

E. C

Interner Bericht
DESY F15-97-01
Januar 1997

liegt aus



X1997-00242

Messung der transversalen und
totalen Breite der Reaktion $B \rightarrow D^* X$
mit dem ARGUS-Detektor

von

R. Eckmann

Eigentum der	DESY	Bibliothek
Property of		Library
Zugang:	- 3. FEB. 1997	
Accessions:		
Leihfrist:	7	Days
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 der
transversalen und totalen Breite der
Reaktion $B \rightarrow D^* X$
mit dem ARGUS-Detektor

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Reinhard Eckmann ✓
aus Hamburg

Hamburg
1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	7
2.1	Der Zerfall $\bar{B} \rightarrow D^{*+} X$	7
2.1.1	Berechnung der Zerfallsraten	7
2.1.2	Formfaktorzerlegung der Übergangsamplitude	11
2.2	HQET – Die QCD im Limes unendlicher Quarkmassen	14
2.3	Formfaktormodelle	19
2.3.1	Das Modell von Wirbel, Bauer und Stech	19
2.3.2	Formfaktormodelle für Mesonen mit schweren Quarks	22
2.3.3	Das Modell von Isgur, Scora, Grinstein und Wise	25
2.4	Die Spektralfunktion des W-Bosons	28
2.5	Parametrisierung der Zerfallswinkelverteilung	30
3	Das ARGUS – Experiment	32
3.1	Die Produktion von B-Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen	32
3.2	Der DORIS – Speichering	33
3.3	Der ARGUS – Detektor	35
3.3.1	Konzeption des Detektors	35
3.3.2	Die Hauptdriftkammer	37
3.3.3	Die Vertexdriftkammer	39
3.3.4	Das Flugzeitsystem	41
3.3.5	Das elektromagnetische Kalorimeter	42
3.3.6	Die Myonkammern	43
3.4	Das Trigger-System	43
3.4.1	Der schnelle Trigger: ”Pretrigger”	44
3.4.2	Der langsame Trigger: ”Little Track Finder”	45
3.4.3	Die Datennahme	46
3.5	Die Datenrekonstruktion	47
3.5.1	Die Rekonstruktion von Teilchen und Vertices	47
3.5.2	Die Identifikation der Teilchenart	48
3.5.3	Die Simulation	50
3.6	Ereignisrekonstruktion und Auswahl der Ereignisse	50
3.7	Bestimmung der Anzahl der B-Mesonen	51
4	Messung der Zerfallswinkelverteilung	53
4.1	Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen	54
4.2	Zerfallswinkelverteilung in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen	57
4.3	Zerfallswinkelverteilung des Kontinuumsuntergrundes	60
4.4	Ergebnisse zum Zerfall $B \rightarrow D^* X$	65
4.5	Der Einfluß der D^* -Mesonen aus D^{**} -Zerfällen	73

4.5.1	Messungen der D^{**} -Produktion in B-Zerfällen	74
4.5.2	Ein Modell für die D^{**} -Produktion	78
4.6	Ergebnisse zum direkten Zerfall $B \rightarrow D^* X$	82
5	Zusammenfassung	85
A	Anhang	87
A.1	Formeln zur Berechnung der Zerfallsbreite	87
A.2	Eigenschaften der Polarisationsvektoren	88
A.3	Die Formfaktorzerlegung für ein Spin-2-Teilchen	89
A.4	Überblick über verschiedene Formfaktorzerlegungen	90
A.5	Die Partialwellenanalyse des Zerfalls $B \rightarrow D^* X$	92

1 Einleitung

Die Entdeckung der $\Upsilon(1S)$ -Resonanz am Fermilab im Jahre 1977 [1] stellt den Beginn der experimentellen Untersuchung des b -Quarks dar. Die als $b\bar{b}$ -Bindungszustand interpretierte Resonanz zerfällt nach kurzer Lebensdauer in Hadronen. Bei höheren Schwerpunktsenergien ist die Erzeugung eines weiteren Quarkpaares möglich, das sich dann mit den b -Quarks zu zwei Mesonen binden kann. Dabei werden mit zunehmender Schwerpunktsenergie zuerst $B_{u,d}$ -Mesonen erzeugt, danach können sowohl B_s - und B_c -Mesonen als auch verschiedene Baryonen, wie z. B. das Λ_b , entstehen. Die Grundzustandsmesonen oder -baryonen sind in Bezug auf die starke Wechselwirkung stabil und ihre Lebensdauer wird durch die schwachen Zerfallsprozesse des b -Quarks begrenzt. Die Prozesse der Störungsrechnung erster Ordnung sind in Abb.1 gezeigt. Der schwache Zerfall wird durch die Abstrahlung des geladenen W -Bosons beschrieben.

Im Standardmodell [2] koppelt dieser schwache geladene Strom nur an die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung :

$$\frac{J_\mu^{CC}}{2} = (\bar{u}_W, \bar{c}_W, \bar{t}_W) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} d_W \\ s_W \\ b_W \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} + h.c. \quad (1)$$

Werden die schwachen Eigenzustände $(\bar{u}_W, \bar{c}_W, \bar{t}_W)$ bzw. (d_W, s_W, b_W) durch unitäre Transformation in die physikalischen Masseneigenzustände $(\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})$ bzw. (d, s, b) überführt, so ergibt sich:

$$\frac{J_\mu^{CC}}{2} = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{pmatrix} + h.c. \quad (2)$$

Die dabei auftretende Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix V_{CKM} [3, 4] bestimmt die Stärke der Kopplungen zwischen den Quarks. Eine häufig benutzte Näherung der CKM-Matrix in der die Größe der Matrixelemente leicht ablesbar ist, ist die Wolfenstein-Parametrisierung [5]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (3)$$

mit $\lambda = V_{us} = 0.2205 \pm 0.0018$, $V_{cb} = 0.041 \pm 0.003$ und $|V_{ub}/V_{cb}| = 0.08 \pm 0.02$ [6]. Für den Imaginärteil von V_{ub} gibt es nur einschränkende Bedingungen [7]. Solange die Neutrinos masselos sind, gibt es im Leptonensektor kein Analogon zur Quarkmischungsmatrix V_{CKM} .

Der Hamilton-Operator für die in Abbildung 1 dargestellten Reaktionen lautet unter Vernachlässigung der q^2 -Abhängigkeit des W -Boson Propagators ($q^2 \ll$

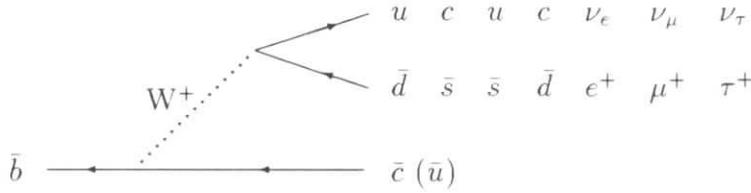


Abbildung 1: Baumgraphen des Zerfalls eines \bar{b} -Quarks

M_W^2):

$$\mathcal{H} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger J^\mu, \quad (4)$$

wobei $G_F = 1.16637(2) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ die Fermi-Konstante ist. Die relative Größe der Übergangswahrscheinlichkeiten $|\langle q_1 \bar{q}_2; \bar{c}(\bar{u}) | \mathcal{H} | \bar{b} \rangle|^2$ zwischen freien Quarks wird durch die relevanten CKM-Matrixelemente bestimmt.

Die Untersuchung der CKM-Matrixelemente $V_{cb}, V_{ub}, V_{td}, V_{ts}$ und V_{tb} in den schwachen Zerfallsprozessen der B-Mesonen ist die Domäne der B-Physik. Die starken Wechselwirkungen zwischen dem b -Quark und dem zweiten im Meson vorhandenen Quark, sowie mit den weiteren aus dem schwachen Zerfall entstehenden Quarks bieten die Möglichkeit, verschiedene Methoden zur Berechnung der QCD zu studieren. Exakte Vorhersagen des Einflusses der starken Wechselwirkungen sind die Basis der Extraktion der CKM-Matrixelemente aus den Messungen des B-Zerfalls.

Diese Arbeit widmet sich der Untersuchung der D^* -Mesonen, die in B-Zerfällen produziert werden. Es wird die transversale und totale Zerfallsbreite dieser Mesonen als Funktion der virtuellen Masse des abgestrahlten W-Bosons bestimmt. Modelle dieser Verteilung müssen den Einfluß des schwachen Zerfalls des b -Quarks in ein c -Quark auf die QCD-Bindungszustände der Mesonen beschreiben. Diese Aufgabe besteht aus zwei Teilen: zum einen müssen die Besetzungswahrscheinlichkeiten der einzelnen Spinzustände der direkt im B-Zerfall erzeugten D^* -Mesonen berechnet werden, zum anderen können auch höher angeregte D^* -Mesonen, die hier abgekürzt als D^{**} -Mesonen bezeichnet werden, entstehen. Diese tragen dann über ihren Zerfall zur Produktion von D^* -Mesonen bei.

Zur Beschreibung der Produktionsraten der verschiedenen D-Resonanzen im B-Zerfall wird der Einfluß der inneren Struktur der Mesonen in Formfaktoren zusammengefaßt. Diese bilden dann die Schnittstelle zwischen den meßbaren Wirkungsquerschnitten der Reaktionen der Bindungszustände und den zugrundeliegenden Wechselwirkungen der Quarks und Gluonen. Im folgenden Abschnitt soll das dabei benutzte Verfahren anhand der Beschreibung der direkt im B-Zerfall erzeugten D^* -Mesonen vorgestellt werden. Dazu werden zuerst die verschiedenen

zur direkten D^* -Produktion beitragenden Prozesse diskutiert. Wie das Problem der Berechnung der inklusiven Zerfallsrate unter Berücksichtigung der Vielzahl von beitragenden Einzelprozessen auf die Berechnung der Helizitätsformfaktoren des Zerfalls und die Bestimmung der Spektralfunktion des W -Bosons verschoben wird, schildert Abschnitt 2.1.1. Der Zusammenhang der Helizitätsformfaktoren mit den Formfaktoren, die sich aus der allgemeinsten lorentzinvarianten Zerlegung der Übergangsamplitude ergeben, ist Inhalt des Abschnittes 2.1.2. Obwohl es naheliegt, hieran die Vorstellung der Formfaktormodelle anzuschließen, wird zuerst die HQET¹ beschrieben (Abschnitt 2.2), denn sie dient den modernen Formfaktormodellen als Basis. Im Rahmen dieser Behandlung werden auch die Vorhersagen über das Spektrum der D^{**} -Resonanzen – soweit interessant für diese Analyse – und die Aussagen über deren Zerfallswinkelverteilungen beschrieben. Es schließt sich eine Diskussion der Zerfallswinkelverteilung von D^* -Mesonen in Kontinuumsprozessen an. In Abschnitt 2.3 werden dann zwei verschiedene Formfaktormodelle vorgestellt, bei denen im Gegensatz zu vielen anderen Modellen alle vier Formfaktoren berechnet wurden. Das erste ist das Modell von Bauer, Stech und Wirbel, das sowohl in seiner ursprünglichen als auch in einer neueren, im Rahmen der HQET stehenden Version, vorgestellt wird. Diese Modernisierung erfuhr auch das Modell von Isgur, Scora, Grinstein und Wise, dessen Besonderheit darin besteht, auch diejenigen Formfaktoren für B -Zerfälle bestimmt zu haben, in denen D^{**} -Resonanzen entstehen. Abgeschlossen wird das zweite Kapitel durch die Beschreibung des hier benutzten Modells für die Spektralfunktion des W -Bosons.

Im dritten Kapitel befindet sich die Beschreibung des ARGUS-Experimentes. Einer Beschreibung des DORIS II-Speicherringes folgt die des Aufbaus des Detektors bestehend aus Vertex- und Hauptdriftkammer, Flugzeitsystem, Kalorimeter, Solenoid und Myonkammern. Danach wird das Triggersystem und die Ereignisrekonstruktion beschrieben. Der Betrieb des Experimentes ist im Jahre 1992 beendet worden.

Im vierten Kapitel wird die Analyse der Zerfallswinkelverteilung der D^{*+} -Mesonen in \bar{B} -Zerfällen vorgestellt. Zuerst wird die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen dargestellt (Abschnitt 4.1). Dann erfolgt die Beschreibung, wie die Zerfallswinkelverteilungen der D^* -Mesonen aus den $\Upsilon(4S)$ -Daten bestimmt werden. In Abschnitt 4.3 ist die Beschreibung des Kontinuumsuntergrundes erläutert. Die Zerfallswinkelverteilungen in den B -Zerfällen sind in Abschnitt 4.4 zu finden. Hier werden auch die systematischen Fehler diskutiert und die Ergebnisse mit den Modellen für die direkten $B \rightarrow D^* X$ -Zerfall verglichen. Daran anschließend befindet sich in Abschnitt 4.5 die Diskussion des Einflusses der D^{**} -Mesonen. Unter Benutzung der verfügbaren Messungen, des Modells von Isgur, Scora, Grinstein und Wise und der Beschreibung der Zerfallswinkelverteilungen durch die HQET wird versucht, den Einfluß der D^{**} -Mesonen und damit die Verteilungen für direkt er-

¹HQET steht für *heavy quark effective theory*.

zeugte D^* -Mesonen (Abschnitt 4.6) zu bestimmen. Am Ende der Arbeit befindet sich die Zusammenfassung der Ergebnisse.

Der Anhang dient dazu, die Herkunft einiger im Haupttext benutzter Formeln und Begriffe zu beschreiben. Außerdem ist dort eine Übersicht über den Zusammenhang der verschiedenen Formfaktorzerlegungen und eine verkürzte Einführung in die Partialwellenanalyse zu finden.

Doch zuerst soll mit der Beschreibung des untersuchten Prozesses begonnen werden.

2 Theorie

2.1 Der Zerfall $\bar{B} \rightarrow D^{*+} X$

Zu Beginn dieser Arbeit soll der Formalismus eingeführt werden, der zur Beschreibung der B-Mesonzerfälle mit Hilfe von Formfaktoren benutzt wird. Zuerst werden die beitragenden Kanäle diskutiert. Danach wird gezeigt, wie die Berechnung der Zerfallsrate auf die Bestimmung der Helizitätsformfaktoren und der Spektralfunktion des W-Bosons zurückgeführt wird. Am Ende dieses Unterabschnittes wird auch gezeigt, wie der Anteil der transversalen Zerfallsbreite des D^* -Mesons an der gesamten Zerfallsbreite berechnet wird. Dieser Anteil soll später in der Analyse bestimmt werden. Im zweiten Teil wird dann die Verbindung der Helizitätsformfaktoren mit den Formfaktoren hergestellt, die sich aus der allgemeinsten lorentzinvarianten Zerlegung der Übergangsamplitude ergeben. Aus diesen Betrachtungen folgt, ohne Annahmen über die Struktur der Mesonen machen zu müssen, daß der Anteil der transversalen Polarisation verschwindet, wenn die virtuelle Masse des W-Bosons $\sqrt{q^2}$ verschwindet und daß er zwei Drittel beträgt, wenn sich das W-Boson im B-Ruhesystem nicht bewegt.

2.1.1 Berechnung der Zerfallsraten

In der Natur treten Quarks nur als gebundene Zustände auf. Abbildung 2 zeigt, auf welche Arten sich beim Zerfall eines B_u, B_d -Mesons die Quarks im Endzustand zu einem Farbsingulett-Zustand formieren können. Der Beitrag des Cabibbo-unterdrückten Zerfalls $W^+ \rightarrow c\bar{d}$ von:

$$\frac{|V_{cd}|^2}{|V_{ud}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{cd}|^2} \approx \frac{\lambda^2/2}{(1 - \lambda^2/2)^2 + \lambda^2} = 2,4\%. \quad (5)$$

zur D^* -Produktion werden dabei ebenso wie der von $\bar{b} \rightarrow \bar{u}$ -Übergängen (durch $W^+ \rightarrow c\bar{d}$ oder in der Fragmentation) von vornherein vernachlässigt. Die Zerfälle von Typ I treten aus folgendem Grund häufiger als die vom Typ II auf:

Bei den Zerfällen vom Typ I entstehen die Quarks beim W-Zerfall als Paar mit entgegengesetzter Farbladung. Demgegenüber muß bei den Zerfällen von Typ II das aus dem W-Zerfall stammende Quarkpaar die gleiche Farbe besitzen wie die Quarks im B-Meson. Dieses ist, naiv betrachtet, nur in etwa $1/N_C \approx 1/3$ der Zerfälle des W-Boson gegeben. Diese einfache Betrachtung wird durch QCD-Korrekturen modifiziert.

Zur direkten Produktion von D^{*-} -Mesonen in B-Zerfällen tragen die Zerfälle vom Typ II nicht bei, da es nur möglich ist, D^{*0} -Mesonen zu erzeugen. Erst wenn in der Fragmentation ein weiteres $d\bar{d}$ -Paar erzeugt wird, können in Zerfällen vom Typ II D^{*-} -Mesonen entstehen. Die Korrekturen durch Produktion von D^* -Mesonen in der Fragmentation sind proportional zum Quadrat der Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung und betragen einige Prozent [8]. Sie werden daher bei

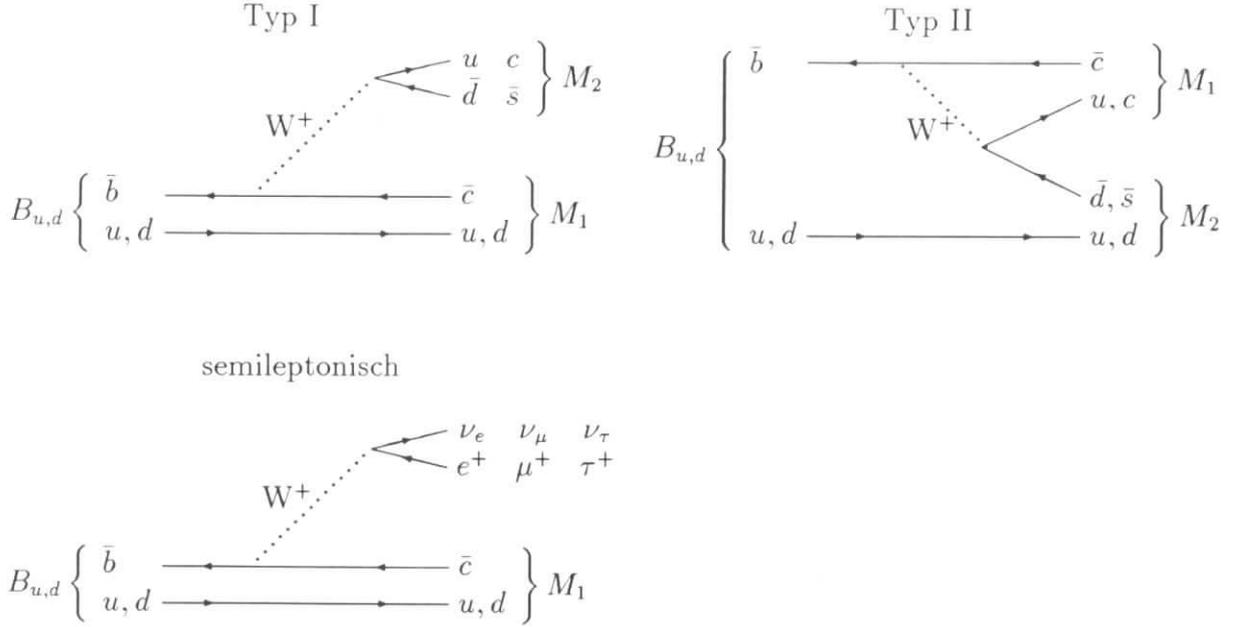


Abbildung 2: Zerfallsmöglichkeiten eines B -Mesons und Bildung der Mesonen M_1 bzw. M_2 im Endzustand. Es sind nur die möglichen Baumgraphen gezeigt.

den Berechnungen vernachlässigt.

Nach dieser Diskussion der beitragenden Zerfallskanäle bleiben für die nicht-leptonischen Zerfälle nur die folgenden zwei Matrixelemente zu berechnen:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \left\{ \langle \bar{d}' u; D^{*-} | (\bar{c} b)^\mu (\bar{d}' u)_\mu | B^0 \rangle + \langle \bar{s}' c; D^{*-} | (\bar{c} b)^\mu (\bar{s}' c)_\mu | B^0 \rangle \right\} \quad (6)$$

Dabei wurde folgende Notation benutzt:

$$d' = d \cdot V_{ud} + s \cdot V_{us}, \quad s' = d \cdot V_{cd} + s \cdot V_{cs}$$

und

$$(\bar{q}_2 q_1)^\mu = \sum_\alpha \bar{q}_{2\alpha} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) q_{1\alpha}$$

wobei die Summation über die drei möglichen Farbladungen durchzuführen ist. Zur Berechnung der Matrixelemente wird angenommen, daß es, nachdem sich die Quarks im Endzustand zu Farbsingulets formiert haben, keine Wechselwirkung zwischen diesen Quarkpaaren mehr gibt. Unter dieser Voraussetzung können die Matrixelemente faktorisiert werden:

$$\langle \bar{d}' u; D^{*-} | \mathcal{H} | B^0 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \langle \bar{d}' u | (\bar{d}' u)_\mu | 0 \rangle \langle D^{*-} | (\bar{c} b)^\mu | B^0 \rangle$$

$$\langle s'c; D^{*-} | \mathcal{H} | B^0 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \langle \bar{s}'c | (\bar{s}'c)_\mu | 0 \rangle \langle D^{*-} | (\bar{c}b)^\mu | B^0 \rangle \quad (7)$$

$$\langle \ell\nu_\ell; D^{*-} | \mathcal{H} | B^0 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} \langle \ell\nu_\ell | (\ell\nu_\ell)_\mu | 0 \rangle \langle D^{*-} | (\bar{c}b)^\mu | B^0 \rangle$$

D. h. man nimmt an, daß der Endzustand aus dem Vakuum $|0\rangle$ erzeugt wird. Im folgenden soll mit

$$\langle X_i D^* | \mathcal{H} | B \rangle = \frac{G_F V_{cb}}{\sqrt{2}} \langle X_i | j_\mu | 0 \rangle \langle D^* | (\bar{c}b)^\mu | B \rangle \quad (8)$$

eines der drei Matrixelemente der Gleichung (7) gemeint sein. Die Struktur des Matrixelementes soll in dieser Arbeit über die Analyse der Winkelverteilungen untersucht werden. Daher wird das Matrixelement so zerlegt, daß jeder Summand einen Übergang mit definierter Helizität des W-Bosons beschreibt (siehe Anhang A.5). Dazu wird die Vollständigkeitsrelation des Polarisationsvektors (Gl. (170)) benutzt:

$$\begin{aligned} \langle X_i D^* | \mathcal{H} | B \rangle &= \frac{G_F V_{cb}}{\sqrt{2}} \langle X_i | j^\nu | 0 \rangle g_{\nu\mu} \langle D^* | (\bar{c}b)^\mu | B \rangle \\ &= \frac{G_F V_{cb}}{\sqrt{2}} \sum_{\lambda=0,\pm 1,s} g_{\lambda,\lambda} [\langle X_i | j^\nu | 0 \rangle \epsilon_\nu(\lambda)] [\epsilon_\mu^*(\lambda) \langle D^* | (\bar{c}b)^\mu | B \rangle], \end{aligned} \quad (9)$$

wobei hier $\epsilon_\mu(\lambda)$ den Polarisationsvektor des W-Bosons beschreibt (siehe Anhang A.2).

Der Term in der rechten Klammer wird als Helizitätsformfaktor bezeichnet [9]. Im folgenden zeigt sich, daß er nur eine Funktion von q^2 ist:

$$H_\lambda(q^2) \equiv \epsilon_\mu^*(\lambda) \langle D^* | (\bar{c}b)^\mu | B \rangle. \quad (10)$$

Damit läßt sich dann das Quadrat des Matrixelementes berechnen:

$$|\langle X_i D^* | \mathcal{H} | B \rangle|^2 = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{2} \sum_{\lambda,\lambda'} g_{\lambda\lambda} g_{\lambda'\lambda'} [\langle X_i | j^{\nu'} | 0 \rangle^\dagger \epsilon_{\nu'}^*(\lambda) \langle X_i | j^\nu | 0 \rangle \epsilon_\nu(\lambda)] H_\lambda^* H_\lambda. \quad (11)$$

Summiert man über die verschiedenen Endzustände X_i , so läßt sich unter Benutzung der Beziehung (164) die Zerfallsbreite berechnen

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dq^2} &= \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2 p(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2})}{2 \cdot 8\pi m_B^2} \int \frac{d\Omega_{D^*}^B}{4\pi} \sum_{\lambda,\lambda'} g_{\lambda\lambda} g_{\lambda'\lambda'} H_\lambda^* H_\lambda \epsilon_{\nu'}^*(\lambda) \epsilon_\nu(\lambda) \\ &\cdot (2\pi)^3 \sum_{i=1}^N \sum_S \int \prod_{k=1}^{n_i} \frac{d^3 p_k}{(2\pi)^3 2E_k} \delta(q - \sum_{k=1}^{n_i} p_k) \langle 0 | j^{\dagger\nu'} | X_i \rangle \langle X_i | j^\nu | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

Dabei ist über alle möglichen Spinzustände S der X_i zu summieren. Der Ausdruck in der unteren Zeile beschreibt alle Zerfallsmöglichkeiten des W-Bosons und wird

als Spektralfunktion bezeichnet. Nach Summation bzw. Integration über die Endzustände kann dieser Ausdruck nur noch vom Impulsübertrag des W-Bosons

$$q^\mu \equiv p_B^\mu - p_{D^*}^\mu \quad (13)$$

abhängen. Eine allgemeine Zerlegung ² dieses lorentzinvarianten Tensors ist [10]:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{q^{\nu'} q^\nu}{q^2} - g^{\nu'\nu} \right) \rho(q^2) + \frac{q^{\nu'} q^\nu}{q^2} \rho'(q^2) \equiv \\ & (2\pi)^3 \sum_{i=1}^N \sum_S \int \prod_{k=1}^{n_i} \frac{d^3 p_k}{(2\pi)^3 2E_k} \delta(q - \sum_{k=1}^{n_i} p_k) \langle 0 | j^{\dagger\nu'} | X_i \rangle \langle X_i | j^\nu | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (14)$$

Die Zerlegung wurde so gewählt, daß nach Kontraktion dieses Tensors mit den Polarisationsvektoren ϵ_ν gilt:

$$\left[\left(\frac{q^{\nu'} q^\nu}{q^2} - g^{\nu'\nu} \right) \rho(q^2) + \frac{q^{\nu'} q^\nu}{q^2} \rho'(q^2) \right] \epsilon_{\nu'}^*(\lambda) \epsilon_\nu(\lambda) = \begin{cases} \rho(q^2) & \lambda = \lambda' = 0, \pm 1 \\ \rho'(q^2) & \lambda = \lambda' = s \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (15)$$

Für die Polarisierungen $\lambda = 0, \pm 1$ ist $\epsilon(\lambda) \cdot q = 0$. Deshalb bezeichnet man $\rho(q^2)$ als transversale Spektralfunktion und $\rho'(q^2)$ als longitudinale Spektralfunktion ($\epsilon_\nu(s) = q_\nu / \sqrt{q^2}$).

Wendet man sich jetzt wieder der Gleichung (12) zu, so ergibt sich nach Integration über den Raumwinkel:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dq^2} &= \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{16 \pi m_B^2} p(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2}) \\ & \left\{ (|H_0(q^2)|^2 + |H_+(q^2)|^2 + |H_-(q^2)|^2) \rho(q^2) + |H_S(q^2)|^2 \rho'(q^2) \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Dabei bezeichnet der Index an den Helizitätsformfaktoren die Polarisation des ausgetauschten W-Bosons. Wie in Anhang A.5 dargestellt, können durch eine Messung der Zerfallswinkelverteilung des D^* -Mesons nur die Summe der Anteile ± 1 bzw. $0, s$ bestimmt werden. Es wird daher mit Bezug auf die beitragenden Polarisierungen des D^* -Mesons der transversale und der longitudinale Anteil an der Zerfallsbreite definiert:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma_T}{dq^2} &= \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{16 \pi m_B^2} p(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2}) \left\{ (|H_+(q^2)|^2 + |H_-(q^2)|^2) \rho(q^2) \right\} \\ \frac{d\Gamma_L}{dq^2} &= \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{16 \pi m_B^2} p(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2}) \left\{ |H_0(q^2)|^2 \rho(q^2) + |H_S(q^2)|^2 \rho'(q^2) \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

²In Abschnitt 2.1.2 wird näher darauf eingegangen, nach welchen Regeln ein solche Zerlegung aufgestellt wird.

Das Verhältnis von longitudinaler zu transversaler Zerfallsbreite, das im folgenden abgekürzt mit Γ_L/Γ_T bezeichnet werden soll, lautet damit:

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} \equiv \frac{d\Gamma_L/dq^2}{d\Gamma_T/dq^2} = \frac{|H_0(q^2)|^2}{|H_+(q^2)|^2 + |H_-(q^2)|^2} + \frac{|H_s(q^2)|^2}{|H_+(q^2)|^2 + |H_-(q^2)|^2} \frac{\rho'(q^2)}{\rho(q^2)}. \quad (18)$$

Daraus läßt sich dann der Anteil der transversalen Zerfallsbreite, der in der Analyse der Winkelverteilung bestimmt wird, berechnen:

$$\frac{\Gamma_T}{\Gamma} = \frac{1}{1 + \frac{\Gamma_L}{\Gamma_T}} \quad (19)$$

Das Problem der Berechnung der Zerfallsbreite ist somit auf die Bestimmung der Helizitätsformfaktoren und die der Spektralfunktion des W-Bosons verlagert worden. Im folgenden wird der Zusammenhang der Helizitätsformfaktoren mit den Formfaktoren der allgemeinsten lorentzinvarianten Zerlegung des Übergangsmatrixelements $\langle X_i D^* | \mathcal{H} | B \rangle$ hergestellt.

2.1.2 Formfaktorzerlegung der Übergangsamplitude

Der erste Schritt beim Aufstellen eines Formfaktormodells ist es, den allgemeinsten lorentzinvarianten Ansatz für die Übergangsamplitude zu bestimmen. Die in diesem Ansatz als Koeffizienten auftauchenden Formfaktoren müssen dann mit dem gewählten Formfaktormodell bestimmt werden. Dieses Verfahren wird im folgenden eingehender erläutert.

Eine lorentzinvariante Amplitude wird mit Hilfe der skalaren Invarianten der eigentlichen Lorentzgruppe aufgebaut. In dieser Gruppe stehen nur der metrische Tensor $g^{\mu\nu}$ und der total antisymmetrische Tensor $\epsilon^{\alpha\beta\gamma\delta}$ als invariante Tensoren zur Verfügung. Die skalaren Invarianten, von denen zwar unendlich viele existieren können, jedoch nur endlich viele linear unabhängig sind, entstehen durch Kontraktion der invarianten Tensoren mit dem in dem gegebenen Problem auftauchenden Vierervektoren oder Tensoren. Für den Zerfall $B \rightarrow D^* W$ sind dieses die folgenden:

die Kinematik der Reaktion $B \rightarrow D^* W$ ist durch zwei der Vierervektoren p_B^μ , $p_{D^*}^\mu$, $q^\mu = p_B^\mu - p_{D^*}^\mu$ oder $p^\mu = p_B^\mu + p_{D^*}^\mu$ vollständig beschrieben. Alternativ dazu können auch die Geschwindigkeiten $v_B^\mu = p_B^\mu/m_B$, $v_{D^*}^\mu = p_{D^*}^\mu/m_{D^*}$ benutzt werden.

Die Wellenfunktionen der beiden Vektormesonen im Endzustand (vgl. Gl. (166)) sind proportional zu den Polarisationsvektoren:

$$\begin{aligned} \epsilon_\mu(D^*) &\equiv \epsilon_\mu^{(\lambda_{D^*})}(\mathbf{p}_{D^*}, m_{D^*}) & \lambda_{D^*} &= 0, \pm 1 \\ \epsilon_\mu(W) &\equiv \epsilon_\mu^{(\lambda_W)}(\mathbf{q}, \sqrt{q^2}) & \lambda_W &= 0, \pm 1, s \end{aligned} \quad (20)$$

Daher muß jeder Summand des Matrixelementes $\langle D^{*-} | (\bar{c}b) | B^0 \rangle$ proportional zu $\epsilon_\mu(W)\epsilon_\nu(D^*)$ sein. Das Matrixelement läßt sich daher wie folgt beschreiben:

$$\epsilon_\mu^*(W) \langle D^{*-} | (\bar{c}b)^\mu | B^0 \rangle = \epsilon_\mu^*(W) \epsilon_\nu^*(D^*) T^{\mu\nu}. \quad (21)$$

Besonders einfach kann der Tensor $T^{\mu\nu}$ mit Hilfe der Vierervektoren q und p_{D^\bullet} aufgebaut werden³:

$$T^{\mu\nu} = f_{A_1}(q^2)g^{\mu\nu} + f_{A_2}(q^2)p_{D^\bullet}^\mu q^\nu + f_{A_3}(q^2)q^\mu q^\nu - i f_V(q^2)\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha^{D^\bullet} q_\beta \quad (22)$$

Die ersten drei Terme verändern unter Paritätstransformationen ihr Vorzeichen nicht, während der letzte Term sein Vorzeichen ändert. Außerdem soll darauf hingewiesen sein, daß der dritte Summand bei der Kontraktion mit $\epsilon_\mu^{*(\lambda_W)}(\mathbf{q}, \sqrt{q^2})$ nur für $\lambda_W = s$ einen Beitrag liefert. Berechnet man für die semileptonischen Zerfälle unter Vernachlässigung der Leptonmassen das Matrixelement $\langle \ell\nu_\ell | (\ell\nu_\ell)_\mu | W \rangle$ aus Gl. (7), so ergibt sich, daß hier das skalar polarisierte W-Boson keinen Beitrag liefert. Daher wird bei der Behandlung der semileptonischen Zerfälle, in denen Elektronen oder Myonen entstehen, im allgemeinen der Term proportional zu q^μ vernachlässigt.

In der Literatur werden üblicherweise nicht die Vektoren p_{D^\bullet} und q benutzt. Die verschiedenen Formfaktorzerlegungen können jedoch mit den in der Fußnote 3 dargestellten Regeln und unter Umdefinition der Formfaktoren ineinander umgeformt werden (siehe Anhang A.4).

Es bleibt der Zusammenhang der hier eingeführten Formfaktoren mit den in Gleichung (10) definierten Helizitätsformfaktoren

$$H_\lambda(q^2) = \epsilon_\mu^*(W) \langle D^* | (cb)^\mu | B \rangle = \epsilon_\mu^*(W) \epsilon_\nu^*(D^*) T^{\mu\nu} \equiv \epsilon_\mu^*(W) t^\mu \quad (23)$$

herzustellen. Dazu wird der Ausdruck $t^\mu = \epsilon_\nu^*(D^*) T^{\mu\nu}$ mit $T^{\mu\nu}$ aus Gleichung (22) so umgeschrieben, daß die Kontraktion von t^μ mit dem Polarisationsvektor des W-Bosons möglichst einfach durchzuführen ist⁴. Mit $\epsilon'^{\mu\nu} = \epsilon^{\mu\nu}(D^*)$ und $p^\mu = p_{D^\bullet}^\mu$ gilt

$$\begin{aligned} t^\mu &= f_{A_1} \epsilon'^{\mu\mu} + f_{A_2} (\epsilon'^{\mu} q) p^\mu + f_{A_3} (\epsilon'^{\mu} q) q^\mu - i f_V \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon'_\nu{}^{\mu} p_\alpha q_\beta \\ &= (\epsilon'^{\mu\mu} - \frac{(\epsilon'^{\mu} q) q^\mu}{q^2}) f_{A_1} + (q^2 p^\mu - (p \cdot q) q^\mu) \frac{(\epsilon'^{\mu} q)}{q^2} f_{A_2} \\ &\quad + (f_{A_1} + (p \cdot q) f_{A_2} + q^2 f_{A_3}) \frac{(\epsilon'^{\mu} q)}{q^2} q^\mu - i f_V \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon'_\nu{}^{\mu} p_\alpha q_\beta. \end{aligned} \quad (24)$$

Führt man die Kontraktion mit dem Polarisationsvektor $\epsilon_\mu^* = \epsilon_\mu^*(W)$ des W-Bosons aus, so folgt

$$\begin{aligned} H_{0,\pm 1}(q^2) &= (\epsilon^* \epsilon'^{\mu\mu}) f_{A_1} + (\epsilon^* p) (\epsilon'^{\mu} q) f_{A_2} - i f_V \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon'_\mu{}^{\mu} \epsilon'_\nu{}^{\mu} p_\alpha q_\beta \\ H_s(q^2) &= (f_{A_1} + (p \cdot q) f_{A_2} + q^2 f_{A_3}) \frac{(\epsilon^* q) (\epsilon'^{\mu} q)}{q^2} - i f_V \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon'_\mu{}^{\mu} \epsilon'_\nu{}^{\mu} p_\alpha q_\beta \end{aligned} \quad (25)$$

³Dabei wurde ausgenutzt, daß die Kontraktion des total antisymmetrischen Tensors mit zwei gleichen Vierervektoren Null ergibt. Ferner wird die Beziehung $\epsilon_\mu^{(\lambda)}(p, m) p^\mu = 0$ für $\lambda = 0, \pm 1$ verwandt. Die Koeffizienten können nur noch mit q^2 variieren, da die Lorentzinvariante $q \cdot p_{D^\bullet}$ im Ruhesystem des B-Mesons berechnet werden kann und dort nur Funktion von q^2 ist: $q \cdot p_{D^\bullet} = (m_B^2 - m_{D^\bullet}^2 - q^2)/2$ (außerdem ist $p_{D^\bullet} \cdot p_{D^\bullet} = m_{D^\bullet}^2$).

⁴Dieses wird mit Blick auf die nun schon des öfteren benutzten Beziehungen $\epsilon(W)q = 0$ für $\lambda = 0, \pm 1$ und $\epsilon_\mu(W) = q_\mu / \sqrt{(q^2)}$ getan.

Die weiteren Umformungen sind am leichtesten im B-Ruhesystem vorzunehmen. Ist die z-Richtung durch die Impulsrichtung des D^* -Mesons definiert, so ist $p_\mu^{D^*} \equiv (E, 0, 0, p)$ mit $E = [m_{D^*}^2 + p^2]^{1/2}$ und $q_\mu = (m_B - E, 0, 0, -p)$. Die Polarisationsvektoren des D^* sind definiert durch:

$$\begin{aligned}\epsilon'_\mu(\pm 1) &= 1/\sqrt{2} (0, \mp 1, -i, 0) \\ \epsilon'_\mu(0) &= 1/m_{D^*} (p, 0, 0, E),\end{aligned}\tag{26}$$

und die des W-Bosons durch:

$$\begin{aligned}\epsilon_\mu(\pm 1) &= 1/\sqrt{2} (0, \pm 1, -i, 0) \\ \epsilon_\mu(0) &= 1/\sqrt{q^2} (p, 0, 0, m_B - E) \\ \epsilon_\mu(s) &= 1/\sqrt{q^2} (m_B - E, 0, 0, -p).\end{aligned}\tag{27}$$

Damit ergibt sich nach einfacher Rechnung der gesuchte Zusammenhang zwischen den in der Formfaktorzerlegung auftauchenden Formfaktoren und den Helizitätsformfaktoren⁵:

$$\begin{aligned}H_{\pm 1}(q^2) &= f_{A_1}(q^2) \pm m_B p f_V(q^2) \\ H_0(q^2) &= \frac{1}{2m_{D^*}\sqrt{q^2}} [(m_B^2 - m_{D^*}^2 - q^2) f_{A_1}(q^2) + 2m_B^2 p^2 f_{A_2}(q^2)] \\ H_s(q^2) &= \frac{m_B p}{m_{D^*}\sqrt{q^2}} [f_{A_1}(q^2) + \frac{(m_B^2 - m_{D^*}^2 - q^2)}{2} f_{A_2}(q^2) + q^2 f_{A_3}(q^2)].\end{aligned}\tag{28}$$

Dabei ist $p = p(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2})$ wie in Gleichung (162) definiert. Für die Grenzfälle $q^2 = 0$ und $q^2 = q_{max}^2 = (m_B - m_{D^*})^2$, d. h. $p = 0$, kann der Anteil der transversalen Polarisation (Gl. (19)) unabhängig vom Formfaktormodell ausgerechnet werden. Für $p = 0$, d. h. für ein ruhendes W-Meson, tragen nur die drei Polarisierungen $\lambda = 0, \pm 1$ und zwar in gleichem Maße bei. Man erhält:

$$\left. \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \right|_{q^2=q_{max}^2} = \frac{2}{3}.\tag{29}$$

Aufgrund des $1/\sqrt{q^2}$ Faktors am Polarisationsvektor des W-Bosons nimmt der longitudinale Anteil $\lambda = 0, s$ mit kleiner werdenden q^2 zu, bis er bei $q^2 = 0$ vollständig dominiert.

$$\left. \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \right|_{q^2=0} = 0.\tag{30}$$

Diese $1/\sqrt{q^2}$ -Abhängigkeit des Polarisationsvektors entsteht einzig aus der Lorentztransformation, die ausgeführt werden muß, um die Polarisationsvektoren im B-Ruhesystem beschreiben zu können (siehe Anhang A.2). Während also bei einem ruhenden W-Boson alle drei Polarisierungen gleichwahrscheinlich sind, dominieren mit zunehmenden Impuls die zur longitudinalen Polarisation des D^*

⁵ $\epsilon^{0123} \equiv -1$

beitragenden Helizitätszustände. Diese Feststellung basiert nur auf der angenommenen Lorentzinvarianz, der Faktorisierung und der gewählten Definition der Masse $m = \sqrt{q^2}$ des virtuellen W -Bosons. Diese Massenverteilung des W -Bosons bestimmt den Polarisationsgrad und hängt vom untersuchten Prozeß ab. Sie kann insbesondere durch die hadronische Struktur der beteiligten Mesonen beeinflusst sein.

