

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Marco Meißner
aus Mannheim

Dezember 2009

**Studie zum Nachweis des
leptonzahlverletzenden Zerfalls
 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ mit dem LHCb Experiment**

*Die Diplomarbeit wurde von Marco Meißner ausgeführt am
Physikalischen Institut Heidelberg
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Ulrich Uwer*

Kurzfassung

Viele theoretische Modelle zur Beschreibung neuer Phänomene sagen für den leptonzahlverletzenden Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Verzweigungsverhältnisse nahe der heutigen experimentellen Ausschlussgrenze von $\text{BR} < 3,2 \cdot 10^{-8}$ vorher. Da im Standardmodell lediglich ein unmessbar kleines Verzweigungsverhältnis im Bereich von $\text{BR} \approx 10^{-54}$ erwartet wird, würde die Beobachtung dieses Zerfalls ein eindeutiges Zeichen von Physik "jenseits" des Standardmodells darstellen. In der vorliegenden Arbeit wurde die Sensitivität des LHCb Experiments für den leptonzahlverletzenden Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ auf Basis von Monte Carlo Simulationen untersucht. Innerhalb eines Jahres Datennahme bei nomineller Luminosität ($2 \cdot 10^{32} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) werden im LHCb Detektor ca. 60 Milliarden τ -Leptonen produziert, die zu knapp 96% aus semileptonischen Zerfällen verschiedener B - und D_s -Mesonen stammen. Aus einer detaillierten Studie der erwarteten Triggereffizienzen geht hervor, dass sich $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfälle mit einer hohen Gesamteffizienz von etwa 80% triggern lassen sollten. Dazu wurde ein Filteralgorithmus entwickelt, der speziell $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Kandidaten auf Triggerebene sucht. Der Untergrund besteht bei $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfällen aus Kombinationen von fälschlicherweise als Myonen identifizierten Hadronen, sowie echten Myonen aus kaskadischen B -Zerfällen. Zur Unterdrückung des Untergrundes ist eine Selektion erarbeitet worden, die aus verschiedenen Schnittvariablen mit hohen Separationsstärken aufgebaut ist. Mit der dabei erreichten Rekonstruktionseffizienz von 1,6% kann eine obere Sensitivitätsgrenze für den Nachweis von $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ mit LHCb zu $\text{BR} < 3,5 \cdot 10^{-8}$ abgeschätzt werden.

Abstract

Many theoretical models describing "new physics" predict for the lepton flavor violating decay $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ branching ratios in the order of the current experimental upper limit of $\text{BR} < 3,2 \cdot 10^{-8}$. Since Standard Model expectations are only in the order of $\text{BR} \approx 10^{-54}$, the observation of this decay would clearly indicate physics "beyond" the Standard Model. In this work, the sensitivity of the LHCb experiment for the lepton flavor violating decay $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ has been estimated on the basis of Monte Carlo simulations. In one year of data taking, with nominal luminosity ($2 \cdot 10^{32} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$), there will be around 60 billion τ leptons produced within the LHCb detector acceptance. Almost 96% of these Taos are produced in semileptonic decays of different B and D_s mesons. From a detailed study of the expected trigger efficiencies it is concluded that LHCb should be able to trigger on $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ events with a total efficiency of around 80%. To achieve this, a dedicated trigger algorithm for $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ candidates has been developed. The background for $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ decays consists of combinations of misidentified hadrons and true muons from cascade B-decays. In order to reject the background an event selection based on various cut variables, each with a high separation power, has been implemented. With the achieved reconstruction efficiency of 1.6% an upper limit of $\text{BR} < 3.5 \cdot 10^{-8}$ was estimated for the decay $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Theoretische Grundlagen	11
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	11
2.2	Leptonzahlverletzung im Standardmodell	13
2.3	Leptonzahlverletzung jenseits des Standardmodells	15
3	Das LHCb Experiment	19
3.1	Der Large Hadron Collider	20
3.2	Der LHCb Detektor	20
3.2.1	Spur- und Vertexrekonstruktion	22
3.2.2	Die RICH Detektoren	25
3.2.3	Das Kalorimetersystem	26
3.2.4	Das Myonsystem	27
3.2.5	Offline Myonidentifikation	28
3.3	Das LHCb Triggersystem	29
3.3.1	Hardware Trigger	30
3.3.2	Software Trigger	30
4	Ereignissimulation und Eigenschaften des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$	33
4.1	Ereignissimulation	33
4.2	Tauproduktion bei LHCb	35
4.3	Rekonstruktion der $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse	36
4.4	Untergrundabschätzung	38
5	Signalselektion	43
5.1	Kinematik und Topologie der Zerfallsprodukte	45
5.2	Qualität der Myonidentifikation	49
5.3	Qualität der Vertexrekonstruktion	53
5.4	Topologie der rekonstruierten Taus	55
5.5	Effizienz der Selektion	57
5.6	Signalzusammensetzung	59

6	$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Triggerselektion	61
6.1	Triggereffizienzen	61
6.1.1	L0 Effizienz	61
6.1.2	Effizienz der HLT1 Stufe	62
6.1.3	Effizienz der HLT2 Stufe	64
6.2	Exklusiver $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Softwaretrigger	65
6.3	Optimierte Triggereffizienzen	68
7	Sensitivität für den Nachweis von $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$	69
7.1	Untergrunddiskussion	69
7.2	Abschätzung der oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses . .	72
7.3	Diskussion der ermittelten Sensitivität	75
8	Zusammenfassung und Ausblick	77
	Literaturverzeichnis	79
	Danksagung	83

Kapitel 1

Einleitung

Der größte Teilchenbeschleuniger der Welt, der "Large Hadron Collider" am Forschungszentrum CERN bei Genf, ist in diesen Tagen (Ende November 2009) erfolgreich in Betrieb genommen worden. Am LHC kollidieren Protonen aus zwei entgegen gerichteten Protonenstrahlen mit einer Schwerpunktsenergie von bis zu 14TeV. Eines der vier großen Experimente ist das LHCb Experiment. Dessen Ziel ist zum einen die genaue Untersuchung von CP verletzenden Zerfällen von b-Hadronen um eine Erklärung für die beobachtete Asymmetrie von Materie und Antimaterie in unserem Universum zu finden. Ein weiteres Ziel des Experiments ist die Suche nach sogenannter "Neuer Physik", die nicht durch das Standardmodell, das den derzeitigen Wissensstand der Teilchenphysik widerspiegelt, beschrieben wird. Einen aktuellen Ansatzpunkt für die Suche nach physikalischen Phänomenen "jenseits" des Standardmodells bieten leptonzahlverletzende Zerfälle. Im Standardmodell werden diese aufgrund der beobachteten Neutrinooszillation ermöglicht, bei der eine der postulierten Erhaltungsgrößen nicht mehr erhalten ist. Demnach sind für Neutrinos Übergänge zwischen den einzelnen Familien der Leptonen nicht länger verboten. Dies ermöglicht auch den geladenen Leptonen im Standardmodell einen Zerfall, wie z.B. $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$, bei dem die Erhaltung der Leptonzahl familienweise verletzt ist. Allerdings sind diese Zerfälle im Rahmen des Standardmodells sehr stark unterdrückt ($BR \approx 10^{-54}$), so dass ein Nachweis eines solchen Zerfalls mit aktuellen Experimenten nicht möglich ist. Auf theoretischer Seite existiert jedoch eine Vielzahl an Physikmodellen, die aufgrund neuer Teilchen (insbesondere schwerer Austauschbosonen) eine Zerfallsrate für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ im Bereich der aktuell gemessenen Ausschlussgrenze von $BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} \leq 3,2 \cdot 10^{-8}$ [1] vorhersagen. Trotz der bereits sehr genau vermessenen Grenzen in anderen leptonzahlverletzenden Zerfällen, wie z.B. $\mu \rightarrow e\gamma$ ($BR < 1,2 \cdot 10^{-11}$), bevorzugen diese Modelle Leptonzahlverletzung in der dritten Generation (Familie) und sagen für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ eine weit höhere Sensitivität vorher. Daher bietet die Suche nach diesem Zerfall einerseits die Möglichkeit ein eindeutiges Anzeichen für "Neue Physik" zu entdecken, oder aber eine bessere Obergrenze für das Verzweigungsverhältnis zu setzen und damit einen Teil der zahlreichen theoretischen Modelle ausschließen zu können.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit, wird die Sensitivität des LHCb Detektors für den leptonzahlverletzenden Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ auf der Grundlage von simulierten Daten untersucht. Dazu wird zunächst ein spezieller Signal Datensatz studiert, der auf Basis eines Phasenraummodells den Zerfall eines τ -Leptons in drei Myonen beschreibt. Desweiteren findet eine Untergrundabschätzung für den Zerfall statt, so dass eine gezielte Signalselektion aufgebaut werden kann, um den anfallenden Untergrund effizient unterdrücken zu können. Um die Triggereffizienzen für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse zu optimieren wird ein Filteralgorithmus vorgeschlagen, der speziell für diesen Zerfall entwickelt wurde.

