

Formfaktoren des semileptonischen $D \rightarrow Kl^+\nu$ Zerfalls

Bachelorarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science

vorgelegt von
Dimitrios Skodras
geboren in Aschaffenburg

Lehrstuhl für Theoretische Physik IV
Fakultät Physik
Technische Universität Dortmund
2014

1. Gutachter : Prof. Dr. Gudrun Hiller

2. Gutachter : Dr. Martin Jung

Datum des Einreichens der Arbeit: 14. Juli, 2014

“Es gibt nichts Praktischeres, als eine gute Theorie.”

- Kant, Immanuel

Kurzfassung

Im Zuge dieser Arbeit sollen dimensionslose Formfaktoren ermittelt werden, die eine Darstellung eines zerfallrelevanten Matrixelements bilden. Sie werden durch eine z -Reihenentwicklung parametrisiert und anhand von Daten der CLEO Collaboration unter Minimierung einer χ^2 -Funktion bis zur zweiten Ordnung gefittet. Die Fitparameter sind $a_0 = X$, $a_1 = Y$, $a_2 = Z$ und der Wert für den verbleibenden Formfaktor ist $f_+(q^2 = 0) = V$, wobei q^2 der Impulsübertrag des Leptonpaares ist.

Abstract

As part of this thesis form factors get ascertained, which build an exposition of a matrix element pertinent to the decay. They are parameterised by a series expansion of the z -expansion and fitted to the second order by data of the CLEO Collaboration under minimizing a χ^2 -function. The resulting fit parameters are $a_0 = X$, $a_1 = Y$, $a_2 = Z$ and the value for the form factor is $f_+(q^2 = 0) = V$, where q^2 is the momentum transfer carried by the lepton pair.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	VI
Tabellenverzeichnis	VII
1 Einleitung	1
2 Theorie	2
2.1 Voraussetzungen moderner Physik	2
2.1.1 Relativistische Kinematik	2
2.1.2 Dirac-Gleichung	3
2.1.3 Fermis Goldene Regel	5
2.2 Standardmodell der Elementarteilchenphysik	7
2.2.1 Teilcheninhalt	7
2.2.2 Schwache Wechselwirkung	9
2.2.2.1 Parität	9
2.2.2.2 Fermi-Wechselwirkung	9
2.2.2.3 CKM-Matrix	11
2.3 Parametrisieren von Formfaktoren	12
3 Ergebnisse	15
3.1 Kinematische Größen	15
3.2 Die Axialvektorformfaktoren und f_-	16
3.3 Fit des Formfaktors f_+	18
3.3.1 Methode der kleinsten Quadrate	18
3.3.2 Resultate für die Koeffizienten und den Startwert	19
4 Zusammenfassung und Ausblick	20
Literaturverzeichnis	21

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramme für GSW-Theorie (l.) und Fermi-Wechselwirkung (r.)	10
2.2	Feynmangraph zum $D \rightarrow \bar{K} l^+ \nu_l$ Zerfall.	13
3.1	Zwei Zerfallsmöglichkeiten des D^+ -Mesons mit extremen q^2 -Werten. . .	16

Tabellenverzeichnis

2.1	Kenndaten elementarer Fermionen (ohne Antiteilchen)	8
2.2	Kenndaten der im Zerfall beteiligten Mesonen	8
3.1	Gemessene partielle Zerfallsraten bei entsprechenden Impulsüberträgen und zugehörigen systematischen und statistischen Kovarianzen für beide Zerfallskanäle	19

Kapitel 1

Einleitung

Wie Johann Wolfgang von Goethe es in Faust I schreibt, versucht der Mensch, zu erkennen, was die Welt im Innersten zusammenhält. Im vergangenen Jahrhundert sind sehr viele Aufwendungen investiert worden, diese metaphorische Frage zu beantworten, also die grundlegenden Bestandteile der Natur zu identifizieren. Dazu zählen heute die sichtbare Materie und die fundamentalen Kräfte, die ihre Wechselwirkungen beschreiben. Nur eine davon, die schwache Wechselwirkung, kann beispielsweise den Übergang von Teilchen mit anderen Flavourquantenzahlen beschreiben, was in dem hier betrachteten Zerfall zutrifft. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Übergangs wird durch Einträge der sogenannten CKM-Matrix angegeben, deren Ermittlung und Prüfung auf Unitarität Gegenstand heutiger Forschung sind. Zu Beginn dieser Arbeit wird auf theoretische Grundlagen eingegangen, was die Relativitätstheorie und die Quantenmechanik betrifft. Weiterhin wird das Standardmodell betrachtet und dabei im speziellen die schwache Wechselwirkungen mit ihren hier relevanten Mechanismen, wie der Fermi-Wechselwirkung und dem CKM-Mechanismus. Hinzu kommt ein Teil zur Parametrisierung von Formfaktoren, wobei hier eine Methode der Reihenentwicklung gezeigt wird. Schließlich werden die ermittelten Ergebnisse vorgestellt, was die Diskussion der meisten Formfaktoren, sowie den Fit für den Formfaktor f_+ beinhaltet.

Kapitel 2

Theorie

Um Kenntnis über die Formfaktoren zu erlangen, ist es erforderlich, zuvor beteiligte Zusammenhänge zu beleuchten. Ein Einblick in die historische Physik des 20. Jahrhunderts soll die Grundlage für die den Zerfall entscheidende Schwache Wechselwirkung schaffen. Zuletzt wird eine Parametrisierung von Formfaktoren vorgestellt.

2.1 Voraussetzungen moderner Physik

Die physikalischen Errungenschaften aus der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts stellen aus heutiger Sicht aufgrund ihrer Richtigkeit und Exaktheit die Voraussetzungen an moderne Theorien, dass diese immer gelten müssen. Hiermit sind die spezielle Relativitätstheorie und die Quantenmechanik gemeint. Davon sind im Rahmen dieser Arbeit die relativistische Kinematik, die Dirac-Gleichung sowie die störungstheoretische “Goldene Regel” von Fermi von Bedeutung.

2.1.1 Relativistische Kinematik

Die SRT stellt die fundamentale Forderung, dass die Form der Naturgesetze unabhängig vom Inertialsystem gleich ist. Die Lichtgeschwindigkeit c als größte vorkommende Geschwindigkeit ist in allen Inertialsystemen gleich groß. Die relativistische Energie-Impuls Beziehung $E^2 = (mc^2)^2 + (\vec{p}c)^2$ beschreibt einen allgemeinen Zusammenhang zwischen der Energie E , der Masse m und dem Impuls \vec{p} . In der Hochenergiephysik ($E_{\text{CMS}} \approx 10^4$ GeV) gilt der hochrelativistische Grenzfall, bei dem Energie hauptsächlich durch den Impuls bestimmt wird. In natürlichen Einheiten wird $c = 1$ gesetzt, was zu $E^2 = |\vec{p}|^2$ führt.