Bevor auf die Formfaktormodelle eingegangen wird, die den Einfluß der QCD-Wechselwirkungen zwischen den im Meson gebundenen Quarks beschreiben, soll der Grenzfall vorgestellt werden, der sich ergibt, wenn die QCD im Falle unendlich schwerer Quarkmassen betrachtet wird. Daraus können Bedingungen an die Formfaktoren abgeleitet werden, die in diesem Fall zu erfüllen sind.

2.2 HQET – Die QCD im Limes unendlicher Quarkmassen

Die innere Struktur der Mesonen ergibt sich aus einer Vielzahl von QCD-Wechselwirkungen bei denen Gluonen ausgetauscht werden. Gluonen können zwischen den Quarks der Mesonen oder auch zwischen den Quarks im Anfangs- und Endzustand ausgetauscht werden. Aufgrund des *confinement* ist insbesondere bei den langreichweitigen Wechselwirkungen die Kopplungskonstante $\alpha_S(q^2)$ kein kleiner Parameter. Daher ist die QCD im allgemeinen nicht mit den Methoden der Störungsrechnung, d. h. als Entwicklung in Potenzen der Kopplung $\alpha_S(q^2)$, berechenbar. Aus diesem Grund werden andere für das zu untersuchende Problem geeignete Entwicklungsparameter gesucht.

In der Beschreibung von Mesonen mit einem schweren Quark ist Λ_{QCD}/m_Q ein geeigneter Entwicklungsparameter. Dieses macht man sich in der HQET (*heavy quark effective theory*) zunutze. Als schwere Quarks werden die Quarks c, b, t betrachtet, deren Massen im Vergleich zu $\Lambda_{QCD} \approx 200 - 300$ MeV groß sind. Übergänge zwischen Mesonen mit schweren Quarks können mit HQET systematisch beschrieben werden, wobei sich jedoch aufgrund der Größe von V_{tb} und der hohen Masse des *top*-Quarks keine Mesonen mit t -Quarks bilden können.

Die der HQET zugrundeliegende Idee ist, daß das schwere Quark sein eigenes Schwerpunktsystem bildet, dessen Kinematik durch die in den Mesonen vorhandenen leichten Quarks kaum beeinflusst wird. Wird der Grenzwert $\Lambda_{QCD}/m_Q \rightarrow 0$ betrachtet, so wirkt das schwere Quark wie eine unbewegliche punktförmige Quelle der Farbkraft. Schwache Zerfälle des schweren Quarks, die nur seine Art, nicht jedoch seine Masse ändern ($m_Q \rightarrow \infty!$), haben keine Rückwirkung auf die im Meson vorhandenen leichten Quarks. Außerdem wird die Wechselwirkung mit den leichten Quarks, wie im folgenden gezeigt, unabhängig vom Spin des Schweren. Der Vertex-Term für eine QCD-Wechselwirkung mit einem schweren Quark lau-

tet [11]:

$$\frac{i(\not{p}'_Q + m_Q)}{p_Q'^2 - m_Q^2} (-i g \gamma_\mu) T^\alpha \frac{i(\not{p}_Q + m_Q)}{p_Q^2 - m_Q^2} \quad (31)$$

Dabei sind die T^α die acht Generatoren der $SU(3)$ -Farbsymmetrie und g die *nackte* starke Kopplungskonstante. Im Falle unendlich großer Quarkmassen ist der Impuls zur Beschreibung der Kinematik des Quarks keine geeignete Variable mehr. Deshalb wird die Kinematik mit den Vierergeschwindigkeiten beschrieben:

$$p_Q^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu. \quad (32)$$

k^μ ist ein kleiner Impuls, der damit verbunden ist, daß die Quarkmasse sich im Rahmen der Unschärferelation von m_Q unterscheiden kann. Dieser kann im Limes $m_Q \rightarrow \infty$ gegenüber $m_Q v^\mu$ vernachlässigt werden. Für den Propagator des schweren Quarks erhält man mit $v^2 = 1$:

$$\frac{i(\not{p}'_Q + m_Q)}{p_Q'^2 - m_Q^2} \approx \frac{i(\not{p}_Q + m_Q)}{p_Q^2 - m_Q^2} \approx \frac{i(\psi + 1)}{2v \cdot k} \quad (33)$$

Berechnet man damit den Quark–Gluon–Vertex, so lautet das Ergebnis:

$$\frac{i(\psi + 1)}{2v \cdot k} (-i g \gamma_\mu) T^\alpha \frac{i(\psi + 1)}{2v \cdot k} = \frac{i}{v \cdot k} (-i g v_\mu) T^\alpha \frac{i}{v \cdot k} \quad (34)$$

Da hier keine γ -Matrizen mehr auftauchen, kann dieser effektive Vertex einer QCD-Wechselwirkung mit einem schweren Quark dessen Spin s_Q nicht ändern, d.h. er ist eine Erhaltungsgröße bei QCD-Wechselwirkungen. Als Konsequenz daraus ergibt sich, daß für ein Meson bestehend aus einem unendlich schweren Quark umgeben von einem leichten Quark bzw. einem System aus Gluonen und leichten Quarks (im folgenden *leichte Freiheitsgrade* genannt) auch der Gesamtspin s_ℓ dieser Freiheitsgrade eine Erhaltungsgröße ist.

Sind Spin und Parität π_ℓ der leichten Freiheitsgrade gegeben, so können sie auf zwei verschiedene Weisen mit dem schweren Quark zu einem Meson kombiniert werden:

$$J_\pm^P = s_\ell^{\pi_\ell} \pm s_Q, \quad P = \pi_\ell \cdot \pi_Q. \quad (35)$$

Das Meson mit Spin und Parität J^P ist also durch Angabe der Quantenzahlen π_Q, s_Q, s_Q^3 und $\pi_\ell, s_\ell, s_\ell^3$ vollständig charakterisiert. Die Kopplung des Zustandsvektors des schweren Quarks mit dem der leichten Quarks zum Mesonzustand wird mit Hilfe der Clebsch–Gordan-Koeffizienten vorgenommen.

Da der Spin der schweren Quarks im Rahmen der HQET eine Erhaltungsgröße der QCD ist, ist damit eine ($SU(2)$ -) Symmetrie der QCD bezüglich des Spins des Quarks verbunden. Die QCD unterscheidet daher nicht zwischen den beiden Spinzuständen des schweren Quarks, was zu einer Entartung der Mesonzustände J_\pm führt. Als Konsequenz haben die beiden Mesonen, wenn die Masse des schweren Quarks unendlich groß ist, die gleiche Masse und die gleiche Breite. QCD-Übergänge innerhalb dieses Doublets sind nicht möglich.

	$n S_\ell L_J^P$	$S_\ell^{\pi\ell}$	s_Q	m [MeV]	Γ [MeV]	Zerfall
D D^*	$1\frac{1}{2}S_0^-$ $1\frac{1}{2}S_1^-$	$\frac{1}{2}^-$ $\frac{1}{2}^-$	$-\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{2}$	~ 1865 ~ 2010	~ 0 < 0.13	Grundzustand $[D \pi]_P [D \gamma]_P$
D_0 D'_1	$1\frac{1}{2}P_0^+$ $1\frac{1}{2}P_1^+$	$\frac{1}{2}^+$ $\frac{1}{2}^+$	$-\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{2}$		> 100 > 100	$[D \pi]_S$ $[D^* \pi]_S$
D_1 D_2^*	$1\frac{3}{2}P_1^+$ $1\frac{3}{2}P_2^+$	$\frac{3}{2}^+$ $\frac{3}{2}^+$	$-\frac{1}{2}$ $+\frac{1}{2}$	~ 2423 ~ 2457	~ 20 ~ 20	$[D^* \pi]_D$ $\frac{3}{4} [D \pi]_D : \frac{1}{4} [D^* \pi]_D$

Tabelle 1: Die niedrigsten Anregungszustände der D -Mesonen in der Nomenklatur der HQET. Der Wert des Bahndrehimpulses ergibt sich aus Spin $\mathbf{S}_\ell = \mathbf{L} + \mathbf{s}_q$ und Parität der leichten Freiheitsgrade.

Mit der HQET kann man zu einer Abschätzung der D^* -Produktion aus dem Zerfall von höher angeregten D -Mesonen gelangen. Eine Übersicht ist in Tabelle 1 zu finden. Da das *charm*-Quark mit einer Masse von etwa 1.5 GeV nur etwa sechs mal größer ist als Λ_{QCD} sind Abweichungen vom Limes unendlich schwerer Quarkmassen im Bereich von etwa 10 bis 20 % zu erwarten. Der Einfluß der Korrekturen soll im folgenden diskutiert werden.

Im Limes unendlicher Quarkmassen sind Übergänge innerhalb der Doublets nicht möglich. Die Ursache ist, daß der farbmagnetische Operator, der eine Richtungs-umkehr des Spins des schweren Quarks durch einen elektromagnetischen oder starken Dipolübergang ermöglicht, proportional zu $1/m_Q^2$ zur Breite des Mesons beiträgt [12]. Im Falle endlicher Quarkmassen führt die durch diesen Operator verursachte Differenz in der Bindungsenergie zu den sich um Δm unterscheidenden Massen der Mesonen eines Doublets. Ebenso bestimmt er die Übergangsrate γ in einem Doublet bzw. zwischen den Zuständen zweier verschiedener Doublets, wobei jedoch bei den beiden Zuständen der Spin des schweren Quarks relativ zum Spin der leichten Freiheitsgrade entgegengesetzt orientiert ist. Außerdem kann er eine Mischung verschiedener Doublets erzeugen, wie z. B. die der Zustände D'_1 und D_1 . Die Autoren von [13] stellen die Hypothese auf, daß eine solche Beimischung eines S-Wellenanteils der Grund für die unerwartet große Breite der D_1 -Resonanz von $\sim 20 \text{ MeV}$ ist. Demgegenüber erwartet man unter Zugrundelegung der Spinsymmetrie eine Breite von etwa 5 MeV [13]. Jedoch ist diese

Erklärung umstritten [14], zumal die Messungen keinen eindeutigen Hinweis auf eine solche Beimischung liefern [15].

Betrachtet man die Abregungsprozesse angeregter Mesonen der Breite Γ , so kann man die Prozesse in drei Bereiche unterteilen[13]:

$\Gamma \gg \Delta m \gg \gamma$:

Die Lebensdauer der Mesonen ist so kurz, daß eine Umkehr des Spins des schweren Quarks nicht möglich ist. Die Mesonen zerfallen durch andere Wechselwirkungen, wie z. B. durch die Emission eines Pions. Die beiden Resonanzen des Doublets sind im Massenspektrum kaum zu unterscheiden. Ein Beispiel ist das $S_\ell^{\pi\ell} = \frac{1}{2}^+$ Doublett der D-Mesonen. Hier ist $\Delta m < 40 \text{ MeV}$ und $\Gamma \sim$ einige 100 MeV [13, 16].

$\Delta m \gg \Gamma \gg \gamma$:

Das Doublett bildet zwei im Massenspektrum unterscheidbare Resonanzen. Ein Zerfall innerhalb des Doublets ist unwahrscheinlich. Ein Beispiel ist das $S_\ell^{\pi\ell} = \frac{3}{2}^+$ Doublett. Da der Zerfall im Rahmen der HQET nur durch eine D-Welle erfolgen kann, ist die Breite des Zerfall durch den kinematischen Unterdrückungsfaktor p_π^{2L+1} im Vergleich zum $S_\ell^{\pi\ell} = \frac{1}{2}^+$ Doublett entsprechend schmaler.

$\Delta m \gg \gamma \gg \Gamma$:

Dieses ist nur für den Grundzustand (D, D^*) der Fall. Hier vollzieht sich der schwache Zerfall der Mesonen des $S_\ell^{\pi\ell} = \frac{1}{2}^-$ Doublets mit einer so geringen Rate, daß die Spinumkehr auftritt.

Die ersten beiden Fälle sind dadurch gekennzeichnet, daß sich beim Zerfall nur der Spin der leichten Freiheitsgrade ändert, während der des schweren Quarks sowie auch seine z -Komponente unverändert bleibt.

In diesem Fall besteht die Beschreibung eines Zerfalls aus der Entkopplung der Spins von schweren und leichten Freiheitsgraden im Anfangszustand, der Änderung des Spins der leichten Freiheitsgrade beim Zerfall und dann der Kopplung der Spins im Endzustand. Daraus ergibt sich, daß bei der Emission eines Pions mit Bahndrehimpuls (L, L^3) die Übergangsamplitude folgende Form besitzen muß [17, 13]:

$$\mathcal{A}(J J^3 \rightarrow J' J'^3 + L L^3) = \mathbf{M} \langle J', J'^3 | S'_\ell, S'^3_\ell, S_Q, S^3_Q \rangle \langle S'_\ell, S'^3_\ell | L, L^3, S_\ell, S^3_\ell \rangle \langle S_\ell, S^3_\ell, S_Q, S^3_Q | J, J^3 \rangle \quad (36)$$

Dabei bezeichnen die Ausdrücke in den Klammern die Clebsch–Gordan Koeffizienten und es wird über die Werte von S^3_ℓ, S^3_ℓ und s^3_Q summiert. Die Matrix \mathbf{M} bestimmt die Größe der Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen den einzelnen Spinzuständen. Zur Berechnung ihrer Matrixelemente muß die Pionemission der leichten Freiheitsgrade mit Hilfe der QCD berechnet werden.

Nach Umschreiben dieses Ausdruckes und unter Berücksichtigung des kinematischen Unterdrückungsfaktors erhalten die Autoren von [17, 13], daß die Übergangsrate proportional ist zu:

$$(2S_\ell + 1)(2J' + 1) \left| \left\{ \begin{array}{ccc} S'_\ell & S_\ell & L \\ J & J' & \frac{1}{2} \end{array} \right\} \right|^2 p_\pi^{2L+1}. \quad (37)$$

Die geschweiften Klammern bezeichnen das 6j-Symbol. Durch Auswertung dieser Formel kann das Verhältnis der Raten der Zerfälle $D_2^* \rightarrow D\pi$ und $D_2^* \rightarrow D^*\pi$ berechnet werden. Die von den Drehimpulsen abhängigen Faktoren liefern ein Verhältnis von $\frac{2}{5}$ zu $\frac{3}{5}$, der Unterdrückungsfaktor p_π^5 liefert 6,3 zu 1,4. Zusammengefaßt ergibt sich dann das in Tabelle 1 angegebene Verhältnis von:

$$\Gamma(D_2^* \rightarrow D\pi) : \Gamma(D_2^* \rightarrow D^*\pi) = \frac{3}{4} : \frac{1}{4}. \quad (38)$$

Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den Messungen [15, 6]:

$$\Gamma(D_2^* \rightarrow D\pi) : \Gamma(D_2^* \rightarrow D^*\pi) = 2.3 \pm 0.6 \quad (39)$$

Neben der Vorhersage der Verzweungsverhältnisse kann man mit der HQET Aussagen über die Winkelverteilung des Zerfalls der angeregten D-Mesonen unter Emission eines Pions treffen. Nach [13] können diese durch:

$$\mathcal{A} \sim \sum_{L^3} c_{J,J^3} \langle L, L^3, J', J'^3 | J, J^3 \rangle Y_{L,L^3}(\Omega) \quad (40)$$

beschrieben werden, wobei Ω der Raumwinkel des abgestrahlten Pions ist, $J^3 = J'^3 + L^3$ und c_{J,J^3} ein Koeffizient ist, dessen Quadrat die Besetzungswahrscheinlichkeit $p(J, J^3)$ des Anfangszustands J, J^3 ist. Damit soll nun die Polarisation der in dem Kontinuumsprozeß $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$ direkt in der Fragmentation entstandenen D^* -Mesonen untersucht werden.

Dazu wird zunächst angenommen, daß das schwere c -Quark vollständig linkshändig polarisiert ist, also $S_Q^3 = -\frac{1}{2}$, bezüglich der Bewegungsrichtung des schweren Quarks. Das leichte System hat den Spin $S_\ell^{\pi\ell} = \frac{1}{2}^-$ mit den möglichen z-Komponenten $\pm\frac{1}{2}$. Da nur QCD und QED Prozesse zur D^* -Produktion beitragen, muß die Besetzungswahrscheinlichkeit der beiden Zustände $\pm\frac{1}{2}$ der leichten Freiheitsgrade aufgrund der Paritätserhaltung gleich groß sein [13], also jeweils $\frac{1}{2}$ betragen. Damit läßt sich nach Kopplung des Spins des schweren Quarks und mit dem der leichten Freiheitsgraden die Besetzungswahrscheinlichkeit p für das Doublett $S_\ell^{\pi\ell} = \frac{1}{2}^-$ als Produkt der Besetzungswahrscheinlichkeiten der Spinzustände mit dem Quadrat der Clebsch-Gordan-Koeffizienten $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2}$ berechnen:

$$\begin{bmatrix} p(D^*, h) \\ p(D, h) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{4} & 0 \\ & \frac{1}{4} & \end{bmatrix} \quad (41)$$

Dabei bezeichnet h den Helizitätszustand und läuft über die Werte $h = -1, 0, +1$. Nach Integration des Quadrates von Gl. (40) über den Azimutalwinkel ergibt sich für die Winkelverteilung des Pions aus dem Zerfall des D^* :

$$|\mathcal{A}|^2 \sim \frac{3}{4} \left[p(D^*, -1) \sin^2 \theta + p(D^*, 0) 2 \cos^2 \theta \right] = \frac{3}{8}. \quad (42)$$

Die Winkelverteilung ist also isotrop.

Mit gleicher Argumentation zeigt sich, daß die Verteilung auch isotrop ist, wenn im Anfangszustand nur rechtshändige Quarks vorhanden sind. Läßt man dann einen gemischten Anfangszustand zu, in dem die rechtshändigen c -Quarks mit einer Wahrscheinlichkeit $p_+ = 1 - p_-$ vorhanden sind, so bleibt die Gesamtverteilung als Summe zweier isotroper Verteilungen isotrop.

2.3 Formfaktormodelle

Die Formfaktoren stellen die direkte Verbindung zwischen dem experimentell Beobachtbaren und dem theoretischen Modell dar. Sie beschreiben die Änderung der Wirkungsquerschnitte bzw. Zerfallsbreiten, wenn die an einem Prozeß teilnehmenden Teilchen anstatt einer punktförmigen eine ausgedehnte Struktur besitzen. Zur Berechnung der Formfaktoren müssen also Annahmen über die innere Struktur der an einem Prozeß beteiligten Mesonen gemacht werden. Insbesondere ist im Quarkmodell der Aufbau eines Mesons aus einem Quark-Antiquark Paar zu berücksichtigen. Weiter können sowohl die QCD-Wechselwirkungen zwischen den Quarks als auch weitere virtuell aus dem Vakuum erzeugte Quarkpaare die Formfaktoren verändern.

2.3.1 Das Modell von Wirbel, Bauer und Stech

Wirbel, Stech und Bauer [18] definieren ihre Formfaktoren so, daß der Tensor in Gleichung (22) folgendes Aussehen hat:

$$T^{\mu\nu} = (m_B + m_{D^*}) A_1(q^2) g^{\mu\nu} - \frac{A_2(q^2)}{m_B + m_{D^*}} (p_B + p_{D^*})^\mu q^\nu + i \frac{2V(q^2)}{m_B + m_{D^*}} \epsilon^{\mu\alpha\beta\nu} p_\alpha^{D^*} q_\beta \\ + [2m_{D^*} A_0(q^2) - (m_B + m_{D^*}) A_1(q^2) + (m_B - m_{D^*}) A_2(q^2)] \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \quad (43)$$

Die Singularität bei $q^2=0$ kann durch die Bedingung

$$A_2(0) = \frac{m_B + m_{D^*}}{m_B - m_{D^*}} A_1(0) - \frac{2m_{D^*}}{m_B - m_{D^*}} A_0(0) \quad (44)$$

behoben werden. Der Zusammenhang dieser Formfaktoren mit den Formfaktoren anderer Modelle kann Anhang A.4 entnommen werden.

Die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren wird aus der Poldominanzhypothese abgeleitet. D. h., es wird angenommen, daß Gluonaustausch zwischen dem einlaufenden b -Quark und dem auslaufenden c -Quark – was äquivalent zu einem einlaufenden \bar{c} -Quark ist – zur Bildung von Resonanzen führt. Die Quantenzahlen, die mit

den Formfaktoren verbunden sind, müssen mit denen der gebildeten B_c -Resonanz übereinstimmen. Wirbel, Stech und Bauer nehmen dabei an, daß der nächstgelegene Pol die q^2 -Abhängigkeit dominiert. Diese $B_c^{(*)}$ -Mesonen sollten (analog zu den $D^{(*)}$ -Mesonen) eine so große Lebensdauer haben, daß der Breit-Wigner-Propagator in der Form $1/(m^2 - q^2)$ genähert werden kann. Die Formfaktoren lauten:

$$\begin{aligned}
V(q^2) &= \frac{h_V}{1 - q^2/m_{1-}^2} & m_{1-} &= 6.34\text{GeV} \\
A_i(q^2) &= \frac{h_{A_i}}{1 - q^2/m_{1+}^2} & m_{1+} &= 6.73\text{GeV} \quad i = 1, 2 \\
A_0(q^2) &= \frac{h_{A_0}}{1 - q^2/m_{0-}^2} & m_{0-} &= 6.30\text{GeV}
\end{aligned} \tag{45}$$

Die Werte für die Massen sind [18] entnommen. Für die nächsten Pole wird dann schon eine Breite von typischerweise ~ 100 MeV erwartet. Für eine genauere Behandlung müßten diese dann dem ersten Pol überlagert werden. Jedoch stellen sie im Vergleich zu der *ad hoc* Annahme der Poldominanz eher eine kleine Korrektur der q^2 -Abhängigkeit dar. Zur Festlegung der Formfaktoren muß jetzt noch die Normierung bestimmt werden.

Dazu wird angenommen, daß das Meson aus zwei Konstituenten besteht. Bei der Beschreibung eines Zwei- oder allgemein N-Körpersystems ist es vorteilhaft, wenn die inneren Eigenschaften mit einer möglichst geringen Anzahl von Operatoren beschrieben werden können. Ein Hamilton-Formalismus, der diese Bedingung erfüllt und zusätzlich noch die Poincaré Invarianz, Kovarianz und Kausalität gewährleistet, kann auf der Hyperfläche $x_0 - x_3 = 0$, die *null plane* genannt wird, definiert werden [19].

Behandelt man mit diesem Formalismus Systeme mit zwei spinlosen Konstituenten, so kann gezeigt werden, daß nur eine spezielle und relativ kleine Klasse von Potentialmodellen die oben genannten Prinzipien und die daraus abgeleiteten Bedingungsgleichungen erfüllen können [19]. Der relativistische harmonische Oszillator ist ein nicht triviales Beispiel für solch ein System.

Unter der Bedingung, daß es keine Spin-Bahnkopplung gibt, kann aus einer solchen Lösung für ein System bestehend aus zwei spinlosen Teilchen diejenige für ein System aus zwei Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen aufgebaut werden [19]. Dazu muß nur das direkte Produkt der Wellenfunktion für das spinlose System mit der Spinwellenfunktion für zwei Spin- $\frac{1}{2}$ -Konstituenten gebildet werden.

Diese Eigenschaften machen sich Wirbel, Stech und Bauer zunutze, um die Normierung der Formfaktoren zu bestimmen. Durch den Übergang in ein Lorentzsystem, in dem sich das B-Meson mit unendlich großem Impuls entlang der z-Achse bewegt (*infinite momentum frame*), wird erreicht, daß $x_0 - x_3 = E - p = 0$ gilt. In diesem System können sowohl die Massen des B- und D^* -Meson als auch der Massenunterschied zwischen ihnen vernachlässigt werden. Für $q^2 = 0$ ergibt sich daraus, daß sich der Impuls beim Zerfall nicht ändert.

Die Grundzustandswellenfunktion des skalaren relativistischen harmonischen Oszillators lautet [18]:

$$\varphi_M(\mathbf{p}_T, x) = N_M \sqrt{x(1-x)} \exp\left(-\frac{\mathbf{p}_T^2}{2\omega^2}\right) \exp\left(-\frac{M^2}{2\omega^2} \left(1-x-\frac{\alpha}{M}\right)^2\right) \quad (46)$$

Bezeichnen $(Q\bar{q})$ die Konstituentenquarks des Mesons der Masse M , wobei das Quark Q am Zerfallsprozeß teilnimmt, so ist $\mathbf{p}_T = (p_x^Q, p_y^Q)$ dessen Transversalimpuls und $x = p_z^Q/p_M$ sein Anteil am Longitudinalimpuls des Mesons. Der Parameter α ist durch $\alpha = (M^2 - m_Q^2 - m_q^2)/2M$ definiert. Für die Massen der Konstituentenquarks werden die Werte $m_u = m_d = 0.35$, $m_s = 0.55$, $m_c = 1.7$ und $m_b = 4.9$ GeV benutzt. Der Parameter ω bestimmt den Mittelwert der gaußförmigen Verteilung des Transversalimpulses des Quarks Q . Der Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt, daß sein Wert etwa $\omega \simeq 0.4$ beträgt. Die Normierungskonstante N_M errechnet sich aus:

$$\int d^2\mathbf{p}_T dx |\varphi_M(\mathbf{p}_T, x)|^2 = 1. \quad (47)$$

Die Spinwellenfunktion χ_M^{J,J_z} des B-Mesons lautet:

$$\chi_B^{0,0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow_b\downarrow_q\rangle - |\downarrow_b\uparrow_q\rangle). \quad (48)$$

Für das D^* -Meson sind drei verschiedene Spinzustände möglich:

$$\chi_{D^*}^{1,+1} = |\uparrow_c\uparrow_q\rangle \quad \chi_{D^*}^{1,-1} = |\downarrow_c\downarrow_q\rangle \quad \chi_{D^*}^{1,0} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow_c\downarrow_q\rangle + |\downarrow_c\uparrow_q\rangle) \quad (49)$$

Die Wellenfunktion des Mesons ist dann als direktes Produkt definiert und lautet:

$$\mathcal{S}_M^{J,J_z}(\mathbf{p}_T, x) = \varphi_M(\mathbf{p}_T, x) \chi_M^{J,J_z} \quad (50)$$

Damit lassen sich die Normierungen der Formfaktoren bestimmen. Die Autoren von [18] finden⁶:

$$\begin{aligned} h_{A_0} &= \int d^2\mathbf{p}_T \int_0^1 dx \varphi_{D^*}^*(\mathbf{p}_T, x) \varphi_B(\mathbf{p}_T, x) \\ h_{A_1} &= \frac{m_b + m_c}{m_B + m_{D^*}} \int d^2\mathbf{p}_T \int_0^1 dx \varphi_{D^*}^*(\mathbf{p}_T, x) \frac{1}{x} \varphi_B(\mathbf{p}_T, x) \\ h_V &= \frac{m_b - m_c}{m_B - m_{D^*}} \int d^2\mathbf{p}_T \int_0^1 dx \varphi_{D^*}^*(\mathbf{p}_T, x) \frac{1}{x} \varphi_B(\mathbf{p}_T, x) \end{aligned} \quad (51)$$

Die letzte fehlende Normierung h_{A_2} ergibt sich aus der Bedingung (44). Die zur Berechnung der Formfaktoren benötigten numerischen Werte sind [18] entnommen und in Tabelle 2 zusammengefaßt.

⁶Die in [18] auftauchenden Pauli-Matrizen wurden unterdrückt, denn es ist $\chi_{D^*}^{1,0} = \sigma_z \chi_B^{0,0}$, $\chi_{D^*}^{1,+1}/\sqrt{2} = (i\sigma_y) |\uparrow_b\downarrow_q\rangle/\sqrt{2}$ und $\chi_{D^*}^{1,-1}/\sqrt{2} = (i\sigma_y) |\downarrow_b\uparrow_q\rangle/\sqrt{2}$.

	$V(q^2)$	$A_1(q^2)$	$A_2(q^2)$	$A_0(q^2)$
h	0.71	0.65	0.69	0.62
$m[\text{GeV}]$	6.34	6.73	6.73	6.30

Tabelle 2: Polmassen und Normierungskonstanten der Formfaktoren im Modell von Wirbel, Stech und Bauer für den Zerfall $B \rightarrow D^*$.

2.3.2 Formfaktormodelle für Mesonen mit schweren Quarks

Im Grenzfall $m_Q \rightarrow \infty$ ist der Impuls keine geeignete kinematische Variable mehr. Deshalb wird in der HQET die Kinematik durch die Geschwindigkeiten v_μ beschrieben und die folgende Formfaktorzerlegung benutzt [20]:

$$\begin{aligned} \langle D^{*-} | (\bar{c}b)^\mu | B^0 \rangle &= \xi_V(y) \cdot i \epsilon^{\mu,\nu,\alpha,\beta} \epsilon_\nu^{*D^*} v_\alpha^{D^*} v_\beta^B \\ &+ \xi_{A1}(y) (y+1) \epsilon_{D^*}^{\mu} - \xi_{A2}(y) (\epsilon_{D^*}^\nu v_B) v_B^\mu - \xi_{A3}(y) (\epsilon_{D^*}^\nu v_B) v_{D^*}^\mu, \end{aligned} \quad (52)$$

mit

$$y \equiv v_B \cdot v_{D^*} = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2 - q^2}{2 m_B m_{D^*}}. \quad (53)$$

Für unendlich große Massen der schweren Quarks nähern sich die Formfaktoren $\xi_V(y)$, $\xi_{A1}(y)$, $\xi_{A3}(y)$ der gleichen Funktion an, der Isgur–Wise–Funktion $\xi(y)$ mit $\xi(1) = 1$. Im gleichen Grenzfall verschwindet ξ_{A2} . In diesem Fall existiert also nur ein Formfaktor. Die anderen Formfaktoren unterscheiden sich von der Isgur–Wise–Funktion nur durch Korrekturen.

In [20] wird gezeigt, wie die Isgur–Wise–Funktion bestimmt werden kann, wenn der Wert eines Formfaktors an einem einzigen Wert von q^2 bekannt ist. Für das im vorherigen Abschnitt näher betrachtete Modell von Wirbel, Stech und Bauer berechnen sich die Formfaktoren bei $q^2 = 0$ als Überlappintegral der Mesonwellenfunktionen. Daraus erhält man die folgende Isgur–Wise–Funktion des Modells[20]:

$$\xi^{BSW}(y) = \sqrt{\frac{2}{y+1}} \frac{1}{y} \exp \left\{ -\frac{\alpha^2 (y-1)}{\omega^2 2y} \right\} \frac{F \left(\frac{\alpha}{\omega} \sqrt{\frac{y+1}{2y}} \right)}{F \left(\frac{\alpha}{\omega} \right)} \quad (54)$$

Für die Parameter α und ω , deren Definition im vorigen Abschnitt angegeben wurde, werden die Werte 0.28 GeV bzw. 0.4 GeV benutzt.

Die Abweichungen der Formfaktoren $\xi_i(y)$ von der Isgur–Wise–Funktion $\xi(y)$ können als Entwicklung in $(1/m_Q, \alpha_S(\bar{m}))$ systematisch erfaßt werden. Die Korrekturen proportional zu α_S sind mit dem Austausch kurzreichweitiger, energiereicher Gluonen verbunden, während die Korrekturen proportional zu $1/m_Q$ den

y	γ_V	γ_{A_1}	γ_{A_2}	γ_{A_3}
1.0	0.226	0.000	-0.057	-0.065
1.1	0.224	0.009	-0.082	-0.025
1.2	0.224	0.018	-0.089	-0.003
1.3	0.224	0.027	-0.093	0.015
1.4	0.224	0.036	-0.095	0.029
1.5	0.225	0.044	-0.095	0.042
1.6	0.225	0.052	-0.096	0.054

Tabelle 3: Führende $1/m_Q$ -Korrekturen $\gamma_i(y)$ der Isgur–Wise–Funktion für das Modell von Wirbel, Stech und Bauer.

Austausch weicher, langreichweitiger Gluonen beschreiben:

$$\xi_i(y) = \left[\alpha_i + \frac{\alpha_S(\bar{m})}{\pi} \beta_i(y) + \gamma_i(y) + \mathcal{O}(\alpha_S^2, 1/m_Q^2) \right] \cdot \xi(y) \quad (55)$$

Dabei ist $i = V, A_1, A_2, A_3$, $\alpha_V = \alpha_{A_1} = \alpha_{A_3} = 1$, $\alpha_{A_2} = 0$.

Mit QCD–Störungsrechnungen lassen sich Ordnung für Ordnung die kurzreichweitigen Korrekturen berechnen. Diese werden dann durch Vertexrenormalisierung berücksichtigt. In [21] wird diese Rechnung in erster Ordnung Störungstheorie durchgeführt. Um den Einfluß höherer Ordnungen zu minimieren, wurde als Massenskala $\bar{m} = 2m_b m_c / (m_b + m_c)$ gewählt. Mit $m_b = 5$ GeV, $m_c = 1.5$ GeV und $\Lambda_{QCD} = 0.25$ GeV ergibt sich $\alpha_S/\pi = 0.108$. In linearer Approximation lauten die Korrekturfaktoren[22]:

$$\begin{aligned} \beta_V(y) &= 0.903 - 2.02(y - 1), \\ \beta_{A_1}(y) &= -0.431 - 1.61(y - 1), \\ \beta_{A_2}(y) &= -1.190 + 0.34(y - 1), \\ \beta_{A_3}(y) &= -0.006 - 1.73(y - 1). \end{aligned} \quad (56)$$

Die Berechnung der γ_i kann mit Hilfe des benutzten Formfaktormodells vorgenommen werden [23, 20]. Für die Isgur–Wise–Funktion des Modells von Wirbel, Stech und Bauer wurden in [20] die Korrekturen in Ordnung $1/m_b$, $1/m_c$ berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 reproduziert.

Im folgenden sollen die Helizitätsformfaktoren von Gleichung (28) mit Hilfe der Formfaktoren $\xi_i(y)$ ausgedrückt werden. Unter Benutzung der in Anhang A.4 dargestellten Umrechnungsformeln ergibt sich mit $r = m_{D^*}/m_B$:

$$H_{\pm 1}(y) = \sqrt{m_B m_{D^*}} (y + 1) \left[\xi_{A_1}(y) \mp \sqrt{\frac{y-1}{y+1}} \xi_V(y) \right] \quad (57)$$

y	K_T	K_0	K_S	$\left(\frac{K_0}{K_T}\right)^2$	$\left(\frac{K_S}{K_T}\right)^2$
1.0	1.000	1.000	1.096	1.000	1.202
1.1	1.011	1.003	1.077	0.984	1.135
1.2	1.017	1.002	1.055	0.971	1.077
1.3	1.019	0.999	1.034	0.961	1.029
1.4	1.018	0.995	1.011	0.954	0.986
1.5	1.015	0.986	0.987	0.944	0.945

Tabelle 4: Korrekturfaktoren $K_i(y)$ berechnet für das Modell von Wirbel, Stech und Bauer.

$$\begin{aligned}
H_0(y) &= \sqrt{m_B m_{D^*}} \sqrt{\frac{(y+1)^2}{1-2yr+r^2}} \left[(y-r) \xi_{A_1}(y) - (y-1) (\xi_{A_3}(y) + r \xi_{A_2}) \right] \\
H_s(y) &= \sqrt{m_B m_{D^*}} \sqrt{\frac{y^2-1}{1-2yr+r^2}} \left[(y+1) \xi_{A_1}(y) - (1-yr) \xi_{A_2} - (y-r) \xi_{A_3} \right].
\end{aligned}$$

Diesen Gleichungen ist zu entnehmen, daß der Helizitätsformfaktor $H_s(y)$ am Endpunkt des Spektrums verschwindet, während die anderen Helizitätsformfaktoren $H_{0,\pm 1}(y)$ dort nur von $\xi_{A_1}(y)$ abhängen⁷. Für diesen Formfaktor verschwinden jedoch die modellabhängigen Korrekturen $\gamma_{A_1}(y)$ von Ordnung $1/m_Q$, wie beispielhaft Tabelle 3 zu entnehmen ist. Aufgrund dieser Beobachtung wird in [22] ein Verfahren für eine modellunabhängige Bestimmung von V_{cb} in semileptonischen $B \rightarrow D^* \ell \nu_\ell$ Zerfällen vorgeschlagen. Als Erweiterung des dort beschriebenen Verfahrens soll im folgenden das Verhältnis Γ_L/Γ_T für inklusive $B \rightarrow D^*$ -Zerfälle im Rahmen der HQET ($\xi_V(y) = \xi_{A_1}(y) = \xi_{A_3}(y) = \xi(y)$ und $\xi_{A_2}(y) = 0$) berechnet werden.

Dazu werden zuerst die in Gleichung (57) angegebenen Helizitätsformfaktoren im Grenzfall unendlich schwerer Quarks berechnet. Man erhält

$$\begin{aligned}
H_{\pm 1, HQL}(y) &= \sqrt{m_B m_{D^*}} (y+1) \left[1 \mp \sqrt{\frac{y-1}{y+1}} \right] \xi(y) \\
H_{0, HQL}(y) &= \sqrt{m_B m_{D^*}} \frac{y+1}{\sqrt{1-2yr+r^2}} (1-r) \xi(y) \\
H_{s, HQL}(y) &= \sqrt{m_B m_{D^*}} \sqrt{\frac{y^2-1}{1-2yr+r^2}} (1+r) \xi(y).
\end{aligned} \tag{58}$$

⁷Dies war schon in Abschnitt 2.1.2 zu erkennen.

Bei der Berechnung der Zerfallsbreiten nach Gleichung (16) erscheinen die Helizitätsformfaktoren $H_{\pm 1}$ nur in der Kombination

$$H_T^2(y) \equiv H_+^2(y) + H_-^2(y) = m_B m_{D^*} (y+1)^2 \left(\xi_{A_1}^2(y) + \left(\frac{y-1}{y+1} \right) \xi_V^2(y) \right). \quad (59)$$

Im Grenzfall unendlicher Massen der schweren Quarks lautet diese Funktion:

$$H_{T,HQL}^2(y) = m_B m_{D^*} (y+1)^2 \frac{4y}{y+1} \xi(y) \quad (60)$$

Um jetzt den modellabhängigen vom modellunabhängigen Teil zu trennen, werden die modellabhängigen Korrekturen durch die Funktionen $K_i(y)$ erfaßt[22]:

$$H_i^2(y) \equiv H_{i,HQL}^2 \left(1 + \beta_{A_1}(1) \frac{\alpha_S(\bar{m})}{\pi} \right)^2 K_i^2(y) \quad \text{für } i = T, 0, s \quad (61)$$

Mit den Definitionen von Γ_L und Γ_T aus Gleichung (18) erhält man:

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} = \frac{(y+1)(1-r)^2}{4y(1-2yr+r^2)} \left\{ \left(\frac{K_0(y)}{K_T(y)} \right)^2 + \frac{(y-1)(1+r)^2}{(y+1)(1-r)^2} \left(\frac{K_s(y)}{K_T(y)} \right)^2 \frac{\rho'(y)}{\rho(y)} \right\}. \quad (62)$$

Für das Modell von Wirbel, Stech und Bauer können mit den oben angegebenen Korrekturen β_i und γ_i die Werte der Korrekturfaktoren K_i berechnet werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 zu finden. Da diese Faktoren – zumindestens im Modell von Wirbel, Stech und Bauer – nur um wenige Prozent von eins abweichen und $\rho'/\rho \ll 1$ (vgl. Abschnitt 2.4) ist, ist es nicht zu erwarten, daß die interne Struktur der Mesonen den Polarisationsgrad stark beeinflusst.