Die Arbeit gliedert sich dabei wie folgt: Nach einer kurzen Einführung in das Thema der Leptonzahlverletzung in Kapitel 2 wird zunächst der LHCb Detektor (Kapitel 3) sowie die für die Analyse benötigte Myonidentifikation vorgestellt. Anschließend werden im vierten Kapitel die verwendeten Datensätze erläutert und die Produktion von τ -Leptonen bei LHCb näher erklärt. Kapitel 5 beschreibt die entwickelte Signalselektion und fasst dessen Effizienz quantitativ zusammen. Eine detaillierte Betrachtung der erwarteten Triggereffizienzen für den Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ wird in Kapitel 6 gegeben, sowie der entwickelte, exklusive Filteralgorithmus vorgestellt. Kapitel 7 gibt eine Abschätzung der Sensitivität für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse und diskutiert die Limitationen dieser Monte Carlo Studie.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel dient als Einführung in das Thema leptonzahlverletzender Tau-Zerfälle. Hierfür wird zunächst das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) skizziert, sowie ein Mechanismus vorgestellt, der Leptonzahlverletzung unter Einbeziehung von Neutrinooszillation im SM erklärt. Des Weiteren soll ein kurzer Überblick über neue theoretische Modelle gegeben werden, in denen leptonzahlverletzende Prozesse mit deutlich höherer Wahrscheinlichkeit auftreten können. Diese Modelle erweitern das Standardmodell meist durch neue, hypothetische Teilchen, so dass für sonst stark unterdrückte Zerfälle zusätzliche Zerfallsmöglichkeiten bestehen.

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik repräsentiert den heutigen Wissensstand aus Hochenergie- und Teilchenphysik. Es beschreibt alle bisher bekannten Elementarteilchen sowie deren Wechselwirkungen miteinander, ausgenommen der Gravitation.

Nach diesem Modell unterscheidet man zwei grundlegende Gruppen von Teilchen, Fermionen und Bosonen. Teilchen mit einem ganzzahligen Spin, die Bosonen, sind die Vermittler oder Austauschteilchen der drei fundamentalen Wechselwirkungen:

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Masse	Kopplung an
starke	Gluon (g)	0	Farbladung
elektromagnetische	Photon (γ)	0	elektr. Ladung
schwache	$W^{+/-}$ und Z^0	80 GeV und 91 GeV	schwache Ladung

Tabelle 2.1: Die drei fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Vermittler.

Dabei ist zu beachten, dass die Vermittler der jeweiligen Wechselwirkungen nur an bestimmte "Ladungen" koppeln. Im Falle der elektromagnetischen WW ist dies die bekannte elektrische Ladung. Entsprechend gibt es für die schwache und die starke WW eine schwachen Ladung bzw. eine Farbladung. Zusätzlich zu den bereits genannten Austauschteilchen existiert im Standardmodell ein weiteres Boson, das sogenannte Higgs-Teilchen. Dieses wird benötigt um den Elementarteilchen Masse zu verleihen. Im Falle der schweren Austauschteilchen (W und Z), wird dieser Vorgang formal durch den Higgs-Mechanismus [2] beschrieben. Es bleibt anzumerken, dass das Higgs-Boson das einzige Teilchen des Standardmodells ist, welches bisher nicht experimentell nachgewiesen werden konnte. Die zweite Gruppe von Elementarteilchen sind die Fermionen. Dies sind Teilchen mit einem halbzahligen Spin, sie bilden die Bausteine der uns bekannten, sichtbaren Materie. Insgesamt gibt es 12 Fermionen, die sich wiederum in 6 Leptonen und 6 Quarks unterteilen lassen. Sowohl Leptonen als auch Quarks sind in 3 Familien zu jeweils 2 Teilchen angeordnet, siehe Tabelle 2.2. Zusätzlich existiert zu jedem Fermion ein entsprechendes Antiteilchen gleicher Masse, welches aber entgegengesetzte Ladung (elektrische, schwache und Farbe) trägt.

Fermionen	Familie	Typ	Masse	Ladung [e]	Farbe
Quarks	I	u	1,5 - 3,3 MeV	+2/3	r,g,b
		d	3,5 - 6 MeV	-1/3	r,g,b
	II	c	1,27 GeV	+2/3	r,g,b
		s	104 MeV	-1/3	r,g,b
	III	t	171 GeV	+2/3	r,g,b
		b	4,2 GeV	-1/3	r,g,b
Leptonen	I	ν_e	< 2 eV	0	-
		e	511 keV	-1	-
	II	ν_μ	< 2 eV	0	-
		μ	105,7 MeV	-1	-
	III	ν_τ	< 2 eV	0	-
		τ	1777,7 MeV	-1	-

Tabelle 2.2: Einteilung der Fermionen im Standardmodell.

Quarks zeichnen sich vor allem dadurch aus, dass sie alle 3 Ladungstypen tragen und daher allen fundamentalen Wechselwirkungen unterliegen. Da das Potential der Starken Wechselwirkung bei zunehmenden Abstand zweier Quarks stets anwächst, existieren Quarks nicht als freie Teilchen, sondern bilden stets einen gebundenen, farbneutralen Zustand aus 2 bzw. 3 Quarks (Mesonen bzw. Baryonen). Ausnahme bildet das Quark-Gluon-Plasma, für dessen Existenz erste Anzeichen am "Relativistic Heavy Ion Collider" (RHIC) in Brookhaven gefunden wurden. Dagegen existieren Leptonen als freie Teilchen, jede Lepton-Familie besteht aus einem elektrisch geladenen und einem neutralen Teilchen. Die neutralen Teilchen,

die Neutrinos, besitzen lediglich eine schwache Ladung und können somit nur schwach wechselwirken. Unter Berücksichtigung der Ladungserhaltung kann das Elektron, als leichtestes geladenes Teilchen des Standardmodells, nicht zerfallen. Dagegen sind Myon und Tau wegen ihrer größeren Masse instabil und zerfallen schwach, wie im folgenden Beispiel des Myons:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu .$$

Hierbei gilt ein weiterer Erhaltungssatz, der besagt, dass in jeder Reaktion die Zahl der Leptonen einer Familie abzüglich der Zahl der Antileptonen der gleichen Familie erhalten bleiben muss:

$$L_l = N(l) - N(\bar{l}) + N(\nu_l) - N(\bar{\nu}_l) = \text{const} , \text{ für } l = e, \mu, \tau$$

Dies erklärt, weshalb der energetisch ebenso erlaubte Zerfall

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma,$$

bisher nicht beobachtet werden konnte. Für den Fall, dass die Forderung nach einer familienweisen Erhaltung der Leptonzahl keine grundlegende Erhaltungsgröße ist, so sollte zumindest die Verallgemeinerung einer Gesamtleptonzahl L erhalten bleiben:

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau = \text{const}.$$

Tatsächlich unterscheiden sich jedoch beide Sätze zur Leptonzahlerhaltung von anderen fundamentalen Erhaltungssätzen, da ihnen bisher keine entsprechenden Symmetrien (gemäß dem Noether Theorem) zu Grunde gelegt werden konnten. In theoretischen Modellen, in denen auch eine explizite Verletzung der Gesamtleptonzahl in einer Reaktion erlaubt ist, bleibt zumindest die Differenz der Anzahl von Baryonen und Leptonen $B - L$ eine Erhaltungsgröße.

2.2 Leptonzahlverletzung im Standardmodell

Nach aktuellen physikalischen Erkenntnissen ist zumindest die familienweise Erhaltung der Leptonzahl in der schwachen Wechselwirkung nicht mehr erfüllt. Beweis hierfür war die Entdeckung der Neutrinooszillation, dem Übergang von Neutrinos zwischen verschiedenen Flavor-Eigenzuständen, der explizit die Leptonzahl innerhalb einer Generation verletzt. Erste Anzeichen dazu ergaben sich aus Messungen des solaren Neutrinoflusses mit dem Homestake-Experiment [3]. Dabei wurde ein bedeutend geringerer Neutrinofluss gemessen als man aus Berechnungen der Leuchtkraft der Sonne vorhergesagt hatte. Dies lässt sich heute dadurch erklären, dass das Experiment lediglich Elektron-Neutrinos nachweisen konnte. Der letztendliche Nachweis der Neutrinooszillation wurde einerseits für

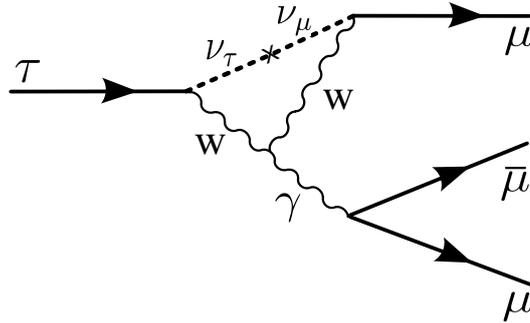


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm für den leptonzahlverletzenden Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ im Standardmodell.

Neutrinos, die in der Atmosphäre gebildet werden, durch das Experiment am Super-Kamiokande Detektor [4] geliefert, und auch für solare Neutrinos durch Messung aller drei Neutrinoarten am Sudbury Neutrino Observatory [5] bestätigt. Durch den Nachweis der Neutrinooszillation ergeben sich zwei Folgerungen: Zum einen müssen Neutrinos als massebehaftete Teilchen angesehen werden, wobei die Massen in den einzelnen Familien unterschiedlich sind, zum anderen sind die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung nicht identisch mit den Masseneigenzuständen. Zur Beschreibung dieser Zustandsmischung führte man eine Neutrino-Mischungsmatrix¹ ein, die die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung als Superposition der Masseneigenzustände beschreibt. Diese Matrix ist analog zur CKM-Matrix² im Quarksektor aufgebaut.

Leider geben die Oszillationsexperimente nur Auskunft über die Massenunterschiede der Neutrinos. Eine direkte Bestimmung der Neutrinomasse ist bisher nicht möglich gewesen, jedoch wurde in vielen Experimenten eine Obergrenze für die Ruhemasse bestimmt. Das momentan genaueste Ergebnis [8] nennt eine obere Grenze von $m_{\nu_e} < 2,3 \text{ eV}$ für die Elektron-Neutrinomasse.