Zur Beschreibung der Bewegung von relativistischen Teilchen wird wegen der Energie-

Impuls-Beziehung und der Verknüpfung von Raum und Zeit ($x = t$) das Konzept der Vierer-Vektoren eingeführt. Es gestaltet sich so, dass die Zeit als 0. Komponente des Raums und die Energie als 0. Komponente des Impulses angesehen werden kann, was die 4-Dimensionalität zeigt [1].

$$x^\mu = (t, x, y, z)^\mu \quad \text{Vierer-Ort} \quad (2.1)$$

$$p^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)^\mu \quad \text{Vierer-Impuls} \quad (2.2)$$

Der Index μ kann ganzzahlige Werte zwischen 0 und 3 annehmen und steht für die jeweilige Komponente des Vektors. Im Gegensatz zu euklidischen Räumen kann ein Skalarprodukt zweier Vierer-Vektoren nur dann beschrieben werden, wenn einer kovariant (Index unten) und der andere kontravariant (Index oben) ist. Diese Überführung geschieht durch die Minkowskimetrik, die die Norm unter Lorentz-Transformationen invariant lässt

$$p^2 = p^\mu \eta_{\mu\nu} p^\nu = p^\mu p_\mu = E^2 - \vec{p}^2 = m^2, \quad (2.3)$$

was wieder die relativistische Energie-Impuls-Beziehung ist. Die Einsteinsche Summenkonvention wird hierbei angewandt.

2.1.2 Dirac-Gleichung

Aus der nicht-relativistischen Schrödinger-Gleichung als quantenmechanische Wellengleichung ergibt sich durch erste Quantisierung [2] eine Ersetzung von Energie und Impuls durch partielle Differentialoperatoren

$$E \rightarrow i\hbar\partial_t, \quad p \rightarrow -i\hbar\nabla.$$

Da die Schrödinger-Gleichung nicht lorentzinvariant ist, sind andere Ansätze durchgeführt worden, die der zuvor genannten Energie-Impuls-Beziehung $p^\mu p_\mu = m^2$ genügen. Die Klein-Gordon-Gleichung für spinlose Teilchen, die aus ihr direkt folgt, ist zwar relativistisch korrekt, weist jedoch keine positiv definite Wahrscheinlichkeitsdichte auf. Die Dirac-Gleichung für Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen ist ebenfalls unter Lorentztransformationen invariant und besitzt nun zusätzlich eine positiv definite Wahrscheinlichkeitsdichte, was eine Interpretation ihrer Lösungen als Wahrscheinlichkeitsamplitude zulässt. Daher muss diese Gleichung linear in der ersten Zeit- und Ortsableitung sein und der folgenden Schrödinger-Form genügen [3]

$$i\partial_t\psi = \left(-i\alpha^k\partial_k + \beta m\right)\psi = \mathcal{H}\psi, \quad (2.4)$$

mit $\hbar = 1$ und H dem Diracschen Hamiltonian. $\alpha^k = \gamma^0 \gamma^k$ und $\beta = \gamma^0$ sind die historischen Dirac-Matrizen. Gelöst wird diese Schrödinger-Form von der folgenden Dirac-Gleichung

$$(\not{p} - m)\psi = 0, \quad (2.5)$$

mit \not{p} als Impulsoperator in der Feynman-Slash-Notation

$$\not{A} := \gamma^\mu A_\mu = \gamma^0 A_0 - \gamma^i \cdot A_i \quad (2.6)$$

und ψ als Wellenfunktion, mit den vier Freiheitsgraden (da $\gamma^\mu \in \mathbb{M}^{4 \times 4}$): Teilchen, Antiteilchen, Spin-Up, Spin-Down. Die γ -Matrizen in der Dirac-Pauli-Notation lauten

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix}$$

mit $\mathbb{1}$ als 2x2-Einheitsmatrix und den σ^i als Paulimatrizen

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Die Lösungen der freien Dirac-Gleichung sind folgende Wellenfunktionen

$$\psi_+(x) = u(p)^{(1,2)} e^{-ip^\mu x_\mu} \quad \text{und} \quad \psi_-(x) = v(p)^{(1,2)} e^{+ip^\mu x_\mu}, \quad (2.7)$$

die eingesetzt in (2.5) die Gleichungen für die Spinoren

$$(\not{p} - m)u^{(1,2)} = \bar{u}^{(1,2)}(\not{p} - m) = 0 \quad (2.8)$$

$$(\not{p} + m)v^{(1,2)} = \bar{v}^{(1,2)}(\not{p} + m) = 0, \quad (2.9)$$

ergeben, wobei \not{p} hier nun kein Operator, sondern der Eigenwert des Viererimpulses der ebenen Welle (2.7) ist und $\bar{a} = a^\dagger \gamma^0$, mit \dagger als komplexe Konjugation und Transposition. Lösungen dieser Bispinoren der Teilchen (u) und Antiteilchen (v), die nur von Impuls und Spin abhängen, lauten nun

$$u(p,s)^{(1,2)} = \mathcal{N} \begin{pmatrix} \chi_s^{(1,2)} \\ \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{E+m} \chi_s^{(1,2)} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad v(p,s)^{(1,2)} = \mathcal{N} \begin{pmatrix} \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{E+m} \chi_s^{(2,1)} \\ \chi_s^{(2,1)} \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

mit einer Normierung \mathcal{N} , die für gewöhnlich $\sqrt{E+m}$ gewählt wird und dem nicht-relativistischen Spinor für Spin $\frac{1}{2}$ -Teilchen χ_s . Die Energieeigenwerte der freien Lösungen für Teilchen ψ_+ sind positiv und die der Antiteilchen ψ_- negativ, was mit der

Löchertheorie interpretiert wird. Wie bereits erwähnt, existiert bei der Dirac-Gleichung ein Wahrscheinlichkeitsstrom j^μ , der der lorentzinvarianten Kontinuitätsgleichung

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \quad (2.11)$$

genügt. Zur Ermittlung wird (2.4) von links mit der komplex konjugierten Wellenfunktion und die komplex konjugierte Form von (2.4) von rechts mit der nicht komplex konjugierten Wellenfunktion multipliziert. Hierzu dient die Gleichheit $(\gamma^\mu)^\dagger = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0$. Die daraus resultierenden Gleichungen voneinander abgezogen ergeben die eben genannte Kontinuitätsgleichung. Der Wahrscheinlichkeitsstrom lautet somit

$$j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi. \quad (2.12)$$

2.1.3 Fermis Goldene Regel

In der Elementarteilchenphysik werden unter anderem Zerfälle untersucht, dessen Edukte sehr kurze Lebenszeiten τ haben und diese sich daher nicht sehr präzise bestimmen lassen. Mit der Heisenbergschen Unschärferelation gelingt es, eine sogenannte Zerfallsrate Γ als bestimmbare Größe zu erheben

$$\Gamma \tau = 1 \quad \leftrightarrow \quad \Gamma = \frac{1}{\tau}. \quad (2.13)$$

