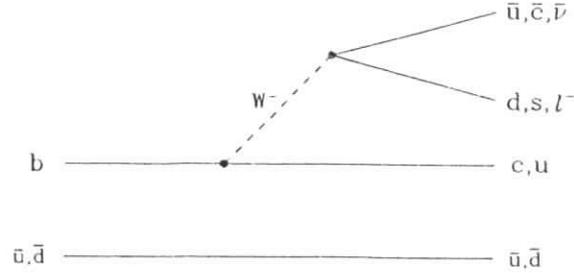


Abbildung 1.3: Zerfall von \bar{B} -Mesonen im Zuschauer-Modell.

Analogie zum Myonzerfall erhält man für die Zerfallsbreite :

$$\Gamma(b \rightarrow ql\bar{\nu}) = \frac{G_F^2 M_b^5}{192\pi^3} \cdot \left[f(M_c/M_b)F_c \cdot |V_{cb}|^2 + f(M_u/M_b)F_u \cdot |V_{ub}|^2 \right] \quad (1.11)$$

Hierbei wurde das geladene Lepton als masseloses Teilchen behandelt, wie es für Elektronen und Myonen gerechtfertigt ist⁵. Diese Leptonen werden im folgenden durch das Symbol l^- bezeichnet.

In Gl. (1.11) sind $f(M_q/M_b)$ Phasenraumkorrekturen aufgrund endlicher Quarkmassen und F_q QCD-Korrekturen höherer Ordnung (NLLA, *next to leading log approximation*) [16,17,18] :

$$f(x) = 1 - 8x^2 - 24x^4 \ln x + 8x^6 - x^8$$

$$F_c \approx 0.89 \quad , \quad F_u \approx 0.85$$

Das Ergebnis für die Partialbreite hängt von Annahmen über die Quarkmassen ab. Unter Verwendung von Strommassen [18] ergibt sich für die semileptonische Zerfallsbreite Γ_{sl} :

$$\Gamma_{sl} \approx \frac{G_F^2 M_b^5}{192\pi^3} \cdot \left[0.48|V_{cb}|^2 + 0.86|V_{ub}|^2 \right] \quad (1.12)$$

Werden semileptonische Zerfälle ausschließlich durch das Zuschauer-Diagramm vermittelt, so sind die Partialbreiten Γ_{sl} für alle Arten von B -Mesonen gleich.

Aus der Untersuchung semileptonischer B -Zerfälle und der Messung der B -Lebensdauer können Informationen über die CKM-Matrixelemente $|V_{cb}|$ und $|V_{ub}|$ gewonnen werden.

Die semileptonische Breite ist mit dem inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnis und der B -Lebensdauer τ_b durch die folgende Beziehung verknüpft :

$$\Gamma(b \rightarrow ql\bar{\nu}) = BR(\bar{B} \rightarrow l\bar{\nu} X) / \tau_b \quad (1.13)$$

Das semileptonische Verzweigungsverhältnis von B -Mesonen (B^0/\bar{B}^0 und B^+/B^-) ist aus dem inklusiven Leptonspektrum von $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen bestimmt worden (siehe z.B. [15,19,20,21]). Der Mittelwert der Ergebnisse lautet [15] :

$$BR(B \rightarrow l^+ \nu X) = (11.4 \pm 0.4 \pm 0.7)\% \quad (1.14)$$

⁵Bei der Berechnung von semileptonischen B -Zerfällen in r -Leptonen kann deren große Masse, $M_r = 1.78 \text{ GeV}/c^2$, nicht mehr vernachlässigt werden

Weiterhin kann aus der Form des Leptonspektrums in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen das Verhältnis $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ ermittelt werden. Aus Gl. (1.11) folgt :

$$\frac{BR(b \rightarrow ul\bar{\nu})}{BR(b \rightarrow cl\bar{\nu})} = \frac{|V_{ub}|^2}{|V_{cb}|^2} \cdot \frac{f(M_u/M_b)F_u}{f(M_c/M_b)F_c} \quad (1.15)$$

Das Verhältnis $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ ergibt sich somit aus den relativen Anteilen von $b \rightarrow u$ - und $b \rightarrow c$ -Übergängen im Leptonspektrum und den Annahmen über Quarkmassen- und QCD-Korrekturen in der Zerfallsbreite (Gl. 1.11).

Bei derartigen Messungen wird der unterschiedliche Verlauf der Leptonspektren von $b \rightarrow u$ - und $b \rightarrow c$ -Übergängen ausgenutzt. Wird bei dem Quarkübergang $b \rightarrow ql\bar{\nu}$ nur ein Hadron erzeugt, so ist die maximale Leptonenergie E_{max} durch die Ruhemasse M_X des leichtesten Hadrons bestimmt :

$$E_{max} = \frac{M_B^2 - M_X^2}{2M_B} \quad , \quad M_X = \begin{cases} M_u & \text{für } b \rightarrow u \\ M_D & \text{für } b \rightarrow c \end{cases} \quad (1.16)$$

Die maximale Leptonenergie im B -Ruhesystem beträgt somit 2.61 GeV im Falle des $b \rightarrow u$ -Überganges und 2.31 GeV beim $b \rightarrow c$ -Übergang. Die Form des inklusiven Leptonspektrums ist somit durch die relativen Anteile der aus den semileptonischen B -Zerfällen erzeugten Mesonen (D^* , D , π , ρ , ...) bestimmt.

Die Matrixelemente von Mesonübergängen können allerdings im Rahmen der perturbativen QCD nicht berechnet werden. Die Auswertungen des gemessenen inklusiven Leptonspektrums stützen sich daher auf phänomenologische Ansätze zur Berechnung des hadronischen Stromes mit den Beiträgen verschiedener Resonanzen in der Reaktion $\bar{B} \rightarrow Xl\bar{\nu}$ ($X = D^*$, D , π , ρ , ...). Wie im folgenden Abschnitt (Kap. 1.2) erläutert wird, unterscheiden sich die Modellrechnungen sowohl in den erwarteten Zerfallsbreiten einzelner Kanäle als auch deren individuellen Leptonspektren. Die Resultate für $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ sind daher stark modellabhängig (siehe z.B. [19,20,21]).

Da bei keiner Messung ein positives Anzeichen für semileptonische $b \rightarrow u$ -Übergänge auftrat, wurden bislang nur obere Grenzen bestimmt (siehe [15,19,20,21]). In [15] wird folgender Wert angegeben :

$$\frac{|V_{ub}|}{|V_{cb}|} < 0.21 \quad (\text{bei } 90\% \text{ c.l.}) \quad (1.17)$$

Dennoch ist die Zerfallsbreite der Reaktion $b \rightarrow ql\bar{\nu}$ (Gl. 1.12) innerhalb einer Genauigkeit von etwa 10% durch den $b \rightarrow c$ -Übergang bestimmt. Diese Aussage erlaubt die Berechnung von $|V_{cb}|$ aus dem semileptonischen Verzweigungsverhältnis und der B -Lebensdauer mit Hilfe der Relationen (1.12) und (1.13).

Die mittlere B -Hadron-Lebensdauer ist in Experimenten an den e^+e^- -Speicherringen PEP und PETRA bestimmt worden. Deren Schwerpunktsenergien von 29 GeV bzw. $34 - 46 \text{ GeV}$ liegen weit oberhalb der Erzeugungsschwelle von offenen b -Quarkpaaren. B -Hadronen entstehen in diesem Energiebereich aus der nichtresonanten Reaktion $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$, wobei die primären b -Quarks in eine unbekannte Mischung von B -Mesonen (B_d^0 , B_u^+ , B_s^0 , B_c^+) und B -Baryonen verschiedener Quarkzusammensetzung hadronisieren. Aus diesem Grund liefern diese Messungen eine Aussage über die *mittlere B-Hadronlebensdauer*. Der Weltmittelwert beträgt nach [22] :

$$\tau_b = (1.18 \pm 0.14) \times 10^{-12} \text{ s} \quad (1.18)$$

Für das inklusive semileptonische Verzweigungsverhältnis von B -Hadronen aus Kontinuumsprozessen liefert die Mittelung der Resultate von PEP und PETRA [23] :

$$BR(b \rightarrow l\bar{\nu} X) = (11.8 \pm 1.1)\% \quad (1.19)$$

Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen bestimmten Wert (1.14).

Setzt man die aus Kontinuumsmessungen bestimmten Werte für τ_b und $BR(b \rightarrow l^- \bar{\nu} X)$ in Gl. (1.13) und (1.12) ein, so erhält man unter Verwendung von $M_b = (4.8 \pm 0.2) \text{ GeV}/c^2$ [2]:

$$|V_{cb}| = 0.046 \pm 0.010 \quad (1.20)$$

Hierbei ist zu beachten, daß der angegebene Fehler im wesentlichen aus den theoretischen Unsicherheiten der b -Quarkmasse (diese geht mit der fünften Potenz in die Partialbreite ein) und der Zerfallsbreite des freien Quarküberganges (Gl. 1.11) abgeschätzt wurde (siehe [2]).

Falls B -Mesonen ausschließlich nach dem Zuschauer-Modell zerfallen würden (Abb. 1.3), so ergäben sich gleiche Lebensdauern und gleiche semileptonische Verzweungsverhältnisse für alle schwach zerfallenden Arten von B -Hadronen. Die gute Übereinstimmung der semileptonischen Verzweungsverhältnisse von B -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen und von B -Hadronen aus Kontinuumsreaktionen können ein Hinweis auf die Dominanz des Zuschauer-Diagramms sein. Dies würde die Verwendung der mittleren B -Hadron-Lebensdauer zur Berechnung von $|V_{cb}|$ rechtfertigen.

Es sind aber weitere Arten von Zerfallsmechanismen denkbar, die wie im Falle der D -Mesonen ($\tau_{D^+}/\tau_{D^0} = 2.4 \pm 0.1$ nach [24]) zu Unterschieden in den Lebensdauern führen können:

1. Interferenzeffekte beim Spectator-Zerfall geladener B -Mesonen durch identische Quarks im Endzustand, z.B. $B^- \rightarrow (c\bar{u})(d\bar{u})$, würden die Zerfallsbreite von B^- -Mesonen verringern.
2. Annihilationsreaktionen (Abb. 1.4a) erhöhen die Zerfallsbreite geladener B -Mesonen.
3. W -Boson-Austausch (Abb. 1.4b) führt zu einer Vergrößerung der Zerfallsbreite von B^0 -Mesonen

Der Annihilationsprozeß bei geladenen B -Mesonen ist durch das CKM-Matrixelement $|V_{ub}|$ unterdrückt. Weiterhin ergibt sich in Analogie zum Pionzerfall $\pi^- \rightarrow l^- \bar{\nu}$ für leichte Quarks bzw. Leptonen im Endzustand eine starke Helizitätsunterdrückung. Diese kann teilweise durch die Abstrahlung weicher Gluonen aufgehoben werden. In [25] wird der Beitrag von Annihilationsprozessen zur Zerfallsbreite mit kleiner als 2% abgeschätzt.

Die Änderung der Zerfallsbreite durch W -Austausch-Prozesse ist nach [25] von der Ordnung f_B^2/M_B^2 (f_B ist die B -Zerfallskonstante, $f_B \approx 120 \text{ MeV}$) und somit sehr gering.

Insgesamt wird erwartet, daß Nicht-Spectator-Beiträge einen Anteil von weniger als 5% an der Zerfallsbreite von B -Hadronen besitzen. Demnach ist das Zuschauer-Modell für die Mehrzahl von B -Zerfällen anwendbar und es kann davon ausgegangen werden, daß die Lebensdauern von B^0 - und B^+ -Mesonen gleich sind. Die experimentelle Bestimmung des Lebensdauer-Verhältnisses $\tau(B^+)/\tau(B^0)$ liefert bislang nur eine schwache Eingrenzung: $0.4 \leq \tau(B^+)/\tau(B^0) \leq 2$ bei 90% c.l. [13].

Eine wesentlicher Hinweis auf die Existenz des t -Quarks stellt die Beobachtung von $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen durch die ARGUS-Kollaboration im Jahre 1987 dar [10]. $\Delta B = 2$ -Übergänge erfolgen durch das in Abb. 1.5 dargestellte Box-Diagramm und sind somit von zweiter Ordnung in der schwachen Wechselwirkung. Die Mischungsstärke wird dabei durch das schwerste ausgetauschte Quark im Box-Graphen bestimmt. Aus dem gemessenen Wert für den Mischungsparameter r wurde eine Grenze für die t -Quarkmasse von $M_t > 50 \text{ GeV}/c^2$ ermittelt [10,15]. Das Ergebnis von ARGUS konnte vom CLEO-Experiment bestätigt werden [26]. Der aus beiden Resultaten gemittelte Wert für r lautet [27]:

$$r = 0.195 \pm 0.060 \quad (1.21)$$

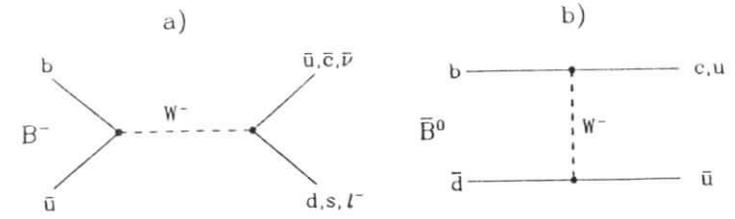


Abbildung 1.4: a) Annihilations- und b) W -Austausch-Diagramm für B -Zerfälle.

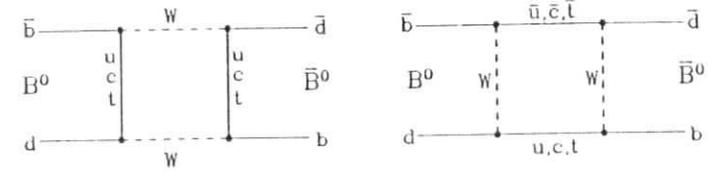


Abbildung 1.5: Box-Diagramme für $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen.

Die Wahrscheinlichkeit χ , daß ein B^0 -Meson in sein Antiteilchen \bar{B}^0 übergeht, ergibt sich mit Hilfe von $\chi = r/(1+r)$ zu:

$$\chi = 0.16 \pm 0.04 \quad (1.22)$$

1.2 Exklusive semileptonische B -Zerfälle

Im vorangegangenen Abschnitt wurde erläutert, daß im Rahmen des Zuschauer-Modells die semileptonische Breite des Quarküberganges $b \rightarrow ql^- \bar{\nu}$ bestimmt werden kann. Hierbei wird allerdings nicht die starke Bindung der Quarks in Hadronen berücksichtigt.

Bei exklusiven semileptonischen B -Meson-Zerfällen wird aus dem $c(u)$ -Quark des $b \rightarrow c(u)$ -Überganges und dem Zuschauerquark ein Meson gebildet. In Abb. 1.6 ist als Beispiel der Prozeß $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ mit anschließendem starkem Zerfall des D^{*+} -Mesons ($D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$) dargestellt.

Exklusive semileptonische B -Zerfälle können mit Hilfe von *Formfaktormodellen* beschrieben werden. Diese phänomenologischen Ansätze basieren auf der Annahme, daß der $b \rightarrow c(u)$ -Übergang durch die Erzeugung *einzeln* Resonanzen dominiert ist. Sie liefern somit Vorhersagen für die Zerfallsbreite der Reaktionen:

$$\begin{aligned} \bar{B} &\rightarrow (D^*, D, \dots) l^- \bar{\nu} \quad \text{für } b \rightarrow c\text{-Übergänge} \\ \bar{B} &\rightarrow (\rho, \pi, \dots) l^- \bar{\nu} \quad \text{für } b \rightarrow u\text{-Übergänge} \end{aligned}$$

Modellrechnungen zur Erzeugung mehrerer Hadronen im Endzustand (z.B. $\bar{B} \rightarrow D^* \pi l \bar{\nu}$) existieren derzeit nicht.

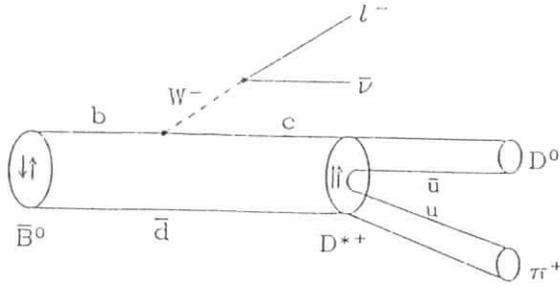


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ mit $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$. Die Pfeile deuten die Spinkonstellation der Quarks im \bar{B}^0 - und D^{*+} -Meson an.

In den Formfaktormodellen wird der V-A - Strom zwischen den Quarks (vgl. Gl. 1.8) durch einen hadronischen Strom zwischen den Mesonen ersetzt, der ebenfalls eine V-A - Struktur aufweist. Da bei semileptonischen Übergängen keine starke Wechselwirkung zwischen dem Leptonpaar und den Hadronen auftritt, ist das Matrixelement \mathcal{M} für den Übergang $B \rightarrow X l^+ \nu$ ein Produkt aus dem Lepton- und dem Hadron - Strom :

$$\mathcal{M} = \bar{u}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_\nu \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle X | \mathcal{J}^\mu | B \rangle V_{qb} \quad (1.23)$$

Hierbei sind \bar{u}_l, ν_ν die Dirac-Spinoren für die Leptonen und V_{qb} die relevanten CKM - Matrixelemente für die Kopplung des b - Quarks an ein c - bzw. u - Quark.

Der hadronische Strom kann mit Hilfe der Lorentzinvarianz in eine Linearkombination von Vierervektoren zerlegt werden. Die Koeffizienten sind skalare Formfaktoren, $F(q^2)$, die vom Viererimpulsübertrag q_μ auf das Leptonpaar abhängen :

$$q_\mu = (p_B - p_X)_\mu \quad (1.24)$$

Hierbei sind p_B und p_X die Viererimpulse des B - Mesons und des Hadrons X . Mit Hilfe der Formfaktoren wird demnach das dynamische Verhalten der (starken) Bindung zwischen dem B - Meson und dem erzeugten Hadron beschrieben.

Die folgenden Ausführungen gelten für die Erzeugung von D - Mesonen ($J^P = 0^-$) und D^* - Mesonen ($J^P = 1^-$) in semileptonischen $b \rightarrow c$ - Übergängen. Die Notation ist den Artikeln von [28,29,30] entlehnt.

Der Übergang des pseudoskalaren B - Mesons in ein pseudoskalares D - Meson wird nur durch den Vektoranteil V_μ des hadronischen Stromes vermittelt. Die allgemeine Zerlegung des hadronischen Stromes lautet dann :

$$\langle D(p_2) | V_\mu | B(p_1) \rangle = F_+^V (p_1 + p_2)_\mu + F_-^V q_\mu \quad (1.25)$$

Der Übergang des B - Mesons in das Vektorteilchen D^* enthält dagegen sowohl Axialvektor- als auch Vektoranteile im hadronischen Strom :

$$\langle D^*(p_2) | A_\mu + V_\mu | B(p_1) \rangle = \epsilon^{\nu\alpha} \left(F_1^A g_{\mu\nu} + F_2^A p_{1\nu} p_{1\alpha} + F_3^A q_\mu p_{1\nu} + i F^V \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p_1^\rho p_2^\sigma \right) \quad (1.26)$$

In den obigen Gleichungen sind die Formfaktoren mit F und die Viererimpulse des B - bzw. D^*/D^* - Mesons mit p bezeichnet. Weiterhin ist $\epsilon^{\nu\alpha}$ der D^* - Polarisationsvektor, g_μ^ν der metrische Tensor und $\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ der total antisymmetrische Levi-Civita - Tensor.

Im folgenden soll nur die Erzeugung masseloser Leptonen betrachtet werden⁶. In diesem Fall verschwinden im Matrixelement alle Terme, die in Gl. (1.25) und (1.26) den Faktor q_μ enthalten. Eine theoretische Beschreibung semileptonischer B - Zerfälle unter Berücksichtigung der Leptonmassen findet sich in [30].

Die Helizitätsstruktur der Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^*(D) l^- \bar{\nu})$ ergibt sich mit Hilfe der Amplituden H_0, H_+, H_- . Die Indices bezeichnen dabei den longitudinalen Helizitätszustand (0) und die positiv- bzw. negativ transversalen Helizitätszustände (+), (-) des virtuellen W^- - Bosons und des Hadrons im \bar{B} - Ruhesystem (siehe [28,29,30,31]).

Für das pseudoskalare D - Meson tritt nur die longitudinale Helizitätskomponente auf :

$$H_0^D = \frac{p}{\sqrt{q^2}} 2M_B F_+^V \quad (1.27)$$

Die D^* - Mesonen können als Vektorteilchen alle drei Helizitätszustände annehmen :

$$\begin{aligned} H_0^{D^*} &= \frac{1}{2M_{D^*} \sqrt{q^2}} \left[(M_B^2 - M_{D^*}^2 - q^2) F_1^A + 2M_B^2 F_2^A \right] \\ H_\pm^{D^*} &= F_1^A \pm M_B p F^V \end{aligned} \quad (1.28)$$

Hierbei ist p der Impuls des $D(D^*)$ - Mesons im B - Ruhesystem, M_B die Masse des B - Mesons und M_{D^*} die Masse des D^* - Mesons.

Mit Hilfe dieser Helizitätsamplituden ergibt sich eine besonders übersichtliche Darstellung der Zerfallsbreite. Die Kinematik des Dreikörper- Zerfalls $\bar{B} \rightarrow D^*(D) l^- \bar{\nu}$ im B - Ruhesystem ist vollständig durch die Angabe von zwei unabhängigen kinematischen Variablen festgelegt. Hierzu eignen sich die Energie des geladenen Leptons, E_l , und das Quadrat des Viererimpulsübertrages, q^2 , auf das $l^- \bar{\nu}$ - System. In diesen Größen lautet die differentielle Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^*(D) l^- \bar{\nu}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dq^2 dE_l} &= \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cb}|^2 \cdot \frac{q^2}{16M_B^2} \left\{ (1 - \cos\theta)^2 |H_-|^2 + (1 + \cos\theta)^2 |H_+|^2 \right. \\ &\quad \left. + 2(1 - \cos^2\theta) |H_0|^2 \right\} \end{aligned} \quad (1.29)$$

Hierbei ist $\cos\theta$ der Polarwinkel zwischen dem $D^*(D)$ - Meson und dem Lepton l^- im Schwerpunktsystem des $l^- \bar{\nu}$ Paares (Ruhesystem des virtuellen W^- - Bosons). Die in Gl. (1.29) auftretenden kinematischen Variablen sind aufgrund von Energie- und Impulserhaltung durch die Relation :

$$2M_B p \cos\theta = M_B^2 - M_{D^*}^2 + q^2 - 4M_B E_l \quad (1.30)$$

verknüpft. Der maximale Wert für q^2 ergibt sich, wenn das $D^*(D)$ - Meson in Ruhe erzeugt wird ($p = 0$) :

$$q_{max}^2 = (M_B - M_{D^*})^2 \approx 10.7 \text{ GeV}^2/c^4 \text{ für } \bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu} \quad (1.31)$$

⁶Elektronen und Myonen aus semileptonischen B - Zerfällen können aufgrund der hohen mittleren Leptonenergie als masselos angenommen werden.

⁷Für die differentielle Zerfallsbreite der ladungskonjugierten Reaktion vertausche man in Gl. (1.29) die transversalen Amplituden, $|H_-|^2 \leftrightarrow |H_+|^2$.

Die Integration von Gl. (1.29) über E_l (bzw. $\cos\theta$) liefert die q^2 -Abhängigkeit der semileptonischen Zerfallsbreite:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{d\Gamma_L}{dq^2} + \frac{d\Gamma_{T_-}}{dq^2} + \frac{d\Gamma_{T_+}}{dq^2} \quad (1.32)$$

mit $\frac{d\Gamma_i}{dq^2} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cb}|^2 \cdot \frac{pq^2}{12M_B^2} |H_i|^2 \quad (i = L, T_-, T_+)$

Hierbei wurde die differentielle Zerfallsbreite in die Summe der Helizitätskomponenten zerlegt, die die Bezeichnungen L (longitudinal polarisiert), T_- (negativ transversal polarisiert) und T_+ (positiv transversal polarisiert) tragen.

Die bisherige Herleitung der differentielle Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^*(D)l\bar{\nu}$ besitzt Allgemeingültigkeit. Die Modellansätze zur Beschreibung exklusiver semileptonischer B -Zerfälle unterscheiden sich einzig in der Wahl der Formfaktoren (Gl. 1.25 und 1.26). Einige der gebräuchlichsten Formfaktormodelle werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Im letzten Teil dieses Kapitels werden die Modellvorhersagen unter besonderer Berücksichtigung der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^*l\bar{\nu}$ miteinander verglichen.

1.2.1 Nichtrelativistische Quarkmodelle

Bei dieser Klasse von Modellen werden die Mesonen des semileptonischen $B \rightarrow X$ -Überganges als gebundene Systeme von nichtrelativistischen Quarks behandelt.

Das Modell von Grinstein, Isgur und Wise (GIW)

Die Autoren dieses Modells [32] berechnen die Mesonwellenfunktionen aus approximativen Lösungen der Schrödingergleichung, die sich aus der Verwendung harmonischer Oszillator-Wellenfunktionen und einem $q\bar{q}$ -Potential der Form

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + c + br \quad (1.33)$$

ergeben. Mit Hilfe der impulsabhängigen Zustandsvektoren der Mesonen werden der hadronische Strom des $B \rightarrow X$ -Überganges und die Formfaktoren F bestimmt. Die Massen der Mesonen (B und X) ergeben sich in diesem Ansatz als Summe von Quarkmassen.

Im GIW-Modell werden nur solche Formfaktoren berücksichtigt, die Koeffizienten von Termen in nullter und erster Ordnung des Hadronimpulses sind (p_2 in Gl. 1.26 und p in Gl. 1.28). Der Formfaktor F_2^A , der in der longitudinalen Helizitätskomponente $H_0^{D^*}$ des $\bar{B} \rightarrow D^*$ -Überganges auftritt, wird demzufolge vernachlässigt.

Die Normierung erfolgt beim maximalen Wert von q^2 , bei dem sich das erzeugte Hadron X in Ruhe befindet. Die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren ist exponentiell. Bei der in Gl. (1.25) und (1.26) gewählten Notation lauten die Formfaktoren für den $\bar{B} \rightarrow D$ - und $B \rightarrow D^*$ -Übergang [33]:

$$\begin{aligned} \bar{B} \rightarrow D : \quad F_+^V(q^2) &= F_+^V(q_{max}^2) \cdot f(q^2) \\ \bar{B} \rightarrow D^* : \quad F_1^A(q^2) &= F_1^A(q_{max}^2) \cdot f(q^2) \\ F_2^A(q^2) &\equiv 0 \\ F_+^V(q^2) &= -F_+^V(q_{max}^2) \cdot f(q^2) \\ \text{mit} \quad f(q^2) &= \exp[-a(q_{max}^2 - q^2)] \end{aligned} \quad (1.34)$$

Hierbei sind $F(q_{max}^2)$ und der Faktor a im Exponenten Funktionen der Quarkmassen.

Die Autoren des GIW-Modells berechnen das Leptonspektrum und die semileptonische Zerfallsbreite des $b \rightarrow c$ -Überganges für die hadronischen Endzustände D, D^* , sowie für die erste orbitale ($1P$ -Zustände) und zweite radiale Anregung ($2S$ -Zustände) der D -Mesonen. Die gleichen Rechnungen werden für den $b \rightarrow u$ -Übergang durchgeführt (hadronische Endzustände $\pi, \rho, 1P, 2S$).

Im dem GIW-Modell ergibt sich ein Anteil der $1P$ - und $2S$ -Zustände der D -Mesonen von etwa 10% an der semileptonischen Zerfallsbreite von B -Mesonen. Die berechneten Breiten der D - und D^* -Erzeugung sind größer als die erwartete Breite des freien Quarküberganges $b \rightarrow cl\bar{\nu}$ (Tab. 1.4).

Das Modell von Altomari und Wolfenstein (AW)

Diese Autoren benutzen einen ähnlichen Ansatz [34,35] zur Berechnung der Formfaktoren wie im GIW-Modell. Allerdings werden nur die semileptonischen Breiten des $b \rightarrow c$ -Überganges in ein D - und D^* -Meson bestimmt. Die Mesonwellenfunktionen ergeben sich in diesem Modell unter Verwendung gemessener Massen für das B - und die D -Mesonen.

Die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren wird durch die Annahme der Poldominanz des hadronischen Stromes festgelegt:

$$f(q^2) \sim 1/(M_{Pol}^2 - q^2) \quad (1.35)$$

Die Polmasse ergibt sich aus einer Abschätzung für die Masse des B_c^* -Mesons: $M_{Pol} = 6.8 \text{ GeV}/c^2$.

Weiterhin haben die Autoren die Abhängigkeit der Breite des Zerfalls $\bar{B} \rightarrow D^*l\bar{\nu}$ von der Größe des Formfaktors F_2^A untersucht, der im GIW-Modell zu Null gesetzt wurde. Mit dem von Altomari und Wolfenstein bevorzugten *negativen* Wert für F_2^A ergibt sich eine um den Faktor 2 *kleiner* Zerfallsbreite als im GIW-Modell. Eine Erklärung für dieses Verhalten wird im Abschnitt 1.2.3 angegeben.

Das Modell von Grinstein, Isgur, Scora und Wise (GISW)

Der wesentliche Unterschied zu dem früher erschienenen GIW-Modell besteht darin, daß in dem GISW-Modell [36] der Formfaktor F_2^A nicht mehr vernachlässigt wird. Die Autoren wählen einen negativen Formfaktor,

$$F_2^A(q^2) = -F_2^A(q_{max}^2) \cdot f(q^2), \quad (1.36)$$

mit einer exponentiellen q^2 -Abhängigkeit wie im GIW-Modell. Die Berücksichtigung dieses Formfaktors führt zu erheblich veränderten Vorhersagen zur Zerfallsbreite der Reaktionen $\bar{B} \rightarrow D^*l\bar{\nu}$ und $\bar{B} \rightarrow \rho l\bar{\nu}$ und zur Form des Leptonspektrums.

Das Modell von Pietschmann und Schöberl (PS)

Dieser Ansatz [37] basiert auf einem nichtrelativistischen $q\bar{q}$ -Potential, wobei die Autoren die Zerfallsbreiten des $\bar{B} \rightarrow D^*$ - und $\bar{B} \rightarrow D$ -Überganges berechnen, nicht aber exklusive Endzustände aus $b \rightarrow u$ -Übergängen. Die Formfaktoren dieses Modells lauten:

$$\begin{aligned} \bar{B} \rightarrow D : \quad F_+^V(q^2) &= \frac{\sqrt{M_B^2 + M_D^2 - q^2}}{\sqrt{2}M_B} \\ \bar{B} \rightarrow D^* : \quad F_1^A(q^2) &= \sqrt{2} \cdot \sqrt{M_B^2 + M_{D^*}^2 - q^2} \\ F_2^A(q^2) &= F_+^V(q^2) \equiv 0 \end{aligned} \quad (1.37)$$

Die in diesem Modell berechnete semileptonische Breite ist um einen Faktor 2 größer als die semileptonische Breite des freien Quarküberganges $b \rightarrow cl\bar{\nu}$.

1.2.2 Relativistische Modelle gebundener Quarksysteme

Bei den folgenden Modellen werden relativistische Effekte der Quark- bzw. Hadrondynamik in der Bestimmung von Formfaktoren berücksichtigt.

Das Modell von Wirbel, Bauer und Stech (WBS)

In diesem Modell [38] werden die Mesonen als relativistisch gebundene Systeme von $q\bar{q}$ -Paaren behandelt. Die Mesonenwellenfunktionen werden dabei mit Hilfe eines Harmonischen-Oszillator-Potentials berechnet.

Die Normierung der Formfaktoren erfolgt bei $q^2 = 0$, wo das Meson aus dem B -Zerfall im Mittel von Null verschiedene Impulse besitzt. Zur Bestimmung der Formfaktoren in diesem kinematischen Bereich werden Überlappintegrale der Mesonenwellenfunktionen berechnet. Die q^2 -Abhängigkeit ergibt sich im WBS-Modell aus der Annahme von Poldominanz.

Die Formfaktoren des $\bar{B} \rightarrow D$ - und $\bar{B} \rightarrow D^*$ -Überganges lauten im Falle masseloser Leptonen :

$$\begin{aligned} \bar{B} \rightarrow D : \quad F_+^V(q^2) &= I \cdot f(q^2) \\ \bar{B} \rightarrow D^* : \quad F_1^A(q^2) &= (M_B + M_{D^*}) \cdot I \cdot f(q^2) \\ &F_2^A(q^2) = -\frac{2}{M_B + M_{D^*}} \cdot I \cdot f(q^2) \\ &F^V(q^2) = -\frac{2}{M_B + M_{D^*}} \cdot I \cdot f(q^2) \\ \text{mit} \quad f(q^2) &= M_{J\rho}^2 / (M_{J\rho}^2 - q^2) \end{aligned} \quad (1.38)$$

Hierbei wählen die Autoren unterschiedliche Polmassen $M_{J\rho}$ entsprechend den Quantenzahlen des jeweiligen Hadronstromes (vgl. [38]). Der Faktor I in den Formfaktoren ist das Überlappintegral der Mesonenwellenfunktionen: $I \approx 0.7$ für $\bar{B} \rightarrow D^*(D)$ -Übergänge und $I \approx 0.3$ für $\bar{B} \rightarrow \rho(\pi)$ -Übergänge.

In [39] wird der Einfluß der Überlappintegrale in F_1^A und F^V auf die Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^*l\bar{\nu})$ und das Verhältnis $\Gamma_L/(\Gamma_{T_-} + \Gamma_{T_+})$ untersucht. Die Autoren finden dabei starke Änderungen in diesen Größen bei Variation der Überlappintegrale.

Im WBS-Modell werden auch die Formfaktoren F_+^V und F_3^A bestimmt, die bei der Beschreibung der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^*(D)\tau^+\bar{\nu}_\tau$ aufgrund der hohen τ -Masse nicht mehr vernachlässigt werden dürfen. Im Falle von Myonen (und natürlich Elektronen) haben diese Formfaktoren keinen meßbaren Einfluß auf Zerfallsbreiten und die Form des Leptonenspektrums (siehe [21]), weshalb auf eine Angabe verzichtet wird.

Das Modell von Körner und Schuler (KS)

Der grundlegende Ansatz dieses Modells [28] besteht darin, die Helizitätseigenschaften des mesonischen $B \rightarrow D^*(D)$ -Überganges den Spinkonstellationen des Quarkzerfalls $b \rightarrow cl\bar{\nu}$ anzugleichen (gleiches gilt für $b \rightarrow u$ -Übergänge in ein ρ - bzw. π -Meson).

Zu diesem Zweck werden die Helizitätsamplituden des freien Quarkzerfalls den Helizitätsamplituden des mesonischen Überganges (Gl. 1.27 und 1.28) bei $q^2 = 0$ zugeordnet. Auf diese Weise wird die Normierung der Formfaktoren bei $q^2 = 0$ bis auf das Überlappintegral I der Mesonenwellenfunktionen festgelegt.

Die q^2 -Abhängigkeit ergibt sich auch hier aus der Annahme der Poldominanz, wobei allerdings für die Formfaktoren F_2^A und F^V ein Dipolverhalten gewählt wurde. Für den $\bar{B} \rightarrow D^*(D)$ -Übergang ergeben sich folgende Formfaktoren :

$$\bar{B} \rightarrow D : \quad F_1^A(q^2) = I \cdot f(q^2) \quad (1.39)$$

$$\begin{aligned} \bar{B} \rightarrow D^* : \quad F_1^A(q^2) &= (M_B + M_{D^*}) \cdot I \cdot f(q^2) \\ &F_2^A(q^2) = -\frac{2}{M_B + M_{D^*}} \cdot I \cdot f^2(q^2) \\ &F^V(q^2) = -\frac{2}{M_B + M_{D^*}} \cdot I \cdot f^2(q^2) \\ \text{mit} \quad f(q^2) &= M_{P_{ol}}^2 / (M_{P_{ol}}^2 - q^2) \end{aligned}$$

Die Polmasse wird zu $M_{P_{ol}} = 6.34 \text{ GeV}/c^2$ für $b \rightarrow c$ -Übergänge und $M_{P_{ol}} = 5.33 \text{ GeV}/c^2$ für $b \rightarrow u$ -Übergänge angenommen. Die entsprechenden Überlappintegrale sind $I = 0.7$ und $I = 0.33$. Der Vergleich mit dem WBS-Modell zeigt, daß trotz unterschiedlicher Ansätze beide Modelle in der Normierung der Formfaktoren, $F(q^2 = 0)$, übereinstimmen.

Die Autoren des KS-Modells haben weiterhin die Helizitätsstruktur der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l\bar{\nu}$ untersucht [28,29]. Sie zeigen z.B., daß die Wahl der Formfaktoren entscheidenden Einfluß auf das Verhältnis der Helizitätskomponenten $\Gamma_L/(\Gamma_{T_-} + \Gamma_{T_+})$ und somit den Polarisationsgrad des D^{*+} -Mesons besitzt. Die Messung der D^{*+} -Polarisation (Kap. 6) ist demnach ein vorzügliches Instrument, um Modellvorhersagen zu exklusiven semileptonischen B -Zerfällen zu überprüfen.

1.2.3 Vergleich der Modelle

In diesem Abschnitt werden die wesentlichen Vorhersagen der Formfaktormodelle vorgestellt.

In Tab. 1.4 sind die semileptonischen Breiten für die Übergänge $\bar{B} \rightarrow (D^*, D)l\bar{\nu}$ und $\bar{B} \rightarrow (\rho, \pi)l\bar{\nu}$ zusammengestellt⁸. Zusätzlich ist die Vorhersage für den freien Quarkübergang $b \rightarrow cl\bar{\nu}$ (FQD) aufgeführt. Dabei erwarten alle Autoren der Formfaktormodelle, daß die semileptonische Zerfallsbreite des $b \rightarrow c$ -Überganges zu etwa 90% durch die Erzeugung von D^* - und D -Mesonen gesättigt wird.

In der Tabelle ist weiterhin das Verhältnis der longitudinalen zu den transversalen Helizitätskomponenten, Γ_L/Γ_T ($\Gamma_T = \Gamma_{T_-} + \Gamma_{T_+}$), in der Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^*l\bar{\nu}$ angegeben.

$\Gamma_{sl} [V_{qb} ^2 \times 10^{12} \text{s}^{-1}]$	FQD [†]	WBS	PS [‡]	GIW [‡]	AW	KS	GISW
$\bar{B} \rightarrow D^*$	$b \rightarrow cl\bar{\nu}$	21.9	68.8	49.6	23.1	25.8	24.6
$\bar{B} \rightarrow D$		37.2	8.1	7.2	14.3	8.3	11.1
$\bar{B} \rightarrow \rho$	$b \rightarrow ul\bar{\nu}$	26.1	–	16.0	–	33.0	8.3
$\bar{B} \rightarrow \pi$		78.3	7.4	–	2.0	–	7.3
Γ_L/Γ_T in $\bar{B} \rightarrow D^*$		–	1.07	3.2	2.4	0.91	1.03

[†] Freier Quarkzerfall mit $M_b = 4.73, M_c = 1.55, M_\nu = 0.3 \text{ GeV}/c^2$.

[‡] Angaben für $\bar{B} \rightarrow (D^*, D)l\bar{\nu}$ aus [28].

Tabelle 1.4: Vergleich von Modellvorhersagen zu exklusiven semileptonischen B -Zerfällen.

Aus Tab. 1.4 kann u.a. entnommen werden, daß sich die Erwartungen der Modelle PS und GIW zur Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^*l\bar{\nu})$ und zum Verhältnis Γ_L/Γ_T erheblich von den anderen Formfaktormodellen unterscheiden.

Die wesentliche Ursache hierfür ist die Vernachlässigung des Formfaktors F_2^A bei PS und GIW. Dieser tritt in den Ansätzen von WBS, AW, KS und GISW mit *negativem* Vorzeichen in der longitudinalen Helizitätsamplitude $H_0^{D^*}$ auf (Gl. 1.28). Die Berücksichtigung des Formfaktors F_2^A führt wegen $|F_2^A|^2 \ll |F_1^A|^2$ zu einer Unterdrückung des Amplitudenquadrates $|H_0^{D^*}|^2$ durch

⁸Die Reihenfolge der Modelle wurde entsprechend dem Erscheinungszeitraum der Veröffentlichung gewählt.

den Interferenzterm $\sim -F_1^A \cdot |F_2^A|$. Aus diesem Grund ergeben sich in den Modellen von PS und GIW vergleichsweise größere Werte für $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^* l^- \bar{\nu})$ und Γ_L/Γ_T .

Die unterschiedliche Wahl der Formfaktoren spiegelt sich weiterhin in dem erwarteten Leptonspektrum und der q^2 -Verteilung wieder. Diese Spektren sind in Abb. 1.7 und 1.8 für den freien Quarkzerfall (FQD) und die Formfaktormodelle von KS, GIW und PS dargestellt. Zusätzlich sind die differentiellen Verteilungen der Helizitätskomponenten eingezeichnet⁹.

Man erkennt, daß alle Formfaktormodelle einen ähnlichen Verlauf der E_l - und q^2 -Verteilung im Falle des $\bar{B} \rightarrow D$ -Überganges erwarten, da der hadronische Strom nur einen Formfaktor aufweist (Gl. 1.25). Dagegen ergeben sich insbesondere in der q^2 -Verteilung der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^* l^- \bar{\nu}$ (und damit in der Form des D^* -Spektrums) große Unterschiede aufgrund der verschiedenartigen Spektren der longitudinalen Helizitätskomponente Γ_L . Das Quadrat des Viererimpulsübertrages q^2 ist mit der Energie des D^* -Mesons im B -Ruhesystem, E_{D^*} , durch die Relation

$$q^2 = M_B^2 + M_{D^*}^2 - 2M_B \cdot E_{D^*} \quad (1.40)$$

verknüpft. Die Berücksichtigung des Formfaktors F_2^A im KS-Modell (und in den Modellen von WBS, AW, GISW) führt zu einer Unterdrückung der longitudinalen Komponente $d\Gamma_L/dq^2$ im Bereich kleiner q^2 -Werte und somit zu einem harten Lepton- und q^2 -Spektrum. Ein harte q^2 -Verteilung führt nach Gl. (1.40) zu einem weichen D^{*+} -Energiespektrum.

Die vorangegangene Diskussion am Beispiel der semileptonischen $b \rightarrow c$ -Übergänge verdeutlicht, warum die Bestimmung von $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ aus dem gemessenen inklusiven Leptonspektrum starke Modellabhängigkeiten aufweist. Das Leptonspektrum im Endpunktbereich des $b \rightarrow u$ -Überganges ist durch die exklusiven Zerfälle $\bar{B} \rightarrow (\rho, \pi) l^- \bar{\nu}$ bestimmt, wobei die Erzeugung des ρ -Mesons dominant sein sollte (Tab. 1.4). Da der hadronische Strom des $\bar{B} \rightarrow \rho$ -Überganges die gleiche Formfaktordekomposition wie der $\bar{B} \rightarrow D^*$ -Übergang besitzt, ergeben sich auch hier starke Unterschiede in dem erwarteten Leptonspektrum (vgl. [20,21]).

Untersuchungen des Zerfalls $\bar{B} \rightarrow D^* l^- \bar{\nu}$ sind aufgrund der Struktur des hadronischen Stromes demnach besonders geeignet, um die Vorhersagen der verschiedenen Modelle zu überprüfen und somit ein besseres Verständnis des Einflusses der starken Wechselwirkung beim schwachen Zerfall von B -Mesonen zu erlangen.

In der vorliegenden Arbeit werden folgende Eigenschaften der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ gemessen:

- Das Leptonspektrum, das D^{*+} -Spektrum und die q^2 -Verteilung.
- Die Zerfallsbreite, die sich aus dem Verzweigungsverhältnis $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu})$ und der mittleren B -Hadron-Lebensdauer ergibt.
- Das Verhältnis der Helizitätskomponenten $\Gamma_L/(\Gamma_{T_-} + \Gamma_{T_+})$, das aus der Polarisation der D^{*+} -Mesonen bestimmt wird.

Mit Hilfe dieser Resultate wird das CKM-Matrixelement $|V_{cb}|$ ohne nennenswerte Unsicherheiten aufgrund von Modellannahmen bestimmt.

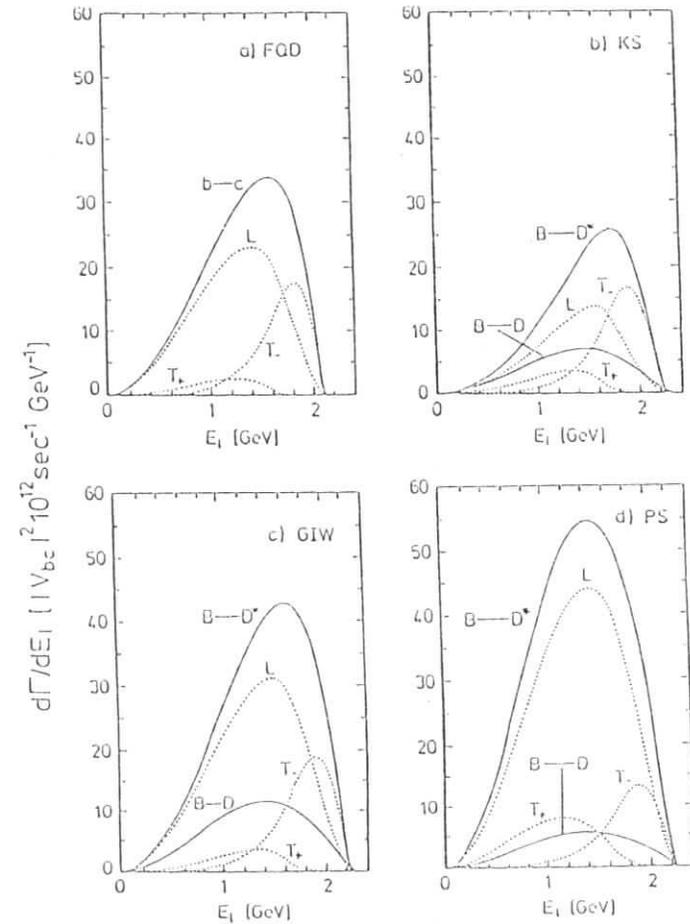


Abbildung 1.7: Modellerwartungen zum Leptonspektrum der Reaktionen $\bar{B} \rightarrow D^*(D) l^- \bar{\nu}$. Für den $\bar{B} \rightarrow D^*$ -Übergang sind die longitudinale (L) und die transversalen (T_- und T_+) Helizitätskomponenten eingezeichnet (aus [28]).

⁹Die Modellerwartungen von WBS und GISW unterscheiden sich nur geringfügig vom KS-Modell (zum Leptonspektrum siehe [21]).

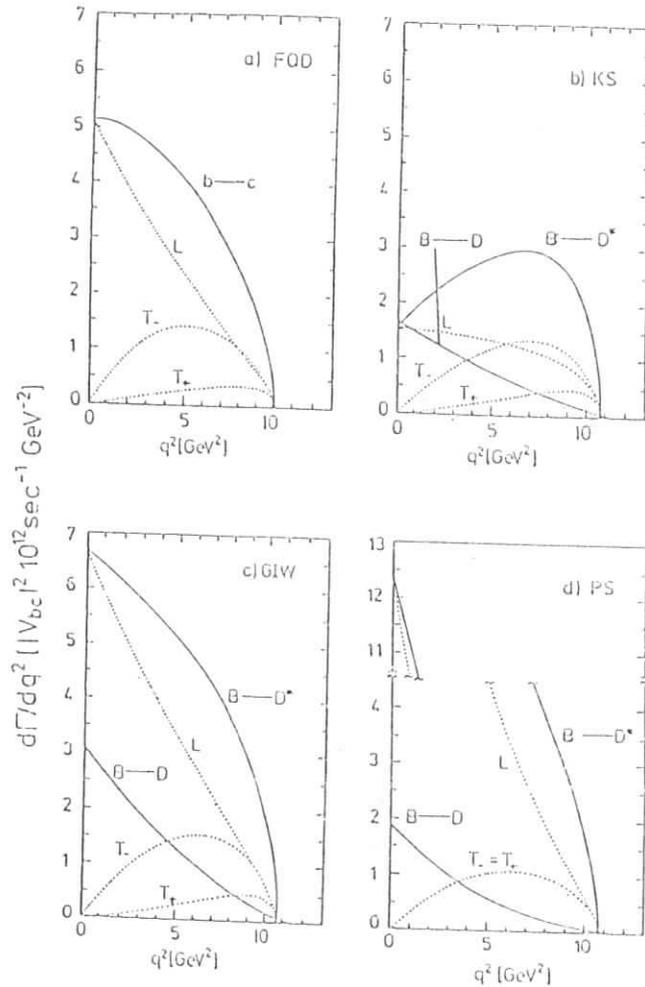


Abbildung 1.8: Modellerwartungen zur q^2 -Verteilung der Reaktionen $\bar{B} \rightarrow D^*(D) l^+ l^-$. Für den $\bar{B} \rightarrow D^*$ -Übergang sind die longitudinale (L) und die transversalen (T_- und T_+) Helizitätskomponenten eingezeichnet (aus [28]).

Kapitel 2

Das Experiment

Die vorliegende Analyse wurde im Rahmen des ARGUS - Experimentes mit den im Zeitraum von 1983 bis 1986 aufgezeichneten Daten durchgeführt. Der Detektor ARGUS wird seit 1982 am e^+e^- -Speicherring DORIS II am Deutschen-Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg betrieben und zeichnet sich durch eine gute Identifizierung geladener und neutraler Teilchen in einem großen Raumwinkelbereich aus.

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Eigenschaften der einzelnen Detektorkomponenten und die Verarbeitung der aufgezeichneten Daten beschrieben. Es wird die der Analyse zugrundeliegende Datenmenge und die Identifizierung geladener Teilchen behandelt.

2.1 Der e^+e^- -Speicherring DORIS II

Der Speicherring DORIS wurde 1974 als Doppel-Ring-Speicher in Betrieb genommen und diente anfänglich der Erforschung des J/Ψ -Systems bei Schwerpunktsenergien von 3 - 4 GeV.

Nach der Entdeckung der Υ -Resonanzen erfolgte der Umbau von DORIS, um die zur Untersuchung des Υ -Systems nötigen Schwerpunktsenergien bei hoher Luminosität zu erreichen [40]. Seitdem werden jeweils ein Teilchenpaket aus Elektronen und Positronen in einem Vakuumrohr gespeichert. Die Pakete laufen in entgegengesetzter Richtung um und werden in zwei Wechselwirkungszone zur Kollision gebracht. In einer dieser Zonen ist der ARGUS - Detektor plaziert, in der anderen befand sich bis zum Jahre 1987 das CRYSTAL BALL - Experiment.

Die Luminosität \mathcal{L} ist ein entscheidender Maschinenparameter, da die Ereignisrate einer Reaktion durch den Wirkungsquerschnitt σ und \mathcal{L} bestimmt ist :

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (2.1)$$

\mathcal{L} ist abhängig von Strahlparametern und kann folgendermaßen berechnet werden :

$$\mathcal{L} = \frac{n \cdot I_{e^+} \cdot I_{e^-}}{4\pi \cdot f \cdot e^2 \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y} \quad (2.2)$$

- mit
- n : Anzahl der Teilchenpakete pro Strahl
 - I : Stromstärke eines Teilchenpaketes
 - f : Umlauffrequenz
 - e : Elektron - Ladung
 - σ_x, σ_y : transversale Strahlausdehnungen am Wechselwirkungspunkt.

Eine Bestimmung von \mathcal{L} durch obige Gleichung ist allerdings nicht sinnvoll, da die Strahlausdehnungen und die Ströme nicht hinreichend genau gemessen werden können. Aus diesem Grund werden an e^+e^- -Speicherringen Ereignisse der Bhabha- Streuung gemessen, da deren Wirkungsquerschnitt in der QED präzise berechenbar ist.

Nach dem Einbau von Mini- β -Quadrupolen (1982) in unmittelbarer Nähe der Wechselwirkungszone werden mit DORIS II Luminositäten von mehr als $10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ und Ströme von etwa 40 mA bei einer Strahlenergie von 5.3 GeV erreicht. Die Energieauflösung eines Strahls beträgt dabei $\sigma_{\text{beam}} = 6.8 \text{ MeV}$.

2.2 Der Detektor ARGUS

ARGUS ist ein magnetischer Universaldetektor, der zum Nachweis von Endzuständen der e^+e^- -Wechselwirkung bei Schwerpunktsenergien um 10 GeV konzipiert wurde. In Abb. 2.1 ist der schematische Aufbau in Längsrichtung dargestellt.