Unter Einbeziehung der Neutrinooszillation ergibt sich auch im Standardmodell eine Möglichkeit für leptonzahlverletzende Zerfälle bei den geladenen Leptonen, wie z.B. die Zerfälle $\tau \rightarrow \mu\gamma$ oder $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$. Abbildung 2.1 zeigt das entsprechende Feynman-Diagramm für den Tau-Zerfall in drei Myonen. Unter der Annahme identischer Neutrinomassen, kommt es jedoch zu einer exakten Auslöschung der einzelnen, zum Zerfall beitragenden Zerfallsamplituden. Da man aus der Beobachtung der Neutrinooszillation jedoch von unterschiedlichen Massen ausgehen muss, bleibt eine geringe Restamplitude vorhanden. Die Rate für den $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfall ist proportional zu $(\frac{m_\nu}{m_W})^4$, mit der Masse m_W des W-Bosons und m_ν der Neutrinos. Somit ist dieser Zerfall im Standardmodell stark unterdrückt und es ergeben sich erwartete Verzweungsverhältnisse der Größenordnung $< O(10^{-54})$, welche

¹Die PMNS-Matrix, benannt nach Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata [6, 7]

²Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix

weit außerhalb des experimentell nachweisbaren Bereiches liegen. Eine Beobachtung dieses Zerfalls mit einer weit größeren Häufigkeit ist daher ein eindeutiges Anzeichen für "Neue Physik" jenseits des Standardmodells!

2.3 Leptonzahlverletzung jenseits des Standardmodells

Neben dem Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ gibt es weitere leptonzahlverletzende Zerfälle, deren Untersuchung von großem Interesse ist. Die bisher am genauesten vermessenen Grenzen für solche Zerfälle finden sich für Myonzerfälle, wobei nach den Signalen $\mu \rightarrow e\gamma$ ($BR < 1,2 \cdot 10^{-11}$ [9]) und $\mu \rightarrow eee$ ($BR < 1,0 \cdot 10^{-12}$ [10]) gesucht wurde.

Eine große Anzahl von erweiterten Physikmodellen erlauben leptonzahlverletzende Zerfälle durch massenabhängige Kopplung neuer Teilchen. Diese Modelle bevorzugen Leptonzahlverletzung in der dritten Lepton-Generation. Daher sind Tau-Zerfälle, je nach Modell, sensitiver für "Neue Physik" als entsprechende Zerfälle von Myonen, für die experimentell bereits sehr weite Ausschlussgrenzen gesetzt worden sind.

Aber auch die Sensitivität der einzelnen τ -Zerfälle, wie $\tau \rightarrow l\gamma$ und $\tau \rightarrow lll$ ist unterschiedlich. Die vorhergesagte Häufigkeit für $\tau \rightarrow l\gamma$ ist in vielen Modellen höher, da der Zerfall $\tau \rightarrow lll$ über einen Photonaustausch vermittelt wird und aufgrund des zusätzlichen Vertex (γll) um einen Faktor α ¹ unterdrückt ist. Bei Modellen, in denen der Zerfall jedoch durch ein neues, schweres Austauschteilchen vermittelt wird, werden höhere Zerfallsraten bei $\tau \rightarrow lll$ Zerfällen erwartet. Auch der experimentelle Nachweis von Zerfällen in drei geladene Leptonen eignet sich besser, da speziell Myonen eine eindeutige Spur im Detektor hinterlassen. Dagegen lässt sich der Zerfall $\tau \rightarrow \mu\gamma$ in Proton-Proton Kollisionen nur schwer vom erlaubten Zerfall $\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau\gamma$ unterscheiden.

Es existieren mehrere theoretische Modelle, die für leptonzahlverletzende Tau-Zerfälle ein Verzweigungsverhältnis vorhersagen, das im messbaren Bereich aktueller Experimente liegt. Im Folgenden soll beispielhaft eine Auswahl dieser weiterführenden Modelle gegeben werden, in denen speziell der Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ begünstigt ist. Es sei darauf hingewiesen, dass diese Modelle hier nicht im Detail vorgestellt werden sollen, sondern hierbei auf die jeweiligen Referenzen verwiesen wird.

Supersymmetrische See-Saw Modelle

Die Supersymmetrie (SUSY) beschreibt eine Symmetrie zwischen Fermionen und Bosonen. Hierbei existiert zu jedem SM-Teilchen ein supersymmetrischer Partner, das heißt, zu jedem Fermion existiert unter einer SUSY-Transformation ein Boson

¹Die Feinstrukturkonstante α beschreibt die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung

und umgekehrt. Eine supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells mit einem minimalen Satz an neuen Parametern ist das Minimal Supersymmetrische Standardmodell (MSSM) [11].

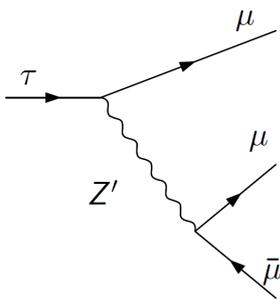
Eine Erklärung der großen Massenunterschiede zwischen geladenen Leptonen und Neutrinos liefert der sogenannte "See-Saw Mechanismus" [12, 13]. Dieser beschreibt die Ursache der geringen Massen der bekannten (linkshändigen) Neutrinos durch die Existenz sehr schwerer (rechtshändiger) Neutrinos, welche einen Majorana-Teilchencharakter besitzen.

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich ein Modell (z.B. [14]), in dem ein leptonzahlverletzender Zerfall durch Kopplung an ein neutrales Higgs-Boson erfolgen kann. Somit erhält man für das Verzweigungsverhältnis des Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ eine starke Abhängigkeit vom Parameter $\tan(\beta)^2$ [15]:

$$BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} \propto (\tan \beta)^6$$

Es werden je nach verwendeten SUSY-Parametersatz Verzweigungsverhältnisse für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ in der Größenordnung von 10^{-7} bis 10^{-14} vorhergesagt [16].

Nicht universelle Z' Bosonen



In Topcolor-Technicolor-Modellen (TC2) wird die Elektroschwache Symmetrie dynamisch gebrochen, also nicht durch die Existenz eines Higgs Teilchen sondern mit sogenannten Kondensaten [17]. An Hand einer neuen Wechselwirkung mit zugrundeliegender $U(1)$ Eichsymmetrie, entsteht ein schweres, nicht-universelles Z' Boson, das an Fermionen verschiedener Generationen unterschiedlich stark koppelt. Durch dieses Z' Boson werden leptonzahlverletzende Zerfälle ermöglicht, wie das nebenstehende Feynman Diagramm (aus [18]) für den Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ zeigt. Vorhergesagte Verzweigungsverhältnisse liegen in der Größenordnung von $BR \approx 10^{-8}$ [19].

"Littlest Higgs" Modell mit T-Parität

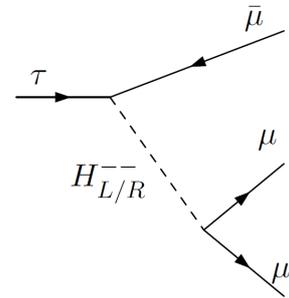
Little Higgs Modelle beschreiben einen alternativen Ansatz zur Lösung des kleinen Hierarchie-Problems. Dabei werden eine Vielzahl zusätzlicher Teilchen eingeführt, deren Kopplungen jedoch nicht mehr verträglich mit bisherigen Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkung sind. Im sogenannten "Littlest Higgs" Modell [20] fordert man daher eine diskrete Symmetrie (T-Parität), so dass diese neuen Teilchen lediglich in "Loop"-Korrekturen auftreten dürfen und Beiträge auf "tree-level" verboten sind. Für leptonzahlverletzende Zerfälle ergeben sich in diesem speziellen Modell zusätzliche Möglichkeiten, durch die Verzweigungsverhältnisse für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ im Bereich von 10^{-8} bis 10^{-10} zu erwarten sind.

² $\tan(\beta)$ = Verhältnis der Vakuumerwartungswerte der zwei Higgs-Doublets im MSSM

Doppelt geladene Higgs-Bosonen

Ein weiterer Typ von Modellen für "Neue Physik" beschreibt eine links-rechts Symmetrie die zu zweifach geladenen Higgs-Bosonen führt. Zwei Modelle sind hierbei von Interesse, das Zee-Babu Modell[21, 22] sowie das Modell eines Higgs Isospin-Triplets[23]. In beiden Fällen werden $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfälle durch doppelt geladene Higgs-Bosonen induziert (siehe Abb. rechts [18]).

Hierbei werden Verzweungsverhältnisse im Bereich von $10^{-7} - 10^{-9}$ vorhergesagt[24].



Zusammenfassend ist zu sagen, dass es eine Reihe theoretischer Modelle gibt, die ein Verzweungsverhältnis für den Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ im Bereich der aktuellen, gemessenen oberen Grenze von $BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} = 3,2 \times 10^{-8}$ [1] vorhersagen. Somit eignet sich dieser Zerfall einerseits um "Neue Physik" zu entdecken, oder aber um theoretische Modelle auszuschließen.

Kapitel 3

Das LHCb Experiment

Das LHCb Experiment ist eines der vier großen Experimente am Large Hadron Collider (LHC). Der Zusatz "b" für *beauty* im Namen des Experiments markiert seine spezielle Ausrichtung. Die primären Ziele des Experiments sind in erster Linie Präzisionsmessungen von CP verletzenden Zerfällen bzw. sehr seltenen Zerfällen von B -Hadronen, sowie die Suche nach bisher unentdeckten Zerfällen als Hinweise auf "Neue Physik". Dieses Kapitel soll den dafür speziellen Aufbau des Detektors vorstellen, sowie die für die $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Analyse wichtige Myonidentifikation erläutern.