Für einen beliebigen Zerfall ist es von Interesse, eben diese Zerfallsrate auszurechnen und dazu benötigt man im Allgemeinen eine Zerfallsamplitude M (auch Matrixelement genannt) und einen verfügbaren lorentzinvarianten Phasenraum Φ [2][4]. Die Amplitude, die mithilfe der Feynman Regeln berechenbar ist, enthält hierbei die dynamischen Informationen, der Phasenraum die kinematischen, also die Massen, Energien und Impulse der beteiligten Teilchen. Nach Fermis goldener Regel lässt sich die differentielle Zerfallsbreite ausdrücken durch

$$d\Gamma(D \rightarrow Kl\nu) = \frac{|M|^2}{2m_D} d\Phi(K, l, \nu), \quad (2.14)$$

mit m_D der Masse des D-Mesons. Der Phasenraum lässt sich schreiben als

$$d\Phi = (2\pi)^4 \frac{d^3 p_K}{2(2\pi)^3 E_K} \frac{d^3 k_l}{2(2\pi)^3 E_l} \frac{d^3 k_\nu}{2(2\pi)^3 E_\nu} \delta^4(p_D - p_K - k_l - k_\nu), \quad (2.15)$$

wobei k_i fortan Leptonimpulse, p_i Hadronimpulse, P kurz die Summe $p_D + p_K$ und q die Differenz $p_D - p_K$ bezeichnet. Dabei ist δ die diracsche Deltafunktion, deren

Aufgabe die Erhaltung von Energie und Impuls ist. Ziel ist es nun einen Ausdruck zu finden, theoretisch die differentielle Zerfallsbreite zu berechnen. Das hierzu benötigte Matrixelement wird über den Erwartungswert eines Hamiltonians berechnet, der sich in einen Quark- und einen Leptonenstrom aufteilen lässt. Deren Struktur wird durch (2.12) und die V-A-Theorie aus Abschnitt 2.2.2.2 vorgegeben. Da der leptonische Anteil nicht stark wechselwirkt, ist eine explizite Darstellung des Erwartungswert möglich. Anders hingegen verhält es sich beim Quarkstrom, der nach Abschnitt 2.3 durch Formfaktoren f_{\pm} ausgedrückt werden kann. (STIMMT DAS SO?)

$$\begin{aligned}
 M &= \langle K l \nu | \mathcal{H} | D \rangle \\
 &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} \langle K | j_{\text{quark}}^{\mu} | D \rangle \cdot \langle l \nu | j_{\mu}^{\text{lepton}} | 0 \rangle \\
 &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} \langle K(p_K) | \bar{s} \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) c | D(p_D) \rangle \cdot \bar{u}(k_l) \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) v(k_{\nu}) \\
 &:= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} \langle K(p_K) | V^{\mu} - A^{\mu} | D(p_D) \rangle \cdot \bar{u}(k_l) \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) v(k_{\nu}) \\
 &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} [f_+(q^2) P^{\mu} + f_-(q^2) q^{\mu}] \bar{u} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) v
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

Im Vorfaktor gehen die Fermikonstante G_F und ein ebenfalls in 2.2.2 wiederkommendes Matrixelement V ein. \bar{s} und c sind quantenfeldtheoretische Vernichtungs- bzw. Erzeugungsoperatoren der jeweiligen Quarks. V^{μ} und A^{μ} sind der vektorielle und axialvektorielle Anteil des Quarkstroms, der in Abschnitt 2.2.2.2 beschrieben wird. Weiterhin sind f die noch zu diskutierenden Formfaktoren, von denen an dieser Stelle nur f_+ weiter betrachtet werden soll, da in Abschnitt 2.3 gezeigt wird, dass dieser der einzig verbleibende ist. Nach der Quadratur von M wird der leptonische Anteil über Casimirs Trick [4] umgeformt

$$\begin{aligned}
 |M|^2 &= \frac{G_F^2 |V|^2}{2} |f_+(q^2)|^2 P^{\mu} P^{\nu} \cdot 8(k_{l,\mu} k_{\nu,\nu} - g_{\mu\nu} k_l k_{\nu} + k_{l,\nu} k_{\nu,\mu}) \\
 &= 4G_F^2 |V|^2 |f_+(q^2)|^2 (2P^{\mu} P^{\nu} - P^2 g^{\mu\nu}) k_{l,\nu} k_{\nu,\mu},
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

wobei die Indizes $k_{\text{lepton, lorentzindex}}$ bedeuten. Für die Phasenraumbetrachtung sind im Ruhesystem des D-Mesons die Gleichheiten

$$\frac{d^3 p_K}{2E_K} = 2\pi |p_K| dE_K \quad \text{und} \quad |p_K| = \frac{\sqrt{\lambda(m_D^2, m_K^2, q^2)}}{2m_D}, \tag{2.18}$$

sowie die Integration

$$\int \frac{d^3k_l}{2E_l} \frac{d^3k_\nu}{2E_\nu} \delta^4(q - k_l - k_\nu) k_\mu k_\nu = \frac{\pi}{24} (q^2 g_{\mu\nu} + 2q_\mu q_\nu) \quad (2.19)$$

gegeben. Es ergibt sich für das Phasenraumvolumen mit Übernahme von $k_{l,\nu}$ und $k_{\nu,\mu}$ aus (2.17) somit

$$\begin{aligned} d\Phi &= (2\pi)^4 \frac{dp_k}{(2\pi)^9 2E} \int \frac{d^3k_l}{2E_l} \frac{d^3k_\nu}{2E_\nu} \delta^4(q - k_l - k_\nu) k_\mu k_\nu \\ &= \frac{|p_K| dE}{(2\pi)^4} \frac{\pi}{24} (q^2 g_{\mu\nu} + 2q_\mu q_\nu) \end{aligned} \quad (2.20)$$

Um nun schließlich die differentielle Zerfallsbreite zusammenzufassen, werden (2.17) und (2.20) angepasst verwendet. Im folgenden Ausdruck wird die Gleichheit

$$(2P^\mu P^\nu - P^2 g^{\mu\nu}) (2q_\mu q_\nu + q^2 g_{\mu\nu}) = 4\lambda(m_D^2, m_K^2, q^2) = 16m_D^2 |p_K|^2 \quad (2.21)$$

und der aus der Kinematik ableitbarer Zusammenhang $dE = dq^2/2m_D$ benutzt. Die zu Beginn genannte Gleichung (2.14) wird nun abschließend ausgedrückt als

$$d\Gamma = \frac{G_F^2 |V|^2}{24\pi^3} |f_+(q^2)|^2 |p_K|^3 dq^2. \quad (2.22)$$

Da im weiteren Verlauf $|f_+(q^2)|V$ berechnet werden soll, jedoch die komplette von q^2 abhängige Zerfallsbreite gemessen wird, ist dieser eben hergeleitete Zusammenhang dieser Größen von Bedeutung.

2.2 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Das SM setzt sich aus zwei definierenden Eigenschaften zusammen, den Teilchen und den Eichtheorien, die diese beschreiben. Die sichtbare Materie wird aus Fermionen zusammengesetzt. Zu den Quantenfeldtheorien des SMs, denen jeweils Bosonen als Austauscheteilchen zugeordnet werden, gehören die Quantenelektrodynamik (QED), die Quantenchromodynamik (QCD) und die schwache Wechselwirkung, die hier näher beleuchtet wird.