2.3.3 Das Modell von Isgur, Scora, Grinstein und Wise

Im Modell von Isgur, Scora, Grinstein und Wise (kurz ISGW) wird der Mesonzustand aus zwei freien Quarkzuständen, d.h. einem Quark- und einem Antiquarkzustand, aufgebaut. Ein solcher freier Zweikörperzustand ist im Schwerpunktsystem durch einen definierten Impuls \mathbf{p} gekennzeichnet. Demgegenüber ist ein im Meson gebundenes Quark-Antiquarkpaar lokalisiert und somit der Impuls nicht mehr scharf definiert. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Impulswerte $\phi(\mathbf{p})$ läßt sich als Fouriertransformierte der Wellenfunktion berechnen. Zur Bestimmung der Wellenfunktion wird die nicht-relativistische Schrödinger-Gleichung mit dem Potential der starken Wechselwirkung:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + c + br \quad (63)$$

gelöst. Die Lösung wird mit Hilfe der Variationsrechnung näherungsweise bestimmt. Als Startpunkt der Variation dienen die Wellenfunktionen des harmonischen Oszillators für die Zustände 1S, 1P und 2S. Da die Wellenfunktion durch

Lösung der Schrödinger-Gleichung bestimmt wird, beschränkt sich das Modell auf Mesonzustände, deren interne Bewegung nicht-relativistisch ist. Weiter setzt es, wie im folgenden erläutert, eine geringe Breite der Impulsverteilung $\phi(\mathbf{p})$ voraus.

Einen ruhenden Quark-Antiquarkzustand mit Masse $m_X = \sqrt{p^2 + m_q^2} + \sqrt{p^2 + m_{\bar{q}}^2}$ und Spin J kann man durch Superposition der freien Zustände beschreiben, wobei diese gemäß der berechneten Impulsverteilung $\phi(\mathbf{p})$ gewichtet werden müssen. Durch Summation über alle möglichen Kombinationen von Bahndrehimpuls und Spinsumme der Quarks $S = s_q + s_{\bar{q}}$, die zum Spin J des Mesons führen, erhält man daraus den Mesonzustand im Ruhesystem:

$$\left| X(p_X = 0, p, J, J^3) \right\rangle = \sqrt{2\tilde{m}_X} \sum C_{J^3; L^3, S^3}^{J; L, S} \chi_{S^3; s_q^3, s_{\bar{q}}^3}^{S; s_q, s_{\bar{q}}} \phi_{L, L^3}(\mathbf{p}) \left| q(p, s_q^3) \bar{q}(-p, s_{\bar{q}}^3) \right\rangle. \quad (64)$$

C und χ sind Clebsch-Gordan Koeffizienten, die die Kopplung zum jeweiligen Gesamtspin beschreiben. Die Summation ist mit Ausnahme von J und J^3 über alle möglichen Werte der auftretenden Spins und über die der z -Komponenten durchzuführen. Die Masse \tilde{m} ist die Summe der Konstituentenmassen der Quarks $\tilde{m} = m_q + m_{\bar{q}}$ und folgt aus der lorentzinvarianten Normierung des Zustandes. Bewegt sich das Meson und soll das ruhende Meson mit einer durch den Erwartungswert der Massenverteilung m_X und dem der Impulsverteilung p_X definierten Lorentztransformation in das bewegte System transformiert werden, so ergibt sich nur dann ein kleiner Fehler, wenn die Breite $\langle p^2 \rangle$ der Impulsverteilung $\phi(\mathbf{p})$ vernachlässigbar ist. Die Autoren bezeichnen dies als *weak binding limit*, also zu deutsch etwa: den Grenzfall der schwachen Bindung. Dem Modell von ISGW liegt diese Annahme zugrunde.

Es zeigt sich, daß zwischen den Formfaktoren der Zerlegung des Matrixelementes $\langle X | J_\mu | B \rangle$ und den Formfaktoren, die aus der Berechnung des Übergangsmatrixelementes $\langle \tilde{X} | J_\mu | \tilde{B} \rangle$ im Quarkmodell bestimmt werden, eine im nicht-relativistischen Grenzfall eindeutige Beziehung existiert, wenn die Quarks nur schwach gebunden sind.

Treten bei einem Zerfall nur kleine Rückstöße auf, ist also $q^2 \approx q_{max}^2$, so bewegt sich das Tochtermeson im Ruhesystem des Elternteilchens nichtrelativistisch. In diesem Bereich der q^2 -Werte erwartet man eine gute Beschreibung des Zerfalls durch das Modell von ISGW. Die Extrapolation hin zu größeren Impulsen ist mit zunehmender Unsicherheit behaftet. Die Diskrepanz mit Messungen in diesem Bereich wird durch eine geeignete Wahl der Parameter des Modells ($\alpha_{S,b,c}$, Quarkmassen) minimiert.

Nach der Publikation des Modells von ISGW folgten aus der Entwicklung der HQET neue Bedingungen, die ein auf der QCD basierendes Modell im Grenzfall unendlich großer Quarkmassen erfüllen muß. Um diesen Bedingungen Rechnung zu tragen, wurde das Modell von ISGW zum Modell ISGW2 abgeändert [24]. Die Implementation der aus der HQET folgenden Bedingungen in das Modell von ISGW führt aufgrund der Unabhängigkeit der QCD von der Art der wechsel-

wirkenden Quarks nicht nur zu einer Veränderung der Formfaktoren im Sektor der schweren Quarks, sondern auch zu einer neuen Beschreibung der Zerfälle von Mesonen mit leichten Quarks.

Aus der HQET folgt die Bedingung, daß die Formfaktoren bzw. gewisse Kombinationen dieser (siehe Abschnitt 2.3.2 und Anhang A.4) im Limes unendlicher Quarkmassen gegen die Isgur–Wise–Funktion des Modells bzw. gegen Null konvergieren. Weiter legt die HQET fest, wie bei der Zuordnung der Quarkmodellformfaktoren zu den physikalischen Formfaktoren Strahlungskorrekturen zu berücksichtigen sind. Auch erlaubt die HQET eine Korrektur der relativistischen Effekte durch Skalierung der q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren: $q_{max}^2 - q^2 \rightarrow (q_{max}^2 - q^2)/\kappa^2$, wobei $\kappa = 0.7$, wie sie im Modell von ISGW vorgenommen worden ist, nicht. Stattdessen wird im Modell ISGW2 die gaußförmige q^2 -Verteilung der Formfaktoren, deren Ursprung in der Wahl des harmonischen Oszillators als Startpunkt der Variationsrechnung zu finden ist, durch ein Polverhalten ersetzt:

$$\exp\left[-\frac{1}{6}r_{wf}^2(q_{max}^2 - q^2)\right] \longrightarrow \left[1 + \frac{1}{6N}r^2(q_{max}^2 - q^2)\right]^{-N} \quad (65)$$

Dabei ist $N = 2, 3, 4$ für die Zustände $1S, 1P, 2S$ und r bezeichnet den *Ladungsradius* des Mesons:

$$r = \frac{3}{4m_Q m_q} + r_{wf}^2 + \frac{0.38}{\bar{m}_P \bar{m}_X}, \quad (66)$$

wobei der letzte Term nur addiert wird, wenn $m_q > 1$ GeV ist. Der aus der Wellenfunktion bestimmte Radius berechnet sich nach:

$$r_{wf}^2 = \frac{3m_{sp}^2}{\bar{m}_P \bar{m}_X (\beta_B^2 + \beta_X^2)}. \quad (67)$$

P bezeichnet das pseudoskalare Elternteilchen, bestehend aus zwei Quarks mit Massen m_Q und m_{sp} . Das Quark Q geht beim schwachen Zerfall in das Quark q über, das dann zusammen mit dem Zuschauerquark den Endzustand X bildet. Das Meson P gehört nach der HQET zu einem Doublett (P, P^*) von Zuständen, die sich durch die Einstellung des Spins des schweren Quarks relativ zum Spin s_ℓ der leichten Freiheitsgrade unterscheiden. Die Masse \bar{m}_P (wie auch \bar{m}_X) ist die über die Spins dieses Doubletts gemittelte Masse:

$$\bar{m} = \frac{s_\ell + 1}{2s_\ell + 1} m_{J=s_\ell+\frac{1}{2}} + \frac{s_\ell}{2s_\ell + 1} m_{J=s_\ell-\frac{1}{2}} \quad (68)$$

Die Parameter β_B und β_X werden in der oben angesprochenen Variationsrechnung bestimmt. Ein Vergleich der so definierten Formfaktoren mit dem gemessenen Pionformfaktor zeigt im Vergleich zum ursprünglichen Modell eine bessere Übereinstimmung⁸.

⁸Beim Vergleich der Publikation mit einem freundlicherweise von D.Scora zur Verfügung gestellten Computerprogramm zeigte sich ein Unterschied betreffend Gleichung (106) der Publikation. Statt $+\beta^{(a++a-)} \frac{\alpha_s}{\pi} m_b$ lautete es im Programm $-\beta^{(a++a-)} \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{1}{m_b}$.

Der Vergleich der Messungen des Leptonspektrums der semileptonischen B-Zerfälle mit der ersten Version des Modells von ISGW[25] zeigt, daß das Modell einen zu kleinen Beitrag der D^{**} -Mesonen vorhersagt. Eine Bestimmung dieses Beitrages in einer Anpassungsrechnung liefert einen Anteil von $(21 \pm 8)\%$. Auch beim Modell ISGW2, wo der Anteil der D^{**} -Mesonen 9.2% beträgt, verbessert sich diese Situation nicht. Deshalb wird in dieser Arbeit die Normierung der Zerfallsbreiten aus Messungen bestimmt, das Modell aber trotz der offensichtlichen Schwächen zur Berechnung des Verlaufes der Zerfallsbreite als Funktion von q^2 benutzt. Da das Modell ISGW2 alle in der Formfaktorzerlegung auftretenden Formfaktoren angibt, kann man sie bei Annahme der Faktorisierung der Übergangsamplitude und einer geeigneten Wahl der Spektralfunktion auch zur Beschreibung der nicht-leptonischen Zerfälle benutzen.

2.4 Die Spektralfunktion des W-Bosons

Das einfachste Modell für die Spektralfunktion erhält man durch die Annahme, daß das W-Boson in zwei nicht wechselwirkende Fermionen der Massen m_1, m_2 (Quarks oder Leptonen) zerfällt. Dann lauten die Spektralfunktionen [8]⁹

$$\begin{aligned}\rho_0(q^2) &= \frac{2\sqrt{q^2}}{3(2\pi)^2 q^4} p(\sqrt{q^2}, m_1, m_2) \left[2q^4 - (m_1^2 + m_2^2)q^2 - (m_1^2 - m_2^2)^2 \right] \\ \rho'_0(q^2) &= \frac{2\sqrt{q^2}}{(2\pi)^2 q^4} p(\sqrt{q^2}, m_1, m_2) \left[(m_1^2 + m_2^2)q^2 - (m_1^2 - m_2^2)^2 \right].\end{aligned}\quad (69)$$

Dabei ist p durch Gleichung (162) definiert. Für die leptonischen Zerfälle liefern diese Funktionen die richtige Beschreibung¹⁰, jedoch ist es für die hadronischen W-Zerfälle nicht sofort einsichtig, warum die Annahme des Zerfalls in zwei freie Quarks ein gutes Modell liefern sollte.

Betrachtet man den Zerfall des W-Bosons am unteren Ende des Massenspektrums, so ist dort nur bei $q^2 = m_\pi^2$ der Zerfall in ein Pion möglich. Erst nach einer Lücke bis $q^2 > (2m_\pi)^2$, wo sich durch Erzeugung eines zusätzlichen Quarkpaares weitere Zerfallsmöglichkeiten öffnen, ist der Anfang eines kontinuierlichen Spektrums zu erwarten. Die weiteren im Spektrum auftauchenden Resonanzen sollten jedoch gegenüber dem kontinuierlichen Anteil dominieren, da die Erzeugung eines Quarkpaares um einen Faktor $(\alpha_S(q^2)/\pi)$ unterdrückt ist. Während die Resonanzen ρ und a_1 noch relativ schmal sind, tauchen mit zunehmender Masse viele sich im Massenspektrum überlappende breite Resonanzen auf, die sich zu einem quasikontinuierlichen Spektrum addieren. Empirisch zeigt sich, daß

⁹Der Zusammenhang mit [8] ist durch $\sqrt{\lambda(m_0^2, m_1^2, m_2^2)} = 2m_0 p(m_0, m_1, m_2)$, $\rho(q^2) = q^2 \rho_T(q^2)$ und $\rho'(q^2) = q^2 \rho_L(q^2)$ gegeben. Dabei wurde der Druckfehler in [8] bei den Argumenten von λ beseitigt.

¹⁰Dieses Ergebnis erhält man in diesem Fall durch die Kontraktion des Leptontensors mit den Polarisationvektoren des W-Bosons, wobei oft nur der Grenzfall verschwindender Leptonmassen betrachtet wird.

der freie Quarkzerfall für diesen Teil des Spektrums eine brauchbare Approximation ist. So können damit z. B. die inklusiven Eigenschaften von B-Zerfällen gut beschrieben werden[26].

Ebenso kann auch nach Überschreiten der Schwelle zur Erzeugung eines $\bar{c}s$ -Paares argumentiert werden, wo zuerst die sehr schmalen D_s und D_s^* -Mesonen dem Spektrum eine resonante Struktur geben.

Diesen Überlegungen folgend sollte die Spektralfunktion also im unteren Teil des Spektrums vom freien Quarkzerfall abweichen. Daher wird dieses Modell in [8] u. a. durch Hinzunahme der oben aufgeführten Resonanzen modifiziert.

In der hier durchgeführten inklusiven Analyse erhält das Massenspektrum vor allem im Bereich kleiner q^2 aufgrund des nicht gemessenen Impulses des B-Mesons von 340 MeV eine so große Verschmierung, daß die Messung von Resonanzen im Massenspektrum nicht möglich ist. Aus diesem Grunde werden hier nur die oben angegebenen Funktionen benutzt. Die Spektralfunktion wird aus den Anteilen $W^- \rightarrow \bar{u}d, \bar{c}s, \bar{u}s, \bar{c}d, e^-\bar{\nu}_e, \mu^-\bar{\nu}_\mu$ und $\tau^-\bar{\nu}_\tau$ zusammengesetzt:

$$\begin{aligned} \rho(q^2) = & \rho_0(q^2 m_e, 0) + \rho_0(q^2, m_\mu, 0) + \rho_0(q^2, m_\tau, 0) + \\ & N_C \cdot \{ |V_{ud}|^2 \rho_0(q^2, m_u, m_d) + |V_{cs}|^2 \rho_0(q^2, m_s, m_c) + \\ & |V_{us}|^2 \rho_0(q^2, m_u, m_s) + |V_{cd}|^2 \rho_0(q^2, m_c, m_d) \}, \end{aligned} \quad (70)$$

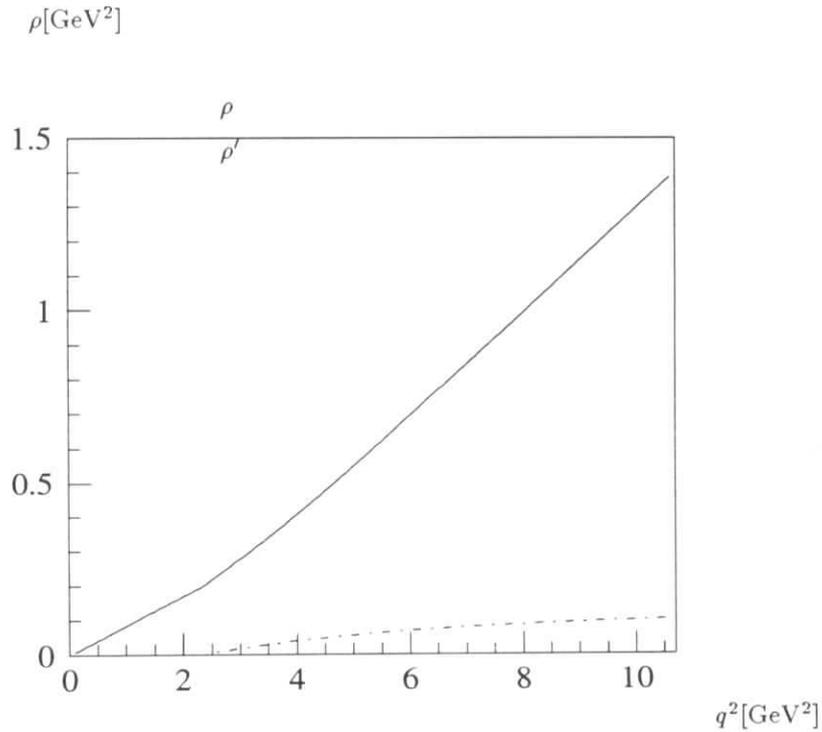


Abbildung 3: Transversale und longitudinale Spektralfunktion des W-Bosons als Funktion von q^2 nach Gl. 70

wobei die freien Spektralfunktionen verschwinden, solange $q^2 < (m_i + m_j)^2$ gilt. Ebenso wird mit ρ' verfahren. Der Faktor $N_C=3$ berücksichtigt, daß die Quarks drei verschiedene Farben tragen können. Für die Quarkmassen werden [8] folgend die Werte $m_u = m_d = 0$, $m_s = 0.15$ GeV und $m_c = 1.4$ GeV benutzt. Der Verlauf der beiden Spektralfunktionen ist in Abb.3 dargestellt. Die Wahl der Quarkmassen bewirkt, daß zur longitudinalen Spektralfunktion unterhalb der $\bar{c}s$ -Schwelle nur die semileptonischen Zerfälle beitragen.

2.5 Parametrisierung der Zerfallswinkelverteilung

Am Ende dieses Kapitels soll der Zusammenhang zwischen der Beschreibung des Zerfalls $B \rightarrow D^* X$ mit Hilfe der Formfaktormodelle und der in dieser Analyse untersuchten Zerfallswinkelverteilung hergestellt werden.

Wie in Anhang A.5 gezeigt, hat die Zerfallswinkelverteilung für den schwachen Zerfall $B \rightarrow D^* X$ folgendes Aussehen:

$$\frac{dN}{d \cos \theta_\pi} = \frac{3N}{4} \left\{ 2 \left(1 - \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \right) \cos^2 \theta_\pi + \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \sin^2 \theta_\pi \right\}. \quad (71)$$

Dabei ist θ_π der Helizitätswinkel des Pions, d. h. der Winkel zwischen der Impulsrichtung des Pions (oder wahlweise auch des D-Mesons) aus dem D^* -Zerfall und der Impulsrichtung des D^* -Meson im B-Ruhesystem. Der Anteil der transversalen Polarisation $\Gamma_T/\Gamma(q^2)$ kann ebenso wie die Anzahl $N(q^2)$ der D^* -Mesonen in der Verteilung durch eine Anpassungsrechnung an die aus den Meßdaten erstellten Zerfallswinkelverteilungen bestimmt werden¹¹. Die so berechneten Werte können dann mit den Vorhersagen der Modelle verglichen werden. Hierzu bedient man sich des im vorangegangenen Text beschriebenen Formalismus:

die Breite des Zerfalls berechnet sich nach

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{G_F^2 |V_{cb}|^2}{16 \pi m_B^2} p(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2}) \left\{ \left(|H_0(q^2)|^2 + |H_+(q^2)|^2 + |H_-(q^2)|^2 \right) \rho(q^2) + |H_s(q^2)|^2 \rho'(q^2) \right\} \quad (72)$$

(siehe Abschnitt 2.1.1). Der Anteil der transversalen Polarisation ist gegeben durch

$$\frac{\Gamma_T}{\Gamma} = \frac{1}{1 + \frac{\Gamma_L}{\Gamma_T}} \quad (73)$$

mit

$$\frac{\Gamma_L}{\Gamma_T} \equiv \frac{d\Gamma_L/dq^2}{d\Gamma_T/dq^2} = \frac{|H_0(q^2)|^2}{|H_+(q^2)|^2 + |H_-(q^2)|^2} + \frac{|H_s(q^2)|^2}{|H_+(q^2)|^2 + |H_-(q^2)|^2} \frac{\rho'(q^2)}{\rho(q^2)}. \quad (74)$$

¹¹Das Verfahren wird ausführlicher in Kapitel 4 erläutert.

Die Helizitätsformfaktoren ergeben sich aus den Formfaktoren der lorentzinvarianten Zerlegung des Übergangsmatrixelementes (siehe Abschnitt 2.1.2):

$$\begin{aligned}
H_{\pm 1}(q^2) &= f_{A_1}(q^2) \mp m_B p f_V(q^2) \\
H_0(q^2) &= \frac{1}{2 m_{D^*} \sqrt{q^2}} [(m_B^2 - m_{D^*}^2 - q^2) f_{A_1}(q^2) + 2 m_B^2 p^2 f_{A_2}(q^2)] \\
H_s(q^2) &= \frac{m_B p}{m_{D^*} \sqrt{q^2}} [f_{A_1}(q^2) + \frac{(m_B^2 - m_{D^*}^2 - q^2)}{2} f_{A_2}(q^2) + q^2 f_{A_3}(q^2)].
\end{aligned} \tag{75}$$

Die Bestimmung der Formfaktoren f_{A_1} , f_{A_2} , f_{A_3} und f_V ist Aufgabe der verschiedenen Formfaktormodelle. Hier werden das Modell von Wirbel, Stech und Bauer (Abschnitt 2.3.1), dessen Behandlung im Rahmen der HQET, wie sie von Neubert et. al. vorgenommen wurde (Abschnitt 2.3.2), und das Modell ISGW2 (Abschnitt 2.3.3) betrachtet. Die zur Umrechnung der verschiedenen Definitionen der Formfaktoren benötigten Beziehungen sind in Anhang A.4 zu finden.

Der Bestimmung der Spektralfunktionen ρ und ρ' liegt hier der Zerfall des W -Bosons in zwei freie Dirac-Teilchen zugrunde (Abschnitt 2.4):

$$\begin{aligned}
\rho(q^2) &= \rho_0(q^2 m_e, 0) + \rho_0(q^2, m_\mu, 0) + \rho_0(q^2, m_\tau, 0) + \\
&\quad N_C \cdot \{ |V_{ud}|^2 \rho_0(q^2, m_u, m_d) + |V_{cs}|^2 \rho_0(q^2, m_s, m_c) + \\
&\quad |V_{us}|^2 \rho_0(q^2, m_u, m_s) + |V_{cd}|^2 \rho_0(q^2, m_c, m_d) \},
\end{aligned} \tag{76}$$

und analog für ρ' . Diese Art der Beschreibung, wie sie ähnlich in [8] vorgenommen wurde, basiert auf der Annahme der Faktorisierung des Übergangsmatrixelementes.

Die Bestimmung der Zerfallswinkelverteilung und der Vergleich mit den Modellen ist der Gegenstand des vierten Kapitels. Bevor darauf eingegangen werden kann, muß jedoch das ARGUS-Experiment beschrieben werden.

3 Das ARGUS – Experiment

3.1 Die Produktion von B-Mesonen in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

Die Υ -Resonanzen (Abb. 4) sind Zustände, die aus einem $b\bar{b}$ -Paar bestehen. Da die Resonanzen aus dem virtuellen Photon, das bei der e^+e^- -Vernichtung erzeugt wird, entstehen, müssen sie die Quantenzahlen des Photons $J^{PC} = 1^{--}$ tragen. Die Masse der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz liegt knapp über der Schwelle zur Erzeugung eines B-Mesonenpaares ($2 m_B = 10.56 \text{ GeV}$). Damit kann der Zerfall der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz als Quelle von B-Mesonen genutzt werden:

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow BB \quad (77)$$

Der Wirkungsquerschnitt für die $\Upsilon(4S)$ -Erzeugung ist etwa (siehe auch Abschnitt 3.7) :

$$\sigma_{\Upsilon(4S)} \approx 0.84 \text{ nb} \quad (78)$$

Der Kontinuumsuntergrund beträgt 2.5 nb , so daß ein Verhältnis von Signal zu Untergrund von 1 zu 3 besteht. Sollen die $\Upsilon(4S)$ -Zerfälle zum Studium der B-Mesonen herangezogen werden, so müssen die Verzweungsverhältnisse für den Zerfall der Resonanz in B^+ bzw. B^0 -Mesonen genau bekannt sein, da ohne diese Kenntnis die Zahl der produzierten B-Mesonen nicht bestimmt werden kann. Eine Abschätzung für die Größenordnung von Nicht- $B\bar{B}$ -Ereignissen läßt sich aus folgender Überlegung ableiten. Vergleicht man die schmalen Breiten der $\Upsilon(1S)$,

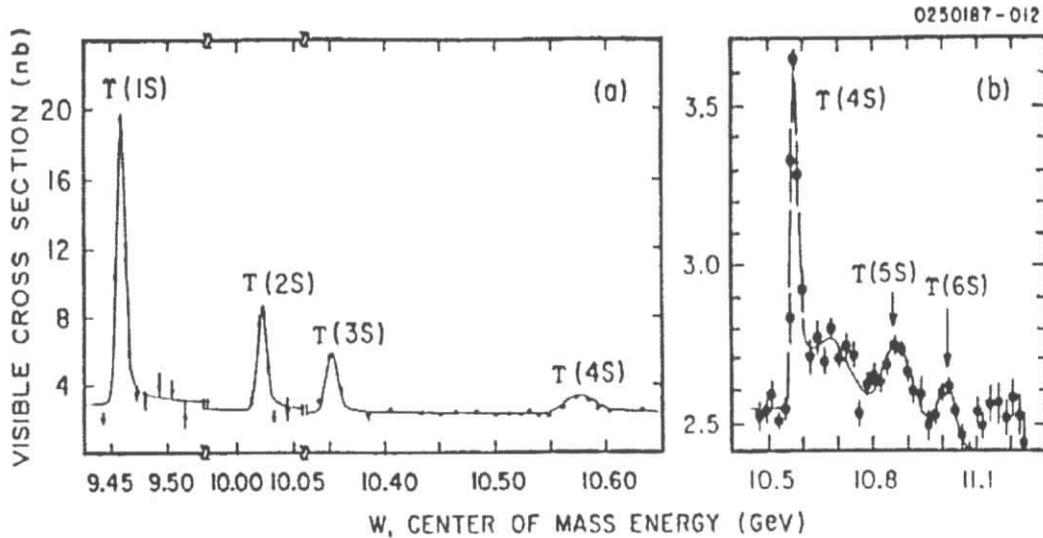


Abbildung 4: Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ -Resonanzen [27].

$\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ -Zustände von 52,43 bzw. 24 keV mit der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz von 24000 keV, so erkennt man die drastische Erhöhung nach Öffnung des $B\bar{B}$ -Kanals. Man kann also einen Anteil von $BR(\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}) \approx 24/24000 = 0.1\%$ erwarten. Experimentell kann aus dem Vergleich der Raten der Zerfälle $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \rightarrow lX$ und $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \rightarrow llX$, wobei l für ein Elektron oder ein Muon steht, eine obere Schranke für Nicht- $B\bar{B}$ -Zerfälle bestimmt werden[29]:

$$BR(\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}) < 0.13 \text{ mit } 95\% \text{ CL.} \quad (79)$$

In dieser Arbeit wird angenommen, daß die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz vollständig in B-Mesonen zerfällt.

Die Daten des ARGUS-Experimentes wurden auf den Resonanzen $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(4S)$ und im Kontinuum genommen, wobei die Kontinuumsdaten bei Energien gerade unterhalb der drei Resonanzen aufgenommen wurden. Sie enthalten hauptsächlich Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ $q = u, d, c, s$ und dienen auch zur Beschreibung des Kontinuumsuntergrundes der Daten, die auf einer der Resonanzen genommen wurden.

3.2 Der DORIS – Speichering

Der 288 m lange e^+e^- -Speichering DORIS wurde 1974 in Betrieb genommen und diente hauptsächlich der Erforschung der damals neu entdeckten J/Ψ -Zustände bei Schwerpunktsenergien zwischen 3 und 4 GeV. Nach der Entdeckung der Υ -Resonanzen wurde der Speichering 1978 umgebaut, so daß die zu ihrer Erforschung erforderlichen Schwerpunktsenergien von 10 GeV erreicht werden konnten. Ein weiterer Umbau erfolgte 1982 zur Erforschung der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz mit einer Masse von 10.58 GeV. Dabei wurde aus dem Doppelspeichering DORIS ein einfacher Ring DORIS II (Abb. 5)[30]. Die Elektronen für DORIS II werden im Linearbeschleuniger LINAC I auf 50 MeV vorbeschleunigt und danach in das Synchrotron DESY II injiziert. Die Positronen werden aus konvertierten Bremsstrahlungsphotonen erzeugt. Dann gelangen sie nach einer Vorbeschleunigung im LINAC II auf 50 MeV in den Zwischenspeicher PIA (Positron Intensity Accumulator), von wo aus man sie, wenn genügend Positronen angesammelt wurden, ebenfalls in den DESY II-Ring injiziert. Hier beschleunigt man Elektronen- und Positronen auf ihre engültige Energie von maximal 5.6 GeV [31]. Danach werden die Strahlen für ein bis zwei Stunden in DORIS II gespeichert, wobei je ein Elektron- und ein Positronpaket auf der ovalförmige Bahn des Ringes mit einer Frequenz von 1 MHz gegensinnig kreisen. Dabei müssen die Energieverluste durch Synchrotronstrahlung ausgeglichen werden.

Der Ring besaß zwei Wechselwirkungszonen, in denen die Experimente Crystal Ball (bis 1986) und ARGUS (bis 1992) betrieben wurden. Heute dient DORIS ausschließlich als Quelle für Synchrotronstrahlung im Röntgenbereich und wird für Experimente aus den Bereichen Festkörperphysik, Biologie, Medizin usw. benutzt.

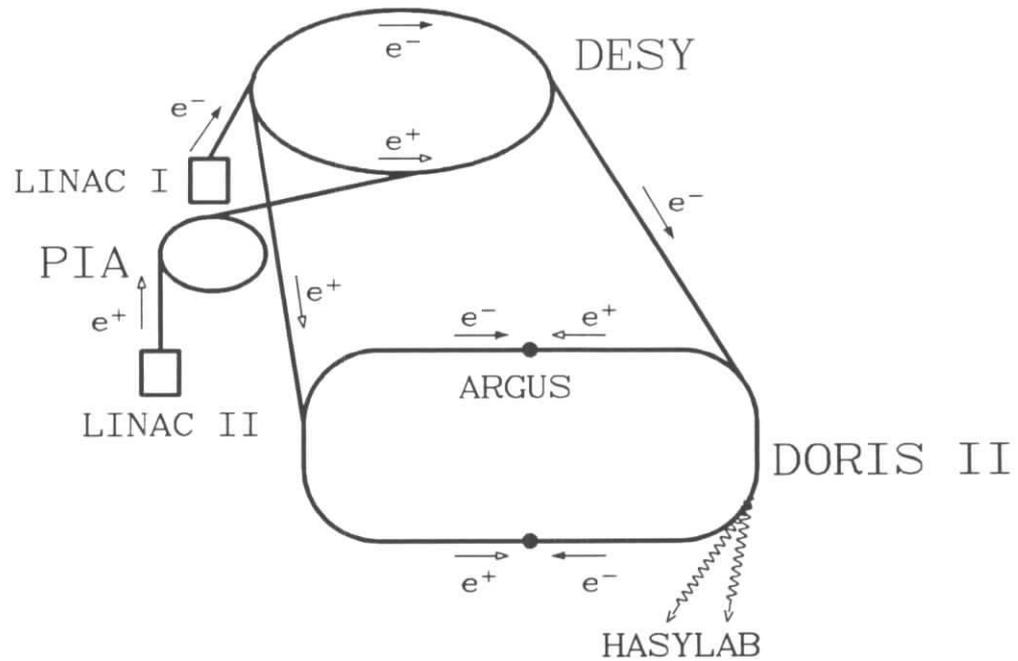


Abbildung 5: *Der DORIS-Speichering*

Diese Forschung wird am HASYLAB (HAMBURGER SYNCHROTRONSTRALUNGS-LABOR) durchgeführt.

Für die Untersuchung von B-Mesonen ist die Stabilität der Strahlenergie wichtig, da sich mit der Strahlenergie das Verhältnis von resonanten Reaktionen zu Kontinuumsereignissen ändert. Die Energie der Strahlen kann sehr genau über die Messung der Ströme in den Magneten bestimmt werden. Die Dispersion der Strahlenergie beträgt $8.2 \pm 0.5 \text{ MeV}$ [32].

Um eine möglichst große Anzahl von Ereignissen zu erhalten, muß die Reaktionsrate, die sich als Produkt von Wirkungsquerschnitt und Luminosität berechnet, maximiert werden:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot \mathcal{L} \quad (80)$$

Die Luminosität hängt von verschiedenen Strahlparametern ab:

$$\mathcal{L} = \frac{n I_{e^+} I_{e^-}}{4\pi f e^2 \sigma_x \sigma_y} \quad (81)$$

mit

- n : Anzahl der Teilchenpakete in jedem Strahl
- I : elektrischer Strom, der von einem Teilchenpaket getragen wird.
- σ_x, σ_y : transversale Ausdehnung des Strahls
- f : Umlauffrequenz

Um die Luminosität und damit die Ereignisrate zu erhöhen, wurden nahe des Wechselwirkungspunktes noch innerhalb des ARGUS-Experimentes (Abb. 6) Mini β -Quadrupolmagnete aufgestellt, die die transversale Ausdehnung des Strahls reduzieren. Um die Störung des Quadrupolfeldes durch das Detektorfeld auszugleichen, installierte man zwei Kompensationsspulen im Detektor. In den Wechselwirkungszonen haben die Teilchenpakete dann eine transversale Ausdehnung von $500 \mu\text{m}$ in x - und $80 \mu\text{m}$ in y -Richtung, sowie eine longitudinale Ausdehnung von 2.5 cm . Dabei wurde eine gaußförmige Teilchendichteverteilung in den Paketen angenommen; ein Paket enthält etwa 10^{14} -Teilchen. Die Luminosität wird durch die Messung der Rate von Bhabhastreuerungen bestimmt, da der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion sehr genau bekannt ist. Typischerweise beträgt die Luminosität etwa $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, was einer integrierten Luminosität von etwa 800 nb^{-1} pro Tag entspricht. Der systematische Fehler der Luminositätsbestimmung beträgt 1.8% [33].

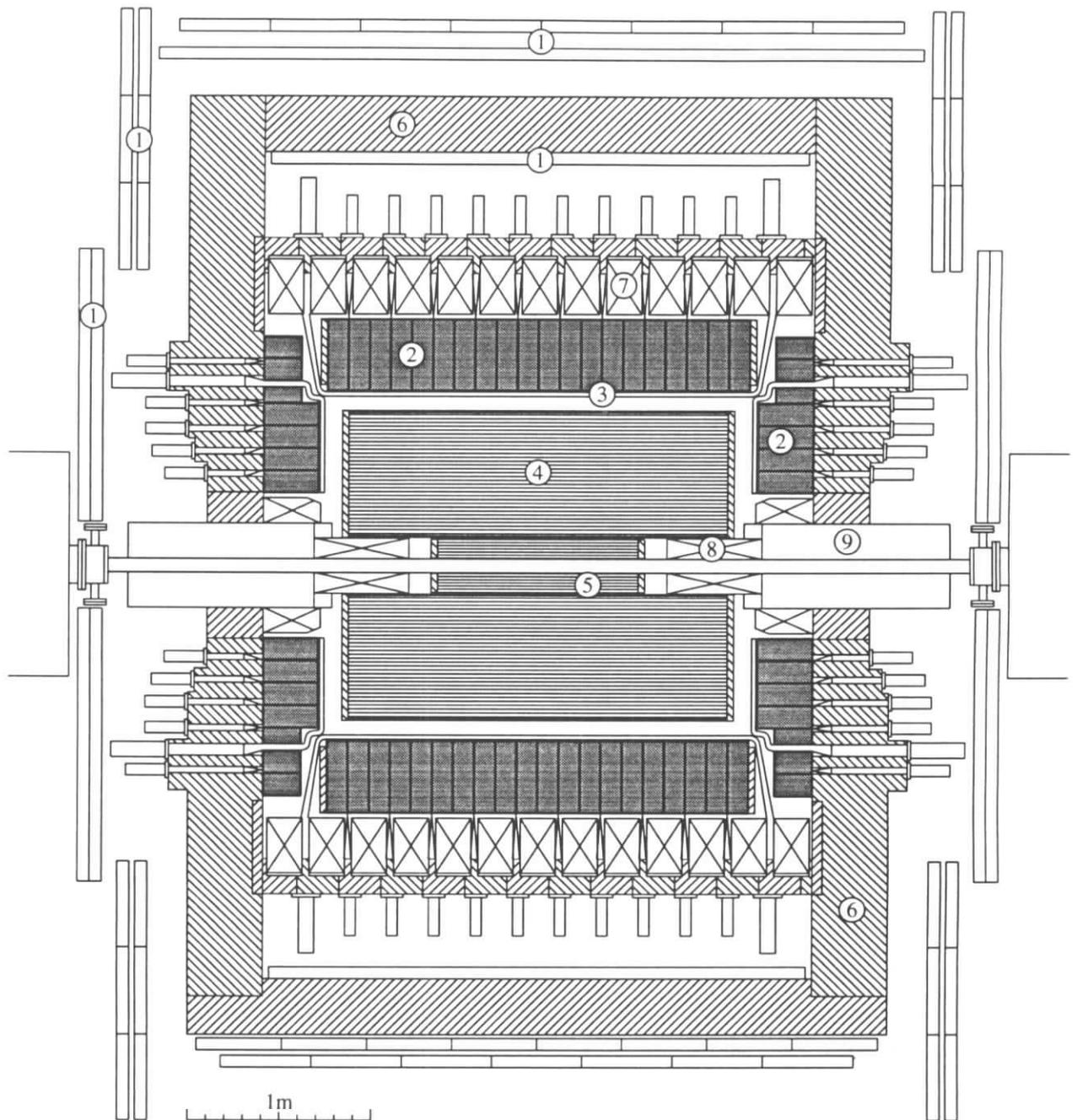
3.3 Der ARGUS – Detektor

3.3.1 Konzeption des Detektors

Der ARGUS-Detektor [34] ist ein Spektrometer mit einem solenoidalen Magnetfeld von 0.755 T . Er wurde zur Untersuchung von Endzuständen aus Elektron-Positron-Annihilationen im Energiebereich der Υ -Resonanzen entworfen. Es können die schwachen Zerfälle von B-Mesonen aus $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen, die Zerfälle von D-Mesonen, sowie die von τ -Mesonen - produziert in dem QED-Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ - studiert werden. Weiterhin können die direkten Zerfälle der Υ -Resonanzen sowie Übergänge zwischen ihnen, Zwei-Photon-Reaktionen u. v. a. untersucht werden.

Um das Studium aller dieser sehr verschiedenen Prozesse zu erlauben, muß der Detektor eine Anzahl verschiedener Forderungen erfüllen. B-Mesonzerfälle besitzen eine hohe Multiplizität und sind im Ruhesystem nahezu isotrop. Daher muß der Detektor einen möglichst großen Raumwinkel abdecken um eine hohe Akzeptanz für Teilchen aus B-Zerfällen zu erreichen. Ferner ist eine gute Impulsauflösung der geladenen Teilchen über einen großen Impulsbereich wichtig, da Teilchen aus B-Zerfällen eher kleine Impulse besitzen, während Teilchen aus Kontinuumsergebnissen mit Impulsen von bis zu einigen GeV produziert werden. Für neutrale Teilchen benötigt man eine gute Energie- und Ortsauflösung wiederum über einen großen Impulsbereich. Da Zerfälle von B-Mesonen eine hohe Multiplizität haben, ist eine gute Teilchenidentifizierung notwendig, um den kombinatorischen Untergrund zu minimieren.

Der ARGUS-Detektor (Abb. 6) ist im wesentlichen zylindersymmetrisch. Der Detektor ist in zwei räumliche Bereiche geteilt – in die Stirnflächen und die Mantelfläche des Zylinders. Die Länge der Mantelfläche ist durch den Abstand der



- | | | |
|-------------------|----------------------|------------------------------|
| 1) Myonkammern | 4) Hauptdriftkammer | 7) Spule |
| 2) Schauerzähler | 5) Vertexdriftkammer | 8) Kompensationsspulen |
| 3) Flugzeitzähler | 6) Eisenjoch | 9) Mini- β -Quadrupole |

Abbildung 6: Der ARGUS-Detektor

Mini- β -Quadrupolmagnete vom Wechselwirkungspunkt gegeben und beträgt 1.23 m. Ein größerer Abstand würde die Luminosität in unerwünschter Weise verringern. In der Reihenfolge von innen nach außen aufgezählt besteht der Detektor aus einer Vertex- bzw. ab 1990 einer Micro-Vertex-Driftkammer, der Hauptdriftkammer, dem Flugzeitsystem, dem Kalorimeter, der Magnetspule und dem Myon-System, wobei dieses aus einer Lage Kammern innerhalb und zwei Lagen außerhalb des Eisenjochs des Magneten besteht.