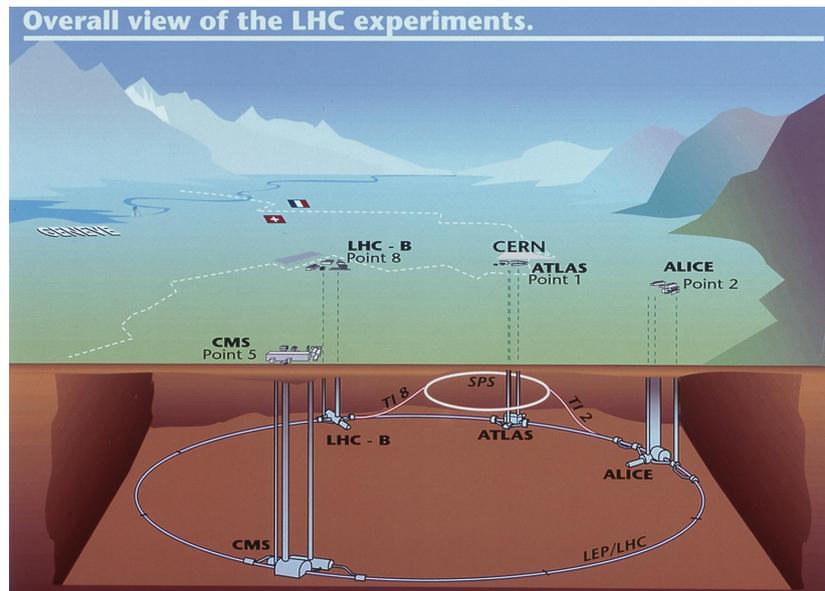


Abbildung 3.1: Die 4 großen Experimente am Large Hadron Collider bei Genf, [25].

3.1 Der Large Hadron Collider

Das CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) bei Genf ist mittlerweile das größte Forschungszentrum für Teilchenphysik. Dort befindet sich in einer Tiefe von rund 100 m der leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger der Welt, der Large Hadron Collider (LHC). Dieser ringförmige Beschleuniger besitzt einen Umfang von 27 km und führt zwei entgegengesetzte Protonenstrahlen. Die beschleunigten Protonen erreichen dabei eine Energie von jeweils bis zu 7 TeV und werden an 4 Stellen des Beschleunigers zur Kollision gebracht. An diesen Punkten befinden sich die Detektoren der vier großen Experimente ALICE, ATLAS, CMS und LHCb (siehe Abb. 3.1).

3.2 Der LHCb Detektor

Zur Rekonstruktion exklusiver B -, D - und τ -Zerfälle ist eine saubere und vor allem eindeutige Spurrekonstruktion notwendig. Um die bei Proton-Proton-Kollisionen entstehenden Teilchen eindeutig einem Primärvertex zuordnen zu können, werden die Protonenstrahlen im Kollisionspunkt des LHCb-Detektors nur so stark fokussiert, dass durchschnittlich eine primäre Wechselwirkung pro Kollision stattfindet. Dies ist bei einer Luminosität von $L = 2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ der Fall. Bei dieser Luminosität entstehen pro Sekunde ca. 100000 $b\bar{b}$ -Paare¹, welche bevorzugt jeweils in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung entlang des Strahls produziert werden. Erklärt wird dies durch die relativ geringe Masse eines b Quarks im

¹Diese Zahl erhält man bei einer konservativen Abschätzung des Wirkungsquerschnitts für die $b\bar{b}$ -Produktion von $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$.

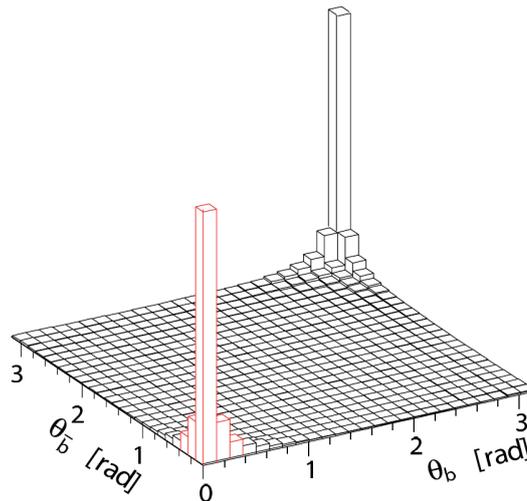


Abbildung 3.2: Korrelation der Polarwinkel für erzeugte $b\bar{b}$ -Paare eines Ereignisses, [26].

Vergleich zur Verfügung stehenden Energie des Protonenstrahls. Der dominante Prozess für b -Produktion ist die Fusion zweier Gluonen, für die jedoch ein großer Impulsbereich zur Verfügung steht. In der Regel treffen sich Gluonen mit unterschiedlichem Impuls, wodurch es zu einem starken Boost der entstehenden Teilchen entlang der Strahlrichtung kommt. Dies zeigt die Polarwinkelverteilung in Abbildung 3.2 für zwei produzierte B - und \bar{B} -Mesonen eines Ereignisses. Aufgrund der Tatsache, dass der Großteil an erzeugten B -Mesonen innerhalb eines kleinen Kegels entlang der Strahlachse zu finden ist, wurde als Detektorlayout ein einarmiges Vorwärtsspektrometer gewählt, welches in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Das rechtshändige LHCb-Koordinatensystem ist durch die z -Achse in Strahlrichtung bestimmt. Der Detektor deckt in x -Richtung einen Winkelbereich von 10 - 300 mrad, in y -Richtung einen Bereich von 10 - 250 mrad ab. So lassen sich rund 25% aller erzeugten B -Mesonen mit dem Detektor erfassen.

Der Detektor besteht aus mehreren Subdetektoren, die einerseits für die Spurfindung und Vertexrekonstruktion (Vertex Locator & Spurkammern) sowie für die Teilchenidentifikation (RICH-Detektoren & Kalorimeter- und Myonsystem) benötigt werden. Diese sollen im Folgenden vorgestellt werden.

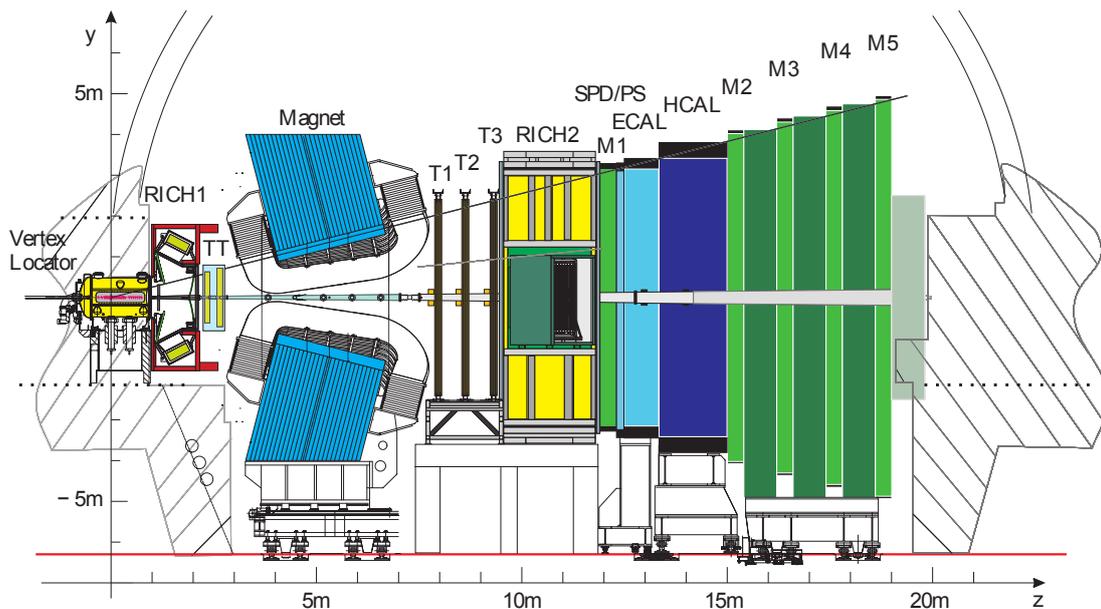


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des LHCb-Detektors in der Seitenansicht, [27]. Die abgebildeten Subdetektoren (von links nach rechts): Vertex Locator (VeLo), RICH1, Trigger Tracker (TT), der Magnet, die inneren und äußeren Spurkammern (T1-T3), RICH2, Scintillating Pad Detektor (SPD), Preshower Detektor (PS), das elektromagnetische (ECAL) und hadronische (HCAL) Kalorimeter, sowie die Myonkammern (M1-M5).

3.2.1 Spur- und Vertexrekonstruktion

Die für die Spurrekonstruktion verwendeten Subdetektoren sind neben dem Vertex Locator (VeLo) und dem Trigger Tracker (TT) die Hauptspurkammern (T1-T3), welche wiederum aus dem Inner Tracker (IT) und Outer Tracker (OT) bestehen. Zwischen TT und den Hauptspurkammern befindet sich ein Dipolmagnet [28] mit einem integrierten Magnetfeld von $\int B dl = 4,2 \text{ Tm}$. Das Magnetfeld ist so konstruiert, dass es vor allem in negative y -Richtung zeigt und nur sehr kleine Komponenten in x - und z -Richtung besitzt. So werden elektrisch geladene Teilchen mit einer Flugrichtung entlang der z -Achse im Feld des Magneten in der x - z Ebene abgelenkt. Aufgrund der Steigung der Spur vor und nach dem Magnetfeld kann so der Impuls eines Teilchens bestimmt werden.

Vertex Locator

Der Vertex Locator [29, 30], auch VeLo genannt, befindet sich direkt am Kollisionspunkt und vermag die Position des primären Wechselwirkungspunktes mit einer Auflösung von $40 \mu\text{m}$ in z - und $10 \mu\text{m}$ in x - y -Richtung zu bestimmen.