2.2.1 Teilcheninhalt

Seit Langem ist bekannt, dass die als unteilbar angenommenen Atome aus Konstituenten bestehen. Die Elektronenhülle und den Atomkern, der seinerseits aus Protonen

und Neutronen zusammengesetzt ist, die ihrerseits wiederum aus Quarks bestehen. Nach derzeitigem Stand gelten Elektronen und die anderen geladenen Leptonen l und Quarks als punktförmige Teilchen, die keine Substruktur aufweisen. Antiteilchen gibt es zu jedem Teilchen. Sie gleichen sich zwar in ihrer Masse, tragen jedoch in allen ladungsartigen Quantenzahlen, wie der Leptonenzahl oder der elektrischen Ladung und Parität ein entgegengesetztes Vorzeichen. Die stabilen, sehr leichten Neutrinos ν existieren zwar nicht in gebundenen Zuständen, gelten jedoch als elementar und sind daher ebenfalls im elementaren Teilchenzoo [5] in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Generation		m in MeV	τ in s	q in e		m in MeV	q in e
1	e	0,511	stabil	-1	u	2,3	$+\frac{2}{3}$
	ν_e	$<10^{-6}$		0	d	4,8	$-\frac{1}{3}$
2	μ	105,7	$2,2 \cdot 10^{-6}$	-1	c	1275	$+\frac{2}{3}$
	ν_μ			0	s	95	$-\frac{1}{3}$
3	τ	1777	$2,9 \cdot 10^{-13}$	-1	t	173500	$+\frac{2}{3}$
	ν_τ			0	b	4180	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 2.1: Kenndaten elementarer Fermionen (ohne Antiteilchen)

Aus Quarks q und ihren Partnern, den Antiquarks \bar{q} ist es nun möglich, verschiedenste Kombinationen zu bilden, die jedoch nach außen hin immer eine ganzzahlige Ladung tragen müssen. Diese Quarkkombinationen werden Hadronen genannt und werden durch die Anzahl an Valenzquarks in (Anti-)Baryonen ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}/qqq$) und in Mesonen ($q\bar{q}$) unterklassifiziert. Hier interessant sind die Mesonen, die je aus mindestens einem Quark der 2. Generation bestehen. Für diese Arbeit relevant sind ein D -Meson, welches unter schwacher Wechselwirkung in ein K -Meson übergeht unter Abstrahlung eines W -Bosons, welches wiederum in ein Leptonenpaar zerfällt. In Tabelle 2.2 sind ihre Attribute [5] aufgeführt.

	$q\bar{q}$	m in MeV	q in e	$I(J^P)$	I_z	S	C
D^+	$c\bar{d}$	1869	+1	$\frac{1}{2}(0^-)$	$+\frac{1}{2}$	0	+1
D^0	$c\bar{u}$	1865	0	$\frac{1}{2}(0^-)$	$-\frac{1}{2}$	0	+1
\bar{K}^0	$s\bar{d}$	497	0	$\frac{1}{2}(0^-)$	$+\frac{1}{2}$	-1	0
K^-	$s\bar{u}$	493	-1	$\frac{1}{2}(0^-)$	$-\frac{1}{2}$	-1	0

Tabelle 2.2: Kenndaten der im Zerfall beteiligten Mesonen

Die hier neu auftauchenden Größen sind im Einzelnen der starke Isospin I , seine dritte Komponente I_z , der Gesamtdrehimpuls J , die Parität P , die Strangeness S , sowie die

Charmeness C . Da es sich beim Spectatorquark um ein Teilchen der 1. Generation handelt (\bar{u}, \bar{d}), gilt $I = \frac{1}{2}$. Mesonen tragen ganzzahligen Gesamtdrehimpuls und da hier die Spinrichtungen ihrer Valenzquarks entgegengesetzt ausgerichtet sind, verschwindet dieser. Weil D^+ und \bar{K}^0 pseudoskalar sind, also unter Raumspiegelung ihre Wellenfunktion das Vorzeichen ändern, ergibt sich $P = -1$.

2.2.2 Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung gilt als die Einzige der vier fundamentalen Kräfte, die beispielsweise Paritäts- und Flavoureigenschaften von Teilchen verändert. Als niederenergetischen Grenzfall der modernen, quantenfeldtheoretischen Glashow-Weinberg-Salam Theorie (GWS) wird die klassische Theorie von Fermi reproduziert. Diese beinhaltet die sogenannte Vier-Fermionen-Punkt-Wechselwirkung (oder Fermi-Wechselwirkung), die Zerfälle mit vier beteiligten Fermionen beschreiben kann. Bei solchen flavourändernden Übergängen gibt die unitäre 3×3 -CKM-Matrix die Wahrscheinlichkeit dazu an.

2.2.2.1 Parität

Wenn ein Prozess vor und nach einer Symmetrieoperation dieselben physikalischen Eigenschaften zeigt, gilt dieser als invariant. Mathematisch zeigt sich dies, indem der zugehörige, quantenmechanische Operator mit dem den Prozess charakterisierenden Hamiltonoperator vertauscht. Das bedeutet, dass beide eine gemeinsame Basis aus Eigenzuständen mit zugehörigen Eigenwerten, auch Quantenzahlen genannt, haben. Die Parität, als diskrete Symmetrie, wechselt bezüglich eines beliebigen Ursprungs das Vorzeichen vektorieller oder pseudoskalarer Größen eines physikalischen Zustands [6]. Axialvektorielle oder skalare Größen bleiben hingegen unberührt. Somit ergeben sich als Quantenzahlen für den Paritätsoperator \mathcal{P} die Werte $\pi = \pm 1$. Bei zweifacher Ausführung entsteht der ursprüngliche Zustand, da Eigenwerte diskreter Symmetrien multiplikativ sind. Unter Berücksichtigung einer sogenannten Eigenparität, die eine feste Teilcheneigenschaft ist, zeigt sich experimentell die Erhaltung der Parität bei elektromagnetischen und starken Wechselwirkungen.

2.2.2.2 Fermi-Wechselwirkung

Zur Beschreibung der schwachen Wechselwirkung wird eine hadronische Stromdichte $V_\mu^{c\dagger}$ eingeführt [6], die eine Form wie (2.12) besitzt. c steht hierbei für charged und bedeutet, dass Ladung übertragen wird. Die hier nicht näher beschriebenen Austausch-Teilchen müssen daher selbst Ladung tragen und werden W^\pm -Bosonen genannt, an die

zwei geladene Ströme koppeln. Durch ihre hohe Masse von 82 GeV, kommt die kurze Reichweite zustande, was die Fermi-Wechselwirkung in einem Punkt erklärt. In Abbildung 2.1 sind die Feynman-Diagramme beider Darstellungen gezeigt.