Die Meßapparatur weist einen hohen Grad von Zylindersymmetrie um die Strahlachse auf. Die geometrische Anordnung der Komponenten wird durch zwei Koordinatensysteme definiert, deren Ursprünge mit dem Wechselwirkungspunkt in der Detektormitte zusammenfallen. Das erste ist ein rechtshändiges kartesisches Koordinatensystem. Die positive z -Achse weist in Richtung des Positronenstrahls und die y -Achse senkrecht hierzu. Das zweite ist ein Polarkoordinatensystem (R, θ, ϕ), dessen $R - \phi$ -Ebene mit der $x - y$ -Ebene übereinstimmt. Der Winkel θ definiert die Richtung des Radiusvektors bezüglich der z -Achse. Aufgrund der Zylindersymmetrie wird oftmals zwischen den im Zylindermantel liegenden Bereichen (Barrelregion) und dem Endkappenbereich unterschieden, wobei die Barrelregion etwa 75% des Raumwinkels überdeckt.

In folgenden Abschnitt werden die wesentlichen Eigenschaften der Detektorkomponenten erläutert; eine detaillierte Beschreibung findet sich in [41].

Die Haupt - Driftkammer

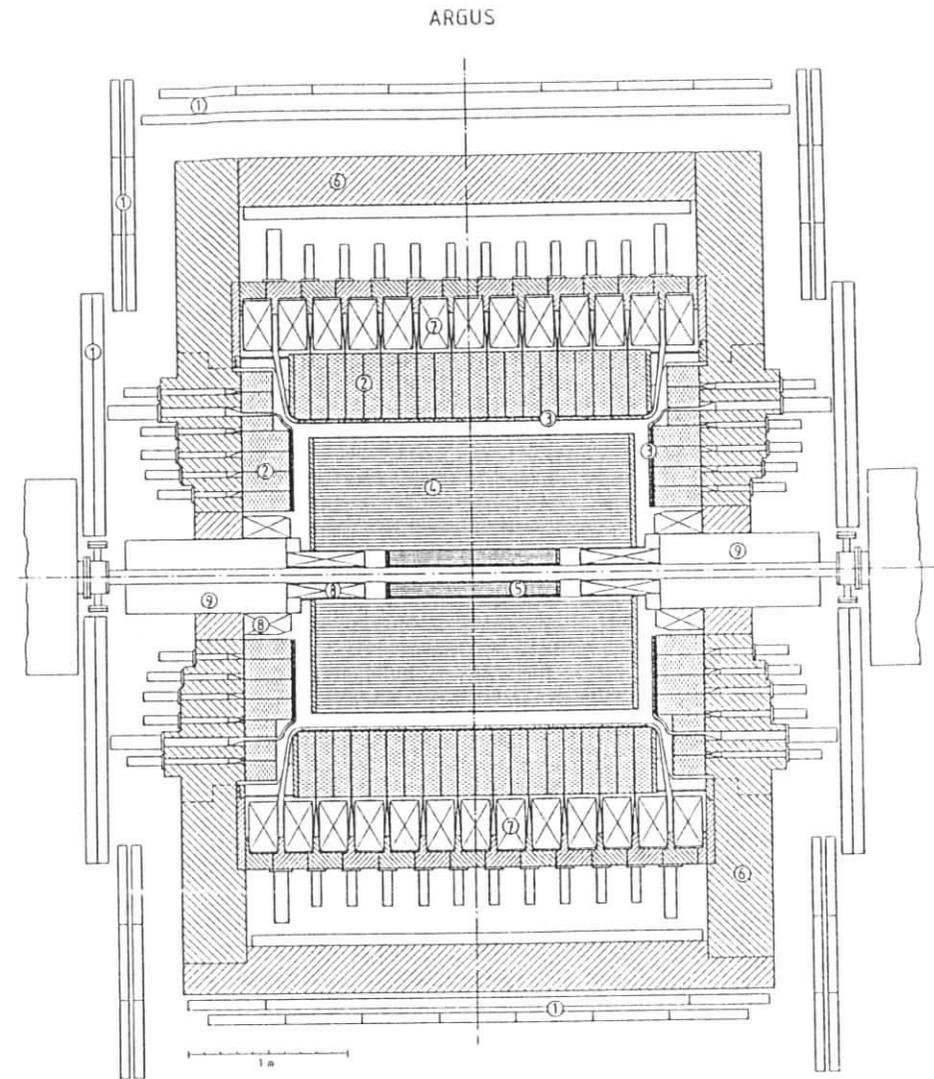
Diese Apparatur (4) ist die wesentlichste Komponente zur Erkennung geladener Teilchen. Sie dient der dreidimensionalen Rekonstruktion von Spuren, deren Impulsbestimmung, sowie der Messung der spezifischen Ionisation (dE/dx).

Die zylindrische Kammer hat eine Länge von 2 m, einen Innenradius von 15 cm und einen äußeren Radius von 86 cm. Die 5940 Signaldrähte (goldbeschichtetes Wolfram mit $30 \mu\text{m}$ Ø) sind in 36 konzentrischen Lagen um das Strahlrohr angebracht. Zusammen mit 2458 Potentialdrähten (Cu-Be-Legierung, $75 \mu\text{m}$ Ø) werden geschlossene Driftzellen mit annähernd quadratischem Querschnitt ($18.8 \times 18.0 \text{ mm}^2$) gebildet, wobei die Potentialdifferenz zwischen Signal- und Potentialdrähten etwa 2900 V beträgt.

Von den 36 Lagen sind bei jeder zweiten die Signaldrähte gegenüber der Strahlrichtung um kleine Winkel α geneigt angeordnet (Stereo-Lagen), bei den restlichen 18 Lagen verlaufen die Signaldrähte parallel zur Strahlachse (0° -Lagen). Die Reihenfolge von innen nach außen ist: $0^\circ, +\alpha, 0^\circ, -\alpha, \dots$. Der Stereowinkel ist innerhalb einer Lage konstant und ändert seinen Betrag mit zunehmendem Radius von 2.3° für die innerste Lage bis 4.6° bei der äußersten. Mit Hilfe der 0° -Lagen der Driftkammer können die $R - \phi$ -Koordinaten der Spurtreffer rekonstruiert werden, die α -Lagen erlauben die Bestimmung der z -Komponente. Hierdurch wird eine Spurrekonstruktion in drei Dimensionen ermöglicht.

Die Kammer wird bei konstantem Druck von typisch 1035 mb mit einem Gasgemisch von 97% Propan, 3% Methylal und einer Beimengung von 0.2% Wasserdampf (seit 1984) betrieben. Ein geladenes Teilchen ionisiert die Gasmoleküle entlang seines Weges. Die Elektronen driften im elektrischen Feld der Zelle in Richtung der Signaldrähte und nehmen in dessen Nähe aufgrund der hohen Feldstärke genügend Energie auf, um weitere Moleküle zu ionisieren (Gasverstärkung von etwa 10^4).

Die Zeitspanne zwischen der Ankunft der Elektronen am Signaldraht und der e^+e^- -Wechselwirkung wird mittels Zeit-Digital-Wandlern (TDC) digitalisiert und ausgelesen. Aus der experimentell bestimmten Driftzeit-Ortsbeziehung kann daraus der Abstand der Spur zum Si-



38269

Abbildung 2.1: Längsschnitt durch den Detektor ARGUS (schematisch)

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

gnaldraht ermittelt werden. Für Abstände zwischen 0.2 cm und 0.75 cm ist die Ortsauflösung pro Driftzelle besser als $200\ \mu\text{m}$.

Weiterhin wird die von der Spur erzeugte Ladung in jeder getroffenen Driftzelle durch Analog-Digital-Wandler (*ADC*) digitalisiert und ausgelesen. Da die Ladung proportional der primären Ionisation und somit zum Energieverlust des Teilchens ist, kann aus der Verteilung der Meßwerte einer Spur der spezifische Energieverlust (dE/dx) eines Teilchens bestimmt werden.

Durch das parallel zur z -Achse verlaufende Magnetfeld werden die Spuren geladener Teilchen abgelenkt, wobei die Spurkrümmung proportional zum Kehrwert des Transversalimpulses p_T ist. Die erreichte Auflösung beträgt:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_T)^2} \quad (p_T \text{ in } GeV/c) \quad (2.3)$$

Der Polarwinkel θ der Spur wird aus der Trefferinformation der Stereodrähte bestimmt, wodurch der Impulsvektor \vec{p} des Teilchens errechnet werden kann. Die Meßgenauigkeit in $|\vec{p}|$ ist nur unwesentlich schlechter als in p_T . Spuren, die mindestens vier Treffer auf den 0° -Lagen und drei Treffer auf den α -Lagen gesetzt haben (Mindestanforderung für den Spurfindungsalgorithmus), können in einem Bereich von 96% des Raumwinkels gemessen werden.

Die gute Impulsauflösung gewährleistet auch eine hohe Auflösung in der invarianten Masse von Teilchensystemen, die aus dem Zerfall einer Resonanz (z.B. $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) stammen. Dies führt zu geringem kombinatorischen Untergrund in der Massenregion der Resonanz.

Die Vertex - Driftkammer

Die Vertexkammer (5) wurde im Frühjahr 1985 in Betrieb genommen worden. Die Kammer ist nahe am Wechselwirkungspunkt, zwischen dem Strahlrohr und der Innenwandung der großen Driftkammer, angeordnet. Dadurch können die Spuren geladener Teilchen bis nahe an ihren Produktionsvertex vermessen werden. In Verbindung mit den in der Haupt- Driftkammer gesetzten Treffern wird eine Verbesserung der Impulsauflösung und eine größere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von Sekundärvertices erreicht.

Die Kammer verfügt über 596 Signaldrähte (goldbeschichtetes Wolfram mit $20\ \mu\text{m}$ Ø) und 1412 Potentialdrähte (Cu-Be- Legierung mit $127\ \mu\text{m}$ Ø), die parallel zur Strahlachse gespannt sind und eine hexagonale Zellstruktur bilden. Die angelegte Hochspannung beträgt 3500 V . Die Kammer überdeckt 95% des Raumwinkels und wird mit CO_2 und einer Beimengung von 0.3% Wasserdampf bei einem Druck von 1.5 bar betrieben. Damit wird in einem Bereich von etwa einem Drittel der Driftwege eine Ortsauflösung von $50\ \mu\text{m}$ erreicht.

Werden die Treffer in der Vertexkammer zur Spurrekonstruktion mitbenutzt, so verbessert sich die Auflösung für Myonen mit $p = 5\text{ GeV}/c$ von $\sigma_{p_T}/p_T = 0.9\%$ (ohne Vertexkammer) auf $\sigma_{p_T}/p_T = 0.6\%$ (mit Vertexkammer).

Bei 90% der in dieser Arbeit analysierten $\Upsilon(4S)$ - Daten (integrierte Luminosität von: 93.2 pb^{-1}) war die Vertex- Driftkammer in Betrieb. Der restliche Teil der verwendeten $\Upsilon(4S)$ - Datenmenge (9.7 pb^{-1}) wurde vor dem Einbau der Kammer aufgezeichnet.

Das Flugzeitzähler - System

Das Flugzeit- System (*ToF*) (3) hat die Aufgabe, die Flugzeiten geladener Teilchen vom Wechselwirkungspunkt bis zu den getroffenen Zählern zu messen. In Verbindung mit der Spurlängenbestimmung kann die Geschwindigkeit eines Teilchens errechnet werden. Neben der dE/dx - Messung sind die Flugzeitzähler somit eine weitere Komponente zur Teilchenidentifikation. Außerdem bilden die Zähler im Barrelbereich des Detektors einen wesentlichen Bestandteil des Triggers.

Das Flugzeit- System besteht im Barrelbereich aus 64 Szintillationszählern (NE 110) mit einer Länge von 218 cm , die an beiden Enden über Lichtleiter und Photovervielfacher (RCA 8575) ausgelesen werden. Im Endkappenbereich sind jeweils 48 trapezförmige Zähler angebracht, wobei jeder Zähler mit einem Photovervielfacher verbunden sind.

Die mittlere Flugzeitauflösung beträgt für Hadronen $\sigma_{ToF} = 220\text{ ps}$.

Das elektromagnetische Kalorimeter

Das Kalorimeter (2) dient im wesentlichen zur Messung der Richtung und der Energie von Photonen, sowie zur Identifikation von Elektronen. Weiterhin bildet diese Komponente einen Teil des Triggersystems und wird zur Luminositätsbestimmung während der Datennahme verwendet.

Im Barrelbereich des Detektors sind innerhalb des Spulenvolumens 1280 Schauerzähler in 20 Ringen zu jeweils 64 Modulen angeordnet, die auf die Strahlachse ausgerichtet sind. Die auf beiden Endkappen montierten 240 Zähler sind an jeder Seite in fünf konzentrischen Ringen parallel zur Strahlachse angebracht. Jedes Schauerzählermodul ist schichtweise aus Szintillatorplatten von 5 mm Dicke (ALTUSTIPE UV 15105) und Bleiplatten (1 mm Dicke im Barrelbereich, 1.5 mm bei den Endkappenzählern) aufgebaut. Die Dicke eines Zählers entspricht 12.5 Strahlungslängen.

Die Auslese des Szintillationslichtes erfolgt über Wellenlängenschieber und Lichtleiter zu Photovervielfachern (VALVO XP 2008 UP). Letztere sind in der Barrelregion im feldfreien Raum außerhalb der Spule und im Endkappenbereich außerhalb des Eisenjochs angebracht.

Aufgrund der Zähleranordnung befindet sich zwischen ihnen und dem Wechselwirkungspunkt nur Material mit einer Dicke entsprechend 0.16 Strahlungslängen im Barrelbereich bzw. 0.52 Strahlungslängen in der Endkappenregion, so daß auch niederenergetische Photonen bis zu Energien von $E_\gamma \approx 50\text{ MeV}$ mit großer Effizienz nachgewiesen werden können.

Das Schauerzählersystem bei ARGUS überdeckt 96% des Raumwinkels. Die Energieauflösung beträgt im Zentralbereich des Detektors

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E}} \quad (E \text{ in } GeV) \quad (2.4)$$

und in der Endkappenregion

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E}} \quad (E \text{ in } GeV) \quad (2.5)$$

Die deponierte Energie und die laterale Schauerausbreitung im Kalorimeter stellen die wesentlichen Kriterien bei der Identifikation von Elektronen dar. Elektronen deponieren als elektromagnetisch aufschauende Teilchen im Mittel ihre gesamte Energie in den Schauerzählern, während bei Myonen und Hadronen keine ausgeprägte Korrelation zwischen ihrem Impuls und der deponierten Energie beobachtet wird (siehe [41,42]). Weiterhin unterscheidet sich die laterale Energieverteilung eines elektromagnetischen von der eines hadronischen Schauers. Bei Hadronen ist die deponierte Energie auf eine größere Anzahl von Zählermodulen verteilt, während elektromagnetische Schauer eine geringere laterale Ausbreitung aufweisen und dabei einen Großteil ihrer Energie in wenigen Zählern deponieren.

Bei ARGUS wurde das unterschiedliche Verhalten von Elektronen und Hadronen in den Schauerzählern ausgenutzt, um einen effizienten Algorithmus zur Elektronidentifikation zu entwickeln [19]. Dieser wird in Abschnitt 2.6.2 näher beschrieben.

Das Magnetsystem

Das Magnetsystem bei ARGUS besteht aus der Magnetspule (7), dem Eisenjoch (6), sowie den Mini- β - Quadrupolen (9) und den Kompensationsspulen (8).

Zur Impulsbestimmung geladener Teilchen wird ein parallel zur Strahlachse verlaufendes Magnetfeld von 13 normalleitenden Ringspulen aus Kupfer mit einem Durchmesser von jeweils 3 m erzeugt. Bei einer im Experimentierbetrieb eingestellten Stromstärke von 4250 A beträgt die Feldstärke 0.755 T.

Der magnetische Fluß wird von dem Eisenjoch zurückgeführt, welches außerdem als Hadronabsorber für die äußeren Myonkammern dient.

Zur Erhöhung der Luminosität wurden vertikal stark fokussierende Quadrupole (Mini- β - Quadrupole) sehr nahe an der Wechselwirkungszone installiert, wodurch diese Speicherring-Komponenten in den Detektoraufbau integriert werden mußten.

Die Kompensationsspulen bewirken eine Verringerung des Magnetfeldeinflusses auf die gespeicherten Strahlen und auf die Mini- β - Quadrupole.

Die Myonkammern

Zur Identifikation von Myonen wird ausgenutzt, daß diese im Gegensatz zu Elektronen und Hadronen nur wenig mit Materie wechselwirken und bei genügend hohen Impulsen ($p_\mu > 0.9 \text{ GeV}/c$) das Eisenjoch durchdringen können.

Bei ARGUS bilden insgesamt 218 Module, die in drei Lagen angeordnet sind, das Myonkammersystem (1). Jedes dieser Module besteht aus 8 Aluminium - Proportionalzählrohren mit einem rechteckigen Querschnitt von $56 \times 56 \text{ mm}^2$. In der Mitte des Rohres befindet sich ein Zählrohr (goldbeschichtetes Wolfram, $50 \mu\text{m}$ O), der gegen das Gehäuse auf einer Potentialdifferenz von 2350 V gehalten wird. Die Kammern werden mit einer Gasmischung aus 92% Argon und 8% Methan betrieben.

Die erste Lage von Myonkammern ist noch innerhalb des Eisenjochs im Barrelbereich des Detektors installiert. Das Material zwischen Wechselwirkungspunkt und der inneren Myonkammerlage hat eine Stärke entsprechend 3.3 hadronischen Absorptionslängen, so daß Myonen mit Impulsen $p_\mu > 0.7 \text{ GeV}/c$ diese Detektorkomponente erreichen. Allerdings überdeckt die erste Lage von Myonkammern nur etwa 43% des Raumwinkels.

Außerhalb des Eisenjochs sind im Barrel- und Endkappenbereich weitere zwei Lagen von Myonkammern aufgebaut, die einen Raumwinkel von 87% von 4π überdecken. Diese beiden Lagen sind weitgehend so angeordnet, daß sich die Proportionalrohre kreuzen. Die Materialstärke zwischen den Kammern und dem Wechselwirkungspunkt entspricht im Barrelbereich 5.1 Absorptionslängen, wodurch aufgrund des Energieverlustes nur Myonen mit Impulsen $p_\mu > 0.9 \text{ GeV}/c$ diese Komponente erreichen.

In der vorliegenden Analyse wurde von den Myonkandidaten gefordert, daß sie zumindest eine der äußeren Lagen des Myonkammersystems getroffen haben.

2.3 Das Triggersystem

Die Triggerbedingungen eines Experimentes entscheiden, ob ein Ereignis zur weiteren Verarbeitung aufgezeichnet werden soll. In diesem Fall wird der Detektor solange gesperrt, bis die Meßwerte ausgelesen und abgespeichert sind (*Totzeit*); andernfalls wird geprüft, ob das folgende Ereignis die Triggerbedingungen erfüllt.

Da die Kollisionsrate der Teilchenpakete in DORIS II 1 MHz beträgt, muß diese Entscheidung innerhalb der Zeit von 1 μs zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wechselwirkungen getroffen werden. Die Triggerlogik muß folgende Bedingungen erfüllen :

1. Ereignisse aus der e^+e^- - Wechselwirkung sollen mit hoher Wahrscheinlichkeit aufgezeichnet werden.
2. Untergrundreaktionen (Strahl-Strahlrohr- und Strahl Restgas - Wechselwirkungen) sollen weitgehend zurückgewiesen werden.

3. Die Totzeit muß so klein als möglich sein.

Die Triggerlogik arbeitet bei ARGUS in zwei aufeinanderfolgenden Schritten:

Der 'schnelle' Trigger (*Pretrigger*) verwendet die Meßdaten des *ToF* - Systems und der Schauerzähler und entscheidet innerhalb von 300 ns über eine Weiterverarbeitung des Ereignisses. Wird das Ereignis akzeptiert, dann verwendet der 'langsame' Trigger der zweiten Stufe die Informationen getroffener Driftkammerdrähte und zugeordneter *ToF* - Zähler, um Spurkandidaten zu erkennen.

Die Anforderungen des schnellen Triggers

Für den schnellen Trigger werden die Signale von Schauerzählergruppen und Flugzeitzählergruppen in zwei z - Hemisphären des Detektors ausgewertet. Die Trennfläche dieser Hemisphären bildet die Ebene, die senkrecht zur Strahlachse durch den Wechselwirkungspunkt verläuft. Die unterschiedlichen Triggerbedingungen sind im einzelnen:

ETOT (Total Energy Trigger)

Dieser Trigger fordert, daß die in den Schauerzählern deponierte Energie in jeder z - Hemisphäre größer als 700 MeV ist. Im Gegensatz zu den anderen Triggerbedingungen werden bei dieser Messung die Schauerzähler im Barrel- und Endkappenbereich verwendet. Der ETOT-Trigger dient zur Aufzeichnung von Ereignissen aus der Bhabha- Streuung und aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

HESH (High Energy Shower Trigger)

Die Schauerzähler des Barrelbereichs werden in 16 überlappenden Gruppen zusammengefaßt. Das Ereignis wird ausgelesen, sofern in mindestens einer dieser Gruppen eine Energie von mehr als 1 GeV registriert wird.

CPPT (Charged Particle Pretrigger)

In jeder Hemisphäre des Barrelbereichs werden 16 Gruppen von Schauerzählern und Flugzeitzählern definiert. Jede Gruppe besteht aus 6 Reihen von Schauerzählern und 4 davor befindlichen Reihen von Flugzeitzählern. Das Ereignis wird akzeptiert, sofern in jeder Hemisphäre mindestens eine Gruppe ein Signal liefert. Hierzu wird gefordert, daß die Flugzeitzählergruppe in Koinkidenz mit der Schauerzählergruppe anspricht, wobei in dieser eine Energie von mehr als 50 MeV deponiert sein muß. Dieser Trigger ist für das Erkennen von Ereignissen mit mehreren geladenen Spuren ausgelegt.

CMAT (Coincidence Matrix Trigger)

Für diese Triggerbedingung wird die gleiche Definition von Schauer- und Flugzeitzählergruppen verwendet, wie bei dem CPPT - Trigger. Ein Ereignis wird dann ausgelesen, wenn unabhängig von der z - Hemisphäre zwei im Azimutwinkel ϕ entgegengesetzte Gruppen ansprechen ($\Delta\phi > 100^\circ$). Der CMAT - Trigger ist für exklusive Endzustände aus $\gamma\gamma$ - Wechselwirkungen ausgelegt, da diese im Transversalimpuls balanciert sind, allerdings einen Boost in z - Richtung aufweisen können.

Die langsame Triggerstufe

Die Triggerbedingungen der ersten Stufe führen zu einer Rate akzeptierter Ereignisse von 100 Hz. Eine derartige Ausleserate würde sehr hohe Totzeiten liefern, so daß eine zweite Triggerstufe, der LTF (Little Track Finder), aktiviert wird. Dieser vergleicht die gesetzten Driftkammerdrähte mit bis zu 2000 abgespeicherten Spurmasksen in der $R - \phi$ - Ebene. Um als Spurkandidat ak-

zeptiert zu werden, muß weiterhin der zur Maske gehörende Flugzeitähler angesprochen haben. Das Ereignis wird ausgelesen, wenn eine Mindestanzahl derartiger Spuren gefunden wurde. Diese Forderung hängt von der Triggerklasse der ersten Stufe ab: 0 Spuren beim ETOT, eine beim HESH und jeweils zwei für CPPT und CMAT.

Der LTF benötigt im Mittel $20 \mu\text{s}$ zur Untersuchung eines Ereignisses, was einer Totzeit von deutlich weniger als 1% entspricht. Die typische Triggerrate des Experimentes beträgt 10 Hz .

2.4 Die Datenaufbereitung

Die Verarbeitung der von dem ARGUS - Trigger akzeptierten Ereignisse gliedert sich in zwei Teile: Die Rohdatenerfassung (*Online* Datennahme) und die Rekonstruktion der Ereignisse (*Offline* Analyse). Hieran schließen sich weitere Selektionsstufen an, bei denen u. a. multi-hadronische Ereignisse auf gesonderten Bandleinheiten abgespeichert werden.

Passiert ein Ereignis die Triggerbedingungen, so werden die digitalisierten Daten aller Detektorkomponenten mit Hilfe eines Mikroprozessors ausgelesen und zum Experimentrechner (DEC PDP 11/45) übertragen. Dieser leitet die gespeicherten Informationen an einen zweiten Rechner (DEC VAX 11/780) weiter, der die Rohdaten zu Blöcken von jeweils 20 Ereignissen zusammenfaßt und diese zum DESY - Zentralrechner (IBM 3084-Q) transferiert. Der VAX - Rechner hat außerdem die Aufgabe, wesentliche Detektorinformationen zu monitorisieren und durch ein spezielles Filterprogramm einen Teil der Untergründereignisse (etwa 30%) zu verwerfen.

Auf der IBM - Rechenanlage werden die Ereignisse zunächst auf Magnetplatte zwischengespeichert und dann auf Magnetbänder übertragen. Bei diesem Schritt wird gleichzeitig das endgültige Datenformat erzeugt.

2.4.1 Die Ereignisrekonstruktion

Die gespeicherten Informationen der Detektorkomponenten werden bei der Rekonstruktion in physikalische Meßgrößen wie Impulse, Energien, Flugzeiten und Energieverlust geladener Teilchen umgewandelt. Die wesentlichen Schritte des hierzu benutzten Rekonstruktionsprogrammes werden im folgenden dargestellt.

Die Spurrekonstruktion

Die Erkennung geladener Spuren (*pattern recognition*) erfolgt aus den Treffern der Signaldrähte in der großen Driftkammer. Die Spurensuche wird dabei zunächst in der $R - \phi$ - Ebene durchgeführt, indem die Treffer in den 0° - Lagen unter Berücksichtigung der jeweiligen Driftzeiten ausgewertet werden. Aus der Analyse der Stereodrähte ergibt sich der Verlauf der Spurkandidaten in der $s - z$ - Projektion (s bezeichnet die Länge der Spur). Am Ende der Spurensuche ergibt sich für jede Spur ein Satz von fünf Parametern, der den räumlichen Verlauf und die Impulskomponenten vollständig bestimmt.

Beim anschließenden Spurfit wird mit Hilfe eines iterativen Verfahrens die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen den berechneten und den aus der Driftzeit (TDC - Information) bestimmten Abständen der Spur zu den getroffenen Signaldrähten minimiert. Hierbei werden Inhomogenitäten des Magnetfeldes, der gemessene Energieverlust und Vielfachstreuung des Teilchens in der durchquerten Materie berücksichtigt.

Die so erkannten Spuren werden in den Raum außerhalb des Driftkammervolumens extrapoliert, so daß etwaige Signale anderer Detektorkomponenten (Vertexkammer, Flugzeitähler, Schauerzähler und Myonkammern) den Spuren zugeordnet werden können.

Die Treffer in der Vertexkammer werden nicht zur Spurensuche herangezogen. Können allerdings getroffene Signaldrähte einer Spur aus der Haupt - Driftkammer zugeordnet werden,

erfolgt eine erneute Spurauspassung unter Berücksichtigung der Vertexkammer - Information.

Der bei ARGUS verwendete Algorithmus erlaubt eine effiziente Spurlindung geladener Teilchen selbst bei sehr niedrigen Impulsen um $100 \text{ MeV}/c$ (für Pionen). Dies ist insbesondere für die Rekonstruktion von D^{*+} - Mesonen aus B - Zerfällen von großer Bedeutung, da das direkt erzeugte Pion aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ Impulse kleiner als $250 \text{ MeV}/c$ aufweist.

Die dE/dx - Analyse

Die spezifische Ionisation eines Teilchens wird aus den ADC - Werten der Spur und der mittleren Spurlänge pro getroffener Driftzelle ermittelt. Da die Einzelmessungen des Energieverlustes einer Landauverteilung folgen, werden 30% der höchsten und 10% der niedrigsten ADC - Werte verworfen und aus den verbleibenden der Mittelwert bestimmt (*truncated mean*). Das Verhältnis aus diesem Mittelwert und der mittleren Spurlänge ist dem wahrscheinlichsten Wert des spezifischen Energieverlustes proportional. Die Normierung wird während der Rekonstruktion aus Bhabha - Ereignissen gewonnen, da deren hochenergetische Elektronen bzw. Positronen einen nahezu impulsunabhängigen Energieverlust von $6.5 \text{ keV}/2 \text{ cm}$ besitzen¹.

Der gemessene Energieverlust $(dE/dx)_{\text{meas}}$ wird mit dem für die Teilchenhypothese e, μ, π, K, p erwarteten, $(dE/dx)_{\text{theo}}$, verglichen. Für jede dieser Teilchensorten wird ein χ^2 - Wert errechnet:

$$\chi_i^2(dE/dx) = \frac{[(dE/dx)_{\text{meas}} - (dE/dx)_{\text{theo},i}]^2}{\sigma^2(dE/dx)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (2.6)$$

Hierbei enthält $\sigma(dE/dx)$ die Fehlerbeiträge aus der Streuung der Einzelmessungen um den Mittelwert und aus der Unsicherheit aufgrund der Impulsbestimmung.

Die erreichte dE/dx - Auflösung beträgt 5.5% für Elektronen und 7% für Hadronen.

Die Vertexfindung

In diesem Teil der Rekonstruktion werden der Ereignisvertex, also der geometrische Ursprung der e^+e^- - Wechselwirkung, und Sekundärvertices aus dem Zerfall langlebiger neutraler Teilchen (K_s^0, Λ , konvertierte Photonen) bestimmt.

Zur Hauptvertexrekonstruktion werden die Spuren geladener Teilchen unter Berücksichtigung des Energieverlustes im Detektormaterial in Richtung der Strahlachse extrapoliert. Aus einer Anpassungsrechnung wird der Ort der größten Annäherung der Spuren ermittelt. Dabei wird für jede Spur mit Hilfe der Fehlermatrix ein χ^2_{VX} - Wert errechnet, wobei Spuren mit großen Abständen von der Vertexposition ($\chi^2_{\text{VX}} > 49$) nicht zur Anpassungsrechnung herangezogen werden.

Die Sekundärvertexfindung wird auf ähnliche Weise durchgeführt. Hier wird nach dem Ursprung zweier entgegengesetzt geladener Teilchen außerhalb des Hauptvertexbereichs gesucht. Eine Spur kann dabei aufgrund von Meßfehlern und Spurüberlappungen durchaus zu mehreren Vertices beitragen.

Die Flugzeitanalyse

Zur Ermittlung der Flugzeit eines geladenen Teilchens wird die Zeitspanne zwischen der e^+e^- - Wechselwirkung und dem Auftreffen der Spur auf zugeordnete gesetzte Szintillationszähler ausgewertet. Die gemessenen Flugzeiten sind dabei größer als 3 ns . Die Geschwindigkeit β eines Teilchens ist durch die Spurlänge l und die Flugzeit ToF bestimmt: $ToF = l/\beta c$ (c = Lichtgeschwindigkeit).

Die für die Teilchensorten e, μ, π, K, p erwarteten Geschwindigkeiten β_{theo} werden aus dem Impuls der Spur und den Ruhemassen errechnet. Hiermit können unter Benutzung der gemess-

¹Eine detaillierte Beschreibung der dE/dx - Auswertung bei ARGUS findet sich in [43].

senen Geschwindigkeit β_{meas} , $\chi^2(ToF)$ - Hypothesen für die jeweiligen Teilchensorten erstellt werden :

$$\chi_i^2(ToF) = \frac{[1/\beta_{meas} - 1/\beta_{theo,i}]^2}{\sigma^2(ToF)} \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (2.7)$$

Der Fehler $\sigma(ToF)$ vereinigt die experimentelle Unsicherheit der Geschwindigkeitsbestimmung und die Änderung der erwarteten Geschwindigkeiten durch den Meßfehler des Impulses.

Die Schauerzähleranalyse

Im ersten Schritt werden benachbarte getroffene Zähler zu Gruppen (*Cluster*) zusammengefaßt. Die Pulshöhensignale werden mittels zählerspezifischer Kalibrationskonstanten in deponierte Energien konvertiert, woraus sich die Gesamtenergie in dem Cluster ergibt.

Im zweiten Schritt wird untersucht, ob es sich bei dem Cluster um die Energiedeposition eines geladenen Teilchens oder eines Photons handelt. Um als Photon erkannt zu werden, darf dem Cluster keine aus der Driftkammer extrapolierte Spur zugeordnet werden können. Die Impulsrichtung eines Photons wird aus dem Energieschwerpunkt des Clusters und der Hauptvertex-Position bestimmt.

Die Myonkammeranalyse

Zur Erkennung von Myonkandidaten werden Driftkammerspuren mit Impulsen $p > 0.7 \text{ GeV}/c$ in die Richtung der Myonkammern verfolgt. Um den Energieverlust im Detektormaterial zu bestimmen, werden diese Spuren als Myonen behandelt. Unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung wird in der Umgebung des berechneten Auftreffortes in den Myonkammern nach gesetzten Zählröhren gesucht. Die Trefferinformation der Myonkammerlagen wird anschließend abgespeichert.

Die so rekonstruierten Daten werden in einem definierten Format auf Magnetbändern abgespeichert (EXPDST-Bänder). Neben den physikalischen Meßgrößen sind hier auch die Rohdateninformationen noch verfügbar, wodurch eine teilweise oder vollständige Neurekonstruktion der Ereignisse jederzeit möglich ist.

2.4.2 Die Selektion von Multi-Hadron - Ereignissen

Ereignisse aus der e^+e^- - Vernichtung in Quarkpaare zeichnen sich durch eine hohe mittlere Multiplizität geladener Hadronen auszeichnen (siehe z.B. [44]). Die rekonstruierten Daten enthalten allerdings Ereignisklassen, die für physikalische Analysen keine Bedeutung haben. Es sind dies QED - Prozesse (Bhabha - Ereignisse und μ - Paarerzeugung), Zwei-Photon - Reaktionen mit geringer geladener Multiplizität im Endzustand und Untergrundprozesse (Strahl-Strahlrohr - Wechselwirkungen und Strahl-Restgas - Ereignisse).

Um die Anzahl der zu verarbeitenden Daten zu verringern, wird deshalb bei ARGUS eine Standardselektion von Multi-Hadron - Ereignissen durchgeführt. Die Kriterien hierfür lauten :

1. Das Ereignis muß mindestens drei geladene Spuren aufweisen, die einen gemeinsamen Ereignisvertex bilden. Dessen geometrische Koordinaten befinden sich innerhalb eines zylindrischen Volumens um die Detektormitte:

$$R < 1.5 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 6 \text{ cm}$$

Hierbei ist R die radiale Position in der $R - \phi$ - Ebene und z die Position des Vertex in Strahlrichtung.

2. Wurde kein gemeinsamer Vertex gefunden, müssen mindestens drei geladene Spuren jeweils die Bedingung

$$R < 1.0 \text{ cm} \quad \text{und} \quad |z| < 5 \text{ cm}$$

erfüllen. Weiterhin muß im Kalorimeter eine Gesamtenergie von mehr als 1.7 GeV deponiert worden sein.

Die auf diese Weise selektierten Ereignisse werden auf gesonderten Magnetbändern (EXMUHA-Bänder) gespeichert. Der Anteil verworfener Ereignisse beträgt etwa 85%.

Das MINI - Datenformat und die Analysesprache KAL

Trotz der hohen Ereignisreduktion durch die Multi-Hadron - Selektion ist der Speicherplatzbedarf für die EXMUHA-Daten groß, da noch die gesamte Rohdateninformation auf diesen Magnetbändern vorhanden ist.

Bei der Analyse einer physikalischen Reaktion werden i.a. erheblich weniger Detektorinformationen benötigt. Diese beschränken sich zumeist auf kinematische Größen der aufgezeichneten Spuren und die Meßgrößen zur Teilchenidentifikation. Aus diesem Grund wurde ein neues Datenformat mit erheblich geringerem Platzbedarf geschaffen (MINI - Format), in dem nur noch die wesentlichen Informationen der rekonstruierten Ereignisse abgespeichert sind.

Zusätzlich ist bei ARGUS das Programmpaket KAL (*Kinematic Analysis Language*) entwickelt worden [45]. Dieses erlaubt das Einlesen des verkürzten Datenformates und befreit den Benutzer von einem erheblichen Teil des Programmieraufwandes. Die Interpreter - Sprache KAL enthält z.B. Befehle, die in einfacher Syntax die Berechnung kinematischer Größen von Mehrteilchensystemen und die Auswertung der Teilchenidentifikation erlauben.

Die vorliegende Analyse wurde mit Hilfe der Multi-Hadron - Daten im MINI - Format und der Analysesprache KAL durchgeführt.

2.4.3 Das Monte-Carlo - Programm

Ziel der Messung eines physikalischen Prozesses ist es, detektorunabhängige Aussagen z.B. über die Häufigkeit einer Reaktion (Verzweigungsverhältnis) oder den Verlauf von Impulsspektren produzierter Teilchen zu gewinnen.

Durch die begrenzte geometrische Akzeptanz des Detektors, die Triggerbedingungen und das Ansprechverhalten der Detektorkomponenten werden sowohl vollständige Ereignisse als auch einzelne Spuren zurückgewiesen.

Um Messungen auf die begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit zu korrigieren, wird bei ARGUS zur Simulation des Detektors das Monte-Carlo - Programm SIMARG [46] verwendet. Dieses benötigt als Eingabe simulierte Ereignisse einer Reaktion (z.B. $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \rightarrow$ Zerfallsprodukte) in Form von Vierervektoren der Endzustandsteilchen. Das Programm SIMARG verfolgt den Weg der Teilchen durch die Detektorkomponenten. Dabei werden Wechselwirkungen mit der Materie, der Einfluß des Magnetfeldes auf geladene Spuren und Zerfälle von langlebigen Teilchen ($\pi^\pm, K^\pm, K^0, \Lambda$) simuliert.

Als Ergebnis werden die erzeugten Signale des Detektors im gleichen Format wie die realen Daten abgespeichert. Die simulierten Ereignisse durchlaufen anschließend das Rekonstruktionsprogramm und können mit den gleichen Analyseprogrammen wie die realen Daten weiterverarbeitet werden. Da zusätzlich zu den vom Detektor registrierten Spuren auch die Kinematik der generierten Teilchen abgespeichert wird, können somit Einzelspurakzeptanzen und die Nachweiswahrscheinlichkeit der zu untersuchenden Reaktion bestimmt werden.

2.5 Die Datenmenge

In diesen Abschnitt werden die integrierten Luminositäten der analysierten Daten vorgestellt. Diese wurden bei Schwerpunktsenergien im Bereich der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz ($\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$) und im Kontinuum unterhalb der Erzeugungsschwelle von offenen $b\bar{b}$ - Quarkpaaren aufgezeichnet. Weiterhin wird die Anzahl erzeugter B - Mesonen angegeben, deren Kenntnis zur Bestimmung von B - Verzweigungsverhältnissen erforderlich ist.

2.5.1 Bestimmung der Luminosität

Die integrierte Luminosität der bei fester Schwerpunktsenergie aufgezeichneten Datenmenge wird aus der Anzahl registrierter Bhabha - Ereignisse (N_{Bhabha}) im gleichen Zeitraum bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist im Rahmen der QED präzise berechenbar. Die integrierte Luminosität \mathcal{L} ergibt sich aus :

$$\mathcal{L} = \frac{N_{Bhabha}}{\sigma_{Bhabha}^{int}} \quad (2.8)$$

Hierbei ist σ_{Bhabha}^{int} der sichtbare Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\gamma)$. Dieser berücksichtigt die Selektionskriterien für Bhabha - Ereignisse und die Detektorakzeptanz.

Der sichtbare Wirkungsquerschnitt für Ereignisse der Bhabha - Streuung beträgt bei ARGUS 11.8 nb. Der systematische Fehler der damit berechneten Luminosität ist nach [47] kleiner als 3%.

Zur Untersuchung des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ wurden die zwischen 1983 und 1986 aufgezeichneten $\Upsilon(4S)$ - Daten analysiert. Die Bestimmung des Untergrundes aus der nichtresonanten e^+e^- - Vernichtung in Quarkpaare wurde mit Hilfe von Kontinuumsdaten bei Schwerpunktsenergien kleiner als 10.55 GeV durchgeführt. Die integrierten Luminositäten und die Anzahl von Multi-Hadron - Kandidaten, N_{MH} , sind für beide Datenmengen in Tab. 2.1 angegeben.

Um den Anteil von Kontinuumsereignissen bei der Schwerpunktsenergie im Bereich der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz ($\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$) zu ermitteln, müssen die verschiedenen Wirkungsquerschnitte und Luminositäten von Kontinuums- und $\Upsilon(4S)$ - Daten berücksichtigt werden. Der Kontinuum- Wirkungsquerschnitt für punktförmige Quarks ergibt sich in niedrigster Ordnung der QED zu :

$$\sigma_{Kont} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot 3 \sum_{i=u,d,s,c} \left[Q_i^2 \cdot \frac{\beta \cdot (3 - \beta^2)}{2} \right] \quad (2.9)$$

mit α : Feinstrukturkonstante ($1/137$)

s : Quadrat der Schwerpunktsenergie

Q_i : Elektrische Quarkladung in Einheiten der Elementarladung

β : Geschwindigkeit der erzeugten Quarks ($\beta = v/c$).

Der Skalierungsfaktor S für die Kontinuumsdaten bei $\sqrt{s} < 10.55 \text{ GeV}$ errechnet sich somit aus :

$$S = \frac{1/s \cdot \mathcal{L}(\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV})}{\sum_i 1/s_i \cdot \mathcal{L}_i(\sqrt{s} = 9.4, \dots, 10.54 \text{ GeV})} \quad (2.10)$$

Hierbei werden die unterschiedlichen Erhöhungen des Wirkungsquerschnittes durch Strahlungskorrekturen und Resonanzbeiträge vernachlässigt. Diese variieren allerdings nur wenig innerhalb der hier betrachteten Schwerpunktsenergien (detaillierte Angaben zu diesen Effekten finden sich in [48,49,50]). Somit heben sich in dem nach Gl. (2.10) gebildeten Verhältnis derartige Effekte in etwa auf.

Mit den in Tab. 2.1 aufgeführten Luminositäten ergibt sich ein Skalierungsfaktor für die Kontinuumsdaten von $S = 2.1$.

	Kontinuum				$\Upsilon(4S)$
$\sqrt{s} [\text{GeV}]$	9.4	10.0	10.43...10.46	10.49...10.54	10.58
$\mathcal{L} [\text{pb}^{-1}]$	8.8	2.9	24.0	7.0	102.9
N_{MH}	≈ 240000				≈ 580000

Tabelle 2.1: Integrierte Luminositäten im Kontinuum und auf der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz und Anzahl der Multi-Hadron - Kandidaten (N_{MH}).

2.5.2 Die Anzahl von erzeugten B - Mesonen

Die Methode zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz und der Anzahl von direkten $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen ist ausführlich in [48,49,50] beschrieben. Für die in dieser Arbeit verwendete Datenmenge stützen sich diese Angaben auf die Untersuchungen in [51]. Es soll daher nur eine kurze Darstellung des Verfahrens zur Ermittlung der Anzahl produzierter B - Mesonen gegeben werden.

Die Anzahl von hadronischen Ereignissen aus direkten Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz, $N_{\Upsilon(4S)}$, wird folgendermaßen bestimmt :

$$N_{\Upsilon(4S)} = [N(\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}) - S \cdot N_{Kont}] / \epsilon_{\Upsilon(4S)} \quad (2.11)$$

Hierbei ist $N(\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV})$ die Anzahl hadronischer Ereignisse, die bei der Schwerpunktsenergie entsprechend der $\Upsilon(4S)$ - Masse aufgezeichnet wurden. N_{Kont} ist die Anzahl von hadronischen Ereignissen aus dem Kontinuum unterhalb der Erzeugungsschwelle von offenen b - Quarkpaaren, S der im vorigen Abschnitt erläuterte Skalierungsfaktor für die Kontinuumsdaten und $\epsilon_{\Upsilon(4S)}$ die Akzeptanz für Ereignisse aus direkten $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen.

Bei einer derartigen Berechnungsgrundlage muß sichergestellt sein, daß beide Datenmengen nur $\Upsilon(4S)$ - Zerfälle und Kontinuumsprozesse aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow f^+f^-$ (f = Fermion) enthalten, da deren Wirkungsquerschnitte mit $1/s$ skalieren.

Die mit Hilfe der Standardselektion für Multi-Hadron - Ereignisse ausgewählten Daten (Kap. 2.4.2) enthalten allerdings noch Ereignisse aus radiativen Bhabha - Prozessen, Zwei-Photon - Reaktionen und Strahl-Strahlrohr- bzw. Strahl-Restgas - Wechselwirkungen. Zur Bestimmung der Anzahl von $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen nach Gl. (2.11) müssen derartige Untergrundbeiträge abgetrennt werden. Wirksame Selektionskriterien für multihadronische Ereignisse sind in [48,49,50] beschrieben.

Die in [51] durchgeführte Bestimmung der Anzahl von direkten $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen liefert für die hier verwendete $\Upsilon(4S)$ - Datenmenge (integrierte Luminosität von 103 pb^{-1}) :

$$\begin{aligned} N_{\Upsilon(4S)} &= 96000 \pm 9800 \\ N_B &= 192000 \pm 19600 \end{aligned}$$

Der Fehler resultiert im wesentlichen aus der Unsicherheit des Luminositätsverhältnisses (etwa 3%), das in die Berechnung des Skalierungsfaktors S eingeht. Die Anzahl produzierter B - Mesonen, N_B , ergibt sich aus der Annahme, daß die $\Upsilon(4S)$ - Resonanz zu 100% in ein Paar von B - Mesonen zerfällt.

Für den Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz erhält man :

$$\sigma_{\Upsilon(4S)} = (0.93 \pm 0.10) \text{ nb} \quad (2.12)$$

Der Kontinuumswirkungsquerschnitt bei $\sqrt{s} = 10.58 \text{ GeV}$ beträgt 3.5 nb und ist somit um den Faktor 3.8 höher.

Die Anzahl neutraler B -Mesonen folgt aus der Annahme, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz zu 45% in $B^0\bar{B}^0$ -Paare zerfällt (vgl. Kap. 1.1.2). Die Menge produzierter B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen beträgt somit 86400 ± 8800 . Dieser Wert wird zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ verwendet.

2.6 Identifizierung geladener Teilchen

Die in der Drift- und Vertexkammer rekonstruierten Spuren werden von den langlebigen geladenen Teilchen Elektronen (e), Myonen (μ), Pionen (π), Kaonen (K), Protonen (p) und zu einem geringen Teil von Deuteronen erzeugt.

Die Impulse geladener Teilchen können mit dem ARGUS-Detektor mit hoher Präzision bestimmt werden. Die gute Teilchenidentifikation führt dabei zu einer zusätzlichen Unterdrückung von kombinatorischem Untergrund bei der Rekonstruktion kurzlebiger Teilchen (z.B. $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ bzw. $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$).

Zur Analyse der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ werden D^{*+} -Mesonen in Zerfallsketten mit ausschließlich geladenen Hadronen im Endzustand rekonstruiert. Zur Identifikation dieser Hadronen werden die dE/dx - und Flugzeitmessung verwendet. Zur Identifikation von Leptonen werden zusätzlich die Informationen des Schauerzählersystems und der Myonkanalern ausgenutzt.

2.6.1 Teilchenidentifikation durch dE/dx - und Flugzeitmessung

Die Bestimmung der spezifischen Ionisation, dE/dx , und der Geschwindigkeit β aus der Flugzeitmessung, ToF , wurde in Abschnitt 2.4.1 erläutert. Beide Meßgrößen geben in Verbindung mit der Impulsmessung Aufschluß über die Ruhmassen der geladenen Teilchen.

In Abb. 2.2 sind die dE/dx -Werte in Abhängigkeit vom Impuls der Spuren aufgetragen. Die durchgezogenen Linien stellen die erwartete dE/dx -Abhängigkeit der Teilchensorten e, μ, π, K, p nach den Untersuchungen in [52] dar. Man erkennt, daß Kaonen von Pionen bis zu Impulsen von $800 \text{ MeV}/c$ eindeutig getrennt werden können.

Die Geschwindigkeitsbestimmung mit Hilfe der Flugzeitmessung erlaubt die Berechnung der Massenquadrate m_0^2 geladener Teilchen:

$$m_0^2 = p^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right) \quad (2.13)$$

Die so ermittelten m_0^2 -Werte sind in Abb. 2.3 gegen den Impuls der Spuren aufgetragen. Pionen und Kaonen können demnach durch die Flugzeitmessung bis zu Impulsen von 700 MeV unterschieden werden.

Da die Energieverlust- und Flugzeitmessung unabhängig sind, können die aus beiden Detektorinformationen erstellten χ^2 -Werte (Kap. 2.4.1) in einer Größe zusammengefaßt werden:

$$\chi_i^2 = \chi_i^2(dE/dx) + \chi_i^2(ToF) \quad (i = e, \mu, \pi, K, p) \quad (2.14)$$

Hieraus werden normierte Likelihoodwerte berechnet:

$$LH_i^{dE/dx, ToF} = \frac{w_i \cdot \exp(-\chi_i^2/2)}{\sum_k w_k \cdot \exp(-\chi_k^2/2)} \quad (i, k = e, \mu, \pi, K, p) \quad (2.15)$$

Die $LH_i^{dE/dx, ToF}$ -Werte stellen somit ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der Teilchenhypothese i dar. Die Gewichtungsfaktoren w_i sollen dabei die unterschiedliche Häufigkeit der Teilchensorten

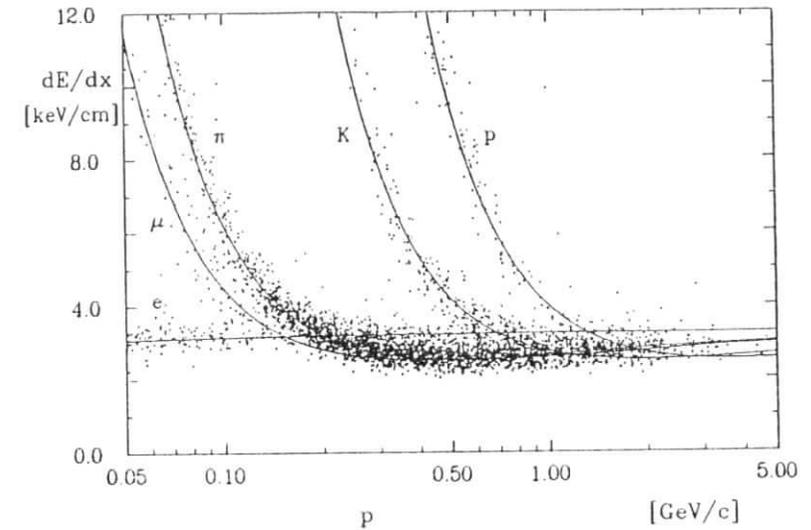


Abbildung 2.2: Der spezifische Energieverlust (dE/dx) geladener Teilchen in der Driftkammer.

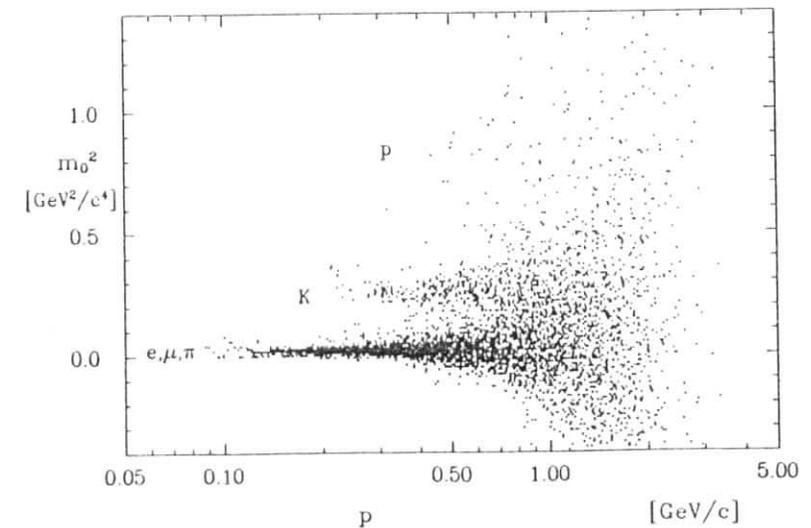


Abbildung 2.3: Das Massenquadrat geladener Teilchen aus der Flugzeitmessung (ToF).

berücksichtigen. In dieser Analyse wurden Likelihoodwerte mit den folgenden Verhältnissen berechnet :

$$w_e : w_\mu : w_\pi : w_K : w_p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1 \quad (2.16)$$

Die Selektion von Hadronkandidaten (π , K , p) erfolgt i.a. durch Mindestanforderungen an die $LH_i^{dE/dx, ToF}$ - Werte dieser Teilchenhypothesen. Typische Schmittwerte liegen dabei im Bereich von 0.01 bis 0.15. Hierdurch wird die Akzeptanz kaum eingeschränkt, der Anteil von Fehlzuordnungen allerdings erheblich reduziert.