Zur Identifikation der geladenen Teilchen wird der Energieverlust dE/dx der Teilchen in der Hauptdriftkammer sowie die mit dem Flugzeitsystem gemessene Geschwindigkeit der Teilchen benutzt. Mit dem Kalorimeter wird die Energie von Photonen gemessen. Außerdem verbessert es die Unterscheidung zwischen Elektronen und Hadronen. Myonen werden mit Hilfe der drei Lagen von Myon-Kammern identifiziert.

3.3.2 Die Hauptdriftkammer

Mit der Hauptdriftkammer werden die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert. Sie dient zur Messung des Impulses der Teilchen und über die Messung des Energieverlustes zur Teilchenidentifizierung (Abb. 7).

Die Kammer hat eine Länge von 2 m und eine zylindrische Geometrie mit einem Innendurchmesser von 30 cm und einem Außendurchmesser von 172 cm. Um die Vielfachstreuung der Teilchen vor Eintritt in die Kammer zu minimieren, besteht die Innenwand der Kammer aus einem 3.3 mm dicken mit Silber beschichteten

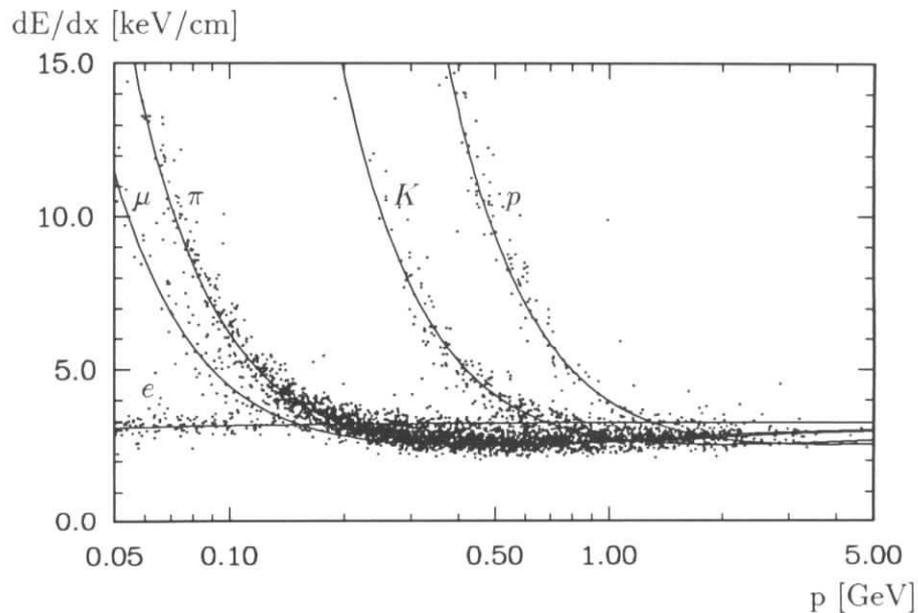


Abbildung 7: Energieverlust geladener Teilchen in der Hauptdriftkammer

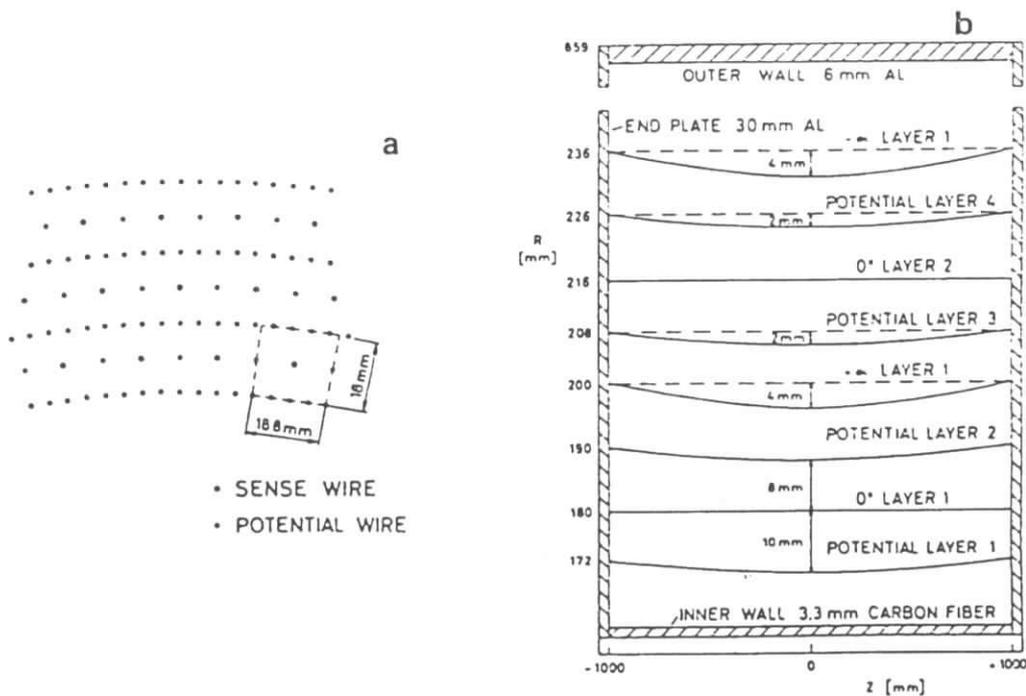


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Driftkammerquerschnitte (a) senkrecht zur und (b) parallel zur Strahlachse

Kohlefaserrohr. Die Außenwand besteht aus 6 mm Aluminium. Zwischen den Seitenwänden sind 5940 Signaldrähte und 24588 Potentialdrähte gespannt. Die geerdeten Potentialdrähte sind so angeordnet, daß sie in der xy -Ebene 5940 etwa rechteckige $18 \times 18.8 \text{ mm}^2$ große Driftzellen bilden (Abb. 8). Innerhalb jeder Zelle ist ein Signaldraht gespannt, an dem eine Spannung von etwa +2000 V anliegt. Die Driftzellen sind in 36 konzentrischen Lagen angeordnet. Um eine Messung der Koordinate entlang der Drähte zu erlauben, weist die Hälfte der Lagen eine leichte azimutale Drehung α auf. Diese Stereowinkel α bilden die Sequenz $0^\circ, +\alpha, 0^\circ, -\alpha$. Der Stereowinkel vergrößert sich mit der Wurzel des Radius von 40 mrad auf 80 mrad. Die Werte sind so gewählt, daß eine maximale Abweichung eines Signaldrahtes vom Zentrum der Zelle unter 1 mm erreicht wird. Spuren, die mindestens vier 0° Lagen und drei Stereolagen durchqueren, können in einem Raumwinkel von $\Delta\Omega/4\pi = 0.96$ gemessen werden. Mit weniger Meßpunkten ist eine Rekonstruktion der Spur nicht mehr sinnvoll. Spuren, deren Winkel zur Strahlachse die Bedingung $|\cos\theta| < 0.76$ erfüllt, durchqueren alle Lagen der Driftkammer. Die Kammer ist mit einem Gasgemisch bestehend aus 97 % Propan, 3 % Methylal und 0.2 % Wasserdampf gefüllt. Geladene Teilchen, die das Gas durchqueren, ionisieren Gasmoleküle entlang ihrer Spur. Der dabei auftretende Energieverlust der Teilchen kann durch eine Landau-Verteilung beschrieben werden. Propan wurde

als Gas für die Driftkammer ausgewählt, da es eine schmale Landau-Verteilung besitzt und daher der Energieverlust entlang der Bahn eines Teilchens weniger fluktuiert. Weiterhin hat Propan eine große Strahlungslänge. Mit dem Wasserdampf werden Ablagerungen auf den Drähten elektrisch leitfähig gemacht.

Die bei der Ionisation der Gasmoleküle entstehenden Elektronen bewegen sich im elektrischen Feld der Driftzelle zu den Signaldrähten hin und werden dann als elektrische Pulse ausgelesen. Aus der Kenntnis des elektrischen Feldes in der Driftzelle und der gemessenen Driftzeit kann die xy-Position der Spur in der Zelle bestimmt werden. Die Größe der Pulse ist proportional zur Energie, die das Teilchen über die Länge seiner Spur in der Driftzelle verloren hat und kann daher zur Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx benutzt werden. Die gemessenen Energieverluste sind aufgrund der Landau-Verteilung asymmetrisch verteilt. Bei der Berechnung des mittleren Energieverlustes entlang der Bahn werden daher die kleinsten 10 % und die größten 30 % der gemessenen dE/dx -Werte nicht benutzt. Abhängig vom Spurwinkel wird dieser Mittelwert also mit vier bis zweiundzwanzig Meßwerten gebildet. Der Fehler der Messung des Energieverlustes beträgt etwa 5%.

Durch das solonidale Magnetfeld von 0.755 T werden die Bahnen geladener Teilchen gekrümmt. Die Bestimmung des Krümmungsradius der Spur erlaubt, zusammen mit der Kenntnis des Feldverlaufes entlang der Spur, die Berechnung des Transversalimpulses eines geladenen Teilchens. Bei Transversalimpulsen kleiner als 30 MeV ist die Krümmung so stark, daß die Teilchenspur nicht in der Driftkammer gemessen werden kann. Die Impulsauflösung beträgt für schnelle Teilchen ($p > 1 \text{ GeV}$)

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.009 p_T [\text{GeV}] \quad (82)$$

Für langsame Teilchen ($p < 1 \text{ GeV}$) ist die Impulsauflösung durch Vielfachstreuung dominiert

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 p_T [\text{GeV}])^2} \quad (83)$$

Die absolute Eichung der Impulswerte wird mit Hilfe von Zerfällen des K_S^0 in $\pi^+\pi^-$, bei denen der Zerfallsvertex bestimmt werden kann, vorgenommen und überwacht.

3.3.3 Die Vertexdriftkammer

Die Vertexdriftkammer ist eine kleine zylindrische Driftkammer mit hoher Auflösung. Sie ist so entworfen, daß sie den Raum zwischen Strahlrohr, Hauptdriftkammer und den zwei Kompensationsmagneten ausfüllt. Die Kammer ist 1 m lang und hat einen Innen- und Außendurchmesser von 10 cm bzw. 28 cm. In ihr sind 1412 Felddrähte gespannt, die 594 hexagonale 4.5 mm große Driftzellen bilden (Abb. 9). In der Mitte der Zellen befinden sich Signaldrähte. Während die Signaldrähte geerdet sind, befinden sich die felderzeugenden Drähte auf einem

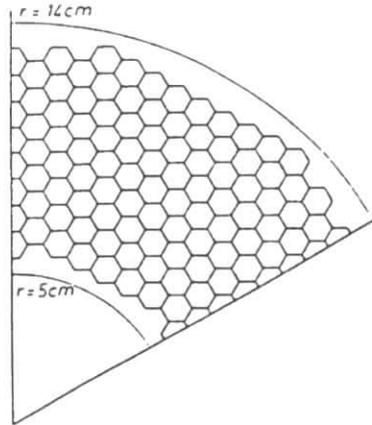


Abbildung 9: 60 Grad Querschnitt der Vertexdriftkammer

Potential von 3500V. Alle Driftzellen sind parallel zur Strahlachse angeordnet, so daß eine Messung der z-Komponente nicht möglich ist. Spuren innerhalb von 95 % des Raumwinkels von 4π treffen alle Lagen der Kammer.

Die Kammer wird mit CO_2 -Gas betrieben. Eine Beimischung von 0.3% Wasserdampf verlangsamt die Alterung der Kammer durch Ablagerungen auf den Drähten.

Wird die Vertexkammer bei der Spurrekonstruktion mitverwendet, so verbessert sich die Impulsauflösung für Myonen mit Impuls von 5 GeV/c von $\sigma(p_T)/p_T = 0.009p_T [\text{GeV}]$ auf:

$$\sigma(p_T)/p_T = 0.006p_T [\text{GeV}] \quad (84)$$

Mit Elektronen aus Bhabhaereignissen wurde durch Rückextrapolation der Spuren zum Vertex die Vertexauflösung bestimmt. Sie ist besser als $100 \mu\text{m}$. Für Multihadronereignisse ist die Auflösung jedoch schlechter. Die Verschlechterung wird durch Vielfachstreuung bei Spuren mit kleinen Impulsen und durch die unterschiedliche Stärke der Ionisationseffekte verursacht.

Die zusätzliche Information der Vertexdriftkammer führt zu einer um 60 % größeren Nachweiswahrscheinlichkeit für langlebige Teilchen wie K_0^S oder Λ , wenn diese über ihren Zerfallsvertex rekonstruiert werden.

Die Vertexdriftkammer wurde erstmals 1985 benutzt und 86 % der in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden nach Einbau der Vertexkammer gewonnen.

1990 wurde die Vertexkammer durch eine Mikro-Vertexdriftkammer ersetzt [35], jedoch konnte mit der Mikro-Vertexdriftkammer nur eine geringe Datenmenge gemessen werden, da DORIS in dem Zeitraum bis zum Ende des Experimentes nur sehr instabil operierte. Diese Daten wurden in dieser Analyse nicht benutzt.

3.3.4 Das Flugzeitsystem

Die Aufgabe des Flugzeitsystems ist die Bestimmung der Geschwindigkeiten geladener Teilchen. Zusammen mit der Impulsmessung in der Driftkammer kann damit die Identität des Teilchens durch die Berechnung der Ruhemasse angegeben werden.

Das Flugzeitsystem besteht aus 160 Szintillationszählern. Die Zähler befinden sich zwischen der Driftkammer und dem Kalorimeter. Das Szintillationslicht wird durch Lichtleiter zu Photoelektronenvervielfachern übertragen, die sich außerhalb der Magnetspulen und damit außerhalb des Hauptmagnetfeldes befinden.

Die Ruhemassen der Teilchen berechnen sich aus der Geschwindigkeit $\beta = v/c$ nach

$$m_0^2 = p^2 \cdot \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) \quad \text{mit: } \beta = \frac{l}{c \cdot t_{Flug}} \quad (85)$$

Dabei steht t_{Flug} für die gemessene Flugzeit und l für die Weglänge zwischen dem Vertex und dem Szintillationszähler. Die so erhaltenen Werte von m_0^2 zeigt Abbildung 10. Für eine konstante Zeitauflösung hängt die Massenauflösung vom Quadrat des Impulses ab:

$$\sigma_{m_0^2} = 2(p/l)^2 t_{Flug} \sigma_{t_{Flug}} \quad (86)$$

Mit einer Zeitauflösung von $\sigma_{t_{Flug}} = 220ps$ können Pionen von Kaonen mit Impulsen bis 700 MeV/c und Kaonen von Protonen bis 1200 MeV/c sicher (d. h.

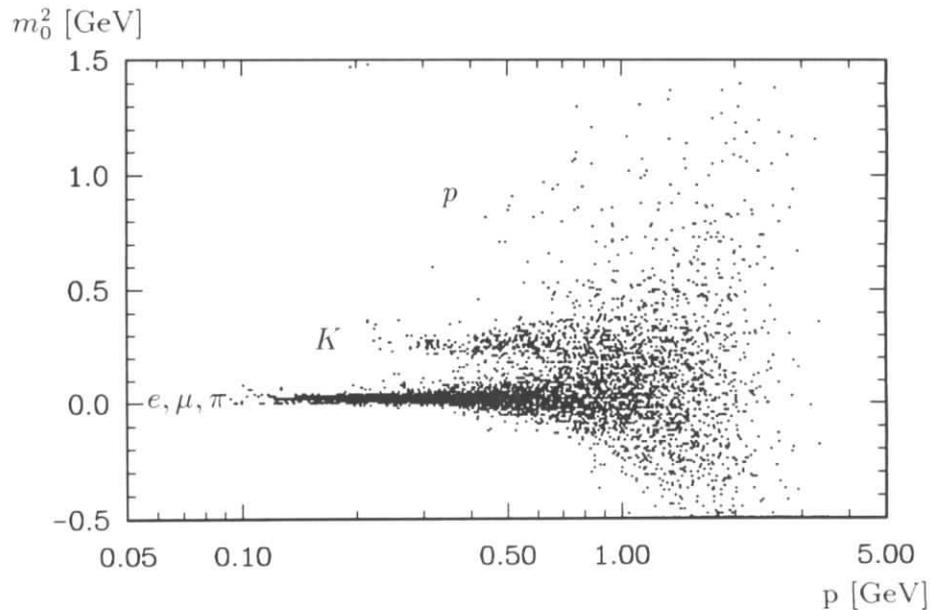


Abbildung 10: Massenbestimmung über die Flugzeitmessung. Aufgetragen ist der aus Flugzeit- und Impulsmessung ermittelte Massenwert gegen den Impuls für geladene Teilchen.

mit drei Standardabweichungen) getrennt werden.

3.3.5 Das elektromagnetische Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter mißt sowohl die Energie von Elektronen als auch Energie und Richtung von Photonen. Die Schauerform und die deponierte Energie können zur Separation der Elektronen von Hadronen und Myonen herangezogen werden.

Das Kalorimeter besteht aus zwei Teilen. Der zentrale Bereich ($|\cos\theta| < 0.75$) ist in 20 Ringe aufgeteilt, die jeweils aus 64 Schauerzählern bestehen. Die beiden Seitenflächen ($0.7 \leq |\cos\theta| \leq 0.96$) bestehen aus fünf Ringen mit sich vergrößerndem Radius in denen 32, 40, 48, 56 und 64 Schauerzähler untergebracht sind. Diese insgesamt 1760 Schauerzähler überdecken 96 % des gesamten Raumwinkels.

Ein Schauerzähler ist aus mehreren Schichten aufgebaut, die aus 1 mm Blei (1.5 mm in den Seitenflächen) und 5 mm Szintillator bestehen. Ein Zähler ist 12.5 Strahlungslängen dick. Die Breite eines Zählers entspricht einem Moliér-Radius (0.9 in den Seitenflächen). Damit eine ringförmige Anordnung der Zähler erreicht werden kann, sind im zentralen Bereich neben rechteckigen Zählern auch keilförmige Zähler vorhanden. Die Schauerzähler werden an einer der zu der Schichtung senkrechten Seiten mit Hilfe von Wellenlängenschiebern ausgelesen. Zur optischen Isolation sind alle Zähler mit Aluminiumfolie umwickelt. Jeweils zwei Zähler sind zu einem Modul zusammengefaßt, das dann über zwei Lichtleiter mit Photoelektronenvervielfachern, die sich außerhalb der Magnetspulen befinden, verbunden sind. Um Platz für die Lichtleiter zu schaffen, besteht die Magnetspule aus einzelnen Blöcken, die in z-Richtung voneinander getrennt sind. Mit dieser Konstruktion wird erreicht, daß sich vor dem Schauerzähler nur 0.16 Strahlungslängen (zentraler Bereich) bzw. 0.52 Strahlungslängen (Seitenflächen) Material befindet. Damit können Photonen bis zu Energien von 50 MeV noch mit hoher Akzeptanz (ca. 98 %) nachgewiesen werden. Kleinere Energiedepositionen werden bei den Analysen nicht verwendet, da der Untergrund durch elektronische Störungen steigt.

Zur Bestimmung der Richtung der Photonen muß die Position der Schauerachse bekannt sein. Dazu wird der Schwerpunkt der Energiedepositionen von allen einem Schauer zugeordneten Schauerzählern berechnet. Für niederenergetische Photonen ist dies im wesentlichen nur ein Zähler, daher ist die Winkelauflösung durch die Größe der Schauerzähler in (ϕ, z) bestimmt. Sie beträgt etwa 32 mrad (bei $\cos\theta = 0$). Bei Energien von 0.5 GeV beträgt sie 24 mrad, bei 5 GeV verbessert sich die Auflösung auf 13 mrad. Das entspricht einer mittleren räumlichen Auflösung für die Position des Schauerzentrums von 1.5 cm.

Die Energieauflösung wird aus rekonstruierten π^0 - und η -Mesonen bestimmt. Dazu wird verlangt, daß eines der Zerfallsphotonen im Strahlrohr oder in einer Driftkammerwand in ein e^+e^- -Paar konvertiert. Solche Photonen können mit einer sehr guten Energieauflösung rekonstruiert werden. Die Energieauflösung des

zweiten mit dem Kalorimeter gemessenen Photons spiegelt sich dann in der Massenauflösung der Mesonen wieder. Im zentralen Teil erhält man

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E [\text{GeV}]}} \quad (87)$$

und für die Seitenflächen

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E [\text{GeV}]}} \quad (88)$$

Im zentralen Bereich beträgt der Fehler für 200 MeV Photonen 16 % oder 32 MeV.

Da die Diskrimination von Elektronen und Hadronen mit Hilfe des Kalorimeters in dieser Analyse nicht benutzt wird, soll diese hier nicht beschrieben werden. Stattdessen wird auf [34] verwiesen.

3.3.6 Die Myonkammern

ARGUS ist mit drei Lagen von Myonkammern bestückt. Die erste Lage befindet sich innerhalb des Eisenjochs, die anderen beiden außerhalb. Das Material vor den Kammern fungiert als Hadronabsorber. Vor der ersten Lage befinden sich 3.3 Absorptionslängen, zwischen der ersten und den anderen beiden Kammern sind weitere 1.8 Absorptionslängen vorhanden, so daß die äußeren Lagen fast ausschließlich von Myonen erreicht werden. Die innere Myonkammerlage kann von Myonen mit Impuls größer 0.7 GeV/c erreicht werden, die äußeren nur von solchen mit Impulsen größer 1.1 GeV/c. Die innere Lage hat eine geometrische Akzeptanz von 43 %, die äußeren zwei Lagen von 87 % des Raumwinkels. Die Ansprechwahrscheinlichkeit bei einem Treffer einer Lage ist 98 %.

Das Myonsystem besteht aus insgesamt 218 Kammern, wobei jede Kammer aus acht Proportionalzählern zusammengesetzt ist. Jeder Zähler besteht aus einem Aluminiumrohr mit einem Querschnitt von 56 mm × 56 mm und einer Länge von einem bis zu vier Metern. Die Kammern werden mit einem Gasgemisch aus 92 % Argon und 8% Propan betrieben.

3.4 Das Trigger-System

Die Umlauffrequenz des Elektron- bzw. Positronpaketes in DORIS II ist 1 MHz. Daher kann jede Mikrosekunde eine Wechselwirkung stattfinden. Innerhalb dieser Zeitdauer muß entschieden werden, ob ein Ereignis physikalisch interessant sein könnte oder nicht. Diese Entscheidung trifft die erste Stufe des Triggers innerhalb von 300 ns. Sie reduziert dabei die Frequenz der zu bearbeitenden Ereignisse auf 100 Hz. Die langsamere zweite Stufe des Triggers fällt dann die endgültige Entscheidung, ob ein Ereignis aufzuzeichnen ist. Die erste Stufe heißt "Pretrigger", die zweite "Little Track Finder".

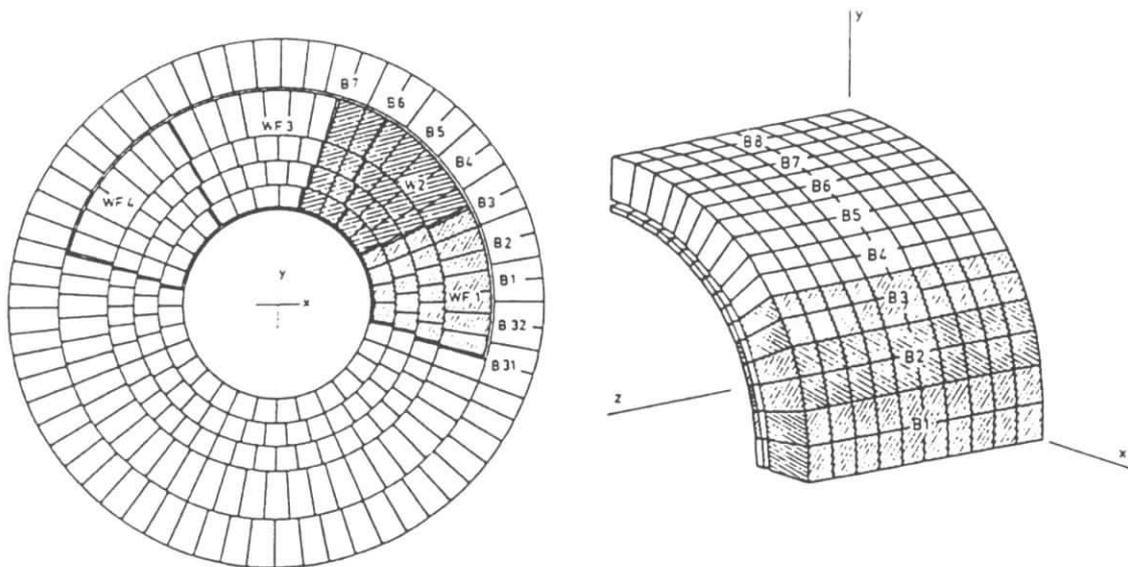


Abbildung 11: Einteilung der Kalorimeter-Zähler zu Trigger-Einheiten

3.4.1 Der schnelle Trigger: "Pretrigger"

Die schnelle erste Stufe des Triggers arbeitet mit Signalen des Flugzeitsystems und der Schauerzähler. Da die räumliche Aufteilung des Flugzeitsystems dem des Kalorimeters ähnlich ist, können Triggerinformationen, die aus den beiden Systemen gewonnen werden, leicht miteinander kombiniert werden. Der Detektor wird, um geeignete Triggerbedingungen zu erlauben, in zwei Hemisphären geteilt, die durch die Ebene bei $z = 0$ getrennt sind.

Jeweils 22 Schauerzähler werden zu einer Triggereinheit zusammengefaßt (Abb. 11). Im zentralen Bereich bilden je zwei Reihen von Schauerzählern eine Einheit. Die Schauerzähler an den Seitenflächen werden in 16 Sektoren eingeteilt (Abb. 11) und liefern nur Triggersignale für den Gesamtenergie-Trigger und für die Luminositätsüberwachung mit Bhabha-Ereignissen.

- Gesamtenergie-Trigger (ETOT)
Die Energien der Schauerzähler werden für beide Hemisphären getrennt aufsummiert. Der Trigger wird gesetzt, wenn beide Energiesummen eine Schwelle überschreiten, die etwa 700 MeV entspricht. Dieser Wert ist so gewählt, daß er nicht von einzelnen Myonen überschritten werden kann. Ansonsten könnte er von kosmischen Myonen gesetzt werden. Der Trigger dient dazu, Ereignisse mit einer ausgeglichenen Energiedeposition zu selektieren.

tieren (z. B. Bhabhaereignisse oder Zwei-Photon-Ereignisse).

- **Trigger für hochenergetische Schauer (HESH)**
Für diesen Trigger werden im zentralen Bereich des Kalorimeters je fünf der Triggereinheiten zusammengefaßt, die jeweils etwa 70° des Azimutalwinkels überdecken. Mit jeweils einer Reihe Überlappung werden daraus 16 Bereiche gebildet. Übersteigt die Energiesumme in einem der Bereiche eine Schwelle von etwa 1 GeV, so wird der Trigger gesetzt. Durch diese Bedingung sollen Ereignisse selektiert werden, die ein hochenergetisches Teilchen enthalten.
- **Trigger für geladene Spuren (CPPT)**
Im zentralen Bereich werden je 4 Zähler des Flugzeitsystems und drei Triggereinheiten des Kalorimeters zusammengefaßt, die in jeder Hemisphäre 16 Gruppen bilden. Eine geladene Spur wird durch eine Koinzidenz eines Triggers des Flugzeitsystems mit einer Energiedeposition in der zugehörigen Gruppe von Schauerzählern von mehr als 50 MeV definiert. Ein minimal ionisierendes Teilchen hinterläßt eine Energie von etwa 160 – 200 MeV. Der Trigger für geladene Spuren verlangt mindestens eine Spur pro Hemisphäre.
- **Koinzidenz-Matrix-Trigger (CMT)**
Dieser Trigger ist wichtig, um Ereignisse aus $\gamma\gamma$ -Reaktionen nachweisen zu können. Diese haben oftmals einen ausgeglichenen Transversalimpuls, obwohl ein Teil des Ereignisses im Strahlrohr verlorengegangen ist und damit Impuls entlang der Strahlachse fehlt. Der Trigger hebt die Unterscheidung in die zwei Hemisphären $\pm z$ auf und verlangt zwei geladene Spuren (siehe CPPT-Trigger) derart, daß eine Spur in einem der 7 gegenüberliegenden Bereichen der anderen Spur liegt. Die Begründung für die Verwendung von nur 7 der 8 gegenüberliegenden Bereiche ist in der für die Koinzidenzsuche verwendeten Elektronik zu finden.
- **Test Trigger**
Zu Test- und Kalibrationszwecken gibt es noch zwei weitere Trigger. Einer davon ist ein Trigger für kosmische Myonen, der eine Koinzidenz zweier diametral gegenüberliegenden Gruppen von Flugzeitählern verlangt. Damit können kosmische Myonen, die Nahe am Wechselwirkungspunkt vorbeifliegen, selektiert werden. Der Trigger wird benötigt, um Detektorkomponenten und das Datennahmesystem auch ohne laufenden Beschleuniger testen zu können. Der zweite Trigger ist ein Zufallstrigger, mit dem alle 0.1 Sekunden alle Komponenten ausgelesen werden können. Der Trigger ermöglicht es, Elektronikrauschen zu untersuchen.

3.4.2 Der langsame Trigger: "Little Track Finder"

Der Zeitraum, der für die zweite Triggerstufe zur Verfügung steht, ist groß genug um die Information der Driftkammer heranzuziehen. Diese wird benutzt, um

kreisförmige Spuren in der (r, ϕ) -Ebene zu finden, die durch den Wechselwirkungspunkt gehen. In der (r, ϕ) -Projektion der Driftkammer ist eine Spur durch eine Sequenz von ansprechenden Drähten – sogenannte Treffer – definiert. Zusätzlich sollte eine "gute" Spur einen Treffer in einer der Kammern des Flugzeitsystems hinterlassen.

In der zweiten Triggerstufe werden die oben beschriebenen Sequenzen mit bis zu 2000 vorweg definierten Spurmustern verglichen. Stimmt eine Sequenz mit einem der Muster überein, so wird die Sequenz als eine geladene Spur gezählt. Die von der zweiten Triggerstufe verlangte Anzahl von Spurkandidaten hängt davon ab, welcher der Trigger der ersten Triggerstufe angesprochen hat (0 beim ETOT, 1 beim HESH, 2 bei CPPT und CMT). Im Mittel werden 20 μsec für die Entscheidung benötigt. 97 % der Spuren, die alle Lagen der Driftkammer durchquert haben, werden mit diesem Verfahren erkannt. Die zweite Triggerstufe verursacht eine Totzeit von weniger als 0.2 %. Nach der zweiten Triggerstufe beträgt die Ereignisrate einige Hertz.

3.4.3 Die Datennahme

Die Datennahme ist in Abbildung 12 schematisch dargestellt. Zunächst werden die Daten der verschiedenen Detektorkomponenten in CAMAC-Modulen digitalisiert und von Mikroprozessoren zu Ereignissen zusammengefaßt. Die zum Auslesen der Daten benötigte Zeit beträgt etwa 3 msec. Diese bedeutet bei 5 Hz Triggerrate eine Totzeit von weniger als 5 %. Die Steuerung der Mikroprozessoren (Laden der Programme etc.) erfolgt durch eine DEC PDP 11/45. Dieser Rechner erhält von den Mikroprozessoren die Ereignisse und leitet sie an einen zweiten Rechner (VAX 11/780) weiter. Mit diesem Rechner wird eine Vorselektion der Daten vorgenommen. Dabei werden 30% der Untergrundereignisse unterdrückt. Je 20 Ereignisse werden zu einem Block zusammengefaßt und dann über eine PADAC-Schnittstelle zu einem Großrechner übertragen. Dort werden die Daten schließlich auf Magnetbänder geschrieben. Um die Datennahme nicht durch Ausfälle der Rechner oder der Übertragungswege zu stören, besitzt der VAX-Rechner Festplattenspeicher, der es ermöglicht die Daten über mehrere Stunden hinweg zwischenzuspeichern. Außerdem besitzt der PDP 11-Rechner eine zweite Übertragungsleitung zum Großrechner.

Die PDP kontrolliert die Kalibration der einzelnen Detektorkomponenten und überwacht alle für die Operation des Detektors wichtigen Parameter. Sie erlaubt dem Operateur die Überwachung dieser Prozesse. Die VAX ermöglicht die Darstellung der Ereignisse und die Kontrolle der Qualität der gesammelten Daten. Dazu werden Triggerraten, Luminositäten und die Operationsparameter der Detektorkomponenten mit Hilfe von Histogrammen kontinuierlich dargestellt.

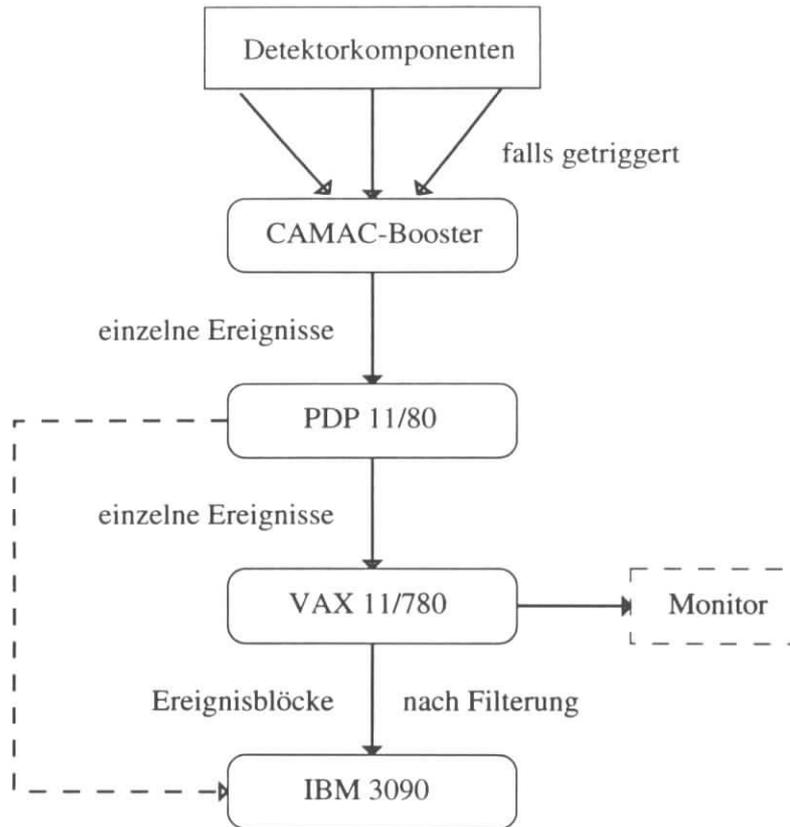


Abbildung 12: *Der Datenfluß beim ARGUS-Experiment.*

3.5 Die Datenrekonstruktion

Zur Ereignisrekonstruktion werden Teilchenspuren gesucht, denen dann Messungen aus den weiteren Detektorkomponenten zugeordnet werden. Übrigbleibende Bereiche von Energiedepositionen in den Schauerzählern werden neutralen Teilchen zugeordnet.

3.5.1 Die Rekonstruktion von Teilchen und Vertices

Zunächst werden die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert. Die Spurerkennung beginnt in der Hauptdriftkammer und zwar zunächst nur mit den Bahnen in der xy -Projektion. In dieser Ebene, die senkrecht zum Magnetfeld (und zur Strahlrichtung ist), sind die Spuren kreisförmig. Um einen Kreis zu definieren, werden drei Treffer in der Driftkammer benötigt. Die Spurerkennung arbeitet von den äußeren Lagen, wo die Spurdichte relativ gering ist, zu den inneren hin und zwar nur unter Benutzung der paraxialen 0° -Driftkammerlagen. Der Algorithmus startet mit drei Treffern und bestimmt die Krümmung des zugehörigen Kreises. Dabei

wird die Driftzeitinformation schon berücksichtigt. Dann wird der äußere Treffer weggelassen, ein weiter innen liegender Treffer hinzugenommen und die neue Krümmung berechnet. Weicht die neue Krümmung vom Mittelwert aller bis zu diesem Schritt akzeptierten Triplets nicht allzu sehr ab, so wird der neue Treffer als zu dem Spurkandidaten zugehörig akzeptiert. Dieser Algorithmus schreitet fort, bis die innerste Lage erreicht ist oder er über drei Driftkammerlagen hinweg keine neuen Treffer mehr akzeptiert. Nach Abschluß dieser Prozedur wird die kreisförmige Projektion der Spur durch die mittlere Krümmung und durch zwei weit auseinanderliegende Treffer definiert. Daraus kann der minimale Abstand d_0 der Spur vom Ursprung, dem nominellen Wechselwirkungspunkt berechnet werden. Gibt es in einem Ereignis nicht mindestens zwei Spurkandidaten mit $d_0 < 1.5$ cm, so wird das Ereignis verworfen. Um von einer Spur und nicht von einer zufälligen Kombination von Treffern sprechen zu können, sind mindestens vier Treffer notwendig.

Im nächsten Schritt wird der dreidimensionale Verlauf der Bahn rekonstruiert. Dazu werden die Treffer der $\pm\alpha$ -Stereodräfte den Spurkandidaten zugeordnet. Nach Beendigung dieses Schrittes werden Ereignisse verworfen, die weniger als zwei Spuren mit $|z_0| < 8$ cm besitzen.

Für alle Spurkandidaten wird dann eine dreidimensionale Spuranpassung durchgeführt. Dabei werden Abweichungen von der idealisierten spiralförmigen Bahn berücksichtigt, die sich durch Inhomogenitäten im Magnetfeld, Ionisationsverluste dE/dx und Vielfachstreuung ergeben.

Nachdem eine Spur in der Hauptdriftkammer rekonstruiert wurde, wird sie in die Vertexkammer extrapoliert. Alle Treffer entlang dieser Extrapolation werden der Spur zugerechnet. Dann wird mit den Treffern der Vertexkammer eine erneute Spuranpassung durchgeführt, wobei die Ergebnisse der Anpassung in der Hauptdriftkammer in Form einer Zwangsbedingung in Betracht gezogen werden.

Mit einer χ^2 -Anpassung werden mit diesen Spuren der Hauptvertex und falls vorhandenen, die Zerfallsvertices langlebiger Teilchen (K_s^0 , Λ^0 , konvertierte Photonen) bestimmt.

Nach der Spurrekonstruktion wird versucht, die Treffer im Flugzeitsystem, im Kalorimeter und in den Myonkammern den Spuren zuzuordnen. Neutrale Teilchen werden durch Schauer im Kalorimeter, die keiner Spur zugeordnet werden können, rekonstruiert.

3.5.2 Die Identifikation der Teilchenart

In diesem Abschnitt werden die beim ARGUS-Experiment benutzten Methoden zur Unterscheidung von e , μ , π , K und p beschrieben. Die Grundlage der Teilchenidentifikation bildet die Messung des spezifischen Energieverlustes in der Hauptdriftkammer, der Flugzeit, der Schauer im Kalorimeter und der Treffer des Myon-Systems. Die Informationen werden zu einer Wahrscheinlichkeit zusammengefaßt und die Identifikation wird durch Festsetzung einer Mindestwahrscheinlichkeit

vorgenommen.

Für alle oben genannten Teilchenarten wird die Information der dE/dx - und der Flugzeitmessung (TOF) benutzt. Für jede der fünf Teilchenhypothesen wird durch den Vergleich der Meßwerte mit dem theoretisch zu erwartenden Wert eine χ^2 -ähnliche Größe berechnet.

$$\chi^2 = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\Big|_{exp} - \frac{dE}{dx}\Big|_{th}\right)^2}{\sigma_{dE/dx,exp}^2 + \sigma_{dE/dx,th}^2} + \frac{\left(\frac{1}{\beta}\Big|_{exp} - \frac{1}{\beta}\Big|_{th}\right)^2}{\sigma_{1/\beta,exp}^2 + \sigma_{1/\beta,th}^2} \quad (89)$$

Die aus dem Fehler der Impulsmessung resultierende Unsicherheit in der Berechnung der theoretischen Erwartung wird durch σ_{th}^2 berücksichtigt. Dieses χ^2 wird zur Konvertierung in eine einer Wahrscheinlichkeit ähnelnden Größe exponentiert: $e^{-\chi_i^2/2}$, wobei $i = e, \mu, \pi, K, p$ die fünf Teilchenhypothesen durchläuft¹². Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen relativen Erzeugungsraten w_i wird für jede Hypothese eine Wahrscheinlichkeit definiert

$$\lambda_i = \frac{w_i e^{-\chi_i^2/2}}{\sum_k w_k e^{-\chi_k^2/2}}, \quad (90)$$

wobei für die w_i

$$w_e : w_\mu : w_\pi : w_K : w_p = 1 : 1 : 5 : 1 : 1 \quad (91)$$

angenommen wird. Etwa 80% aller gemessenen Spuren werden durch die Forderung $\lambda_i > 1\%$ genau einer Teilchenhypothese zugeordnet.