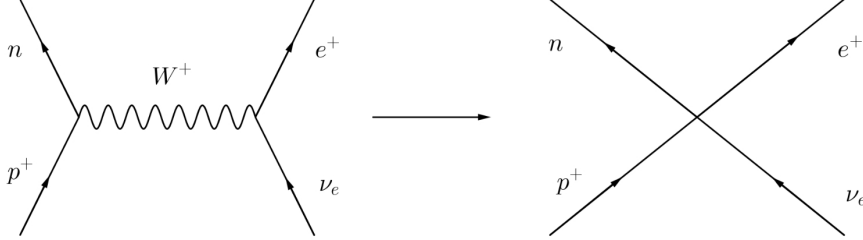


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramme für GSW-Theorie (l.) und Fermi-Wechselwirkung (r.)

Zum hadronischen Strom kommt natürlich auch ein leptonischer Strom l_μ^c , der im Aussehen seinem Pendant gleicht. Aus ihnen wird über eine Kopplungskonstante ein hermitescher Hamiltonian konstruiert, der bereits in Abschnitt 2.1.3 vorweg genommen wurde

$$\mathcal{H} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (V^{c,\mu} l_\mu^{c\dagger} + l^{c,\mu} V_\mu^{c\dagger}), \quad (2.23)$$

dessen Raumzeitstruktur als Vektor-Vektor-Kopplung (VV) bezeichnet wird. Die auftretenden Ströme verhalten sich unter Lorentz-Transformationen wie ein Raumzeit-Vektor. Es zeigt sich, dass diese Art der Kopplung nicht die einzig lorentzinvariante ist. Aus bilinearen Kombinationen 4-komponentiger Spinoren ergeben sich 16 Freiheitsgrade, die sich auf vektorielle (V), skalare (S), tensorielle (T), pseudoskalare (P) und axialvektorielle (A) Ströme verteilen. Aus den möglichen Kombinationen, Strom-Strom-Kopplungen zu erzeugen, gilt zu beachten, dass der Hamiltonian (pseudo-)skalar sein muss, was die Kontrahierbarkeit beider Ströme erfordert. Eine dieser Kopplungen (VA) würde eine Paritätsverletzung erfordern, da der Hamiltonian pseudoskalar ist und daher nicht mit dem Paritätsoperator vertauscht. Durch die Klärung des $\theta - \tau$ -Rätsels und dem Experiment von Wu, konnte die lang auf wissenschaftlichen Widerstand gestoßene Paritätsverletzung bestätigt werden.

Der Helizitätsoperator für Fermionen H als Skalarprodukt des Impulsoperators \vec{p} , der eine vektorielle Größe ist und dem Spinoperator $\vec{\sigma}$, der seinerseits ein Axialvektor ist, zeigt ebenfalls für Neutrinos die Paritätsverletzung. Positive und negative Helizität wären unter Paritätsinvarianz gleich wahrscheinlich, jedoch ergibt sich aus dem Goldhaber-Experiment stets eine Helizität von $\langle H_\nu \rangle = -1$. Für relativistische Invarianz muss ein entsprechender Operator gefunden werden. Bei masselosen, wie bei massiven Teilchen ergibt sich ein Projektionsoperator, der aus Spinoren die linkshändige Komponente

extrahiert:

$$\mathcal{P} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5), \quad (2.24)$$

mit den Eigenschaften

$$\mathcal{P}u_- = -u_- \quad \text{und} \quad \mathcal{P}u_+ = 0. \quad (2.25)$$

Hieraus ergibt sich eine Erweiterung des bisher benutzten Leptonenstroms um links-händige Neutrinos, die sich, wie in Abschnitt 2.1.3, schreiben lässt als

$$l_\mu^c = \bar{\psi}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu. \quad (2.26)$$

Ebenfalls folgt eine Erweiterung des gesamten hadronischen Stroms $h_\mu^{c\dagger}$ in gleicher Form wie des leptonischen als

$$h_\mu^{c\dagger} = \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 - c_A \gamma_5) \psi_n, \quad (2.27)$$

mit c_A als ein von der inneren Struktur der nicht punktförmigen Hadronen abhängiger Faktor, der durch Renormierungseffekte der starken Wechselwirkung entsteht. Der Faktor $1/2$ fällt bei beiden schwachen Strömen nach Konvention weg. Beide Ströme enthalten neben dem ursprünglich allein gedachten Vektoranteil nun noch einen Axialvektoranteil, was sich in der Bezeichnung V-A-Struktur niederschlägt.

2.2.2.3 CKM-Matrix

Durch die Paritätsverletzung zeigt sich, dass die geladenen, schwachen Ströme an links-händige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen koppeln [7][8]. So liegt der Schluss nahe, Dubletts von Teilchen zu erzeugen, die in gleicher Stärke koppeln. Diese werden aus den zwei Leptonen aus je einer Generation (e und ν_e , sowie μ und ν_μ) und dem Up- und Down-Quark gebildet. Das zu Beginn der CKM-Matrix-Entwicklung (Cabibbo, Kobayashi, Maskawa) bereits bekannte Strange-Quark mit einem damals noch hypothetischen Charm-Quark zu einem Dublett zusammenzufassen, birgt Schwierigkeiten, da Mesonen mit einem s bei einem leptonischen Zerfall, beispielsweise $K^+(u\bar{s}) \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, dem damaligen Verständnis widersprechen. Mit der von Cabibbo entworfenen Idee, das d - und das s -Quark als gedrehte Quarkzustände

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d \cos \theta_c + s \sin \theta_c \\ -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

zu betrachten, ist die Erklärung dieses Flavourwechsels möglich und lässt sich in folgendem Strom ausdrücken

$$j^\mu = (\bar{u} \bar{c}) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) U \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}, \quad (2.29)$$

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix}. \quad (2.30)$$

Die Universalität der Zerfallsamplitude M aus (2.16), die bisher nur die Kopplungskonstante G_F besessen hat, hat nun noch den neuen Parameter θ_c , der Cabibbo-Winkel genannt wird. Dieser Winkel beschreibt den zusätzlichen Kopplungsfaktor der W^\pm -Bosonen an die schwachen Wechselwirkungseigenzustände u, d', c, s' des u, d, s -, bzw. c -Quarks. Aus der Betrachtung von Zerfällen $u \rightarrow d$ und $c \rightarrow d$ lässt sich $\theta_c \approx 13^\circ$ bestimmen. Die zweidimensionale Matrix U ist zwar wegen Erhaltung der euklidischen Norm unitär, kann jedoch nicht die gefundene CP-Verletzung (Charge, Parity) erklären. Nach Kobayashi und Maskawa muss folglich eine dritte Fermionengeneration existieren, die U in eine 3×3 -Matrix erweitern würde, die zwar weiterhin unitär aber nun zusätzlich eine komplexe Phase $e^{i\phi}$ enthalte. V_{CKM} ist ausdrückbar in der Standardparametrisierung, bei der die vier freien Parameter die eben genannte komplexe Phase und drei Eulerwinkel $\theta_{12} = \theta_c, \theta_{13}$ und θ_{23} sind. Die Wolfenstein-Parametrisierung beschreibt die CKM-Matrix ihrerseits mit den vier Parametern λ, A, ρ und η , welche die Verbindungen $\lambda = \sin \theta_{12}, A\lambda^2 = \sin \theta_{23}$ und $A\lambda^3(\rho - i\eta) = \sin \theta_{13} e^{-i\phi}$ haben.