2.6.2 Die Leptonidentifikation

Für primäre Leptonen aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ wird erwartet, daß diese ein hartes Impulsspektrum mit mittleren Impulsen um $1.5 \text{ GeV}/c$ aufweisen (Abb. 1.7). Anhand der Abb. 2.2 und 2.3 ist ersichtlich, daß eine eindeutige Identifizierung von Elektronen und Myonen bei Impulsen von $p(\text{lepton}) > 200 \text{ MeV}/c$ mit Hilfe der dE/dx - und Flugzeitmessung nicht mehr möglich ist. Die zusätzlichen Informationen über die Energiedeposition im Kalorimeter und Treffern in den Myonkammern erlauben dagegen eine effiziente Identifizierung von Elektronen und Myonen.

Die Elektronidentifikation

Zur Identifikation von Elektronen mit $p_e > 0.4 \text{ GeV}/c$ wird neben der dE/dx - und ToF -Messung die deponierte Energie im Kalorimeter (E_{sh}) und die laterale Schauerenausbreitung (E_{lat}) herangezogen². Alle diese Informationen werden in einem normierten Likelihoodverhältnis für Elektronkandidaten, $LH_{Elektron}$, vereinigt :

$$LH_{Elektron} = \frac{w_e \cdot f_e(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})}{\sum_i w_i \cdot f_i(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})} \quad (i = e, \pi, K, p) \quad (2.17)$$

$$\text{mit } f_i = \prod_k \rho_i^k(\vec{p}) \quad (k = dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat})$$

Hierbei ist $\rho_i^k(\vec{p})$ die Wahrscheinlichkeit, eine Spur mit Impuls \vec{p} unter Verwendung der Meßmethode k als Teilchen i zu identifizieren³. Die Größe f_i stellt dann die Wahrscheinlichkeit unter Benutzung aller Meßkomponenten dar, wobei die Hauptinformationen zur Bestimmung des Likelihoodwertes aus den Schauerzählern gewonnen werden. Die Gewichtsfaktoren w_i sind wiederum angenommene Teilchenverhältnisse.

Die $LH_{Elektron}$ -Verteilung von Spuren aus multihadronischen Ereignissen ist in Abb. 2.4a) gezeigt. Die Selektion von Elektronen erfolgt bei typischen Mindestanforderungen an den $LH_{Elektron}$ -Wert von 0.5 bis 0.8. Die Akzeptanz für Elektronen ist bei diesen Schnitten größer als 90% ($p_e > 0.8 \text{ GeV}/c$). Die Wahrscheinlichkeit der Fehlidentifikation von Hadronspuren wurde aus direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen bestimmt [19,21,53]. Sie beträgt etwa 0.7% für Impulse $p < 0.8 \text{ GeV}/c$ und sinkt auf 0.4% bei höheren Impulsen. In dieser Untersuchung wurden Untergrundbeiträge in den Elektronkandidaten mit einer impulsunabhängigen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von $(0.5 \pm 0.2)\%$ bestimmt.

Die Myonidentifikation

Zur Identifizierung von Myonen wird ähnlich dem Verfahren für Elektronen ein Likelihoodverhältnis berechnet, das zusätzlich die Trefferinformation in den Myonkammern (μ_{Hit}) enthält (siehe [41,21]) :

$$LH_{Myon} = \frac{w_\mu \cdot f_\mu(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}, \mu_{Hit})}{\sum_i w_i \cdot f_i(dE/dx, ToF, E_{sh}, E_{lat}, \mu_{Hit})} \quad (i = \mu, \pi, K, p) \quad (2.18)$$

²Eine genaue Beschreibung des technischen Verfahrens findet sich in [19].

³Die Wahrscheinlichkeiten $\rho_i^k(\vec{p})$ wurden aus den Daten ermittelt.

Die wesentliche Meßkomponente stellen hierbei die Myonkammern dar. Es werden die Informationen der drei Myonkammerlagen unter Berücksichtigung der gemessenen und erwarteten Position von Treffern eines Myonkandidaten in die Likelihoodberechnung einbezogen.

Die LH_{Myon} -Verteilung von Spuren mit $p > 1 \text{ GeV}/c$, denen mindestens ein Treffer in den äußeren Myonkammerlagen zugeordnet werden kann, ist in Abb. 2.4b) gezeigt. Die zusätzliche Mindestanforderung an LH_{Myon} (z.B. $LH_{Myon} > 0.7$) bewirkt vor allem eine stärkere Unterdrückung der Fehlidentifikation von zerfallenden Kaonen. Die Akzeptanz von Myonen wird dadurch um etwa 5% reduziert.

Die Fehlidentifikation von Hadronen wurde experimentell aus den Reaktionen $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \nu_\tau$, $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ und aus direkten $\Upsilon(1S)$ -Zerfällen bestimmt [21,53]. Für Spuren im Barrelbereich des Detektors ($|\cos\theta| < 0.75$) beträgt die Mißidentifikationswahrscheinlichkeit etwa 1.5%, im Bereich der Endkappen etwa 2.5%. In dieser Analyse wurde ein konstanter Wert von $(1.5 \pm 0.5)\%$ angenommen.

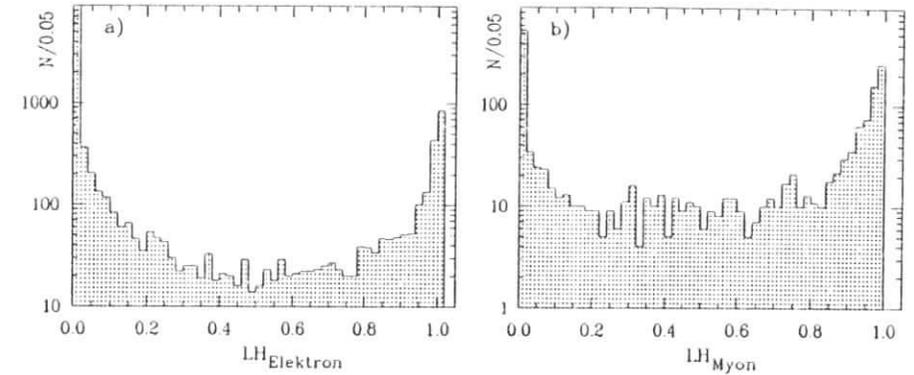


Abbildung 2.4: Likelihood-Verteilungen der a) Elektron- und b) Myon-Identifizierung.

Kapitel 3

Der Nachweis des Zerfalls



Die bisherigen Ergebnisse zu semileptonischen B -Zerfällen wurden aus der Untersuchung der inklusiven Produktion von Leptonen gewonnen. Bei derartigen Messungen wird der hadronische Endzustand nicht nachgewiesen, womit auch die Quarkzusammensetzung des zerfallenen B -Hadrons unbekannt ist.

Die Dominanz von $b \rightarrow c$ -Übergängen, die hohe gemessene Produktionsrate der D^{*+} -Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen von etwa 35% (siehe [15,50]) und das semileptonische Verzweigungsverhältnis von etwa 11% lassen eine nennenswerte Rate für D^{*+} -Erzeugung in semileptonischen Zerfällen von B -Mesonen erwarten.

Die Problematik bei der Rekonstruktion exklusiver semileptonischer Zerfälle liegt darin, daß das Neutrino nicht im Detektor nachgewiesen wird und somit die Kinematik des Endzustandes nicht vollständig bekannt ist. Aufgrund der besonderen kinematischen Situation von B -Mesonen aus Zerfällen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ist eine eindeutige Identifizierung von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ gegenüber dem Untergrund dennoch möglich.

Im vorliegenden Kapitel wird die Nachweismethode für die Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ vorgestellt. Der Beweis für die Anwendbarkeit des Verfahrens wird durch die vollständige Bestimmung der Untergrundbeiträge erbracht.

3.1 Die Nachweismethode

3.1.1 Eine Näherung für die effektive Neutrinomasse

Bei dem Dreikörperzerfall eines ruhenden Teilchens ist die Kinematik des Endzustandes durch die Kenntnis der Vierervektoren zweier Teilchen bestimmt. Eine derartig ideale Situation liegt beim Zerfall der hier zu untersuchenden B -Mesonen angenähert vor. Der kleine mittlere Impulsbetrag p_B der B -Mesonen (vgl. Kap. 1.1.2) erlaubt die eindeutige Identifizierung exklusiver semileptonischer Endzustände anhand einer Näherungsformel für die effektive Masse M_χ^2 des fehlenden Neutrinos.

Die Energie- und Impulsbilanz der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ lautet:

$$\begin{aligned} E_B &= E_\nu + E_{D^*} + E_l \\ \vec{p}_B &= \vec{p}_\nu + \vec{p}_{D^*} + \vec{p}_l \end{aligned} \quad (3.1)$$

Mit den Viererimpulsen des B -Mesons (E_B, \vec{p}_B), und des $D^{*+} l^-$ -Systems ($E_{D^* l} = E_{D^*} + E_l, \vec{p}_{D^* l} = \vec{p}_{D^*} + \vec{p}_l$) ist M_χ^2 gegeben durch:

$$M_\chi^2 = E_{D^* l}^2 - p_{D^* l}^2$$

$$\begin{aligned} &= [E_B - (E_{D^*} + E_l)]^2 - [\vec{p}_B - (\vec{p}_{D^*} + \vec{p}_l)]^2 \\ &= [E_B - E_{D^* l}]^2 - p_{D^* l}^2 - p_B^2 + 2 \cdot p_B \cdot p_{D^* l} \cdot \cos \theta(\vec{p}_B, \vec{p}_{D^* l}), \end{aligned} \quad (3.2)$$

mit

$\cos \theta(\vec{p}_B, \vec{p}_{D^* l})$: Richtungscosinus zwischen den Impulsvektoren des B -Mesons und des $D^{*+} l^-$ -Systems.

Da die Richtung des B -Mesonimpulses nicht bestimmbar ist, bleibt der letzte Term in Gl. 3.2 unbekannt. Vernachlässigt man weiterhin noch p_B^2 und setzt für die Energie E_B des B -Mesons die Strahlenergie E_{beam} ein, so erhält man eine Näherungsformel für M_χ^2 :

$$\begin{aligned} M_\chi^2 &= [E_{beam} - (E_{D^*} + E_l)]^2 - [\vec{p}_{D^*} + \vec{p}_l]^2 \\ &= [E_{beam} - E_{D^* l}]^2 - p_{D^* l}^2 \\ &\approx M_\nu^2. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Die Variable M_χ^2 stellt somit eine Näherung für die effektive Masse der in dem Zerfall nicht nachgewiesenen Teilchen (*missing mass*) dar. Die Messung der Kinematik des D^{*+} -Mesons und des geladenen Leptons, sowie die Kenntnis der Strahlenergie, erlaubt die Berechnung von M_χ^2 . Die Verwendung von τ -Leptonen zur Rekonstruktion exklusiver semileptonischer Endzustände ist ungeeignet, da in diesem Fall die Variable M_χ^2 angenähert der effektiven Masse der beiden fehlenden Neutrinos entspricht.

Unter der Voraussetzung verschwindend kleiner Neutrinomassen² sollte sich die Existenz des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ durch eine Anhäufung von Ereignissen um $M_\chi^2 = 0$ zeigen. Es kann allerdings eine systematische Abweichung des Mittelwertes $\overline{M_\chi^2}$ von M_ν^2 durch folgende Sachverhalte auftreten:

1. In Gl. 3.3 ist der Term $-p_B^2 \approx -0.11 \text{ GeV}^2/c^2$ vernachlässigt worden.

2. Die Verteilung von $\cos \theta(\vec{p}_B, \vec{p}_{D^* l})$ ist *nicht* isotrop.

Im Ruhesystem der hier betrachteten pseudoskalaren B -Mesonen ist die Winkelverteilung des $D^{*+} l^-$ -Impulsvektors isotrop. Die Lorentztransformation in das Schwerpunktsystem des $\Upsilon(4S)$ erzeugt eine geringe Anisotropie zu positiven Werten von $\cos \theta(\vec{p}_B, \vec{p}_{D^* l})$.

Der erste Punkt liefert eine mittlere Verschiebung von $\overline{M_\chi^2} = -0.11 \text{ GeV}^2/c^4$, wogegen der zweite Punkt zu einer mittleren Verschiebung zu positiven M_χ^2 -Werten führt. Man kann also eine teilweise Auslöschung dieser beiden Effekte erwarten.

Aus der durch Gl. 3.3 gegebenen Approximation für M_χ^2 kann eine Abschätzung der Varianz der Verteilung in M_χ^2 gewonnen werden. Vernachlässigt man im folgenden die asymmetrische Verteilung in $\cos \theta(\vec{p}_B, \vec{p}_{D^* l})$, sowie die Verschmierung des B -Mesonimpulses durch die natürliche $\Upsilon(4S)$ -Resonanzbreite und die Strahlungsschärfe, so ist die Abweichung des Massenquadrates M_χ^2 von dem erwarteten Mittelwert ($M_\nu^2 - p_B^2$) gegeben durch:

$$\begin{aligned} \Delta &= |M_\chi^2 - (M_\nu^2 - p_B^2)| \\ &= 2 \cdot p_B \cdot p_{D^* l} \cdot |\cos \theta(\vec{p}_B, \vec{p}_{D^* l})|. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Wegen des kleinen B -Impulses ist $p_{D^* l} \approx p_\nu$. Die Abweichung Δ ist somit proportional zum Neutrinoimpuls. Vernachlässigt man Korrelationen zwischen $p_{D^* l}$ und $\cos \theta$ und nimmt konstante Dichteverteilungen dieser Variablen innerhalb des kinematisch erlaubten Wertebereiches

¹ Wegen $p_B^2 \approx 0.11 \text{ GeV}^2/c^2$ gilt i.a. $p_B^2 \ll p_{D^* l}^2$.

² Für die hier betrachteten Leptonen e^- und μ^- ist $M_\nu < M_{\nu_e} < 0.25 \text{ MeV}/c^2$ nach [2].

an, so folgt für die Varianz $\langle \Delta^2 \rangle$:

$$\langle \Delta^2 \rangle = 4 \cdot p_B^2 \cdot \frac{\int_{p_{\min}}^{p_{\max}} p_{D^*l}^2 dp \cdot \int_{-1}^1 \cos^2 \theta d \cos \theta}{2 \cdot (p_{\max} - p_{\min})} . \quad (3.5)$$

Nach Ausführung der Integration (es wurde $p^{\min} = 0$ und $p^{\max} = 2.5 \text{ GeV}/c$ gesetzt) erhält man folgende Abschätzung für die Standardabweichung :

$$\langle \Delta^2 \rangle^{1/2} \approx 0.6 \text{ GeV}^2/c^4 . \quad (3.6)$$

Es muß beachtet werden, daß in obiger Herleitung insbesondere die Annahme einer Gleichverteilung in p_{D^*l} eine stark vereinfachende Näherung darstellt. Da das Spektrum in p_{D^*l} bestimmt ist durch die Impulsspektren von $D^{*\pm}$ und Lepton, kann die vorgenommene Abschätzung der Breite der Verteilung in M_X^2 auch die Einflüsse kinematischer Schnitte und des Detektors nicht berücksichtigen.

3.1.2 Test der Methode durch Monte-Carlo - Simulation

Das Monte-Carlo - Verfahren erlaubt die Simulation der Kinematik der zu untersuchenden Reaktion und der Einflüsse des Detektors. Somit bietet sich die Möglichkeit, eine geeignete Parametrisierung der Signalform in M_X^2 in Abhängigkeit von experimentellen Schnitten zu ermitteln.

Die Generierung der Ereignisse erfolgte mit Hilfe des modifizierten LUND-6.2 - Programmes [54]. Die wesentlichen Schritte der Simulation sind im folgenden aufgeführt :

1. Erzeugung der Vierervektoren von $B^0 \bar{B}^0$ - Paaren mit $M_{B^0} = 5.28 \text{ GeV}/c^2$ bei einer Schwerpunktsenergie von $E_{cm,s} = 10.58 \text{ GeV}$.
2. $\sin^2 \theta$ - Verteilung des Polarwinkels der B - Impulsvektoren.
3. Schwacher Zerfall der B^0 - Mesonen gemäß gemessener bzw. erwarteter Übergangswahrscheinlichkeiten.
4. Zerfall der \bar{B}^0 - Mesonen : $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ mit $l^- = e^-$ oder μ^- , wobei Elektronen und Myonen im Verhältnis 1 : 1 produziert werden.
5. Zerfall der D - Mesonen : $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ (K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-)$.

Die so erzeugten Ereignisse wurden anschließend der Simulation des Detektors (vgl. Kap. 2.4.3) ausgesetzt und mit dem ARGUS - Rekonstruktionsprogramm weiterverarbeitet. Das Impulsspektrum der D^* - Mesonen aus dem Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ wurde im Analyseprogramm mittels einer Gewichtsfunktion dem erwarteten Spektrum des WBS - Modells [38] angeglichen.

In Abb. 3.1 sind das aus dem Monte-Carlo gewonnene Lepton - und D^* - Spektrum zusammen mit den Vorhersagen des WBS - Modells aufgetragen. Weiterhin sind die Spektren eingezeichnet, die sich aus einer reinen Phasenraumkinematik der B^0 - Zerfallsprodukte ergeben. Aus der Darstellung ist erkennbar, daß die Spektren des WBS - Modells nicht durch die Phasenraumkinematik beschrieben werden. Dagegen führt die Modifikation des D^* - Spektrums mit Hilfe einer Gewichtsfunktion auch bei dem Leptonenspektrum zu einer befriedigenden Übereinstimmung mit dem WBS - Modell.

Abbildung 3.2 zeigt die aus Monte-Carlo - Ereignissen gewonnene Verteilung der 'missing mass' von $D^{*+} l^-$ - Kombinationen aus dem Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$. Der Impuls des geladenen Leptons mußte dabei die Bedingung $p(\text{lepton}) > 1 \text{ GeV}/c$ erfüllen. Die durchgezogene Kurve ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung mit einer Gaußfunktion, bei der sowohl Mittelwert \bar{M}_X^2 als auch Breite σ als freie Parameter behandelt wurden. Die Gaußkurve mit

$$\sigma = (0.49 \pm 0.02) \text{ GeV}^2/c^4 \text{ und } \bar{M}_X^2 = (-0.05 \pm 0.03) \text{ GeV}^2/c^4 \quad (3.7)$$

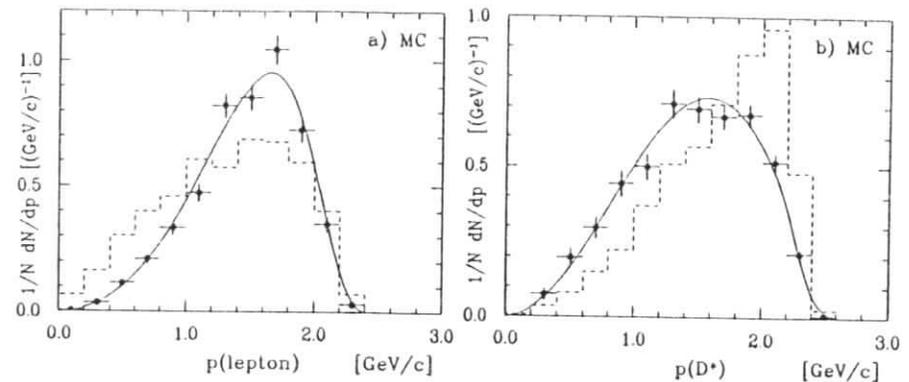


Abbildung 3.1: Vergleich von Monte-Carlo - Spektren mit dem WBS - Modell : Impulsspektren des a) geladenen Leptons und b) des D^* - Mesons.

(Kreuze : modifiziertes LUND-MC, - - - : Phasenraumkinematik; Linie : WBS - Modell.)

liefert eine gute Beschreibung der Signalform. Die angegebenen Fehler sind durch die Statistik der Monte-Carlo - Ereignisse bestimmt.

Um das Verhalten der Breite σ unter Variation des Leptonimpulsschnittes zu untersuchen, wurden Anpassungsrechnungen an die M_X^2 - Spektren für verschiedene Schnitte auf den minimal zulässigen Leptonimpuls durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 3.3 dargestellt. Die Einträge für die Schnitte $p(\text{lepton}) > 0.4 \text{ GeV}/c$ und $p(\text{lepton}) > 0.7 \text{ GeV}/c$ wurden aus der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ ermittelt. Für Leptonimpulsschnitte von $p(\text{lepton}) \geq 1 \text{ GeV}/c$ wurden die Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \mu^- \bar{\nu}$ gemeinsam analysiert, da in diesem Impulsbereich Myonen mit Hilfe der äußeren Myonkammern identifiziert werden können.

Die abnehmende Breite der M_X^2 - Verteilung bei zunehmend höherem Leptonimpulsschnitt kann auf folgende Weise verstanden werden: Um beim Zerfall des B - Mesons die Energieerhaltung zu gewährleisten, muß bei im Mittel größeren Leptonimpulsen der mittlere Impuls des Neutrinos und damit auch der Impulsbetrag p_{D^*l} des $D^{*+} l^-$ - Systems abnehmen. Wie im vorigen Abschnitt erläutert, führt dies zu einer Verkleinerung der Breite der M_X^2 - Verteilung. Bei geringer Einschränkung des Leptonimpulses ist die aus dem Monte-Carlo bestimmte Breite von $\sigma \approx 0.6 \text{ GeV}^2/c^4$ in Übereinstimmung mit der erwarteten Standardabweichung (Gl. 3.6).

Die Monte-Carlo - Studien zur Signalform der M_X^2 - Verteilung ergaben weitere folgende Eigenschaften :

1. Die Breite der M_X^2 - Verteilung ist im wesentlichen bestimmt durch die Kinematik des $D^{*+} l^-$ - Systems. Die Meßgenauigkeiten des Lepton - und D^* - Impulses, sowie die DORIS - Strahlungsschärfe haben nur einen geringen Einfluß auf die Auflösung.
2. Die Signalform ist unabhängig von den hier untersuchten Zerfällen der D^0 - Mesonen $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$.
3. Aufgrund der Impulsänderung von Elektronen durch Bremsstrahlung im Detektormaterial ist die Breite in M_X^2 für die Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ um etwa 10% größer als bei Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \mu^- \bar{\nu}$.

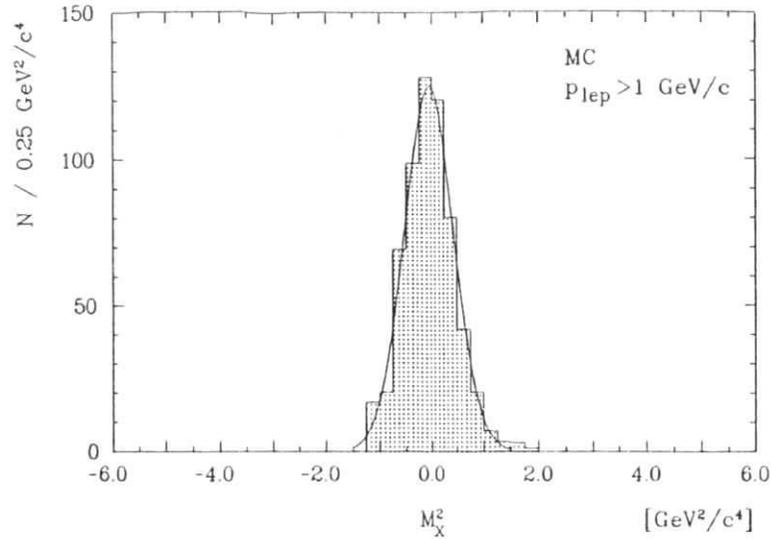


Abbildung 3.2: Verteilung von M_X^2 aus Monte-Carlo - Ereignissen für $p(\text{lepton}) > 1 \text{ GeV}/c$. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis der Anpassung mit einer Gaußkurve.

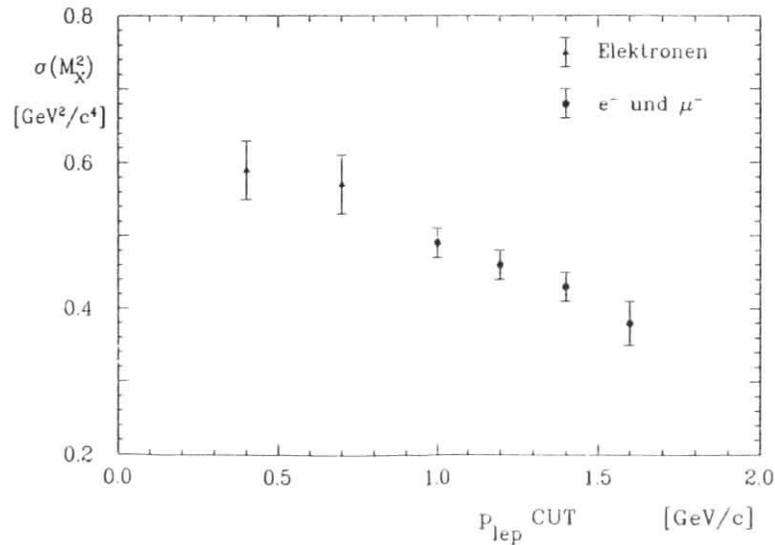


Abbildung 3.3: Breite σ der M_X^2 - Verteilung in Abhängigkeit vom Schnitt auf den minimalen Leptonimpuls (Dreiecke: $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$, Kreise: $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \mu^- \bar{\nu}$ mit einem Produktionsverhältnis von 1 : 1).

4. Der Mittelwert $\overline{M_X^2}$ zeigt eine vergleichsweise geringe Abhängigkeit von den Schnitten auf den Leptonimpuls. Es ergeben sich typische Werte von $\overline{M_X^2} \approx 0.03 \text{ GeV}^2/c^4$ für $p(\text{lepton}) > 0.4 \text{ GeV}/c$ bis zu $\overline{M_X^2} \approx -0.06 \text{ GeV}^2/c^4$ bei $p(\text{lepton}) > 1.6 \text{ GeV}/c$.

3.2 Rekonstruktion von $D^{*+} l^-$ - Kombinationen

Die Untersuchungen der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ ($l^- = e^-$ oder μ^-)³ wurden mit den auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz aufgezeichneten Multihadron - Ereignissen vorgenommen. Untergrundbeiträge aus Kontinuumsereignissen wurden mit Hilfe der bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} < 10.55 \text{ GeV}$ aufgezeichneten Kontinuumsdaten analysiert (vgl. Kap. 2.5).

Die D^{*+} - Mesonen wurden in den folgenden Zerfallskanälen rekonstruiert :

$D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$	$BR = 0.49 \pm 0.08$	[2]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$BR = 0.042 \pm 0.004 \pm 0.004$	[55]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$BR = 0.091 \pm 0.008 \pm 0.008$	[55]

3.2.1 Allgemeine Spurkriterien

Die geladenen Spuren, die als Kandidaten für primäre Leptonen aus B - Zerfällen und Zerfallsprodukte von D^{*+} - Kandidaten behandelt wurden, mußten folgende Qualitätskriterien erfüllen :

1. Die aus den Treffern in der Drift - und Vertexkammer auf den Hauptvertex des Ereignisses extrapolierte Spur muß einen Beitrag von

$$\chi_{VX}^2 < 36$$

zur Hauptvertexfindung liefern.

2. Der Polarwinkel der gemessenen Spur wird durch

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

eingeschränkt.

3. Das aus der dE/dx - und ToF - Messung berechnete Likelihood - Verhältnis der Teilchenhypothese i ($i = e, \mu, \pi, K, p$) muß einen Wert von

$$LH_i^{dE/dx, ToF} > 0.05$$

aufweisen (vgl. Abschnitt 2.6.1).

4. Elektron - Positronpaare aus Photonkonversionen wurden nicht als Zerfallsprodukte von Kandidaten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ behandelt. Um als konvertiertes Photon erkannt zu werden, mußte für Elektron - Positronkandidaten gelten :

$$\cos \theta(\vec{p}_e^-, \vec{p}_{e^+}) > 0.99 \text{ und } M(e^- e^+) < 100 \text{ MeV}/c^2.$$

Hierbei ist $\cos \theta$ der Richtungs cosinus der Impulsvektoren von Elektron und Positron und $M(e^- e^+)$ deren invariante Masse.

³Die ladungskonjugierten Zustände sind in der Analyse mit eingeschlossen.

Die erste Forderung reduziert Untergrund von geladenen Zerfallsprodukten langlebiger Teilchen, deren Spuren im allgemeinen nicht am Primärvertex entstehen. Die zweite Bedingung schränkt den Raumwinkel auf einen Bereich hoher Rekonstruktionswahrscheinlichkeit in der Driftkammer ein. Der Schnitt auf $LH_i^{dE/dx, ToF}$ vermindert Fehlidentifikationen bei der Zuordnung der Teilchenhypothesen.

3.2.2 Die Leptonselektion

Elektronkandidaten werden mit Hilfe des in Abschnitt 2.6.2 vorgestellten Likelihood-Verhältnisses, $LH_{Elektron}$, selektiert :

$$LH_{Elektron} > 0.7$$

Für die Myonen wird gefordert :

Mindestens 1 Treffer in den äußeren Myonkammerlagen

und

$$LH_{Myon} > 0.7.$$

Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten von Hadronen sind in Kap. 2.6.2 angegeben.

Zur Anreicherung von Ereignissen mit semileptonischen B - Zerfällen kann das harte Impulsspektrum der primären Leptonen ausgenutzt werden. Daher wurde ein wesentlicher Teil der Analyse des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ mit einem Leptonimpulsschnitt von

$$p(\text{lepton}) > 1.0 \text{ GeV}/c$$

durchgeführt. Diese Anforderung bewirkt

1. eine starke Unterdrückung sekundärer Leptonen aus semileptonischen Zerfällen von charmtragenden Mesonen bzw. Baryonen in der Reaktionskette $B \rightarrow D(\Lambda_c) X$, $D(\Lambda_c) \rightarrow l^+ X$, mit $D = D^0, D^+, D_s^+$ von mehr als 90% ;
2. Reduktion von Leptonen aus Kontinuumsprozessen, wie z.B. $e^+e^- \rightarrow c\bar{c} \rightarrow D(\Lambda_c) X$, $D(\Lambda_c) \rightarrow l^+ X$;
3. einen nur geringen Verlust der Nachweiswahrscheinlichkeit für Leptonen aus $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ - Übergängen von etwa 15% ;
4. die Möglichkeit, Elektronen und Myonen gemeinsam zur Analyse der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ heranzuziehen.

Abb. 3.4a) zeigt das aus dem Monte-Carlo gewonnene Leptonenspektrum der Reaktionen $B \rightarrow D X$ mit $D \rightarrow l^+ X$ ohne Detektorsimulation. Zum Vergleich ist das inklusive Spektrum primärer Leptonen von Monte-Carlo - Ereignissen der Reaktion $B \rightarrow l^+ X$ eingezeichnet. Die relative Normierung der Spektren entspricht dabei dem Verhältnis der erwarteten Raten:

$$\frac{\sum_i BR_i(B \rightarrow D_i X) \times BR_i(D_i \rightarrow l^+ X)}{BR(B \rightarrow l^+ X)} \approx 0.9 \quad (3.8)$$

mit $D_i = D^0, D^+, D_s^+$.

Die Angaben zu den relevanten Produkten von Verzweigungsverhältnissen finden sich in Kap. 3.3.2. Der Beitrag aus der Λ_c - Produktion wurde aufgrund des vergleichsweise kleinen Verzweigungsverhältnisses vernachlässigt.

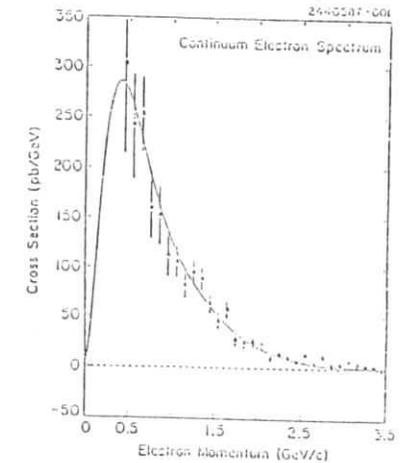
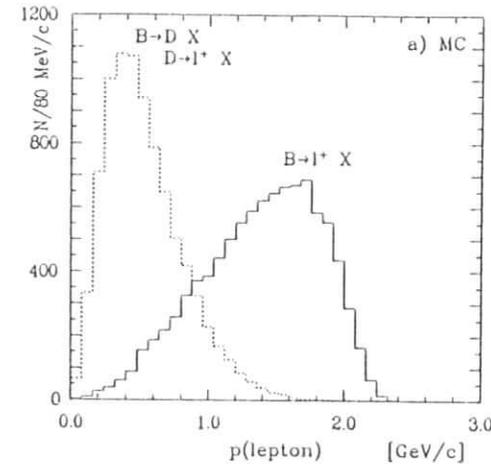


Abbildung 3.4: a) MC-Leptonenspektren für $B \rightarrow DX$, $D \rightarrow l^+ X$ (punktierter Linie) und $B \rightarrow l^+ X$ (durchgezogene Linie). b) Gemessenes Elektronenspektrum aus Kontinuumsereignissen bei $\sqrt{s} = 10.5 \text{ GeV}$ nach [56].

In Abb. 3.4b) ist das von der CLEO - Kollaboration [56] gemessene inklusive Elektronenspektrum aus nichtresonanten e^+e^- - Vernichtungsreaktionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10.5 \text{ GeV}$ dargestellt. Die durchgezogene Linie in Abb. 3.4b) ist eine Anpassung an das Spektrum, bei der die Form aus der Simulation von semileptonischen Zerfällen von D - Mesonen in Kontinuumsereignissen gewonnen wurde. Die gute Übereinstimmung mit den Daten zeigt, daß die dominante Quelle der Leptonen in Kontinuumsereignissen semileptonische Zerfälle von charmtragenden Mesonen sind.

3.2.3 Rekonstruktion von D^{*+} - Mesonen

In Kap. 1.2 ist die physikalische Motivation zum Studium von semileptonischen $\bar{B} \rightarrow D^{*+}$ -Übergängen erläutert worden. Die Rekonstruktion von D^{*+} - Mesonen bietet aber auch experimentelle Vorzüge :

1. Es wird erwartet, daß D^{*+} - Mesonen direkt entstehen und nur in geringem Maße als Zerfallsprodukte höher angeregter D^* - Resonanzen aus semileptonischen B - Zerfällen auftreten (vgl. Kap. 1.2).
2. Die Rekonstruktion von D^{*+} - Mesonen in der hier verwendeten Zerfallskette enthält nur geladene Spuren im Endzustand; weiterhin sind die Verzweigungsverhältnisse dieser Zerfälle vergleichsweise groß.
3. Aufgrund des niedrigen Q - Wertes von $5.8 \text{ MeV}/c^2$ beim Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ ergibt sich eine gute Massenauflösung der D^{*+} - Mesonen und ein geringer Anteil kombinatorischen Untergrundes.

Selektion von D^0 - Kandidaten

Die invarianten Massen von $K^- \pi^+$ ($K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$) - Kombinationen mußten die Bedingungen

$$\begin{aligned} |M(K^- \pi^+) - M(D^0)| &< 80 \text{ MeV}/c^2 \\ \text{bzw. } |M(K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-) - M(D^0)| &< 50 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

und

$$\chi^2 = \frac{[M - M(D^0)]^2}{\sigma_M^2} < 16$$

erfüllen. Hierbei ist $M(D^0)$ der Tabellenwert der D^0 - Masse von $M(D^0) = 1865 \text{ MeV}/c^2$ [2] und σ_M der aus der Kovarianz-Matrix der gemessenen Einzelspurparameter ermittelte Meßfehler auf die invariante Masse der $K^- \pi^+$ - bzw. $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ - Kombination. Aus Monte-Carlo-Simulationen erhält man für die mittlere Breite der D^0 - Massenverteilung $\sigma_M(K^- \pi^+) = 19 \text{ MeV}/c^2$ und $\sigma_M(K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-) = 13 \text{ MeV}/c^2$. Diese Angaben beziehen sich auf D^0 - Mesonen aus dem Zerfall von B - Mesonen ($p_{D^0} < 2.5 \text{ GeV}/c$); eine genaue Untersuchung der Impulsabhängigkeit der Breite im Kanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ findet sich in [50]. Die angegebenen Schmitte bewirken, daß nur diejenigen Teilchenkombinationen als D^0 - Kandidaten behandelt werden, die innerhalb von etwa 4σ der D^0 - Massenauflösung liegen.

In Abb. 3.5 ist die aus den $\Upsilon(4S)$ - Daten gewonnene Massenverteilung von a) $K^- \pi^+$ - und b) $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ - Kombinationen mit Impulsen $p < 2.5 \text{ GeV}/c$ gezeigt, bei denen mindestens ein identifiziertes Elektron oder Myon mit $p(\text{lepton}) > 1 \text{ GeV}/c$ im Ereignis vorhanden ist. Man

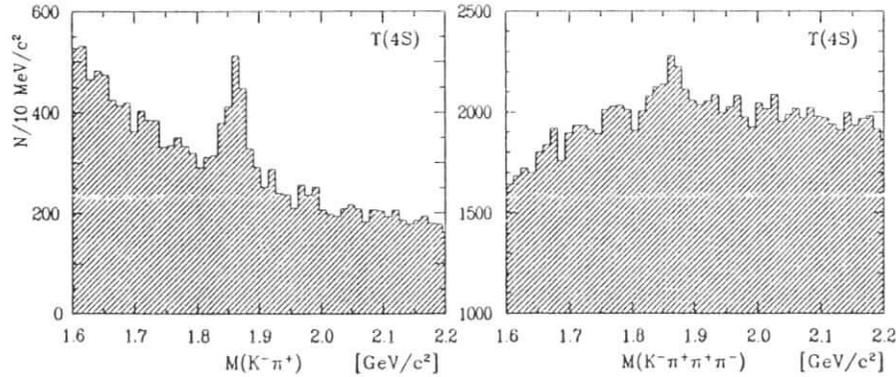


Abbildung 3.5: Massenverteilung von a) $K^- \pi^+$ - und b) $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ - Kombinationen mit $p < 2.5 \text{ GeV}/c$ und mindestens einem Lepton mit $p(\text{lepton}) > 1 \text{ GeV}/c$ in jedem Ereignis.

erkennt ein deutliches D^0 - Signal in der $K^- \pi^+$ - Massenverteilung, wogegen in der $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ - Masse aufgrund des erheblich höheren kombinatorischen Untergrundes ein Signal nur andeutungsweise sichtbar ist.

Im nächsten Schritt wurden alle auf obige Weise selektierten D^0 - Kandidaten einem kinematischen 1C-Fit auf den Tabellenwert der D^0 - Masse unterzogen [57]. Hierbei werden die Energien und Impulse der D^0 - Kandidaten unter Berücksichtigung der Kovarianzmatrix so variiert, daß

$$M^2(D^0) = E^2(K^- \pi^+) - p^2(K^- \pi^+) \quad (3.9)$$

erfüllt ist (gleiches gilt für $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ - Kombinationen). Dadurch wird die experimentelle Massenauflösung der D^0 - Mesonen korrigiert.

Rekonstruktion von D^{*+} - Mesonen

Hierzu werden alle D^0 - Kandidaten mit Spuren kombiniert, die mit der π^+ - Hypothese vereinbar sind. Die Verteilungen der invarianten Massen von $\pi^+ D^0$ - Kombinationen aus den $\Upsilon(4S)$ - Daten sind in Abb. 3.6 für die Zerfallskanäle a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und b) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ dargestellt. Dabei wurden nur diejenigen $\pi^+ D^0$ - Kombinationen betrachtet, bei denen ein negativ geladenes Lepton l^- mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ in den Ereignissen auftrat (gleiches gilt für die ladungskonjugierte Konstellation $\pi^- D^0$ und l^+). Um den Beitrag der D^{*+} - Produktion in Kontinuumsereignissen zu unterdrücken, wurde weiterhin ein Schnitt auf den skalierten Impuls x_p der D^{*+} - Kandidaten angewandt:

$$x_p = \frac{p(D^{*+})}{\sqrt{E_{beam}^2 - M^2(D^{*+})}} < 0.5.$$

Dieser Schnitt schränkt den Impuls der D^{*+} - Mesonen auf den für Zerfälle von ruhenden B - Mesonen erlaubten Bereich ein.

In Abb. 3.6 ist ein deutliches D^{*+} - Signal in beiden D^0 - Zerfallskanälen zu erkennen. Insbesondere zeigt die Reaktion $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ein sehr kleinen Anteil kombinatorischen Untergrundes, wodurch die Bestimmung der D^{*+} - Massenauflösung ohne Verwendung von Monte-Carlo-Studien möglich ist. Zu diesem Zweck wurde eine Anpassung an die Verteilung 3.6a) durchgeführt. Das D^{*+} - Signal ist durch eine Gaußfunktion parametrisiert worden, deren Mittelwert auf den Tabellenwert der D^{*+} - Masse von $M(D^{*+}) = 2010.1 \text{ MeV}/c^2$ [2] festgesetzt wurde. Zur Beschreibung des Untergrundverlaufs (gestrichelte Kurven in Abb. 3.6) ist die Funktion

$$f(M) = \tilde{N} \cdot M(M-a)^{3/4} \cdot \exp[\alpha(M-a)] \quad (3.10)$$

mit $a = 2004 \text{ MeV}/c^2$

\tilde{N}, α = freie Parameter des Fits

addiert worden. Die Anpassungsrechnung lieferte eine Breite der D^{*+} - Massenverteilung ($x_p < 0.5$) im Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ von

$$\sigma_M(D^{*+}) = 0.85 \pm 0.10 \text{ MeV}/c^2 \quad (3.11)$$

bei einer Anzahl von 65 ± 9 Signalereignissen. Die Massenauflösung des D^{*+} - Signals ist aufgrund der kinematischen Anpassung der D^0 - Kandidaten im wesentlichen durch die Impulsunsicherheit des niederenergetischen Pions ($p_{\pi^+} < 250 \text{ MeV}/c$ bei $x_p < 0.5$) bestimmt. Eine Anpassungsrechnung mit variabler Breite an die Verteilung 3.6b) ist wegen des zu hohen Untergrundanteils nicht sinnvoll. Daher wurde bei der Anpassung an diese Verteilung die Breite auf $\sigma_M = 0.95 \text{ MeV}/c^2$ festgesetzt. Es ergibt sich ein Signal von 57 ± 11 Ereignissen. Somit liefern die beiden hier untersuchten D^0 - Zerfallskanäle etwa die gleiche Anzahl von rekonstruierten D^{*+} - Mesonen. Dieses gemessene Verhältnis ist in guter Übereinstimmung mit den aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten unter Berücksichtigung der individuellen D^0 - Verzweungsverhältnisse [55]. Man erwartet

$$\frac{N(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0, D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-)}{N(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0, D^0 \rightarrow K^- \pi^+)} = 1.1 \pm 0.2. \quad (3.12)$$

Die aus der Monte-Carlo-Simulation ermittelte D^{*+} - Massenauflösung beträgt unabhängig vom D^0 - Zerfallskanal $\sigma_M^{MC}(D^{*+}) = 0.8 \text{ MeV}/c^2$. Diese Breite kann allerdings die gemessene Signalform insbesondere beim Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ nur unbefriedigend beschreiben (vgl. hierzu

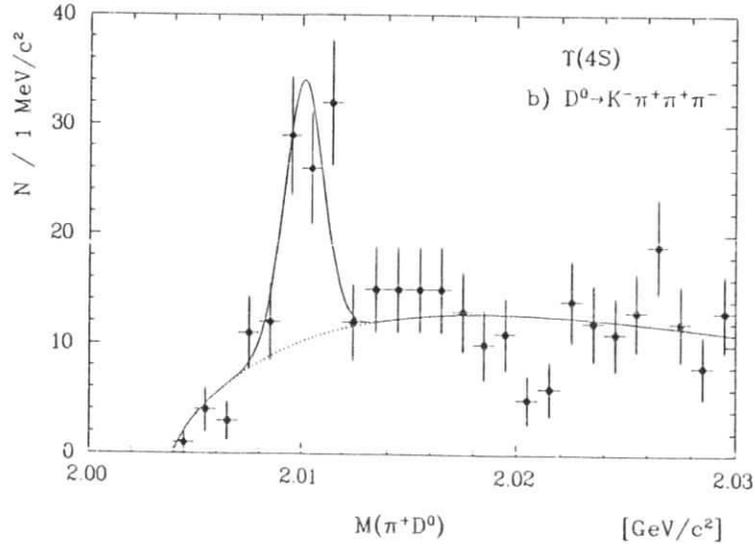
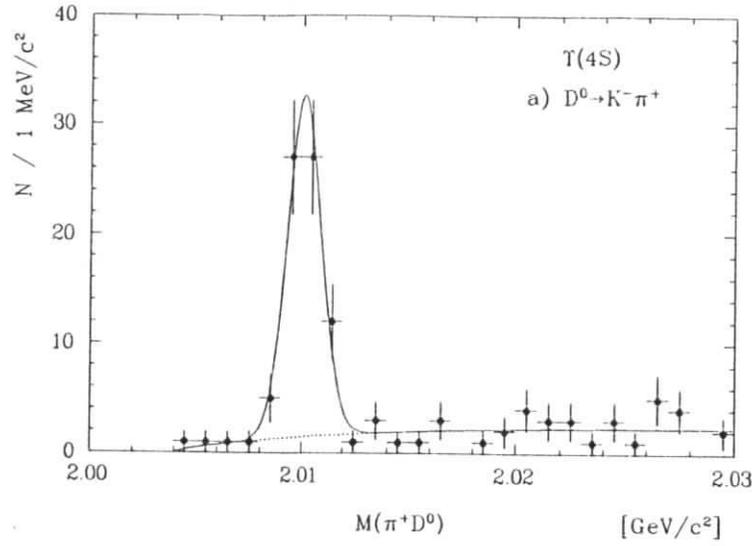


Abbildung 3.6: Massenverteilung von $\pi^+ D^0$ -Kombinationen mit $x_p < 0.5$ und mindestens einem Lepton l^- mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ im Ereignis. D^0 -Rekonstruktion in a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, b) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$. (Zur Untergrundreduktion wurde auf die χ^2 -Wahrscheinlichkeit der $\pi^+(K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-)$ -Kombinationen geschnitten: $P(\chi_{tot}^2, \nu) > 5\%$. Eine Erklärung dieser Variablen findet sich im Text.)

auch die Ausführungen in [50]).

Die als D^{*+} -Kandidaten akzeptierten $\pi^+ D^0$ -Kombinationen mußten die Anforderungen

$$|M(\pi^+ D^0) - M(D^{*+})| < 4 \text{ MeV}/c^2$$

und

$$\chi^2 = \frac{[M(\pi^+ D^0) - M(D^{*+})]^2}{\sigma_M^2} < 16$$

erfüllen, wobei σ_M die Meßgenauigkeit in der $\pi^+ D^0$ -Masse ist. Auch hier wurde wie im Falle der Selektion von D^0 -Kandidaten ein kinematischer Fit auf den Tabellenwert der D^{*+} -Masse durchgeführt.

Um mögliche Mehrfachzählungen der D^{*+} -Kandidaten in den Ereignissen zu vermeiden, wurde folgendermaßen vorgegangen: Aus den χ^2 -Beiträgen der dE/dx - und ToF -Informationen und den χ^2 -Beiträgen aus den $1C$ -Fits auf die D^0 - bzw. D^{*+} -Masse wird eine χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi_{tot}^2, \nu)$ errechnet:

$$P(\chi_{tot}^2, \nu) = \frac{1}{2^{\nu/2} \Gamma(\nu/2)} \int_{\chi_{tot}^2}^{\infty} (\chi^2)^{\nu/2-1} \exp(-\chi^2/2) d\chi^2 \quad (3.13)$$

mit $\chi_{tot}^2 = \sum_{i=1}^{\nu} \chi_i^2$
 $i = 'dE/dx, ToF, M(D^0), M(D^{*+})'$
 $\nu = \text{Anzahl der Freiheitsgrade}$
 $\Gamma = \text{Gammafunktion [58]}$.

Aus jedem Ereignis wird nur derjenige D^{*+} -Kandidat eines jeden D^0 -Zerfallskanals zur Analyse weiterverwendet, der den maximalen Wert in $P(\chi_{tot}^2, \nu)$ besitzt. Zusätzlich muß der ausgewählte Kandidat die Bedingung

$$P(\chi_{tot}^2, \nu) > \begin{cases} 5\% & \text{für } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \\ 10\% & \text{für } D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \end{cases} \quad (3.14)$$

erfüllen. Diese Anforderungen führen zu einer erheblichen Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes in der D^{*+} -Signalregion, insbesondere bei der Rekonstruktion von D^0 -Kandidaten im Endzustand $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$: Der kombinatorische Untergrund zeigt eine Anhäufung bei kleinen Werten von $P(\chi_{tot}^2, \nu)$, während die Verteilung von $P(\chi_{tot}^2, \nu)$ für $\pi^+ D^0$ -Kombinationen aus D^{*+} -Zerfällen isotrop ist, sofern die Meßwerte normalverteilt sind.

Die Reduktion des kombinatorischen Untergrundes durch die Selektion nur eines D^{*+} -Kandidaten und den Schnitten auf $P(\chi_{tot}^2, \nu)$ wurde mit Hilfe von Kombinationen aus dem Seitenband des D^{*+} -Signals ($2018 < M(\pi^+ D^0) < 2034 \text{ MeV}/c^2$) untersucht. Die Verluste an Nachweiswahrscheinlichkeit für D^{*+} -Mesonen wurden aus Monte-Carlo-Studien ermittelt, wobei die relative Änderung der Akzeptanz bei Variation der $P(\chi_{tot}^2, \nu)$ -Schnitte mit Hilfe der aus den Daten rekonstruierten Anzahlen von $D^{*+} l^-$ -Kombinationen überprüft wurde. Es ergab sich dabei eine gute Übereinstimmung der Datenselektion mit den Monte-Carlo-Erwartungen. In Tab. 3.1 sind die Ergebnisse für verschiedene Schnitte auf $P(\chi_{tot}^2, \nu)$ angegeben. Für $\pi^+ D^0$ -Kombinationen mit Massen innerhalb von $\pm 4 \text{ MeV}/c^2$ der D^{*+} -Masse ergibt sich nach den hier beschriebenen Forderungen ein verbleibender Untergrundanteil von 6 ± 3 Ereignissen im Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und 29 ± 8 Ereignissen im Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$.⁴ Die Selektion nur eines D^{*+} -Kandidaten pro D^0 -Zerfallskanal und Ereignis in Verbindung mit Schnitten auf die χ^2 -Wahrscheinlichkeit liefert somit eine hohe Reduktion des kombinatorischen Untergrundes bei nur geringem Akzeptanzverlust der D^{*+} -Mesonen.

⁴Es wurde jeweils ein systematischer Fehler von 20% quadratisch zu dem statistischen Fehler addiert.

D^0 - Zerfallskanal	Kombinatorischer Untergrund		D^{*+} - Zerfälle	
	$P(\chi_{tot}^2, \nu) > 5\%$	$P(\chi_{tot}^2, \nu) > 10\%$	$P(\chi_{tot}^2, \nu) > 5\%$	$P(\chi_{tot}^2, \nu) > 10\%$
$K^- \pi^+$	45%	55%	7%	15%
$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	70%	80%	13%	20%

Tabelle 3.1: Reduktion des kombinatorischen Untergrundes und der Nachweiswahrscheinlichkeit von D^{*+} - Mesonen durch $P(\chi_{tot}^2, \nu)$ - Anforderungen.

3.2.4 $D^{*+}l^-$ - Kombinationen

In diesem Abschnitt werden 'missing mass' - Verteilungen von $D^{*+}l^-$ - Kombinationen vorgestellt, die aus den $\Upsilon(4S)$ - Ereignissen mit Hilfe der zuvor beschriebenen Anforderungen selektiert wurden.

Um zu demonstrieren, daß die dominante Quelle dieser Teilchenkombinationen Zerfälle von B - Mesonen sind, werden zunächst das x_p - Spektrum der D^{*+} - Mesonen und das Impulsspektrum der Leptonen l^- untersucht.