Zur Identifikation von Elektronen und Myonen können noch die Daten der Schauerzähler (SC) herangezogen werden (siehe Abschnitt 3.3.5), als auch für die Myonen, die des Myonsystems (μ). Diese werden zu Quasiwahrscheinlichkeiten p_i^{SC} [36] und p_i^μ kombiniert. p_i^{SC} beschreibt die aus der in den Schauerzählern deponierten Energie und aus der laterale Energieverteilung des Schauers gewonnene Information über die Teilchenart. In p_i^μ geht die Anzahl der getroffenen Myonlagen, der Abstand von der extrapolierten Flugbahn und die Wahrscheinlichkeit für einen Treffer bei Annahme der Myonhypothese ein. Für die Elektronen und die Myonen werden damit die Wahrscheinlichkeiten

$$\Lambda_e = \frac{w_e \prod_{a=dE/dx, TOF, SC} p_e^a}{\sum_{k=e, \mu, \pi, K, p} w_k \prod_{a=dE/dx, TOF, SC} p_k^a} \quad (92)$$

$$\Lambda_\mu = \frac{w_\mu \prod_{a=dE/dx, TOF, SC, \mu} p_\mu^a}{\sum_{k=e, \mu, \pi, K, p} w_k \prod_{a=dE/dx, TOF, SC, \mu} p_k^a} \quad (93)$$

berechnet. Ein Schnitt von $\Lambda > 0.7$ gewährleistet eine sichere Teilchenidentifikation für Impulse $p_e > 0.5$ GeV und $p_\mu > 1.4$ GeV mit impuls- und winkelabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeiten von 40% bis 90%.

¹²Die Größe hat Ähnlichkeit mit einer nicht normierten Gaußverteilung

3.5.3 Die Simulation

Zur Bestimmung von Nachweiswahrscheinlichkeiten und Auflösungseffekten ist eine detaillierte Simulation des Detektors und der zugrundeliegenden Physik erforderlich. Diese geschieht in drei Schritten.

- Ereignisgeneration
In dieser Arbeit wurden zwei Ereignisgeneratoren benutzt. Zur Beschreibung der B-Zerfälle wurde MOPEK 4.3 [37] benutzt. Die Kontinuumsdaten wurden mit JETSET 7.4 [38] simuliert.
- Detektorsimulation
Das Simulationsprogramm für den ARGUS-Detektor [39] basiert auf GEANT [40]. In GEANT wird eine Geometrie definiert, die die Materialverteilung des ARGUS-Detektor widerspiegelt. Durch diese Materialverteilung werden dann die Spuren der langlebigen Teilchen und falls vorhanden, deren Zerfallsteilchen und Sekundärteilchen aus Wechselwirkungen mit der Detektormaterie verfolgt. Das Programm benutzt zur Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkungen wie Vielfachstreuung und Ionisationsverluste, das EGS-Programm [41]. Zur Simulation der hadronischen Wechselwirkungen wird GEISHA [42] benutzt. Die Ausgabe der Simulation sind TDC und ADC-Werte in dem Format, das auch für die Daten des Experiments benutzt wird.
- Rekonstruktion
Im nächsten Schritt werden die simulierten Ereignisse mit demselben Programm rekonstruiert, das auch für die Rekonstruktion der Daten benutzt wird. Die rekonstruierten Ereignisse werden dann mit der Programmiersprache KAL [43] analysiert.

3.6 Ereignisrekonstruktion und Auswahl der Ereignisse

Im ARGUS-Detektor können die Zerfälle $K_s^0 \rightarrow \pi\pi$, $\Lambda_0 \rightarrow p\pi$ und die Konversion von Photonen $\gamma \rightarrow e^+e^-$ durch die Rekonstruktion der Vertices des Zerfalls teilweise nachwiesen werden. Alle anderen hier verwendeten Spuren werden nur dann als μ, e, π, K oder p identifiziert, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

Radialer Abstand vom Hauptvertex	dr	$< 1.5\text{cm}$
Abstand vom Hauptvertex (Strahlrichtung)	$ dz $	$< 5.0\text{cm}$
Abstand vom Hauptvertex in Einheiten des Vertexfehlers	χ_{vertex}^2	< 36
Winkel zur Strahlachse	$ \cos\theta $	< 0.92
Wahrscheinlichkeit für die Teilchenhypothese	λ	> 0.01
Mindestimpuls	p_{min}	$= 0.03 \text{ GeV}$

Wird im Kalorimeter eine Energiedeposition von mindestens 0.01 GeV gefunden, so wird diese einem Photon zugeordnet. Haben zwei Photonen jeweils eine Energie

größer als 0.05 MeV und hat die Kombination eine Masse zwischen 0.09 und 0.19 GeV, so wird angenommen, daß es sich dabei um ein π^0 -Meson handeln könnte. Das entspricht einem 2σ -Schnitt in der Massenverteilung. Die Massenbreite des π^0 ist sehr viel geringer als die Massenauflösung einer Kombination zweier Photonen. Dies wird in einer Anpassungsrechnung benutzt, um die Bestimmung der kinematischen Variablen (E, \vec{p}) des π^0 zu verbessern, indem die Masse der Kombinationen auf die nominelle π^0 -Masse gezwungen wird. Oberhalb einer Energie von 0.8 GeV können im Kalorimeter die Schauer zweier Photonen nicht mehr räumlich getrennt werden, daher werden alle solche Schauer sowohl als Photon als auch als π^0 identifiziert.

Im ARGUS-Detektor besitzen Spuren aus B-Zerfällen selbst bei Berücksichtigung der Auflösung einen Impuls von unter 3.0 GeV. Daher werden alle Ereignisse verworfen, in denen mindestens eine Spur mit $p > 3$ GeV auftritt. Außerdem wird verlangt, daß die Ereignisse unter guten experimentellen Bedingungen aufgezeichnet wurden. Diese Information wird über das sogenannte *runflag* verwaltet. Es wird gefordert, daß dieses Werte zwischen -20 und 0 annimmt. Ferner werden nur Ereignisse aus den Experimenten 2 und 4–9 benutzt. Zur Beschreibung des Kontinuumsuntergrundes unter der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz werden Ereignisse benutzt, die neben der Resonanz bei Energien zwischen 10.43 und 10.54 GeV aufgezeichnet wurden.

3.7 Bestimmung der Anzahl der B-Mesonen

Aus der Differenz der mulithadronischen Ereignisse N_{on} , die auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz aufgenommen wurden und derer, die im Kontinuum gerade unterhalb der Resonanz aufgenommen wurden ($N_{off,Kont.}$), errechnet sich die Zahl der B-Zerfälle:

$$N_B = 2(N_{on} - fN_{off,Kont.}). \quad (94)$$

Dabei ist f ein Skalierungsfaktor, der im folgenden bestimmt werden soll. In die Berechnung gehen sowohl die Unterschiede in den Datenmengen der "on" bzw. "off"-Ereignisse ein, als auch die Unterschiede im Wirkungsquerschnitt. Für den Kontinuumswirkungsquerschnitt gilt

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} 3f_{QCD}(1 + \delta) \sum_{i=u,d,s,c} q_i^2 \frac{\beta(3 - \beta^2)}{2}. \quad (95)$$

s bezeichnet das Quadrat der Schwerpunktsenergie, Q und β sind die Ladung und die Geschwindigkeit der erzeugten Quarks. δ beschreibt QED-Strahlungskorrekturen höherer Ordnung wie Bremsstrahlung, Vertexkorrektur und Vakuumpolarisation. Bei den hier betrachteten Schwerpunktsenergien hat δ einen Wert von etwa 0.22. Der QCD-Korrekturfaktor f_{QCD} berücksichtigt, daß die produzierten Quarks Gluonen abstrahlen können. In zweiter Ordnung ergibt sich [44]

$$f_{QCD} = 1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + (1.98 - 0.115n_f) \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \quad (96)$$

Unterhalb der Schwelle für $b\bar{b}$ -Erzeugung beträgt $f_{QCD} = 1.074$, darüber ist $f_{QCD} = 1.079$.

Auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz bei einer Energie von $\sqrt{s_{on}} = 10.58$ GeV beträgt die hier analysierte Datenmenge $\mathcal{L}_{on}=246$ pb $^{-1}$, im Kontinuum beträgt sie $\mathcal{L}_{off}=97$ pb $^{-1}$. Der Fehler bei der Bestimmung der Luminosität beträgt 1,8%. Auf der Resonanz werden $N_{on}=1\,182\,210$ Ereignisse benutzt, im Kontinuum sind es $N_{off,Kont.}=392\,973$. Da der Wirkungsquerschnitt im wesentlichen wie $1/s$ mit der Energie abnimmt, ergibt sich für den Skalierungsfaktor

$$f = \frac{\mathcal{L}_{on}/s_{on}}{\sum_i \mathcal{L}_{off,i}/s_{off,i}} = 2.485 \pm 0.063 \quad (97)$$

Es wird die im Kontinuum neben der Resonanz genommene Luminosität entsprechend der Schwerpunktsenergie gewichtet, die zwischen 10.43 und 10.54 GeV schwankt und im Mittel 10.46 GeV beträgt.

Bei der Bestimmung der Anzahl der B-Mesonen muß beachtet werden, daß sich die Untergrundbedingungen während der Datennahme ändern. Zusammen mit dem Untergrund aus Strahl-Strahlrohr- und Strahl-Restgas-Wechselwirkungen können auch Bhabha-Ereignisse, μ -Paarerzeugung und Zwei-Photonreaktionen durch geeignete Schnitte unterdrückt werden [45]. Aus diesen bereinigten Daten läßt sich dann durch Kontinuumsubtraktion die Anzahl der B-Mesonen bestimmen. Dann kann der über die Energieunschärfe von DORIS II gemittelte Wirkungsquerschnitt bestimmt werden [28]:

$$\bar{\sigma}_{\Upsilon(4S)} = (0.84 \pm 0.04)\text{nb} \quad (98)$$

Zusammen mit der oben angegebenen Luminosität ergibt sich für die Anzahl der B-Mesonen:

$$N_B = 413000 \pm 20000 \quad (99)$$

4 Messung der Zerfallswinkelverteilung

Das D^{*+} -Meson zerfällt in ein D - und ein π -Meson. Der Winkel zwischen der Impulsrichtung des Pions (oder wahlweise auch des D -Mesons) und der Impulsrichtung des D^* -Meson im Ruhesystem des Elternteilchens wird als Helizitätswinkel bezeichnet. Durch eine Analyse der Verteilung dieses Winkels kann man Aussagen über die Besetzungswahrscheinlichkeit der Helizitätszustände des D^* -Mesons gewinnen. Mit Hilfe des in Anhang A.5 vorgestellten Formalismus kann die Form der Winkelverteilung beschrieben werden. Für D^* -Mesonen, die in einem schwachen Zerfall eines B -Mesons entstanden sind, ergibt sich (nach Gl. 200):

$$\frac{dN}{d \cos \theta_\pi} = \frac{3N}{4} \left\{ 2 \left(1 - \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \right) \cos^2 \theta_\pi + \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \sin^2 \theta_\pi \right\}. \quad (100)$$

Dabei ist θ_π der Helizitätswinkel des Pions aus dem D^* -Zerfall, N die Anzahl der D^* -Mesonen in der Verteilung und Γ_T/Γ der Anteil der transversalen Polarisation.

Der Helizitätswinkel kann jedoch nur bestimmt werden, wenn das Ruhesystem der Elternteilchen rekonstruiert werden kann. Dieses ist bei einer inklusiven Analyse, wie sie hier vorgenommen werden soll, im allgemeinen nicht möglich. Stattdessen kann ersatzweise nur der Winkel zwischen der Impulsrichtung des D^* im Laborsystem und der Impulsrichtung des Pions im D^* -Ruhesystem bestimmt werden. Dieser Winkel wird im folgenden als Zerfallswinkel θ_π^* bezeichnet. Für B -Mesonen, die auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz erzeugt werden, kann man aufgrund der geringen Geschwindigkeit des B -Mesons von $\beta/c \approx 0.06$ das B -Ruhesystem in guter Näherung mit dem Laborsystem gleichsetzen. Daher stellt der Zerfallswinkel eine brauchbare Näherung des Helizitätswinkels dar.

Ziel dieser Analyse der Zerfallswinkelverteilung ist die Bestimmung des Anteils der transversalen Polarisation und der Zerfallsbreite der Reaktion $\bar{B} \rightarrow D^{*+} X$. Die Beschreibung ist in folgende Abschnitte unterteilt:

Zuerst wird die Rekonstruktion der D^* -Mesonen erläutert und die Erstellung der Zerfallswinkelverteilungen beschrieben. Die Beschreibung der D^* -Mesonen aus dem Kontinuumsuntergrund wird in Abschnitt 4.3 dargestellt. Aus den $\Upsilon(4S)$ -Zerfallswinkelverteilungen erhält man dann die Verteilungen der D^* -Mesonen aus B -Zerfällen (Abschnitt 4.4). Hier ist auch die Diskussion der systematischen Fehler zu finden. Danach wird der Einfluß der D^{**} -Mesonen¹³ diskutiert (Abschnitt 4.5) und die Ergebnisse mit den zu Beginn dieser Arbeit vorgestellten Modellen für die direkt in B -Zerfällen erzeugten D^* -Mesonen verglichen (Abschnitt 4.6).

¹³Die höher als das D^* angeregten D -Mesonen werden im folgenden zusammengefaßt mit D^{**} bezeichnet werden.

4.1 Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen

Zur Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen wird die folgende Kaskade benutzt:

$$\begin{aligned} D^{*+} &\rightarrow D^0 \pi^+ \\ D^0 &\rightarrow K^- \pi^+ \end{aligned} \quad (101)$$

Die Beschränkung auf diesen Kanal soll anschließend erläutert werden. Zunächst werden nur geladene Teilchen benutzt, da diese im Vergleich zu neutralen Teilchen mit dem ARGUS-Detektor präziser gemessen werden können. Dieses führt zu einer besseren Massenauflösung, einer sichereren Teilchenidentifizierung und deshalb zu einem größeren Signal zu Untergrund Verhältnis. Damit verbleibt von den Zerfällen des D^* nur der hier benutzte.

Wird das gleiche Kriterium auf die D^0 -Zerfälle angewandt und zusätzlich ein hohes Verzweigungsverhältnis gefordert, bleiben folgende Kanäle übrig:

$$\begin{aligned} D^0 &\rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+ & (7.5 \pm 0.4)\% \\ D^0 &\rightarrow K^- \pi^+ & (3.8 \pm 0.1)\% \\ D^0 &\rightarrow K_s^0 \pi^- \pi^+ & (5.4 \pm 0.4)\% \times 0.5 \times 0.68. \end{aligned} \quad (102)$$

Die beim letzten Kanal auftauchenden Faktoren sind die zu berücksichtigenden Verzweigungsverhältnisse $K^0 \rightarrow K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Wie eine Untersuchung der Kanäle zeigte, besitzt der erste Kanal aufgrund der hohen Kombinatorik ein zu schlechtes Signal zu Untergrund Verhältnis, um die Resultate signifikant zu verbessern. Bei der Rekonstruktion des letzten Kanals kann der große kombinatorische Untergrund verringert werden, wenn das K_s^0 über seinen Zerfallsvertex rekonstruiert wird. Da jedoch nur etwa 50 % der K_s^0 in der Driftkammer zerfallen, verbleibt unter Berücksichtigung der Verzweigungsverhältnisse insgesamt nur eine geringe Anzahl von rekonstruierten D^0 -Mesonen, mit denen wiederum das Ergebnis nicht verbessert werden kann.

Neben den in Abschnitt 3.6 beschriebenen Bedingungen für die Ereignisrekonstruktion wurde im verbleibenden Kanal $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ für die Identifizierung des Kaons eine Wahrscheinlichkeit λ_K größer 0.1 verlangt (siehe Gl. 90). Für die Rekonstruktion der D^{*+} -Mesonen wurden nur solche $K^- \pi^+$ -Kombinationen benutzt, deren Masse von der des D^0 -Mesons ($m_{D^0} = 1864.6 \pm 0.5$ MeV) weniger als 30 MeV, dem Zweifachen der D^0 -Massenauflösung, abweicht. Die kinematischen Variablen P^μ des D^0 wurden aus denen des Kaons und des Pions unter Ausnutzung der Zwangsbedingung $P^\mu P_\mu = m_{D^0}^2$ durch eine Anpassungsrechnung bestimmt [46].

Zur Unterdrückung des Kontinuumsuntergrundes wurde für das Verhältnis des zweiten zum nullten Fox-Wolfram-Momentes [47] ein Wert von $H_2/H_0 < 0.4$ gefordert. Eine Untersuchung mit Monte-Carlo-Ereignissen zeigte, daß diesen Schnitt 98.4% der B-Ereignisse, aber nur 70 % der Kontinuumsereignisse passieren.

In dieser Analyse soll sowohl der Anteil der transversalen Polarisation der D^{*+} -

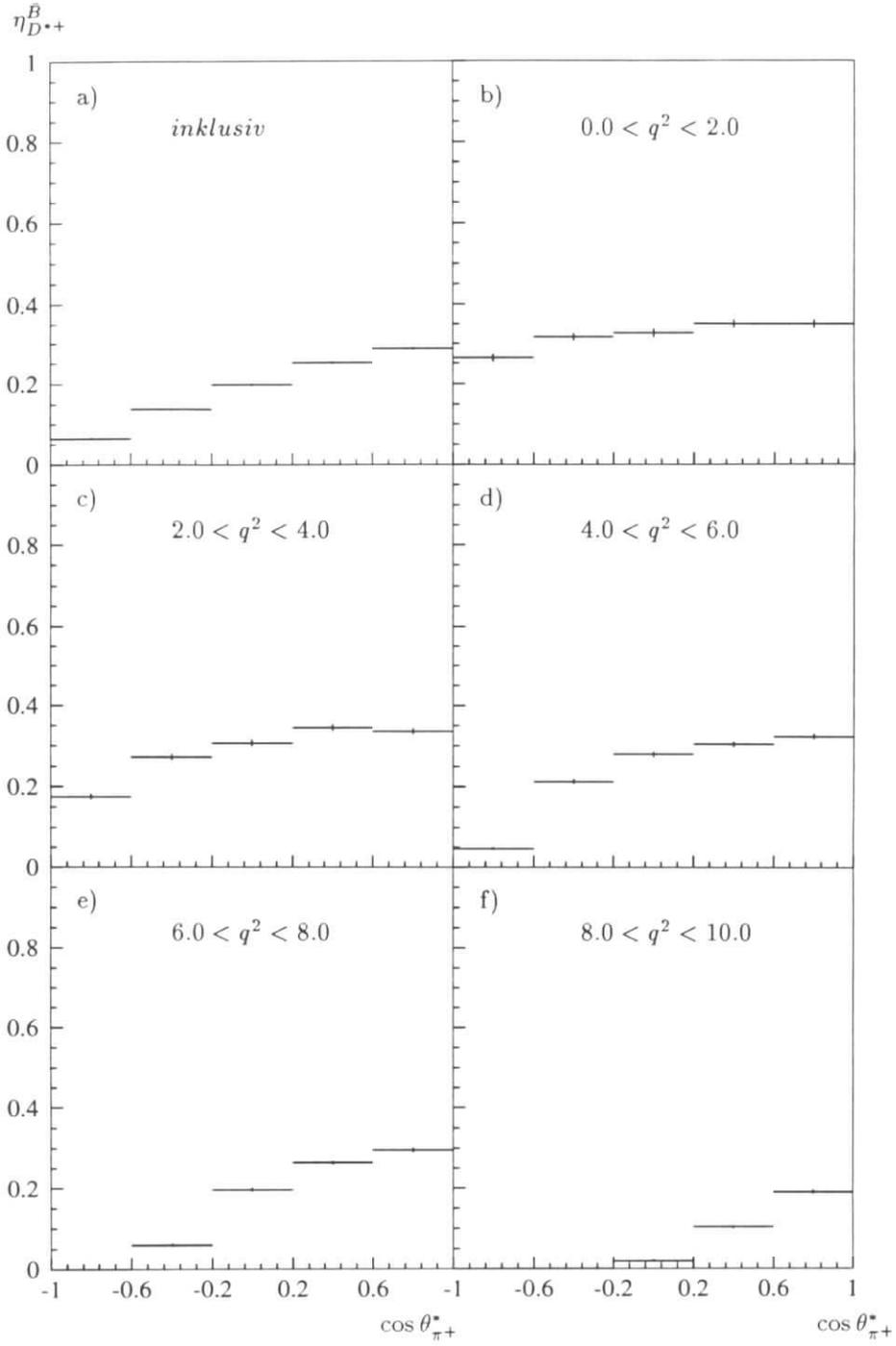


Abbildung 13: Nachweiswahrscheinlichkeit des D^{*+} für \bar{B} -Zerfälle als Funktion des Zerfallswinkels, a) inklusiv und b) – f) für verschiedene Intervalle des Impulsübertrages.

Mesonen als auch die Zerfallsrate der B-Mesonen in D^* -Mesonen als Funktion von

$$q^2 = m_B^2 + m_{D^*}^2 - 2E_B E_{D^*} + 2\mathbf{p}_B \mathbf{p}_{D^*} \quad (103)$$

untersucht werden. Da in dieser inklusiven Analyse der Impuls des B-Mesons jedoch nicht gemessen wird, muß der letzte Term in Gleichung (103) vernachlässigt werden:

$$q^2 \approx \tilde{q}^2 \equiv m_B^2 + m_{D^*}^2 - 2E_B E_{D^*}. \quad (104)$$

Eine Untersuchung dieser Näherung hat gezeigt, daß im Bereich kleiner q^2 -Werte Abweichungen von bis zu -1.5 GeV^2 auftreten. Soll wie hier z. B. die Produktionsrate der D^* -Mesonen oder der Anteil der transversalen Produktion als Funktion von q^2 dargestellt werden, so ist es sinnvoll, den Bereich negativer Werte von \tilde{q}^2 mit dem ersten Intervall im Bereich positiver Werte zusammenzufassen. Die so erstellten Verteilungen weichen im Rahmen der hier gewählten Intervalleinteilung nur in geringen Maßen von den mit dem wahren q^2 erstellten Verteilungen ab. Wie bei der Behandlung der systematischen Fehler gezeigt wird (Abb. 22), nimmt die Genauigkeit der Bestimmung von q^2 bei höheren q^2 -Werten zu. Im folgenden wird zwischen dem rekonstruierten und dem wahren Impulsübertrag im allgemeinen nicht mehr unterschieden.

In Abbildung 13 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des D^{*+} als Funktion des Zerfallswinkels für verschiedene Werte des Impulsübertrages q^2 gezeigt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit Hilfe der GEANT-Detektorsimulation bestimmt. Dabei wurde die Anzahl der rekonstruierten D^{*+} -Mesonen mit Hilfe der im nächsten Abschnitt beschriebenen Anpassungsrechnung ermittelt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des D^{*+} wird bei kleinen Impulsen d. h. großen Impulsüberträgen durch die des im Zerfall entstehenden Pions bestimmt. Dieses Pion besitzt im Ruhesystem des D^{*+} einen Impuls von nur 39 MeV. Erst wenn die Pionen einen Transversalimpuls größer etwa 50 MeV besitzen, können sie, wie in Abb. 14 gezeigt, in der Driftkammer nachgewiesen werden. Da die Beschreibung der Nachweiswahrscheinlichkeit am Rande der Nachweismöglichkeiten des Detektors in einer Detektorsimulation extrem schwierig ist, wird für den Transversalimpuls ein Wert von mindestens 80 MeV gefordert. Bei diesem Wert endet der erste steilere Anstieg in der Nachweiswahrscheinlichkeit und es hat sich gezeigt, daß dies ein geeigneter Kompromiß zwischen dem Beitrag der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit und dem mit der Reduktion der Statistik verbundenen Beitrag zum Gesamtfehler der Messung ist.

Aus der Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit vom Transversalimpuls folgt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit sowohl mit dem Zerfallswinkel als auch mit q^2 variiert:

zerfällt das Pion entgegengesetzt zur D^* -Flugrichtung, so ist im Laborsystem der Impuls des Pions kleiner als bei einem Zerfall in Richtung der Bewegung. Dies führt dazu, daß D^{*+} -Mesonen bei Impulsüberträgen q^2 größer als 10 GeV^2 nicht nachgewiesen werden können. Daher wird hier der betrachtete Bereich auf

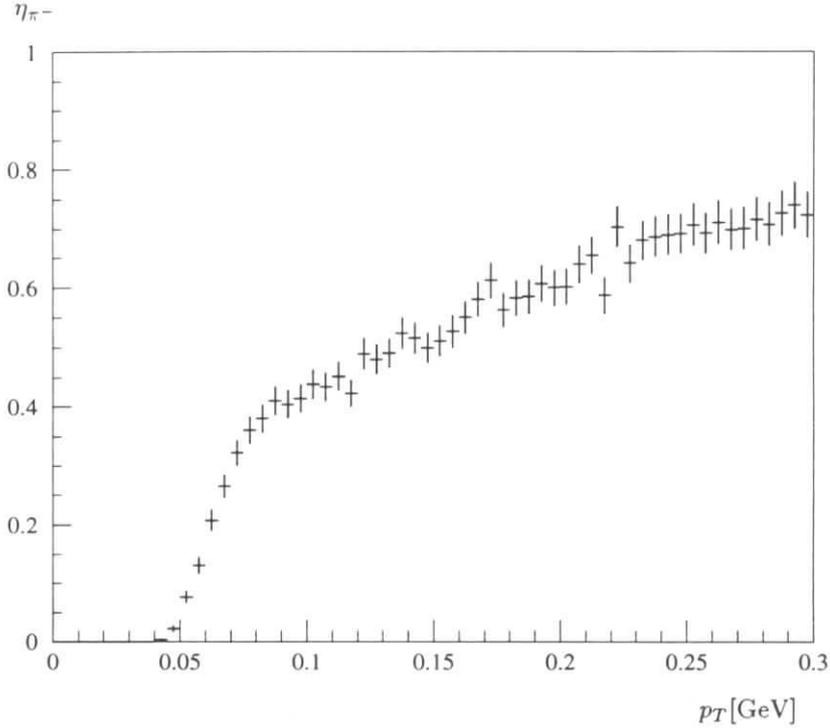


Abbildung 14: Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Pionen als Funktion des Transversalimpulses.

q^2 -Werte kleiner als 10 GeV^2 eingeschränkt.

4.2 Zerfallwinkelverteilung in $\Upsilon(4S)$ -Zerfällen

Zur Erstellung der Zerfallswinkelverteilung als Funktion von q^2 muß die Anzahl der D^* -Mesonen in Abhängigkeit des Zerfallswinkels und q^2 bestimmt werden. Dazu wird der Wertebereich des Zerfallswinkels von -1 bis 1 und ebenso der auf 0 bis 10 GeV^2 eingeschränkte Bereich der q^2 -Werte in jeweils fünf Intervalle unterteilt. In jedem dieser 25 Bereiche wird eine $m(D^0\pi^+)$ -Massenverteilung erstellt, wie sie beispielhaft in Abbildung 15 für alle $D^0\pi^+$ in den $\Upsilon(4S)$ -Daten gezeigt ist, deren $\tilde{q}^2 > -1.5 \text{ GeV}^2$ ist. Die Anzahl der $D^{*\pm}$ -Mesonen wird durch eine Anpassungsrechnung aus dieser Verteilung bestimmt. Dazu wird die Signalform des D^* durch eine Gaußfunktion approximiert, denn die Breite der D^* -Resonanz ist so gering, daß sie mit dem ARGUS-Detektor nicht gemessen werden kann. Daher ist die Breite des Signals durch die Detektorauflösung gegeben. Sie variiert mit dem Impulsübertrag und mit dem Zerfallswinkel $\cos\theta_\pi^*$ und wird mit Hilfe der Detektorsimulation für jeden der 25 Bereiche separat bestimmt. Als Mittelwert der Gaußfunktion wird der Wert der $D^{*\pm}$ -Masse ($m_{D^{*\pm}} = 2.0101 \pm 0.0005 \text{ GeV}$) benutzt. In der Likelihood-Anpassungsrechnung wird nur die Normierung des Si-

gnals bestimmt. Der Untergrund wird durch die folgende Funktion beschrieben:

$$bg(m) = p_1 \sqrt{m^2 - 2.0037^2} \exp^{-p_2 \sqrt{m^2 - 2.0037^2}} \quad (105)$$

Der Wurzelterm beschreibt das Anwachsen des kombinatorischen Untergrundes oberhalb der Schwelle $m > m_{D^0} + m_\pi = 2.0037$ GeV.

In Abbildung 15 sind die Ergebnisse der Massen Anpassung für D^* -Mesonen mit $\tilde{q}^2 > -1.5 \text{ GeV}^2$ eingetragen. Die Zahl der D^{*+} -Mesonen in den $\Upsilon(4S)$ -Daten wird zu

$$N_{D^{*+}}^{\Upsilon(4S)} = 727 \pm 32 \quad (106)$$

bestimmt und für die Kontinuumsdaten ergibt sich

$$N_{D^{*+}}^{K_{ont}} = 79 \pm 12. \quad (107)$$

Wird der skalierte Kontinuumsanteil (siehe Abschnitt 3.7) von $N_{D^{*+}}^{K_{ont}} = 196 \pm 30$ subtrahiert, so erhält man für die in dieser Analyse zur Verfügung stehenden Anzahl von D^{*+} -Mesonen aus \bar{B} -Zerfällen

$$N_{D^{*+}}^{\bar{B}} = 531 \pm 44. \quad (108)$$

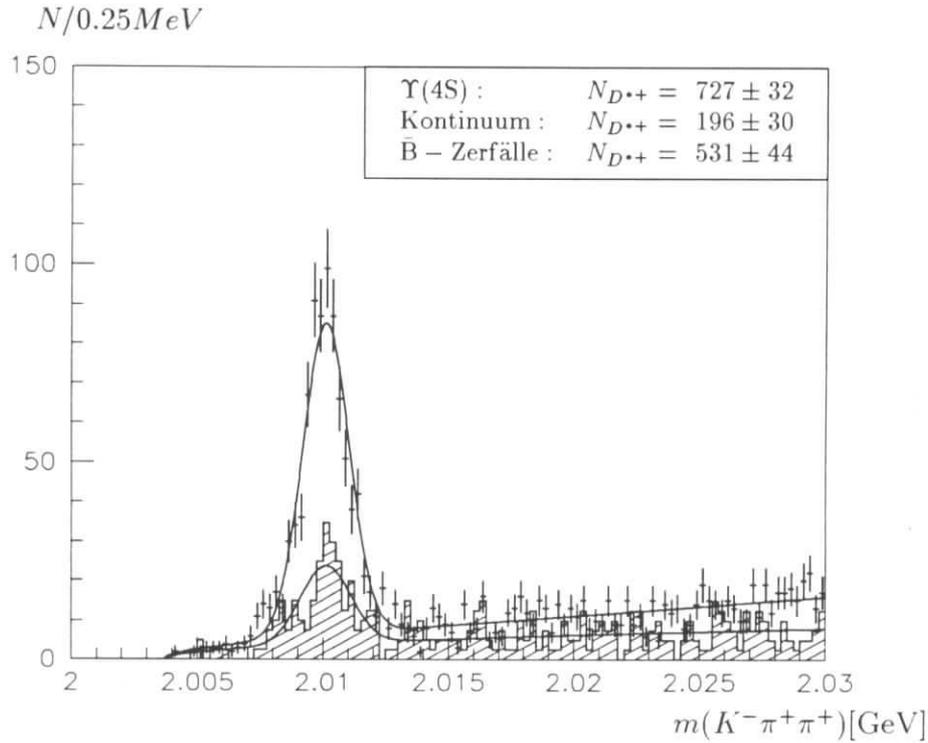


Abbildung 15: Das D^{*+} -Signal mit $\tilde{q}^2 > -1.5 \text{ GeV}^2$ in den $\Upsilon(4S)$ -Daten (Histogramm mit Fehlerbalken) und in den skalierten Kontinuumsdaten (schraffiertes Histogramm) zusammen mit den Resultaten der im Text beschriebenen Anpassungsrechnung.

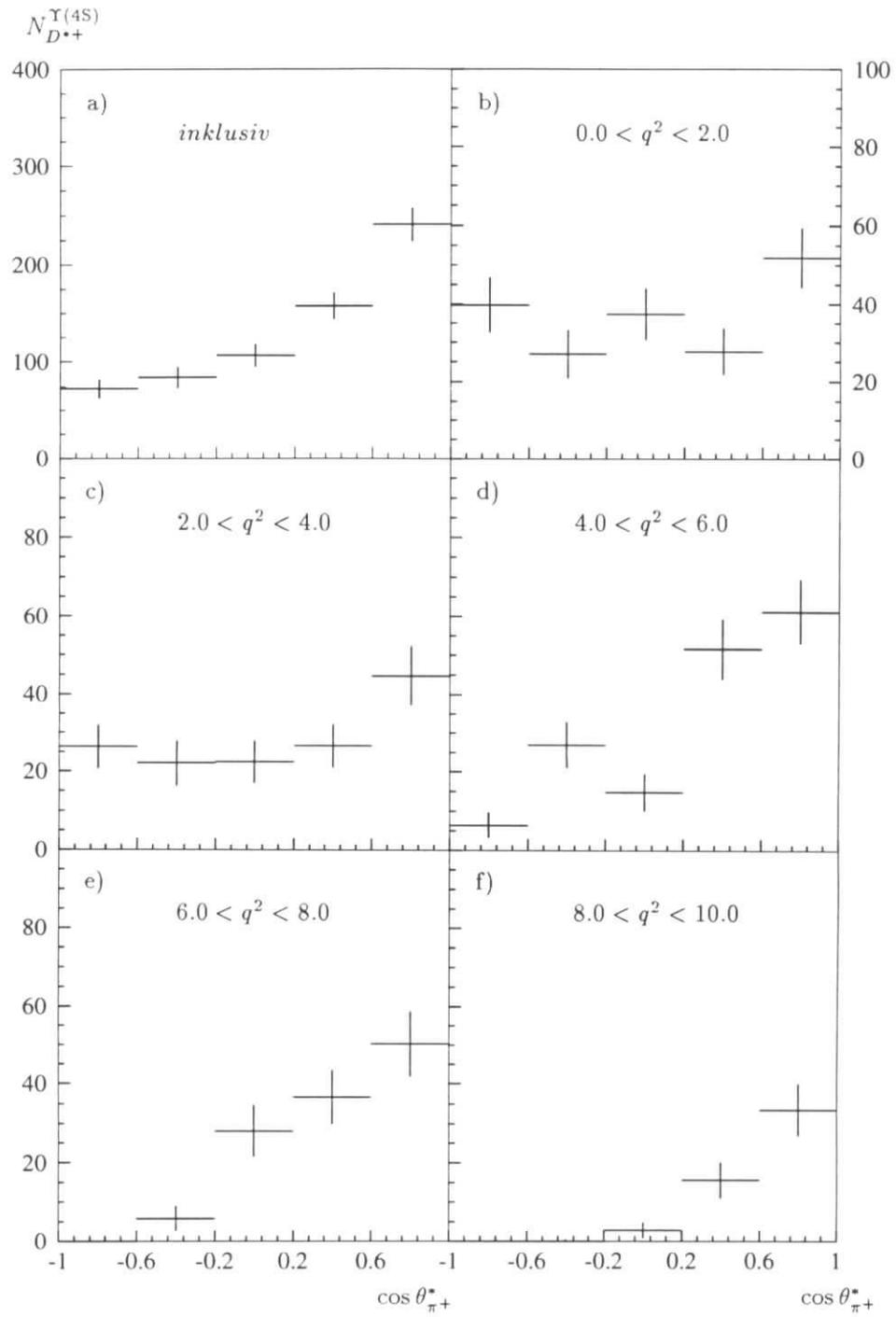


Abbildung 16: Zerfallswinkelverteilung des D^* in den $\Upsilon(4S)$ -Daten a) inklusiv und b) – f) für verschiedene Intervalle des Impulsübertrages.

Berechnet man mit der oben beschriebenen Methode für alle der eingangs definierten 25 Bereiche in q^2 - und $\cos\theta_\pi^*$ die Anzahl der D^* -Mesonen, so erhält man die in Abbildung 16.b-f gezeigten Zerfallswinkelverteilungen. Zur Erstellung der in Abb. 16.a gezeigten inklusiven Verteilung wird auf die Unterteilung in q^2 verzichtet und ansonsten gleich verfahren.

Um aus diesen Verteilungen die der D^* -Mesonen aus B-Zerfällen zu bestimmen, muß der Kontinuumsanteil beschrieben werden. Die benutzte Methode wird im nächsten Abschnitt erläutert.

4.3 Zerfallswinkelverteilung des Kontinuumsuntergrundes

In e^+e^- -Reaktionen im Energiebereich der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz entstehen D^* -Mesonen nicht nur in B-Zerfällen, sondern auch in $c\bar{c}$ -Kontinuumsereignissen. Zur Beschreibung dieses Untergrundes werden die vom ARGUS-Experiment neben der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommenen Daten benutzt. Die hier mit diesen Daten erstellten Verteilungen müssen mit dem Skalierungsfaktor (siehe Abschnitt 3.7)

$$f = 2.485 \pm 0.063 \quad (109)$$

multipliziert werden, um den Anteil der Kontinuumsereignisse in den $\Upsilon(4S)$ -Ereignissen richtig wiederzugeben. Dabei werden jedoch auch zufällige Fluktuationen verstärkt, so daß diese dann, insbesondere wenn ein großer Anteil von Kontinuumsdaten von einem kleinen Anteil von B-Ereignissen abgetrennt werden soll, die Verteilungen in starken Maße deformieren können. Steht ein Modell für die Zerfallswinkelverteilung zur Verfügung, so können die Fluktuationen durch Anpassung dieser Beschreibung an die Daten geglättet werden. Im folgenden wird begründet, daß eine isotrope Winkelverteilung ein geeignetes Modell ist.

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, ist die Zerfallswinkelverteilung für die direkt in der Fragmentation erzeugten D^* -Mesonen isotrop, wenn man annimmt, daß der Spin des c -Quarks mit dem Gesamtspin der leichten Freiheitsgrade im D^* -Mesons koppelt. Abweichungen von der Isotropie können durch Abweichungen vom HQET-limes und durch D^* -Mesonen verursacht werden, die aus dem Zerfall von D^{**} -Resonanzen entstehen, da hier der Zerfallswinkel im falschen Ruhesystem gemessen wird. Der Anteil der D^* -Mesonen aus D^{**} -Zerfällen wurde in [52] zu $(24 \pm 8 \pm 8)\%$ bestimmt. Für die Mesonen $D_1(2420)$ und $D_2^*(2460)$ wurde ein Beitrag von ca. 12% gemessen [53]. Wie Abbildung 17 zu entnehmen ist, sind im Rahmen der Fehler der Messungen am unteren Rand des Impulsspektrums mit $x = p/p_{max} < 0.5$, keine Abweichung von der Isotropie zu erkennen. D^* -Mesonen aus diesem Impulsbereich bilden den Untergrund für die B-Ereignisse.

Um den Einfluß der D^{**} -Mesonen besser quantifizieren zu können, soll der Anteil der D^* -Mesonen aus D^{**} -Zerfällen unter Benutzung der gemessenen Fragmentationsfunktion des D^* , D_1 und des D_2^* -Mesons (siehe Abb. 18) abgeschätzt werden.

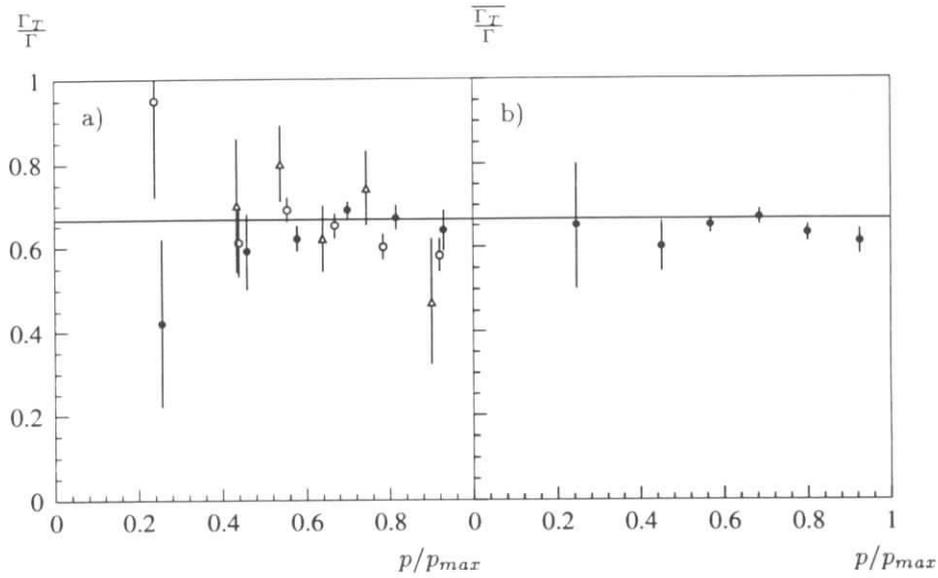


Abbildung 17: a) Messungen des Polarisationsparameters Γ_T/Γ im Kontinuum von den Experimenten ARGUS[48] (volle Kreise), CLEO[49] (leere Kreise) bei $\sqrt{s} \approx 10.4$ GeV und TPC[50] (leere Dreiecke) bei $\sqrt{s} = 29$ GeV. b) Mittelwert der Messungen von ARGUS und CLEO. Die eingezeichnete Linie zeigt den Wert für eine isotrope Verteilung an. p_{max} beträgt 4.89 GeV.