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & \lambda^3 A(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda^2 A \\ \lambda^3 A(1 - \rho - i\eta) & -\lambda^2 A & 1 \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

Sollte die CP-Verletzung einzig aus der komplexen Phase kommen, lässt sich zeigen, dass CP-verletzende Amplituden proportional zur Fläche des sogenannten Unitaritätsdreiecks sind. Es handelt sich hierbei um ein Dreieck in der komplexen Ebene mit ρ und η als Achsen. Die Seiten werden durch Komponenten von V_{CKM} repräsentiert.

2.3 Parametrisieren von Formfaktoren

Der wie in Abschnitt 2.2.2.2 dargestellte hadronischen Strom $h_\mu^{c\dagger}$ lässt sich aufgrund von starken Wechselwirkungen zwischen den Hadronkonstituenten nicht so einfach schreiben, sondern wird wie in Abschnitt 2.1.3 bereits vorweggenommen, durch einheitenlose

Formfaktoren ausgedrückt[9]. Der Sachverhalt wird am für den betrachteten Zerfall relevanten Feynmangraphen in Abbildung 2.2 dargestellt.

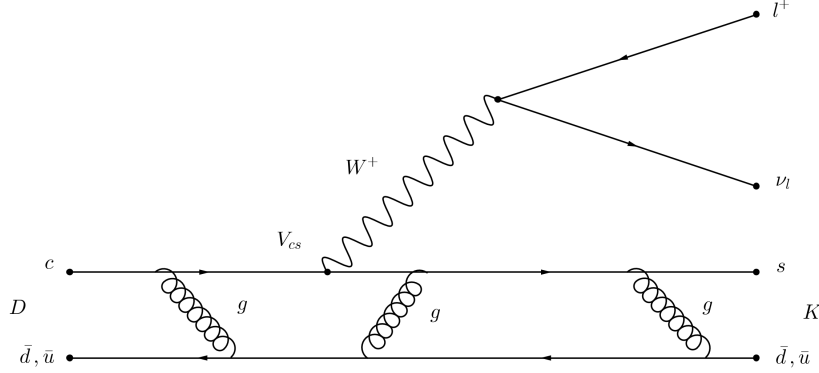


Abbildung 2.2: Feynmangraph zum $D \rightarrow \bar{K} l^+ \nu_l$ Zerfall.

So ist die Betrachtung einer Vier-Fermionen-Wechselwirkung unzureichend, da die Austauschbosonen der QCD, die Gluonen g , einen störungstheoretisch nicht ermittelbaren Einfluss auf den schwachen Zerfall haben. In einem Zweikörper-Zerfall $E \rightarrow PQ$ sind zwei Freiheitsgrade möglich, die den Prozess charakterisieren. Dies sind die Viererimpulse des Eduktteilchens p_E und des Produktteilchens p_P , da der Viererimpuls des verbliebenen Produktteilchens q von den vorigen determiniert wird. Da der vektorielle Anteil des schwachen Stroms V^μ aus (2.16) nicht erhalten ist (WAS HEISST DAS GENAU?), gibt es hierbei zwei Formfaktoren f_\pm , die der allgemeinsten Form dessen Beschreibung dienen

$$\langle K(p_K) | V^\mu | D(p_D) \rangle = f_+(q^2)(p_D + p_K)^\mu + f_-(q^2)(p_D - p_K)^\mu. \quad (2.32)$$

Es gibt viele Ansätze, diese Formfaktoren zu bestimmen. Neben dem theoretischen Weg über die Gitterquantenchromodynamik, existieren einige Parametrisierungen, die anhand experimenteller Daten einen Zugang ermöglichen. Die Pol-Parametrisierungen weisen ein schlechtes Konvergenzverhalten nahe der semileptonischen Bereiche des Impulsübertrags q^2 auf, was Zweifel an einer korrekten Berechnung des Formfaktors übrig lässt [10]. Eine Darstellung, die ein solches Problem nicht hat, ist eine sogenannte z -Reihenentwicklung [11]

$$f(q^2) = \frac{1}{1 - \frac{q^2}{m_D^{*2}}} \sum_{i=0}^{\infty} a_i z^i(t_0, q^2). \quad (2.33)$$

Die Koeffizienten a_i sind aus einem Fit zu bestimmende Größen. die Konvergenz der Reihe wird dadurch gesichert, dass $|z| < 1$ im physikalischen Bereich. Sie wird dargestellt durch

$$z(t_0, q^2) = \frac{\sqrt{t_+ - q^2} - \sqrt{t_+ - t_0}}{\sqrt{t_+ - q^2} + \sqrt{t_+ - t_0}}, \quad (2.34)$$

worin t_{\pm} bestimmt sind durch $t_{\pm} = (m_D \pm m_K)^2$ und t_0 als ein konstantes Optimum gewählt wird, was klassischerweise zu $t_0 = t_+(1 - (1 - t_-/t_+)^{1/2})$ bestimmt wird, da es den Maximalwert von $z(t_0, q^2)$ minimiert.

Bei Übergängen mit nicht verschwindendem Axialvektorstrom A^μ , wie zum Beispiel von einem pseudoskalaren zu einem vektoriellen Teilchen, treten weitere Formfaktoren auf. Die Ausdrücke für diesen Strom und die Abhängigkeiten der Formfaktoren $A_i(q^2)$ sind teilweise sehr komplex, sodass wegen der hier nicht bestehenden Relevanz nicht näher darauf eingegangen wird.

Kapitel 3

Ergebnisse

Die zahlreichen, möglichen Formfaktoren des betrachteten Zerfalls werden im folgenden diskutiert, nachdem der physikalisch mögliche Bereich des Impulsübertrags berechnet worden ist. So werden die Axialvektorformfaktoren unter Paritätsbetrachtungen und f_- aufgrund von vernachlässigbarer Leptonenmassen verschwinden. Schließlich wird der einzig verbliebene Formfaktor f_+ unter Minimierung einer χ^2 -Funktion bestimmt.

3.1 Kinematische Größen

Die Formfaktoren werden allgemein in Abhängigkeit des Impulsübertrags q^2 angegeben. Da dieser nicht beliebige Werte annehmen kann, ist es sinnvoll, den möglichen Wertebereich zu ermitteln. In Abbildung 3.1 sind die beiden Randbereiche dargestellt. Im linken Teil des Bildes befindet sich das entstehende Kaon wieder in Ruhe und im rechten Teil nimmt es die gleiche Menge an Impuls auf, wie das Leptonenpaar.