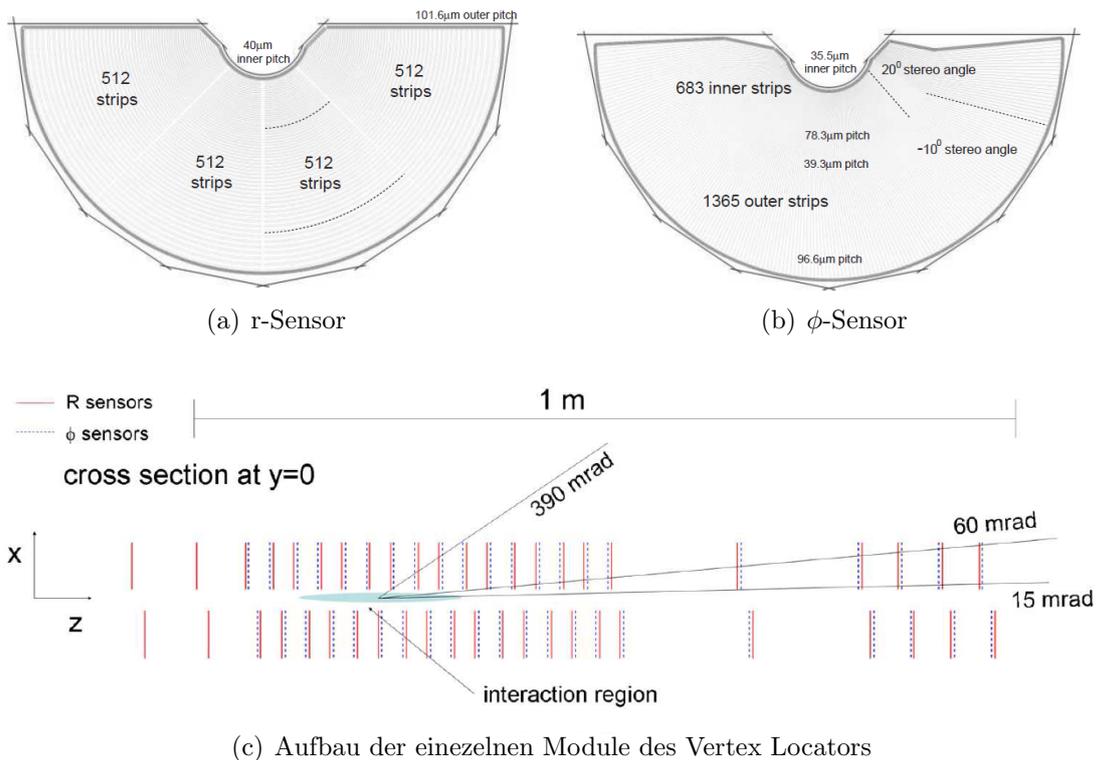


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der a) "r" und b) " ϕ " Sensortypen der VeLo-Scheiben; c) zeigt die Anordnung der Scheibenpaare im Vertex Locator [29, 31].

Der VeLo besteht aus zwei unabhängigen Hälften mit jeweils 21 halbkreisförmigen Sensorscheiben (siehe Abb. 3.4). Während der Datennahme beträgt der Abstand der einzelnen Sensoren zum Strahl nur wenige mm. Um Beschädigungen der Sensoren während der Injektionsphase des Strahls zu vermeiden, lassen sich die Sensorscheiben auseinander bewegen, so dass sie sich in einem sicheren Abstand von 3 cm zum Strahl befinden. Die Sensoren sind Siliziumstreifen-zähler mit einer Dicke von $300\ \mu\text{m}$, die in zwei Geometrien gefertigt worden sind. Der r-Typ misst den Radius bzw. Abstand eines Teilchens zur Strahlachse. Daher befinden sich auf dieser Sensorscheibe Streifen, die kreisförmig um die z-Achse angeordnet sind. Der ϕ -Sensor besitzt dagegen gerade, radial verlaufende Streifen um die ϕ -Koordinate einer Teilchenspur zu bestimmen. Beide Sensortypen werden zu Modulen verbunden, welche beidseitig entlang der Strahlachse an 21 Stationen positioniert werden. Der gesamte Aufbau befindet sich in einem Hoch-Vakuum, um Mehrfachstreuung innerhalb des VeLo zu vermeiden. Weiterhin werden die Module durch eine dünne Aluminiumfolie vom Strahl getrennt, um einerseits die Elektronik des VeLos vor Radiofrequenzen des Strahls zu schützen, andererseits das noch reinere Vakuum im Strahlrohr zu erhalten.

Trigger Tracker

Der Trigger Tracker (TT) [32] befindet sich hinter dem ersten Ring Imaging Cherenkov Detektor (RICH) direkt vor dem Dipolmagneten. Er eignet sich für die Impulsbestimmung von sehr niederenergetischen Teilchen, da diese durch das hohe Magnetfeld so stark abgelenkt werden, dass sie nicht mehr in der Akzeptanz der Spurkammern (T1-T3) liegen. Weiterhin wird der TT für die Spurrekonstruktion von langlebigen, ungeladenen Teilchen benutzt, welche außerhalb des Vertex Locator zerfallen.

Aufgebaut ist der Trigger Tracker aus übereinander angeordneten Siliziumstreifen-zählern, die hintereinander in vier Schichten verbaut worden sind. Die erste sowie die letzte Lage verläuft parallel zur y-Achse, in den beiden mittleren Lagen, wie in Abb. 3.5 zu sehen, sind die Streifen dagegen um $+5^\circ$ bzw. -5° zur y-Achse verdreht. Die Stereowinkel der Streifen-zähler ermöglichen eine Messung der y-Koordinate, wodurch sich eine räumliche Auflösung ergibt.

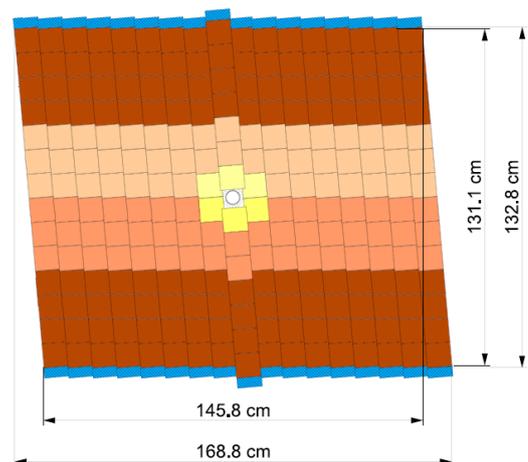


Abbildung 3.5: *Gedrehte TT Lage* [29].

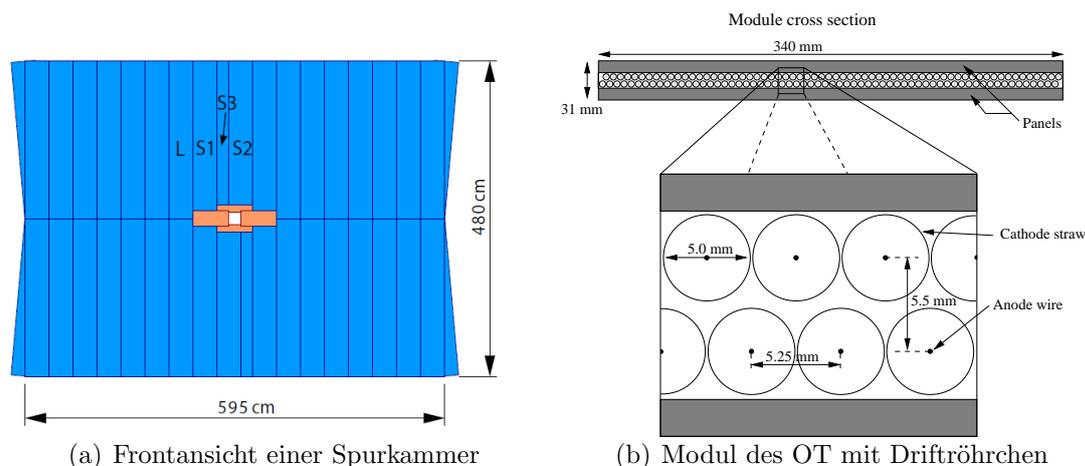


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Spurkammersystems (OT+IT), [29]. a) zeigt die Frontansicht einer der Spurkammern, der OT ist blau dargestellt, die vier Boxen (orange) markieren den IT. b) zeigt ein Modul des Outer Tracker im Durchschnitt, sowie die Anordnung der einzelnen Driftröhrchen im Modul.

Inner & Outer Tracker

Die Hauptsurkammern sind hinter dem Magneten in drei Stationen T1, T2 und T3 angeordnet. Aufgrund des hohen Teilchenflusses in der Nähe des Strahlrohrs, bestehen die Spurkammern jeweils aus einem inneren Teil, dem Inner Tracker (IT)[33], sowie einem äußeren Teil, dem Outer Tracker (OT)[34]. Der IT besteht, wie der Trigger Tracker, aus Siliziumstreifen, die in Form eines Kreuzes um das Strahlrohr befestigt sind (siehe Abb. 3.6). In diesem Bereich (2% der Gesamtfläche) lassen sich ca. 20% aller Spuren rekonstruieren.

Um den Inner Tracker herum befindet sich der Outer Tracker, der aus Proportionalzählrohren aufgebaut ist. Diese Driftröhrchen besitzen jeweils einen Anodendraht und sind mit einem speziellen Argon-CO₂ Gemisch befüllt. Die maximale Driftzeit beträgt 43 ns.