Der Anteil des Fragmentationsspektrum der D^* -Mesonen bei kleinen Impulsen kann aus den gezeigten D^{**} -Zerfällen konserativ abgeschätzt werden, wenn man annimmt, daß alle D^* -Mesonen entgegen der D^{**} -Impulsrichtung abgestrahlt werden. Damit ist das Fragmentationsspektrum der D^* -Mesonen um $\Delta x \approx 0.075$ gegenüber dem der Elternteilchen hin zu kleineren Impulsen verschoben. Der Anteil der D^* -Mesonen mit $x < 0.5$ aus den Zerfällen der D_1 bzw. D_2^* -Mesonen beträgt dann 11% bzw. 19 %. Der Anteil am Fragmentationsspektrum mit $x < 0.5$ sollte also für D^* -Mesonen aus D^{**} -Zerfällen geringer als 20% sein. Demgegenüber besitzen 34% der direkt erzeugten D^* -Mesonen Impulse $x < 0.5$. Zusammen mit dem oben aufgeführten Anteil von 24% der sekundär erzeugten D^* -Mesonen erhält man einen Beitrag von $16 \pm 8\%$ dieser Mesonen im unteren Impulsbereich. Zur Untersuchung des Einflusses auf die angenommene isotrope Zerfallswinkelverteilung werden als zwei Extreme eine rein $\sin^2 \theta$ - und eine rein $\cos^2 \theta$ -förmige Verteilung der sekundär erzeugten D^* -Mesonen untersucht. Eine einfache Rechnung zeigt, daß sich der Anteil der transversalen Polarisation zu $\Gamma_T/\Gamma = 0.72$ bzw. $\Gamma_T/\Gamma = 0.56$ ergibt. Er weicht also um +9% bzw. -15% vom Wert einer isotropen Verteilung ab. Dieser Fehler sollte auch die Abweichungen vom HQET-limes abdecken, von denen angenommen wird, daß sie 10-20% betragen. Die Unsicherheit bei der Annahme einer isotropen Zerfallswinkelverteilung

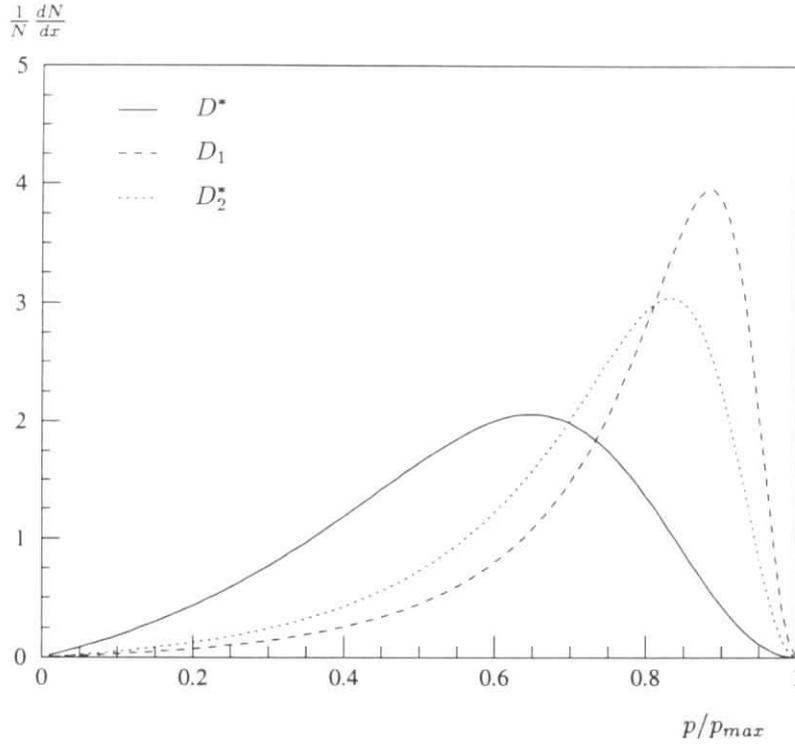


Abbildung 18: Peterson-Fragmentationsfunktion $dN/dx \sim (x \cdot [1 - \frac{1}{x} - \frac{\epsilon}{1-x}]^2)^{-1}$ mit $x = p/p_{max}$, $p_{max} = 4.89 \text{ GeV}$, $\epsilon_{D^*} = 0.19 \pm 0.04[48]$, $\epsilon_{D_1} = 0.015 \pm 0.004$ und $\epsilon_{D_2^*} = 0.034 \pm 0.018[15]$.

wird noch einmal bei der Behandlung der systematischen Fehler diskutiert. Zuvor soll jedoch die Beschreibung der Kontinuumsdaten durch eine isotrope Verteilung mit der durch eine $\cos^2 \theta$ -Verteilung verglichen werden.

Zur Parametrisierung der gemessenen Winkelverteilung muß die Nachweiswahrscheinlichkeit (Abb. 19) der D^* -Mesonen als Funktion von q^2 und dem Zerfallswinkel bestimmt werden. Dazu wurden 130 000 Ereignisse mit dem LUND-Monte Carlo in der JETSET74 Version generiert, die dann die vollständige GEANT-Detektorsimulation durchliefen. Da die Kontinuumsereignisse um die Strahlachse herum konzentriert sind, ist die Nachweiswahrscheinlichkeit mit ca. 8% geringer als die in B-Zerfällen. Trotz der teilweise noch beträchtlichen statistischen Fehler bilden diese nur einen geringen Beitrag zum Gesamtfehler der Messung. Eine Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeit ist bei der benutzten Anzahl von Intervallen nur mit einfachen Funktionen möglich, die den Verlauf dann aber oft in systematischer Weise verzerren. Deshalb wurde darauf verzichtet.

Die Zerfallswinkelverteilungen der D^* -Mesonen aus den neben der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommenen Kontinuumsereignissen sind in Abbildung 20 zusammen mit der Anpassung einer isotropen Winkelverteilung dargestellt. In der Anpassungs-

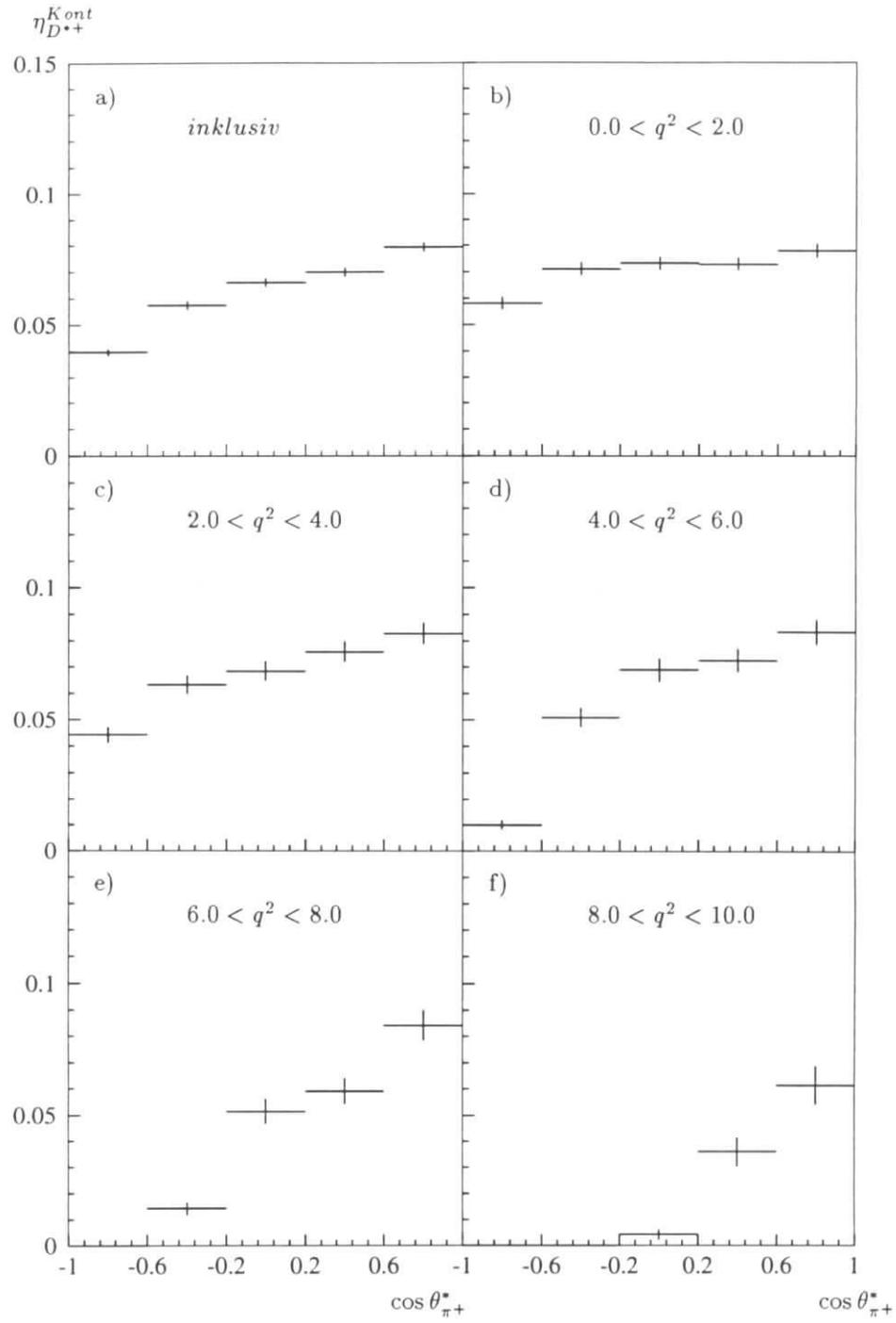


Abbildung 19: Nachweiswahrscheinlichkeit des D^* in den Kontinuumsdaten als Funktion des Zerfallswinkels, a) inklusiv und b) – f) für verschiedene Intervalle des Impulsübertrages.

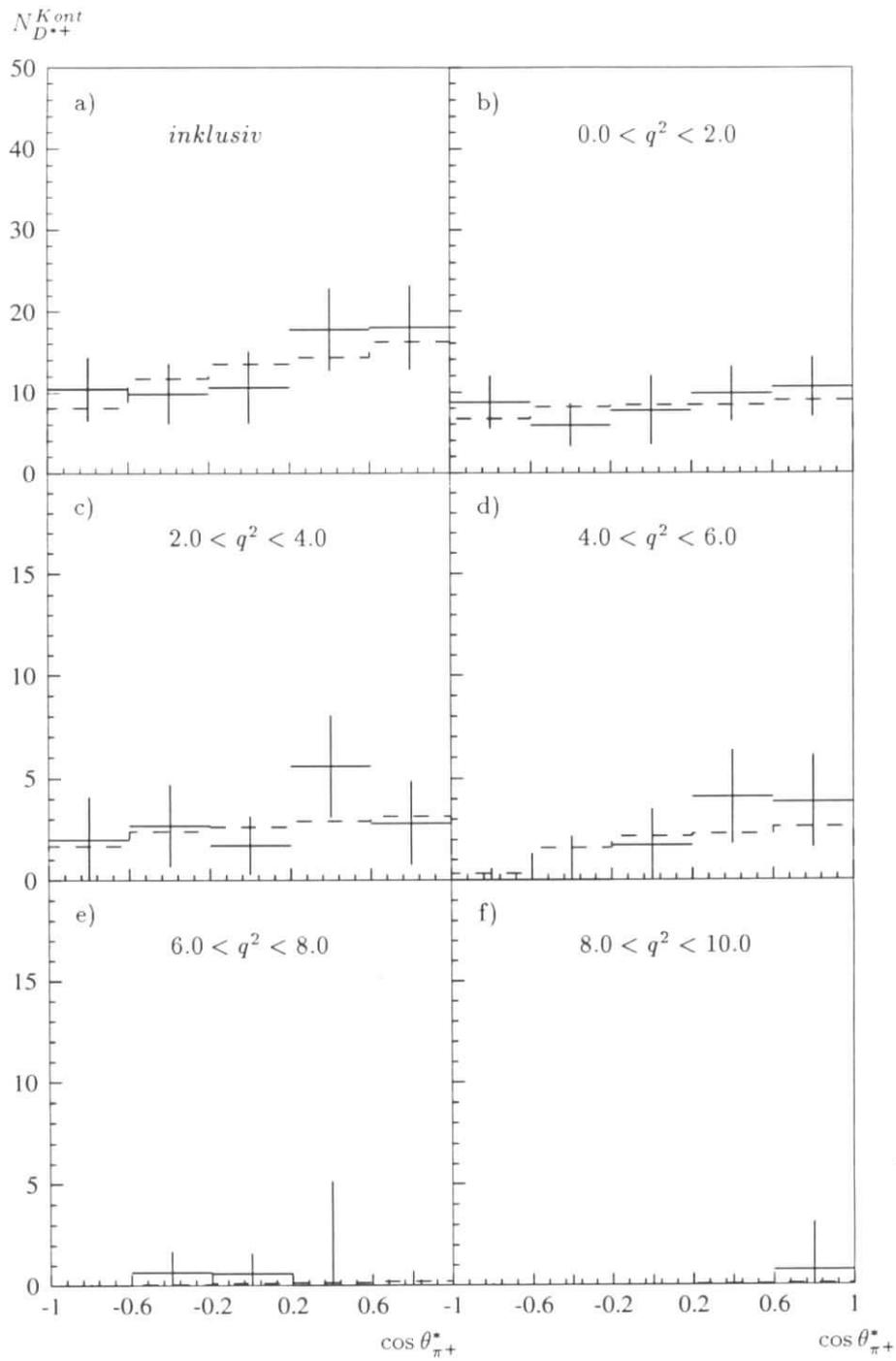


Abbildung 20: Zerfallswinkelverteilung des D^* in den Kontinuumsdaten a) inklusiv und b) – f) für verschiedene Intervalle des Impulsübertrages. Die Kurven zeigen die Anpassung einer isotropen Winkelverteilung.

$q^2[\text{GeV}^2]$	isotrop			$\cos^2 \theta_\pi$			
	N/η	χ^2/dof	w	N/η	Γ_T/Γ	χ^2/dof	w
0 ... 2	586 ± 106	1.48/4	83%	584 ± 107	0.53 ± 0.16	0.80/3	85%
2 ... 4	194 ± 63	1.62/4	81%	192 ± 65	0.65 ± 0.25	1.61/3	66%
4 ... 6	164 ± 72	1.89/4	76%				
6 ... 8	12 ± 40	0.57/4	96%				
8 ... 10	7 ± 64	0.06/4	99%				
inklusiv	1036 ± 157	1.51/4	82%	1041 ± 163	0.57 ± 0.13	0.93/3	82%

Tabelle 5: Vergleich der Anpassungsergebnisse der isotropen Winkelverteilung mit der $\cos^2 \theta$ -Verteilung nach Gl. (100). N/η ist die Anzahl der D^* -Mesonen im Kontinuum nach Korrektur um die Nachweiswahrscheinlichkeit. Γ_T/Γ ist der Anteil der transversalen Polarisation. χ^2/dof ist das χ^2 der Anpassung pro Freiheitsgrad und w ist die χ^2 -Wahrscheinlichkeit der Anpassung. Die $\cos^2 \theta$ -Verteilung liefert im Vergleich zu einer isotropen Verteilung keine bessere Beschreibung der Daten. Die isotrope Verteilung ist mit hoher χ^2 -Wahrscheinlichkeit eine gute Beschreibung der Daten.

rechnung wurde die Normierung der Funktion

$$N(\cos \theta_{i,\pi}) = \frac{N}{2} \cdot \eta(\cos \theta_{i,\pi}) \quad (110)$$

bestimmt. Der Tabelle 5 ist zu entnehmen, daß die Zerfallswinkelverteilungen mit hoher Wahrscheinlichkeit durch eine isotrope Verteilung beschrieben werden können. Wird – wo es die Datenmenge zuläßt – eine $\cos^2 \theta$ -Verteilung angepaßt, so sind die Werte von Γ_T/Γ mit zwei Dritteln – also einer isotropen Verteilung – verträglich. Auch kann man keine Verbesserung der Qualität der Anpassung feststellen.

4.4 Ergebnisse zum Zerfall $B \rightarrow D^* X$

Zur Beschreibung der Zerfallswinkelverteilungen der D^* -Mesonen in den $\Upsilon(4S)$ -Daten wird in einer kombinierten Anpassungsberechnung der Kontinuumsuntergrund und die Zerfallswinkelverteilung der D^* -Mesonen aus B-Zerfällen gemeinsam be-

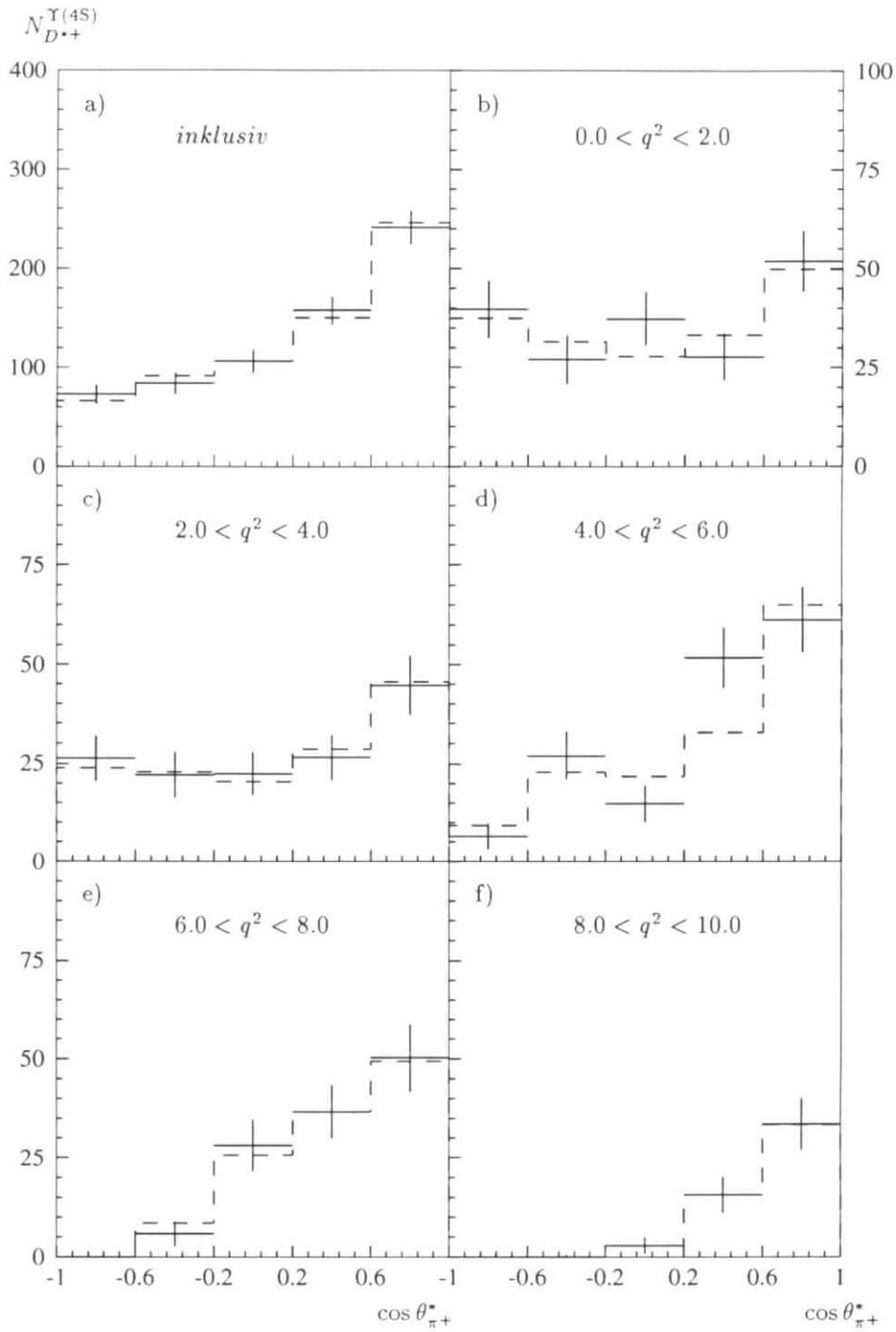


Abbildung 21: Ergebnisse der Anpassungsrechnung an die Zerfallswinkelverteilung des D^{*+} in den $\Upsilon(4S)$ -Daten a) inklusiv und b) – f) für verschiedene Intervalle des Impulsübertrages.

$q^2[\text{GeV}]$	N	Γ_T/Γ
0 ... 2	250 ± 75	0.266 ± 0.187
2 ... 4	399 ± 61	0.374 ± 0.101
4 ... 6	606 ± 77	0.319 ± 0.076
6 ... 8	740 ± 86	0.580 ± 0.093
8 ... 10	800 ± 150	0.597 ± 0.150
Integration inklusiv	2795 ± 213 2734 ± 201	0.471 ± 0.058 0.450 ± 0.048

Tabelle 6: *Ergebnisse der Bestimmung des Anteils der transversalen Polarisati-
on des D^{*+} -Mesons in B -Zerfällen. N ist die Anzahl der D^* -Mesonen aus B -
Zerfällen, Γ_T/Γ ist der Anteil der transversalen Polarisation. Für die inklusive
Polarisation sind zwei Werte angegeben: der eine ist das Ergebnis der Integration
der einzelnen Intervalle in q^2 , der andere wurde aus der inklusiven Verteilung
bestimmt. Letzterer hängt jedoch von dem zur Bestimmung der Nachweiswahr-
scheinlichkeit angenommenen Impulsspektrum ab.*

stimmt. Dazu wird, wie im letzten Kapitel erläutert, eine isotrope Winkelverteilung

$$\frac{dN^{Kont}}{d \cos \theta_\pi} = \frac{N^{Kont}}{2} \cdot \eta^{Kont}(\cos \theta_{i,\pi}) \quad (111)$$

zur Beschreibung der Kontinuumsdaten benutzt. Die Funktion wird an die Verteilungen der Abbildung 20 angepaßt. Die Zerfallswinkelverteilungen der D^* -Mesonen in den $\Upsilon(4S)$ -Daten, die in Abbildung 16 gezeigt sind, werden durch die Funktion

$$\frac{dN^{\Upsilon(4S)}}{d \cos \theta_\pi} = \eta^B(\cos \theta_\pi) \cdot \frac{3N}{4} \left\{ 2 \left(1 - \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \right) \cos^2 \theta_\pi + \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \sin^2 \theta_\pi \right\} + 2.485 \cdot \frac{dN^{Kont}}{d \cos \theta_\pi} \quad (112)$$

parametrisiert. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten η^B wurden in Abbildung 13 gezeigt. In der Anpassungsrechnung wird:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\frac{dN^{Kont}}{d \cos \theta_\pi} - N_i^{Kont}}{\sqrt{N_i^{Kont}}} \right)^2 + \sum_k \left(\frac{\frac{dN^{\Upsilon(4S)}}{d \cos \theta_\pi} - N_k^{\Upsilon(4S)}}{\sqrt{N_k^{\Upsilon(4S)}}} \right)^2 + \left(\frac{2.485 - f}{0.063} \right)^2 \quad (113)$$

minimiert. Dem Skalierungsfaktor f ist es dabei erlaubt innerhalb seines Fehlers

zu variieren. Die Summationen werden über die fünf Intervalle der Zerfallswinkelverteilungen der Kontinuums- bzw. der $\Upsilon(4S)$ -Daten durchgeführt.

In dieser kombinierten Anpassungsrechnung mit den vier Parametern N^B , $\frac{\Gamma_T}{\Gamma}$, N^{Kont} und f ist im angegebenen Fehler automatisch auch der Einfluß der Korrelationen zwischen den Parametern berücksichtigt. Die Ergebnisse der χ^2 -Anpassung sind in Tabelle 6 zusammengefaßt. Bevor diese graphisch dargestellt und mit Modellen verglichen werden, sollen die systematischen Fehler behandelt werden.

Für die Polarisationsbestimmung können systematische Fehler sowohl bei der Massenanpassung durch die Wahl der Signalform und die der Form der Untergrundverteilung als auch bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit entstehen. Der Beitrag der Beschreibung des Untergrundes zum Fehler von Γ_T/Γ wurde durch Ersetzung der Exponentialfunktion in Gleichung (105) durch ein Polynom dritten Grades zu $\sigma_{\Gamma_T/\Gamma} = \pm 0.012$ abgeschätzt. Die Anzahl der D^* -Mesonen ändert sich dabei um $\sigma_N/N = \pm 2\%$. Da die Breite der Gaußverteilung und auch die Nachweiswahrscheinlichkeit aus einer begrenzten Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen bestimmt wurde, sind sie prinzipiell mit einem statistischen Fehler behaftet. Der Beitrag der Signalbreite wurde durch Variation ihrer Werte im Rahmen der Fehler zu $\sigma_{\Gamma_T/\Gamma} = \pm 0.020$ und zu $\sigma_N/N = \pm 2\%$ bestimmt. Weiterhin muß die Auflösung des Detektors nicht zu einer gaußförmigen Signalform führen. Da aber die Nachweiswahrscheinlichkeit durch Anpassung der gleichen Signalform bestimmt wurde, wird ein großer Teil dieses Fehler kompensiert. Die übrigbleibende Unsicherheit sollte durch den oben beschriebenen Fehler in der Bestimmung der Breiten der Gaußfunktion von typischerweise 10% abgedeckt sein.

Der Einfluß der statistischen Fehler bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit ist vernachlässigbar. Anders ist die Frage zu beurteilen, inwieweit die benutzte Detektorsimulation die Nachweiswahrscheinlichkeit richtig beschreibt. Da die Pionen aus dem D^* -Zerfall im Laborsystem einen Impuls kleiner als 280 MeV besitzen, werden sie in einem Impulsbereich nachgewiesen, in dem die Effizienz abfällt (s. Abb. 14). Die Nachweiswahrscheinlichkeit an der Nachweisbarkeitsschwelle hängt stark davon ab, inwieweit die Materialverteilung in der Nähe des Strahlrohrs in der Detektorsimulation richtig wiedergegeben ist. In der Zerfallswinkelverteilung ist von diesen Einflüssen am stärksten das erste, im Bereich negativer Zerfallswinkel nichtleere Intervall betroffen. Durch Herausnahme dieses ersten Intervalles aus der Anpassungsrechnung der Winkelverteilung wurde der Einfluß dieser Unsicherheit in der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit zu $\sigma_{\Gamma_T/\Gamma} = \pm 0.015$ bzw. $\sigma_N/N = \pm 3\%$ bestimmt.

Ein weiterer systematischer Fehler ergibt sich aus der möglichen Abweichung der Winkelverteilung der Kontinuumsdaten von der Isotropie. Der Einfluß wurde mit verschiedenen Methoden untersucht:

- Anpassung einer $\cos^2\theta$ -Zerfallswinkelverteilung an die Kontinuumsdaten, wobei Γ_T/Γ auf die im letzten Abschnitt abgeschätzten Toleranzgrenzen

q^2 [GeV]	Fall I		Fall II		Fall III		Fall IV	
	$\frac{\sigma_N}{N}$ [%]	$\sigma_{\Gamma_T/\Gamma}$						
0 ... 2	-2.4	+0.134	+2.4	-0.056	-2.8	+0.160	-5.6	+0.145
2 ... 4	-0.8	+0.029	+0.8	-0.013	-0.3	+0.009	-2.2	+0.003
4 ... 6	-0.7	+0.017	+0.5	-0.010	-0.7	+0.018	-1.0	+0.042
6 ... 8	+0.4	+0.001	-0.1	-0.001	-1.4	-0.021	-0.7	-0.017
8 ... 10	-0.3	+0.002	+0.1	-0.000	-1.6	+0.027	-1.8	+0.026
Integration inklusiv	-0.4	+0.033	+0.4	-0.010	-1.3	+0.021	+1.7	+0.022
	-0.6	+0.051	+0.7	-0.014	-0.6	+0.038	-1.1	+0.028

Tabelle 7: *Untersuchung des systematischen Fehlers durch eine mögliche Abweichung von der angenommenen isotropen Zerfallswinkelverteilung im Kontinuum (siehe Text).*

0.56 (Fall I) bzw. 0.72 (Fall II) festgelegt wurde.

- Anpassung einer $\cos^2\theta$ -Zerfallswinkelverteilung an die Kontinuumsdaten, wobei Γ_T/Γ in der Anpassungsrechnung bestimmt wurde (Fall III).
- Beschreibung des Kontinuums durch die Zerfallswinkelverteilung der Daten (Fall IV).

Die Abweichungen der Parameter, die zur Beschreibung der Zerfallswinkelverteilung der D^* -Mesonen aus B-Zerfällen benutzt werden, sind in Tabelle 7 zu finden. Ihr ist zu entnehmen, daß in den Fällen I und II der Fehler an Γ_T/Γ bzw. der relative Fehler σ_N/N mit zunehmenden q^2 abnimmt, in Übereinstimmung mit der aufgrund des harten Fragmentationsspektrums der D^* -Mesonen in Kontinuumsereignissen abnehmenden Produktionshäufigkeit. In den Fällen III und IV ergeben sich ähnliche Abweichung im unteren Bereich der q^2 -Werte, jedoch werden im oberen Bereich ($q^2 > 6 \text{ GeV}^2$) die Unterschiede durch die zufälligen Fluktuationen der Kontinuumsdaten verursacht, so daß hier der Fehler nicht weiter abnimmt. Zur Quantifizierung des systematischen Fehlers durch mögliche Abweichungen von der angenommenen Isotropie wird im folgenden die vom Betrag her größere der Abweichungen der Fälle I und II benutzt.

Ferner bewirkt die Bewegung des B-Mesons im Laborsystem zum einen eine Verschmierung der q^2 -Werte und zum anderen einen leichten Unterschied zwischen dem Zerfallswinkel und dem Helizitätswinkel, wie er in der Einleitung dieses Kapitels beschrieben wurde. In Abbildung 22 ist die mittlere quadratische Abweichung dieser Größen vom wahren Wert als Funktion von q^2 dargestellt. Die Unterschiede zwischen dem Helizitätswinkel und dem Zerfallswinkel sind im Vergleich zur

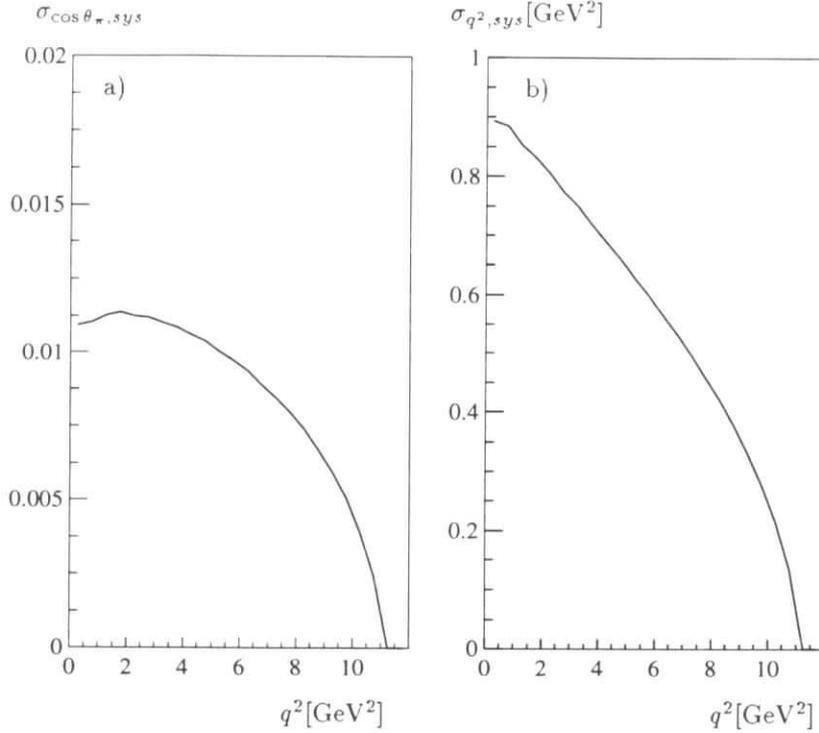


Abbildung 22: Systematischer Fehler durch die Bewegung des B-Mesons im Laborsystem a) für den Helizitätswinkel und b) in der Bestimmung von q^2 .

Intervallbreite vernachlässigbar. Der Fehler in der Bestimmung von q^2 nimmt hin zu kleinen q^2 -Werten zu, bleibt aber klein im Vergleich zur Intervallbreite von 2 GeV^2 . Sein Einfluß hängt von der Form der gemessenen Verteilung ab und ist daher schwer quantifizierbar. Deshalb werden im folgenden, wo es sinnvoll ist, neben dem durch das Modell gegebenen Verlauf im B-Ruhsystem auch die Verteilungen gezeigt, die sich bei Berücksichtigung der Bewegung des B-Mesons ergeben. Damit ergibt sich für die Polarisation ein systematischer Fehler von

$$\sigma_{\frac{\Gamma_T}{\Gamma},sys} = \pm 0.043 \quad (114)$$

und für die Anzahl der D^* -Mesonen

$$\frac{\sigma_{N,sys}}{N} = \pm 4.1\%, \quad (115)$$

unabhängig von q^2 .

Der Anteil der transversalen Polarisation des D^* -Mesons in B-Zerfällen beträgt somit:

$$\frac{\Gamma_T}{\Gamma} = 0.471 \pm 0.058 \pm 0.043. \quad (116)$$

Die Anzahl von D^* -Mesonen wird zu

$$N_{D^{*+}} = 2795 \pm 213 \pm 115 \quad (117)$$

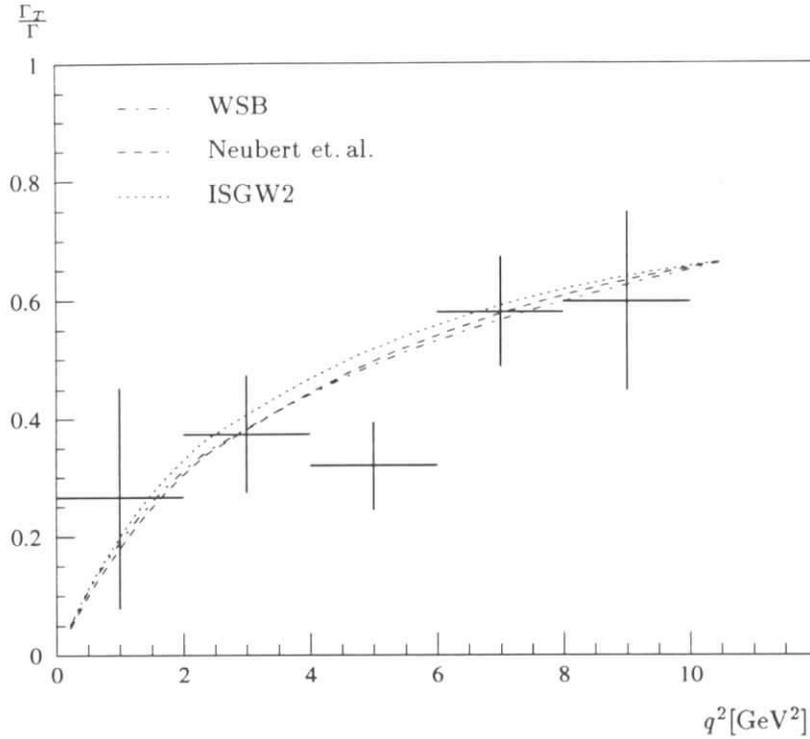


Abbildung 23: Anteil der transversalen Polarisation Γ_T/Γ als Funktion von q^2 . Eingezeichnet ist der Vergleich mit den im Text erläuterten Modellen für direkt in B-Zerfällen erzeugte D^* -Mesonen beschrieben.

bestimmt.

In Abbildung 23 ist die gemessene Verteilung der transversalen Polarisation Γ_T/Γ als Funktion von q^2 mit verschiedenen Modellen für die direkt in B-Zerfällen produzierten D^* -Mesonen verglichen. Allen Modellen liegt die Spektralfunktion aus Abschnitt 2.4 zugrunde. Unterschiedlich sind jedoch die Formfaktoren, die aus dem neuen Modell von Isgur, Scora, Grinstein und Wise (ISGW2; Kap. 2.3.3), dem von Wirbel, Stech und Bauer (WSB; Kap. 2.3.1) und der HQET-Version dieses Modells nach Neubert (Neubert et. al.; Kap. 2.3.2) stammen. Der Abbildung entnimmt man, daß die Modelle den Verlauf der transversalen Polarisation als Funktion von q^2 gut wiedergeben, obwohl sie nur die direkt in B-Zerfällen erzeugten D^* -Mesonen, nicht jedoch die sekundär in D^{**} -Zerfällen D^* -Mesonen beschreiben. Mit der gleichen Einschränkung ist in Abbildung 24 der Vergleich des gemessenen q^2 -Spektrums mit den Vorhersagen der Modelle zu finden. Hier liefert das Modell von Neubert eine gute Beschreibung der Daten, während die Modelle ISGW2 und WSB systematische Abweichungen zeigen und den Anteil bei großen q^2 -Werte unterschätzen.

Um die Verteilung der direkt erzeugten D^* -Mesonen zu bestimmen, wird im folgenden Abschnitt ein Modell für den Beitrag der sekundär erzeugten D^* -

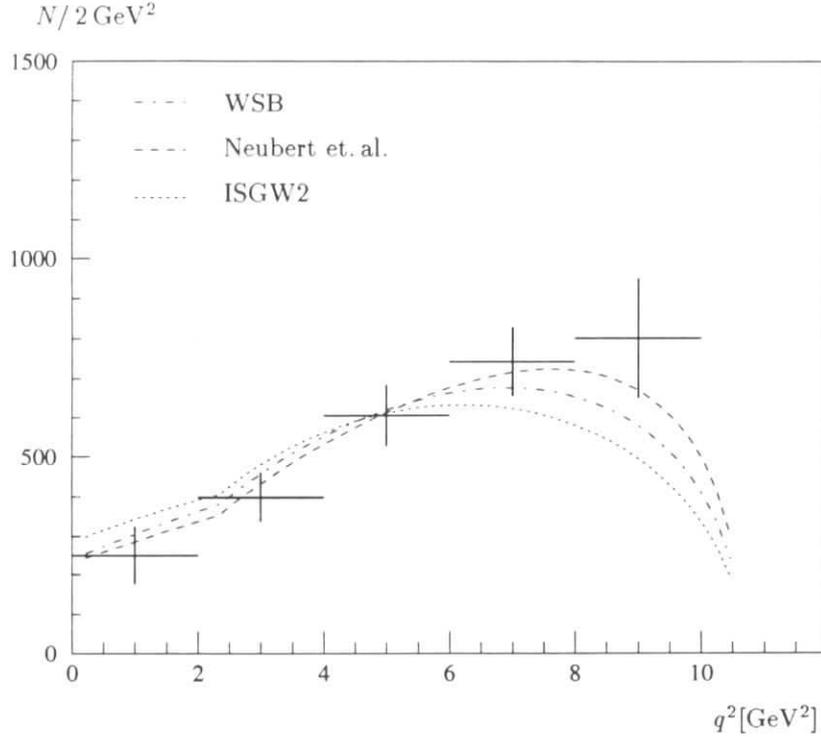


Abbildung 24: Differentielle Breite $\frac{dN}{dq^2} \cdot \Delta q^2$ als Funktion von q^2 . Eingezeichnet ist der Vergleich mit den im Text erläuterten Modellen für direkt in B -Zerfällen erzeugte D^* -Mesonen beschrieben. Die Normierung der Modelle wurde in einer Anpassungsrechnung bestimmt.

Mesonen aufgestellt. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden dann Modell und Messung abschließend verglichen. Zuvor soll jedoch das Verzweigungsverhältnis $BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} X)$ berechnet werden.