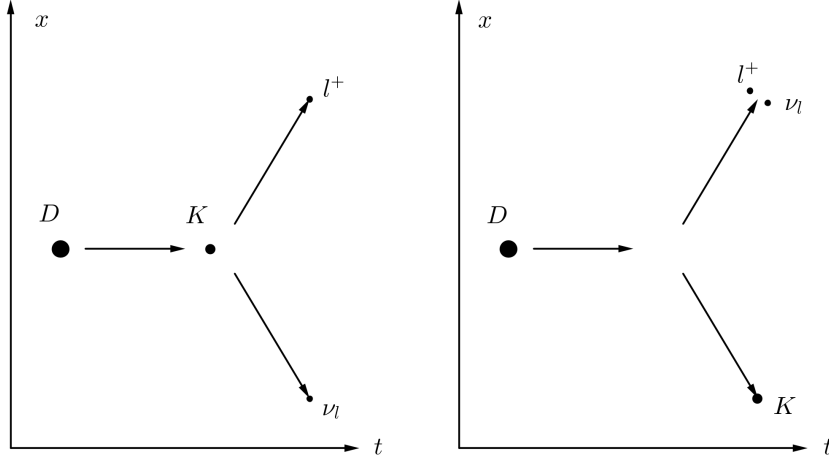


Abbildung 3.1: Zwei Zerfallsmöglichkeiten des D^+ -Mesons mit extremen q^2 -Werten.

Zur Berechnung wird entsprechend den Regeln der Vierer-Impuls-Algebra die Vierer-Impuls-Erhaltung im Ruhesystem des D-Mesons betrachtet

$$\begin{aligned}
 p_D^\mu &= p_K^\mu + p_l^\mu + p_\nu^\mu \\
 p_D^\mu - p_K^\mu &= q^\mu = p_l^\mu + p_\nu^\mu \\
 (p_D^\mu - p_K^\mu)^2 &= q^2 = (p_l^\mu + p_\nu^\mu)^2 \\
 m_D^2 + m_K^2 - 2m_D E_K &= q^2 = m_l^2 + m_\nu^2 + E_l E_\nu - |\vec{p}_l| |\vec{p}_\nu| \cos(\xi). \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

An diesem Ausdruck lässt sich der in Abschnitt 2.1.3 verwandte Zusammenhang $dE = dq^2/2m_D$ erkennen. Sollte das Kaon sich nach dem Zerfall in Ruhe befinden, so ist $E_K = m_K$, woraufhin $q^2 = (m_D - m_K)^2$ wäre. Für vernachlässigbare Leptonmassen ($m_l = m_\nu = 0$), gilt $E = |\vec{p}|$ und q^2 verschwindet, falls die Impulsrichtungen der Leptonen in die gleiche Richtung zeigen, also der Zwischenwinkel $\xi = 0$. Es resultiert ein Wertebereich von

$$0 \leq q^2 \leq (m_D - m_K)^2. \quad (3.2)$$

3.2 Die Axialvektorformfaktoren und f_-

Wie an manchen Stellen bereits erwähnt und vorausgesetzt, verschwinden die Formfaktoren des Axialvektorstroms. Formfaktoren beschreiben starke Wechselwirkungen zwischen dem zerfallenden Quark (hier c) und dem Spectatorquark (hier \bar{d} , \bar{u}), was heißt, dass die Parametrisierung des Vektor- und Axialvektorstroms dasselbe Paritäts-

transformationsverhalten haben müssen. Die Ströme besitzen ein Paritätsverhalten von

$$\begin{aligned}\mathcal{P} \langle \bar{K}^0 | V^\mu | D^+ \rangle &= (-1) \cdot (-1) \cdot (-1) = -1 \\ \mathcal{P} \langle \bar{K}^0 | A^\mu | D^+ \rangle &= (-1) \cdot (+1) \cdot (-1) = +1.\end{aligned}$$

Aus den beiden einzigen Freiheitsgraden des Zerfalls, den Impulsen p und p' , und dem Levi-Civita-Symbol $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$ lassen sich alle möglichen Darstellungen von Strömen mit unbestimmten Vorfaktoren schreiben als

$$\underbrace{p^\mu}_V + \underbrace{p'^\mu}_V + \underbrace{p^\mu p'_\mu}_S + \underbrace{\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha p'_\beta}_T, \quad (3.3)$$

wobei die Größen unter den Klammern das entsprechende Transformationsverhalten angeben. Daraus ergibt sich, dass die einzigen vektoriellen Beiträge wie Vektoren V und keiner wie Axialvektoren A transformieren. Damit ein solcher Beitrag existieren könne, müsse er aufgrund seiner Eigenschaft $J^P = 1^+$ eine Struktur haben, wie $A^\mu = \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} p_\alpha p'_\beta p''_\gamma$ mit einem weiteren Freiheitsgrad p'' . Da dieser zur Konstruktion jedoch nicht vorhanden ist, verschwindet der Axialvektoranteil.

Um nachzuvollziehen, was mit f_- geschieht, wird das Matrixelement aus (2.16) ohne f_+ betrachtet. Der Impulsübertrag q ist nicht nur die Differenz der mesonischen Viererimpulse, sondern auch die Summe der leptonischen

$$\begin{aligned}M_- &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} f_-(q^2) (p_D - p_K)^\mu u_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_l \\ &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} f_-(q^2) (k_\nu + k_l)^\mu u_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_l.\end{aligned}$$

Unter Einbezug des leptonischen Stroms ersetzt die Dirac-Gleichung (2.5) die k_i durch die zugehörigen Massen

$$\begin{aligned}&= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} f_-(q^2) u_\nu (\not{k}_\nu + \not{k}_l) (1 - \gamma_5) v_l \\ &= \frac{G_F V}{\sqrt{2}} f_-(q^2) u_\nu (m_\nu + m_l) (1 - \gamma_5) v_l,\end{aligned}$$

die im Verhältnis zur D -Mesonmasse für $l = \mu$ oder $l = e$ vernachlässigbar sind, woraufhin M_- verschwindet.

3.3 Fit des Formfaktors f_+

In Abschnitt 2.1.3 ist ein kompakter Ausdruck für den Zusammenhang der differentiellen Zerfallsrate und dem Formfaktor f_+ hergeleitet worden. Da der Formfaktor nicht leicht analytisch berechenbar ist, wird er entsprechend der Parametrisierung (2.33) nach der Methode der kleinsten Quadrate an den experimentell erhobenen Daten für die partiellen Zerfallsraten gefittet. Im Rahmen der Messmethoden, ist es nicht möglich, eine genaue Zuordnung eines gemessenen Zerfalls zum entsprechenden Impulsübertrag zu erreichen, weshalb die Zerfallsraten für diskrete Bereiche angegeben werden.

3.3.1 Methode der kleinsten Quadrate

Die Aufgabe des Fits liegt darin, die Funktion zu finden, die am geringsten von den Messwerten abweicht. Dies geschieht über die Minimierung einer Funktion χ^2 , die durch die Summe über die Anzahl diskreter Intervalle m vom Produkt aus Differenzen experimenteller Daten $\Delta\Gamma$ und zugehörigen, theoretischen Vorhersagen g , verknüpft über die Inverse einer Kovarianzmatrix C gegeben ist.