In Abb. 3.7 ist das nicht akzeptanzkorrigierte x_p - Spektrum von D^{*+} - Kandidaten aus der Zerfallskette $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ aufgetragen. Das schraffierte Histogramm ist aus den bei der Schwerpunktsenergie der $\Upsilon(4S)$ - Resonanz aufgezeichneten Daten gewonnen worden. Die Kreuze stellen das Ergebnis der skalierten Kontinuumsdaten (vgl. Abschnitt 2.5) dar.

Man erkennt einen deutlichen Überschuß in den $\Upsilon(4S)$ - Daten im kinematisch erlaubten Bereich für D^{*+} - Mesonen aus B - Zerfällen ($x_p < 0.5$). Man beachte, daß der Anteil des kombinatorischen Untergrundes in den D^{*+} - Kandidaten bei Rekonstruktion der Zerfallskette $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ nur etwa 10% beträgt. Oberhalb von $x_p = 0.5$ stimmen beide Verteilungen gut überein.

Die Anzahl von $D^{*+}l^-$ - Kombinationen aus Kontinuumsprozessen nach dem Schnitt $x_p < 0.5$ beträgt 4.2 ± 3.0 Ereignisse bei insgesamt 58 Kombinationen in diesem kinematischen Bereich. Der geringe Kontinuumsanteil zeigt die Wirksamkeit der Auswahlkriterien an ($D^{*+}l^-$ - Paare (x_p - Schnitt und Leptonimpulsschnitt) zur Unterdrückung von Kontinuumsbeiträgen).

Das unkorrigierte Impulsspektrum geladener Leptonen aus den $\Upsilon(4S)$ - Daten ist in Abb. 3.8 gezeigt. Hierbei wurde für jedes Lepton l^- die Anwesenheit eines D^{*+} - Kandidaten ($x_p < 0.5$) im Ereignis gefordert. Zur Vergrößerung der Datenmenge wurden die D^0 - Mesonen in den Zerfällen $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert. Der Anteil des kombinatorischen Untergrundes in den D^{*+} - Kandidaten beträgt in diesem Falle etwa 25%. Für die Selektion von Elektronkandidaten wurde der Impulsschnitt auf $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ herabgesetzt.

Man erkennt, daß bei Impulsen von $p_l > 1 \text{ GeV}/c$ das Elektron- und Myonspektrum einen harten Verlauf aufweist, wie es für Leptonen aus semileptonischen B - Zerfällen erwartet wird (vgl. Abb. 1.7 und Untersuchungen des inklusiven Leptonenspektrums aus B - Zerfällen in [19, 20, 21]). Bei Impulsen von $p_{e^-} < 1 \text{ GeV}/c$ dominieren dagegen sekundäre Leptonen aus $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen und ein nicht mehr zu vernachlässigender Anteil von Leptonen aus Kontinuumsprozessen das Spektrum.

Exklusive semileptonische Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ sollen mit Hilfe der in Kap. 3.1 entwickelten 'missing mass' - Methode nachgewiesen werde. Hierzu wird für jede $D^{*+}l^-$ - Kombination eines Ereignisses die Variable M_X^2 nach Gl. 3.3 errechnet. Die aus den $\Upsilon(4S)$ - Daten gewonnene M_X^2 - Verteilung ist für $D^{*+}l^-$ - Paare mit $p_l > 1 \text{ GeV}/c$ ($l^- = e^-$ oder μ^-) in Abb. 3.9 dargestellt. Die Rekonstruktion von D^{*+} - Kandidaten erfolgte in den D^0 - Kanälen $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

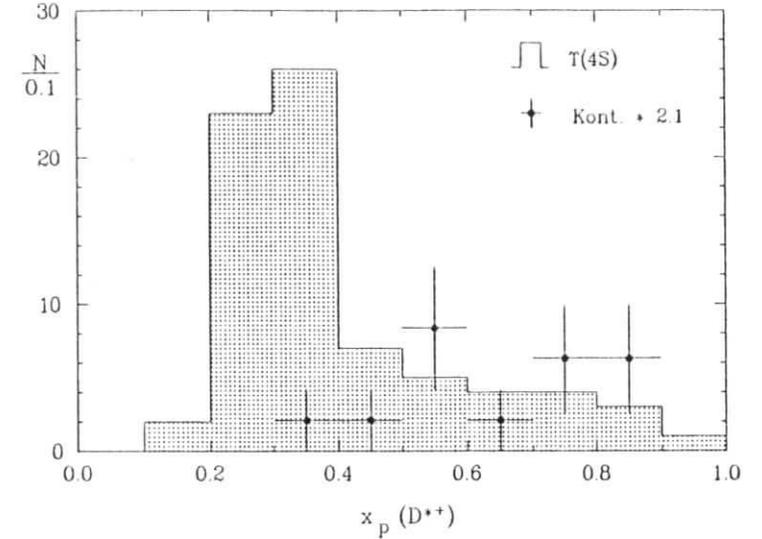


Abbildung 3.7: x_p - Spektrum von D^{*+} - Mesonen bei Anwesenheit eines Leptons l^- mit $p_l > 1 \text{ GeV}/c$ (Histogramm: $\Upsilon(4S)$ - Daten, Kreuze: skalierte Kontinuumsdaten).

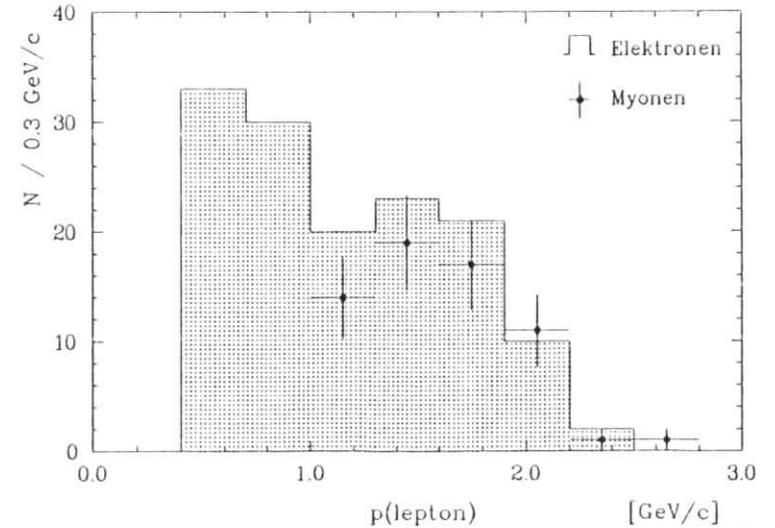


Abbildung 3.8: Impulsspektrum von Elektronen und Myonen bei Anwesenheit von D^{*+} - Mesonen mit $x_p < 0.5$.

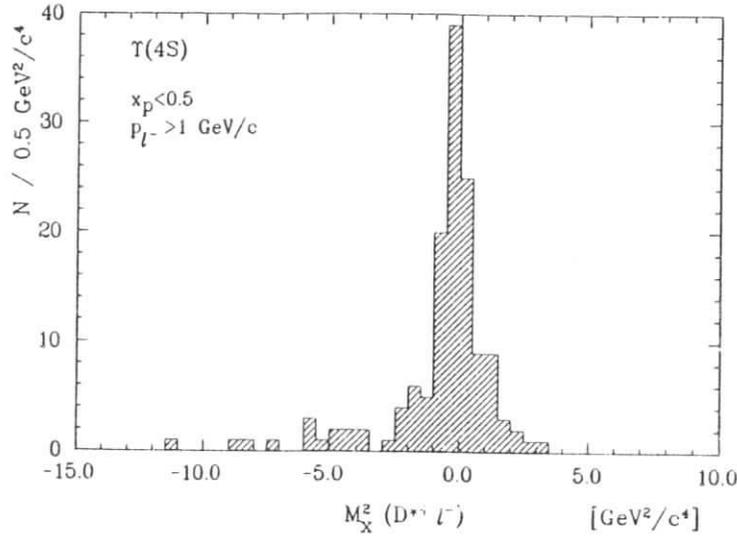


Abbildung 3.9: M_X^2 -Verteilung von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ und $x_p < 0.5$.

In Abb. 3.10 sind die M_X^2 -Verteilungen getrennt für die beiden D^0 -Zerfallskanäle, sowie für $D^{*+}e^-$ - und $D^{*+}\mu^-$ -Kombinationen gezeigt. In allen Verteilungen ist ein deutliches Signal um $M_X^2 = 0$ erkennbar.

Der Beweis, daß die dominante Quelle von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen im Bereich $|M_X^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ exklusive semileptonische Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ sind, wird durch die Bestimmung aller Untergrundbeiträge zu derartigen Teilchenkorrelationen geführt.

3.3 Untergrundbeiträge

Zur Rekonstruktion von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ wurden $D^{*+}l^-$ -Kombinationen aus Ereignissen selektiert, die auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz aufgezeichnet wurden. Demnach sind folgende Untergrundbeiträge in den $D^{*+}l^-$ -Kandidaten möglich:

1. $D^{*+}l^-$ -Paare aus dem Kontinuum unter der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz.
2. $D^{*+}l^-$ -Paare aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen. Hierbei wird unterschieden zwischen:
 - a) Das D^{*+} -Meson und das Lepton l^- stammen aus dem Zerfall verschiedener B -Mesonen.
 - b) Das $D^{*+}l^-$ -Paar wird in der Zerfallskette eines \bar{B} -Mesons erzeugt.
3. Fehlidentifizierte $D^{*+}l^-$ -Kombinationen.

Im folgenden Abschnitt werden die Beiträge dieser Untergrundquellen in der Menge der selektierten $D^{*+}l^-$ -Paare bestimmt. Für diejenigen Untergrundprozesse, die einen Beitrag von mehr als zwei $D^{*+}l^-$ -Kandidaten liefern, sind die Ereignisanzahlen in Tab. 3.5 (Abschnitt 3.4) aufgeführt.

Um die Anwendbarkeit der 'missing mass'-Methode zur Rekonstruktion von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ zu beweisen, müssen auch die M_X^2 -Spektren des Untergrundes untersucht werden. Die Form der Untergrundverteilungen in M_X^2 ist von den Impulsspektren der D^{*+} - und

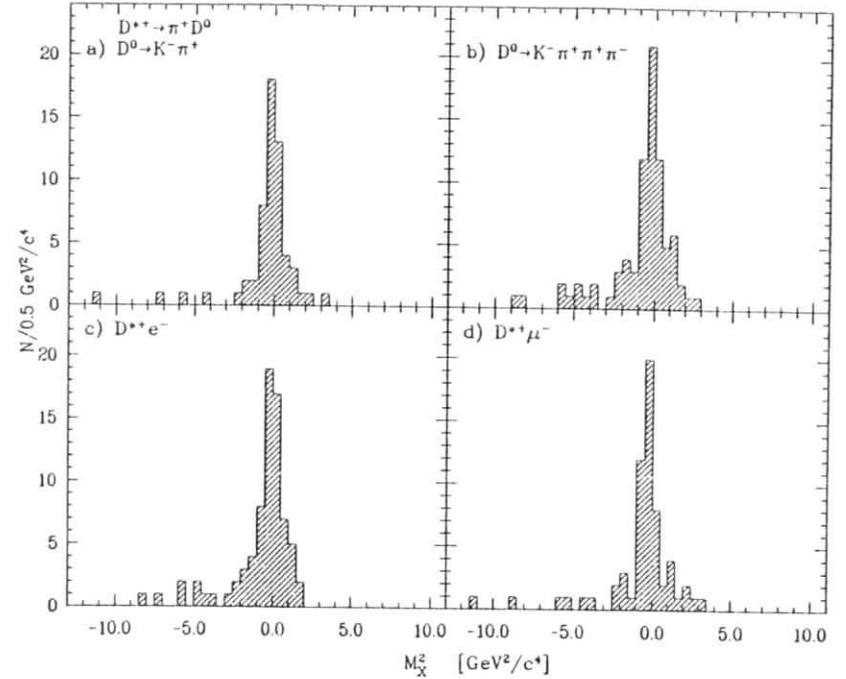


Abbildung 3.10: M_X^2 -Verteilungen bei Rekonstruktion der D^0 -Mesonen in a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ und b) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$, sowie für c) $D^{*+}e^-$ und d) $D^{*+}\mu^-$ -Kombinationen.

l^- -Kandidaten und von Winkelkorrelationen zwischen den Impulsvektoren abhängig. Demnach unterscheiden sich die M_X^2 -Spektren der verschiedenen Untergrundquellen aufgrund unterschiedlicher Erzeugungsmechanismen für $D^{*+}l^-$ -Kombinationen. Aus der Kenntnis der M_X^2 -Verteilungen aller Untergründe kann deren Beitrag in der Signalregion von $D^{*+}l^-$ -Paaren aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ bestimmt werden.

Im folgenden werden exemplarisch nur solche M_X^2 -Verteilungen von $D^{*+}l^-$ -Kandidaten aus Untergrundprozessen vorgestellt, bei denen der Leptonimpuls durch $p(\text{lepton}) > 1 \text{ GeV}/c$ eingeschränkt wurde. Die D^{*+} -Kandidaten mußten in der gesamten Analyse der Anforderung $x_p < 0.5$ genügen und wurden, sofern nicht anders erwähnt, in den D^0 -Zerfällen $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert.

3.3.1 Kontinuumereignisse

Die Quelle von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen aus Kontinuumsprozessen ist die Produktion von $c\bar{c}$ -Quarkpaaren aus der e^+e^- -Vernichtung:

$$\begin{aligned}
 e^+e^- &\rightarrow c\bar{c} \\
 c &\rightarrow D^{*+}X \\
 \bar{c} &\rightarrow \bar{D}(D_s^-, \bar{\Lambda}_c) \rightarrow l^-X.
 \end{aligned}$$

Das c -Quark hadronisiert in ein D^{*+} -Meson oder höher angeregte Zustände der D^* (2010)-Mesonen, die durch starken Zerfall D^{*+} -Teilchen erzeugen können. Die hauptsächliche Quelle der negativ geladenen Leptonen sind semileptonische Zerfälle, der aus der Fragmentation des \bar{c} -Quarks gebildeten charmtragenden Hadronen: $\bar{D}^0, D^-, D_s^-, \bar{\Lambda}_c \rightarrow l^- X$ (vgl. hierzu auch Abb. 3.4b).

Die Anzahl von $D^{*+}l^-$ -Paaren aus Kontinuumsprozessen wurde aus den Kontinuumsdaten bestimmt (vgl. Kap. 2.5). Hierzu wurde eine Anpassung an die Massenverteilung von π^+D^0 -Kombinationen durchgeführt, wobei für jede dieser Teilchenpaare die Anwesenheit eines Elektrons e^- oder Muons μ^- gefordert wurde. Diese Methode erlaubt die Messung der Anzahl von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen, ohne den kombinatorischen Untergrund in der D^{*+} -Signalregion mitzuzählen.

Die Rekonstruktion der D^0 -Kandidaten erfolgte in den Endzuständen $K^-\pi^+$ und $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$. Bei der Selektion von π^+D^0 -Kandidaten im D^0 -Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ ist zusätzlich zu den in Kap. 3.2.3 beschriebenen Selektionskriterien ein Schnitt auf die χ^2 -Wahrscheinlichkeit der π^+D^0 -Paare von $P(\chi^2_{\text{tot}}, \nu) > 10\%$ angewandt worden. Dadurch wird der kombinatorische Untergrund erheblich reduziert. Die Anpassung an das Massenspektrum wurde mit den in Kap. 3.2.3 beschriebenen Funktionen für den Untergrundverlauf und die Signalform durchgeführt. Die Breite der Gaußfunktion ist hierbei auf $\sigma_M(D^{*+}) = 0.92 \text{ MeV}/c^2$ festgesetzt worden. Dieser Wert erlaubt eine gute Beschreibung des Massenspektrums von D^{*+} -Mesonen, falls sowohl die D^0 -Zerfälle $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, als auch $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ gemeinsam zur Selektion von D^{*+} -Kandidaten herangezogen werden (siehe Kap. 4.1).

Die Massenverteilung der π^+D^0 -Kombinationen aus Kontinuumsereignissen ist in Abb.3.11a) dargestellt. Die Anpassungsrechnung lieferte eine Anzahl von 4 ± 3 $D^{*+}l^-$ -Kombinationen. Unter Berücksichtigung des Skalierungsfaktor für die Kontinuumsdaten (vgl. Abschnitt 2.5) ergibt sich der in Tab. 3.5 angegebene Untergrundbeitrag.

Die so bestimmte Anzahl von $D^{*+}l^-$ -Paaren enthält noch einen kleinen Anteil mit mißidentifizierten Leptonen. Aufgrund der geringen Ereigniszahl und der niedrigen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Elektronen und Myonen (vgl. Kap. 2.6.2) ist diese systematische Unsicherheit vernachlässigbar gegenüber dem statistischen Fehler.

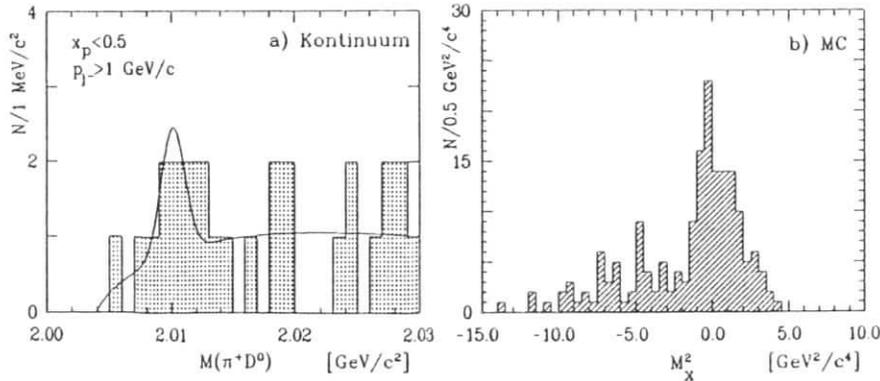


Abbildung 3.11: a) Massenverteilung von π^+D^0 -Kombinationen aus Kontinuumsereignissen. b) M_X^2 -Spektrum von $D^{*+}l^-$ -Paaren aus Ereignissen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ (Monte-Carlo).

Die M_X^2 -Spektren von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen aus Kontinuumsprozessen können aufgrund der kleinen Ereigniszahlen nicht aus den Daten ermittelt werden. Daher wurde zu diesem Zweck eine Monte-Carlo-Simulation der Reaktion $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10.45 \text{ GeV}$ vorgenommen. Die hieraus gewonnene M_X^2 -Verteilung von $D^{*+}l^-$ -Paaren ist in Abb. 3.11b) gezeigt. Der Beitrag von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen in der Signalregion der M_X^2 -Verteilungen wurde aus der gemessenen Gesamtanzahl und dem erwarteten relativen Anteil im Intervall $|M_X^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ ermittelt.

3.3.2 Unkorrelierte $D^{*+}l^-$ -Paare aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

Die Produktion von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen aus Zerfällen von B -Meson-Paaren erfolgt über zwei Mechanismen:

1. Das D^{*+} -Meson tritt als Zerfallsprodukt des \bar{B} -Mesons auf. Das sekundäre Lepton l^- stammt aus der Zerfallskaskade des B -Mesons.
2. Wenn das B^0 -Meson in sein Antiteilchen \bar{B}^0 übergeht ($B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen) und dieses anschließend semileptonisch zerfällt, wird ein primäres Lepton l^- erzeugt. Zusammen mit einem D^{*+} aus dem Zerfall des anderen \bar{B}^0 -Mesons wird eine $D^{*+}l^-$ -Kombination gebildet, die aus den Zerfällen zweier \bar{B}^0 -Mesonen entstanden ist.

Die Bestimmung der Beiträge dieser beiden Reaktionsmechanismen in der Gesamtzahl von beobachteten $D^{*+}l^-$ -Paaren wird durch die Berechnung der zu erwartenden Raten mit Hilfe gemessener bzw. angenommener Verzweigungsverhältnisse vorgenommen.

Sekundäre Leptonen

Unkorrelierte $D^{*+}l^-$ -Paare mit sekundären Leptonen werden durch folgende Prozesse erzeugt:

$$\bar{B} \rightarrow D^{*+} X \quad \text{und} \quad B \rightarrow \underbrace{\bar{D}^0, D^-, \bar{\Lambda}_c, (D_s^-)}_{l^- X}, \underbrace{J/\Psi, X}_{l^+ l^-} \quad (3.15)$$

Die Erzeugungsrates sekundärer Leptonen aus einer der obigen Reaktionen ist proportional zum Produkt des Verzweigungsverhältnisses $B \rightarrow X_c X$ und dem semileptonischen (bzw. leptonen) Verzweigungsverhältnis von $X_c \rightarrow l^+ X$. Die Produktverzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt⁵.

Im folgenden wird angenommen, daß die D -Mesonen (D^0, D^+) ausschließlich aus dem $b \rightarrow c$ -Übergang eines \bar{B} -Mesons entstehen, während D_s^+ -Mesonen aus der Kopplung des virtuellen W^+ -Bosons an ein $(c\bar{s})$ -Quarkpaar erzeugt werden (vgl. den Zuschauergraphen in Abb. 1.3). Damit tragen semileptonische Zerfälle von D_s^+ -Mesonen nicht zu unkorrelierten $D^{*+}l^-$ -Paaren bei.

Aus Tab. 3.2 ist ersichtlich, daß nur die semileptonischen Zerfälle von \bar{D}^0 - und D^- -Mesonen als Quelle für sekundäre Leptonen von Bedeutung sind, da die Produktverzweigungsverhältnisse von Λ_c - und J/Ψ -Teilchen um mehr als eine Größenordnung kleiner sind.

Demnach kann die Anzahl von unkorrelierten $D^{*+}l^-$ -Paaren mit sekundären Leptonen folgendermaßen berechnet werden:

$$N(D^{*+}l^-) = N_B \cdot BR(B \rightarrow D^{*+}X) \cdot BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) \times \\ [BR(B \rightarrow D^0X) \cdot BR(D^0 \rightarrow l^+X) + BR(B \rightarrow D^+X) \cdot BR(D^+ \rightarrow l^+X)] \times \\ \epsilon_{D^{*+}} \cdot \epsilon_{\text{cut}(l^-)} \cdot \epsilon_{l^-} \quad (3.16)$$

⁵Der Wert für $BR(D_s^+ \rightarrow l^+X)$ wurde aus dem Lebensdauerverhältnis $\tau(D_s^+)/\tau(D^0) = 1.11 \pm 0.10$ [24] und $BR(D^0 \rightarrow l^+X)$ nach [59] errechnet.

X_c	$\frac{BR(B \rightarrow X_c X) \times BR(X_c \rightarrow l^+ X)}{BR(X_c \rightarrow l^+ X)}$ [%]	Referenzen
D^0	3.5 ± 0.9	[50,59]
D^+	3.9 ± 1.2	[50,59]
D_s^+	1.4 ± 0.4	[15,59,24]
Λ_c	0.36 ± 0.17	[15,60]
J/Ψ	0.075 ± 0.018	[4,61]

Tabelle 3.2: Produktverzweigungsverhältnisse für Leptonen aus Kaskadenzerfällen.

mit N_B = Anzahl von B - Mesonen (Kap. 2.5)
 $\epsilon_{D^{*+}}$ = Mittlere Akzeptanz von D^{*+} - Mesonen
 $\epsilon_{cut}(p_{l^-})$ = Akzeptanzfaktor durch Schnitt auf den Leptonimpuls
 ϵ_{l^-} = Mittlere Akzeptanz von e^+ bzw. μ^+ nach dem Schnitt auf p_{l^-} .

Die Akzeptanz des Triggers und der Multi-Hadron - Selektion wird zu 100% angenommen, da Ereignisse mit $D^{*+}l^-$ - Kombinationen mindestens vier geladene Spuren (sechs bei Selektion von $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ - Kandidaten) besitzen und somit eine nahezu vollständige Aufzeichnung durch den CPPT - Trigger gewährleistet ist (Kap. 2.3).

Bei Anwendung der Berechnungsformel (3.16) bleiben $B^0\bar{B}^0$ - Oszillationen unberücksichtigt, die zu $D^{*+}l^-$ - Kombinationen mit sekundären Leptonen führen. In Anbetracht des vergleichsweise kleinen Mischungsparameters r (Kap. 1.1.3) Abschnittes ist diese systematische Unsicherheit klein gegenüber dem Gesamtfehler auf die berechnete Anzahl der Untergrundkombinationen (Tab. 3.5).

Das Produktverzweigungsverhältnis $BR(B \rightarrow D^{*+}X) \cdot BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$ ist von der CLEO- und ARGUS- Kollaboration gemessen worden :

$$BR(B \rightarrow D^{*+}X) \cdot BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = \begin{cases} (0.73 \pm 0.12 \pm 0.07)\% & \text{CLEO [62]} \\ (0.71 \pm 0.06 \pm 0.12)\% & \text{ARGUS [50]} \end{cases} \quad (3.17)$$

Beide Resultate stimmen innerhalb der Fehler überein und besitzen etwa dieselbe Meßgenauigkeit. In dieser Untersuchung wurde das CLEO - Ergebnis verwendet. Bei Rekonstruktion der D^{*+} - Mesonen im Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ wurde die Ereignisrate mit Hilfe der individuellen Verzweigungsverhältnisse (siehe Kap. 3.2.3) aus dem Produktverzweigungsverhältnis errechnet.

Unter Verwendung von $BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0) = 0.49 \pm 0.08$ [4] und $BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = 0.042 \pm 0.006$ [55] erhält man für das inklusive Verzweigungsverhältnis :

$$BR(B \rightarrow D^{*+}X) = 0.35 \pm 0.10 \quad (3.18)$$

Die Akzeptanz von D^{*+} - Mesonen wurde aus Monte-Carlo - Simulationen bestimmt. Für die mittlere Akzeptanz ohne Einbeziehung der Verzweigungsverhältnisse ergaben sich Werte von

$$\epsilon_{D^{*+}} = \begin{cases} (29 \pm 4)\% & \text{für } D^0 \rightarrow K^-\pi^+ \\ (14 \pm 2)\% & \text{für } D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^- \end{cases} \quad (3.19)$$

Der angegebene Fehler setzt sich aus der statistischen Unsicherheit durch die Anzahl der Monte-Carlo - Ereignisse und einem systematischen Fehler von $\pm 12\%$ durch die Form des generierten D^{*+} - Spektrums zusammen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Leptonen ist ebenfalls mit Hilfe der Monte-Carlo - Simulation bestimmt worden. Aufgrund des zu höheren Impulsen abfallenden Spektrums der sekundären Leptonen (vgl. Abb. 3.4a) ist der Akzeptanzfaktor $\epsilon_{cut}(p_{l^-})$ stark vom Schnitt auf den Leptonimpuls abhängig (Tab. 3.3). Die mittlere Akzeptanz von Elektronen (einschließlich geometrischer Akzeptanz, Spurfundungsakzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeit durch den Identifikationsalgorithmus) für die in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Anforderungen ist nahezu unabhängig vom Impulsschnitt und beträgt $\epsilon_{e^+} = 82\%$. Myonen aus Kaskadenzerfällen besitzen bei Impulsen oberhalb von $1 \text{ GeV}/c$ eine mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit von $\epsilon_{\mu^+} = 37\%$. Bei der Berechnung der Raten nach (3.16) wurde für die Unsicherheit in der Bestimmung der Gesamtakzeptanz von Leptonen ein systematischer Fehler von 11% angesetzt. Tabelle 3.5 zeigt, daß der gesamte Fehler auf die errechnete Rate 30% beträgt. Den dominierenden Beitrag hierzu liefern die Unsicherheiten in den Verzweigungsverhältnissen.

p_{l^-} - Schnitt [GeV/c]	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4
sekund. Leptonen	63	35	17	7.5	3	1
prim. Leptonen	98	95	89	81	70	54

Tabelle 3.3: Akzeptanzfaktoren $\epsilon_{cut}(p_{l^-})$ [%] von Leptonimpulsschnitten für sekundäre und primäre Leptonen.

Die M_X^2 - Verteilung wurde mit Hilfe der Monte-Carlo - Simulation bestimmt und ist in Abb. 3.12a) dargestellt. Die Verteilung läßt sich gut durch eine asymmetrische Gaußfunktion parametrisieren (durchgezogene Linien in Abb. 3.12) :

$$f(M_X^2) = \frac{2 \cdot N}{\sqrt{2\pi} \cdot (\sigma_1 + \sigma_2)} \times \begin{cases} \exp[-(M_X^2 - \overline{M_X^2})^2 / (2\sigma_1^2)] & \text{für } M_X^2 \leq \overline{M_X^2} \\ \exp[-(M_X^2 - \overline{M_X^2})^2 / (2\sigma_2^2)] & \text{für } M_X^2 > \overline{M_X^2} \end{cases} \quad (3.20)$$

$B^0\bar{B}^0$ - Oszillationen

Die Produktion von $D^{*+}l^-$ - Kombinationen aus Ereignissen, bei denen das B^0 - Meson vor seinem Zerfall in sein Antiteilchen \bar{B}^0 übergeht (vgl. Abb. 1.5), wird durch die folgende Reaktion beschrieben :

$$\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}X \quad \text{und} \quad B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow l^- X \quad (3.21)$$

In diesem Fall handelt es sich also um unkorrelierte $D^{*+}l^-$ - Paare, die primäre Leptonen aus senileptonischen \bar{B}^0 - Zerfällen enthalten. Die Anzahl der zu erwartenden $D^{*+}l^-$ - Paare aus diesem Untergrundprozeß wurde mit Hilfe der folgenden Formel abgeschätzt :

$$N(D^{*+}l^-) = N_{B^0} \cdot BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}X) \cdot BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) \times \lambda \cdot BR(B^0 \rightarrow l^+ X) \cdot \epsilon_{D^{*+}} \cdot \epsilon_{cut}(p_{l^-}) \cdot \epsilon_{l^-} \quad (3.22)$$

mit N_{B^0} = Anzahl von B^0 - Mesonen (Kap. 2.5)
 $\lambda = r/(1+r)$, r = Mischungsparameter für B_d^0 - Mesonen (Kap. 1.1.3)
 $\epsilon_{D^{*+}}$ = Mittlere Akzeptanz von D^{*+} - Mesonen
 $\epsilon_{cut}(p_{l^-})$ = Akzeptanzfaktor durch Schnitt auf den Leptonimpuls
 ϵ_{l^-} = Mittlere Akzeptanz von e^+ bzw. μ^+ nach dem Schnitt auf p_{l^-} .

Bei der Berechnung des Untergrundbeitrags nach Gl. (3.22) wurde Gleichheit der semileptonischen Verzweigungsverhältnisse von B^0 - und B^+ - Mesonen angenommen: $BR(B^0 \rightarrow l^+ X) = BR(B \rightarrow l^+ X) = (11.4 \pm 0.4 \pm 0.7)\%$ (siehe auch Kap. 1.1.3).

Für das inklusive Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} X$ liegt derzeit keine Messung vor. Aus diesem Grund wurde folgender Wert angenommen :

$$BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} X) = 0.65 \pm 0.15 \quad (3.23)$$

Diese Abschätzung basiert auf folgender Überlegung: Beim schwachen Zerfall eines \bar{B}^0 -Mesons nach dem Zuschauer-Modell, $(b\bar{u}) \rightarrow (c\bar{d})W^-$, bildet das $(c\bar{d})$ -System vornehmlich ein D^{*+} - oder D^+ -Meson mit den durch naive Spinstatistik gegebenen relativen Häufigkeiten von 3:1. Beim Zerfall von geladenen B -Mesonen würden demnach hauptsächlich D^{*0} - und D^0 -Mesonen entstehen.

Diese Überlegung wird durch die Messung des Verhältnisses von Vektormesonen V zu pseudoskalaren Mesonen P in B -Mesonzerfällen unterstützt. Das Ergebnis aus [50] lautet $V/P = 2.9 \pm 2.4$, wobei hierbei V für die Summe der inklusiven Verzweigungsverhältnisse von B -Mesonen in D^{*+} - und D^{*0} -Mesonen steht und P für die Summe der Verzweigungsverhältnisse direkt produzierter D^+ - und D^0 -Mesonen.

Für das Verzweigungsverhältnis (3.23) wurde ein Zentralwert gewählt, der kleiner als 75% ist, wobei das zugehörige Fehlerintervall von $\pm 15\%$ sowohl die Dominanz der D^{*+} -Produktion mit einem Verzweigungsverhältnis von 80%, als auch eine Unterdrückung der inklusiven Rate gegenüber der hier dargestellten vereinfachten Beschreibung des Erzeugungsmechanismus mit einschließt.

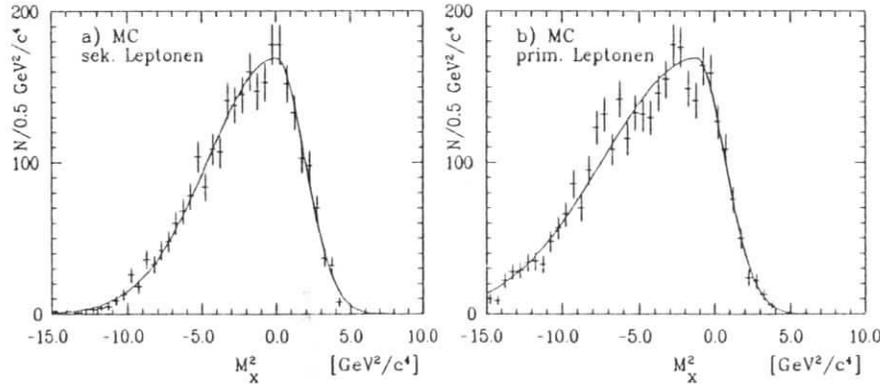


Abbildung 3.12: a) M_X^2 -Spektrum von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen mit Leptonen aus Kaskadenzerfällen der B -Mesonen. b) M_X^2 -Spektrum von $D^{*+}l^-$ -Paaren mit primären Leptonen.

Für die Akzeptanz der D^{*+} -Mesonen gelten die gleichen Angaben wie unter (3.19) aufgeführt. Der Akzeptanzfaktor $\epsilon_{cut}(p_{l^-})$ (Tab. 3.3) und die Nachweiswahrscheinlichkeiten von Elektronen und Myonen wurden aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt, die ein primäres Leptonenspektrum, wie in Abb. 3.4 dargestellt, generieren. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen mit $p_{e^-} > 1 \text{ GeV}/c$ beträgt im Mittel 75%, die der Myonen 55%.

Die aus der Monte-Carlo-Simulation gewonnene M_X^2 -Verteilung für $D^{*+}l^-$ -Paare mit primären Leptonen ist in Abb. 3.12b) dargestellt. Wie im Falle von $D^{*+}l^-$ -Paaren mit sekundären Leptonen liefert auch hier die asymmetrische Gaußfunktion eine gute Parametrisierung des Verlaufs.

Das Monte-Carlo-Spektrum wurde mit den Daten durch Analyse von $D^{*+}l^+$ -Kombinationen verglichen. Die Selektion von $D^{*+}l^+$ -Kombinationen in den $\Upsilon(4S)$ -Daten basiert auf

folgender Überlegung: Die dominante Quelle dieser Ladungskombination von D^{*+} -Mesonen und Leptonen ist die Reaktion :

$$\bar{B} \rightarrow D^{*+} X \quad \text{und} \quad B \rightarrow l^+ X \quad (3.24)$$

Es handelt sich also auch hier um primäre Leptonen aus semileptonischen Zerfällen von B -Mesonen.

Der Vorteil bei der Analyse von $D^{*+}l^+$ -Paaren besteht in dem vernachlässigbaren Untergrund durch Kontinuumsereignisse. Die vorangegangenen Diskussionen zeigten, daß aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ hauptsächlich $D^{*+}l^-$ -Paare entstehen. Eine Untersuchung der Kontinuumsdaten bestätigte diesen Sachverhalt: Die gemessene Anzahl von $D^{*+}l^+$ -Paaren ($x_p < 0.5$, $p_{l^+} > 1 \text{ GeV}/c$) beträgt < 3.9 Ereignisse (90% c.l.), wobei dieser Wert nicht auf das Verhältnis der Luminositäten skaliert ist.

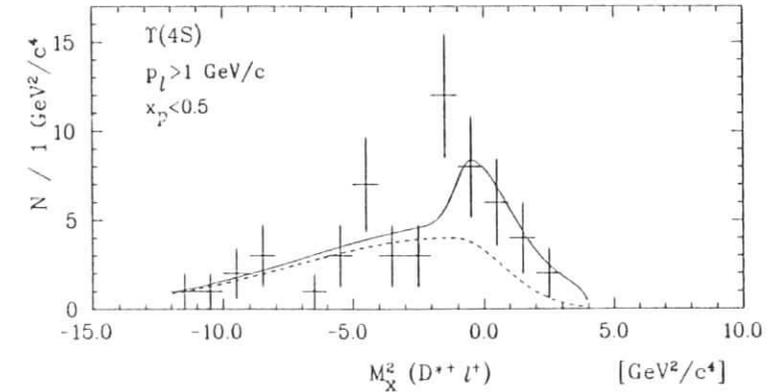


Abbildung 3.13: M_X^2 -Spektrum von $D^{*+}l^+$ -Kombinationen.

Die M_X^2 -Verteilung für $D^{*+}l^+$ -Kombinationen aus der $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge ist in Abb. 3.13 dargestellt. Das Spektrum enthält noch einen Untergrundanteil durch fehlidentifizierte $D^{*+}l^-$ -Kandidaten von etwa 25%. Die eingezeichnete Kurve ist eine Superposition des aus dem Monte-Carlo bestimmten Spektrums für $D^{*+}l^-$ -Paare aus $\Delta B = 2$ -Übergängen (gestrichelte Linie) und einer Verteilung, die das Verhalten fehlidentifizierter $D^{*+}l^-$ -Kombinationen wiedergibt (vgl. Abb. 3.14a). Die Darstellung zeigt, daß diese beiden Anteile das gemessene Spektrum zufriedenstellend beschreiben. Die Bestimmung des Untergrundbeitrags von Ereignissen aus $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen in der Signalregion der M_X^2 -Verteilung wurde aus dem gemessenen Spektrum von $D^{*+}l^+$ -Kombinationen abgeschätzt.

Der Vergleich der verschiedenen Untergrunderträge anhand der Tab. 3.5 zeigt, daß $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen bei hohen Leptonimpulsschnitten die dominierende Untergrundquelle darstellen, wenn man von dem Beitrag fehlidentifizierter D^{*+} -Kandidaten absieht.

Der Vollständigkeit halber soll darauf hingewiesen werden, daß auch sekundäre Leptonen l^- aus Ereignissen mit $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$ -Übergängen zu $D^{*+}l^-$ -Paaren führen können :

$$B^0 \rightarrow \bar{B}^0 \rightarrow X D_{s, c, l}^- \quad \text{oder} \quad \bar{B}^0 \rightarrow X \tau_{c, l}^- \bar{\nu}_{l, \nu_\tau} \quad (3.25)$$

Unter der Annahme, daß D_s^- -Mesonen nur in Zerfällen von \bar{B} -Teilchen erzeugt werden, ergibt sich mit Hilfe von Tab. 3.2 :

$$\frac{BR(\bar{B}^0 \rightarrow D_s^- X, D_s^- \rightarrow l^- X)}{BR(\bar{B}^0 \rightarrow l^- X)} \approx 0.12$$

Für die τ -Produktion in B -Zerfällen existieren bislang keine Meßergebnisse. Unter Verwendung der Modellvorhersage von KS [30] zur Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B} \rightarrow (D, D^*) \tau^- \bar{\nu}_\tau$ und dem leptonischen Verzweigungsverhältnis von τ -Leptonen [4] erhält man folgende Abschätzung :

$$\frac{BR(\bar{B}^0 \rightarrow \tau^- X, \tau^- \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \nu_\tau)}{BR(\bar{B}^0 \rightarrow l^- X)} \approx 0.05$$

In der hier analysierten Datenmenge kann in Anbetracht des geringen Untergrundertrages an $D^{*+}l^-$ -Paaren aus $\Delta B = 2$ -Übergängen (Tab. 3.5) ein möglicher Beitrag sekundärer Leptonen aus den Reaktionen (3.25) vernachlässigt werden.

3.3.3 Mißidentifizierte $D^{*+}l^-$ -Kombinationen

Mißidentifizierte $D^{*+}l^-$ -Paare ergeben sich durch :

1. Kombinatorischen Untergrund in den selektierten D^{*+} -Kandidaten.
2. Spuren geladener Hadronen, die durch die Elektron- und Myon-Identifizierung (vgl. Kap. 2.6.2 und 3.2.2) als Leptonen erkannt werden. Hierzu gehören auch Zerfälle langlebiger Teilchen (z.B. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ und $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$), bei denen das Meson innerhalb des Driftkammervolumens zerfällt und der Spurfindungsalgorithmus die Spur des Leptons auf den Hauptvertex extrapoliert.

Fehlidentifizierte D^{*+} - und Leptonkandidaten werden im folgenden mit " D^{*+} " und " l^- " bezeichnet. Die Bestimmung der Untergrundbeiträge und der M_X^2 -Spektren von " $D^{*+}l^-$ "-Paaren wurde mit den auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz aufgezeichneten Daten durchgeführt.

Kombinatorischer Untergrund in den D^{*+} -Kandidaten

Die Anzahl von Untergrundkombinationen in den D^{*+} -Kandidaten wurde folgendermaßen bestimmt :

1. Aus der Anpassungsfunktion an die $\pi^+ D^0$ -Massenspektren (vgl. Abb. 3.6) kann der Untergrundanteil in der D^{*+} -Signalregion, $|M(\pi^+ D^0) - M(D^{*+})| < 4 \text{ MeV}/c^2$, bestimmt werden.
2. Mit Hilfe der Seitenbandeinträge, $2018 < M(\pi^+ D^0) < 2034 \text{ MeV}/c^2$, wurde die Reduktion dieser Teilchenkombinationen durch Auswahl eines D^{*+} -Kandidaten pro Ereignis und dem Schnitt auf $P(\chi_{\text{tot}}^2, \nu)$ ermittelt (Tab. 3.1).
3. Multipliziert man die Anzahl von Untergrundkombinationen im D^{*+} -Massenbereich mit dem Reduktionsfaktor aus Tab. 3.1, so ergibt sich die gesuchte Anzahl von fehlidentifizierten D^{*+} -Kandidaten in der selektierten Menge von $D^{*+}l^-$ -Paaren.

Die mit Hilfe der Seitenband-Einträge gewonnene M_X^2 -Verteilung von " $D^{*+}l^-$ "-Paaren ist in Abb. 3.14a) dargestellt. Hierbei wurden die " D^{*+} "-Teilchen in den D^0 -Kanälen $K^- \pi^+$ und $K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert. Zur Erhöhung der Statistik wurde auf die $P(\chi_{\text{tot}}^2, \nu)$ -Anforderungen verzichtet.

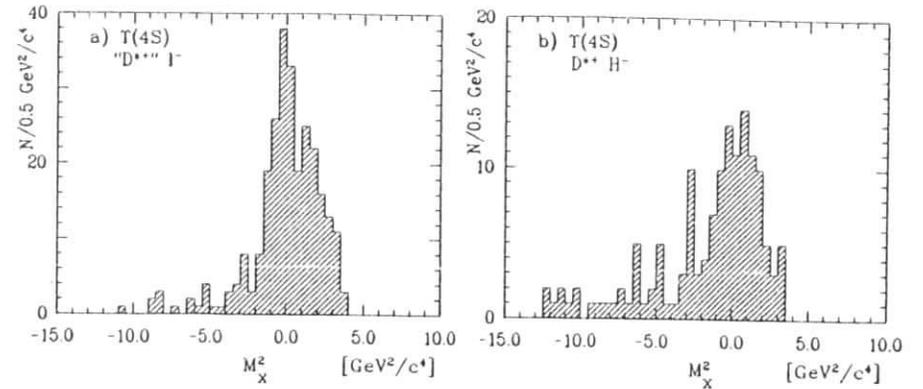


Abbildung 3.14: a) M_X^2 -Spektrum von " $D^{*+}l^-$ "-Kombinationen. b) M_X^2 -Verteilung von $D^{*+}H^-$ -Paaren für $p(\text{Hadron}) > 1 \text{ GeV}/c$.

Eine weitere Methode, den kombinatorischen Untergrund in den D^{*+} -Kandidaten zu untersuchen, bietet die Selektion von " D^0 "-Kandidaten aus dem Seitenband des D^0 -Massenbereiches. Hierzu wurden diejenigen $K^- \pi^+$ ($K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$)-Kombinationen als " D^0 "-Teilchen betrachtet, deren invariante Masse innerhalb von $\pm 80 (50) \text{ MeV}/c^2$ mit einem Wert von $2025 \text{ MeV}/c^2$ übereinstimmt. Es wurden somit Teilchensysteme analysiert, deren Massen oberhalb des D^0 -Massenbereiches liegen, da im unteren Seitenband Reflektionen aus dem Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ auftreten (sog. 'Satelliten-Peak'). Die " D^0 "-Teilchen wurden dann mit einer π^+ -Spur zu einem " D^{*+} "-Kandidaten kombiniert, dessen Masse $2170 \pm 8 \text{ MeV}/c^2$ betragen mußte und der folglich eine Massendifferenz zu dem " D^0 "-Kandidaten von etwa $145 \text{ MeV}/c^2$ aufweist, wie sie auch bei dem Zerfall eines wahren D^{*+} -Mesons im Kanal $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ auftritt. Die M_X^2 -Verteilung für derartig selektierte " $D^{*+}l^-$ "-Systeme zeigt einen ähnlichen Verlauf wie im Falle von " D^{*+} "-Teilchen aus dem Seitenband der D^{*+} -Massenregion. Auch die Reduktionsraten durch Ausschluß von Mehrfachzählungen und $P(\chi_{\text{tot}}^2, \nu)$ -Anforderungen sind mit den Angaben in Tab. 3.1 verträglich.

Es ergibt sich demnach eine gute Übereinstimmung der beiden Methoden, womit die Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes in den D^{*+} -Kandidaten keine großen systematischen Unsicherheiten aufweist⁶. Die Angaben in Tab. 3.5 zeigen, daß der kombinatorische Untergrund in den D^{*+} -Kandidaten die stärkste Untergrundquelle für $D^{*+}l^-$ -Kombinationen bei Leptonimpulsschnitten von $p_l > 1 \text{ GeV}/c$ darstellt.

Mißidentifizierte Leptonen

Die Anzahl von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen mit fehlidentifizierten Leptonen " l^- " wurde auf folgende Weise ermittelt :

1. In den $\Upsilon(4S)$ -Daten wurden D^{*+} -Mesonen im D^0 -Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ rekonstruiert ($\tau_p < 0.5$).

⁶Zu der statistischen Unsicherheit der errechneten Gesamtanzahl von Untergrundereignissen wurde ein systematischer Fehler von 20% quadratisch addiert.

2. Jedes dieser D^{*+} -Kandidaten wurde mit den negativ geladenen Hadronen (H^-) eines Ereignisses zu $D^{*+}H^-$ -Paaren kombiniert, aus denen die M_X^2 -Verteilungen erstellt wurden.

3. Multipliziert man die Anzahl von $D^{*+}H^-$ -Paaren mit den Fehlidentifikationsraten (Kap. 2.6.2), so ergibt sich die Anzahl von $D^{*+}e^-$ - bzw. $D^{*+}\mu^-$ -Kombinationen mit mißidentifizierten Leptonen.

Bei diesem Verfahren wurden alle negativ geladenen Spuren - π^- , K^- , \bar{p} - als Hadronen H^- bezeichnet, sofern sie nicht mit der Elektron- oder Myonhypothese verträglich waren. Die Bedingungen hierfür lauteten: $LH_{Elektron} < 0.1$, $LH_{Myon} < 0.2$ und kein Treffer in den äußeren Myonkammerlagen. Die Impulsschnitte wurden entsprechend der Selektion von Leptonen angewandt.

Die D^{*+} -Mesonen wurden nur im D^0 -Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ rekonstruiert, da der kombinatorische Untergrund in der D^{*+} -Massenregion hierfür nur etwa 15% beträgt. Somit ist der Anteil von $D^{*+}H^-$ -Kombinationen, in denen mißidentifizierte D^{*+} -Kandidaten vorhanden sind, gering. Die Anzahl von $D^{*+}l^-$ -Paaren bei Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen in der Zerfallskette $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ wurde aus den relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten und Verzweigungsverhältnissen der Zerfälle $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ und der Anzahl von $D^{*+}H^-$ -Paaren ($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$) errechnet.

Durch dieses Verfahren können die Untergrundbeiträge von " $D^{*+}l^-$ "- und " $D^{*+}l^-$ "-Paaren addiert werden, ohne daß ein nennenswerter systematischer Fehler durch zweifache Berücksichtigung von Kombinationen auftritt, in denen sowohl die D^{*+} - als auch die Leptonkandidaten fehlidentifiziert wurden.

Das M_X^2 -Spektrum der $D^{*+}H^-$ -Paare ist in Abb. 3.14b dargestellt. Tab. 3.5 zeigt, daß der Untergrundanteil durch mißidentifizierte Leptonen für alle hier verwendeten Impulsschnitte sehr gering ist, was auf die ausgezeichnete Leptonidentifikation bei ARGUS zurückzuführen ist.

Da die M_X^2 -Verteilungen von $D^{*+}l^-$ -Paaren aus Kontinuumsreaktionen, " $D^{*+}l^-$ "-Kombinationen und " $D^{*+}l^-$ "-Paaren einen etwa gleichen Verlauf aufweisen, wurde eine gemeinsame Anpassungsfunktion erstellt. Zu diesem Zweck wurden die M_X^2 -Spektren der drei Untergrundquellen gemäß ihren relativen Häufigkeiten superponiert und in einer Verteilung (Abb. 3.15) zusammengefaßt. Diese kann durch die folgende Funktion parametrisiert werden:

$$f(x) = \hat{N} \cdot x \cdot \sqrt{1-x^2} \cdot \exp[a(1-x^2)] + \text{asymmetr. Gauss} \quad (3.26)$$

mit $x = M_X^2/a$

a = fester Schwellenwert, vom Schnitt auf p_l abhängig.

Bei der Anpassung wurden \hat{N} , a sowie die Breiten und die Normierung der asymmetrischen Gaußfunktion (siehe Gl. (3.20)) als Variablen behandelt.

3.3.4 $D^{*+}l^-$ -Erzeugung aus der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}_l X$

Bei dieser Art von Reaktionen stammen die $D^{*+}l^-$ -Paare aus dem Zerfall eines \bar{B} -Mesons, wobei zusätzlich zu einem fehlenden Neutrino weitere Teilchen X erzeugt werden, die nicht zur Rekonstruktion herangezogen werden. In diesem Fall stellt die Variable $M_X^2(D^{*+}l^-)$ keine Näherung für die effektive Masse des Neutrinos dar, sondern ist der effektiven Masse des $\bar{\nu}_l X$ -Systems proportional. Aus diesem Grund erwartet man, daß die M_X^2 -Verteilung von $D^{*+}l^-$ -Paaren aus Zerfällen $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}_l$ eine mittlere Verschiebung zu positiven Werten von M_X^2 aufweist.

Folgende Reaktionen können zu korrelierten $D^{*+}l^-$ -Paaren und somit zu einem zusätzlichen Untergrund für die Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ führen:

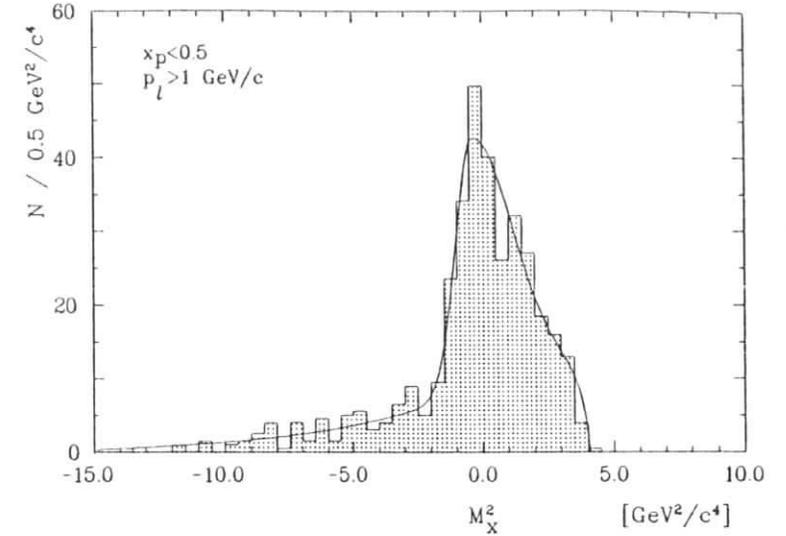


Abbildung 3.15: M_X^2 -Verteilung von Untergrundbeiträgen aus Kontinuumsereignissen und mißidentifizierten $D^{*+}l^-$ -Kombinationen.