Da sich die Messung auf den Bereich $q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ beschränkt, muß der Anteil am Spektrum mit größeren q^2 -Werten geschätzt werden. Mit den in Abbildung 24.b) dargestellten Modellen wird er zu

$$\frac{N(q^2 > 10 \text{ GeV}^2)}{N} = (3.5 \pm 1.0)\% \quad (118)$$

bestimmt. Der Fehler durch die Modellabhängigkeit wird im systematischen Fehler berücksichtigt. Die Anzahl der B -Mesonen beträgt (siehe Kap. 3.7):

$$N_B = 413000 \pm 20000 \quad (119)$$

Mit den Verzweigungsverhältnissen [6]

$$BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.83 \pm 0.12)\% \quad (120)$$

und

$$BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = (68.3 \pm 1.4)\% \quad (121)$$

ergibt sich:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} X) = (26.8 \pm 2.0 \pm 1.7 \pm 1.0)\%, \quad (122)$$

wobei der erste Fehler der statistische und der zweite der experimentelle systematische Fehler ist. Der dritte Fehler ergibt sich aus den Fehlern der hier benutzten Verzweigungsverhältnisse. Dieser Wert von $(27 \pm 2 \pm 2)\%$ kann mit der Messung des CLEO-Experimentes [54]

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} X) = (21 \pm 3 \pm 3)\%, \quad (123)$$

ebenso wie mit dem publizierten ARGUS-Wert [55] verglichen werden:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} X) = (28 \pm 5 \pm 3)\%. \quad (124)$$

4.5 Der Einfluß der D^* -Mesonen aus D^{**} -Zerfällen

Zur Beschreibung der sekundär erzeugten D^* -Mesonen muß erstens der Anteil der D^* -Mesonen aus D^{**} -Zerfällen bekannt sein und zweitens die Aufteilung der Produktionsrate zwischen den einzelnen Resonanzen bestimmt werden. Dazu wird im ersten Teil dieses Abschnittes ein Überblick der heute vorhandenen Messungen in semileptonischen B-Zerfällen gegeben.

Es zeigt sich, daß es genügt den Einfluß der 1P-Resonanzen D'_1 , D_1 und D_2^* zu beschreiben und daß die im Modell ISGW2 berechneten Produktionsverhältnisse dieser Mesonen sich im Einklang mit den Messungen befinden, obwohl es dem Modell nicht gelingt, den Anteil der D^{**} -Produktion in B-Zerfällen richtig zu beschreiben.

Werden die Produktionsraten der D^* -Mesonen aus den Zerfällen der gemessenen Resonanzen D_1 und D_2^* betrachtet, so ergibt sich kein signifikanter Unterschied zwischen den semileptonischen Zerfälle und den inklusiven, die auch die nicht-leptonischen Zerfälle beinhalten. Daher wird angenommen, daß auch in hadronischen Zerfällen die 1P-Resonanzen die D^{**} -Produktion in B-Zerfällen sättigen. Nachdem die Produktionsraten bestimmt wurden, können dann die Impulsverteilungen und die Besetzungswahrscheinlichkeit der einzelnen Helizitätszustände der D^{**} -Mesonen mit dem Modell von ISGW2 berechnet werden. Anschließend können, wie im zweiten Teil beschrieben, die Zerfallswinkelverteilungen für die Kaskade $D^{**} \rightarrow D^* \pi$, $D^* \rightarrow D \pi$ und somit letztlich die Impuls- und Zerfallswinkelverteilung der sekundär erzeugten D^* -Mesonen berechnet werden. Dieses Modell enthält erhebliche Unsicherheiten, jedoch kann der Einfluß der D^{**} -Mesonen aufgrund ihres Anteil von ca. 35% an der D^* -Produktion nicht vernachlässigt werden.

4.5.1 Messungen der D^{**} -Produktion in B-Zerfällen

Zuerst soll derjenige Anteil der D^* -Mesonen in semileptonischen B-Zerfällen bestimmt werden, der nicht durch den exklusiven Kanal $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ abgedeckt ist. Das Verzweigungsverhältnis beträgt [6]:

$$BR(\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (4.56 \pm 0.27)\%. \quad (125)$$

Rechnet man dieses auf eine Datenmenge um, in der gleichviele \bar{B}^0 und B^- -Mesonen enthalten sind, so erhält man:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (2.28 \pm 0.14)\%. \quad (126)$$

Um den Anteil der D^* -Mesonen zu bestimmen, der nicht aus dem exklusiven Zerfall stammt, wird dies vom inklusiven Verzweigungsverhältnis [56]

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \ell^- X) = (3.45 \pm 0.36)\% \quad (127)$$

subtrahiert. Man erhält ein Verzweigungsverhältnis von:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \ell^- X) - BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (1.17 \pm 0.38)\% \quad (128)$$

und es läßt sich der Anteil der nicht im exklusiven Zerfall erzeugten D^* -Mesonen berechnen:

$$\frac{N_{D^*}^{total} - N_{D^*}^{exklusiv}}{N_{D^*}^{total}} = 0.34 \pm 0.04. \quad (129)$$

Dieses Verhältnis wurde vom ARGUS-Experiment auch direkt gemessen [57]:

$$\eta_{rel} \cdot \frac{N_{D^{*+}}(D^{**})}{N_{D^{*+}}} = 0.27 \pm 0.08 \pm 0.03 \quad (130)$$

Berücksichtigt man die unterschiedlichen relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten, die etwa um $\eta_{rel} \approx 0.75$ differieren, so erhält man ein leicht modellabhängiges Verhältnis von:

$$\frac{N_{D^{*+}}(D^{**})}{N_{D^{*+},SL}} = 0.36 \pm 0.11 \quad (131)$$

in Einklang mit dem indirekt bestimmten Verhältnis.

Darüberhinaus kann aus dieser Messung mit den in [57] gemachten Angaben der Anteil der D^* -Mesonen aus dem Zerfall der D_{1-} und D_{2^*} -Resonanzen bestimmt werden:

$$\frac{N_{D^{*+},SL}(D_1^0 + D_2^0)}{N_{D^{*+},SL}} = \frac{(30 \pm 10)/(0.84 \cdot 0.75)}{235 \pm 24 \pm 11} = 0.20 \pm 0.07. \quad (132)$$

Dabei ist 0.84 die Nachweiswahrscheinlichkeit des zusätzlichen Pions und 0.75 die oben schon benutzte relative Nachweiswahrscheinlichkeit der D^* -Mesonen.

Nimmt man die Gültigkeit der Isospinsymmetrie an, um das Verhältnis der Produktionsraten von $D^{*+}\pi^- : D^{*+}\pi^0$ auf $\frac{2}{3} : \frac{1}{3}$ festzulegen, so kann aus dem Verhältnis der D^* -Produktionsraten zusammen mit dem inklusiven D^* -Produktionsverhältnis (siehe Gl. (127)) das Verzweigungsverhältnis:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D_J \ell^- X) BR(D_J \rightarrow D^{*+} \pi) = 1.5 \cdot \frac{N_{D^{*+}}(D_1^0 + D_2^0)}{N_{D^{*+}}} \cdot BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \ell^- X) \quad (133)$$

berechnet werden. Es ergibt sich:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D_J \ell^- X) BR(D_J \rightarrow D^{*+} \pi) = (1.04 \pm 0.38)\% \quad (134)$$

Dabei steht D_J für die Summe der Beiträge des D_1 und des D_2^* .

Im Gegensatz zu den Experimenten auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz haben die auf der Z^0 -Resonanz durchgeführten LEP-Experimente die Möglichkeit, den Zerfallsort des B-Mesons in ihren Vertexdetektoren zu messen. Damit konnte ein gemeinsamer Vertex des Leptons aus dem semileptonischen Zerfall mit weiteren aus den hadronischen Abregungsprozessen der D -Resonanzen entstandenen Spuren gebildet werden. Der Zerfall des D -Mesons bildet dann einen weiteren, räumlich getrennten sekundären Vertex. Zu den D - und D^{*+} -Mesonen wird ein geladenes Pion und ein Lepton gesucht, so daß alle drei Teilchen einen gemeinsamen Vertex bilden. Für solche Kombinationen wurden die $D\pi^\pm$ bzw. $D^{*+}\pi^-$ -Massenspektren untersucht.

ALEPH erhält aus einer solchen Analyse [58]:

$$\begin{aligned} BR(b \rightarrow \bar{B}) BR(\bar{B} \rightarrow D_1^0 \ell^- X) BR(D_1^0 \rightarrow D^{*+} \pi^-) &= (2.04 \pm 0.58 \pm 0.34) \cdot 10^{-3} \\ BR(b \rightarrow \bar{B}) BR(\bar{B} \rightarrow D_2^{*0} \ell^- X) BR(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-) &\leq 0.81 \cdot 10^{-3} \\ BR(b \rightarrow \bar{B}) BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi^- \ell^- X) &= (3.7 \pm 1.0 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}, \end{aligned} \quad (135)$$

wobei $BR(b \rightarrow \bar{B})$ zu 0.37 ± 0.03 angegeben wurde. Rechnet man dies wie oben auf eine Datenmenge um, in der gleichviele \bar{B}^0 und B^- -Mesonen enthalten sind und nimmt dabei die Gültigkeit der Isospinsymmetrie an, so erhält man:

$$\begin{aligned} BR(\bar{B} \rightarrow D_1 \ell^- \bar{\nu}_\ell X) BR(D_1 \rightarrow D^{*+} \pi) &= (0.83 \pm 0.27)\% \\ BR(\bar{B} \rightarrow D_2^* \ell^- \bar{\nu}_\ell X) BR(D_2^* \rightarrow D^{*+} \pi) &\leq 0.33\% \\ BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \pi \ell^- \bar{\nu}_\ell X) &= (1.50 \pm 0.49)\%, \end{aligned} \quad (136)$$

Aus dieser Messung kann der Anteil der D^{*+} -Mesonen, die zusammen mit einem Pion erzeugt wurden, an der gesamten D^{*+} -Produktion in semileptonischen B-Zerfällen bestimmt werden:

$$\frac{N_{D^{*+}\pi}}{N_{D^{*+}}} = \frac{1.50 \pm 0.49}{3.45 \pm 0.36} = 0.43 \pm 0.15. \quad (137)$$

Dieser Wert befindet sich in Übereinstimmung mit den beiden oben genannten (Gl. (129) und (131)). Nimmt man an, daß nur der Zerfall der D^{*+} -Mesonen die

Erzeugung von $D^*\pi$ -Paaren bewirkt, so kann man diese drei Messungen mitteln:

$$\frac{N_{D^{*+}\pi}}{N_{D^{*+}}} = 0.35 \pm 0.04. \quad (138)$$

Im Zerfall der D^{**} -Mesonen werden also etwa 35 % der D^* -Mesonen in semileptonischen B-Zerfällen produziert.

Die OPAL-Kollaboration berechnet aus ihren Messungen unter Annahme der Isospinsymmetrie [56]:

$$\begin{aligned} BR(b \rightarrow D_1^0 \ell^- X) &= (8.1 \pm 2.0 \pm 1.9) \cdot 10^{-3} \\ BR(b \rightarrow D_1^+ \ell^- X) &= (7.8 \pm 2.8 \pm 1.8) \cdot 10^{-3} \\ BR(b \rightarrow D_2^{*0} \ell^- X) &= (3.5 \pm 1.4 \pm 0.7) \cdot 10^{-3} \\ BR(b \rightarrow D_2^{*+} \ell^- X) &= (9.0 \pm 2.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (139)$$

und gibt an:

$$BR(b \rightarrow \bar{B}^0) + BR(b \rightarrow B^-) = 0.81 \pm 0.07 \pm 0.09. \quad (140)$$

Mittelt man die Ergebnisse unter Gewichtung mit dem statistischen Fehler und addiert die systematischen Fehler quadratisch zum statistischen, so ergibt sich aus diesen Angaben:

$$\begin{aligned} BR(\bar{B} \rightarrow D_1 \ell^- X) &= (0.99 \pm 0.32)\% \\ BR(\bar{B} \rightarrow D_2^* \ell^- X) &= (0.58 \pm 0.32)\%. \end{aligned} \quad (141)$$

Mit dem Verzweigungsverhältnis [6]

$$\frac{BR(D_2^{*0} \rightarrow D^+ \pi^-)}{BR(D_2^{*0} \rightarrow D^{*+} \pi^-)} = 2.3 \pm 0.6 \quad (142)$$

kann die D^* -Produktion in den D_2^* -Zerfällen bestimmt werden¹⁴:

$$\begin{aligned} BR(\bar{B} \rightarrow D_1 \ell^- X) BR(D_1 \rightarrow D^{*+} \pi) &= (0.99 \pm 0.32)\% \\ BR(\bar{B} \rightarrow D_2^* \ell^- X) BR(D_2^* \rightarrow D^{*+} \pi) &= (0.18 \pm 0.10)\%. \end{aligned} \quad (143)$$

Während ALEPH für das D_2^* -Meson nur eine obere Grenze der Produktionsrate bestimmen kann, ist bei OPAL ein signifikantes Signal beobachtet worden. Beide Experimente konnten das D_1 messen. Mittelt man deren Ergebnisse, so erhält man:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D_1 \ell^- X) BR(D_1 \rightarrow D^{*+} \pi) = (0.90 \pm 0.21)\% \quad (144)$$

Addiert man zu diesem Verzweigungsverhältnis das obengenannte des D_2^* , so erhält man:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D_J \ell^- X) BR(D_J \rightarrow D^{*+} \pi) = (1.08 \pm 0.23)\% \quad (145)$$

¹⁴ $BR(D_1 \rightarrow D^{*+} \pi) = 1$ ergibt sich aus der Kombination von Drehimpuls- und Paritätserhaltung beim D_1 -Zerfall

Dieser Wert kann mit der ARGUS-Messung (siehe Gl.133) von

$$BR(\bar{B} \rightarrow D_J \ell^- X) BR(D_J \rightarrow D^{*+} \pi) = (1.04 \pm 0.38)\% \quad (146)$$

gemittelt werden:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D_J \ell^- X) BR(D_J \rightarrow D^{*+} \pi) = (1.07 \pm 0.20)\% \quad (147)$$

Ein weiterer Anteil zur D^* -Produktion im Zerfall der 1P D-Mesonen ist durch den Zerfall des D_1' -Mesons zu erwarten. Im ISGW2-Modell wird er zu 15% berechnet. Damit erhält man:

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{**}(1P) \ell^- X) BR(D^{**}(1P) \rightarrow D^{*+} \pi) = (1.23 \pm 0.23)\%. \quad (148)$$

Dieser Wert kann mit dem nicht im direkten Zerfall $\bar{B}^0 \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ erzeugten Anteil an der D^* -Produktion in semileptonischen B-Zerfällen verglichen werden (siehe Gl. (128)):

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \ell^- X) - BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} \ell^- \bar{\nu}_\ell) = (1.17 \pm 0.38)\%. \quad (149)$$

Mit diesen Werten verträglich ist die Annahme, daß die D^* -Produktion in semileptonischen B-Zerfällen durch die direkte Erzeugung und durch die Produktion im Zerfall der 1P-Mesonen erklärt werden kann. Die aufgeführten Messungen bestimmen den Anteil der D^* -Mesonen aus den D^{**} -Zerfällen zu $(35 \pm 4)\%$.

Zum Abschluß dieser Diskussion bleibt zu klären, inwieweit eine Übertragung von den semileptonischen auf die inklusiven B-Zerfälle möglich ist. Dazu kann eine Messung des DELPHI-Experimentes am LEP herangezogen werden. Auf der Z^0 -Resonanz wurde vom DELPHI-Experiment für inklusive b -Zerfälle das Verhältnis der Anzahl von D^* -Mesonen, die über den Zerfall der D_1^0 - und D_2^{*0} -Mesonen in $D^{*+} \pi^-$ erzeugt wurden, zu der insgesamt erzeugten Anzahl von D^* -Mesonen gemessen [59]:

$$\frac{N_{D^{*+},b}(D_1^0 + D_2^0)}{N_{D^{*+},b}} = 0.14 \pm 0.04 \pm 0.02. \quad (150)$$

Dieser Wert kann mit der ARGUS-Messung (siehe Gl.(132)) verglichen werden:

$$\frac{N_{D^{*+},SL}(D_1^0 + D_2^0)}{N_{D^{*+},SL}} = \frac{(30 \pm 10)/(0.84 \cdot 0.75)}{235 \pm 24 \pm 11} = 0.20 \pm 0.07. \quad (151)$$

Beide Verhältnisse stimmen im Rahmen der erheblichen Fehler überein. Deshalb wird hier zur Abschätzung des D^{**} -Untergrundes angenommen, daß die Produktionsraten der D^* -Mesonen aus D^{**} -Zerfällen von den semileptonischen auf die hadronischen B-Zerfälle übertragen werden können.

Zusammengefaßt kann im Rahmen der Fehler der Messungen folgendes Modell für die D^* -Produktion aufgestellt werden: die D^* -Produktion in B-Zerfällen wird durch die direkte Erzeugung und durch die Produktion im Zerfall der 1P- D^{**} -Mesonen vollständig beschrieben. Der Anteil der D^{**} -Mesonen an der D^* -Produktion liegt bei $(35 \pm 4)\%$. Es besteht kein Unterschied zwischen den hadronischen und den semileptonischen B-Zerfällen.

4.5.2 Ein Modell für die D^{**} -Produktion

Die Basis für die hier versuchte Abschätzung des Einflusses der sekundär erzeugten D^* -Mesonen auf die Zerfallswinkelverteilung des D^* -Zerfalls sind die Formfaktoren des Modells von ISGW2, die am Ende des vorigen Abschnitt beschriebenen Annahmen über die Verzweigungsverhältnisse und das in Abschnitt 2.4 vorgestellte Modell für die Spektralfunktionen des W -Bosons.

Da die Messungen der relativen Produktionsraten der $1P$ -Mesonen ungenau bzw. nicht vorhanden sind, werden die Vorhersagen des ISGW2-Modells benutzt. Der Anteil an der D^* -Produktion sollte sich danach unter Benutzung des Verzweigungsverhältnisses aus Gleichung (142) im Verhältnis $0.15 : 0.75 : 0.10$ auf die Resonanzen $D'_1 : D_1 : D_2^*$ aufteilen. Diese Verhältnisse stehen nicht im Widerspruch zu den im letzten Abschnitt angeführten Messungen. Es muß jedoch abermals betont werden, daß das Modell ISGW2 eine zu geringe absolute Produktionsrate der D^{**} -Mesonen vorhersagt. Deshalb wird der Gesamtanteil der sekundär erzeugten D^* -Mesonen aus den Messungen bestimmt und auf 35% festgelegt.

Mit Hilfe der Formfaktoren des Modells lassen sich die q^2 -Spektren wie auch die Besetzungswahrscheinlichkeiten der Helizitäten $h = 0, \pm 1$ der $1P$ - D^{**} -Mesonen in B -Zerfällen bestimmen. Die benutzten Formeln sind im ersten Kapitel und im Anhang A.3 zu finden. Aus der Drehimpulserhaltung folgt, daß im Zerfall $B \rightarrow D_2^* W$ die Zustände $h = \pm 2$ nicht besetzt sind. Die kombinierte Winkelverteilung der Kaskade $D^{**} \rightarrow D^* \pi_1$ gefolgt von $D^* \rightarrow D \pi_2$ ist im Rahmen der HQET nach [13] gegeben durch:

$$\mathcal{A} \sim \sum_h p(D^{**}, h) \left| \sum_{k=0, \pm 1} \langle Lm1k | Jh \rangle Y_{Lm}(\theta_1, \phi_1) Y_{1k}(\theta_2, \phi_2) \right|^2. \quad (152)$$

Dabei ist J der Spin der D^{**} -Resonanz und h bezeichnet deren Helizitätszustand, der Index k beschreibt den des D^* . Der Bahndrehimpuls des Pions aus dem D^{**} -Zerfall ist durch die Quantenzahl L und seine Drei-Komponente durch $m = h - k$ gekennzeichnet. Das Symbol $\langle Lm1k | Jh \rangle$ bezeichnet die Clebsch-Gordan-Koeffizienten und Y_{lm} die Kugelflächenfunktionen. Die Besetzungswahrscheinlichkeiten $p(D^{**}, h)$ können mit dem Modell von ISGW2 als Funktion von q^2 bestimmt werden. Dieser Ausdruck wird im D^* -Ruhesystem ausgewertet, wobei die z -Achse durch die Impulsrichtung des D^{**} -Meson im B -Ruhesystem gegeben ist.

Der Zerfall des D_2^* -Mesons ist nur in einer D -Welle möglich. Die Drehimpulserhaltung zusammen mit der Paritätserhaltung der QCD erlaubt für die Mesonen D'_1 und D_1 einen Zerfall sowohl in einer S -Welle als auch in einer D -Welle. Jedoch ergibt sich im Rahmen der HQET, daß das D'_1 -Meson nur in einer S - und das D_1 -Meson nur in einer D -Welle zerfällt. Deshalb und wegen des vermutlich geringen Anteils an der Produktion der D^* -Mesonen wird der D -Wellenanteil des D'_1 nicht näher untersucht. Die im folgenden gezeigten Verteilungen wurden

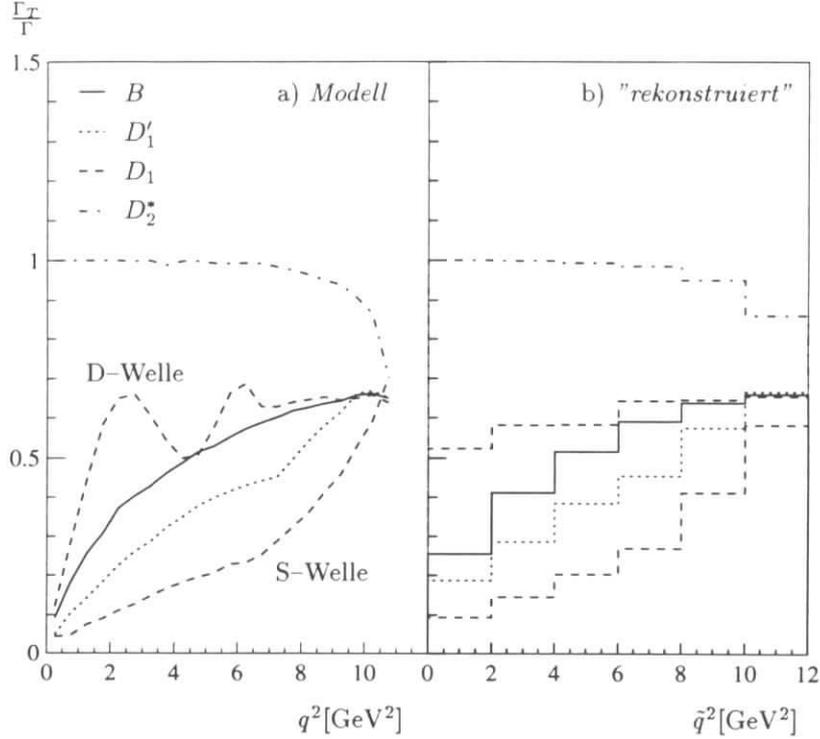


Abbildung 25: a) Einfluß der sekundär erzeugten D^* -Mesonen auf die transversale Polarisation als Funktion von q^2 . b) Verlauf der Verteilungen von a) bei Einschluß der Effekte der B -Bewegung und der Intervalleinteilung in q^2 . Gezeigt sind die Kurven für direkt erzeugte D^* -Mesonen und für D^* -Mesonen aus dem Zerfall der $1P$ - D^{**} -Resonanzen. Dabei wird für das D_1 sowohl der D -Wellen- als auch der S -Wellen- Zerfall dargestellt.

durch Anpassung der Funktion (100) aus Histogrammen bestimmt, die mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung des oben beschriebenen Modells für die Produktion von D^* -Mesonen aus D^{**} -Zerfällen erzeugt wurden.

In Abbildung 25 ist der Verlauf des Parameters Γ_T/Γ aus Gleichung (100) für den Zerfall des D'_1 in einer S -Welle, den des D_1 sowohl in einer S - als auch in einer D -Welle und den des D_2^* als Funktion von q^2 dargestellt. Die S -Wellenzerfälle liefern eine im Vergleich zu den direkt erzeugten D^* -Mesonen stärker longitudinale Polarisation, während die D -Wellen eher den transversalen Beitrag vergrößern. In Abbildung 26 sind die dazugehörigen q^2 -Spektren für die D^* -Mesonen aus den D^{**} -Zerfällen gezeigt.

Beim Zerfall des D_1 kommt es zu einer kohärenten Mischung der Beiträge der S - und der D -Wellenzerfälle. Die Winkelabhängigkeit lautet dann [13]:

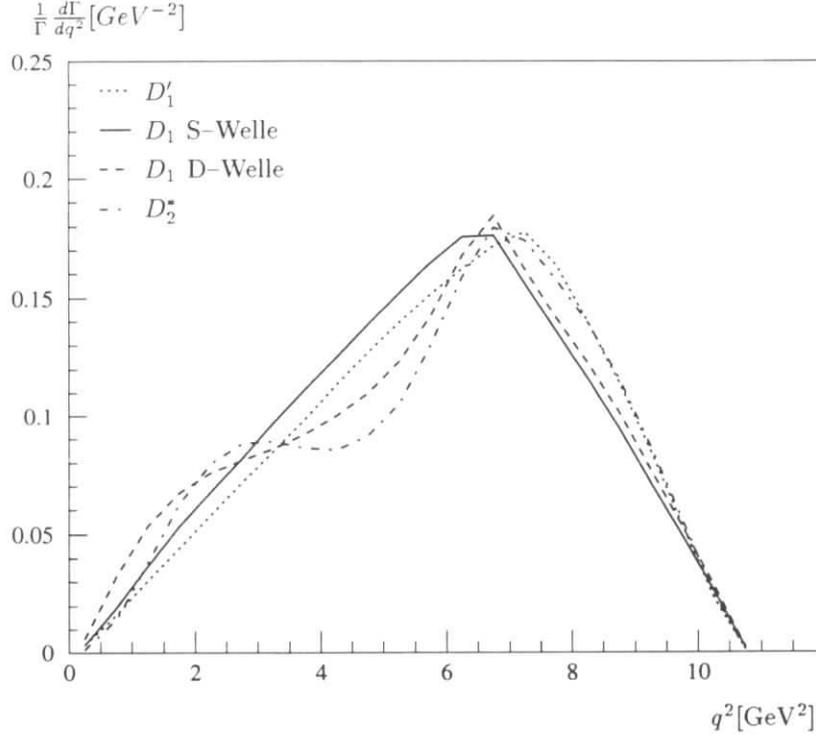


Abbildung 26: Verlauf der normierten differentiellen Breite $\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dq^2}$ als Funktion von q^2 für D^* -Mesonen aus dem Zerfall verschiedener D^{**} -Resonanzen.

$$\mathcal{A} \sim \sum_h p(D^{**}, h) \left| \sum_{k=0, \pm 1} \left[\langle Lm1k | Jh \rangle Y_{Lm}(\theta_1, \phi_1) - \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{S}{D} e^{i\eta} \delta_{h,k} \right] Y_{1k}(\theta_2, \phi_2) \right|^2. \quad (153)$$

Die Autoren von [13] benutzen die Einführung eines großen S-Wellenanteils von $S/D = \sqrt{2}$ dazu, die Abweichung der Breite des D_1 von der HQET-Erwartung zu erklären und motivieren ihre Wahl der relativen Phase $\eta = 0.45$. Eine CLEO-Messung [15] schränkt jedoch die erlaubten Werte des S-Wellenanteils bei gegebener relativer Phase stark ein. Um einen Konflikt mit dieser Messung zu vermeiden, wird hier ein größerer S-Wellenanteil von $S/D=2$ gewählt. Dieses entspricht einer sehr starken S-Wellenbeimischung von 80%. Zum Vergleich wird auch der entgegengesetzte Fall eines reinen D-Wellenzerfalls untersucht. Der Anteil der sekundär produzierten D^* -Mesonen ist auf 35% und die relativen Produktionsraten der Mesonen D'_1 , D_1 und D_2^* auf 0.15 : 0.75 : 0.10 festgelegt.

Die Abbildung 27.a) zeigt den Einfluß der D^{**} -Zerfälle auf die transversale Polarisation der direkt erzeugten D^* -Mesonen. Insbesondere hat die Größe des S-Wellenanteils im D_1 -Zerfall starken Einfluß auf den Verlauf der transversalen Polarisation. Abbildung 27.b) kann entnommen werden, daß die Unsicherheit in

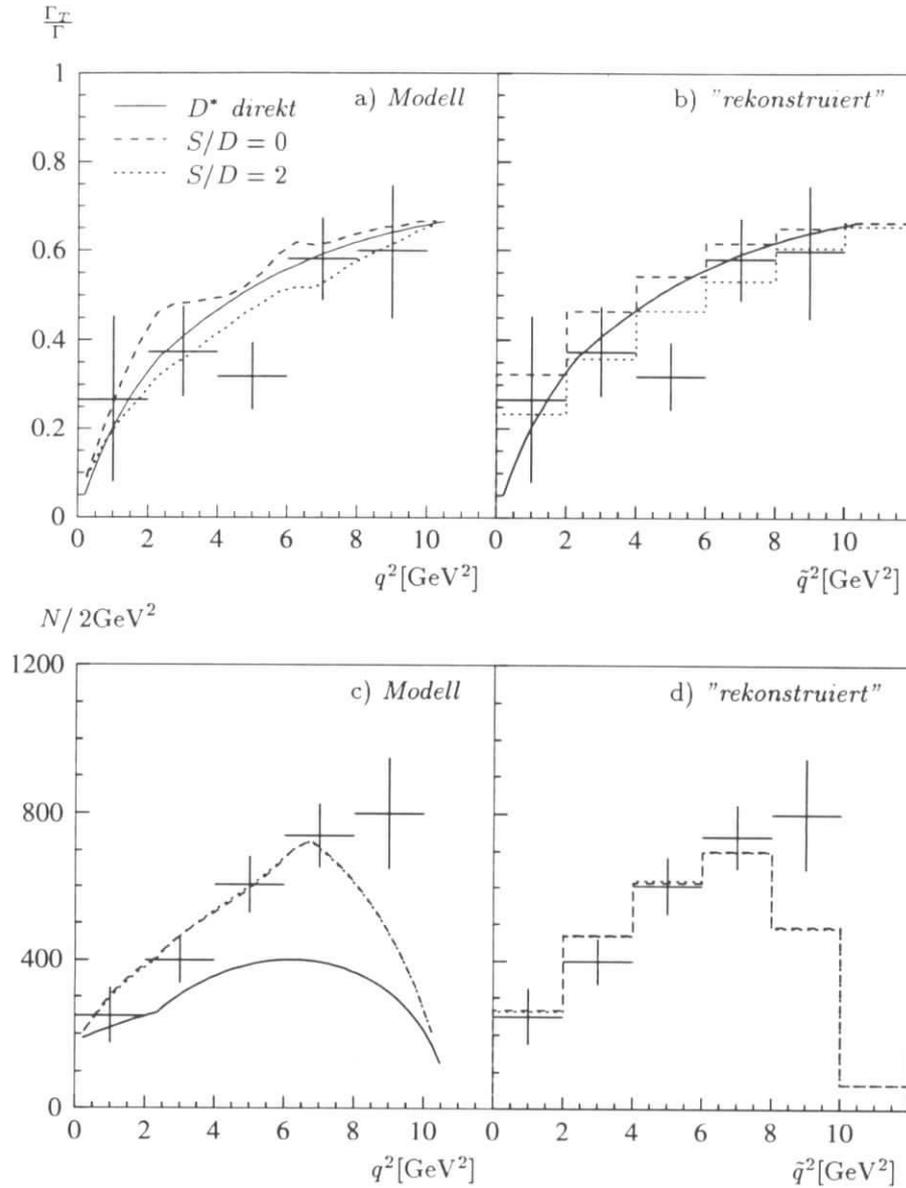


Abbildung 27: a) Anteil der transversalen Polarisation Γ_T/Γ als Funktion von q^2 , in b) unter Berücksichtigung der B -Bewegung und der Intervalleinteilung, c) Verlauf der differentiellen Breite $\frac{dN}{dq^2} \cdot \Delta q^2$ als Funktion von q^2 und in d) analog zu b). Dabei ist Δq^2 die Intervallbreite. Gezeigt ist der Einfluß der D^* -Mesonen aus den Zerfällen des D'_1 , D_1 und dem D_2^* nach dem im Text beschriebenen Modell (basierend auf ISGW2) für verschiedene Werte des S -Wellenanteils beim Zerfall des D_1 . Zum Vergleich sind ebenso die direkt erzeugten D^* -Mesonen dargestellt. Dabei wurde in c) und d) angenommen, daß der Anteil dieser D^* -Mesonen 65 % beträgt.

der Bestimmung des Beitrages der sekundär erzeugten D^* -Mesonen zur transversalen Polarisation etwa $\Delta\Gamma_T/\Gamma \approx \pm 0.040$ beträgt. Eine Untersuchung des Einflusses der Unsicherheit in der Bestimmung der Produktionsverhältnisse hat ergeben, daß dieser vergleichsweise gering ist.

In Abbildung 27.c) ist das q^2 -Spektrum für den direkt in B-Zerfällen entstandenen Anteil der D^* -Mesonen zusammen mit den sekundär erzeugten D^* -Mesonen dargestellt. Hier haben die in D^{**} -Zerfällen erzeugten D^* -Mesonen erheblichen Einfluß auf den Verlauf. Die Unsicherheit durch die Wahl der Produktionsverhältnisse und des Wertes von S/D beträgt etwa 10%.

4.6 Ergebnisse zum direkten Zerfall $B \rightarrow D^*X$

Im diesem Abschnitt soll der Verlauf des Anteils der transversalen Polarisation als Funktion von q^2 und das q^2 -Spektrum der D^* -Mesonen unter Berücksichtigung des Einflusses der D^{**} -Mesonen dargestellt werden.

Zur Bestimmung des q^2 -Spektrums wird die Zerfallswinkelverteilung der D^* -Mesonen aus den D^{**} -Zerfällen, wie im letzten Abschnitt beschrieben, generiert und multipliziert mit der Nachweiswahrscheinlichkeit η_B als zusätzlicher Term in

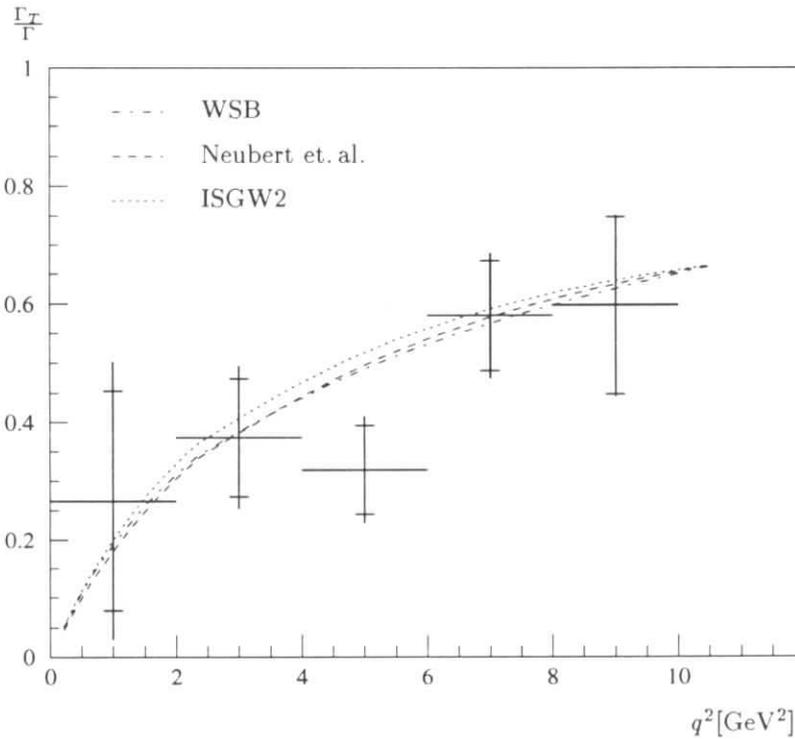


Abbildung 28: Anteil der transversalen Polarisation Γ_T/Γ als Funktion von q^2 . Angegeben sind der statische und der Gesamtfehler. Eingezeichnet ist der Vergleich mit den im Text erläuterten Modellen.

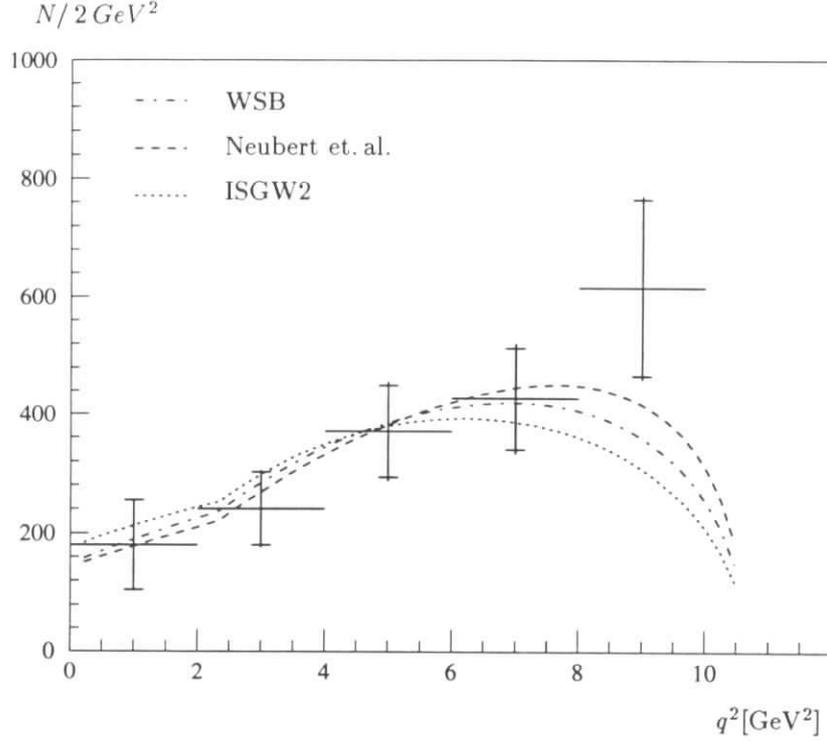


Abbildung 29: Differentielle Breite $\frac{dN}{dq^2} \cdot \Delta q^2$ der direkt in B -Zerfällen erzeugten D^* -Mesonen als Funktion von q^2 . Angegeben sind der statische und der Gesamtfehler. Eingezeichnet ist der Vergleich mit den im Text erläuterten Modellen, wobei die Normierung aus einer Anpassungsrechnung bestimmt wurde.

der Funktion (112) berücksichtigt. Der Anteil an der D^* -Produktion von $(35 \pm 0.4)\% \cdot (2890 \pm 250)$ darf in der Anpassungsrechnung im Rahmen der Fehler variieren. In Abbildung 29 ist das Ergebnis dieser Rechnung gezeigt. Die im q^2 -Spektrum angegebenen Fehler beinhalten sowohl die statistischen als auch die systematischen. Als weiteres Ergebnis ergibt sich aus der Anpassungsrechnung der Verlauf der transversalen Polarisation als Funktion von q^2 , jedoch mit sehr großen statistischen Fehlern. Deshalb wird bei der transversalen Polarisation der Einfluß der D^{**} -Mesonen nicht subtrahiert, sondern die Unsicherheit von $\sigma_{\Gamma_T/\Gamma} \approx \pm 0.040$, wie sie Abbildung 27.b) entnommen werden kann, zum systematischen Fehler addiert:

$$\frac{\Gamma_T}{\Gamma} = 0.471 \pm 0.058 \pm 0.059. \quad (154)$$

Der Verlauf der transversalen Polarisation als Funktion von q^2 ist in Abbildung 28 dargestellt. Die Fehler beinhalten sowohl die statistischen als auch die systematischen.

In den beiden Abbildungen 29 und 28 sind die Vorhersagen der Formfaktormodelle von Wirbel, Stech und Bauer, dem von Neubert et. al. und dem Modell ISGW2

ingezeichnet. Bei der Berechnung der Breiten wurde die Faktorisierung vorausgesetzt und in Anlehnung an das Modell von Wirbel et. al. eine Spektralfunktion für das W -Boson benutzt, wie sie sich aus dem Zerfall in zwei freie Dirac-Teilchen ergibt.