Beide Teile der Spurkammern werden in Lagen zusammengefasst. Wie bereits im TT, werden diese Lagen in verschiedenen Winkeln zur y-Achse angeordnet, um eine Ortsauflösung entlang der Drähte bzw. Streifen zu erhalten. Vier dieser Lagen bilden eine der drei "Tracking-Stationen" (T1-T3). Die erreichte Auflösung in x-Richtung beträgt für den IT ca. 50 μm und 200 μm für den OT.

3.2.2 Die RICH Detektoren

Die beiden Ring Imaging Cherenkov Detektoren [35], RICH1 und RICH2, dienen der Teilchenidentifikation. Um einen weiten Impulsbereich abdecken zu können, wurden zwei RICH Detektoren mit unterschiedlichem Brechungsindex an verschiedenen Positionen des LHCb Detektors verbaut. RICH1 befindet sich im vorderen Teil des Detektors zwischen dem VeLo und dem Trigger Tracker. So ist gewährleistet, dass auch niederenergetische Teilchen (Impulsbereich 1 – 60 GeV) gemessen werden können bevor sie im Magnetfeld aus der Detektorakzeptanz gekrümmt werden. RICH2 ist hinter den Hauptspurkammern positioniert und deckt Teilchenimpulse bis zu 100 GeV ab.

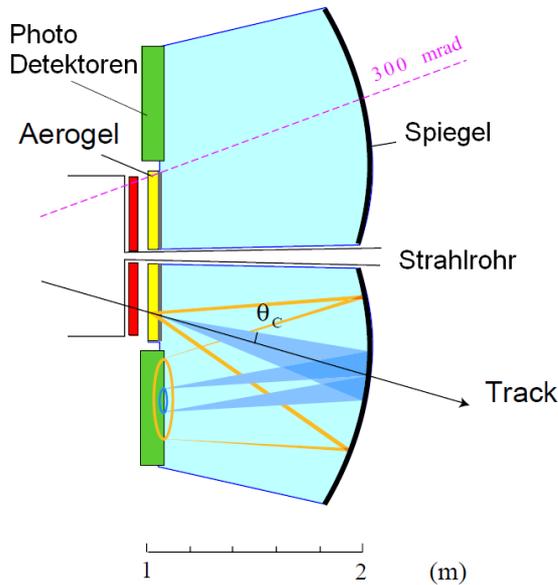


Abbildung 3.7:
Schematische Ansicht des RICH1 [35].
Gezeigt ist die Fokussierung des Lichtkegels auf die Photodetektoren.

Winkel Θ_C bestimmt werden kann. Zusammen mit der Impulsmessung P kann so auf die Masse m der Teilchen geschlossen werden [36]:

$$\cos(\Theta_C) = \sqrt{1 + (m/P)^2}. \quad (3.2)$$

Das Funktionsprinzip der RICH Detektoren beruht auf dem Cherenkov-Effekt, der bei hochenergetischen Teilchen in Materie mit Brechungsindex n zu beobachten ist. Dabei emittieren Teilchen sogenannte Cherenkov-Strahlung, sofern sie eine Geschwindigkeit v besitzen, die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit $c' = c/n$ im Medium. Diese Strahlung wird in Form eines Lichtkegels unter einem Winkel Θ_C emittiert, der mit dem Brechungsindex des Mediums und der Teilchengeschwindigkeit verbunden ist:

$$\cos(\Theta_C) = \frac{c'}{v} = \frac{1}{\beta n}. \quad (3.1)$$

In den RICH-Detektoren werden die Lichtkegel über ein Spiegelsystem auf Photodetektoren projiziert (siehe Abbildung 3.7), so dass durch Messung des Kreisradius der zugehörige Cherenkov-

3.2.3 Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem wird in erster Linie verwendet, um Elektronen, Photonen und Hadronen zu unterscheiden, sowie ihre Energie und Position zu bestimmen [37]. Dazu ist das System in vier aufeinander folgende Subdetektoren (Abb. 3.3) aufgeteilt, die sich zwischen den Myonkammern M1 und M2 befinden:

Scintillating Pad Detektor

Der erste Teil des Kalorimetersystems ist der Scintillating Pad Detektor (SPD), bestehend aus einer 15 mm dicken Szintillatorschicht. Diese eignet sich zum Unterscheiden von Elektronen und Photonen, da nur geladene Teilchen ein Signal im SPD hinterlassen. Im Anschluss an die Szintillatorschicht folgt eine 12 mm dicke Bleiabschirmung, die elektromagnetische Schauer induziert.

Pre-Shower Detektor

Direkt hinter der genannten Bleischicht befindet sich der Pre-Shower Detektor (PS), der, wie der SPD, aus Szintillatoren besteht. Seine Aufgabe besteht darin, die in der Bleischicht des SPD ausgelösten elektromagnetischen Schauer zu erfassen, und diese so von den erst später entstehenden hadronischen Teilchenschauern unterscheiden zu können.

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) ist aus sich abwechselnden Schichten von 2 mm dicken Bleiplatten und 4 mm dicken Szintillatorschichten aufgebaut. Dieser Aufbau ermöglicht bei einer leicht begrenzten Energieauflösung zusätzlich die Gewinnung Ortsinformationen und ist relativ strahlungsresistent. Die Gesamtlänge des ECAL entspricht 25 elektromagnetischen Interaktionslängen, aber nur 1,1 hadronischen Interaktionslängen. Somit ist das ECAL besonders sensitiv auf Elektronen und Photonen, die durch Bremsstrahlung oder Paarbildung Kaskaden aus weiteren Photonen oder Elektronen erzeugen. Die relative Energieauflösung des ECAL liegt bei

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1,5\%, \quad (3.3)$$

wobei die Energie E in GeV anzugeben ist und \oplus eine quadratische Addition symbolisiert.

Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter (HCAL) besitzt einen ähnlichen Aufbau wie das ECAL, jedoch wird zum Auslösen hadronischer Schauer ein anderes Material

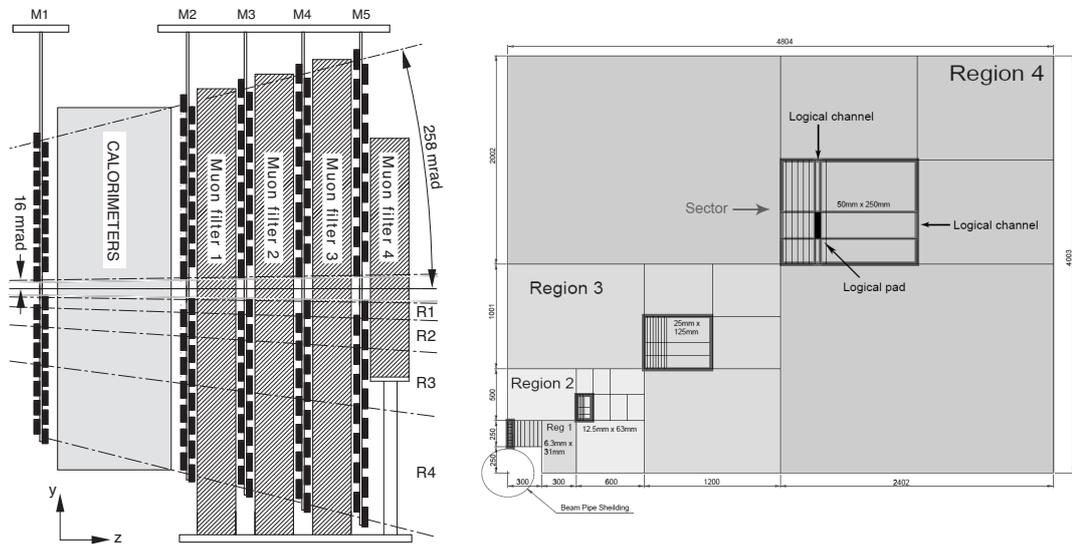
verwendet. Zwischen den Szintillatoren mit jeweils 4 mm Dicke werden 16 mm dicke Eisenplatten über eine Länge von 1,2 m verbaut. Dies entspricht wiederum 5,6 hadronischen Interaktionslängen. Für das HCAL ergibt sich folgende Energieauflösung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%, \quad (3.4)$$

mit der Energie E in GeV und \oplus für eine quadratische Addition.

3.2.4 Das Myonsystem

Das Myonsystem [38], wie es in Abbildung 3.8 gezeigt ist, bildet den letzten Teil des Detektors und besteht aus insgesamt fünf Stationen, M1 bis M5. Die erste Myon-Station M1 befindet sich vor den Kalorimetern und dient primär zur Verbesserung der Transversalimpulsbestimmung für den Trigger. Die für die eigentliche Myonidentifikation verwendeten Stationen sind M2 bis M5. Diese sind direkt hinter dem Kalorimetersystem platziert und werden jeweils von einer 80 cm dicken Absorberschicht aus massivem Eisen getrennt. Die gesamte Abschirmung besitzt somit eine Dicke von 20 Wechselwirkungslängen und wird zur Absorption von hadronischen Teilchen benötigt. Damit ein Myon alle fünf Stationen durchqueren kann, benötigt es einen minimalen Impuls von rund 6 GeV.



(a) Seitenansicht der 5 Myonkammern (b) Frontansicht eines Quadranten aus Station M2

Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Myonsystems. a) Anordnung der fünf Myonkammern. b) Frontansicht einer der 4 Quadranten aus Station M2. Zu sehen ist die Einteilung der 4 Regionen mit unterschiedlicher Granularität, sowie die Größe der jeweiligen Pads.