- (1) $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^-(D_s^-)$ mit $D_s^- \rightarrow \gamma D_s^-$ und $D_s^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l X$.
- (2) $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\tau^-\bar{\nu}_\tau$ mit $\tau^- \rightarrow l^-\bar{\nu}_l \nu_\tau$.
- (3) $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ mit $D^{*+} \rightarrow \pi^-(\pi^0)D^{*+}$. Hierbei wird die Notation D^{*+} für Anregungen der $D^*(2010)$ -Mesonen verwendet.
- (4) $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu} + \text{Pionen}$, wobei die Pionen aus der Fragmentation des Quarkenzustandes $(c\bar{d})$ bzw. $(c\bar{u})$ gebildet werden, somit also nicht aus dem Zerfall einer D^* -Resonanz stammen.

Bei den Reaktionen (1) und (2) stammen die Leptonen l^- aus Kaskadenzerfällen und besitzen somit ein weiches Impulsspektrum. Da derzeit keine genauen Meßergebnisse der Prozesse (1) und (2) vorliegen, wird ihr Beitrag mit Hilfe theoretischer Vorhersagen abgeschätzt.

Für die Summe der Verzweigungsverhältnisse von $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^-$ und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^-$ werden Werte zwischen 2.8% [63] und 6.3% [64] erwartet. Unter Verwendung eines Wertes von 5% und eines semileptonischen Verzweigungsverhältnisses der D_s^+ -Mesonen von 8% ergibt sich folgende Abschätzung:

$$BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}D_s^-(D_s^-)) \cdot BR(D_s^- \rightarrow l^- X) \approx 0.4\%. \quad (3.27)$$

Bei Berücksichtigung der D^{*+} -Akzeptanzen in beiden D^0 -Kanälen und dem in Tab. 3.3 angegebenen Akzeptanzfaktor für den Schnitt $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ wird bei der hier verwendeten Datenmenge weniger als ein $D^{*+}l^-$ -Paar aus der Reaktion (1) erwartet. Somit kann dieser Untergrundbeitrag vollständig vernachlässigt werden.

Die gleiche Aussage gilt für die Reaktion (2). Die Berechnungen von KS [30] liefern ein Verhältnis der Partialbreiten von $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{*+}\tau^-\bar{\nu}_\tau)/\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}_l) \approx 1/4$. Nimmt man einen Wert von $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\tau^-\bar{\nu}_\tau) = 2\%$ an, so erwartet man weniger als eine $D^{*+}l^-$ -Kombination

aus der τ -Produktion in semileptonischen \bar{B}^0 -Zerfällen.

Bei den Reaktionen (3) und (4) handelt es sich um semileptonische Zerfälle von B -Mesonen in höher angeregte D^* -Mesonen bzw. in multihadronische Endzustände. In Kap. 1.2 wurde angeführt, daß innerhalb der Formfaktormodelle für diese Prozesse ein Anteil von etwa 10% an der semileptonischen Zerfallsbreite erwartet wird.

In dieser Arbeit wurden folgende Untersuchungen zu dieser Art von Untergrundbeiträgen durchgeführt :

1. Suche nach Zerfällen $B^- \rightarrow D^{*0}(2420)l^- \bar{\nu}$ mit $D^{*0}(2420) \rightarrow \pi^- D^{*+}$.
2. Monte-Carlo - Studien zur Reaktion $B^- \rightarrow D^{*+} \pi^- l^- \bar{\nu}$.
3. Obere Grenze für die Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu} X$ aus der gemessenen M_X^2 -Verteilung von $D^{*+} l^-$ -Kombinationen.

Die ersten beiden Punkte werden in diesem Abschnitt behandelt, wogegen der dritte Punkt in Abschnitt 3.4.3 vorgestellt wird.

Die Reaktion $B^- \rightarrow D^{*0}(2420)l^- \bar{\nu}$.

Dieser exklusive Zerfall wurde exemplarisch zur Untersuchung des Beitrags von $D^{*+} l^-$ -Kombinationen aus $D^*(2010)$ -Anregungen gewählt, da das $D^{*0}(2420)$ -Meson die bislang einzige Resonanz ist, deren Zerfall in D^{*+} -Mesonen im Kanal $D^{*0}(2420) \rightarrow \pi^- D^{*+}$ beobachtet wurde [65,66,67]. Die gemessene Masse und Breite des $D^{*0}(2420)$ -Mesons sind in Tab. 3.4 angegeben. Aufgrund der großen Breite wird erwartet, daß dieses Teilchen eine Überlagerung der P -Wellen-Zustände $J^P = 1^+$ und $J^P = 2^+$ ist⁷.

Zur Analyse der M_X^2 -Verteilungen von $D^{*+} l^-$ -Paaren aus der Zerfallskette $B^- \rightarrow D^{*0}(2420)l^- \bar{\nu}$, $D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}$ wurde eine Monte-Carlo-Simulation dieser Reaktion vorgenommen. Die $M_X^2(D^{*+} l^-)$ -Spektren für Leptonimpulsschnitte von $p_{l^-} > 1.0, 1.2, 1.4 \text{ GeV}/c$ sind in Abb. 3.16 in Kurvenform dargestellt (Parametrisierung der Verteilungen durch asymmetrische Gaußfunktionen). Weiterhin ist auch die 'missing mass'-Verteilung des $\pi^- D^{*+} l^-$ -Systems, $M_X^2(\pi^- D^{*+} l^-)$, gezeigt (Histogramm), die das erwartete Signal um $M_X^2 = 0$ aufweist, da in diesem Fall alle Hadronen des Endzustandes zur Berechnung der Größe M_X^2 herangezogen werden.

Demgegenüber zeigen die $M_X^2(D^{*+} l^-)$ -Spektren einen ausgeprägten Ausläufer zu positiven M_X^2 -Werten, da in diesem Fall $M_X^2(D^{*+} l^-)$ proportional zur effektiven Masse des $\pi^- \bar{\nu}$ -Systems ist. Mit zunehmendem Leptonimpulsschnitt wird das $M_X^2(D^{*+} l^-)$ -Spektrum schmaler und der Mittelwert in Richtung $M_X^2 = 0$ verschoben, da der mittlere Impuls des $\pi^- \bar{\nu}$ -Paares abnimmt. Ein nennenswerter Beitrag dieser Untergrundreaktion in den selektierten $D^{*+} l^-$ -Kombinationen sollte sich durch einen Überschuß von Einträgen bei Werten von $M_X^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^4$ bemerkbar machen.

Bei der Suche nach Zerfällen $B^- \rightarrow D^{*0}(2420)l^- \bar{\nu}$, $D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}$ in den $\Upsilon(4S)$ -Daten wurde wie folgt vorgegangen :

1. $D^{*+} l^-$ -Kombinationen wurden mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ selektiert (Auswahlkriterien wie in Kap. 3.2.2 und 3.2.3).
2. Die $D^{*+} l^-$ -Paare wurden mit π^- -Kandidaten kombiniert, deren Impulse durch $p_{\pi^-} > 0.15 \text{ GeV}/c$ eingeschränkt wurden. Der skalierte Impuls des $\pi^- D^{*+}$ -Systems mußte die Bedingung $x_p < 0.5$ erfüllen.

⁷Der Zerfall in $\pi^- D^{*+}$ schließt aufgrund von Paritätserhaltung die $J^P = 0^+$ -Zuordnung aus.

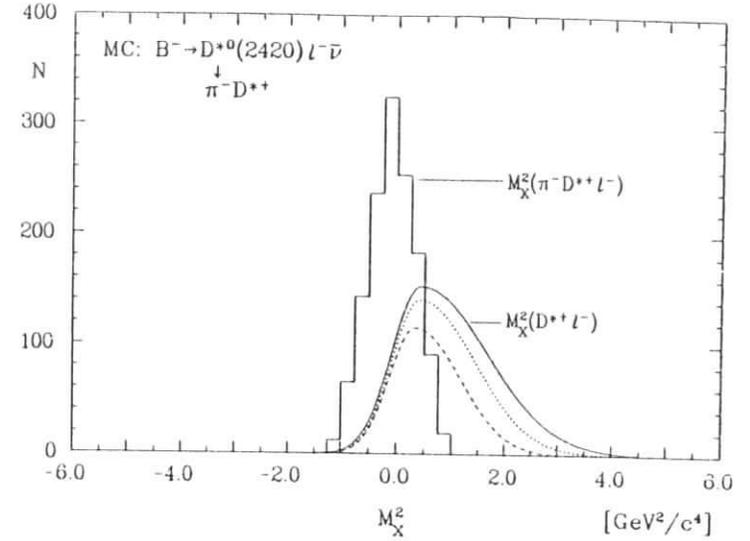


Abbildung 3.16: M_X^2 -Spektren aus der Reaktion $B^- \rightarrow D^{*0}(2420)l^- \bar{\nu}$, $D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}$ für $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ (\cdots : $p_{l^-} > 1.2 \text{ GeV}/c$, $---$: $p_{l^-} > 1.4 \text{ GeV}/c$).

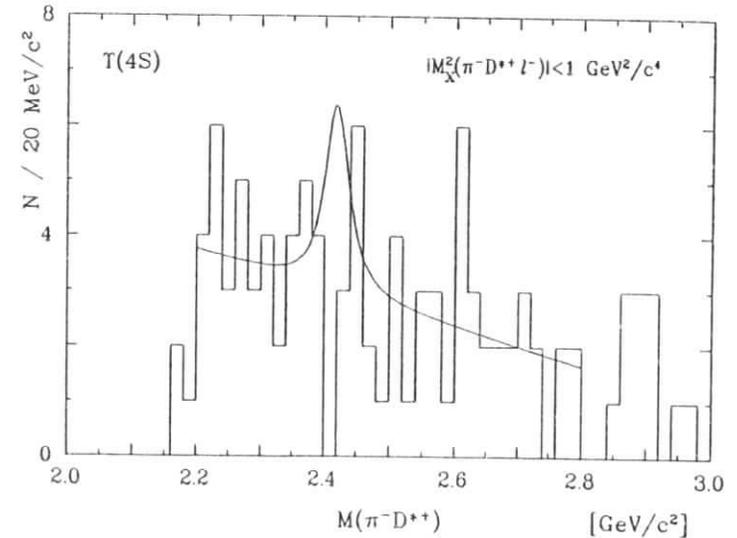


Abbildung 3.17: Invariante Masse von $\pi^- D^{*+}$ -Paaren aus $\pi^- D^{*+} l^-$ -Kombinationen.

3. Aus der Kinematik des $\pi^- D^{*+} l^-$ - Systems wurde die Größe $M_{\chi}^2(\pi^- D^{*+} l^-)$ errechnet. Für diejenigen Kombinationen mit $|M_{\chi}^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ wurde die invariante Masse der $\pi^- D^{*+}$ - Paare in ein Histogramm eingetragen.
4. Die Anzahl von $D^{*0}(2420)$ - Mesonen in dieser Ereignismenge wurde durch eine Anpassungsrechnung an das Massenspektrum bestimmt.

Die so gewonnene Massenverteilung von $\pi^- D^{*+}$ - Paaren ist in Abb. 3.17 dargestellt. Die Rekonstruktion der D^{*+} - Mesonen erfolgte hierbei in den D^0 - Zerfällen $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Es ist keinerlei Evidenz für ein $D^{*0}(2420)$ - Signal vorhanden.

Um eine obere Grenze für die Anzahl von $D^{*0}(2420)$ - Mesonen zu bestimmen, wurden mit dem MINUIT - Programm [68] Maximum-Likelihood-Fits an die Massenspektren durchgeführt. Der Untergrundverlauf wurde hierbei durch eine Gerade parametrisiert, während das Signal durch eine Breit-Wigner-Funktion, gefaltet mit der Detektorauflösung von $6 \text{ MeV}/c^2$, beschrieben wurde [69]. Die Position und die Breite Γ des D^{*0} - Mesons wurden gemäß den Angaben in Tab. 3.4 gewählt und während der Fitprozedur innerhalb der Meßfehler variiert.

Die ermittelten oberen Grenzen bei unterschiedlicher D^0 - Rekonstruktion sind in Tab. 3.4 aufgeführt. Die durchgezogene Linie in Abb. 3.17 ist das Ergebnis der Anpassungsrechnung mit einem Signalanteil von 11.9 Ereignissen.

$D^{*0}(2420)$	ARGUS [65]	E691 [67]
$M [\text{MeV}/c^2]$	2419 ± 6	2428 ± 9.4
$\Gamma [\text{MeV}/c^2]$	$41 \pm \frac{22}{14}$	58 ± 17
D^0 - Rekonstruktion	$N(D^{*0})$ bei 90% c.l.	
$K^- \pi^+$	< 8.6	< 9.0
$K^- \pi^+ \text{ und } K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	< 11.9	< 12.9

Tabelle 3.4: Obere Grenzen für die Anzahl von Ereignissen aus der Reaktion $B^- \rightarrow D^{*0}(2420) l^- \bar{\nu}$, $D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}$.

Da das Verzweungsverhältnis des Zerfalls $D^{*0}(2420) \rightarrow \pi^- D^{*+}$ unbekannt ist, kann nur eine obere Grenze für das Produktverzweungsverhältnis angegeben werden. Dieses errechnet sich mit Hilfe von :

$$BR(B^- \rightarrow D^{*0}(2420) l^- \bar{\nu}, D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}) = \frac{N}{N_{B^-}} \cdot \frac{1/2}{\epsilon_{D^{*+}}^{\text{tot}} \cdot \epsilon_{\pi^-} \cdot \epsilon_{\text{cut}(p_{l^-})} \cdot \epsilon_{l^-} \cdot \epsilon_{MH}} \quad (3.28)$$

- mit
- $N = N(D^{*0})$ nach Tab. 3.4
 - $N_{B^-} = 105600 \pm 10800$, Anzahl von B^- - Mesonen
 - $\epsilon_{\pi^-} = 0.85 \pm 0.02$, mittlere Pionakzeptanz
 - $\epsilon_{D^{*+}}^{\text{tot}} = 0.012 \pm 0.002$, Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit der D^{*+} - Mesonen
 - $\epsilon_{\text{cut}(p_{l^-})} = 0.77 \pm 0.05$, Akzeptanzfaktor durch Schnitt auf den Leptonimpuls
 - $\epsilon_{l^-} = 0.65 \pm 0.06$, Gemittelte Nachweiswahrscheinlichkeit von e^- und μ^-
 - $\epsilon_{MH} = 0.99 \pm 0.01$, Akzeptanz des Triggers und der Multihadronselektion.

Durch den Faktor 1/2 in Gl. (3.28) wird die *Elektron-Myon-Universalität* ausgenutzt, da die Bestimmung der Ereigniszahlen unter Verwendung von Elektron- und Myonkandidaten durchgeführt wurde.

Mit der oberen Grenze von 11.9 $D^{*0}(2420)$ - Kandidaten (Tab. 3.4) und unter Berücksichtigung der systematischen Fehler erhält man :

$$BR(B^- \rightarrow D^{*0}(2420) l^- \bar{\nu}) \cdot BR(D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}) < 1.3\% \text{ bei } 90\% \text{ c.l.} \quad (3.29)$$

Wegen des unbekanntenen D^{*0} - Verzweungsverhältnisse stellt dieses Resultat keine besonders starke Einschränkung für die Produktion von $D^{*0}(2420)$ - Mesonen in semileptonischen B^- - Zerfällen dar. Allerdings zeigen die gemessenen Grenzen auf den Ertrag von $\pi^- D^{*+} l^-$ - Kombinationen (Tab.3.4), daß der Untergrundbeitrag des Zerfalls $B^- \rightarrow D^{*0}(2420) l^- \bar{\nu}$ mit $D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}$ bei der Untersuchung von $D^{*+} l^-$ - Kombinationen aus der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ klein ist.

Nichtresonante $D^{*+} \pi^-$ - Erzeugung in $\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi l^- \bar{\nu}$ - Übergängen

Die obige Reaktion stellt nur einen möglichen Zerfallskanal dar, bei dem der hadronische Endzustand nichtresonant aus der Fragmentation des $(c\bar{d})$ - Quarkpaares gebildet wird. Theoretische Modelle (vgl. Kap. 1.2) erwarten allerdings, daß semileptonische $b \rightarrow c$ - Übergänge durch die Erzeugung einer charmtragenden Resonanz dominiert werden [36].

In dieser Arbeit wurden zur nichtresonanten Erzeugung von $D^{*+} \pi^-$ - Paaren in semileptonischen B^- - Zerfällen nur Monte-Carlo - Untersuchungen der M_{χ}^2 - Spektren durchgeführt. Wie im Fall der Produktion von angeregten D^* - Mesonen, führt auch hier das Fehlen eines oder mehrerer Teilchen bei der Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes zu einem Ausläufer der M_{χ}^2 - Verteilungen in Richtung positiver Werte von M_{χ}^2 .

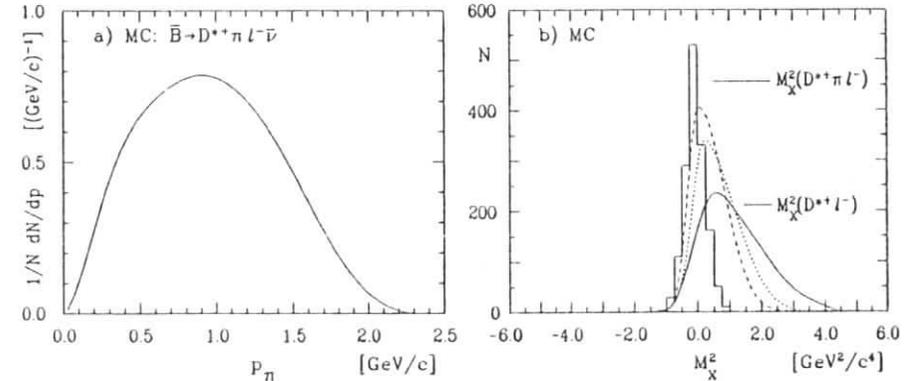


Abbildung 3.18: a) Pionspektrum und b) M_{χ}^2 - Verteilungen des Zerfalls $\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi l^- \bar{\nu}$ (\cdots : $p_{\pi} < 0.5 \text{ GeV}/c$, $---$: $p_{\pi} < 0.25 \text{ GeV}/c$).

In Abb. 3.18a) ist das aus der Monte-Carlo - Simulation gewonnene Spektrum des Pions gemäß einer Phasenraumgewichtung generiert.

Um den Einfluß des Pionspektrums auf die $M_{\chi}^2(D^{*+} l^-)$ - Verteilung zu untersuchen, wurden verschiedene Schnitte auf den maximal zulässigen Pionimpuls durchgeführt : keine Einschränkung an p_{π} , $p_{\pi} < 0.5 \text{ GeV}/c$ und $p_{\pi} < 0.25 \text{ GeV}/c$. Die so ermittelten M_{χ}^2 - Verteilungen für $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ sind in Abb. 3.18b) gezeigt. Die $M_{\chi}^2(D^{*+} l^-)$ - Spektren weisen einen Ausläufer zu positiven M_{χ}^2 - Werten auf. Mit abnehmendem mittleren Impuls des fehlenden Pions wird die effektive Masse des $\pi \bar{\nu}$ - Systems im Mittel kleiner, weshalb das M_{χ}^2 - Spektrum in Richtung kleinerer M_{χ}^2 - Werte verschoben wird.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Studien zeigen, daß $D^{*+}l^-$ -Kombinationen aus Zerfällen $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu} X$ einen Ausläufer zu positiven Werten von $M_X^2(D^{*+}l^-)$ aufweisen. Dieses Verhalten wird in Kap. 3.4.3 ausgenutzt, um eine obere Grenze der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu} X$ zu bestimmen.

3.4 Die Anzahl von $D^{*+}l^-$ - Paaren aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$

In diesem Abschnitt wird die beobachtete Anzahl von exklusiven semileptonischen Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ bei verschiedenen Leptonimpulsschnitten vorgestellt. Anhand der M_X^2 -Verteilung von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen wird gezeigt, daß alle wesentlichen Untergrundquellen bestimmbar sind. Hieraus ergibt sich der Beweis, daß die 'missing mass'-Methode zur Rekonstruktion exklusiver semileptonischer B^- -Zerfälle anwendbar ist.

3.4.1 Zusammenstellung der Untergrundbeiträge und Subtraktion

Die in Abschnitt 3.3.3 untersuchten Beiträge von Kontinuumsereignissen, sekundären Leptonen, $\Delta B = 2$ -Übergängen und mißidentifizierten $D^{*+}l^-$ -Paaren zur Gesamtanzahl von analysierten $D^{*+}l^-$ -Kombinationen sind in Tab. 3.5 aufgeführt. Dort finden sich auch die Untergrundbeiträge in der Signalregion der M_X^2 -Verteilungen. Die Signalregion wird für Elektronimpulsschnitte von $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ und $p_{e^-} > 0.7 \text{ GeV}/c$ durch $|M_X^2| < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ und für die Leptonimpulsschnitte $p_{l^-} > 1, 1.2 \text{ GeV}/c$ durch $|M_X^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ definiert. Die Angaben in der Tabelle beziehen sich, sofern nicht anders erwähnt, auf die Rekonstruktion von D^{*+} -Kandidaten in den D^0 -Zerfällen $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ bei einem Schnitt von $x_p(D^{*+}) < 0.5$.

Gesamte Ereignismenge						
Leptonselektion p_{l^-} -Cut [GeV/c]	Kontinuum	Sekund. Leptonen	$B^0 \bar{B}^0$ - Mixing	" D^{*+} "- Kand.	" l^- "- Kand.	Σ
$e^- : > 0.4$	15 ± 8	30 ± 10	9 ± 4	31 ± 8	5.5 ± 2.8	90.5 ± 16
$e^- : > 0.7$	8 ± 6	15 ± 5	8 ± 4	23 ± 6	3 ± 1.5	57 ± 11
$e^- + \mu^- : > 1.0$	9 ± 7	6 ± 2	12 ± 5	35 ± 9	5 ± 1.5	67 ± 13
$e^- + \mu^- : > 1.2$	8 ± 6	3 ± 1	11 ± 5	32 ± 8	3 ± 1	57 ± 11
† $e^- + \mu^- : > 1.0$	4 ± 3	3 ± 1	6 ± 3	6 ± 3	2.5 ± 1	21.5 ± 5.4
Signalregion $ M_X^2 < 1(1.5) \text{ GeV}^2/c^4$						
$e^- : > 0.4$	6 ± 4	12 ± 4	2 ± 1	11 ± 3	2 ± 1	33 ± 7
$e^- : > 0.7$	4 ± 3	6 ± 2	2 ± 1	8 ± 2	1.2 ± 0.6	21 ± 4
$e^- + \mu^- : > 1.0$	3.5 ± 2.5	1.5 ± 0.5	3 ± 1.5	15 ± 4	2 ± 0.6	25 ± 5
$e^- + \mu^- : > 1.2$	3 ± 2.3	1 ± 0.3	2 ± 1	15 ± 4	1 ± 0.3	22 ± 5
† $e^- + \mu^- : > 1.0$	2 ± 1.5	0.7 ± 0.3	1.5 ± 1	2.5 ± 1.5	1 ± 0.3	7.7 ± 2.4

† Rekonstruktion der D^0 -Kandidaten nur im Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Tabelle 3.5: Untergrundbeiträge zu $D^{*+}l^-$ -Kombinationen.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen wurden mit $D^{*+}e^-$ -Kombinationen bei $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ und $D^{*+}l^-$ -Paaren ($l^- = e^-$ oder μ^-) bei $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ durchgeführt. Die Werte in Tab. 3.5 für weitere Leptonimpulsschnitte sind der Vollständigkeit halber angegeben.

Aus der Menge beobachteter $D^{*+}l^-$ -Kombinationen in der M_X^2 -Signalregion wurde die Anzahl von Kandidaten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ durch Subtraktion der Untergrundbeiträge ermittelt. Diese Werte sind in Tab. 3.6 zusammengestellt, wobei statistische und systematische Fehler quadratisch addiert wurden. Bei Leptonimpulsschnitten von $p_{l^-} > 1(1.2) \text{ GeV}/c$ sind zusätzlich die Beiträge von $D^{*+}e^-$ - und $D^{*+}\mu^-$ -Paaren angeführt. Das Verhältnis von $D^{*+}e^-$ - zu $D^{*+}\mu^-$ -Kandidaten ist in guter Übereinstimmung mit dem aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmten Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten von 1.25 (1.1) bei $p_{l^-} > 1(1.2) \text{ GeV}/c$.

Leptonselektion p_{l^-} -Cut [GeV/c]	$N_{\text{tot}}(D^{*+}l^-)$	$N(D^{*+}l^-)$ im Signalbereich	$N(D^{*+}l^-)$ aus $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$
$e^- : > 0.4$	139	87	54 ± 12
$e^- : > 0.7$	106	74	53 ± 9
$e^- + \mu^- : > 1.0$	139	93 (51+42)	68 ± 11
$e^- + \mu^- : > 1.2$	123	85 (44+41)	63 ± 10
† $e^- + \mu^- : > 1.0$	58	43 (24+19)	35 ± 7

† Rekonstruktion der D^0 -Kandidaten nur im Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$.

Tabelle 3.6: Anzahl von $D^{*+}l^-$ -Paaren aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$.

Aus den Tabellen können folgende Schlüsse gezogen werden :

1. Bei allen Leptonimpulsschnitten ist in der M_X^2 -Signalregion ein signifikanter Überschuß von $D^{*+}l^-$ -Paaren über dem erwarteten Untergrund vorhanden (Tab. 3.6).
2. Der relative Anteil der individuellen Untergrundquellen hängt stark von der Anforderung an den minimalen Leptonimpuls ab. Bei $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ dominiert der Beitrag sekundärer Leptonen. Bei schärferen Schnitten sind $D^{*+}l^-$ -Paare aus $B^0 \bar{B}^0$ -Oszillationen die bedeutendste Untergrundquelle, wenn man von fehlidentifizierten D^{*+} -Kandidaten absieht.
3. Bei Rekonstruktion von D^{*+} -Mesonen in der Zerfallkette $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ergibt sich in der M_X^2 -Signalregion ein Signal- zu Untergrundverhältnis von mehr als 4:1. Die Hinzunahme des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ reduziert diesen Wert auf etwa 3:1 (bei $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$), wobei sich allerdings die Anzahl der rekonstruierten \bar{B}^0 -Zerfälle verdoppelt.

3.4.2 Anpassungsrechnung an die M_X^2 -Verteilung

Aus den Untersuchungen zum Untergrundverlauf in der M_X^2 -Verteilung und der Signalform von $D^{*+}l^-$ -Paaren aus der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ kann die Anzahl von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ auch aus einer Anpassungsrechnung an das M_X^2 -Spektrum ermittelt werden. Zu diesem Zweck wurde die M_X^2 -Verteilung von $D^{*+}l^-$ -Kombinationen mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ erstellt. Die wesentlichen Schritte zur Parametrisierung des Spektrums sind :

1. Die Normierung der Untergrundverteilungen von sekundären Leptonen und Ereignissen mit $\Delta B = 2$ -Übergängen wurde den Angaben in Tab. 3.5 entnommen und innerhalb der Fehlergrenzen variiert.
2. Für die Parametrisierung der Beiträge von Kontinuumsereignissen und mißidentifizierten $D^{*+}l^-$ -Kombinationen wurde die Funktion (3.26) gewählt. Die Normierung des Gesamtanteils wurde als freier Parameter behandelt.

3. Der Signalverlauf wurde durch eine Gaußfunktion mit fester Breite von $\sigma = 0.49 \text{ GeV}^2/c^4$ und variablen Werten für Normierung und Mittelwert beschrieben.

Das Ergebnis der Anpassungsrechnung ist als durchgezogene Linie in Abb. 3.19 eingezeichnet. Das Resultat für den Signalanteil beträgt 73 ± 11 Ereignisse in guter Übereinstimmung mit dem entsprechenden Wert aus Tab. 3.6. (Man beachte, daß $|M_X^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ einer Einschränkung von $\pm 2\sigma$ der Gaußverteilung entspricht.)

Der Gesamtbeitrag von Kontinuumsereignissen und fehlidentifizierten $D^{*+}l^-$ - Paaren ergibt sich zu 50 ± 12 Kombinationen. Auch dieser Wert stimmt mit dem erwarteten Gesamtbeitrag dieser Untergrundquellen von 49 ± 12 Ereignissen überein. Zur Überprüfung des Verfahrens wurde die Anpassungsrechnung für die mit $p_{l^-} > 1.2 \text{ GeV}/c$ gewonnene M_X^2 - Verteilung durchgeführt. Das Resultat der Anpassungsrechnung lautet 63 ± 11 Signalereignisse und weist somit eine gleich gute Übereinstimmung mit der Erwartung aus Tab. 3.6 auf. Hieraus kann geschlossen werden, daß mit dem in Tab. 3.5 angegebenen Untergrundbeitrag alle wesentlichen Untergrundquellen berücksichtigt werden.

Um zu demonstrieren, daß nicht nur eine gute Kenntnis des gesamten Untergrundbeitrages, sondern auch der Form seiner M_X^2 - Verteilung gewonnen wurde, ist in Abb. 3.20 das untergrundsubtrahierte Spektrum von $D^{*+}l^-$ - Paaren mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ dargestellt. Dazu wurde die Normierung der individuellen Untergrundbeiträge gemäß den Angaben in Tab. 3.5 gewählt.

Man erkennt, daß die aus der Untergrundsubtraktion gewonnene Verteilung gut mit der erwarteten Gaußkurve für exklusive semileptonische Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ übereinstimmt. Die Nettoerträge an Ereignissen im linken und rechten Seitenband sind mit Null verträglich. Man erhält 3.7 ± 6.9 Einträge für $M_X^2 < -1.25 \text{ GeV}^2/c^4$ und -2.0 ± 4.4 Einträge für $M_X^2 > 1.25 \text{ GeV}^2/c^4$.

Weiterhin ist in Abb. 3.20 das erwartete M_X^2 - Spektrum von $D^{*+}l^-$ - Paaren aus der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}X$ eingezeichnet (durchgezogene Linie), die zu einem Überschuß an Ereignissen bei positiven Werten von M_X^2 führen würden (vgl. Abschnitt 3.3.4). Diese Häufung wird nicht beobachtet, weshalb bei der Untersuchung der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ dieser Untergrundbeitrag unberücksichtigt bleibt.

3.4.3 Obere Grenze für die Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}X$

Aus der M_X^2 - Verteilung von $D^{*+}l^-$ - Kombinationen (Abb. 3.19) wird eine obere Grenze der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}X$ ermittelt. Die Analyseschritte lauten:

1. Die Anzahl von $D^{*+}l^-$ - Paaren im Bereich $M_X^2 > 1.25 \text{ GeV}^2/c^4$ beträgt 12.
2. Der Untergrund aus Kontinuumsereignissen, sekundären Leptonen, $\Delta B = 2$ - Übergängen und mißidentifizierten $D^{*+}l^-$ - Paaren beträgt 14 ± 4 Ereignisse im Bereich $M_X^2 > 1.25 \text{ GeV}^2/c^4$. Der Fehler auf diese Anzahl enthält einen zusätzlichen systematischen Fehler von 20%, um die Unsicherheit des Untergrundverlaufes zu berücksichtigen.
3. Mit Hilfe eines Monte-Carlo - Verfahrens wird aus der Differenz einer Poissonverteilung mit Erwartungswert 12 und einer Gaußverteilung mit Mittelwert 14 und Breite von 4 eine Likelihoodverteilung für die Anzahl von $D^{*+}l^-$ - Paaren aus der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}X$ erstellt.
4. Aus der integrierten Likelihoodverteilung (untere Integrationsgrenze = 0) wird die obere Grenze für $N(\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}X)$ unter der Bedingung $M_X^2 > 1.25 \text{ GeV}^2/c^4$ bestimmt⁶.
5. Nach Extrapolation auf den vollen Wertebereich in M_X^2 und Akzeptanzkorrekturen ergibt sich die obere Grenze für das Verzweungsverhältnis.

⁶Eine ausführliche Erläuterung dieser Methode zur Bestimmung oberer Grenzen findet sich in [70].

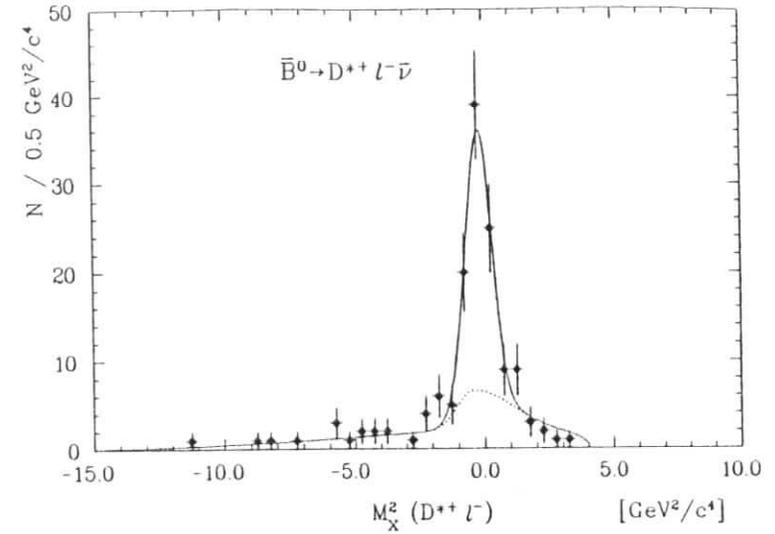


Abbildung 3.19: Anpassung an das M_X^2 - Spektrum von $D^{*+}l^-$ - Kombinationen für $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ und D^0 - Rekonstruktion in $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$. (---: Untergrundverlauf)

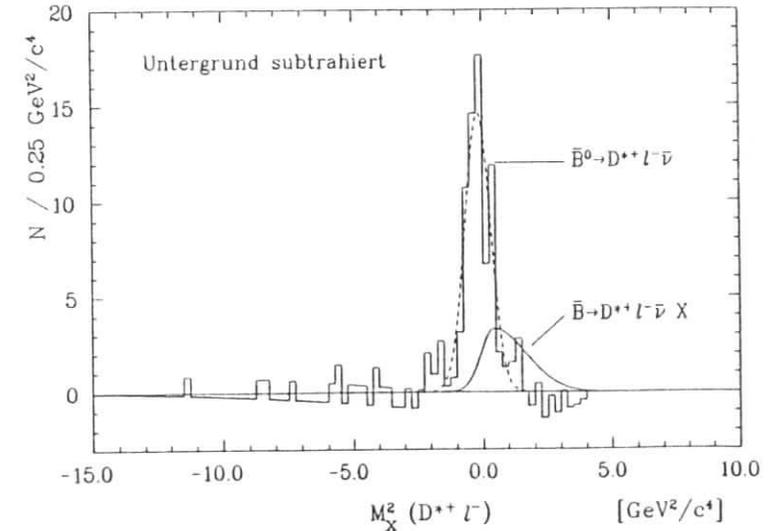


Abbildung 3.20: Untergrundsubtrahierte M_X^2 - Verteilung. Die durchgezogene Kurve entspricht einer Anzahl von 29 Ereignissen aus der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}X$; gestrichelt ist das erwartete Signal der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ eingezeichnet.

Das Ergebnis aus der Integration der normierten Likelihoodverteilung lautet : $N(\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}X) < 7.7$ (90% c.l.) für $M_X^2 > 1.25 \text{ GeV}^2/c^4$.

Die größte Unsicherheit bei der Berechnung der oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses liefert die Extrapolation auf den vollen Wertebereich der M_X^2 -Verteilung, da dieses Spektrum von dem Erzeugungsmechanismus des $D^{*+}X$ -Systems abhängt. Im folgenden wird davon ausgegangen, daß die aus der Monte-Carlo-Simulation der Reaktion $B^- \rightarrow D^{*0}(2420)l^{-}\bar{\nu}$, $D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}$ gewonnene M_X^2 -Verteilung (Abb. 3.16) eine hinreichend gute Beschreibung des 'missing mass'-Spektrums der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}X$ liefert. Damit ergibt sich ein Akzeptanzfaktor von $\epsilon(M_X^2 > 1.25 \text{ GeV}^2/c^4) = 0.35$, dessen relative Unsicherheit zu 30% abgeschätzt wurde.

Das Ergebnis für die aus Elektronen und Myonen kombinierte Ereignismenge lautet dann :

$$N(\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}X) < 29 \text{ bei } 90\% \text{ c.l.} \quad (3.30)$$

Zur Überprüfung wurde eine Anpassungsrechnung an das M_X^2 -Spektrum in Abb. 3.19 durchgeführt, die eine Parametrisierung des M_X^2 -Verlaufes von $D^{*+}l^{-}$ -Paaren aus der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*0}(2420)l^{-}\bar{\nu}$, $D^{*0} \rightarrow \pi^- D^{*+}$ enthielt. Die Anpassungsrechnung lieferte ein mit (3.30) übereinstimmendes Ergebnis.

Die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis wird entsprechend Gl. (3.28) mit den dort angegebenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für D^{*+} -Mesonen und Leptonen errechnet. Mit der Gesamtzahl produzierter B -Mesonen von $N_B = 192000 \pm 19600$ und der Annahme von Elektron-Myon-Universalität erhält man :

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}X) < 1.6\% \text{ bei } 90\% \text{ c.l.} \quad (3.31)$$

Vergleicht man dieses Ergebnis mit dem inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnis von 11.4%, so ergibt sich, daß die Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}X$ einen Anteil von weniger als 14% an der semileptonischen Zerfallsbreite besitzt.

Aus den in diesem Kapitel durchgeführten Untersuchungen von $D^{*+}l^{-}$ -Kombinationen ergeben sich folgende Schlüsse :

- Der gesamte Untergrund zu $D^{*+}l^{-}$ -Kombinationen aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ wird durch die Beiträge von Kontinuumsprozessen, sekundären Leptonen, Ereignissen mit $B^0\bar{B}^0$ -Oszillationen und mißidentifizierten $D^{*+}l^{-}$ -Paaren beschrieben.
- Mögliche Beiträge aus der Erzeugung höher angeregter D^* -Mesonen in semileptonischen B -Zerfällen sind innerhalb der hier analysierten Datenmenge vernachlässigbar.
- Die M_X^2 -Spektrums des Untergrundes sind bekannt. Der Untergrundanteil in der M_X^2 -Signalregion ist klein.
- Die 'missing mass'-Methode erlaubt die effiziente Identifizierung exklusiver semileptonischer B -Zerfälle.
- Es wurde die erstmalige Beobachtung exklusiver semileptonischer B -Zerfälle im Kanal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ vorgestellt. Die große Anzahl rekonstruierter Ereignisse erlaubt eine detaillierte Untersuchung der Zerfalleigenschaften von B -Mesonen.

Kapitel 4

Das Lepton- und D^{*+} -Spektrum der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$

Zur Untersuchung der Zerfalleigenschaften des Prozesses $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ werden das Impulsspektrum des geladenen Leptons (p_{l^-} -Spektrum) und die Verteilung in der skalierten Energie, $z_E(D^{*+})$, der D^{*+} -Mesonen herangezogen :

$$z_E(D^{*+}) = E_{D^{*+}}/E_{beam}$$

Die Schwelle in der skalierten Energie beträgt $z_E(D^{*+}) = 0.38$, der maximale Wert für D^{*+} -Mesonen aus B -Zerfällen auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz ergibt sich zu $z_E(D^{*+}) = 0.61$.

Aus der $z_E(D^{*+})$ -Verteilung wird das q^2 -Verhalten des $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}$ -Überganges ermittelt, welches Rückschlüsse auf die Struktur des hadronischen Stromes erlaubt (vgl. Kap. 1.2 und 1.2.3).

Neben den physikalischen Gesichtspunkten liegt der Messung der p_{l^-} - und $z_E(D^{*+})$ -Verteilungen auch ein experimenteller Aspekt zugrunde: Zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ ist die Kenntnis der Nachweiswahrscheinlichkeit des $D^{*+}l^{-}$ -Systems nötig. Durch die stark variierenden Akzeptanzverläufe im Lepton- und D^{*+} -Impuls und die Einschränkung des Phasenraumes durch Schnitte auf den Leptonimpuls hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit von der Form der Spektren ab. Eine Messung des p_{l^-} - und $z_E(D^{*+})$ -Spektrums führt demnach zu geringeren systematischen Unsicherheiten bei der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses.

Die Messung der Spektren erfolgte mit Hilfe zweier Ereignismengen :

- Zur Bestimmung der q^2 -Verteilung und des niederenergetischen Teils des Leptonenspektrums ($p_{l^-} < 1 \text{ GeV}/c$) werden die Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^{-}\bar{\nu}$ mit $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ rekonstruiert.
- Das Leptonenspektrum für Impulse $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$, sowie die $z_E(D^{*+})$ -Verteilung in diesem Bereich des Phasenraumes werden mit Hilfe der aus $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^{-}\bar{\nu}$ und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\mu^{-}\bar{\nu}$ -Kandidaten kombinierten Ereignismenge vorgenommen.

Die Analyse von $D^{*+}e^{-}$ -Paaren mit $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ erlaubt die Messung des q^2 -Spektrums ohne wesentliche Einschränkung des Phasenraumes. Bei Impulsen von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ können Myonen mit Hilfe der äußeren Myonkammerlagen identifiziert werden. Dadurch kann die Ereignismenge von \bar{B}^0 -Kandidaten zur Messung des Leptonenspektrums bei hohen Impulsen vergrößert werden.

Die wesentlichen Schritte der Analyse lauten :

1. D^{*+} -Kandidaten werden in den D^0 -Zerfällen $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-$ rekonstruiert.

2. Kandidaten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}$ mit $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ werden mit Hilfe der 'missing mass' durch $|M_X^2| < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ selektiert. Für $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ werden $D^{*+}e^-$ - und $D^{*+}\mu^-$ - Kombinationen gemeinsam analysiert und \bar{B}^0 - Zerfälle im Intervall $|M_X^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ identifiziert.
3. Nach Subtraktion des Untergrundes und Akzeptanzkorrektur werden das p_{l^-} - und $x_E(D^{*+})$ - Spektrum mit Vorhersagen von Formfaktormodellen (Kap. 1.2) verglichen.
4. Aus der $x_E(D^{*+})$ - Verteilung der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}$ ($p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$) wird das q^2 - Spektrum gewonnen.

4.1 Die unkorrigierten Spektren und deren Untergrundanteil

In diesem Abschnitt wird die Meßmethode zur Ermittlung der p_{l^-} - und $x_E(D^{*+})$ - Spektren, sowie die Bestimmung der Untergrundverteilungen vorgestellt.

4.1.1 Messung der unkorrigierten Verteilungen

Die Extraktion der Rohspektren in p_{l^-} - und $x_E(D^{*+})$ erfolgte auf zwei Arten :

- (1) Die Kandidaten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ werden mit Hilfe von $|M_X^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ (bzw. $|M_X^2| < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$) selektiert und die Impulse der Leptonen, sowie die $x_E(D^{*+})$ - Werte in Histogramme eingetragen.
- (2) Aus der Massenverteilung von π^+D^0 - Paaren, die in Verbindung mit einem Lepton l^- die Bedingung $|M_X^2(\pi^+D^0l^-)| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ ($|M_X^2(\pi^+D^0e^-)| < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ für $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$) erfüllen, werden durch Anpassungsrechnungen an die $M(\pi^+D^0)$ - Spektren die Anzahl von $D^{*+}l^-$ - Kombinationen in Intervallen von p_{l^-} - bzw. $x_E(D^{*+})$ ermittelt.

Die durch Methode (1) gewonnenen Verteilungen enthalten noch alle der in Tab. 3.5 angegebenen Untergrundbeiträge. Dagegen liefert Methode (2) Verteilungen, in denen der Beitrag durch mißidentifizierte D^{*+} - Kandidaten (kombinatorischer Untergrund in der D^{*+} - Massenregion) nicht auftritt. Da fehlidentifizierte D^{*+} - Kandidaten eine der stärksten Untergrundquellen in der Ereignismenge sind, liefert ein Vergleich der auf beide Arten bestimmten Verteilungen eine gute Kontrolle über Unsicherheiten in der Bestimmung dieses Untergrundanteils.

Abbildung 4.1 zeigt die M_X^2 - Verteilung von $D^{*+}e^-$ - Paaren mit $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$. Wie in Abb. 3.19 ist auch hier ein deutliches \bar{B}^0 - Signal zu erkennen. Die Anpassungsrechnung unter Berücksichtigung der verschiedenen Untergrundformen lieferte ein Signal von 56 ± 10 Ereignissen in guter Übereinstimmung mit dem in Tab. 3.6 angegebenen Wert von 54 ± 12 .

Die Abbildungen 4.2a) und 4.2b) zeigen die Massenverteilungen von π^+D^0 - Paaren aus $\pi^+D^0l^-$ - Kombinationen mit $|M_X^2| < 1.5(1.0) \text{ GeV}^2/c^4$. Die Spektren sind durch Rekonstruktion der D^0 - Kandidaten in den Zerfällen $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ gewonnen worden. Dabei wurde zur Unterdrückung des kombinatorischen Untergrundes im Kanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ ein Schnitt auf die χ^2 - Wahrscheinlichkeit des π^+D^0 - Systems¹ von $P(\chi_{tot}^2, \nu) > 10\%$ angewandt. Diese Forderung reduziert den kombinatorischen Untergrund um ca. 40%, während die Nachweiswahrscheinlichkeit des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ nur um 10% verringert wird.

Die Anpassungsrechnungen an die Massenspektren (durchgezogene Linien in Abb. 4.2) wurden mit Hilfe einer Gaußkurve für das Signal und der in Gl. (3.10) angegebenen Funktion für den Untergrundverlauf (gepunktete Kurven) durchgeführt. Bei einer Massenauflösung von

¹ χ_{tot}^2 enthält die χ^2 - Beiträge der Teilchenidentifikation und des kinematischen Fits auf die D^0 - Masse.

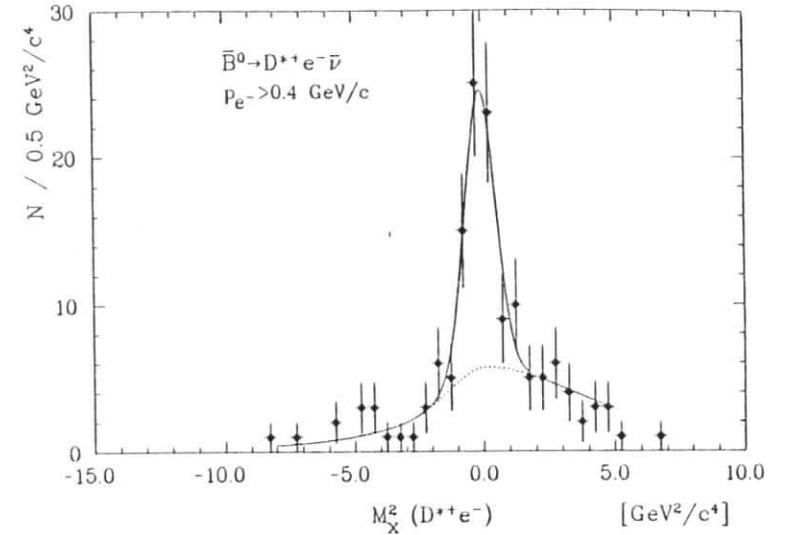


Abbildung 4.1: M_X^2 - Verteilung von $D^{*+}e^-$ - Kombinationen mit $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$.

$\sigma_M = 0.92 \text{ MeV}/c^2$ erhält man im Falle der $\pi^+D^0e^-$ - Kombinationen mit $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ ein D^{*+} - Signal von 84 ± 11 Ereignissen und bei $\pi^+D^0l^-$ - Kombinationen ($l^- = e^-$ oder μ^- mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$) ein Signal von 81 ± 11 Ereignissen. Nach Abzug der in Tab. 3.6 aufgeführten Untergrundbeiträge von 22 ± 6 bzw. 10 ± 3 Kombinationen ergibt sich auch hier Übereinstimmung mit der vorher bestimmten Anzahl von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}$ und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$.

Das aus der Methode (1) bestimmte Leptonenspektrum ist in Abb. 4.3a) dargestellt, wobei der Untergrundanteil als gepunktetes Histogramm eingezeichnet ist. Methode (2) liefert die in Abb. 4.3b) gezeigte Verteilung. Beide Spektren stimmen in ihrer Form gut überein. Die Verteilungen lassen den für semileptonische B - Zerfälle typischen Verlauf mit einem Maximum bei etwa $1.7 \text{ GeV}/c$ und dem steilen Abfall zum Endpunkt des Spektrums bei $2.4 \text{ GeV}/c$ erkennen² (vgl. hierzu Abb. 1.7). Der niederenergetische Teil des Spektrums ist durch einen hohen Untergrundanteil aus vorwiegend sekundären Elektronen bestimmt.

Die mit Hilfe der Methode (1) bestimmten $x_E(D^{*+})$ - Spektren sind in den Abbildungen 4.4a) für die Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}$ mit der Bedingung $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ und 4.4b) für die Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ mit $l^- = e^-$ oder μ^- und der Einschränkung $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ dargestellt. Die aus dem Verfahren (2) ermittelten Verteilungen sind in Abb. 4.4c) und 4.4d) gezeigt. Auch in diesem Fall ergibt sich eine gute Übereinstimmung beider Analysemethoden.

4.1.2 Der Untergrundanteil im Lepton- und D^{*+} - Spektrum

Zur Bestimmung der Rohspektren in p_{l^-} - und $x_E(D^{*+})$ wurden die Kandidaten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ aus der Signalregion der M_X^2 - Verteilung selektiert. Bei der Ermittlung der Untergrundverteilungen müssen die Einschränkungen an die 'missing mass' von $D^{*+}l^-$ - Paaren berücksichtigt werden, da dies zu einer Korrelation der kinematischen Variablen führt.

² In der Analyse wurde kein Schnitt auf den maximalen Leptonimpuls angewandt.

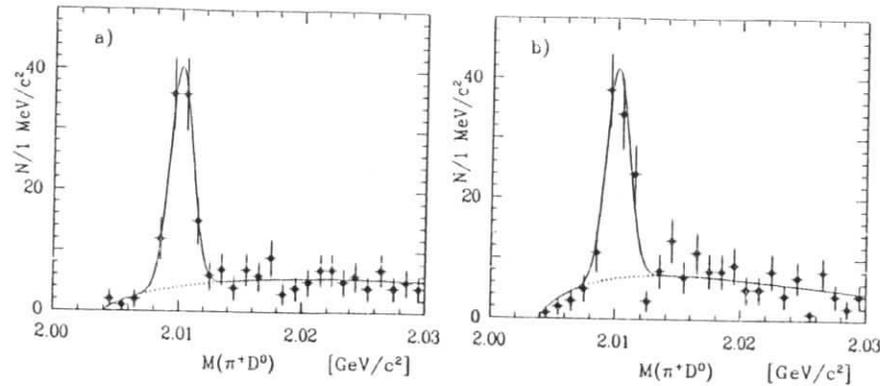


Abbildung 4.2: $M(\pi^+D^0)$ - Spektren für π^+D^0 - Paare mit a) $|M_\chi^2(\pi^+D^0e^-)| < 1.5 \text{ GeV}^2/c^4$ und $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$, b) $|M_\chi^2(\pi^+D^0l^-)| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ und $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$.

Die p_{l^-} - und $x_E(D^{*+})$ - Spektren der in Tab. 3.5 aufgeführten Untergrundquellen wurden folgendermaßen bestimmt:

Kontinuumsereignisse

Die Spektren von $D^{*+}l^-$ - Kombinationen aus nichtresonanten Kontinuumsprozessen wurden mit Hilfe der Monte-Carlo - Simulation der Reaktion $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 10.45 \text{ GeV}$ untersucht. Die Fragmentation der Charmquarks erfolgte gemäß der Lund - Fragmentationsfunktion [54].

Das aus dem Monte-Carlo gewonnene Leptonspektrum wurde mit den inklusiven Leptonspektrum der Kontinuumsdaten verglichen, wobei sich eine gute Übereinstimmung der Verteilungen ergab. Die Monte-Carlo - Studien zeigten weiter, daß die Eingrenzungen von $|M_\chi^2| < 1.0(1.5) \text{ GeV}^2/c^4$ zu keiner nennenswerten Verzerrung des p_{l^-} - Spektrums führen. Aus diesem Grund wurde der Verlauf des Leptonspektrums den Kontinuumsdaten entnommen.