Den Abbildungen entnimmt man, daß diese Modelle sowohl die transversale Polarisation wie auch die q^2 -Spektren gut beschreiben. Im geringen Unterschied der Modellvorhersagen spiegelt sich das definierte Grenzverhalten der langreichweitigen QCD-Korrekturen im Fall unendlich schwerer Quarkmassen wider. Beim Zerfall eines b^- in ein c -Quark sind zwei schwere Quarks beteiligt, so daß die Abweichungen vom Grenzfall $m_q/\Lambda_{QCD} \rightarrow \infty$ nicht sehr groß sind (etwa $\approx 15\%$). Weiterhin kann in dieser Messung keine Abweichung von der Annahme der Faktorisierung des hadronischen Matrixelementes festgestellt werden. Die Abweichung des q^2 Spektrums am oberen Ende kann jedoch durch solche ausgeschlossenen Entzustandswechselwirkungen hervorgerufen worden sein, denn bei diesen q^2 -Werten ist die Geschwindigkeit des D^* -Mesons so gering, daß es sich während der typischen Zeitdauer hadronischer Wechselwirkungen von $\approx 10^{-23}$ s nicht aus dem Wirkungsbereich der starken Kräfte entfernen kann.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Zerfallswinkelverteilung der D^* -Mesonen in B-Zerfällen untersucht. Der Anteil der transversalen Polarisation der D^* -Mesonen beträgt

$$\frac{\Gamma_T}{\Gamma} = 0.471 \pm 0.058 \pm 0.043 \pm 0.040. \quad (155)$$

Dabei ist der erste Fehler der statistische und der zweite der experimentelle systematische. Der letztgenannte Fehler erfaßt die Unsicherheit durch den Einfluß der sekundär in D^{**} -Zerfällen erzeugten D^* -Mesonen. Wird der angegebene Wert als Polarisation der direkt erzeugten D^* -Mesonen interpretiert, so ist dieser Fehler zu berücksichtigen. Außerdem wurde der Verlauf des Anteils der transversalen Polarisation als Funktion von q^2 bestimmt.

Aus der Analyse der Zerfallswinkelverteilungen konnte das Verzweigungsverhältnis

$$BR(\bar{B} \rightarrow D^{*+} X) = (26.8 \pm 2.0 \pm 1.7 \pm 1.0)\% \quad (156)$$

bestimmt werden. Dabei ist der erste Fehler der statistische, der zweite der experimentelle systematische und der dritte resultiert aus den benutzten Verzweigungsverhältnissen von $BR(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+) = (68.3 \pm 1.4)\%$ und $BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = (3.83 \pm 0.12)\%$.

Ebenso wurde aus der Zerfallswinkelverteilung der Verlauf der differentiellen Breite als Funktion von q^2 bestimmt.

Die gemessenen Verteilungen wurden mit den Formfaktormodellen von ISGW2, dem von Wirbel et. al. und dem von Neubert et. al. im Rahmen der HQET gestellten Version des Modells von Wirbel et. al. verglichen. Dabei wurde die Faktorisierung vorausgesetzt und in Anlehnung an [8] eine Spektralfunktion für das W-Boson benutzt, wie sie sich aus dem Zerfall in zwei freie Dirac-Teilchen ergibt. Es zeigte sich, daß die Modelle sowohl das q^2 -Spektrum als auch den Verlauf des Anteils der transversalen Polarisation als Funktion von q^2 gut beschreiben. Eine Abweichung von der Annahme der Faktorisierung des hadronischen Matrixelementes konnte nicht festgestellt werden.

A Anhang

A.1 Formeln zur Berechnung der Zerfallsbreite

Im Kapitel 4 werden Prozesse des Typs $\bar{B} \rightarrow D^* X$ untersucht, wobei X alle weiteren bei einer Reaktion entstehenden Teilchen Y_1, Y_2, \dots, Y_n zusammenfaßt. Werden die Viererimpulse der Y_i mit p_i bezeichnet, so berechnet sich die Zerfallsbreite durch [6]:

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2m_B} |\mathcal{M}|^2 d\phi_{n+1}(p_B; p_{D^*}, p_1, \dots, p_n). \quad (157)$$

Dabei ist \mathcal{M} das lorentzinvariante Übergangsmatrixelement der Reaktion. Das lorentzinvariante n -Körperphasenraumvolumen ist definiert durch:

$$d\phi_n(P; p_1, \dots, p_n) = \delta^4(P - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}. \quad (158)$$

Das Phasenraumvolumen läßt sich rekursiv aufbauen

$$d\phi_n(P; p_1, \dots, p_n) = d\phi_j(q; p_1, \dots, p_j) d\phi_{n-j+1}(P; q, p_{j+1}, \dots, p_n) (2\pi)^3 dq^2. \quad (159)$$

Dabei wurde q^2 durch $q^2 = \sum_{i=1}^j E_i - \sum_{i=1}^j \mathbf{p}_i$ definiert. Wendet man diese Formeln auf den oben genannten Zerfall an, so erhält man:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{(2\pi)^4}{2m_B} d\phi_2(p_B; p_{D^*}, q) d\phi_n(q; p_1, \dots, p_n) (2\pi)^3. \quad (160)$$

Im B-Ruhsystem gilt:

$$d\phi_2(p_B; p_{D^*}, q) = \frac{1}{(2\pi)^6} \frac{p_1(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2})}{4m_B} d\Omega_{D^*}^B, \quad (161)$$

wobei $d\Omega_{D^*}^B = d\phi d\cos\Theta$ den Raumwinkel des D^* im B-Ruhsystem bezeichnet und sich der Impuls p durch

$$p(M, m_1, m_2) = \frac{[(M^2 - (m_1 + m_2)^2)(M^2 - (m_1 - m_2)^2)]^{1/2}}{2M} \quad (162)$$

berechnet. Damit ist:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{p(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2})}{(2\pi)^2 8m_B^2} \int d\Omega_{D^*}^B (2\pi)^3 d\phi_n(q; p_1, \dots, p_n) |\mathcal{M}|^2. \quad (163)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (158) ergibt sich für den Zerfall $\bar{B} \rightarrow D^* X; X \rightarrow Y_1, \dots, Y_n$

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{p(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2})}{8\pi m_B^2} \int \frac{d\Omega_{D^*}^B}{4\pi} \int \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} (2\pi)^3 \delta(q - \sum_{i=1}^n p_i) |\mathcal{M}|^2. \quad (164)$$

Für semileptonische Zerfälle bzw. allgemeiner für Zerfälle mit drei Teilchen (D^*, Y_1, Y_2) im Endzustand folgt aus Gleichung (163) und (161):

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \frac{p(m_B, m_{D^*}, \sqrt{q^2})}{8\pi m_B^2} \frac{p(\sqrt{q^2}, m_1, m_2)}{2(2\pi)^2 \sqrt{q^2}} \int \frac{d\Omega_{D^*}^B}{4\pi} \int \frac{d\Omega_1^X}{4\pi} |\mathcal{M}|^2. \quad (165)$$

Dabei ist $d\Omega_1^X$ der Raumwinkel von Y_1 im Schwerpunktsystem von Y_1 und Y_2 . Für den semileptonischen Zerfall $B \rightarrow D^* W$ gefolgt von $W \rightarrow \ell \nu$ bedeutet dies, daß der Raumwinkel im W-Ruhsystem definiert ist.

A.2 Eigenschaften der Polarisationsvektoren

Ein Spinvektor \mathbf{J} ist durch die Spinquantenzahl J und die Länge der Projektion des Vektors auf eine beliebige Achse bestimmt. Die Projektion des Spinvektors auf die Impulsrichtung heißt Helizität und ist durch $\lambda = \mathbf{p}/p \cdot \mathbf{J}$ definiert.

Das D^* -Meson ist ein Vektorteilchen mit Spin $J^P = 1^-$. Als freies Teilchen muß seine Wellenfunktion eine Lösung der Proca-Gleichung [60] sein, also folgendes Aussehen besitzen:

$$\psi_\mu(x^\mu) \sim \epsilon_\mu^{(\lambda)}(p, m) e^{-ip_\mu x^\mu}. \quad (166)$$

Die Polarisationsvektoren $\epsilon^{(\lambda)\mu}(p, m)$ bilden eine Basis des vierdimensionalen Raumes und können im Ruhesystem des Vektormesons wie folgt gewählt werden:

$$\begin{aligned} \epsilon^{(0)} &= (1, 0, 0, 0) \\ \epsilon^{(1)} &= (0, 1, 0, 0) \\ \epsilon^{(2)} &= (0, 0, 1, 0) \\ \epsilon^{(3)} &= (0, 0, 0, 1). \end{aligned} \quad (167)$$

Die Linearkombinationen

$$\begin{aligned} \epsilon^{(+)} &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon^{(1)} + i\epsilon^{(2)}) = -\frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, i, 0) \\ \epsilon^{(-)} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon^{(1)} - i\epsilon^{(2)}) = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, 1, -i, 0) \end{aligned} \quad (168)$$

beschreiben ein Vektormeson mit Helizität +1 bzw. -1 und können, zusammen mit $\epsilon^{(0)}$ und $\epsilon^{(3)}$ wiederum als Basis benutzt werden. Die Orthogonalitätsrelation lautet

$$\epsilon_\mu^{(\lambda)} \epsilon^{\mu(\lambda')} = g_{\lambda, \lambda'} = (1, -1, -1, -1) \quad (169)$$

und die Vollständigkeitsrelation ist durch

$$\sum_\lambda \sum_{\lambda'} g_{\lambda, \lambda'} \epsilon_\mu^{(\lambda)} \epsilon_\nu^{(\lambda')} = g_{\mu\nu} \quad (170)$$

gegeben, wobei $g_{\mu\nu}$ den metrische Tensor bezeichnet und λ, λ' die Werte $0, \pm 1, 3$ annehmen können.

Bewegt sich das Vektormeson mit Energie E und Impuls p entlang der z -Achse,

so erhält man die Polarisationsvektoren durch Ausführung der Lorentztransformation zu

$$\begin{aligned}\epsilon^{(\lambda=\pm 1)\mu}(p, m) &= \frac{1}{\sqrt{2}}(0, \mp 1, -i, 0) \\ \epsilon^{(\lambda=0)\mu}(p, m) &= \frac{1}{m}(p, 0, 0, E) \\ \epsilon^{(\lambda=s)\mu}(p, m) &= \frac{1}{m}(E, 0, 0, p).\end{aligned}\quad (171)$$

Es gilt:

$$\begin{aligned}\epsilon_{\mu}^{(\lambda=0, \pm 1)}(p, m)p^{\mu} &= 0 \\ \epsilon_{\mu}^{(\lambda=s)}(p, m) &= p_{\mu}/\sqrt{p^2},\end{aligned}\quad (172)$$

d.h. die Vektoren $\epsilon_{\mu}^{(\lambda=0, \pm 1)}(p, m)$ sind orthogonal zum Viererimpulsvektor, während $\epsilon_{\mu}^{(\lambda=s)}(p, m)$ parallel zu diesem Vektor ist.

Die Zuordnung der Begriffe transversal und longitudinal zu den verschiedenen Helizitäten ist nicht eindeutig. In einigen Fällen werden nur die Helizitäten $\lambda = \pm 1$, in anderen ebenso die Helizität $\lambda = 0$ unter den Begriff transversal zusammengefaßt. Die übrigbleibenden Helizitäten $\lambda = s$ bzw. $\lambda = 0, s$ werden dann mit dem Begriff longitudinal bezeichnet. Dies hängt davon ab, ob es sich um ein reelles Vektormeson oder um ein virtuelles handelt. Der Helizitätszustand $\lambda = s$ wird auch als skalare oder zeitartige Polarisation bezeichnet und kann nur bei virtuellen Vektorteilchen (z. B. bei einem W-Boson) auftreten. Er beschreibt einen skalaren Spinsingulettzustand mit $J=0$.

Diese Definitionen von transversal und longitudinal sollten nicht mit der Orientierung des Spinvektors in bezug auf die Bewegungsrichtung verwechselt werden. In den Helizitätszuständen $\lambda = \pm 1$ ist der Spin in bzw. entgegengesetzt zur Impulsrichtung orientiert, während er für $\lambda = 0$ transversal zur Impulsrichtung gerichtet ist.

A.3 Die Formfaktorzerlegung für ein Spin-2-Teilchen

In diesem Abschnitt des Anhangs soll die Zerlegung des Übergangsmatrixelementes für den Zerfall $B \rightarrow D_2^* X$ beschrieben werden, wie es in Abschnitt 2.1.2 für das D^* -Meson getan wurde. Da die Polarisationstensoren für ein Spin-2-Teilchen aus denen für ein Spin-1-Teilchen aufgebaut werden können [61]:

$$\begin{aligned}\epsilon_{\nu\rho}^*(\lambda = \pm 2) &= \epsilon_{\nu}^*(\pm)\epsilon_{\rho}^*(\pm) \\ \epsilon_{\nu\rho}^*(\lambda = \pm 2) &= \sqrt{\frac{1}{2}}[\epsilon_{\nu}^*(\pm)\epsilon_{\rho}^*(0) + \epsilon_{\nu}^*(0)\epsilon_{\rho}^*(\pm)] \\ \epsilon_{\nu\rho}^*(\lambda = \pm 2) &= \sqrt{\frac{1}{6}}\epsilon_{\nu}^*(+)\epsilon_{\rho}^*(-) + \sqrt{\frac{2}{3}}\epsilon_{\nu}^*(0)\epsilon_{\rho}^*(0) + \sqrt{\frac{1}{6}}\epsilon_{\nu}^*(-)\epsilon_{\rho}^*(+),\end{aligned}\quad (173)$$

kann man die Formfaktorzerlegung auf die des Spin-1-Teilchens zurückführen. Es müssen nur alle möglichen Kombinationen des zweiten Polarisationsvektors

$\epsilon_\rho^*(\lambda = \pm, 0)$ mit den beiden kinematischen Variablen p_{D^*} und q^μ gebildet werden. Dabei ist zu beachten, daß $\epsilon_\rho^*(\lambda = \pm, 0)p_{D^*}^\rho = 0$ und $\epsilon_\rho^*(\lambda = \pm)q^\rho = 0$ gilt. Die Helizitätsformfaktoren aus Gleichung 23 können damit wie folgt beschrieben werden:

$$H_\lambda(q^2) = \epsilon_\mu^*(W) \langle D_2^* | (cb)^\mu | B \rangle = \epsilon_\mu^*(W) \epsilon_{\nu\rho}^*(D_2^*) T^{\mu\nu\rho} \quad (174)$$

Betrachtet man die möglichen linear unabhängigen Kombinationen, mit denen der Tensor $T^{\mu\nu\rho}$ gebildet werden kann, so ergibt sich:

$$T^{\mu\nu\rho} = q^\rho T^{\mu\nu} \quad (175)$$

mit $T^{\mu\nu}$ aus Gleichung 22. Wird die Kontraktion ausgeführt, so erhält man für die Helizitätsformfaktoren:

$$\begin{aligned} H_{\lambda=\pm 2}^{J=2}(q^2) &= 0 \\ H_{\lambda=\pm 1}^{J=2}(q^2) &= \sqrt{\frac{1}{2}}(\epsilon_\rho^*(0)q^\rho) H_{\lambda=\pm 1}^{J=1}(q^2) \\ H_{\lambda=0}^{J=2}(q^2) &= \sqrt{\frac{2}{3}}(\epsilon_\rho^*(0)q^\rho) H_{\lambda=0}^{J=1}(q^2) \end{aligned} \quad (176)$$

mit

$$\epsilon_\rho^*(0)q^\rho = \frac{m_B p(m_b, m_{J=2}, q^2)}{m_{J=2}}.$$

Dabei ist $H_\lambda^{J=1}$ durch Gl. 28 gegeben, wobei dort an Stelle der D^* -Masse m_{D^*} die Masse $m_{J=2}$ des Spin-2 Teilchen benutzt werden muß. Der Impuls $p(m_b, m_{J=2}, q^2)$ ist in Gl. 162 definiert. m_B ist die Masse des Elternteilchens, also hier die des B-Mesons.

A.4 Überblick über verschiedene Formfaktorzerlegungen

In der Literatur sind mehrere Formfaktorzerlegungen zu finden. Sie unterscheiden sich durch die Auswahl der Viererimpulse aus den möglichen linear unabhängigen Kombinationen p_{D^*} , p_B (bzw. v_{D^*}, v_B), $p_B + p_{D^*}$ und $q = p_B - p_{D^*}$. Im folgenden werden vier Modelle vorgestellt und die Zusammenhänge zwischen den Formfaktoren und der in Abschnitt 2.1.2 dargestellten Formfaktorzerlegung gesammelt dargestellt.

In der HQET (siehe Abschnitt 2.3.2) werden die Vierervektoren $v = v_B$ und $v' = v_{D^*}$ benutzt. Die Formfaktorzerlegung lautet nach [20]:

$$T^{\mu\nu} = \sqrt{m_B m_{D^*}} ((vv' + 1)\xi_{A_1}(vv')g^{\mu\nu} - \xi_{A_2}(vv')v^\mu v^\nu - \xi_{A_3}(vv')v'^\mu v^\nu + i\xi_V(vv')\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}v'_\alpha v_\beta). \quad (177)$$

In dem Modell von Wirbel, Stech und Bauer[18, 8] lautet die Formfaktorzerlegung:

$$T^{\mu\nu} = (m_B + m_{D^\bullet}) A_1(q^2) g^{\mu\nu} - \frac{A_2(q^2)}{m_B + m_{D^\bullet}} (p_B + p_{D^\bullet})^\mu q^\nu + i \frac{2V(q^2)}{m_B + m_{D^\bullet}} \epsilon^{\mu\alpha\beta\nu} p_\alpha^{D^\bullet} q_\beta \\ + [2m_{D^\bullet} A_0(q^2) - (m_B + m_{D^\bullet}) A_1(q^2) + (m_B - m_{D^\bullet}) A_2(q^2)] \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \quad (178)$$

Die Singularität bei $q^2=0$ kann durch die Bedingung:

$$A_2(0) = \frac{m_B + m_{D^\bullet}}{m_B - m_{D^\bullet}} A_1(0) - \frac{2m_{D^\bullet}}{m_B - m_{D^\bullet}} A_0(0) \quad (179)$$

behooben werden.

Körner und Schuler [9] benutzen die Impulse p_B und p_{D^\bullet} für die Formfaktorzerlegung:

$$T^{\mu\nu} = F_1^A g^{\mu\nu} + F_2^A p_B^\mu p_B^\nu + F_3^A q^\mu p_B^\nu + i F^V \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha^B p_\beta^{D^\bullet}, \quad (180)$$

wobei die Formfaktoren Funktionen von q^2 sind und $\epsilon^{0123} \equiv -1$ benutzt wird.

In der Arbeit von Isgur, Scora, Grinstein und Wise [26] ist

$$T^{\mu\nu} = f g^{\mu\nu} + a_+ (p_B + p_{D^\bullet})^\mu (p_B + p_{D^\bullet})^\nu + a_- (p_B + p_{D^\bullet})^\mu (p_B - p_{D^\bullet})^\nu \\ + i g \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} (p^B + p_{D^\bullet})_\alpha (p^B - p_{D^\bullet})_\beta. \quad (181)$$

Dabei sind die Formfaktoren f, a_+, a_- und g jeweils Funktionen von q^2 .

Unter Ausnutzung der Beziehung $\epsilon(D^\bullet) p_{D^\bullet} = 0$ können die Formfaktorzerlegungen zueinander in Beziehung gesetzt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 zusammengefaßt. Die Umrechnungsformeln zwischen der HQET und den von Wirbel, Bauer und Stech definierten Formfaktoren sind in [20] zu finden und können mit den in Tabelle 8 angegebenen Formeln leicht verifiziert werden.

Gl. 22	KS	ISGW	HQET
f_V	F^V	$-2g$	$-1/\sqrt{m_B m_{D^\bullet}} \xi_V$
f_{A_1}	F_1^A	f	$\sqrt{m_B m_{D^\bullet}} (v v' + 1) \xi_{A_1}$
f_{A_2}	F_2^A	$2a_+$	$-1/\sqrt{m_B m_{D^\bullet}} (\xi_{A_3} + m_{D^\bullet}/m_B \xi_{A_2})$
f_{A_3}	$F_2^A + F_3^A$	$a_+ + a_-$	$-1/\sqrt{m_B m_{D^\bullet}} m_{D^\bullet}/m_B \xi_{A_2}$

Gl. 22	WSB
f_V	$-2/(m_B + m_{D^\bullet}) V$
f_{A_1}	$(m_B + m_{D^\bullet}) A_1$
f_{A_2}	$-2/(m_B + m_{D^\bullet}) A_2$
f_{A_3}	$(2m_{D^\bullet} A_0 - (m_B + m_{D^\bullet}) A_1 + (m_B^2 - m_{D^\bullet}^2 - q^2)/(m_B + m_{D^\bullet}) A_2)/q^2$

Tabelle 8: Umrechnungsformeln für die im Text definierten Formfaktoren

A.5 Die Partialwellenanalyse des Zerfalls $B \rightarrow D^* X$

Ein freies Teilchen mit Impuls \mathbf{p} , Spin s und Helizität λ kann durch den Zustandsvektor $|\mathbf{p}, s, \lambda\rangle$ beschrieben werden. Das direkte Produkt zweier solcher Helizitätszustände beschreibt einen Zweiteilchenzustand:

$$|\mathbf{p}_1, s_1, \lambda_1; \mathbf{p}_2, s_2, \lambda_2\rangle = |\mathbf{p}_1, s_1, \lambda_1\rangle |\mathbf{p}_2, s_2, \lambda_2\rangle.$$

Im Schwerpunktsystem der Teilchen 1 und 2 reicht die Angabe eines der beiden Impulsvektoren, so daß der Zweiteilchenzustandsvektor sich zu $|p_1, \theta_1, \phi_1, s_1, \lambda_1; s_2, \lambda_2\rangle$ ergibt. Zur Vereinfachung werden im folgenden in den Zustandsvektoren der Impulsbetrag und die beiden Spinquantenzahlen s_1, s_2 nicht mehr explizit angegeben.

Um die Drehimpulserhaltung ausnutzen zu können, ist es notwendig, Eigenzustände des Gesamtdrehimpulses als Basis zu benutzen. Diese neue Basis der Zweiteilchenhelizitätszustände wird mit $|J, M, \lambda_1; \lambda_2\rangle$ bezeichnet. Dabei ist J der Gesamtdrehimpuls und M die Projektion auf die z -Achse. Fällt die z -Achse mit der Bewegungsrichtung des Schwerpunktes zusammen, so ist $M = \lambda_1 - \lambda_2$. Die Zustände $|J, M, \lambda_1 \lambda_2\rangle$ bilden ein vollständiges System, d. h. :

$$\sum_{J,M} |J, M, \lambda_1, \lambda_2\rangle \langle J, M, \lambda_1, \lambda_2| = 1 \quad (182)$$

Das Produkt der beiden Zweiteilchenzustände ist nach [62]

$$\langle \theta_1, \phi_1, \lambda_1, \lambda_2 | J, M, \lambda'_1 \lambda'_2 \rangle = \delta_{\lambda_1, \lambda'_1} \delta_{\lambda_2, \lambda'_2} \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} D_{M, \lambda}^J(\phi_1, \theta_1, -\phi_1). \quad (183)$$

Dabei ist $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$. Die Drehmatrizen $D_{M, \lambda}^J(\phi, \theta, -\phi)$ sind z. B. in [63] zu finden. Beim Zerfall $B \rightarrow D^* X$ werden nur die Funktionen

$$D_{M,0}^J(\phi, \theta, -\phi) = \sqrt{\frac{4\pi}{2J+1}} Y_{JM}(\theta, \phi) \quad (184)$$

gebraucht, wobei mit $Y_{JM}(\theta, \phi)$ die Kugelflächenfunktionen bezeichnet sind.

Der Zerfall eines Teilchen mit Spin J mit Komponente M in z -Richtung in zwei Teilchen mit Helizitäten λ_1, λ_2 kann im Ruhesystem des Elternteilchens durch das Übergangsmatrixelement

$$\langle \Theta_1, \phi_1, \lambda_1, \lambda_2 | \mathcal{H} | J, M \rangle = \sum_{J', M'} \langle \theta_1, \phi_1, \lambda_1, \lambda_2 | J' M' \lambda'_1 \lambda'_2 \rangle \langle J' M' \lambda'_1 \lambda'_2 | \mathcal{H} | J, M \rangle \quad (185)$$

beschrieben werden. Bei der Umformung wurde die Vollständigkeitsrelation (182) benutzt. Aufgrund der Drehimpulserhaltung kann sich beim Übergangsmatrixelement $\langle J' M' \lambda'_1 \lambda'_2 | \mathcal{H} | J, M \rangle$ der Gesamtdrehimpuls nicht ändern, also ist $J = J'$ und $M = M'$. Damit ergibt sich

$$\langle J' M' \lambda'_1 \lambda'_2 | \mathcal{H} | J, M \rangle = \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \langle \lambda'_1 \lambda'_2 | \mathcal{H} | 0 \rangle \equiv \delta_{JJ'} \delta_{MM'} C_{\lambda_1, \lambda_2}.$$

Benutzt man diesen Ausdruck zusammen mit Gleichung (183), so vereinfacht sich Gleichung (185) zu:

$$\langle \Theta_1, \phi_1, \lambda_1, \lambda_2 | \mathcal{H} | J, M \rangle = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} D_{M,\lambda}^{J*}(\phi_1, \Theta_1, \phi_1) C_{\lambda_1, \lambda_2}. \quad (186)$$

Der Zerfall $B \rightarrow D^{*-} X$ kann als sequentieller Zerfall $B \rightarrow D^{*-} X$ mit $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ und $X \rightarrow X_1 \dots X_n$ aufgefaßt werden. Besteht zwischen den Tochterteilchen des D^* und den anderen im Ereignis auftauchenden Teilchen keine Wechselwirkung, so kann das Matrixelement wie folgt zerlegt werden:

$$\langle \bar{D}^0 \pi^-; X | \mathcal{H} | B \rangle = \sum \langle \bar{D}^0 \pi^- | \mathcal{H}_{D^*} | D^{*-} \rangle \langle D^* X | \mathcal{H}_{B,X} | B \rangle. \quad (187)$$

Dabei muß über alle möglichen Zustände des D^* und X summiert werden.

Die Winkelabhängigkeit des ersten Matrixelementes in Gleichung (187) kann mit Hilfe von Gleichung (186) ausgedrückt werden. Da sowohl das D^0 als auch das π Spin 0 besitzen, ist $\lambda = \lambda_\pi = \lambda_{D^0} = 0$. Zusammen mit Gleichung (184) ergibt sich dann im Ruhesystem des D^* :

$$\langle \bar{D}^0 \pi^- | \mathcal{H}_{D^*} | D^{*-} \rangle = C(p_{D^*}) Y_{J_{D^*}, \lambda_{D^*}}^*(\theta_\pi, \phi_\pi). \quad (188)$$

Im Ruhesystem des B-Mesons ist die Impulsrichtung des D^* der des Systems X entgegengesetzt und daher ist der Bahndrehimpuls Null. Aufgrund der Drehimpulserhaltung muß also im Ruhesystem des spinlosen B-Mesons die Helizität des Zustandes X gleich der des D^* sein, d. h. $\lambda_{D^*} = \lambda_X$. Somit sind die Drehimpulseigenschaften des Matrixelementes $\langle D^* X | \mathcal{H}_{B,X} | B \rangle$ durch Angabe von $J_X, \lambda_{D^*}^*$ vollständig beschrieben.

Steht $\{\mathbf{p}\}_{B,X}$ für die in diesem Matrixelement auftauchenden Impulsen, so ergibt sich mit der Abkürzung:

$$M_{J_X, \lambda_{D^*}}(\{\mathbf{p}\}_{B,X}) = \langle D^* X | \mathcal{H}_{B,X} | B \rangle \quad (189)$$

und mit Gleichung (188):

$$\langle \bar{D}^0 \pi^-; X | \mathcal{H} | B \rangle = \sum_{\lambda_{D^*}, J_X} Y_{J_{D^*}, \lambda_{D^*}}^*(\hat{\Theta}_\pi, \hat{\phi}_\pi) C(p_{D^*}) M_{J_X, \lambda_{D^*}}(\{\mathbf{p}\}_{B,X}). \quad (190)$$

Dabei wurden die Zerfallswinkel des Pions mit einem " ^ " versehen. Damit soll verdeutlicht werden, daß man, um diese Winkel zu berechnen, das Pion zuerst in das B-Ruhesystem und von dort aus in das D^* -Ruhesystem transformieren muß.

Im folgenden soll mit Hilfe des Matrixelementes (190) der Ausdruck für die Übergangsrate (siehe Gl.(157))

$$\begin{aligned} d\Gamma &= \frac{(2\pi)^4}{2m_B} \left| \langle \bar{D}^0 \pi^-; X | \mathcal{H} | B \rangle \right|^2 d\Phi_{n+2}(p_B, p_{D^0}, p_\pi, p_X) \\ &= \frac{(2\pi)^4}{2m_B} \sum_{\lambda_{D^*}, J_X} \sum_{\lambda'_{D^*}, J'_X} \left\{ Y_{J_{D^*}, \lambda'_{D^*}}(\hat{\Theta}_\pi, \hat{\phi}_\pi) Y_{J_{D^*}, \lambda_{D^*}}^*(\hat{\Theta}_\pi, \hat{\phi}_\pi) |C(p_{D^*})|^2 \right. \\ &\quad \left. M_{J'_X, \lambda'_{D^*}}(\{\mathbf{p}\}_{B,X}) M_{J_X, \lambda_{D^*}}(\{\mathbf{p}\}_{B,X}) \right\} d\Phi_{n+2}(p_B, p_{D^0}, p_\pi, p_X) \end{aligned} \quad (191)$$

hergeleitet werden. Dabei ist das n-Körper Phasenraumvolumen durch Gleichung (158) gegeben. Dieses Phasenraumvolumen kann nach Gleichung (159) rekursiv aufgebaut werden ($p_X = p_1, \dots, p_n$ und $q = p_B - p_{D^*}$):

$$d\Phi_{n+2}(p_B, p_D, p_\pi, p_X) = (2\pi)^6 dq^2 dp_{D^*}^2 d\Phi_2(p_B, q, p_{D^*}) d\Phi_2(p_{D^*}, p_D, p_\pi) d\Phi_n(q, p_1 \dots p_n). \quad (192)$$

Die Integration über die Masse des D^* führt aufgrund der geringen Breite der Resonanz (δ -funktionsartig) zu einer Ersetzung von $p_{D^*}^2$ durch $m_{D^*}^2$. Werden die Integrationen, mit Ausnahme derjenigen über q^2 und über den Raumwinkel des π aus dem D^* -Zerfall ausgeführt, so gelangt man zu einem Ausdruck der folgenden Form:

$$d\Gamma = d\hat{\Omega}_\pi dq^2 \sum_{\lambda_{D^*}, J_X} \sum_{\lambda'_{D^*}, J'_X} Y_{J_{D^*}, \lambda'_{D^*}}(\hat{\Theta}_\pi, \hat{\phi}_\pi) Y_{J_{D^*}, \lambda_{D^*}}^*(\hat{\Theta}_\pi, \hat{\phi}_\pi) c_{\lambda_{D^*}, J_X, \lambda'_{D^*}, J'_X}(q^2, \hat{\Theta}_\pi, \hat{\phi}_\pi). \quad (193)$$

Da $J_{D^*}=1$ ist, werden die folgenden Kugelflächenfunktionen benötigt:

$$Y_{1,1}(\theta, \phi) = Y_{1,-1}^*(\theta, \phi) = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \Theta e^{i\phi} \quad Y_{1,0}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta.$$

Benutzt man diese Funktionen, so erhält man nach Integration über den Azimutalwinkel $\hat{\phi}_\pi^*$:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2 d \cos \hat{\Theta}_\pi} = 2\pi \sum_{\lambda_{D^*}=0, \pm 1} |Y_{1, \lambda_{D^*}}|^2 \sum_{J_X} |c_{J_X, \lambda_{D^*}}(q^2)|^2. \quad (194)$$

Nun wird der Zwischenzustand X mit dem virtuellen W-Boson identifiziert. Das virtuelle W-Boson kann den Spin $J_W=1$ oder im Zustand der skalaren Polarisation $J_W=0$ übertragen. Also:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2 d \cos \hat{\Theta}_\pi} = \frac{3}{4} \left\{ \sin^2 \hat{\Theta}_\pi \left[|c_{1,1}(q^2)|^2 + |c_{1,-1}(q^2)|^2 \right] + 2 \cos^2 \hat{\Theta}_\pi \left[|c_{1,0}(q^2)|^2 + |c_{0,0}(q^2)|^2 \right] \right\}. \quad (195)$$

Um den Vergleich mit Gleichung (16) zu ermöglichen wird über $\cos \hat{\Theta}_\pi$ integriert:

$$\frac{d\Gamma}{dq^2} = \left\{ \left[|c_{1,1}(q^2)|^2 + |c_{1,-1}(q^2)|^2 \right] + \left[|c_{1,0}(q^2)|^2 + |c_{0,0}(q^2)|^2 \right] \right\}. \quad (196)$$

Nach Integration über q^2 erhält Gleichung (195) folgende Gestalt:

$$\frac{d\Gamma}{d \cos \hat{\Theta}_\pi} = \frac{3}{4} \left\{ \sin^2 \hat{\Theta}_\pi \Gamma_T + 2 \cos^2 \hat{\Theta}_\pi \Gamma_L \right\}. \quad (197)$$

Dabei wurden die transversale Breite

$$\frac{d\Gamma_T}{dq^2} = |c_{1,1}(q^2)|^2 + |c_{1,-1}(q^2)|^2 \quad (198)$$

und die longitudinale Breite

$$\frac{d\Gamma_L}{dq^2} = |c_{1,0}(q^2) + c_{0,0}(q^2)|^2 \quad (199)$$

eingeführt. Die totale Breite ergibt sich als Summe der beiden Anteile zu $\Gamma = \Gamma_T + \Gamma_L$. Damit können dann die Winkelverteilungen durch

$$\frac{dN}{d \cos \hat{\Theta}_\pi} = \frac{3N}{4} \left\{ \sin^2 \hat{\Theta}_\pi \frac{\Gamma_T}{\Gamma} + 2 \cos^2 \hat{\Theta}_\pi \left(1 - \frac{\Gamma_T}{\Gamma} \right) \right\} \quad (200)$$

parametrisiert werden.

Literatur

- [1] S. W. Herb *et. al. Phys. Rev. Lett.* **39**(1977)252
- [2] S. L. Glashow *Nucl. Phys.* **22**(1961)579
S. Weinberg *Phys. Rev. Lett.* **19**(1967)1264
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Aspenäs garden 1968, ed. N. Svartholm (Almquist and Wiksell, Stockholm, 1968.)
- [3] N. Cabibbo *Phys. Rev. Lett.* **10**(1963)531
- [4] M. Kobayashi, K. Maskawa *Prog. Theo. Phys.* **49**(1973)652
- [5] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **52**(1983)1945
- [6] R. M. Barnett *et. al.* (Particle Data Group) *Phys. Rev.* **D54**(1996)1
- [7] A. Ali, D. London *et. al. DESY-96-140*(1996) Beitrag zur Konferenz *QCD 96 ,Montpellier 1996*
- [8] M. Wirbel, Y.-L. Wu, *Phys. Lett.* **B228**(1989)430
- [9] J. G. Körner, G. A. Schuler *Z. Phys.* **C46**(1990)93
- [10] H. Pietschmann, H. Rupertsberger *Z. Phys.* **C27**(1985)73
- [11] N. Isgur, M. Wise in S. Stone *B-Decays*, World Scientific, Singapore 1994
- [12] I. I. Bigi *et. al.* in S. Stone *B-Decays*, World Scientific, Singapore 1994
- [13] A. F. Falk, M. E. Peskin *Phys. Rev.* **D49**(1994)3320
- [14] A. F. Falk, T. Mehen *Phys. Rev.* **D53**(1996)231-240
- [15] P. Avery *et al.* (CLEO) *Phys. Lett.* **B331**(1994)236-244
- [16] A. B. Kaidalov, A. V. Nogteva, *Yad. Fiz.* **47**(1988)505, *Sov. J. Nucl. Phys.* **47** (1989)398
- [17] N. Isgur, M. Wise *Phys. Rev. Lett.* **66**(1991)1130
- [18] M. Wirbel, B. Stech and M. Bauer *Z. Phys.* **C29**(1985)637
M. Bauer, M. Wirbel *Z. Phys.* **C42**(1989)671
- [19] H. Leutwyler, *J. Stern l Ann. Phys.* **112**(1978)94
- [20] M. Neubert, V. Rieckert *Nucl. Phys.* **B382**(1992)97
- [21] M. Neubert *Nucl. Phys.* **B371**(1992)149-176

- [22] M. Neubert *Phys. Lett.* **B264**(1991)455
- [23] M. E. Luke *Phys. Lett.* **B252**(1990)447
- [24] D. Scora, N. Isgur *Phys. Rev.* **D52**(1995)2783-2812
- [25] T. E. Browder , K. Honscheid , *Prog. Part. Nucl. Phys.* **35**(1995)81-220
- [26] N. Isgur *et. al.* *Phys. Rev.* **D39**(1989)799
- [27] B. Gittelman, S. Stone in High Energy Electron Positron Physics, World Scientific, Singapore (1988)
- [28] J. Spengler private Mitteilung
- [29] I. P. J. Shipsey (CLEO Collaboration) XXIII International Conference on High Energy Physics, Berkley (1986)
- [30] K. Wille *DESY81-047*(1981)
- [31] H.Nesemann, International Symposium on Produktion and Decay on Heavy Hadrons, Heidelberg (1986).
- [32] D. P. Barber *et al.* *Phys. Lett.* **B135**(1984)498
- [33] C.Hast Diplomarbeit, Universität Dortmund (1988)
- [34] H. Albrecht *et al.* *Nucl. Instr. and Methods* **A275**(1989) 1-48
- [35] E. Michels *et al.* The ARGUS Microvertex Drift Chamber *Nucl. Instr. and Methods* **A283**(1989) 544
- [36] S. Weseler, Dissertation, Universität Heidelberg IHEP-HD/84-05 (1986)
- [37] T. Ruf, R. Waldi Universität Karlsruhe IEKP-KA/89-8(1989)
- [38] B. Andersson *et al.* *Phys. Rep.* **97**(1983)31
- [39] H. Gennow DESY F15-85-02 (1985)
- [40] B. Brun *et al.* CERN-DD/78/2
- [41] R. L. Ford, W. R. Nelson The EGS Code System Version 3, SLAC-210 UC-32(1978)
- [42] H.Fesefeldt, RWTH Aachen Report PITHA 85-02(1985)
- [43] H. Albrecht DESY 1985, unveröffentlicht

- [44] M. Dine, J. Sapirstein *Phys. Rev. Lett.* **43**(1979)668
K. G. Chetvrkin, A. J. Katajev, F. V. Tkachov *Phys. Lett.* **B85**(1979)277
W. Celmaster, R. J. Gonsalves, *Phys. Rev.* **44**(1979)277
- [45] A. Hölscher Dissertation, Universität Heidelberg (1990)
- [46] S. Brandt, *Datenanalyse* Wissenschaftsverlag, Mannheim (1992)
- [47] G. C. Fox, S. Wolfram *Phys. Rev. Lett.* **41**(1978)1581
- [48] The ARGUS Collaboration, *Physics with ARGUS* DESY 96-015
- [49] Y. Kubota *et. al.* *Phys. Rev.* **D44**(1991)593
- [50] H. Aihara *et. al.* *Phys. Rev.* **D43**(1991)29
- [51] Y. Kubota *et. al.* *Phys. Rev.* **D44**(1991)593
- [52] A. Albrecht *et. al.* *Phys. Rev. Lett.* **56**(1986)549
- [53] P. Avery *et. al.* *Phys. Rev.* **D41**(1990)744
- [54] D. Bortoletto *et. al.* *Phys. Rev.* **D45**(1992)21
- [55] H. Albrecht *et. al.* *Z. Phys.* **C52**(1991)353
- [56] R. Akers *et. al.* *Z. Phys.* **C67**(1995)57
- [57] H. Albrecht *et. al.* *Z. Phys.* **C57**(1993)533
- [58] D. Buskulic *et. al.* *Phys. Lett.* **B345**(1995)103
- [59] D. Bloch *et. al.*, Beitrag *eps0557* zur Konferenz EPS-HEP 95, Brüssel
- [60] C. Itzykson, J.-B. Zuber *Quantum Field Theory p135ff* McGraw-Hill Book Co - Singapore 1987
- [61] S. U. Chung *CERN* 71-8(1971)
- [62] J. D. Richmann *CALT-68-1148*(1984)
- [63] A. Messiah *Quantenmechanik* Band 2 Walter de Gruyter Berlin, New York 1985

Danksagung

Den Herren Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall und Dr. H. Schröder möchte ich für die Aufgabenstellung und die Betreuung dieser Arbeit danken.

Vielen anderen bin ich dankbar für deren Unterstützung, Zusammenarbeit und auch Gastfreundschaft:

W. Benecke, E. L. Bohnen, A. Bulla, F15, M. Feuerstack, E. Gianfelice-Wendt, J. Heintze, Y. Holler, R. Kose, H. Kuipers, P. Lennert, U. Naujoks, E. Nowak, O. Mai, MEA, R. Mundt, C. Oehser, T. Oest, S. Polenz, R. Reiner, W. Reinsch, A. Rohde, M. Schwartz, K. Sinram, J. Thom, K. Wipf, S. Wipf, F. Zimmerer