Aufgebaut sind die einzelnen Kammern aus Vieldraht-Proportionalzählern (MWPC²), die eine schnelle Auslesung des Signals garantieren. Aufgrund des sehr hohen Teilchenflusses in der ersten Myonkammer werden im Bereich des Strahlrohrs jedoch Gaselektronenvervielfacher (GEM³) verwendet. Da in allen Stationen der Teilchenfluss mit zunehmender Entfernung zum Strahl abnimmt, sind die Kammern jeweils in vier Regionen mit unterschiedlicher Granularität eingeteilt, siehe Abb. 3.8 b). Beginnend bei einer Padgröße von 50 mm × 250 mm in der äußersten Region (R4), wird die abgedeckte Fläche pro Pad in den folgenden Region jeweils halbiert, um die Belegung der Detektorteile auf einem ähnlichen Niveau zu halten.

3.2.5 Offline Myonidentifikation

Da für die spätere Analyse des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ die Rekonstruktion der Myonen von besonderer Wichtigkeit ist, wird im Folgenden die Identifikation der Myonen in der Offline Analyse vorgestellt [39].

Der Algorithmus beginnt mit rekonstruierten Spuren, welche den gesamten Detektor bis in die Kalorimeter durchlaufen haben. Anschließend wird in einer Vorselektion von diesen Spuren gefordert, dass sie in die Akzeptanz der Myonkammer M3 zeigen und mindestens einen Impuls von 3 GeV besitzen (ca. 50% der Myonen mit diesem Impuls erreichen M3 [40]). Die Idee der Myonidentifikation besteht darin, diese vorselektierten Spuren linear in die Myonkammern zu extrapolieren und zu prüfen, ob die Spurextrapolationen mit Hits in den einzelnen Stationen verbunden werden können. Dafür wird um die verlängerte Spur ein Suchfenster (**Field Of Interest**) in Abhängigkeit des gemessenen Impulses berechnet. Da die Myonkammern je nach Region eine unterschiedliche Granularität besitzen, wird das Suchfenster für jede Myonstation und jede Region separat berechnet.

Ein Teilchen wird als Myon erkannt, sofern für seine Spur Hits innerhalb des FOI gefunden werden. Dies muss je nach Impuls der Teilchen in verschiedenen Myonstationen erfolgen (3.1):

Impulsbereich der Spur	notwendige Myonstationen
$3\text{GeV} < P < 6\text{GeV}$	Hits in M2 & M3
$6\text{GeV} < P < 10\text{GeV}$	Hits in M2 & M3 & (M4 oder M5)
$P > 10\text{GeV}$	Hits in M2 & M3 & M4 & M5

Tabelle 3.1: Für Myonidentifikation notwendige Stationen in Abhängigkeit des Impulses, in denen ein Hit innerhalb des FOI gefunden werden muss.

Für jeden Hit innerhalb des FOI berechnet der Algorithmus zusätzlich den Abstand zwischen Spurextrapolation und dem Ort des Treffers. Aus der Verteilung

²multi-wire proportional chamber

³gas electron multiplier

dieser gemittelten Abstände lassen sich nun zwei Likelihoods (\mathcal{L}) bestimmen: Eine unter der Annahme eines echten Myons und eine zweite für eine Nicht-Myon Hypothese. Die Differenz dieser Likelihoods (DLL) wird zusätzlich verwendet, um die Reinheit Myonidentifizierung zu erhöhen. Diese DLL wird mit Informationen aus anderen Sub-Systemen zu einer kombinierten DLL verbunden und besitzt so eine maximale Unterscheidungskraft. Auf die Verwendung dieser kombinierten DLL wird in Kapitel 5.2 nochmals näher eingegangen.

3.3 Das LHCb Triggersystem

Eine der wichtigsten Komponenten eines Hochenergie-Teilchenphysikexperiments ist das Triggersystem. Die Aufgabe des Triggers besteht darin, aus einer Vielzahl an Teilchenkollisionen nur potentiell interessante Ereignisse auszuwählen. Beim LHCb-Experiment kommt es alle 25 ns, also mit einer Rate von 40 MHz, zu Proton-Proton-Kollisionen im Detektor. Um die dabei anfallende Menge an Daten möglichst effektiv und robust zu filtern, wurde ein zweistufiges Triggersystem entwickelt [41]. Dieses reduziert die Datenrate auf ca. 2 kHz, welche anschließend komplett gespeichert werden kann.

Der gesamte Aufbau des Triggersystem wird in Abbildung 3.9 grafisch dargestellt und soll im Folgenden erklärt werden.

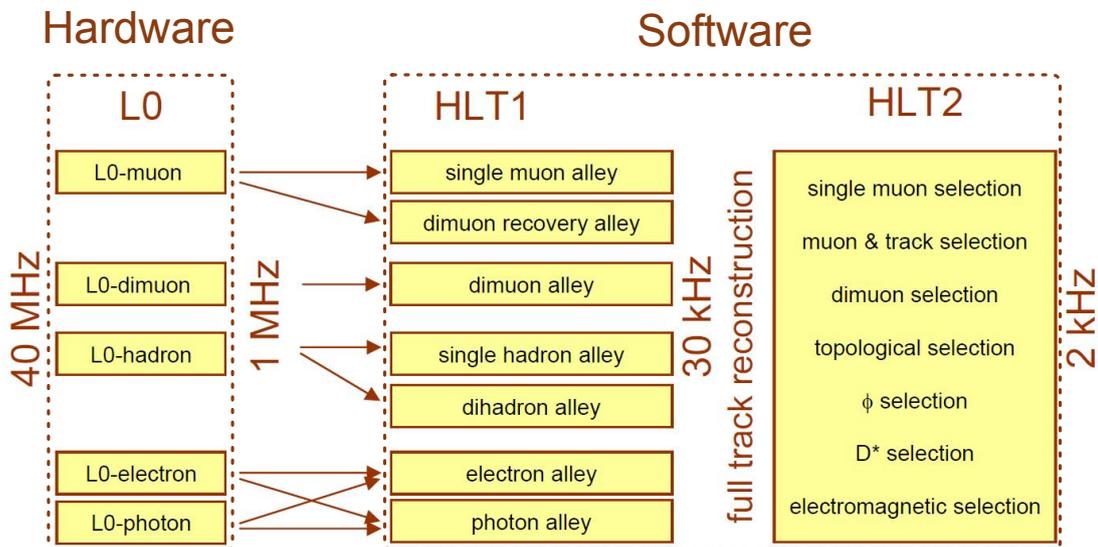


Abbildung 3.9: Darstellung des LHCb Triggersystems, [31]. Die erste Triggerstufe bildet ein Hardwaretrigger (L0), dessen Entscheidung von der 1. Substufe des Softwaretriggers (HLT1) bestätigt werden muss. In der 2. Instanz (HLT2) werden einzelne inklusive und exklusive Selektionen durchlaufen. Die gesamte Datenrate wird dabei von ursprünglich 40 MHz auf 2 kHz reduziert.

3.3.1 Hardware Trigger

Die erste Triggerebene besteht aus einem in schneller Elektronik aufgebauten Hardware-Trigger, dem *Level-0 Trigger (L0)*. Dieser reduziert die Datenrate auf 1 MHz, mit der anschließend der gesamte Detektor ausgelesen werden kann. Dabei greift der L0-Trigger primär auf Informationen aus den Kalorimetern und dem Myon-System zu. Somit werden Ereignisse selektiert, bei denen entweder eine hohe Transversalenergie E_t im elektronischen oder hadronischen Kalorimeter deponiert wurde oder Teilchen ausgewählt, bei denen ein großer transversaler Impuls P_t im Myon-System detektiert wurde. Je nach Teilchenart werden verschiedene Schwellen für eine positive Triggerentscheidung gefordert. Hadronische Teilchen müssen mindestens eine Transversalenergie von $E_t > 3,5 \text{ GeV}$ im HCAL deponiert haben, bei Elektronen und Photonen liegt die Grenze im ECAL bei $E_t > 2,6 \text{ GeV}$ bzw. $E_t > 2,3 \text{ GeV}$. Der Myontrigger verlangt dagegen für einen einzelnen Myonkandidaten einen minimalen Transversalimpuls von $P_t > 1,3 \text{ GeV}$. Bei zwei Myonkandidaten wird für den gemeinsamen Transversalimpuls ein Minimum von $|P_t(1)| + |P_t(2)| > 1,5 \text{ GeV}$ gefordert.

Zusätzlich besitzt der L0-Trigger die Möglichkeit Ereignisse zu verwerfen, in denen z.B. mehrere Primärwechselwirkungen stattgefunden haben, oder eine besonders hohe Anzahl an Teilchenspuren vorhanden ist. Die verbleibenden Ereignisse mit nur einem Primärvertex sind leichter und schneller zu rekonstruieren.

3.3.2 Software Trigger

Die zweite Stufe des Triggersystems bildet ein Software-basierter Trigger, der *High-Level Trigger (HLT)*, welcher auf die gesamten Informationen eines Ereignisses zurückgreifen kann. Der HLT ist eine vollständig in C++ implementierte Anwendung, welche auf einer speziellen CPU-Farm (Event Filter Farm) ausgeführt wird. Diese Rechner-Farm soll nach Fertigstellung aus 1000 Recheneinheiten mit jeweils 16 CPU-Kernen bestehen. Der High-Level Trigger ist selbst wiederum in zwei Substufen unterteilt, in HLT1 und HLT2.