Da die Statistik rekonstruierter D^{*+} - Mesonen mit $x_p < 0.5$ im Kontinuum zu gering ist, wurde die Form des $x_E(D^{*+})$ - Spektrums aus dem Monte-Carlo bestimmt.

Unkorrelierte $D^{*+}l^-$ - Paare aus $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen

Zu diesem Untergrund tragen sekundäre Leptonen aus Kaskadenzerfällen von B - Mesonen und primäre Leptonen aus $B^0\bar{B}^0$ - Oszillationen bei.

Diese Untergrundquellen wurden mit Hilfe von Monte-Carlo - Simulationen untersucht. Für Ereignisse mit primären Leptonen wurden die $\Upsilon(4S)$ - Daten zur Überprüfung der aus dem Monte-Carlo ermittelten Verteilungen in p_{l^-} und $x_E(D^{*+})$ verwendet. Hierzu eignen sich nach den Ausführungen in Kap. 3.3.2 $D^{*+}l^+$ - Paare. Ohne Einschränkung an M_χ^2 wurden 51 ± 9 $D^{*+}l^+$ - Kombinationen ($p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$) beobachtet. Im Rahmen dieser geringen Datenmenge konnte eine gute Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo - Vorhersagen und Daten festgestellt werden.

Fehlidentifizierte $D^{*+}l^-$ - Kombinationen

Die Spektren dieses Untergrundbeitrages wurden ausschließlich aus den $\Upsilon(4S)$ - Daten ermittelt.

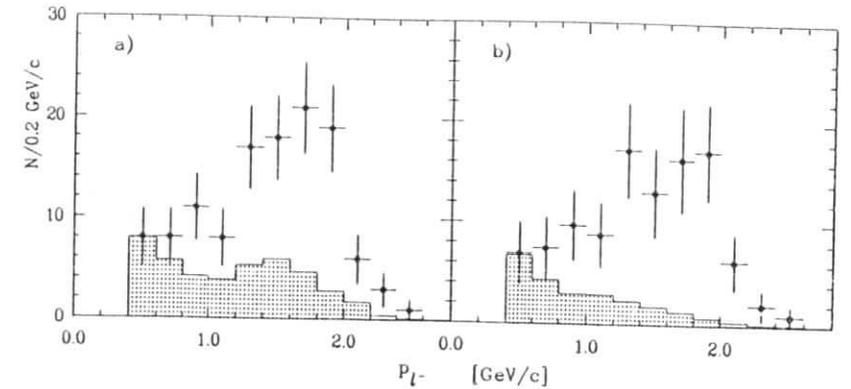


Abbildung 4.3: Unkorrigierte Leptonspektren von Kandidaten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$. Bestimmung aus a) Signalregion der M_χ^2 - Verteilung, b) Fit an $M(\pi^+D^0)$ - Verteilung. Die Untergrundanteile sind als Histogramme eingetragen.

Aus den Einträgen im Seitenband der D^{*+} - Massenregion wurden die $x_E(D^{*+})$ - Spektren von mißidentifizierten D^{*+} - Kandidaten ermittelt. Der nur geringe Massenunterschied zwischen dem Seitenband und der Signalregion sichert eine annähernd gleiche Kinematik des kombinatorischen Untergrundes in diesen Bereichen. Der Untergrundanteil im Leptonspektrum wurde aus " D^{*+} " - Mesonen bestimmt, die mit Hilfe von $K^-\pi^+$ - und $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ - Kombinationen aus dem oberen Seitenband der D^0 - Massenregion selektiert wurden.

Die Verteilungen für $D^{*+}l^-$ - Paare, in denen ein mißidentifiziertes Lepton auftritt, sind aus der Selektion von $D^{*+}H^-$ - Kombinationen (H^- = negativ geladenes Hadron) gewonnen worden (vgl. Kap. 3.3.3). Aufgrund des geringen Gesamtbeitrags fehlidentifizierter Leptonen in der M_χ^2 - Signalregion ist auf eine Gewichtung der p_{H^-} - und $x_E(D^{*+})$ - Spektren mit einer impulsabhängigen Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit für Leptonen verzichtet worden.

Um die statistischen Fluktuationen in einigen der Untergrundverteilungen zu reduzieren, wurden diese einem Glättungsalgorithmus unterworfen [71]. Zur Bestimmung des Gesamtbeitrags des Untergrundes in den p_{l^-} - und $x_E(D^{*+})$ - Verteilungen wurde wie folgt verfahren:

1. Die Spektren jeder Untergrundquelle wurden auf die erwartete Gesamtanzahl des Beitrags (Tab. 3.5) normiert.
2. Die systematischen Unsicherheiten in jedem Bin von p_{l^-} bzw. $x_E(D^{*+})$ wurden entsprechend dem relativen Fehler auf die Gesamtnormierung festgesetzt.
3. Der Gesamtbeitrag aller Untergrundbeiträge ergab sich aus der Superposition der Einzelbeiträge (statistische Fehlerfortpflanzung in den p_{l^-} - bzw. $x_E(D^{*+})$ - Intervallen).
4. Für die aus Methode (1) (Abschnitt 4.1.1) gewonnenen Spektren (Abb. 4.3a und Abb. 4.4a,b) setzt sich der Gesamtuntergrund aus Kontinuumsereignissen, unkorrelierten $D^{*+}l^-$ - Paaren aus $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen und mißidentifizierten $D^{*+}l^-$ - Kombinationen zusammen. Die mit Hilfe der Methode (2) (Abschnitt 4.1.1) ermittelten Verteilungen (Abb. 4.3b und Abb. 4.4c,d) enthalten dagegen keinen Beitrag von fehlidentifizierten D^{*+} - Mesonen.

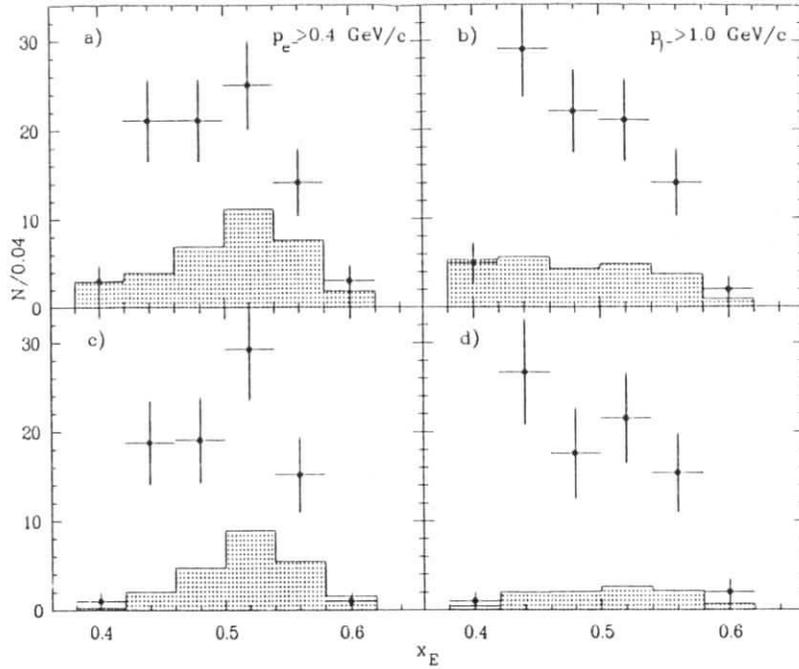


Abbildung 4.4: Unkorrigierte $x_E(D^{*+})$ -Verteilungen von Kandidaten der Reaktionen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^-\bar{\nu}$ ($p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$) und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ ($p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$). Bestimmung aus a), b) Signalregion der M_X^2 -Verteilung; c), d) Fit an $M(\pi^+ D^0)$ -Verteilung. Die Untergrundanteile sind als Histogramme eingetragen.

Die gemessenen Leptonenspektren in Abb. 4.3 werden bei Impulsen $p_{l^-} < 1 \text{ GeV}/c$ vom Untergrund dominiert, der vorwiegend aus $D^{*+}l^-$ -Kombinationen mit sekundären Leptonen stammt und ein stark abfallendes Leptonenspektrum aufweist (vgl. Abb. 3.4). Bei dem nach Methode (1) (Abschnitt 4.1.1) ermittelten Leptonenspektrum sind fehlidentifizierte D^{*+} -Kandidaten die wesentliche Untergrundquelle im Impulsbereich um $1.5 \text{ GeV}/c$, da die " $D^{*+}l^-$ -Paare einen großen Anteil primärer Leptonen aufweisen und somit eine harte Komponente im Untergrundspektrum hinzufügen. Die Form des Untergrundverlaufs in den $x_E(D^{*+})$ -Verteilungen wird im wesentlichen durch die Einschränkung an M_X^2 und den Schnitt auf den Leptonimpuls bestimmt.

4.2 Bestimmung der Akzeptanzfunktionen

In diesem Abschnitt werden zunächst die Akzeptanzen von inklusiv erzeugten Elektronen und Myonen in Abhängigkeit ihres Impulses, sowie die Akzeptanzverläufe von D^{*+} -Mesonen als Funktion der skalierten Energie $x_E(D^{*+})$ vorgestellt. Anschließend werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten von $D^{*+}l^-$ -Paaren aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ angegeben.

4.2.1 Die Elektron- und Myonakzeptanz

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen- bzw. Myonen ist bei Vernachlässigung von Ereignisakzeptanzen durch den Trigger und die Multihadronselektion bestimmt durch

1. Spurkriterien wie Schnitte auf χ^2_{VX} , $\cos\theta$, sowie Einschränkungen an den Impuls der Teilchen.
2. Rekonstruktionswahrscheinlichkeit des Spurfindungsalgorithmus.
3. Akzeptanz des Identifikationsalgorithmus für Elektronen und Myonen.

Im allgemeinen faktorisiert die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht in Einzelakzeptanzen, falls diese eine starke Variation in den kinematischen Variablen (Impuls, Azimut- und Polarwinkel der Spur) aufweisen. Aus diesem Grund wurden semileptonische B^- -Zerfälle mit Hilfe des Lund-Monte-Carlo generiert und der vollständigen Simulation des Detektors ausgesetzt. Da die primären Leptonen aus B^- -Mesonen der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz isotrope Verteilungen im Polar- und Azimutwinkel aufweisen, stellt der Schnitt auf $|\cos\theta| < 0.92$ eine Reduktion der Nachweiswahrscheinlichkeit von 8% dar. Der Spurfindungsalgorithmus besitzt in diesem Raumwinkelbereich und bei Impulsen größer als $200 \text{ MeV}/c$ eine konstante Akzeptanz von 95% unter Berücksichtigung der Anforderung von $\chi^2_{\text{VX}} < 36$. Zur Extraktion des Leptonenspektrums ist die Untersuchung des Impulsverhaltens der Nachweiswahrscheinlichkeit nötig, welches in dem hier betrachteten Bereich von $p_{l^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ durch die Anforderungen an die Leptonidentifikation (Kap. 2.6.2 und 3.2.2) bestimmt ist. Bei den Elektronen tritt weiterhin noch eine Veränderung des gemessenen gegenüber dem wahren Spektrum durch Bremsstrahlung auf, was zu einer Aufweitung der Impulsverteilung führt.

Untersuchungen zur *Identifikationswahrscheinlichkeit von Elektronen* mit Hilfe radiativer Bhabha-Ereignisse und Vergleiche mit den Monte-Carlo-Vorhersagen sind in [19,21,72] durchgeführt worden und liefern eine gute Übereinstimmung der Monte-Carlo-Ergebnisse mit den Daten. Daher wird an dieser Stelle nur die aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Akzeptanz der Elektronidentifikation im Bereich $|\cos\theta| < 0.92$ und der Bedingung $LH_{\text{Elektron}} > 0.7$ angegeben (Abb. 4.5a). Die Nachweiswahrscheinlichkeit bei Impulsen größer als $1 \text{ GeV}/c$ beträgt im Mittel 90%, die geringere Akzeptanz bei kleinen Impulsen wird durch Überlapp von anderen Teilchen in den Schauerzählern verursacht. Der systematische Fehler in der Akzeptanzbestimmung für Elektronen wird zu $\pm 5\%$ abgeschätzt.

Die *Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen* wird durch die Forderung nach mindestens einem Treffer in den äußeren Proportionalkammern des Detektors bestimmt. Dabei ist die Impulsabhängigkeit der Akzeptanz durch den Energieverlust der Myonen im Material außerhalb der Driftkammer bestimmt.

Die $\cos\theta$ - und ϕ -Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit wird durch geometrische Akzeptanzlücken des Myonkammersystems und durch die nicht zylindersymmetrische Anordnung des Materials außerhalb der Driftkammer bestimmt (siehe Abb. 2.1). Detaillierte Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen im Barrelbereich wurden mit Hilfe radiativer μ^- -Paarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ [21] und Myonen aus der Höhenstrahlung [73] durchgeführt (siehe hierzu auch [74]). Das in dieser Arbeit verwendete Monte-Carlo-Programm wurde so modifiziert, daß der Akzeptanzverlauf im Myonimpuls mit den aus der Analyse der kosmischen Myonen gewonnenen Resultaten übereinstimmt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen im Bereich $|\cos\theta| < 0.92$ ist in Abb. 4.5b) dargestellt, wobei deutlich ein steiler Anstieg des Akzeptanzverlaufs bis zu Impulsen von $1.5 \text{ GeV}/c$ zu erkennen ist.

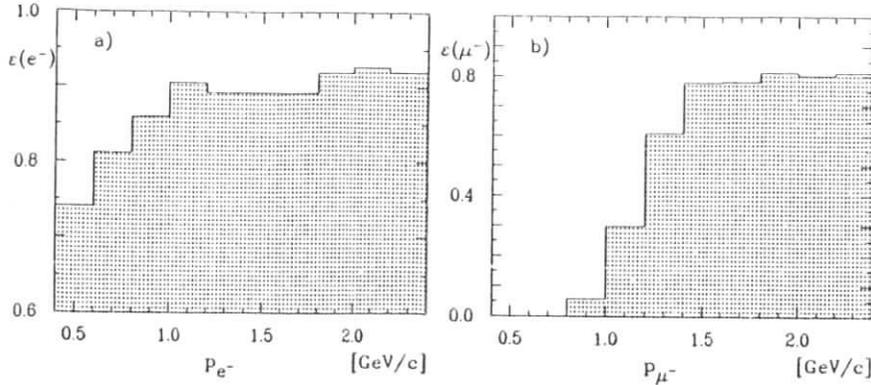


Abbildung 4.5: Akzeptanz im Bereich $|\cos\theta| < 0.92$ von a) Elektronen mit $LH_{Elektron} > 0.7$ und b) Myonen mit ≥ 1 Treffer in den äußeren μ -Kammern.

4.2.2 Die Akzeptanz in $x_E(D^{*+})$

Die D^{*+} -Mesonen aus semileptonischen \bar{B}^0 -Zerfällen werden in ihrem Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ nachgewiesen, der sich durch einen geringen Q -Wert von $5.8 \text{ MeV}/c^2$ auszeichnet und somit zu π^+ -Mesonen mit kleinen Impulsen von $p_{\pi^+} < 250 \text{ MeV}/c$ führt. Das Akzeptanzverhalten in $x_E(D^{*+})$ wird daher durch den Nachweis der langsamen Pionen bestimmt, wobei der Verlauf des Pionspektrums durch das D^{*+} -Spektrum und durch eine mögliche Polarisation der D^{*+} -Mesonen festgelegt wird.

Abbildung 4.6a) zeigt die aus Monte-Carlo-Simulationen gewonnenen Pionspektren aus der Zerfallskette $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$, $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$. Der Zerfall der \bar{B}^0 -Mesonen wurde mit Hilfe des WBS-Modells [38] generiert. Das Pionspektren stammt in einem Fall aus einer isotropen Zerfallswinkelverteilung von D^{*+} -Mesonen (durchgezogene Linie); im anderen Fall (gepunktete Kurve) wurden Zerfälle von D^{*+} -Mesonen mit einer Zerfallswinkelverteilung der Form $1 + \alpha \cos^2 \theta_{\pi^+}^*$ ($\theta_{\pi^+}^*$ ist der Winkel des π^+ -Mesons bezüglich der D^{*+} -Flugrichtung im D^{*+} -Ruhesystem) generiert. Der Polarisationsgrad α ($\alpha \approx 1$ im KS- und WBS-Modell) ist hierbei proportional zum Verhältnis Γ_L/Γ_T . Dieses variiert mit der Energie der D^{*+} -Mesonen (vgl. Kap. 1.2.3). Die bei Impulsen um $200 \text{ MeV}/c$ auftretende Schulter im Spektrum wird durch einen hohen longitudinalen Polarisationsgrad (großer Wert von α) schneller D^{*+} -Mesonen verursacht.

In Abb. 4.6b) ist die aus der Monte-Carlo-Simulation ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit von Pionen mit $|\cos\theta| < 0.92$ und $\chi_{\nu}^2 < 36$ in Abhängigkeit des Impulses aufgetragen. Der Abfall der Akzeptanz zu kleinen Impulsen, $p_{\pi^+} < 140 \text{ MeV}/c$, ist im wesentlichen auf die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit der Spurrekonstruktion durch große mittlere Vielfachstreuungswinkel und hohen Energieverlust der Pionen zurückzuführen. D^{*+} -Mesonen mit Impulsen $p_{D^{*+}} < 0.5 \text{ GeV}/c$ können im Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ praktisch nicht mehr nachgewiesen werden, da die Impulse der direkten Pionen kleiner als $75 \text{ MeV}/c$ sind.

Die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit des langsamen Pions beträgt sowohl für polarisierte (mittleres $\alpha = 1.1$) als auch unpolarisierte D^{*+} -Mesonen 50%, da sich die Impulsspektren im kritischen Bereich von $p_{\pi^+} < 100 \text{ MeV}/c$ nur wenig unterscheiden. Die Bestimmung des Akzeptanzverlaufs in $x_E(D^{*+})$ kann daher ohne nennenswerte systematische Unsicherheiten aus einer

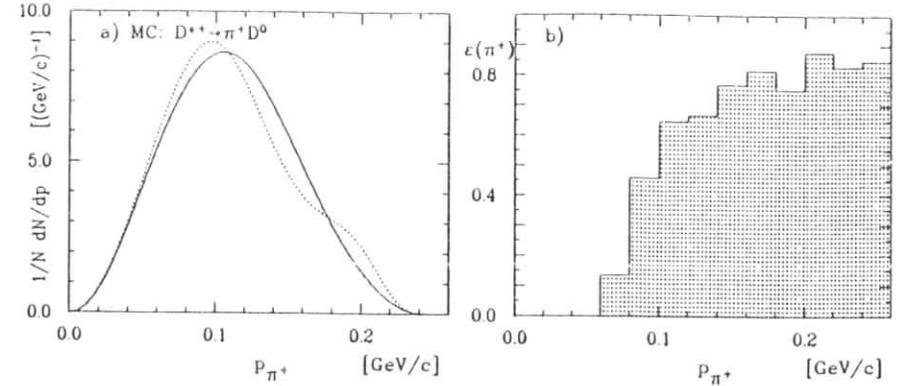


Abbildung 4.6: a) Modellerwartungen (WBS) von Pionspektren aus der Zerfallskette $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$, $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ für unpolarisierte D^{*+} -Mesonen (durchgezogene Linie) und D^{*+} -Mesonen mit einem Polarisationsgrad von $\alpha = 1.1$ (gepunktete Kurve). b) Akzeptanzverlauf für Pionen.

Monte-Carlo-Simulation gewonnen werden, die eine isotrope Zerfallswinkelverteilung der D^{*+} -Mesonen generiert, zumal die in dieser Arbeit vorgestellte Messung der D^{*+} -Polarisation zeigt, daß α mit einem Wert von eins verträglich ist (Kap. 6).

Die Akzeptanz in $x_E(D^{*+})$ ist in Abb. 4.7 für Rekonstruktion der D^0 -Mesonen in den Endzuständen $K^-\pi^+$ (a) und $K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ (b) dargestellt. Der Akzeptanzverlauf in der Zerfallskette $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ wird einzig durch die impulsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit des langsamen Pions bestimmt, da die D^0 -Mesonen bei Rekonstruktion des Zerfalls $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ eine konstante Akzeptanz von 55% besitzen (siehe hierzu auch [50]). Die höhere Multiplizität im Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ führt zu im Mittel kleineren Impulsen der Spuren, wodurch der weniger steile Anstieg in der Akzeptanz von $x_E(D^{*+})$ zu erklären ist.

Die mittlere Akzeptanz von D^{*+} -Mesonen mit einem weichen Impulsspektrum gemäß den Modellvorhersagen von WBS [38] und KS [28] beträgt 29% in der Zerfallskette $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und 14% im D^0 -Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$. Die systematische Unsicherheit dieser Angaben aufgrund des steilen Akzeptanzverlaufes der langsamen Pionen bei kleinen Impulsen wird zu $\pm 8\%$ abgeschätzt.

4.2.3 Akzeptanzverläufe für $D^{*+} l^-$ -Paare aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$

Die Kinematik der geladenen Leptonen in Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ ist mit der der D^{*+} -Mesonen korreliert (für ein ruhendes B -Meson gelten die Relationen 1.30 und 1.40). Aus diesem Grund müssen die Akzeptanzfunktionen in p_{l^-} und $x_E(D^{*+})$ für den gemeinsamen Nachweis des $D^{*+} l^-$ -Paares erstellt werden.

In Abb. 4.8 ist die Dalitz-Darstellung des Prozesses $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ in der $p_{l^-} - x_E(D^{*+})$ -Ebene gezeigt, wobei die kinematischen Grenzen für bewegte \bar{B}^0 -Mesonen aus Zerfällen der ruhenden $\Upsilon(4S)$ -Resonanz gelten. Die Korrelationen zwischen dem Leptonimpuls und der D^{*+} -Energie bewirken z.B., daß eine nichtkonstante Akzeptanzfunktion in $x_E(D^{*+})$ die Form des beobachteten Leptonenspektrums und umgekehrt ein nichtkonstanter Akzeptanzverlauf in p_{l^-} das

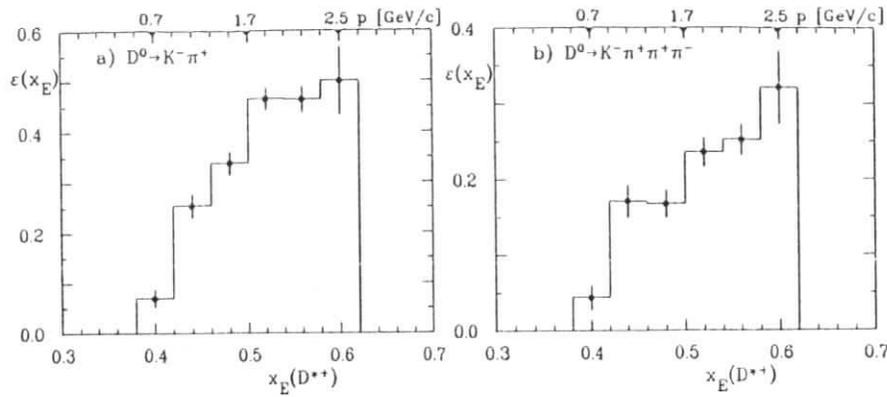


Abbildung 4.7: Akzeptanzverlauf in $x_E(D^{*+})$ für a) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und b) $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Auf der oberen Achse sind die zugehörigen Impulse eingetragen.

$x_E(D^{*+})$ -Spektrum verändert. Weiterhin führt die Anforderung an einen minimalen Leptonimpuls von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ zu einer Unterdrückung höherenergetischer D^{*+} -Mesonen.

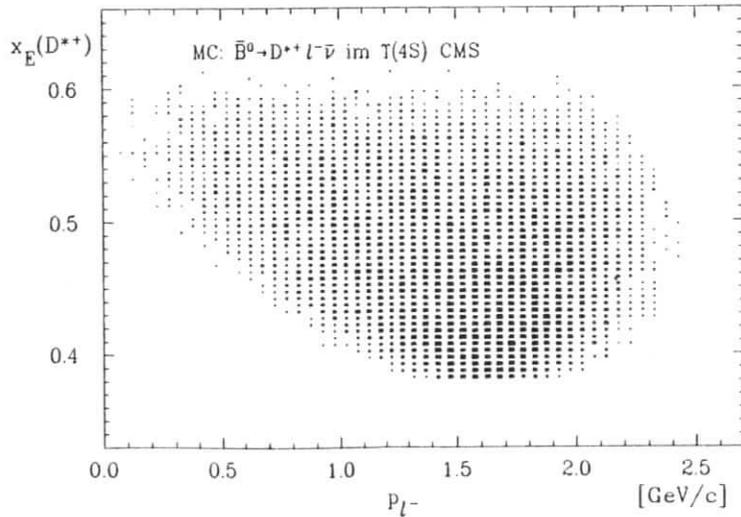


Abbildung 4.8: Skalierte Energie $x_E(D^{*+})$ gegen p_{l^-} in Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ (Monte-Carlo).

Zur Akzeptanzbestimmung wurden Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation generiert, wobei die Impulsspektren der D^{*+} -Mesonen und der Leptonen l^- an die Vorhersagen des WBS-Modells angeglichen wurden (siehe Abb. 3.1). Elektronen und Myonen

sind hierbei mit einem relativen Produktionsverhältnis von 1:1 erzeugt worden. Die relativen Verzweungsverhältnisse von $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ wurden entsprechend den in Abschnitt 3.2.3 angegebenen Meßergebnissen festgesetzt. Die generierten Ereignisse durchliefen die Detektorsimulation und wurden den gleichen Analyseschritten wie auch die Daten unterworfen. Myonen wurden nur bei Impulsen von $p_{\mu^-} > 1 \text{ GeV}/c$ zur Selektion von $D^{*+} l^-$ -Paaren verwendet.

Die für Elektronen und Myonen gemittelte Akzeptanz unter Berücksichtigung der geometrischen Schnitte und der Spurfindungsakzeptanz ist in Abb. 4.9 aufgetragen. Der dort angegebene Akzeptanzverlauf beinhaltet den Nachweis des D^{*+} -Mesons und die Korrektur des Elektronenspektrums auf Bremsstrahlungsverluste. Zur Unterdrückung statistischer Fluktuationen wurde ein Polynom dritten Grades an diese Verteilung angepaßt. Die Varianz dieser Funktion wurde aus der Kovarianzmatrix der Anpassungsrechnung bestimmt, woraus sich das in der Abbildung angegebene $\pm 1\sigma$ -Intervall der Funktion ergibt. Die Korrektur der gemessenen Spektren wurde unter Verwendung der hieraus ermittelten statistischen Fehler durchgeführt.

Die Akzeptanz in $x_E(D^{*+})$ wurde auf gleiche Weise bestimmt. Abbildung 4.10 zeigt die aus der Anpassungsrechnung bestimmten Akzeptanzverläufe in $x_E(D^{*+})$ bei Rekonstruktion von $D^{*+} e^-$ -Kombinationen mit $p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ (gestrichelte Linie) und für $D^{*+} l^-$ -Paare ($l^- = e^-$ oder μ^-) mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ (Histogramm). In beiden Fällen ist der Nachweis des Leptons mit in die Akzeptanzbestimmung einbezogen.

Systematische Unsicherheiten in der Akzeptanzbestimmung sind:

1. Die Monte-Carlo-Simulation der Identifikation von Elektronen und Myonen.
2. Die Simulation des Ansprechverhaltens der Driftkammer für niederenergetische Teilchen (langsames Pion aus dem D^{*+} -Zerfall).
3. Vernachlässigung der Polarisation von D^{*+} -Mesonen.
4. Die Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt nur Bremsstrahlung von Elektronen in der durchquerten Materie, nicht aber Effekte innerer Bremsstrahlung wie direkte Photonabstrahlung, sowie Vertex- und 'Loop'-Korrekturen an dem Feynmangraphen des $b \rightarrow c e^- \bar{\nu}$ Überganges.
5. Die Bremsstrahlungskorrektur für Elektronen hängt von der Form des wahren Leptonenspektrums ab, was i.a. eine Entfaltung des gemessenen Spektrums erfordert.
6. Die Akzeptanzfunktionen in p_{l^-} und $x_E(D^{*+})$ hängen von dem verwendeten Modell zur Beschreibung der Kinematik der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ ab.

Die systematischen Unsicherheiten der Punkte (1-3) sind in den beiden vorangegangenen Abschnitten angegeben worden. Die Änderung des Elektronenspektrums durch innere Bremsstrahlung entspricht nach [21] einem Effekt von 1.5% einer Strahlungslänge. Dieser Wert kann mit der relativen Strahlungslänge des Materials zwischen Wechselwirkungspunkt und der Driftkammerwand von 4.8% verglichen werden und verursacht bei Messungen des Elektronenspektrums mit hoher Statistik eine nichtzu vernachlässigende Verschiebung des Spektrums (vgl. [21]). Bei der in dieser Analyse zur Verfügung stehenden Datenmenge ist dieser Effekt allerdings klein gegenüber der statistischen Unsicherheit der Akzeptanzkorrektur.

Die Modellabhängigkeit der Akzeptanzfunktionen wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation untersucht, bei der die Kinematik des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ nur durch Phasenraumfaktoren bestimmt war. Die D^{*+} - und Leptonenspektren dieser beiden Modellannahmen unterscheiden sich nach Abb. 3.1 deutlich. Es wurden jedoch keine nennenswerten Unterschiede in der Form

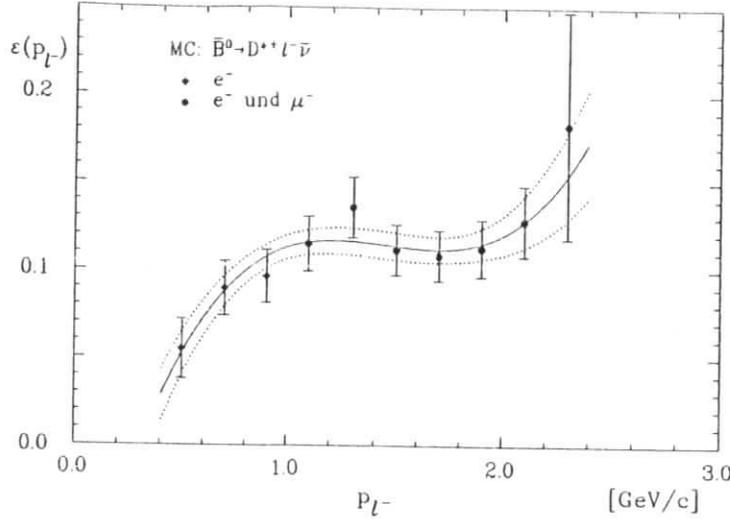


Abbildung 4.9: Akzeptanzfunktion von Leptonen aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ bei Nachweis der D^{*+} -Mesonen in den D^0 -Kanälen $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

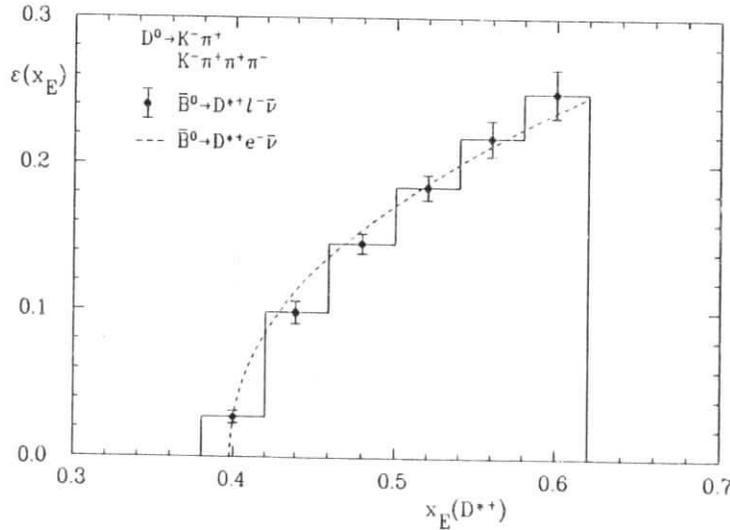


Abbildung 4.10: Akzeptanzverlauf von $x_E(D^{*+})$ in Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ ($l^- = e^-$ oder μ^- und $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$) und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ ($p_{e^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$) bei Nachweis des geladenen Leptons.

Leptonselektion p_{l^-} Cut [GeV/c]	$\epsilon_{\text{cut}}(p_{l^-})$ in %	Akzeptanz $\epsilon(D^{*+} l^-)$ in %	
		$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$
$e^- : > 0.4$	99	21.5 ± 2.7	10.5 ± 1.5
$e^- : > 0.7$	95	21.1 ± 2.8	10.4 ± 1.5
$e^- + \mu^- : > 1.0$	85	18.1 ± 2.3	9.0 ± 1.3
$e^- + \mu^- : > 1.2$	75	18.2 ± 2.3	9.0 ± 1.4

Tabelle 4.1: Akzeptanzen von $D^{*+} l^-$ - Paaren aus der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$.

der Akzeptanzkurven festgestellt, obwohl die gesamte Nachweiswahrscheinlichkeit bei einem harten D^{*+} -Spektrum um 25% höher ist. Die systematische Unsicherheit in der Akzeptanzfunktion von p_{l^-} (Abb. 4.9) ist demnach kleiner als der statistische Fehler. Für den Akzeptanzverlauf in $x_E(D^{*+})$ (Abb. 4.10) wird ein systematischer Fehler von $\pm 8\%$ in jedem Intervall von $x_E(D^{*+})$ abgeschätzt. Dieser ist durch die Unsicherheiten in den gemessenen Verzweungsverhältnissen von $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ bedingt.

Die mittleren Akzeptanzen von $D^{*+} l^-$ -Kombinationen $\epsilon(D^{*+} l^-)$ aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ sind zusammen mit den Akzeptanzfaktoren für die verschiedenen Leptonimpulsschnitte in Tab. 4.1 aufgeführt. Zur Berechnung der dort angegebenen Werte wurden Lepton- und D^{*+} -Spektrien der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ herangezogen, die mit den Erwartungen des WBS- und KS-Modells übereinstimmen. Bei den Angaben zu $\epsilon(D^{*+} l^-)$ sind weder die Verzweungsverhältnisse der D -Zerfälle noch die Akzeptanzreduktion durch Schnitte auf den Leptonimpuls berücksichtigt. Die Fehler sind aus der quadratischen Addition des statistischen und systematischen Fehlers ermittelt worden, wobei der systematische Fehler die Unsicherheiten in der D^{*+} - und Elektron- bzw. Myon-Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt.

4.3 Die korrigierten Spektren in p_{l^-} und $x_E(D^{*+})$ und die q^2 -Verteilung

In diesem Abschnitt werden die untergrundsabtrahierten und akzeptanzkorrigierten Verteilungen in p_{l^-} und $x_E(D^{*+})$ vorgestellt und mit Modellvorhersagen verglichen.

Aus der $x_E(D^{*+})$ -Verteilung wird das q^2 -Spektrum des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ ermittelt. Die Formfaktormodelle (Kap. 1.2) liefern unterschiedliche Vorhersagen zur Form des Leptonenspektrums und der q^2 -Verteilung. Anhand der gemessenen Spektren kann eine Auswahl von Modellen getroffen werden, die in Übereinstimmung mit den Resultaten der Analyse sind.

4.3.1 Vergleich der p_{l^-} - und $x_E(D^{*+})$ -Verteilungen mit Modellvorhersagen

Die normierten Verteilungen im Leptonimpuls p_{l^-} der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ sind für beide in dieser Arbeit verwendeten Analysemethoden in Abb. 4.11 dargestellt. Hierbei sind nur die statistischen Fehler angegeben. Der systematische Fehler aufgrund der Akzeptanzkorrektur und der Untergrundsabtraktion wird auf $\pm 10\%$ in jedem Intervall von p_{l^-} geschätzt und ist somit klein im Vergleich zu den statistischen Fehlern.

Die Resultate der beiden Verfahren sind in guter Übereinstimmung, weshalb nur das aus den Anpassungsrechnungen an die $M(\pi^+ D^0)$ -Verteilungen gewonnene Spektrum mit einigen Modellvorhersagen verglichen wurde. Es sind dies die Modelle von PS [37], GIW [32] (Version von 1986), und KS [28] (vgl. Kap. 1.2.3), deren theoretische Spektren in das $\Upsilon(4S)$ -Ruhezustand transformiert wurden. Die Lepton- und D^{*+} -Spektren der Modelle WBS, KS und GISW

(Version 1988) unterscheiden sich nur so wenig voneinander, daß innerhalb der hier erreichten Meßgenauigkeit keine Aussage über eine Bevorzugung einer dieser Vorhersagen getroffen werden kann. Man erkennt, daß das Spektrum des KS- Modells die gemessene Verteilung gut beschreibt, während die Vorhersage von PS ein wesentlich weiches Spektrum liefert.

Die differentiellen $x_E(D^{*+})$ - Spektren sind für die Reaktionen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\epsilon^{-}\bar{\nu}$ ($p_{l^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$) und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ ($p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$) in Abb. 4.12 dargestellt, wobei wiederum eine Übereinstimmung beider Analysemethoden festgestellt werden kann. Wie im Falle des Leptonspektrums wurden die Resultate der Messung mit den Modellen von PS, GIW und KS verglichen³. Die gemessenen Spektren zeigen einen steilen Anstieg an der Schwelle und einen langsamen Abfall zur oberen kinematischen Grenze. Dieses Verhalten wird von den Vorhersagen des KS- Modells gut beschrieben, während die Ansätze von PS und GIW ein wesentlich härteres Spektrum liefern.

Das harte Leptonspektrum und die weiche $x_E(D^{*+})$ - Verteilung können im Rahmen der Formfaktormodelle (Kap. 1.2) dadurch erklärt werden, daß die transversalen Komponenten der Zerfallsbreite (Γ_{T-} und Γ_{T+}) einen größeren Anteil an der Zerfallsbreite besitzen müssen, als von den Modellen PS und GIW vorhergesagt (vgl. hierzu Kap. 1.2.3).

Aufgrund der guten Übereinstimmung dieser Messungen mit den Vorhersagen der Modelle von KS und WBS enthält die in Kap. 4.2.3 vorgestellte Nachweiswahrscheinlichkeit von $D^{*+}l^{-}$ - Paaren aus der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ geringe systematische Unsicherheiten durch die Modellabhängigkeit der Akzeptanz: Die in der Monte-Carlo- Simulation verwendeten p_{l^-} - und $x_E(D^{*+})$ - Spektren wurden an Modellvorhersagen angeglichen, die die gemessenen Verteilungen gut beschreiben.

4.3.2 Die q^2 - Verteilung der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\epsilon^{-}\bar{\nu}$

In Kap. 1.2 wurde gezeigt, daß der hadronische Teil des Matrixelementes für exklusive semi-leptonische B - Zerfälle mit Hilfe q^2 - abhängiger Formfaktoren beschrieben werden kann. Die theoretischen Modelle unterscheiden sich dabei in der Wahl der Formfaktoren, ihrer Normierung und ihrer q^2 - Abhängigkeit. Konsequenzen der verschiedenen Ansätze zur Modellierung der Hadronendynamik sind die unterschiedlichen Vorhersagen zur Form des Leptonspektrums und der Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^*l\bar{\nu}$ (Kap. 1.2.3).

Eine Messung des q^2 - Verhaltens im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ erlaubt demnach Rückschlüsse auf den Einfluß der starken Wechselwirkung beim schwachen Zerfall von B - Mesonen.

Die q^2 - Verteilung wurde aus dem gemessenen $x_E(D^{*+})$ - Spektrum von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\epsilon^{-}\bar{\nu}$ mit $p_{l^-} > 0.4 \text{ GeV}/c$ gewonnen (Abb. 4.12). Der niedrige Elektronimpulsschnitt stellt nur eine unwesentliche Einschränkung des verfügbaren Phasenraumes dar (etwa 5% bei Berücksichtigung der Bremsstrahlung) und führt somit zu keiner nennenswerten systematischen Veränderung des q^2 - Verhaltens.

Aus der Definition von q^2 kann folgender Zusammenhang mit der skalierten Energie $x_E(D^{*+})$ errechnet werden :

$$\begin{aligned} q^2 &= (E_B - E_{D^*})^2 - (\vec{p}_B - \vec{p}_{D^*})^2 \\ &= M_{D^*}^2 + E_B^2 - 2E_B E_{D^*} - p_B^2 + 2p_B p_{D^*} \cdot \cos\theta(\vec{p}_B, \vec{p}_{D^*}) \\ &\approx M_{D^*}^2 + E_{\text{beam}}^2 [1 - 2x_E(D^{*+})] \end{aligned} \quad (4.1)$$

³Die Einschränkung des Phasenraumes durch den Schnitt von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ wurde bei der Erstellung der theoretischen Kurven berücksichtigt.

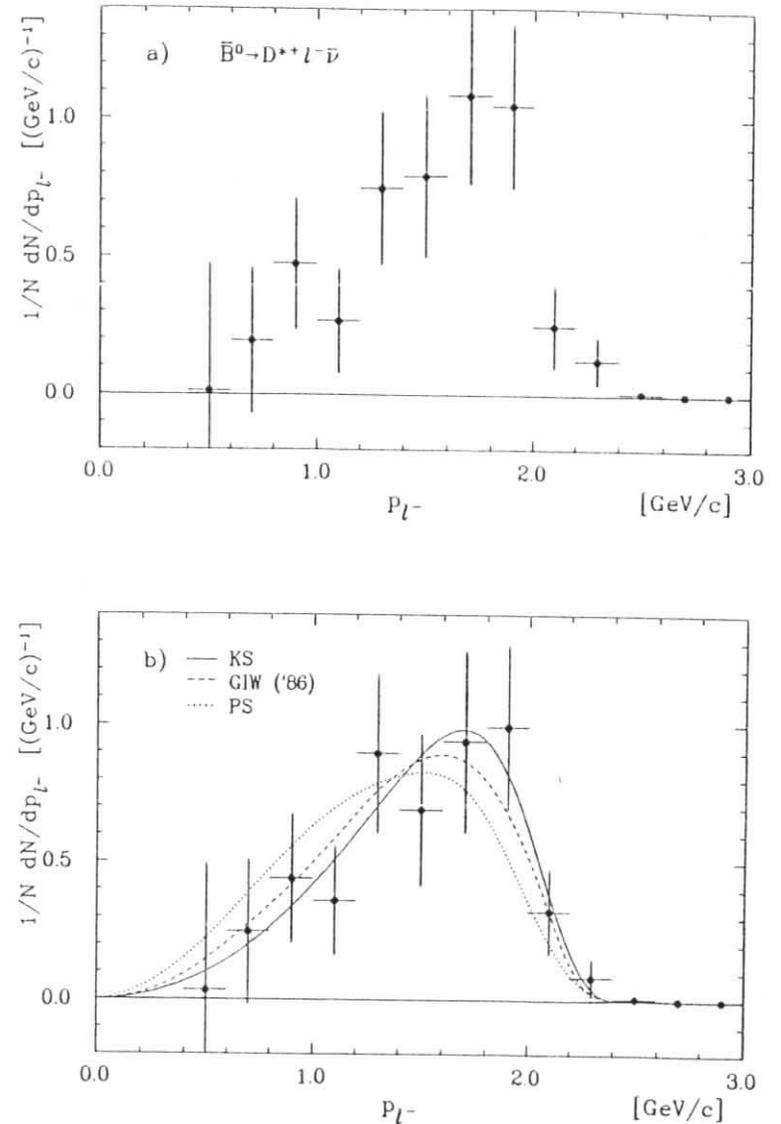


Abbildung 4.11: Leptonspektrum des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$. Bestimmung aus a) Signalregion der M_x^2 - Verteilung, b) Fits an das $M(\pi^+ D^0)$ - Massenspektrum. In b) sind die erwarteten Leptonspektren der Modelle von KS, GIW und PS eingetragen.

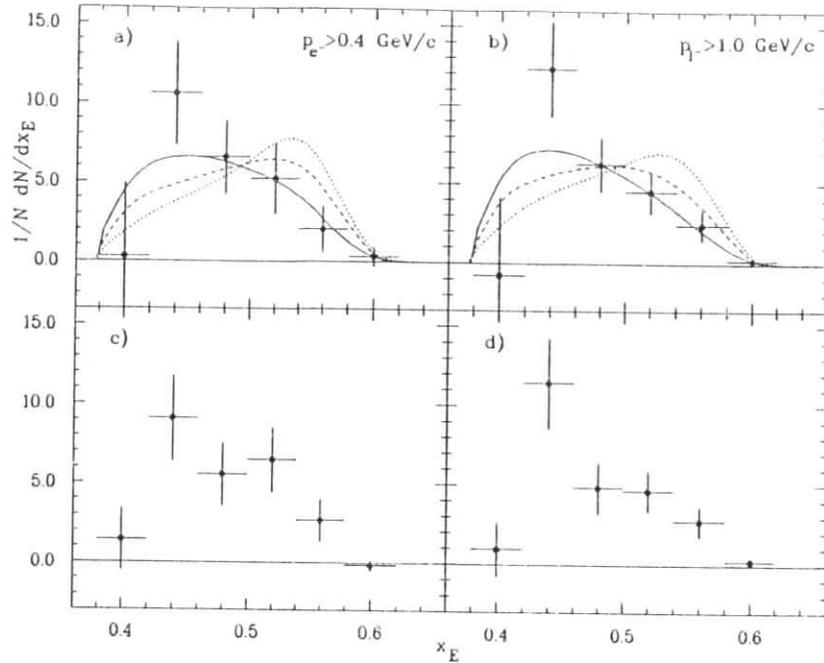


Abbildung 4.12: $x_E(D^{*+})$ -Spektrums der Reaktionen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ ($p_e > 0.4 \text{ GeV}/c$) und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ ($p_l > 1.0 \text{ GeV}/c$). Bestimmung aus a), b) Signalregion der M_x^2 -Verteilung; c), d) Fit an $M(\pi^+ D^0)$ -Verteilung. Es sind die Modellvorhersagen von KS (durchgezogene Kurven), GIW (gestrichelte Linien) und PS (gepunktete Linien) eingezeichnet.

mit E_B, E_{D^*} : Energie des B (D^{*+})-Mesons
 p_B, p_{D^*} : Impulsbetrag des B (D^{*+})-Mesons
 M_{D^*} : Masse des D^{*+} -Mesons
 $\cos \theta(\vec{p}_B, \vec{p}_{D^*})$: Richtungscosinus zwischen \vec{p}_B und \vec{p}_{D^*} .

Da die Richtung des B -Mesonimpulses in dieser experimentellen Situation nicht bestimmbar ist, wurden in Gl. (4.1) Terme in p_B vernachlässigt, da i.a. $p_B \ll p_{D^*}$ gilt. Somit ist das q^2 der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ bis auf konstante Terme proportional zu $|1 - 2x_E(D^{*+})|$, weshalb auch die Wahl von $x_E(D^{*+})$ als kinematischer Variable zur Analyse des D^{*+} -Spektrums besonders sinnvoll ist. Aufgrund des obigen Zusammenhangs zwischen q^2 und $x_E(D^{*+})$ kann schon aus der Form des $x_E(D^{*+})$ -Spektrums auf den Verlauf der q^2 -Verteilung geschlossen werden.

Abbildung 4.13 zeigt die aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmte Korrelation von q^2 und $x_E(D^{*+})$. Es ist deutlich der durch Gl. (4.1) gegebene lineare Zusammenhang zwischen diesen kinematischen Variablen zu erkennen, der durch die Bewegung der B -Mesonen mit zunehmender D^{*+} -Energie aufgeweicht wird. Dieser Effekt wurde bei der Erstellung des q^2 -Spektrums aus der akzeptanzkorrigierten $x_E(D^{*+})$ -Verteilung mit Hilfe einer Umverteilungsmatrix korrigiert.

Die Elemente dieser Matrix wurden aus dem Monte-Carlo ermittelt:

$$\left(\frac{dM}{dx_E} \right)_i = \mathcal{M}_{ik} \cdot \left(\frac{dN}{dq^2} \right)_k. \quad (4.2)$$

Hierbei entspricht das Element \mathcal{M}_{ik} der Wahrscheinlichkeit, von N Ereignissen im k -ten Intervall der q^2 -Verteilung M Einträge im i -ten Intervall des $x_E(D^{*+})$ -Spektrums wiederzufinden. Aus der invertierten Matrix läßt sich dann die Abbildung des $x_E(D^{*+})$ -Spektrums in eine q^2 -Verteilung durchführen. Bei der in dieser Untersuchung gewählten Intervallaufteilung (angedeutet durch das Gitter in Abb. 4.13) dominieren die Diagonalelemente der Umverteilungsmatrix die Übergangswahrscheinlichkeiten. Demnach werden systematische Unsicherheiten in der Monte-Carlo-Simulation (Energieunschärfe der Strahlen, $\Upsilon(4S)$ -Resonanzbreite) innerhalb der statistischen Fehler der $x_E(D^{*+})$ -Messung als vernachlässigbar eingestuft.

Die Ermittlung der q^2 -Verteilung der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ wurde nur mit Hilfe des aus den Anpassungsrechnungen an $M(\pi^+ D^0)$ gewonnenen $x_E(D^{*+})$ -Spektrums durchgeführt (Abb. 4.12c), da diese Methode die geringeren systematischen Unsicherheiten in der Untergrundsubtraktion aufweist. Das Ergebnis ist in Abb. 4.14 dargestellt, wobei die Vorhersagen der Modelle von PS, GIW und KS eingezeichnet sind. Das Spektrum zeigt einen langsamen Anstieg zu höheren q^2 -Werten mit anschließendem steilen Abfall zum maximalen q^2 , $q_{\text{max}}^2 = (M_B - M_{D^*})^2 = 10.7 \text{ GeV}^2/c^2$. Bei hohen Werten von q^2 dominieren die transversalen Komponenten, Γ_T , die Zerfallsbreite. Demgegenüber zeigt der longitudinale Anteil, Γ_L , ein monoton fallendes Spektrum, weshalb diese Komponente den Verlauf des Spektrums bei kleinen q^2 -Werten bestimmt (vgl. hierzu Abb. 1.8).

Der Vergleich der gemessenen q^2 -Verteilung mit den theoretischen Vorhersagen zeigt, daß diejenigen Modelle, die schon eine Übereinstimmung mit dem harten Leptonenspektrum der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ (Abb. 4.11) aufwiesen, auch das q^2 -Verhalten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ gut beschreiben. Dagegen liefern Modelle, die eine Dominanz der longitudinalen Komponente in der Zerfallsbreite vorhersagen (PS, GIW) keine befriedigende Übereinstimmung mit den Resultaten der vorliegenden Untersuchung.

Zusammenfassend kann festgehalten werden:

- Das gemessene Lepton- und q^2 -Spektrum der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ wird gut durch die Formfaktormodelle von WBS, KS und GISW beschrieben. Diese Ansätze erwarten ein Verhältnis der longitudinalen zu den transversalen Komponenten der Zerfallsbreite von $\Gamma_L/\Gamma_T \approx 1$.
- Die Modellvorhersagen von PS und GIW liefern eine weniger gute Übereinstimmung mit den Resultaten dieser Arbeit. Diese Ansätze sind offenbar nicht zur Bestimmung des inklusiven semileptonischen Verzweungsverhältnisses und damit von $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ aus dem Leptonenspektrum von $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen geeignet, falls der exklusive Kanal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ einen großen Anteil am inklusiven Verzweungsverhältnis $BR(B \rightarrow l^+ X)$ besitzt.

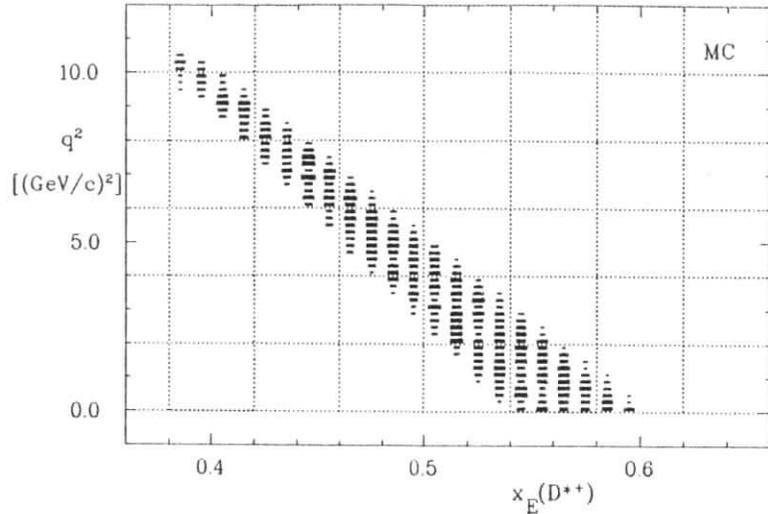


Abbildung 4.13: q^2 der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$ gegen $x_E(D^{*+})$ (Monte-Carlo).