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^m (\Delta\Gamma_i - g_i(f_+)) C_{ij}^{-1} (\Delta\Gamma_j - g_j(f_+)). \quad (3.4)$$

Von der nie ganz abschirmbaren Hintergrundstörung, Strahlungen der Endteilchen (FSR) oder Monte Carlo Simulationen (MC), die zur Rekonstruktion von Teilchenpfaden in Detektoren genutzt werden, entstehen Fehlerquellen σ für die individuellen Zerfallsraten, die ebenso, wie die Messwerte [10] $\Delta\Gamma$ in Tabelle 3.1 mit den zugehörigen q^2 -Intervallen angegeben sind. Die Zuordnung der Zerfallsraten zu den q_i^2 erfolgt leider ebenfalls nicht fehlerfrei. Die dadurch entstehenden Korrelationen zwischen diesen Intervallen sind teils statistischer und teils systematischer Natur, deren Matrixdarstellungen in den Tabellen ?? bis ?? zu finden sind. Die zu invertierende Kovarianzmatrix setzt sich additiv aus den Kovarianzmatrizen mit den statistischen bzw. den systematischen Beiträgen zusammen

$$C = C^{\text{stat}} + C^{\text{sys}}. \quad (3.5)$$

Ihre jeweiligen Einträge ergeben sich aus den kennzeichnenden Korrelationsmatrixeinträgen und den entsprechenden Kovarianzen

$$C_{ij}^\alpha = \sigma_i^\alpha \sigma_j^\alpha \cdot \rho_{ij}^\alpha, \quad \alpha = \text{stat, sys}. \quad (3.6)$$

Die Funktion des hier verwandten, theoretischen Modells stellt das Integral der differentiellen Zerfallsbreite über q^2 dar und berechnet sich aus (2.22) zu

$$g_i(f_+) = \Gamma_{\text{theo},i} = \frac{G_F^2 |V_{cs}|^2}{24\pi^3} \int |p_K(q_i^2)|^3 \cdot |f_+(q_i^2)|^2 dq_i^2, \quad (3.7)$$

das sich zwar nicht analytisch, jedoch aufgrund der guten Konvergenzeigenschaften der beitragenden Terme auf numerischem Weg lösen lässt.

3.3.2 Resultate für die Koeffizienten und den Startwert

q^2 in GeV^2	$D^+ \rightarrow \bar{K}_0 l^+ \nu$			$D^0 \rightarrow K^- l^+ \nu$		
	$\Delta\Gamma$ in ns^{-1}	σ^{sys}	σ^{stat}	$\Delta\Gamma$ in ns^{-1}	σ^{sys}	σ^{stat}
[0,0 - 0,4)	17,82(36)	2,03	1,26	17,79(47)	2,03	2,52
[0,2 - 0,4)	15,83(35)	2,19	1,10	15,62(45)	2,19	2,42
[0,4 - 0,6)	13,91(32)	2,31	1,12	14,02(43)	2,31	2,36
[0,6 - 0,8)	11,69(29)	2,47	1,15	12,28(40)	3,23	2,33
[0,8 - 1,0)	9,36(26)	2,73	1,20	8,92(34)	3,82	2,47
[1,0 - 1,2)	7,08(22)	3,14	1,36	8,17(32)	3,98	2,23
[1,2 - 1,4)	5,34(19)	3,63	1,35	4,96(25)	5,04	2,08
[1,4 - 1,6)	3,09(15)	4,90	1,63	2,67(18)	6,88	2,16
[1,6 - ∞)	1,28(11)	8,43	2,55	1,19(13)	10,63	3,03

Tabelle 3.1: Gemessene partielle Zerfallsraten bei entsprechenden Impulsüberträgen und zugehörigen systematischen und statistischen Kovarianzen für beide Zerfallskanäle

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

Hier sollen die Ergebnisse zusammengefasst und weiterführende Untersuchungen diskutiert werden.

mit anderen zerfallen ist Vcs extrahierbar

Literaturverzeichnis

- [1] Nedden zur, M.: *Detektoren der Elementarteilchenphysik*[pdf], 2006
http://www-hera-b.desy.de/people/nedden/lectures/05_06/dettph/dettph_cont.pdf
- [2] Schleper, P.: *Teilchenphysik für Fortgeschrittene*[pdf], 2011
<http://www.desy.de/~schleper/lehre/>
- [3] Bjorken, J.D., Drell, S.D.: *Relativistic Quantum Mechanics*, 1964, 1st edition
ISBN-13 978-0072320022
- [4] Griffiths, D.: *Introduction to Elementary Particles*, 2008, 1st edition
ISBN-13 978-3527406012
- [5] Beringer, J. et al.: *Particle Data Group*, Phys. Rev. D86, 010001, 2012
- [6] Grotz, K., Klapdor H.V.: *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, 1989, 1st edition, ISBN-13 978-3519030355
- [7] Offen, N.: *B-Zerfallsformfaktoren aus QCD-Summenregeln*, 2008
<http://d-nb.info/987811061>
- [8] Sibold, K.: *Theorie der Elementarteilchen*, 2001, 1st edition,
ISBN-13: 978-3519032526
- [9] Ho-Kim, Q., Pham, X.: *Elementary Particles and Their Interactions*, 1998,
ISBN-13: 978-3540636670
- [10] Besson, D., et al. (CLEO Collaboration), 2009, Phys. Rev. D 80, 032005
- [11] Bourrely, C., Caprini, I., Lellouch, L., 2009, Phys. Rev. D 79, 013008

Eidesstattliche Versicherung

Ich versichere hiermit an Eides statt, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit mit dem Titel "Formfaktoren des semileptonischen $D \rightarrow Kl^+\nu$ Zerfalls" selbständig und ohne unzulässige fremde Hilfe erbracht habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie wörtliche und sinngemäße Zitate kenntlich gemacht. Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Ort, Datum

Unterschrift

Belehrung

Wer vorsätzlich gegen eine die Täuschung über Prüfungsleistungen betreffende Regelung einer Hochschulprüfungsordnung verstößt handelt ordnungswidrig. Die Ordnungswidrigkeit kann mit einer Geldbuße von bis zu 50.000,00 € geahndet werden. Zuständige Verwaltungsbehörde für die Verfolgung und Ahndung von Ordnungswidrigkeiten ist der Kanzler/die Kanzlerin der Technischen Universität Dortmund. Im Falle eines mehrfachen oder sonstigen schwerwiegenden Täuschungsversuches kann der Prüfling zudem exmatrikuliert werden (§ 63 Abs. 5 Hochschulgesetz - HG -).

Die Abgabe einer falschen Versicherung an Eides statt wird mit Freiheitsstrafe bis zu 3 Jahren oder mit Geldstrafe bestraft.

Die Technische Universität Dortmund wird ggf. elektronische Vergleichswerkzeuge (wie z.B. die Software "turnitin") zur Überprüfung von Ordnungswidrigkeiten in Prüfungsverfahren nutzen.

LITERATURVERZEICHNIS

Die oben stehende Belehrung habe ich zur Kenntnis genommen.

Ort, Datum

Unterschrift