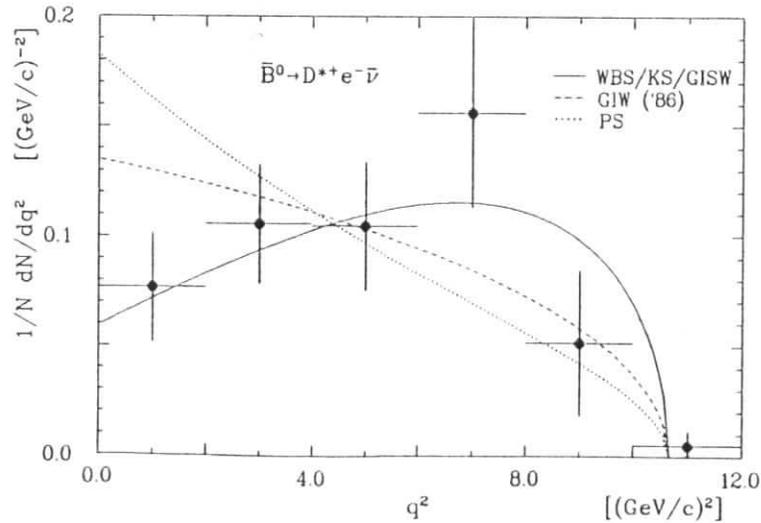


Abbildung 4.14: q^2 - Verteilung der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} e^- \bar{\nu}$.

Kapitel 5

Das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$

In diesem Kapitel wird die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ vorgestellt. Aus dem Resultat für $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu})$ und der mittleren B -Hadronlebensdauer wird die Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu})$ berechnet. Dieses Ergebnis wird unter Verwendung der theoretischen Erwartungen zur Zerfallsbreite benutzt, um das CKM - Matrixelement $|V_{cb}|$ zu bestimmen.

5.1 Die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses

Zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu})$ wird die beobachtete Anzahl von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$, die Nachweiswahrscheinlichkeit für $D^{*+} l^-$ - Paare aus dieser Reaktion, sowie die Anzahl produzierter B^0 - Mesonen in der analysierten Datenmenge benötigt.

5.1.1 Die Anzahl rekonstruierter Ereignisse der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$

Die Anzahl beobachteter Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ wurde aus Anpassungsrechnungen an die 'missing mass' - Verteilung von $D^{*+} l^-$ - Kombinationen ermittelt. Elektronen und Myonen wurden mit Hilfe der in Kap. 3.2.2 beschriebenen Kriterien bei Impulsen von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ selektiert. Dieser Leptonimpulsschnitt sichert nach den Ausführungen des Kapitels 3.4 ein gutes Signal-zu-Untergrundverhältnis bei vergleichsweise großer Statistik rekonstruierter \bar{B}^0 - Zerfälle. Weiterhin ist die Einschränkung des Phasenraumes durch diese Anforderung genügend gering (15% nach Tab. 4.1), so daß die systematischen Unsicherheiten der Akzeptanzkorrektur aufgrund der Extrapolation auf den gesamten kinematischen Bereich des Leptonimpulses klein sind.

Im ersten Schritt wurde zur Rekonstruktion der D^{*+} - Mesonen im Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ nur der Kanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ herangezogen. Die Verteilung in M_X^2 von $D^{*+} l^-$ - Kandidaten ist in Abb. 5.1 dargestellt. Die durchgezogene Linie ist das Ergebnis einer Anpassungsrechnung, die analog dem in Kap. 3.4.2 angegebenen Verfahren durchgeführt wurde und die die in Tab. 3.5 zusammengefaßten Untergrundbeiträge berücksichtigt (gepunktete Linie). Die Anzahl von $D^{*+} l^-$ - Paaren aus dem Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ beträgt in dieser M_X^2 - Verteilung 37.4 ± 7.4 . Aus der Anpassungsrechnung ergibt sich ein Untergrundanteil von 8 ± 3 Kombinationen in der Signalregion ($|M_X^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$) und 23 ± 7 Kombinationen in der Gesamtmenge von $D^{*+} l^-$ - Paaren. Diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit den in Tab. 3.5 angegebenen Werten.

Systematische Unsicherheiten in der Ermittlung des Signalanteils wurden auf folgende Weise untersucht :

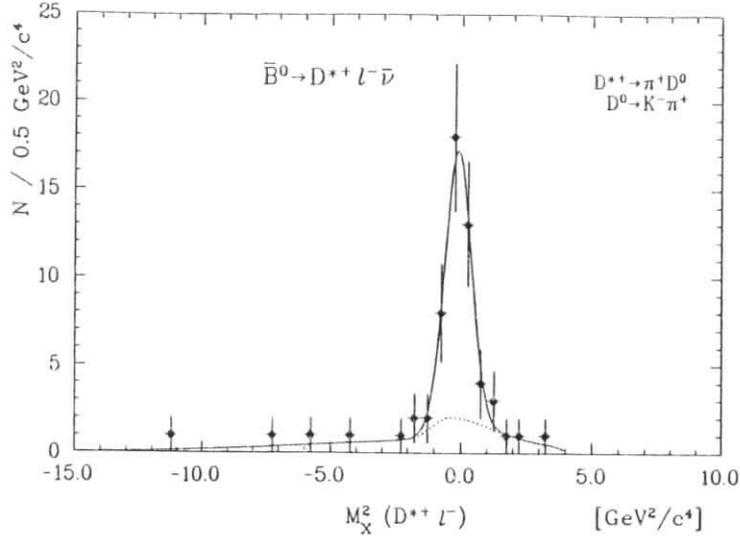


Abbildung 5.1: Anpassung an das M_X^2 -Spektrum von $D^{*+}l^{-}$ -Paaren bei Selektion von $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$.

1. Variation der Signalbreite und der Signalposition innerhalb des durch (3.7) gegebenen Fehlerintervalls.
2. Eine Anpassungsrechnung, bei der $\sigma(M_X^2)$ und Mittelwert $\overline{M_X^2}$ als freie Parameter behandelt wurden.
3. Variation des Verlaufes der Untergrundverteilungen und Berücksichtigung eines möglichen Beitrags von Zerfällen $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}X$ in der Untergrundparametrisierung.

Das Resultat für die Anzahl von Signalereignissen zeigte bei diesen Variationen eine maximale Abweichung vom oben angegebenen Wert von ± 1.2 Ereignissen.

Um den Einfluß des Leptonimpulsschnittes zu untersuchen, wurde eine Anpassungsrechnung an die M_X^2 -Verteilung von $D^{*+}l^{-}$ -Paaren mit $p_{l^-} > 1.2 \text{ GeV}/c$ durchgeführt. Es ergab sich eine Anzahl von 35 ± 7.3 Signalkombinationen. Der bei dieser Selektion ermittelte Wert entspricht der erwarteten Akzeptanzreduktion bei Verschärfung des Schnittes von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ auf $p_{l^-} > 1.2 \text{ GeV}/c$ (Tab. 4.1).

Aufgrund der hier vorgestellten Studien wird die systematische Unsicherheit in der Bestimmung der Anzahl beobachteter Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ bei Rekonstruktion der D^0 -Mesonen im Kanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ zu $\pm 3\%$ abgeschätzt und ist somit klein gegenüber dem statistischen Fehler von $\pm 20\%$.

Im zweiten Schritt wurden D^{*+} -Zerfälle mit Hilfe der Zerfallskanäle $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert. Aufgrund der Akzeptanzen (Tab. 4.1) und Verzweigungsverhältnisse [55] der beiden D^0 -Zerfälle erwartet man eine Vergrößerung der Anzahl gemessener Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ um einen Faktor 2.1 im Vergleich zur Selektion von D^0 -Mesonen im Endzustand $K^- \pi^+$.

Das M_X^2 -Spektrum der $D^{*+}l^{-}$ -Kombinationen mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ wurde schon in Kap. 3.4.2, Abb. 3.19 zusammen mit dem Ergebnis der Anpassungsrechnung von 73 ± 11 Signalereignissen vorgestellt. Die statistische Unsicherheit beträgt bei dieser Selektion somit $\pm 15\%$. Der systematische Fehler wurde wie im ersten Schritt dieser Analyse ermittelt und beträgt $\pm 6\%$. Die durch beide Selektionsmethoden bestimmte Anzahl von beobachteten Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ ist innerhalb der Fehler auf die Nachweiswahrscheinlichkeiten in Übereinstimmung mit dem erwarteten Verhältnis von 2.1.

5.1.2 Die Berechnung von $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$

Das Verzweigungsverhältnis der Reaktion wird folgendermaßen errechnet :

$$BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}) = \frac{N}{N_{B^0}} \cdot \frac{1/2}{\epsilon_{MH} \cdot \epsilon_{cut}(p_{l^-}) \cdot BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0) \cdot BR(D^0) \cdot \epsilon(D^{*+}l^{-})} \quad (5.1)$$

mit :

- N = Anzahl der gemessenen Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$
- $N_{B^0} = 86400 \pm 8800$, Anzahl produzierter B^0 - und \bar{B}^0 -Mesonen (Kap. 2.5)
- $\epsilon_{MH} = 0.99 \pm 0.01$, Ereignisakzeptanz durch Trigger- und Multihadronselektion
- $\epsilon_{cut}(p_{l^-})$ = Akzeptanzfaktor durch Schnitt auf den Leptonimpuls, Tab. 4.1
- $\epsilon(D^{*+}l^{-})$ = Akzeptanz von $D^{*+}l^{-}$ -Paaren, Tab. 4.1.

Der Faktor 1/2 resultiert hierbei aus der Annahme von Elektron- Myon- Universalität und der Vereinigung von Elektronen und Myonen in der Menge selektierter $D^{*+}l^{-}$ -Kombinationen. Bei Verwendung beider D^0 -Kanäle zur Rekonstruktion von D^{*+} -Mesonen muß zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses nach (5.1) über das Produkt aus D^0 -Verzweigungsverhältnissen, $BR(D^0)$, und Akzeptanzen, $\epsilon(D^{*+}l^{-})$, der beiden D^0 -Kanäle summiert werden.

Für die D -Meson - Verzweigungsverhältnisse wurden folgende Werte benutzt: $BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0) = (49 \pm 8)\%$ [2], $BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (4.2 \pm 0.6)\%$ [55], $BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-) = (9.1 \pm 1.1)\%$ [55].

Für die Korrektur $\epsilon_{cut}(p_{l^-})$ durch den Leptonimpulsschnitt von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ wurde der in Tab. 4.1 angegebene Wert verwendet, der sich aus dem erwarteten Impulsspektrum der Modelle von WBS und KS ergibt. Da diese Formfaktormodelle eine gute Beschreibung der gemessenen Verteilungen liefern (Kap. 4.3), wird die Unsicherheit in der Extrapolation durch einen kleinen systematischen Fehler von $\pm 3\%$ abgeschätzt.

Die einzelnen Beiträge zum relativen systematischen Fehler von $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ sind in Tab. 5.1 zusammengefaßt. Die gesamte systematische Unsicherheit ergibt sich aus der Anwendung statistischer Fehlerfortpflanzung, wobei mögliche Korrelationen der systematischen Fehler vernachlässigt wurden. Aus Tab. 5.1 ist ersichtlich, daß die Unsicherheiten in den D^{*+} - und D^0 -Verzweigungsverhältnissen wesentliche Beiträge zum systematischen Fehler liefern.

Bei Rekonstruktion von D^{*+} -Mesonen in der Zerfallskette $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und unter Annahme der Elektron- Myon- Universalität erhält man für das Verzweigungsverhältnis der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ (vgl. auch [75]) :

$$BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}) = |6.9 \pm 1.4(stat.) \pm 1.9(syst.)|\% \quad (5.2)$$

Da die Rekonstruktion von D^0 -Mesonen in beiden hier untersuchten Zerfällen sowohl zu einem geringeren statistischen als auch systematischen Fehler führt, wird als Endresultat für das Verzweigungsverhältnis angegeben :

$$BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}) = |6.5 \pm 1.0(stat.) \pm 1.6(syst.)|\% \quad (5.3)$$

Bei Annahme gleicher Lebensdauern von B^0 - und B^+ -Mesonen und vernachlässigbarem Beitrag

Fehlerquelle	Rel. syst. Fehler auf $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ in %
$BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0)$	± 16.3
$BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+, K^-\pi^+\pi^-\pi^-)$	± 13.5 (9.5)
Anzahl von $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen, N_{B^0}	± 10.2
$N(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$	± 3 (6)
Ereignisakzeptanz ϵ_{MH}	± 1
Leptonimpulsschnitt $\epsilon_{cut}(p_{l^-})$	± 3
$D^{*+}l^{-}$ - Akzeptanz $\epsilon(D^{*+}l^{-})$	± 12.7 (9.7)
Gesamter syst. Fehler	± 27.1 (24.4)

Die Werte in Klammern beziehen sich auf die Rekonstruktion von $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$.

Tabelle 5.1: Beiträge zum systematischen Fehler auf $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$.

von Anihilationsreaktionen, $(b\bar{u}) \rightarrow l^{-}\bar{\nu}$, zur semileptonischen Breite können aus dem in dieser Arbeit gemessenen Wert für $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ und dem inklusiven Verzweigungsverhältnis $BR(B \rightarrow l^+ X)$ (1.14) folgende Schlüsse gezogen werden :

1. Exklusive semileptonische Zerfälle von \bar{B} - Mesonen (\bar{B}_d^0, B_u^-) in charintragende Vektormesonen (D^{*+}, D^{*0}) haben einen Anteil von etwa 60% am inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnis.
2. Bei einem Verhältnis der semileptonischen Partialbreiten Γ_{sl} von $\Gamma_{sl}(\bar{B} \rightarrow D^*)/\Gamma_{sl}(\bar{B} \rightarrow D) = 3$ sättigen die exklusiven Kanäle $\bar{B} \rightarrow (D^* + D)l^{-}\bar{\nu}$ das semileptonische Verzweigungsverhältnis zu etwa 80%.
3. Aus dem vorangegangenen Punkt folgt, daß die Produktion angeregter D^* - Resonanzen, Fragmentationsprozesse und $b \rightarrow u$ - Übergänge einen Anteil von ca. 20% an der semileptonischen Zerfallsbreite haben können.

Die zweite Aussage kann durch die in [21] angegebenen Resultate aus der Analyse des inklusiven Leptonspektrums von $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen bei hohen Leptonimpulsen von $p_{l^-} > 1.9 \text{ GeV}/c$ unterstützt werden. In diesem Bereich des Leptonspektrums sind, abgesehen von $b \rightarrow u$ - Übergängen, nur die Beiträge der leichten D - Resonanzen zu erwarten. Die Anpassungsrechnungen an das Elektron- und Myonspektrum mit Hilfe der Modellspektren von KS und WBS lieferten hier ein mittleres Verzweigungsverhältnis für $\bar{B} \rightarrow (D^* + D)l^{-}\bar{\nu}$ von $(8.5 \pm 0.4)\%$ [21], in sehr guter Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit bestimmten Wert für $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ und der Annahme eines Vektor- zu Pseudoskalar- Verhältnisses von 3 : 1.

Beim dritten Punkt sollte beachtet werden, daß aus dem inklusiven Leptonspektrum von $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen recht starke Einschränkungen für $\Gamma(b \rightarrow ul\nu)/\Gamma(b \rightarrow cl\nu)$ (siehe z.B. [20,21]) gewonnen wurde, so daß $b \rightarrow u$ - Übergänge keinen nennenswerten Beitrag zur semileptonischen Partialbreite von B - Mesonen liefern.

5.2 Die Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ und das CKM - Matrixelement $|V_{cb}|$

Aus der Kenntnis des Verzweigungsverhältnisses der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ und der Lebensdauer neutraler B_d^0 - Mesonen kann die Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ errechnet werden. Es

gilt :

$$\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}) = BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})/\tau_{B^0} \quad (5.4)$$

Da derzeit keine präzise Bestimmung von τ_{B^0} vorliegt, wird die Annahme gleicher Lebensdauern der B - Hadronen verwendet, so daß sich mit Hilfe der mittleren Lebensdauer von B - Hadronen (1.18) und dem Verzweigungsverhältnis (5.3) folgender Wert für die Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ ergibt :

$$\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}) = (5.5 \pm 1.8) \times 10^{10} \text{ s}^{-1} \quad (5.5)$$

Hierbei wurden statistische und systematische Unsicherheiten in τ_b und $BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ quadratisch addiert.

Das Ergebnis (5.5) ist in Tab. 5.2 mit den Vorhersagen von Formfaktormodellen verglichen, wobei die theoretischen Erwartungen in Einheiten von $(V_{cb}/0.046)^2 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ angegeben sind. Aus Tab. 5.2 ist ersichtlich, daß die Modellvorhersagen von WBS, AW, KS und GISW

Γ_{sl} $[(V_{cb}/0.046)^2 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}]$	WBS	PS	GIW	AW	KS	GISW	Diese Arbeit
	[38]	aus [28]	aus [28]	[31]	[28]	[36]	$[10^{10} \text{ s}^{-1}]$
$\bar{B} \rightarrow D^*$	4.6	14.6	10.5	4.9	5.5	5.2	5.5 ± 1.8

Tabelle 5.2: Vergleich von $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ mit Modellvorhersagen.

gut mit dem Resultat dieser Analyse übereinstimmen, wogegen das Modell von PS selbst unter Berücksichtigung der Unsicherheit auf $|V_{cb}|$ (vgl. Kap. 1.1.3) ausgeschlossen werden kann. Auch das GIW - Modell liefert keine befriedigende Übereinstimmung, da beide Ansätze die Zerfallsbreite überschätzen (siehe hierzu auch Kap. 1.2.3).

Aus dem errechneten Wert für $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ kann das CKM - Matrixelement $|V_{cb}|$ bestimmt werden. Da die Modelle von WBS, AW, KS und GISW in ihren Vorhersagen zur semileptonischen Zerfallsbreite des $\bar{B} \rightarrow D^*$ - Überganges keine starken Unterschiede aufweisen, wird zu diesem Zweck ein theoretischer Wert von $\Gamma_{theo}(\bar{B} \rightarrow D^*l^{-}\bar{\nu}) = (5 \pm 1) \cdot (V_{cb}/0.046)^2 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ angenommen. Hieraus und mit dem Resultat (5.5) erhält man :

$$|V_{cb}| = 0.048 \pm 0.008 (\text{exp.}) \pm 0.005 (\text{theo.}) \quad (5.6)$$

Der erste Fehler resultiert aus der Unsicherheit auf die gemessene Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ (5.5), während der zweite Fehler aus der oben angenommenen Modellabhängigkeit der erwarteten Partialbreite bestimmt wurde.

Der hier ermittelte Wert für $|V_{cb}|$ ist in guter Übereinstimmung mit dem aus der mittleren B - Hadronenlebensdauer und dem inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnis von B - Hadronen errechneten Wert, $|V_{cb}| = 0.046 \pm 0.010$ (siehe Kap. 1.1.3).

Kapitel 6

Messung der D^{*+} - Polarisation im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$

In diesem Kapitel wird die Messung der mittleren Polarisation (genauer: der Ausrichtung des Spinvektors) von D^{*+} - Mesonen aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ vorgestellt, die die Bestimmung des Verhältnisses der longitudinalen zur transversalen Komponente, Γ_L/Γ_T , der Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu})$ erlaubt.

Der Polarisationsgrad α wird aus der Polarwinkelverteilung des direkt erzeugten Pions im Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ ermittelt, indem eine Funktion der Form

$$\frac{dN}{d \cos \theta_{\pi^+}^*} \sim 1 + \alpha \cos^2 \theta_{\pi^+}^* \quad (6.1)$$

an die gemessene Verteilung in $\cos \theta_{\pi^+}^*$ angepaßt wird. Hierbei ist $\theta_{\pi^+}^*$ der im D^{*+} - Ruhesystem bestimmte Winkel zwischen dem Impulsvektor des Pions und der D^{*+} - Flugrichtung

Der Parameter α ist mit Γ_L/Γ_T durch die Relation

$$\alpha = \frac{2\Gamma_L}{\Gamma_T} - 1 \quad (6.2)$$

verknüpft, wobei $\Gamma_T = \Gamma_{T_-} + \Gamma_{T_+}$. Die Bestimmung von α erlaubt somit einen Test der in Kap. 1.2 vorgestellten Formfaktormodelle, da diese aufgrund der verschiedenen Ansätze zur Beschreibung des mesonischen $\bar{B} \rightarrow D^*$ - Überganges unterschiedliche Vorhersagen zum Verhältnis Γ_L/Γ_T liefern. Weiterhin kann aus dem gemessenen Wert für Γ_L/Γ_T und der Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu})$ das CKM- Matrixelement $|V_{cb}|$ berechnet werden.

6.1 Grundlagen der Analyse

Die D^{*+} - Mesonen aus dem Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ können als Vektorteilchen mit den Helizitäten $m = 0$ (*longitudinal polarisiert*) und $m = \pm 1$ (*transversal polarisiert*) erzeugt werden, wobei sich als Quantisierungsachse des Spins der Impulsvektor des D^{*+} - Mesons im \bar{B}^0 - Ruhesystem anbietet. Bei dem paritätserhaltenden starken Zerfall des D^{*+} - Mesons in zwei pseudoskalare Teilchen, $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$, muß das $\pi^+ D^0$ - System aufgrund der Drehimpulserhaltung in einer p - Welle erzeugt werden. Die Raten, mit denen das D^{*+} - Meson in den Drehimpulzeigenzuständen $m = 0, \pm 1$ auftritt, sind dem Quadrat der Kugelflächenfunktionen $Y_{\ell m}^m$ proportional: $dN/d \cos \theta_{\pi^+}^* (m = 0) \sim 3/4\pi \cdot \cos^2 \theta_{\pi^+}^*$, $dN/d \cos \theta_{\pi^+}^* (m = \pm 1) \sim 3/8\pi \cdot \sin^2 \theta_{\pi^+}^*$, wobei $\theta_{\pi^+}^*$ der Winkel zwischen dem Impulsvektor des Pions im D^{*+} - Ruhesystem und dem Impulsvektor des D^{*+} - Mesons ist.

Das direkt erzeugte Pion dient somit als Analysator der Polarisation des zerfallenen D^{*+} - Mesons, da aus der Form der $\cos \theta_{\pi^+}^*$ - Verteilung auf das Verhältnis der Erzeugungswahrscheinlichkeiten der Zustände mit $m = 0$ und $m = \pm 1$ geschlossen werden kann. Unter Einführung der zugehörigen Amplituden A_0, A_+, A_- und nach Integration über den Azimutwinkel (hierdurch verschwinden die Interferenzterme) ergibt sich folgender Zusammenhang :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d \cos \theta_{\pi^+}^*} &\sim \frac{3}{8\pi} \left\{ 2|A_0|^2 \cos^2 \theta_{\pi^+}^* + (|A_+|^2 + |A_-|^2) \sin^2 \theta_{\pi^+}^* \right\} \\ &\sim 1 + \left(\frac{2|A_0|^2}{|A_+|^2 + |A_-|^2} - 1 \right) \cos^2 \theta_{\pi^+}^* \end{aligned} \quad (6.3)$$

Im Ruhesystem des D^{*+} - Mesons sind dessen Spinprojektion und Helizität gleich, weshalb die in der Relation (6.3) angegebenen Absolutbeträge der Amplituden A_i proportional zu den im \bar{B}^0 - Ruhesystem definierten Helizitätskomponenten der Zerfallsbreite, Γ_i ($i = L, T_+, T_-$), sind (vgl. Kap. 1.2).

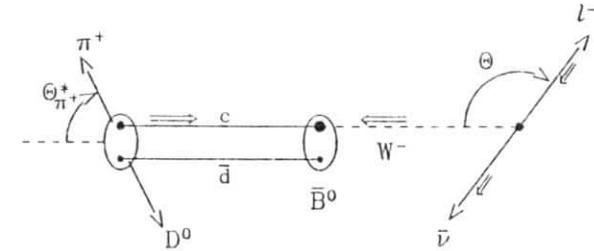


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Helizitätskonfiguration im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$.

Die Helizitätskonfiguration der aus dem semileptonischen Zerfall eines ruhenden \bar{B}^0 - Mesons emittierten Teilchen ist in der Abb. 6.1 schematisch angedeutet. Das $\pi^+ D^0$ - und das $l^- \bar{\nu}$ - System sind in ihrem jeweiligen Schwerpunktsystem (Ruhesystem des D^{*+} - Mesons bzw. des virtuellen W^- - Bosons) dargestellt. Die Helizitäten sind als Doppelpfeile angedeutet, wobei die als masselos angenommenen Leptonen aus dem W^- - Zerfall rein linkshändig (rechtshändig für Antiteilchen) emittiert werden. Da das \bar{B}^0 - Meson den Spin 0 besitzt, müssen aufgrund der Drehimpulserhaltung die Helizitäten des D^{*+} - Mesons und des $l^- \bar{\nu}$ - Paares gleich sein.

Zusätzlich zu dem Polarwinkel des Pions ist der Polarwinkel θ eingezeichnet, der durch den Impulsvektor des geladenen Leptons im Schwerpunktsystem des $l^- \bar{\nu}$ - Paares bezüglich der Ausbreitungsrichtung des D^{*+} - Mesons definiert wird. Die Verteilung in θ ist sensitiv auf die Differenz der transversalen Komponenten, $\Gamma_{T_+} - \Gamma_{T_-}$, und damit auf die *Chiralitätsstruktur des $b \rightarrow c$ - Überganges*: Man erwartet, daß das c - Quark mit dominant linkshändiger Helizität im Vergleich zur rechtshändigen Helizität aus dem schwachen b - Zerfall hervorgeht. Detailliertere Betrachtungen hierzu sind im letzten Abschnitt dieses Kapitels (6.5.1) angeführt.

Im folgenden wird die Verteilung in $\cos \theta_{\pi^+}^*$ aus der differentiellen Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}(\pi^+ D^0) l^- \bar{\nu}$ hergeleitet. Die Zerfallswinkelverteilungen dieses Prozesses können mit Hilfe der Matrixelemente $D_{m,m'}^j$ zum Rotationsoperator zwischen Drehimpulseigenzuständen $|jm\rangle$ und $|j'm'\rangle$ erstellt werden¹. Hierbei ist j der Drehimpuls des zerfallenden Teilchens (z.B. des D^{*+} -Mesons), m der Drehimpulswert bezüglich der Quantisierungsachse und m' die Gesamthelizität der beiden Zerfallsprodukte im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens. In [29] ist die vierfach differentielle Zerfallsbreite, $d\Gamma/dq^2 d\cos\theta d\cos\theta_{\pi^+}^* d\phi$, angegeben, wobei neben den schon eingeführten kinematischen Größen q^2, θ und $\theta_{\pi^+}^*$ noch der Azimutwinkel ϕ zwischen den Zerfallsebenen des $\pi^+ D^0$ - und $l^- \bar{\nu}$ -Systems auftritt. Unter der Annahme verschwindender Leptonmassen, reeller Amplituden H_i und nach Integration über ϕ erhält man (siehe [29]):

$$\frac{d\Gamma}{dq^2 d\cos\theta d\cos\theta_{\pi^+}^*} = \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) \cdot \frac{3}{4}\sin^2\theta_{\pi^+}^* \frac{d\Gamma_T}{dq^2} + \frac{3}{4}\sin^2\theta \cdot \frac{3}{2}\cos^2\theta_{\pi^+}^* \frac{d\Gamma_L}{dq^2} + \frac{3}{4}\cos\theta \cdot \frac{3}{4}\sin^2\theta_{\pi^+}^* \frac{d\Gamma_{\Delta T}}{dq^2} \quad (6.4)$$

$$\text{mit } \frac{d\Gamma_i}{dq^2} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cb}|^2 \cdot \frac{p q^2}{12M_B^2} |H_i|^2$$

und $|H_T|^2 = |H_+|^2 + |H_-|^2$ (transversal unpolarisiert)
 $|H_L|^2 = |H_0|^2$ (longitudinal polarisiert)
 $|H_{\Delta T}|^2 = |H_+|^2 - |H_-|^2$ (paritäts - ungerade)

Die Helizitätsamplituden H_i sind Funktionen des Viererimpulsübertrags q^2 und enthalten die zur Beschreibung des mesonischen $\bar{B} \rightarrow D^*$ -Überganges eingeführten Formfaktoren² (vgl. Kap. 1.2).

In Gl. (6.4) ist die durch die Kugelflächenfunktionen Y_1^0 und Y_1^1 bestimmte $\theta_{\pi^+}^*$ -Abhängigkeit, sowie die für den Übergang eines W^- -Bosons in ein Paar masseloser Fermionen typische Polarwinkelverteilung des Leptonpaares (Terme in θ) wiederzuerkennen. Zur Herleitung der $\cos \theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung wird in Gl. (6.4) über q^2 und $\cos \theta$ integriert, wonach sich folgender Ausdruck für die normierte differentielle Breite ergibt:

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{d\cos\theta_{\pi^+}^*} = \frac{1 + \alpha \cos^2\theta_{\pi^+}^*}{2(1 + \alpha/3)} \quad (6.5)$$

mit $\alpha = \frac{2\Gamma_L}{\Gamma_T} - 1$

Der Polarisationsgrad α kann somit Werte zwischen $\alpha = -1$ (vollständig transversal polarisierte D^{*+} -Mesonen) und $\alpha \rightarrow \infty$ (longitudinale Polarisation) annehmen. Die Autoren des KS-Modells haben den Einfluß endlicher Leptonmassen auf die Struktur der differentiellen Partialbreite untersucht [30]. In ihrem Modell ergibt sich zwischen den Reaktionen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^- \bar{\nu}$ und $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}\mu^- \bar{\nu}$ ein relativer Unterschied im Verhältnis Γ_L/Γ_T von kleiner als 2%. Die experimentelle Bestimmung von α kann demnach ohne zusätzliche theoretische Unsicherheiten mit der aus $D^{*+}e^-$ - und $D^{*+}\mu^-$ -Paaren kombinierten Ereignismenge vorgenommen werden.

Bei der Integration von Gl. (6.4) muß beachtet werden, daß der Winkel θ mit q^2 und der Leptonenergie E_l im B -Ruhesystem durch die Relation (1.30) verknüpft ist, wodurch die Integration über q^2 und $\cos \theta$ eine Integration über den gesamten Phasenraum des Endzustandes in

¹Allgemeine Herleitungen von Zerfallswinkelverteilungen, Definition der $D_{m,m'}^j$ -Matrizen und ihre Anwendung finden sich in [76].

²Für die differentielle Breite der ladungskonjugierten Reaktion $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+ \nu$ vertausche man in Gl. (6.4) die transversalen Amplituden, $|H_+|^2 \leftrightarrow |H_-|^2$.

der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ darstellt. Hierdurch ergeben sich bei der experimentellen Bestimmung von Γ_L/Γ_T folgende Konsequenzen:

1. Einschränkungen an den Leptonimpuls (z.B. $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$) bewirken eine Reduzierung des Verhältnisses Γ_L/Γ_T und damit auch des gemessenen Wertes von α .
2. Die zu kleinen D^{*+} -Energien stark abfallende Akzeptanzfunktion in $x_E(D^{*+})$ liefert eine Vergrößerung des Verhältnisses Γ_L/Γ_T .

Der erste Punkt läßt sich anhand des in Abb. 6.2 dargestellten Zusammenhanges zwischen dem Polarisationsgrad α und dem Schnitt auf die Leptonenergie für die Modellvorhersagen von KS [28], GIW [32] und PS [37] verdeutlichen. Ein Impulsschnitt von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ bewirkt hiernach eine Reduzierung des α -Wertes um etwa 25% bei den Ansätzen von KS und GIW (gleiches gilt für die Modelle von WBS [38] und GISW [36]).

Die Reduzierung des Verhältnisses Γ_L/Γ_T mit zunehmendem Schnitt auf den Minimalimpuls der Leptonen kann dadurch erklärt werden, daß die negativ transversale Komponente, $d\Gamma_{T-}/dE_l$, einen harten Anteil im Leptonenspektrum erzeugt³. Da der longitudinale Anteil, $d\Gamma_L/dE_l$, das Leptonenspektrum bei mittleren Impulsen um $1.5 \text{ GeV}/c$ dominiert, bewirken hohe Leptonimpulsschnitte eine Anreicherung der T_- -Komponente gegenüber dem longitudinalen Beitrag (vgl. hierzu Abb. 1.7).

Der zweite Punkt kann anhand des unterschiedlichen q^2 -Verhalten der Helizitätskomponenten, $d\Gamma_i/dq^2$, verstanden werden. Da kleine D^{*+} -Energien großen Werten von q^2 entsprechen (Gl. 1.40), führt die geringe Akzeptanz bei kleinen $x_E(D^{*+})$ -Werten (Abb. 4.10) zu einer Unterdrückung der transversalen Anteile gegenüber der longitudinalen Komponente der Zerfallsbreite (vgl. Abb. 1.8).

Die Änderungen des α -Parameters durch Einschränkung unterschiedlicher Bereiche des Phasenraumes (vgl. Abb. 4.8) müssen demnach bei der Analyse der $\cos \theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung berücksichtigt werden. Abschließend soll festgehalten werden:

- Die Messung der D^{*+} -Polarisation im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ erlaubt die quantitative Bestimmung des Verhältnisses Γ_L/Γ_T .
- Das Resultat liefert ein wesentliches Kriterium zur Anwendbarkeit der auf dem Quarkmodell basierenden theoretischen Ansätze für die Beschreibung exklusiver semileptonischer B -Mesonzerfälle, da das Verhältnis der Helizitätskomponenten *unabhängig vom CKM-Matrixelement* $|V_{cb}|$ ist.
- Ein besseres Verständnis der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ liefert wichtige Eingaben für verlässlichere theoretische Beschreibungen von semileptonischen $b \rightarrow u$ -Übergängen (z.B. $\bar{B} \rightarrow \rho l^- \bar{\nu}$). Eine obere Grenze für $BR(B^- \rightarrow \rho l^- \bar{\nu})/BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu})$ und dem daraus abgeleiteten Wert von $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ ist in [15] angegeben.

6.2 Messung der Zerfallswinkelverteilung der Reaktion $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$

In diesem Abschnitt wird die Messung der Polarwinkelverteilung ($\cos \theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum) von direkt erzeugten Pionen aus Zerfällen $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ vorgestellt. Hierzu werden D^{*+} -Mesonen aus rekonstruierten \bar{B}^0 -Kandidaten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ herangezogen. Der Polarwinkel $\theta_{\pi^+}^*$ wird durch den Impulsvektor des Pions im D^{*+} -Ruhesystem und die Ausbreitungsrichtung

³Alle hier angeführten Modelle bis auf PS erwarten $\Gamma_{T+} < \Gamma_{T-}$.

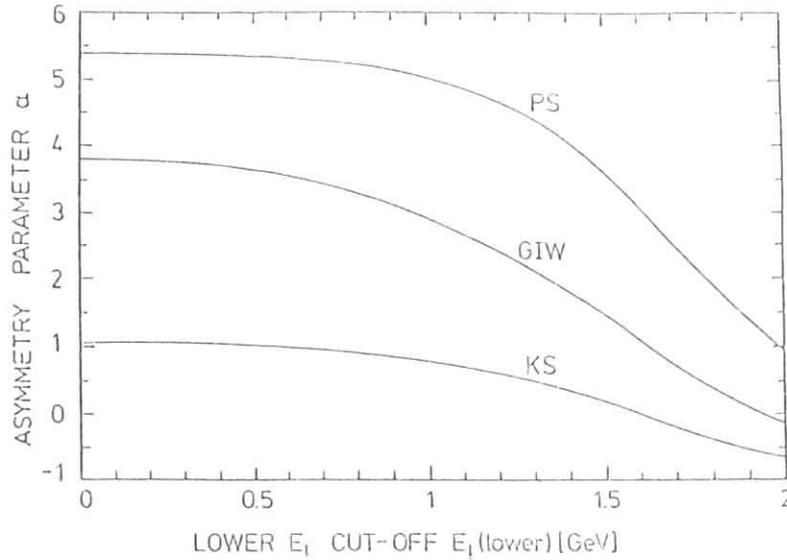


Abbildung 6.2: Polarisationsgrad α der D^* - Mesonen gegen den Schnitt auf die Leptonenergie für die Modelle von KS [28], GIW [32], PS [37] (aus [28]).

des D^{*+} - Mesons im Laborsystem definiert. Durch die Bewegung der \bar{B}^0 - Mesonen aus Zerfällen der ruhenden $\Upsilon(4S)$ - Resonanz ergibt sich eine Verschmierung des gemessenen Winkels um den im \bar{B}^0 - Ruhesystem definierten Polarwinkel (siehe Gl. 6.4 und 6.5). Der Einfluß dieses Effektes auf die $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Verteilung wird in Abschnitt 6.3 diskutiert.

Zunächst wird die Messung der unkorrigierten $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Verteilung und die Ermittlung des Untergrundanteils im Spektrum behandelt.

6.2.1 Die unkorrigierte Verteilung in $\cos\theta_{\pi^+}^*$

Die Extraktion des $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Spektrums wurde mit Hilfe von $D^{*+}l^-$ - Kombinationen aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ durchgeführt. Die D^{*+} - Kandidaten sind in den Zerfallskanälen $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ mit $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ rekonstruiert worden, wobei die invarianten Massen von Zerfallsprodukten der D^0 - Mesonen und von $\pi^+ D^0$ - Kombinationen durch kinematische 1C - Fits auf die Tabellenwerte der D^0 - bzw. D^{*+} - Masse festgesetzt wurden. Elektronen und Myonen wurden bei Impulsen von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ selektiert und gemeinsam in einer Datenmenge analysiert. Die Auswahlkriterien für Leptonen und D^{*+} - Mesonen entsprechen den Angaben der Abschnitte 3.2.2 und 3.2.3.

Die $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Verteilung der Pionen wurde auf zwei Arten gewonnen :

- (1) Kandidaten der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ wurden aus der 'missing mass' - Verteilung von $D^{*+}l^-$ - Paaren mit Hilfe der Bedingung $|M_X^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$ selektiert. Von denjenigen D^{*+} - Mesonen, die in Verbindung mit einem Lepton l^- dieser Anforderung genügten, wurde aus den Werten für $\cos\theta_{\pi^+}^*$ ein Histogramm erstellt.

- (2) Aus Anpassungsrechnungen an das M_X^2 - Spektrum wurde die Anzahl der beobachteten Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ in Intervallen von $\cos\theta_{\pi^+}^*$ bestimmt.

Die Anpassungsrechnung an die akzeptanzkorrigierten Verteilungen mit einer Funktion der Form (6.1) liefert den Polarisationsgrad α . Aus der Abweichung der aus beiden Verfahren ermittelten Resultate für α kann die systematische Unsicherheit der Meßmethode abgeschätzt werden.

Die aus Methode (1) erstellte $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Verteilung enthält Untergrundbeiträge von Kontinuumsereignissen, unkorrelierten $D^{*+}l^-$ - Kombinationen aus $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen (sekundäre Leptonen und Ereignisse aus $B^0 \bar{B}^0$ - Oszillationen) und mißidentifizierten $D^{*+}l^-$ - Paaren. Der Untergrundanteil muß demnach von dem Rohspektrum subtrahiert werden.

Beim zweiten Verfahren wird die Kenntnis der Signalform in M_X^2 und der Untergrundbeiträge zu $D^{*+}l^-$ - Kombinationen ausgenutzt, um durch Anpassungsrechnungen die Anzahl von Ereignissen der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ in Intervallen von $\cos\theta_{\pi^+}^*$ zu ermitteln. Hierdurch erhält man ein $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Spektrum, bei dem keine Untergrundsubtraktion nötig ist. Die Durchführung der Anpassungsrechnungen an die M_X^2 - Spektren erfolgte auf ähnliche Weise, wie in Kap. 3.4.2 beschrieben.

Dabei wurde angenommen, daß für Untergrundbeiträge aus unkorrelierten $D^{*+}l^-$ - Paaren von $\Upsilon(4S)$ - Zerfällen (sekundäre Leptonen und $D^{*+}l^-$ - Kombinationen aus $\Delta B = 2$ - Übergängen) die D^{*+} - Mesonen keine bevorzugte Spinausrichtung aufweisen. Die $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Verteilung zeigt in diesem Fall den gleichen Verlauf wie die aus unpolarisierten D^{*+} - Mesonen ermittelte Akzeptanzfunktion in $\cos\theta_{\pi^+}^*$ (siehe Abschnitt 6.3). Daher wurden die Beiträge dieser Untergrundanteile in jedem Intervall von $\cos\theta_{\pi^+}^*$ aus dem Akzeptanzverlauf in $\cos\theta_{\pi^+}^*$ berechnet und die Normierung in der Anpassungsrechnung festgehalten.

Die aus beiden Analysemethoden ermittelten $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Verteilungen sind in Abb. 6.3 dargestellt. Der beim Verfahren (1) enthaltene Untergrundanteil ist als punktiertes Histogramm eingezeichnet. Nach der Subtraktion des Untergrundes in Abb. 6.3a) ergibt sich eine gute Übereinstimmung beider Spektren.

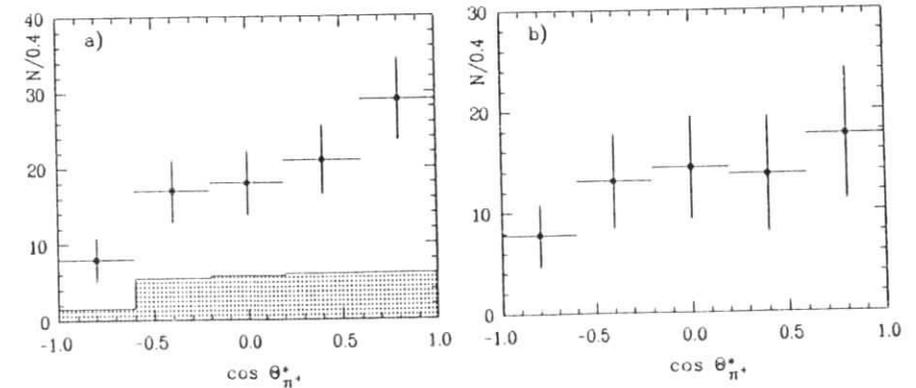


Abbildung 6.3: Unkorrigierte $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Verteilungen. Bestimmung aus a) Signalregion des M_X^2 - Spektrums von $D^{*+}l^-$ - Paaren (Untergrund als punktiertes Histogramm) b) Fit an das M_X^2 - Spektrum.

6.2.2 Der Untergrundanteil im $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum

Die Meßgenauigkeit des Parameters α wird u.a. durch das Signal- zu Untergrundverhältnis in der Menge selektierter \bar{B}^0 -Kandidaten (dies beträgt etwa 3:1 bei den hier benutzten Auswahlkriterien) und durch eine möglichst genaue Kenntnis des Untergrundverlaufes im $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum bestimmt, da diese einen Teil der systematischen Unsicherheit im Resultat für Γ_L/Γ_T darstellt. Aus diesem Grund wurden die Untergrundspektren soweit möglich anhand der aufgezeichneten Daten analysiert.

Unabhängig von der verwendeten Methode zur Extraktion des $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrums wird zunächst beschrieben, auf welche Weise die $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilungen der Untergrundquellen untersucht wurden. Die Untergrundbeiträge lassen sich hierzu in zwei Klassen einteilen:

1. $D^{*+}l^-$ -Kombinationen mit wahren D^{*+} -Mesonen. Hierzu gehören $D^{*+}l^-$ -Kombinationen aus nichtresonanten Annihilationsprozessen $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$, unkorrelierte $D^{*+}l^-$ -Paare aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen und $D^{*+}l^-$ -Kombinationen mit fehlidentifizierten Leptonen.
2. " $D^{*+}l^-$ -Paare mit mißidentifizierten D^{*+} -Kandidaten.

$D^{*+}l^-$ -Paare mit wahren D^{*+} -Mesonen

Bei diesen Untergrundbeiträgen kann davon ausgegangen werden, daß die Polarwinkelverteilung der Pionen aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ isotrop ist, da die D^{*+} -Mesonen keine bevorzugte Polarisation bezüglich ihrer Ausbreitungsrichtung aufweisen sollten. Dabei ist zu beachten, daß das beobachtete $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum keinesfalls gleichverteilt ist, da durch den kleinen Q-Wert beim Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ und die geringen Impulse der D^{*+} -Mesonen ($p_{D^{*+}} < 2.5 \text{ GeV}/c$) Pionen, die im D^{*+} -Ruhezustand unter großen Winkeln $\theta_{\pi^+}^*$ emittiert werden, kleine Impulsbeiträge im Laborsystem und somit auch eine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor haben (vgl. Abb. 4.6b).

Die $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Analyse für diese Untergrundbeiträge wurde mit Hilfe von $D^{*+}l^+$ - und $D^{*+}H^-$ -Kombinationen ($H^- = \text{Hadronspur mit negativer Ladung}$) durchgeführt und zeigte den aus dem Monte-Carlo erwarteten $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verlauf für unpolarisierte D^{*+} -Mesonen (der Akzeptanzverlauf in $\cos\theta_{\pi^+}^*$ wird im folgenden Abschnitt angegeben). Eine Analyse der Kontinuumsdaten ist aufgrund der geringen Statistik selektierter $D^{*+}l^-$ -Kombinationen in diesem Zusammenhang nicht sinnvoll. Die Untersuchungen lieferten innerhalb der statistischen Schwankungen übereinstimmende Ergebnisse zum $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verlauf.

Das auf den Gesamtbeitrag normierte $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum dieser Untergrundprozesse ist in Abb. 6.4 als punktierte Linie dargestellt.

Fehlidentifizierte D^{*+} -Kandidaten

Hierzu wurden $\pi^+ D^0$ -Kombinationen untersucht, bei denen die " D^0 "-Zerfallsprodukte bei invarianten Massen um $2025 \text{ MeV}/c^2$ selektiert wurden. Diese " D^0 "-Mesonen können mit einer Pionspur zu einem " D^{*+} "-Teilchen mit einer Masse von etwa $2170 \text{ MeV}/c^2$ kombiniert werden, welches somit den gleichen Q-Wert besitzt wie das wahre D^{*+} -Meson im Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$. Demnach sollte die Kinematik der selektierten Pionen ähnlich derjenigen Pionen sein, die zum kombinatorischen Untergrund in der D^{*+} -Massenregion beitragen.

Die geglättete $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung von derartig selektierten " $D^{*+}l^-$ -Kombinationen ist in Abb. 6.4 gestrichelt dargestellt. Da der Beitrag fehlidentifizierter D^{*+} -Kandidaten die dominante Untergrundquelle darstellt, wurde zur Überprüfung das $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum von $\pi^+ D^0$ -Paaren untersucht, die aus dem oberen Seitenband der D^{*+} -Massenregion ausgewählt wurden. Es zeigte sich kein wesentlicher Unterschied im $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verlauf.

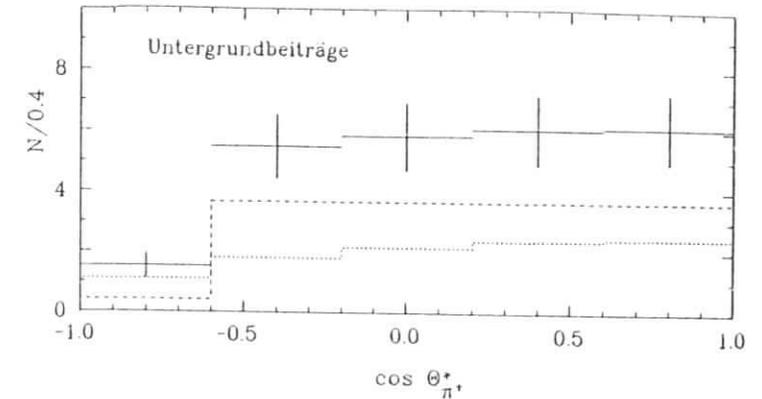


Abbildung 6.4: Untergrundanteile im $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum. (· · · : Kontinuumsprozesse, unkorrelierte $D^{*+}l^-$ -Paare und $D^{*+}l^-$ -Kombinationen; - - - : Mißidentifizierte D^{*+} -Kandidaten; Kreuze: Gesamtbeitrag beider Untergrundklassen.)

Der gesamte Untergrundanteil im $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum ist in Abb. 6.4 durch die Datenkreuze gekennzeichnet.

Systematische Unsicherheiten im Ergebnis für α aufgrund der Form des Untergrundspektrums wurden folgendermaßen bestimmt: Im einen Fall wurde von der unkorrigierten $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung (Abb. 6.3a) das Spektrum der Untergrundklasse (1) subtrahiert. Im anderen Fall ist die aus fehlidentifizierten D^{*+} -Kandidaten bestimmte Verteilung als Untergrundspektrum verwendet worden. Aufgrund des hohen Signal- zu Untergrundverhältnisses in der M_X^2 -Signalregion ($|M_X^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^4$) ist allerdings diese systematische Unsicherheit klein im Vergleich zum statistischen Fehler des Resultates für α .

6.3 Akzeptanzkorrekturen

In diesem Abschnitt wird der Akzeptanzverlauf in $\cos\theta_{\pi^+}^*$ vorgestellt. Weiterhin werden die Korrekturen aufgrund der Einschränkung des Phasenraumes durch den Leptonimpulsschnitt von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ und durch die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit niederenergetischer D^{*+} -Mesonen bestimmt.

Zunächst wird der Einfluß der Bewegung von \bar{B}^0 -Mesonen aus Zerfällen der ruhenden $\Upsilon(4S)$ -Resonanz auf die $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung diskutiert, da der Winkel $\theta_{\pi^+}^*$ bezüglich der D^{*+} -Richtung im Laborsystem und nicht im \bar{B}^0 -Ruhezustand gemessen wird. Durch den kleinen Impulsbetrag des \bar{B}^0 -Mesons werden sich die Viererimpulse des D^{*+} -Mesons in beiden Systemen unterscheiden, wodurch sich auch eine Abweichung zwischen den Quantisierungsrichtungen für den D^{*+} -Spinvektor ergibt.

Dieser Einfluß auf die beobachtete $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation untersucht. In Abb. 6.5 ist die hieraus gewonnene Korrelation zwischen den im \bar{B}^0 -Ruhezustand und den im Laborsystem bestimmten Werten von $\cos\theta_{\pi^+}^*$ dargestellt. Man erkennt eine geringfügige Aufweichung des linearen Zusammenhanges. Bei der zur Verfügung stehenden Anzahl von D^{*+} -Mesonen aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^- \bar{\nu}$ und der gewählten Intervallaufteilung für die Messung des $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrums (angedeutet durch das eingezeichnete Gitter) kann dieser Effekt vollständig vernachlässigt werden.

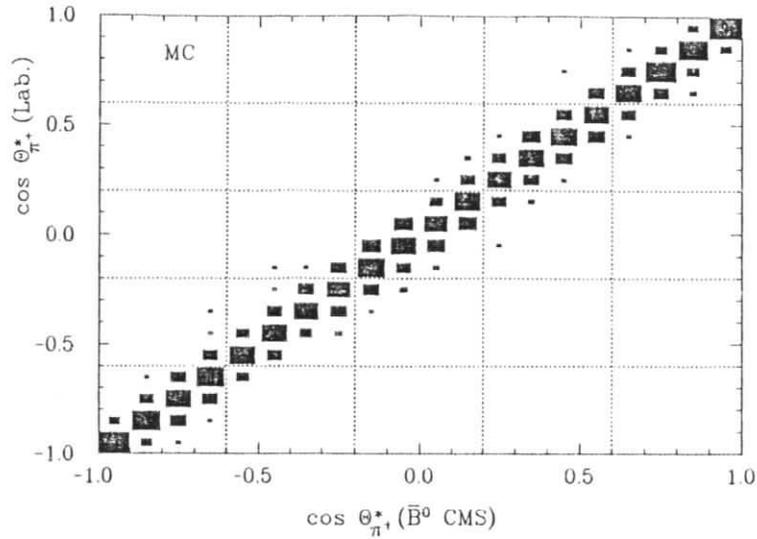


Abbildung 6.5: $\cos \theta_{\pi^+}^*$ im Laborsystem gegen $\cos \theta_{\pi^+}^*$ im \bar{B}^0 -Ruhsystem (Monte-Carlo).

6.3.1 Der Akzeptanzverlauf in $\cos \theta_{\pi^+}^*$

Der im Laborsystem meßbare Impuls des direkt erzeugten Pions aus dem Prozeß $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ ist durch den Winkel $\theta_{\pi^+}^*$ im D^{*+} -Ruhsystem und die Energie des D^{*+} -Mesons bestimmt. Beim Zerfall des ruhenden D^{*+} -Mesons beträgt der Impulsbetrag des Pions nur $36 \text{ MeV}/c$. Weiterhin zeigt das gemessene $x_E(D^{*+})$ -Spektrum (Abb. 4.12), daß D^{*+} -Mesonen aus dem Prozeß $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ eine geringe mittlere Energie aufweisen. Demnach besitzen die Pionen, die unter großen Winkeln $\theta_{\pi^+}^*$ emittiert werden, im Mittel einen kleinen Impulsbetrag im Laborsystem (Abb. 6.6), der zu einer vergleichsweise geringen Nachweiswahrscheinlichkeit führt (vgl. Abb. 4.6b). Der Akzeptanzverlauf in $\cos \theta_{\pi^+}^*$ ist deshalb im wesentlichen durch das Pionspektrum und die stark impulsabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit bestimmt.

Die Akzeptanz in $\cos \theta_{\pi^+}^*$ wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ entsprechend der in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Vorgehensweise ermittelt. Die D^{*+} -Mesonen wurden dabei unpolarisiert generiert. Der Akzeptanzverlauf in $\cos \theta_{\pi^+}^*$ ist in Abb. 6.7 dargestellt. Es sind nur die statistischen Fehler aus der Anzahl von analysierten Monte-Carlo-Ereignissen eingetragen. Man erkennt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit bis zu Werten von $\cos \theta_{\pi^+}^* = 0.1$ ansteigt und dann einen konstanten Verlauf annimmt. Bei $\cos \theta_{\pi^+}^* > 0.1$ haben die Pionen im Mittel Impulse von mehr als $120 \text{ MeV}/c$, so daß deren Nachweiswahrscheinlichkeit impulsunabhängig wird (vgl. Abb. 4.6b).

Systematische Unsicherheiten wurden durch folgende Analyseschritte untersucht :

1. Variation der Auswahlkriterien an die $D^{*+} l^-$ -Kombinationen: $P(\chi_{\text{tot}}^2, \nu)$ -Schnitte, Leptonidentifikation, Schnitte auf den Leptonimpuls ($p_{l^-} > 1.2, 1.4 \text{ GeV}/c$) und Eingrenzung des M_X^2 -Intervalles.
2. Getrennte Untersuchung der $\cos \theta_{\pi^+}^*$ -Akzeptanz für $D^{*+} e^-$ - und $D^{*+} \mu^-$ -Kombinationen.

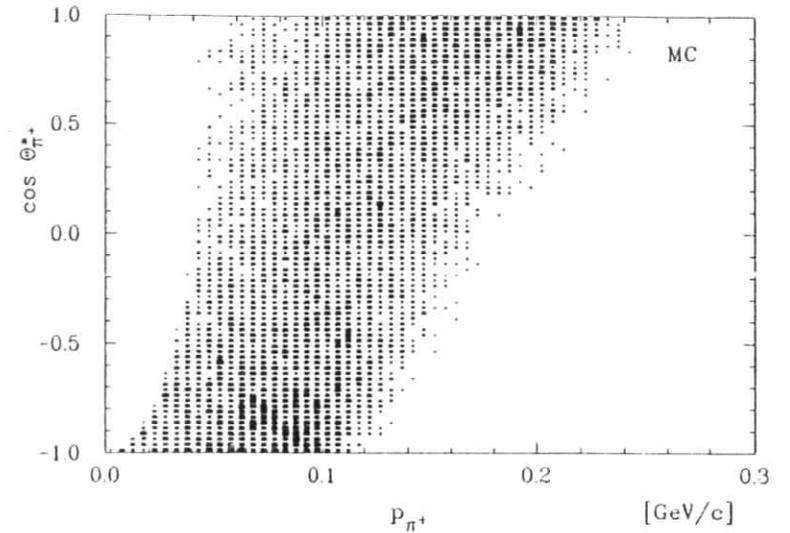


Abbildung 6.6: $\cos \theta_{\pi^+}^*$ gegen den Impuls des Pions aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ (Monte-Carlo ohne Detektorsimulation).

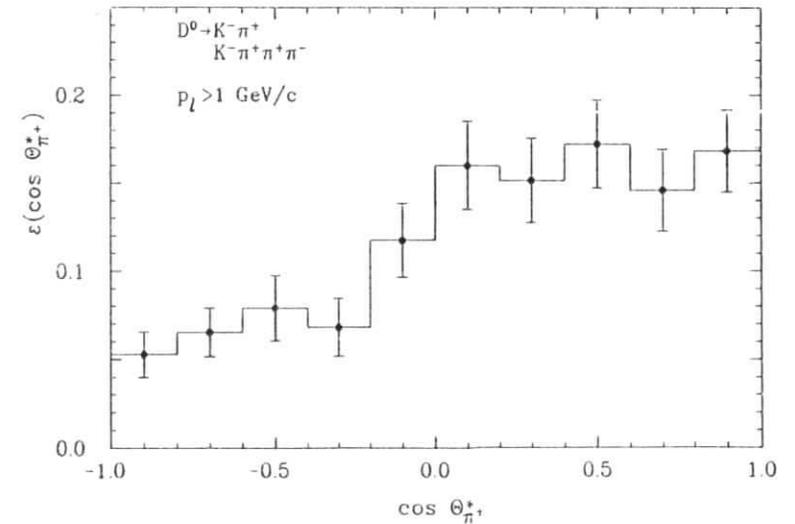


Abbildung 6.7: Akzeptanz in $\cos \theta_{\pi^+}^*$ von Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} l^- \bar{\nu}$ ($l^- = e^-$ oder μ^- mit $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$).

3. Unabhängige Untersuchung der $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Akzeptanz bei Rekonstruktion der D^0 - Mesonen in den Endzuständen $K^-\pi^+$ und $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$.

Alle Analysen lieferten innerhalb der statistischen Unsicherheiten Übereinstimmung mit dem in Abb. 6.7 gezeigten Verlauf. Die Schwankungen in α bei Verwendung verschiedener Akzeptanzfunktionen wurden als systematischer Fehler in das Resultat einbezogen.

6.3.2 Korrekturen durch die Einschränkung des Phasenraumes

Der Leptonimpulsschnitt und die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit niederenergetischer D^{*+} - Mesonen können zu systematischen Abweichungen des gemessenen gegenüber dem wahren Polarisationsgrad führen. Gleiches gilt auch für die aus unpolarisierten D^{*+} - Mesonen ermittelte Akzeptanzkorrektur des $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Spektrums.

$D^{*+}l^-$ - Akzeptanz und $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Korrektur

Die Einflüsse der Nachweiswahrscheinlichkeit von $D^{*+}l^-$ - Kombinationen und der Akzeptanzkorrektur des $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Spektrums auf den gemessenen Polarisationsgrad α wurden mit Hilfe von Monte-Carlo- Simulationen [77] untersucht. Dabei wurde wie folgt vorgegangen :

1. Es wurden zwei Monte-Carlo - Datensätze erstellt, in denen die Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ nach dem WBS- und GIW - Modell generiert wurden. Beide Ansätze unterscheiden im Polarisationsgrad α um einen Faktor 3.
2. Aus den generierten $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Verteilungen im $\Upsilon(4S)$ - Ruhsystem wurde der Polarisationsgrad α_{true} bei Leptonimpulsschnitten von $p_{l^-} > 1.0, 1.2, 1.4, (1.6) \text{ GeV}/c$ bestimmt. Hierzu ist die Anpassungsfunktion (6.5) verwendet worden.
3. Die nach der Detektorsimulation gewonnenen $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Spektren wurden mit einer Akzeptanzfunktion korrigiert, die aus unpolarisierten D^{*+} - Mesonen ($\alpha = 0$) erstellt wurde.
4. Anpassungsrechnungen mit der Funktion (6.5) lieferten Werte für den 'gemessenen' Parameter α_{meas} .
5. Aus der Abhängigkeit des wahren Polarisationsgrades α_{true} von α_{meas} wurde eine Korrekturfunktion bestimmt.

Die Motivation für ein derartiges Verfahren liegt in der Änderung von Γ_L/Γ_T bei Variation des Leptonimpulsschnittes begründet. Dadurch kann in gewissen Grenzen eine unterschiedliche D^{*+} - Polarisation 'simuliert' werden, ohne daß eine Modifikation des Monte-Carlo - Generators nötig ist. Dabei wurde sichergestellt, daß die Akzeptanzfunktionen in $\cos\theta_{\pi^+}^*$ bei allen Leptonimpulsschnitten die gleiche Form aufwiesen. Weiterhin zeigten sich keinerlei systematische Abweichungen zwischen den mit dem WBS - Modell und dem GIW - Modell erstellten Akzeptanzverläufen in $\cos\theta_{\pi^+}^*$ ⁴.

In Abb. 6.8 sind die α_{true} - Werte in Abhängigkeit von α_{meas} dargestellt. Es sind nur die statistischen Fehler aus den Resultaten der Anpassungsrechnungen eingetragen. Die unteren vier Datenkreuze entstammen dabei dem 'WBS- Monte-Carlo' bei Leptonimpulsschnitten von $p_{l^-} > 1, 1.2, 1.4, 1.6 \text{ GeV}/c$, die oberen drei Einträge dem 'GIW- Monte-Carlo' bei $p_{l^-} > 1, 1.2, 1.4 \text{ GeV}/c$. Der Verlauf wird gut durch die Funktion

$$\alpha_{true}(\alpha_{meas}) = 0.72 \cdot \alpha_{meas} + 0.05 \cdot \alpha_{meas}^2$$

beschrieben, aus der die Korrektur des gemessenen α - Parameters bestimmt wurde. Für α_{meas} - Werte um 1 ergibt sich eine systematische Abweichung vom wahren Polarisationsgrad von etwa

⁴Die mittlere Akzeptanz unterscheidet sich allerdings deutlich.

-25%. Die Monte-Carlo - Studien ergaben, daß diese Korrektur im wesentlichen durch den steilen Abfall der D^{*+} - Akzeptanz zu kleinen D^{*+} - Energien verursacht wird (vgl. Abb. 4.10). Der Einfluß des Polarisationsgrades auf die Form der $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Akzeptanz ist dagegen gering.

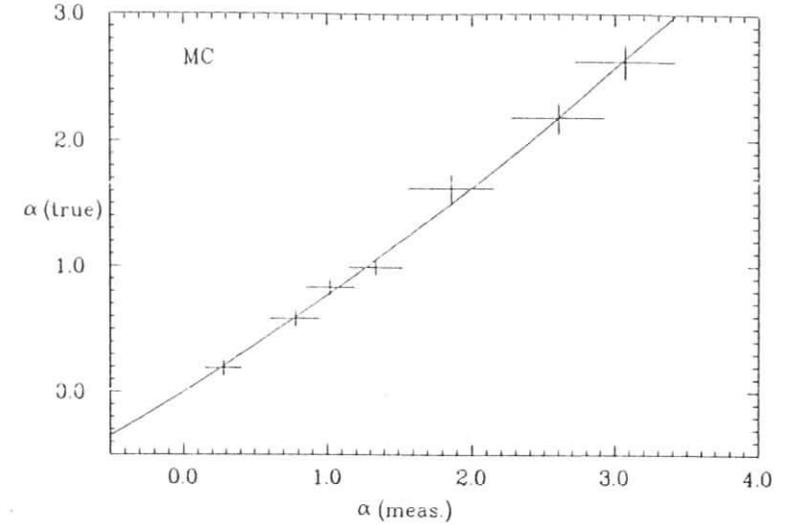


Abbildung 6.8: Wahrer Polarisationsgrad α_{true} gegen beobachteten Wert α_{meas} (Monte-Carlo - Studie).

Eine alternative Möglichkeit, den tatsächlichen Polarisationsgrad zu ermitteln, bestünde in der Anwendung eines iterativen Monte-Carlo - Verfahrens. Dabei müßten D^{*+} - Mesonen mit unterschiedlichen Polarisationsgraden generiert werden. Aus dem Vergleich der gemessenen, aber nicht akzeptanzkorrigierten $\cos\theta_{\pi^+}^*$ - Verteilungen mit den Monte-Carlo - Spektren kann für jeden Wert von α eine χ^2 - Hypothese erstellt werden. Der wahrscheinlichste Wert für den α - Parameter ergäbe sich dann aus dem Minimum der Verteilung der χ^2 - Werte gegen die 'generierten' Polarisationsgrade. Diese Methode erscheint in Anbetracht der geringen Statistik rekonstruierter Zerfälle $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ nicht sinnvoll: Das Resultat für α zeigt, daß die systematische Unsicherheit klein gegenüber dem statistischen Fehler ist.

Der Leptonimpulsschnitt

Als letzter Effekt muß die Einschränkung des Phasenraumes durch den Schnitt $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ berücksichtigt werden, da hierdurch das Verhältnis Γ_L/Γ_T zu kleineren Werten verschoben wird. Aus Abb. 6.2 kann entnommen werden, daß diese Korrektur im KS - Modell etwa 25% beträgt (gleiches gilt für das WBS - Modell). Da die Ansätze von KS und WBS sowohl das gemessene Lepton- und D^{*+} - Spektrum, als auch die Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu})$ gut beschreiben (vgl. Abb. 4.11, 4.12 und Abschnitt 5.2), kann bei gemessenen Werten von $\alpha \approx 1$ ohne nennenswerte Unsicherheit diese Korrektur benutzt werden.

Abschließend soll festgehalten werden, daß bei α - Werten um 1 die Korrekturen durch die Akzeptanz von $D^{*+}l^-$ - Paaren und den Leptonimpulsschnitt sich in ihrer Wirkung auf den

beobachteten Polarisationsgrad α in guter Näherung auflieben. Die systematische Unsicherheit des hier gewählten Verfahrens zur Polarisationsmessung wird im Bereich $0.5 < \alpha < 1.5$ zu $\Delta\alpha = \pm 0.3$ angesetzt. Hierdurch wird den Unsicherheiten aufgrund des verschiedenartigen Akzeptanzverhaltens von Elektronen und Myonen, der Nachweiswahrscheinlichkeit niederenergetischer D^{*+} -Mesonen und des Leptonimpulsschnittes von $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$ in genügender Weise Rechnung getragen.

6.4 Resultate

In diesem Abschnitt wird die korrigierte $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung vorgestellt, aus der das Verhältnis der longitudinalen zu transversalen Komponenten der Zerfallsbreite, Γ_L/Γ_T , bestimmt wird. Aus den den Meßergebnissen für Γ_L/Γ_T und $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu})$ wird das CKM-Matrixelement $|V_{cb}|$ ermittelt.

6.4.1 Das korrigierte $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum und die Bestimmung von Γ_L/Γ_T

Die korrigierte $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung von Pionen der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}(\pi^+D^0)l^-\bar{\nu}$ ist in Abb. 6.9 dargestellt. Die gezeigte Verteilung wurde nach der in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Methode (1) gewonnen. Aus der Anpassungsrechnung mit der Funktion (6.5) (durchgezogene Linie in Abb. 6.9) ergibt sich für den Polarisationsgrad ein Wert von $\alpha = 0.7 \pm 0.8(\text{stat.})$ bei einem χ^2 pro Freiheitsgrad von $\chi^2/NDF = 1.3/4$.

Die Anpassungsrechnung an das $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum aus Methode (2) liefert einen Wert von $\alpha = 0.3 \pm 0.7$ bei $\chi^2/NDF = 1.6/4$, in guter Übereinstimmung mit dem aus Methode (1) ermittelten Ergebnis. Aufgrund der geringfügig schlechteren χ^2 -Wahrscheinlichkeit der Anpassungsrechnung wird dieser Wert nicht für das Endresultat verwendet, sondern stellt nur einen weiteren Test der systematischen Unsicherheit durch die Untergrundbestimmung dar.

Zur Überprüfung des Resultates wurde weiterhin der α -Parameter von $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ -Zerfällen bei einem Leptonimpulsschnitt von $p_{l^-} > 1.2 \text{ GeV}/c$ bestimmt. Es ergab sich ein mit 1 verträglicher Polarisationsgrad und somit gute Übereinstimmung mit den obigen Angaben zu α .

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, daß die Korrekturen durch die $D^{*+}l^-$ -Akzeptanz und den Leptonimpulsschnitt bei α -Werten um 1 jeweils 25% betragen, sich aber gegenseitig aufheben. Daher wird als Endresultat für den Polarisationsgrad von D^{*+} -Mesonen aus Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ folgender Wert bestimmt (siehe auch [78]):

$$\alpha = 0.7 \pm 0.8(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.}) \quad (6.6)$$

Der systematische Fehler in (6.6) berücksichtigt Unsicherheiten aufgrund des Untergrundverlaufes im $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Spektrum und der Akzeptanzkorrekturen, wobei beide Effekte gleiche Beiträge zum systematischen Fehler liefern.

Aus der Relation (6.2) zwischen α und Γ_L/Γ_T erhält man für das Verhältnis der longitudinalen zu den transversalen Helizitätskomponenten in der Zerfallsbreite:

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = 0.85 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.2(\text{syst.}) \quad (6.7)$$

Das Resultat ist mit einem Verhältnis von 1 verträglich und schließt eine Dominanz des longitudinalen Anteils in der Zerfallsbreite $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu})$ aus. Die Messung der D^{*+} -Polarisation bestätigt somit, daß die transversalen Komponenten, $\Gamma_{T_-} + \Gamma_{T_+}$, einen wesentlichen Anteil an der Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ besitzen. Dieser Sachverhalt konnte qualitativ

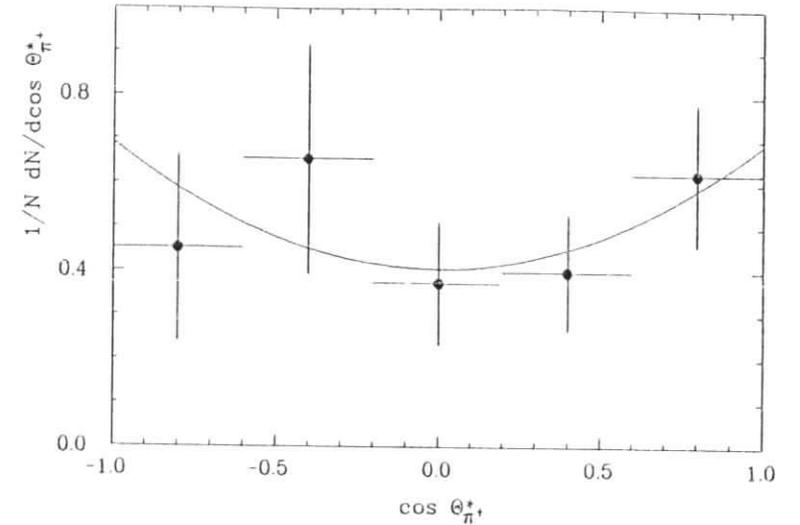


Abbildung 6.9: Akzeptanzkorrigierte $\cos\theta_{\pi^+}^*$ -Verteilung der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ bei $p_{l^-} > 1 \text{ GeV}/c$.

schon durch das gemessene Lepton- und q^2 -Spektrum belegt werden, da deren harte Verläufe nur durch einen erheblichen Beitrag der Γ_T -Komponente erklärt werden können.

In Tab. 6.1 sind die Modellerwartungen zu Γ_L/Γ_T zusammen mit dem Ergebnis dieser Messung aufgeführt, wobei der statistische und systematische Fehler quadratisch addiert wurde. Weiterhin finden sich dort auch die theoretischen Werte für die Summe der transversalen Komponenten, $\Gamma_T = \Gamma_{T_-} + \Gamma_{T_+}$, in Einheiten von $|V_{cb}|^2 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Diese Angaben werden im folgenden Abschnitt zur Bestimmung von $|V_{cb}|$ benötigt.

Modell	WBS [39]	PS aus [28]	GIW aus [28]	AW [34,35]	KS [28]	GISW [36]	Diese Arbeit
Γ_L/Γ_T	1.07	3.2	2.4	0.91	1.03	0.97	0.85 ± 0.45
$\Gamma_T V_{cb} ^2 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$	10.5	16.4	14.6	12.1	12.7	12.1	—

Tabelle 6.1: Vergleich von Γ_L/Γ_T mit Modellvorhersagen für die Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$.

Das Meßergebnis für Γ_L/Γ_T ist in guter Übereinstimmung mit den Erwartungen der Modelle von WBS [38], AW [34,35], KS [28] und GISW [36]. Auch die gemessene Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\bar{\nu}$ (Kap. 5.2) wird durch diese Ansätze gut beschrieben.

Dagegen können mit Hilfe der D^{*+} -Polarisationsmessung die Modelle von PS [37] und GIW [32] mit mehr als drei Standardabweichungen ausgeschlossen werden.

6.4.2 Bestimmung von $|V_{cb}|$ aus der Messung von Γ_L/Γ_T

Die Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ läßt sich auf folgende Weise in ihre Helizitätskomponenten zerlegen :

$$\begin{aligned}\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}) &= \Gamma_L + \Gamma_{T_-} + \Gamma_{T_+} \\ &= |V_{cb}|^2 \cdot \widehat{\Gamma}_T \cdot \left(1 + \frac{\Gamma_L}{\Gamma_T}\right),\end{aligned}\quad (6.8)$$

mit $\Gamma_T = \Gamma_{T_-} + \Gamma_{T_+}$. Die von $|V_{cb}|$ unabhängige Größe $\widehat{\Gamma}_T$ ist für verschiedene Formfaktormodelle in Tab. 6.1 aufgeführt. Die theoretischen Ansätze liefern dabei Werte von etwa $\widehat{\Gamma}_T = (10-13) \times 10^{12} s^{-1}$. Von den Modellen PS [37] und GIW [32] wird in diesem Zusammenhang abgesehen, da diese Ansätze keines der vorliegenden Ergebnisse zufriedenstellend beschreiben können.

Das CKM - Matrixelement $|V_{cb}|$ wird aus der Zerfallsbreite Γ (Abschnitt 5.2, Resultat 5.5), dem Ergebnis (6.7) für Γ_L/Γ_T und einem Wert von $\widehat{\Gamma}_T = (12 \pm 2) \times 10^{12} s^{-1}$ bestimmt. Damit erhält man :

$$|V_{cb}| = 0.050^{+0.010}_{-0.011} (exp.) \pm 0.004 (theo.) \quad (6.9)$$

Der erste Fehler resultiert aus den Meßungenauigkeiten in $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$ und Γ_L/Γ_T ; der zweite Fehler wurde aus der angenommenen Modellabhängigkeit von $\widehat{\Gamma}_T$ bestimmt.

Das Ergebnis für $|V_{cb}|$ ist in Übereinstimmung mit dem aus der mittleren B - Hadronlebensdauer und dem inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnis von B - Hadronen bestimmten Wert, $|V_{cb}| = 0.046 \pm 0.010$, wobei dessen Fehler durch theoretische Unsicherheiten dominiert wird (vgl. Kap. 1.1.3).

Die Untersuchungen dieser Arbeit (insbesondere die Messung von Γ_L/Γ_T) führen zu einem besseren Verständnis der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ im Rahmen der Formfaktormodelle (Kap. 1.2) und somit zu einer vergleichsweise geringen Modellabhängigkeit bei der Bestimmung von $|V_{cb}|$.

6.4.3 Vergleich mit semileptonischen D - Zerfällen

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß aus der Untersuchung der D^{*+} - Polarisation entscheidende Informationen über die Struktur des $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ -Überganges gewonnen werden können. Ähnliche Überlegungen lassen sich für exklusive semileptonische D - Zerfälle anführen, da auch diese durch den schwachen Übergang eines schweren Quarks vermittelt werden. Man erwartet dabei, daß die $c \rightarrow s$ - Übergänge hauptsächlich \bar{K}^* - bzw. \bar{K}^{*0} - Mesonen bilden.

Die TPS - Kollaboration hat eine Analyse der Reaktion $D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu_e$ durchgeführt [79] und erhält als Resultat aus der Untersuchung der \bar{K}^{*0} - Polarisation :

$$\Gamma_L/\Gamma_T = 2.4^{+1.7}_{-0.9} \pm 0.2 \quad (6.10)$$

Demnach zeigt der semileptonische $D \rightarrow \bar{K}^*$ - Übergang eine *Dominanz der longitudinalen Helizitätskomponente* in der Zerfallsbreite. Hieraus erwartet man ein kleines Verhältnis der Vektor- zu Pseudoskalarproduktion in semileptonischen D - Zerfällen. Das Ergebnis der TPS - Messung [79] lautet :

$$\frac{\Gamma(D^+ \rightarrow \bar{K}^{*0} e^+ \nu_e)}{\Gamma(D^0 \rightarrow \bar{K}^- e^+ \nu_e)} = 0.45 \pm 0.09 \pm 0.07 \quad (6.11)$$

Dieser Wert ist nur etwa halb so groß wie der theoretisch erwartete [38,36]. Allerdings wird von den Autoren des WBS - Modells angeführt [39], daß eine erhebliche Unsicherheit in der Bestimmung der Überlappintegrale in den Formfaktoren der transversalen Helizitätskomponenten

H_{\pm} (Gl. 1.28 und 1.38) vorhanden sein kann. Eine Variation der Größe von H_{\pm} bewirkt starke Änderungen im erwarteten Vektor- zu Pseudoskalar - Verhältnis in semileptonischen Zerfällen von B - und D - Mesonen und in dem Polarisationsgrad der erzeugten Vektormesonen D^* und K^* .

Dennoch liegt derzeit *keine befriedigende Erklärung* für den gravierenden Unterschied im Verhältnis Γ_L/Γ_T zwischen exklusiven semileptonischen B - und D - Zerfällen und für eine dominante Erzeugung von pseudoskalaren K - Mesonen in semileptonischen D - Zerfällen vor.

6.5 Ausblick

In diesem Abschnitt werden weitere Untersuchungen an Zerfällen $\bar{B} \rightarrow D^* l^{-} \bar{\nu}$ diskutiert, die bei einer Vergrößerung der $\Upsilon(4S)$ - Datenmenge möglich werden.

6.5.1 Die Chiralitätsstruktur des $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ - Überganges

Zu Beginn des Kapitels 6 wurde angedeutet, daß aus der Polarwinkelverteilung des geladenen Leptons (Abb. 6.1) auf die Differenz der transversalen Helizitätskomponenten, $\Gamma_{T_+} - \Gamma_{T_-}$, und damit auf die Chiralitätsstruktur beim semileptonischen $\bar{B} \rightarrow D^*$ - Übergang geschlossen werden kann. Qualitativ erwartet man, daß das c - Quark mit bevorzugt linkshändiger Helizität aus der Kopplung des b - Quarks an ein Paar masseloser Fermionen hervorgeht.

Die Situation ist dabei ähnlich wie bei dem *Zerfall massiver W - Bosonen*, die in $p\bar{p}$ - Wechselwirkungen am CERN erzeugt werden [80]. In diesem Fall sind die W - Bosonen rein transversal polarisiert (siehe [4]), da sie aus der Annihilation eines fast masselosen Quarkpaares entstehen ($u\bar{d} \rightarrow W^+$). Es ist demnach eine interessante Fragestellung, wie die Chiralitätsstruktur des $b \rightarrow c$ - Quarküberganges auf den mesonischen $\bar{B} \rightarrow D^*$ - Übergang übermittelt wird. Als Analysator für die Chiralität dient dabei der paritätsverletzende Zerfall des virtuellen W - Bosons in ein Leptonpaar.

Die Polarwinkelverteilung des Leptons l^{-} im Ruhesystem des virtuellen W - Bosons (Abb. 6.1) ergibt sich nach Integration der dreifach differentiellen Partialbreite (Gl. 6.4) über $\cos\theta_{\pi^+}$, zu :

$$\frac{d\Gamma}{dq^2 d\cos\theta} = \frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta) \frac{d\Gamma_T}{dq^2} + \frac{3}{4}(1 - \cos^2\theta) \frac{d\Gamma_L}{dq^2} + \frac{3}{4}\cos\theta \frac{d\Gamma_{\Delta T}}{dq^2} \quad (6.12)$$

Aus Gl. (6.12) ist ersichtlich, daß der paritätsverletzende Term in der Partialbreite ($d\Gamma_{\Delta T}/dq^2 \sim |H_+|^2 - |H_-|^2$) eine Asymmetrie in der $\cos\theta$ Verteilung bezüglich $\cos\theta = 0$ erzeugt. Dieser Sachverhalt kann bei einer experimentellen Untersuchung der Chiralitätsstruktur im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ ausgenutzt werden, indem die Anzahl von Ereignissen mit $\cos\theta \geq 0$ ('Vorwärtsbereich') und $\cos\theta < 0$ ('Rückwärtsbereich') bestimmt wird.

Die Vorwärts - Rückwärtsasymmetrie A_{FB} ist dann gegeben durch :

$$\begin{aligned}A_{FB} &= \frac{d\Gamma/dq^2 d\cos\theta(\geq 0) - d\Gamma/dq^2 d\cos\theta(< 0)}{d\Gamma/dq^2 d\cos\theta(\geq 0) + d\Gamma/dq^2 d\cos\theta(< 0)} \\ &= \frac{3}{4} \cdot \frac{\Gamma_{T_+} - \Gamma_{T_-}}{\Gamma_{T_+} + \Gamma_{T_-} + \Gamma_L}\end{aligned}\quad (6.13)$$

Die zweite Zeile in obiger Gleichung ergibt sich nach Ausführen der Integration über q^2 und $\cos\theta$ in den angedeuteten Intervallen. Die Autoren des KS- Modells [28] erwarten für ihren Ansatz dabei eine Asymmetrie von $A_{FB} \approx -20\%$ [29].

Die experimentelle Schwierigkeit einer Asymmetriemessung besteht hauptsächlich in der Anwendung von Leptonimpulsschnitten zur Untergrundreduktion. Da der Winkel θ durch die Relation (1.30) mit der Leptonenergie verknüpft ist, wird bei zunehmenden mittleren Leptonimpulsen

der Phasenraum für große Wert von $\cos\theta$ eingeschränkt (vgl. hierzu die ausführlichen Herleitungen von Zerfallswinkelverteilungen der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ in [29,30]). Eine bei hohen Leptonimpulsschnitten (z.B. $p_{l^{-}} > 1 \text{ GeV}/c$) durchgeführte Winkelanalyse liefert demnach keine sinnvolle Aussage über die wahre Asymmetrie (6.13).

Aus diesem Grund können nur $D^{*+}e^{-}$ -Kombinationen aus $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^{-}\bar{\nu}$ -Zerfällen bei niedrigen Impulsschnitten von $p_{e^{-}} > 0.4, \dots, 0.7 \text{ GeV}/c$ zur Messung der Asymmetrie herangezogen werden. $D^{*+}\mu^{-}$ -Paare sind hierzu ungeeignet, da Myonen erst ab $p_{\mu^{-}} > 1 \text{ GeV}/c$ in den Myonkammern nachgewiesen werden und weiterhin einen steilen Akzeptanzverlauf aufweisen (Abb. 4.5b).

Die für diese Arbeit vorliegende Anzahl von etwa 55 rekonstruierten Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^{-}\bar{\nu}$ (Tab. 3.6), erlaubt keine signifikante Bestimmung des Vorzeichens von A_{FB} , da für die Asymmetrie ein Wert um -20% erwartet wird [29]. Bei Verdoppelung der $\Upsilon(4S)$ -Datenmenge (etwa 200000 aufgezeichnete $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle) könnte eine Messung durchgeführt werden, die das Vorzeichen der Asymmetrie mit einer Signifikanz von mehr als einer Standardabweichung (geschätzte stat. und syst. Fehler) festlegt.

6.5.2 Zum Lebensdauer Verhältnis τ_{B^+}/τ_{B^0}

Der letzte Vorschlag für eine Analyse mit Reaktionen $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ ist die Bestimmung des Lebensdauer Verhältnisses geladener und neutraler B -Mesonen durch Messung des Zerfalls $B^- \rightarrow D^{*0}l^{-}\bar{\nu}$. Da beide Prozesse, $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ und $B^- \rightarrow D^{*0}l^{-}\bar{\nu}$, im Standardmodell nur über den Spectator-Graphen ablaufen, sind ihre Zerfallsbreiten gleich. Das Lebensdauer Verhältnis ergibt sich dann aus:

$$\frac{\tau_{B^+}}{\tau_{B^0}} = \frac{BR(B^- \rightarrow D^{*0}l^{-}\bar{\nu})}{BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})} \quad (6.14)$$

Die experimentelle Schwierigkeit besteht in der Rekonstruktion der D^{*0} -Mesonen, da diese nur in neutrale Endzustände, γD^0 und $\pi^0 D^0$, zerfallen. Die hohe Multiplizität niederenergetischer Photonen in den Schauerzählern läßt eine Rekonstruktion des Zerfalls $D^{*0} \rightarrow \gamma D^0$ aussichtslos erscheinen.

Der Nachweis von Zerfällen $D^{*0} \rightarrow \pi^0 D^0$ wird durch den hohen kombinatorischen Untergrund unter dem π^0 -Signal und die geringe Akzeptanz neutraler Pionen beim Nachweis beider Photonen im Kalorimeter erschwert. Diese ist halb so groß wie die des geladenen Pions im Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$. Bei gleichen Lebensdauern erwartet man daher eine um den Faktor 2 geringere Anzahl beobachtbarer Zerfälle $B^- \rightarrow D^{*0}l^{-}\bar{\nu}$ als Ereignisse der Reaktion $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$. Eine Verdoppelung der integrierten Luminosität auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz würde die Bestimmung von τ_{B^+}/τ_{B^0} mit einer statistischen Unsicherheit von etwa 15% und somit einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der Zerfallseigenschaften von B -Mesonen liefern.

Kapitel 7

Zusammenfassung der Ergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurde die erstmalige Messung eines exklusiven semileptonischen Zerfalls von B -Mesonen in der Reaktion $\bar{B}_d^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ ($l = e^-$ oder μ^-) vorgestellt.

Dieser Zerfallsprozeß konnte mit Hilfe einer Näherung für die effektive Masse M_X^2 des unbeobachteten Neutrinos mit hoher Effizienz und geringem Untergrundanteil rekonstruiert werden. Bei einer mit dem ARGUS-Detektor aufgezeichneten Datenmenge von 96000 $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen wurden bei einem Leptonimpulsschnitt von $p_{l^{-}} > 1 \text{ GeV}/c$ 73 ± 11 Ereignisse der Reaktion $B^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ gemessen. Hieraus ergibt sich ein Verzweigungsverhältnis von:

$$BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}) = [6.5 \pm 1.0(\text{stat.}) \pm 1.6(\text{syst.})]\%$$

Dieses Resultat stellt das bislang größte gemessene Verzweigungsverhältnis eines exklusiven B -Zerfallskanales dar. Unter Verwendung der mittleren Lebensdauer von B -Hadronen, $\tau_b = (1.18 \pm 0.14) \times 10^{-12} \text{ s}$, erhält man für die Zerfallsbreite:

$$\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}) = (5.5 \pm 1.8) \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

Bei einem inklusiven semileptonischen Verzweigungsverhältnis von B -Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen, $BR(B \rightarrow l^+ X) = (11.4 \pm 0.8)\%$, und der Annahme gleicher Lebensdauern von B^0 - und B^+ -Mesonen hat der Prozeß $\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ ($D^* = D^{*+}$ oder D^{*0}) daher einen Anteil von 60% an der semileptonischen Zerfallsbreite von B -Mesonen.

Die durch die Untersuchungen der Zerfallseigenschaften im Kanal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ bestätigten theoretischen Modelle erwarten für das Verhältnis $\Gamma(\bar{B} \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})/\Gamma(\bar{B} \rightarrow D l^{-}\bar{\nu})$ einen Wert von etwa 3. Demnach sättigen die exklusiven semileptonischen B -Zerfälle in D^- - und D^{*+} -Mesonen die semileptonische Zerfallsbreite zu etwa 80%. Dies bestätigt die Dominanz des $b \rightarrow c$ -Überganges in semileptonischen Zerfällen. Allerdings können weitere Beiträge durch Erzeugung von Anregungen der D^* -Mesonen, Fragmentationsprozesse und $b \rightarrow u$ -Übergänge nicht ausgeschlossen werden.

Die hinreichend hohe Statistik rekonstruierter $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ -Zerfälle und das gute Signal-zu-Untergrundverhältnis in der M_X^2 -Verteilung erlaubte eine detaillierte Untersuchung der Zerfallseigenschaften dieses Prozesses in einem großen Bereich des verfügbaren Phasenraumes.

Das Leptonspektrum wurde bis zu kleinen Impulsen von $p_{l^{-}} = 0.4 \text{ GeV}/c$ gemessen. Es zeigt einen harten Verlauf, wie es von denjenigen Formfaktormodellen vorhergesagt wird, die alle wesentlichen Formfaktoren im hadronischen Strom des $\bar{B} \rightarrow D^*$ -Überganges berücksichtigen.

Aus dem gemessenen Energiespektrum der D^{*+} -Mesonen wurde die q^2 -Verteilung des Zerfalls $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}e^{-}\bar{\nu}$ erstellt. Der Anstieg dieser Verteilung zu hohen q^2 -Werten mit anschließendem steilen Abfall zum maximalen q^2 von $10.7 \text{ GeV}^2/c^2$ kann im Rahmen der Formfaktormodelle durch einen beträchtlichen Anteil der transversalen Helizitätskomponenten an der

Zerfallsbreite erklärt werden. Als Konsequenz hieraus wird ein hartes Leptonenspektrum erwartet, wie es auch tatsächlich beobachtet wurde.

Eine quantitative Aussage über das Verhältnis der longitudinalen zu den transversalen Helizitätskomponenten der Zerfallsbreite, Γ_L/Γ_T wurde durch die Messung der D^{*+} -Polarisation im Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ gewonnen. Das Ergebnis lautet:

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = 0.85 \pm 0.4 (stat.) \pm 0.2 (syst.)$$

Der gemessene Wert bestätigt somit die obige Interpretation zur Form des Lepton- und q^2 -Spektrums. Das Resultat erlaubt die Verifizierung von Modellvorhersagen zu exklusiven semileptonischen B -Zerfällen, da das Verhältnis unabhängig von Annahmen über die Größe des CKM-Matrixelementes $|V_{cb}|$ ist. Es stellt somit einen wesentlichen Beitrag zur Verringerung der Modellunsicherheiten bei der Bestimmung von $|V_{ub}|/|V_{cb}|$ aus dem inklusiven Leptonenspektrum von B -Zerfällen dar.

Aus den Ergebnissen für $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu})$, Γ_L/Γ_T und der theoretischen Vorhersage zum Betrag der transversalen Helizitätskomponenten (in Einheiten von $|V_{cb}|^2 \times s^{-1}$) wurde das CKM-Matrixelement $|V_{cb}|$ zu

$$|V_{cb}| = 0.050_{-0.011}^{+0.010} (exp.) \pm 0.004 (theo.)$$

bestimmt. Der zweite Fehler gibt die Modellabhängigkeit des Resultates wieder.

Die hier vorgestellten Untersuchungen an exklusiven semileptonischen Zerfällen $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^{-}\bar{\nu}$ erlauben also die Bestimmung eines Parameters des Standardmodells, des CKM-Matrixelementes $|V_{cb}|$, ohne große Unsicherheiten. Die Meßergebnisse liefern weiterhin wichtige Eingaben zu einem besseren Verständnis des Einflusses der starken Wechselwirkung beim schwachen Zerfall von B -Mesonen.

Die Mitglieder der ARGUS Kollaboration

Stand: Juni 1989

H. ALBRECHT, R. GLÄSER, G. HARDER, A. KRÜGER, A. NIPPE, T. OEST,
M. REIDENBACH, M. SCHÄFER, W. SCHMIDT-PARZEFALL, H. SCHRÖDER,
H. D. SCHULZ, F. SEFKOW, R. WURTH

DESY, Hamburg, Germany

R. D. APPUHN, A. DRESCHER, C. HAST, G. HERRERA, H. KOLANOSKI, A. LANGE,
A. LINDNER, R. MANKEL, H. SCHECK, G. SCHWEDA, B. SPAAN, A. WALTHER,
D. WEGENER

Institut für Physik, Universität Dortmund, Germany

M. PAULINI, K. REIM, U. VOLLAND, H. WEGENER

Physikalisches Institut, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

W. FUNK, J. STIEWE, S. WERNER

Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg, Germany

S. BALL, J. C. GABRIEL, C. GEYER, A. HÖLSCHER, W. HOFMANN, B. HOLZER,
S. KHAN, J. SPENGLER

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

C. E. K. CHARLESWORTH¹, K. W. EDWARDS², W. R. FRISKEN³, H. KAPITZA²,
P. KRIEGER¹, R. KUTSCHKE¹, D. B. MACFARLANE¹, K. W. MCLEAN⁴, R. S. ORR¹,
J. A. PARSONS¹, P. M. PATEL⁴, J. D. PRENTICE¹, S. C. SEIDEL¹, J. D. SWAIN¹,
G. TSIPOLITIS⁴, T.-S. YOON¹

Institute of Particle Physics, Canada

R. DAVIS

University of Kansas, Lawrence, KS, USA

T. RUF, S. SCHAEEL, K. R. SCHUBERT, K. STRAHL, R. WALDI, S. WESELER
Institut für Experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, Germany

B. BOŠTJANČIČ, G. KERNEL, P. KRIŽAN, E. KRIŽNIČ, M. PLEŠKO

Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko, Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Yugoslavia

H. I. CRONSTRÖM, L. JÖNSSON, A. W. NILSSON

Institute of Physics, University of Lund, Sweden

A. BABAEV, M. DANILOV, B. FOMINYKH, A. GOLUTVIN, I. GORELOV, V. LUBIMOV,
A. ROSTOVTSSEV, A. SEMENOV, S. SEMENOV, V. SHEVCHENKO, V. SOLOSHENKO,
V. TCHISTILIN, I. TICHOMIROV, YU. ZAITSEV

Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

R. CHILDERS, C. W. DARDEN

University of South Carolina, Columbia, SC, USA

¹ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

² Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

³ York University, Downsview, Ontario, Canada.

⁴ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

Literaturverzeichnis

- [1] S.L.Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A.Salam in *Proc. of the 8th Nobel Symposium*, Mai 1968, (N.Svartholm, Wiley, 1968, S.367).
- [2] Particle Data Group, Phys. Lett. **204B** (1988).
- [3] I.J.Aitchison, A.J.Hey, *Gauge Theories in Particle Physics*, (Adam Hilger, Bristol, 1982).
- [4] O.Nachtmann, *Elementarteilchenphysik - Phänomene und Konzepte*, (Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden, 1986).
- [5] N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531;
M.Kobayashi und T.Maskawa, Progr. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [6] S.L.Glashow, J.Iliopoulos und L.Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285.
- [7] H.Harari und M.Leurer, Phys. Lett. **B181** (1986) 123.
- [8] F.J.Gilman, K.Kleinknecht und B.Renk, SLAC-PUB-4548 (1988).
- [9] E.Fermi, *Ricerca Scient.* **2**, Heft 12 (1933); Z. Phys. **88** (1934) 161.
- [10] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), Phys. Lett. **192B** (1987) 245.
- [11] S.W.Herb et al., Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [12] W.Buchmüller und S.Cooper, MIT-LNS-159 (1987).
- [13] B.Gittelman und S.Stone (CLEO Kollab.), *B Meson Decay*, CLNS 87/81 (1987).
- [14] D.Besson et al. (CLEO Kollab.), Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 381.
- [15] H.Schröder (ARGUS Kollab.), *Physics of B Mesons*, DESY 88-101 (1988).
- [16] N.Cabibbo und L.Maiani, Phys. Lett. **79B** (1978) 109.
- [17] A.Ali und E.Pietarinen, Nucl. Phys. **B187** (1979) 519.
- [18] R.Rückl, Habilitationsschrift, Universität München (1984), unveröffentlicht.
- [19] S.Weseler (ARGUS Kollab.), Dissertation, IHEP-HD/86-2, Heidelberg (1986).
- [20] K.Wachs et al. (Crystal Ball Kollab.), Z. Phys. **C42** (1989) 33 und K.Wachs, Dissertation, Univ. Hamburg, Interner Bericht DESY F31-88-01 (1988).
- [21] J.C.Gabriel (ARGUS Kollab.), Dissertation, IHEP-HD/89-1, Heidelberg (1989).
- [22] S.L.Wu, Vortrag auf dem *International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Hamburg (1987); DESY 87-164 (1987).
- [23] W.Bartel et al. (JADE Kollab.), Z. Phys. **C33** (1987) 339.
- [24] V.Lüth, SLAC-PUB-4552 (1988).
- [25] M.A.Shifman in *Proc. of the Int. Symp. on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg (1986) 199.
- [26] R.Fulton (CLEO Kollab.), Vortrag auf der *XXIV International Conference on High Energy Physics*, München (1988).
- [27] H.Schröder, Vortrag auf der *XXIV International Conference on High Energy Physics*, München (1988).
- [28] J.G.Körner und G.Schuler, Z. Phys. **C38** (1988) 511 und Erratum in Z. Phys. **C41** (1989) 690.
- [29] J.G.Körner, Universität Mainz Preprint, MZ-TH/88-12 (1988);
J.G.Körner und G.Schuler, MZ-TH/89-01 und DESY 89-015 (1989).
- [30] J.G.Körner und G.Schuler, Universität Mainz Preprints, MZ-TH/88-14 (1988) und MZ-TH/89-16 (1989), DESY 89-062 (1989).
- [31] A.Ali, J.G.Körner, G.Kramer und J.Willrodt, Z. Phys. **C1** (1979) 269.
- [32] B.Grinstein, M.B.Wise und N.Isgur, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 298; CALTECH Preprint CALT-68-1311 (1986).
- [33] G.Schuler, private Mitteilung über die Formfaktornormierung der Modelle von GIW, PS, WBS und KS.
- [34] T.Altomari und L.Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 1583; Carnegie-Mellon Preprint CMU-HEP86-17.
- [35] T.Altomari und L.Wolfenstein, Phys. Rev. **D37** (1988) 681; Carnegie-Mellon Preprint CMU-HEP87-20.
- [36] N.Isgur, D.Scora, B.Grinstein und M.B.Wise, Phys. Rev. **D39** (1989) 799 und N.Isgur, D.Scora, University of Toronto Preprint UTPT-89-12 (1989).
- [37] H.Pietschmann und F.Schöberl, Europhys.Lett. **2** (1986) 583.
- [38] M.Wirbel, M.Bauer und B.Stech, Z. Phys. **C29** (1985) 637.
- [39] M.Bauer und M.Wirbel, Z. Phys. **C42** (1989) 671.
- [40] H.Nesemann et al., *DORIS II, an e^+e^- Storage Ring with Mini Beta Sections*, DESY M-80-09 (1980);
K.Wille, *DORIS II/III, a 5.8 GeV e^+e^- Storage Ring with High Luminosity*, DESY M-81-047 (1981).
- [41] H. Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), Nucl. Instr. and Methods **A275** (1989) 1.
- [42] D. Kamp (ARGUS Kollab.), Diplomarbeit, Universität Dortmund (1986), unveröffentlicht.
- [43] M.Paulini (ARGUS Kollab.), Diplomarbeit, Universität Erlangen (1989), unveröffentlicht.
- [44] K. Reim (ARGUS Kollab.), Diplomarbeit, Universität Erlangen (1989), unveröffentlicht.

- [45] H.Albrecht, *ARGUS Kinematical Analysis Language (KAL)*, März 1985, unveröffentlicht.
- [46] H.Gennow, *SIMARG - A Program to Simulate the ARGUS Detector*, Interner Bericht DESY F15-85-02 (1985).
- [47] C.W.Hast (ARGUS Kollab.), Diplomarbeit, Universität Dortmund (1988), unveröffentlicht.
- [48] A.Drescher, Dissertation, Universität Dortmund (1987), unveröffentlicht.
- [49] U.Matthiesen, Dissertation, Universität Dortmund (1987), unveröffentlicht.
- [50] G.Harder (ARGUS Kollab.), Dissertation, Univ. Hamburg, Interner Bericht DESY F15-89-01 (1989).
- [51] J.Spengler (ARGUS Kollab.), private Mitteilung über die Anzahl produzierter B - Mesonen (1988).
- [52] A.H.Walenta et al., *Nucl. Instr. and Methods* **161** (1979) 45.
- [53] ARGUS Software Note Nr. 14, unveröffentlicht;
M.Schäfer (ARGUS Kollab.), private Mitteilung über die Mißidentifikation bei Elektronen und Myonen.
- [54] T.Sjöstrand, LU-TP 85-10 (1985), Lund.
- [55] J.Adler et al. (MARK III Kollab.), *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 89.
- [56] T. Bowcock et al. (CLEO Kollab.), *Investigation of $D\bar{D}$ Correlations and the Total Charm Cross Section in Nonresonant e^+e^- Annihilations at $\sqrt{s} = 10.5\text{ GeV}$* , Cornell Preprint, Sept. 1987
- [57] ARGUS Software Note Nr. 41, unveröffentlicht.
- [58] Eine Tabellierung der Γ - Funktion findet sich z.B. in Abramowitz, Milton, Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York, 1972).
- [59] R.M.Baltrusaitis et al. (MARK III Kollab.), *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 1976.
- [60] E.N.Vella et al. (MARK II Kollab.), *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1515.
- [61] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), *Phys. Lett.* **199B** (1987) 451.
- [62] M.S.Alam et al. (CLEO Kollab.), *Phys. Rev.* **D35** (1987) 19.
- [63] M.Bauer, B.Stech und M.Wirbel, *Z. Phys.* **C34** (1987) 103.
- [64] J.G.Körner in *Proc. of the Int. Symp. on Production and Decay of Heavy Hadrons*, Heidelberg (1986) 279.
- [65] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 549;
J.C.Yun, Dissertation, Carleton University (1987), unveröffentlicht.
- [66] C.Bebek et al. (CLEO Kollab.), Beitrag zum *International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Hamburg (1987).
- [67] J.C.Anjos et al. (TPS Kollab.), Beitrag zur *XXIV International Conference on High Energy Physics*, München (1988); Fermilab Preprint PUB88/155-E (1988).
- [68] MINUIT, *Computer Physics Communications* **10** (1975) 343.
- [69] ARGUS Software Note Nr. 33, unveröffentlicht.
- [70] B.Spaan (ARGUS Kollab.), Dissertation, Universität Dortmund (1988), unveröffentlicht.
- [71] V.Blobel, Internal F14-Memo, DESY 1985, unveröffentlicht.
- [72] V.Soloschenko (ARGUS Kollab.), private Mitteilung.
- [73] B.Fominykh (ARGUS Kollab.), private Mitteilung.
- [74] K.Strahl (ARGUS Kollab.), Diplomarbeit, IHEP-IDD/87-5, Heidelberg (1987).
- [75] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), *Phys. Lett.* **197B** (1987) 452.
- [76] H.M.Pilkuhn, *The Interactions of Hadrons* (North-Holland, 1967) und *Relativistic Particle Physics* (Springer Verlag, New York, Heidelberg, Berlin, 1979).
J.D.Richman, *An Experimenter's Guide to the Helicity Formalism*, CALT-68-1148 (1984).
A.Lindner, *Drehimpulse in der Quantenmechanik* (Teubner, Stuttgart, 1984).
- [77] R.Waldi, *Monte Carlo Program for Event Kinematics*, ARGUS Software Note Nr. 28, unveröffentlicht.
- [78] H.Albrecht et al. (ARGUS Kollab.), *Phys. Lett.* **219B** (1989) 121; DESY 88-178 (1988).
- [79] J.C.Anjos et al. (TPS Kollab.), *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 722; FERMILAB-Pub-88/143-E (1988).
- [80] L.DiLella, CERN-EP/88-02; T.Müller, CERN-EP/88-48 und BONN-HE-88-03 (1988).

Danksagung

Allen Mitgliedern der ARGUS - Kollaboration, die zur erfolgreichen Durchführung des Experimentes beigetragen haben, sei an dieser Stelle mein Dank ausgesprochen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. habil. H. Schröder für die fachliche Betreuung dieser Arbeit. Sein Ideenreichtum, der u.a. zur Entwicklung der 'missing mass' - Methode führte, und seine unermüdliche Bereitschaft zur Klärung physikalischer und technischer Problemstellungen haben nicht nur bei der vorliegenden Messung entscheidenden Anteil an der erfolgreichen Durchführung von ARGUS - Analysen gehabt.

Den Herren Prof. Dr. J. Körner und Dr. G. Schuler danke ich für die fruchtbaren Anregungen zum Verständnis der theoretischen Aspekte.

Herrn Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall danke ich für die Schaffung einer angenehmen Arbeitsatmosphäre innerhalb der Kollaboration und die kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Mein weiterer Dank gilt Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit innerhalb der ARGUS - Kollaboration durchzuführen.

Für viele hilfreiche Gespräche über physikalische und technische Fragen möchte ich mich besonders bei den Herren Dr. G. Harder und F. Sefkow bedanken.