Der **HLT1** reduziert die Ausleserate des Detektors auf $\sim 30 \text{ kHz}$. Dafür wird eine Teilrekonstruktion der Ereignisse durchgeführt. Mit Hilfe von Informationen der vorherigen Triggerstufe wird um Teilchenkandidaten aus dem L0-Trigger ein Bereich definiert, in dem eine vollständige Spurrekonstruktion ausgeführt wird. Dies hat den Vorteil, dass der notwendige Rechenaufwand im Vergleich zu einer gesamten Rekonstruktion des Ereignisses begrenzt ist. Je nach Bewertung des Ereignisses in der L0-Triggerstufe werden verschiedene Algorithmen ("*alleys*") im High-Level Trigger ausgeführt, um die L0-Entscheidung zu bestätigen oder zu verwerfen, vergleiche dazu Abb. 3.9. Daher wird diese HLT Stufe als "*L0 confirmation*" bezeichnet.

Anschließend wird für alle verbleibenden Ereignisse im **HLT2** eine vollständi-

ge Rekonstruktion aller Spuren durchgeführt. Zur weiteren Filterung von interessanten Ereignissen stehen verschiedene Selektionen bzw. Trigger-Linien zur Verfügung. Diese unterscheiden sich in zwei Arten: *inklusive* und *exklusive* Selektionen. Letztere sind speziell auf einen bestimmten Zerfall optimierte Selektionen, inklusive Trigger-Linien sind dagegen konstruiert worden, um verschiedene Zerfälle mit ähnlichen Eigenschaften zu selektieren. Diese können beispielsweise Eigenschaften von stabilen Teilchen wie Myonen oder Elektronen sein, oder aber auch typische Zerfallstopologien. Alle Trigger-Linien zusammen dürfen eine Datenausgabe von rund 2 kHz produzieren, was der Bandbreite des Speichersystems entspricht.

Kapitel 4

Ereignissimulation und Eigenschaften des Zerfalls

$$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$$

4.1 Ereignissimulation

Da der LHC zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht mit der Datennahme begonnen hat, basiert die vorgestellte Studie des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ vollständig auf simulierten Daten. Die notwendigen Ereignissamples werden aus Monte Carlo Simulationen mit Hilfe des Generators PYTHIA erhalten, welcher das Ereignis beginnend bei der Proton-Proton Kollision vollständig simuliert. Anschließend werden unter Verwendung der GEANT4 Software die Signalbildung innerhalb des Detektors sowie mögliche Materieinteraktionen nachgebildet. Dies geschieht unter Berücksichtigung einer möglichst vollständigen Beschreibung des Detektors mit allen zugehörigen Subkomponenten. Dabei werden auch Kalibrationseffekte und Ungenauigkeiten der Detektorausrichtung berücksichtigt, um letztendlich ein möglichst authentisches Signal des LHCb-Detektors zu erhalten. Solche Monte Carlo Studien eignen sich sehr gut, um viel über das Verhalten des Detektors noch vor der Inbetriebnahme zu lernen. Für Studien, wie der hier vorgelegten, ist es besonders von Vorteil, dass es jederzeit möglich ist, direkt auf Generator-Ebene die Ergebnisse mit den vorgegebenen Daten zu überprüfen ("MC truth" Informationen). Alle im Folgenden verwendeten Datensätze sind im Rahmen der "Data Challenge 06" (DC06) produziert worden. Die verwendeten Parameter für die Produktion lassen sich aus Referenz [43] entnehmen.

Für die Analyse werden zwei Typen von Datensätzen benötigt. Einerseits ein Signaldatensatz, der den Tau-Zerfall in drei Myonen explizit enthält, andererseits verschiedene Untergrund-Datensätze um eine möglichst authentische Beschreibung potentieller Untergrundereignisse zu erhalten, die den Signalzerfall imitieren können. Da die Existenz des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ bisher nicht nachgewiesen werden konnte und folglich auch kein entsprechendes Verzweungsverhältnis be-

Name des Datensatzes	Zerfall	# Ereignisse	Luminosität
<i>Tau_mumumu = DecProdCut</i>	$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$	51195	$5,4 \text{ fb}^{-1}$ *
<i>incl_b\bar{b} = DiMuon</i>	inklusive $b\bar{b} \rightarrow \mu\mu$	$26,2 \cdot 10^6$	$5,4 \text{ pb}^{-1}$
<i>incl_c\bar{c}</i>	inklusive $c\bar{c}$	208505	$0,13 \text{ nb}^{-1}$
<i>minbias(L0 stripped)</i>	minimum bias	$3,84 \cdot 10^6$	$0,63 \text{ nb}^{-1}$
<i>minbias(L0 \times HLT1 stripped)</i>	minimum bias	91279	$0,50 \text{ nb}^{-1}$

Tabelle 4.1: *Verwendete DC06 Monte Carlo Datensätze.*

* unter Annahme eines Verzweigungsverhältnisses von $BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} = 3,2 \cdot 10^{-8}$

stimmt wurde, ist ein spezieller Signal Datensatz generiert worden. Hierfür wurden Ereignisse gefiltert, in denen ein τ -Lepton produziert wurde. Anschließend werden alle im SM vorgesehenen Verzweigungsmöglichkeiten für das Tau durch den gewünschten leptonzahlverletzenden Zerfall ersetzt. Dieser Zerfall wird lediglich durch ein Phasenraum-Modell beschrieben und unterliegt somit nur kinematischen Beschränkungen. Zusätzlich wurde bei diesem Datensatz ein Filter verwendet, der nur Ereignisse speichert, bei denen sich alle Zerfallsprodukte (in diesem Fall die drei Myonen) innerhalb der Detektorakzeptanz befinden. Dies hat den Vorteil, dass der Datensatz nicht unnötig an Größe gewinnt und lediglich rekonstruierbare Signalereignisse beinhaltet.

Für die Untergrundabschätzung werden mehrere Datensätze verwendet, auf deren Verwendung in Abschnitt 4.4 sowie in Kapitel 6 bei der Bestimmung von Triggereffizienzen näher eingegangen wird. Neben dem bereits genannten $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Datensatz werden zwei weitere Typen von Monte Carlo Datensätze verwendet. Für einen "minimum bias" Datensatz werden Proton-Proton Kollisionen simuliert und für alle dabei produzierten Teilchen ihr natürliches Verzweigungsverhältnis angenommen. Sofern mindestens eine primäre Interaktion stattgefunden hat, wird das Ereignis gespeichert und keine weitere Filterung vorgenommen. Daher werden diese Daten als "minimum bias" bezeichnet. Alle anderen Datensätze enthalten dagegen nur Ereignisse, die zuvor bereits gefiltert worden sind. Im Fall eines inklusiven Datensatzes wie z.B. *incl_b\bar{b}*, werden Ereignisse gespeichert, in denen mindestens ein $b\bar{b}$ -Paar produziert worden ist.

Alle in dieser Arbeit verwendeten Datensätze sind in Tabelle 4.1 zusammen getragen. Um die Größe der einzelnen Datensätze miteinander in Relation setzen zu können, ist jeweils die entsprechende integrierte Luminosität angegeben. Ein Jahr nominelle Laufzeit des LHCb Experiments entspricht dabei 2 fb^{-1} .

4.2 Tauproduktion bei LHCb

Für die Produktion von τ -Leptonen am LHC existieren vier nennenswerte Quellen. In erster Linie sind dies leptonische und semileptonische Zerfälle von **B-** und **D-Mesonen**. Weiterhin dienen Zerfälle von **W-** und **Z-Bosonen** ($W \rightarrow \tau\nu_\tau$, $Z \rightarrow \tau\tau$) als mögliche Quellen, jedoch ist deren Wirkungsquerschnitt für die τ -Produktion um mehrere Größenordnungen kleiner als im Fall der B - und D -Mesonen [18]. Aufgrund der besonderen Bauart des LHCb-Detektors als Vorwärtspektrometer (siehe Abschnitt 3.2) ist der Anteil von W - und Z -Bosonen innerhalb der Detektorakzeptanz zusätzlich äußerst gering. Grund dafür ist, dass die Produktion dieser Bosonen zum Großteil mit einem großen Transversalimpuls zur Strahlachse stattfindet. Somit liegen auch die Zerfallsprodukte (also die Taus) nicht im Bereich des Detektors.

Die besondere Geometrie des LHCb-Detektors erlaubt jedoch eine sehr gute Erfassung von Taus, welche entlang der Strahlachse produziert werden. Daher eignen sich als Quelle für τ -Leptonen besonders Zerfälle von B - und D -Mesonen, sowie in geringerem Maße auch Zerfälle von schweren b -Baryonen. Für eine quantitative Angabe der τ -Quellen im Signal-Datensatz wurde dieser auf Generatorebene untersucht, das Ergebnis ist in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

direkte τ Quellen	Zerfallsweg der τ Mutter	Anteil aller τ 's
$D^{+/-}$ Meson	prompte $D^{+/-}$ bzw. $D^{*+/-}$	1,4%
	$D^{+/-}$ aus B Mesonen/Baryonen	0,5%
$D_s^{+/-}$ Meson	prompte $D_s^{+/-}$	11,5%
	prompte $D_s^{*+/-} \rightarrow D_s^{+/-}$	32,9%
	$D_s^{+/-}$ aus B Mesonen/Baryonen	16,4%
$B^{+/-}$ Meson	prompte $B^{+/-}$	15,3%
B^0/\bar{B}^0 Meson	prompte B^0/\bar{B}^0	15,2%
B_s^0/\bar{B}_s^0 Meson	prompte B_s^0/\bar{B}_s^0	4,4%
$\Lambda_b^0/\bar{\Lambda}_b^0$ Baryon	prompte $\Lambda_b^0/\bar{\Lambda}_b^0$	2,4%

Tabelle 4.2: Quellen der Tauproduktion im Signaldatensatz auf Generatorebene.

Wie zu erkennen ist, gibt es zwei dominante Quellen für Taus. Zum einen sind dies Zerfälle von D_s -Mesonen, welche aus dem primären Vertex (prompte Teilchen) oder aus dem entsprechend angeregten D_s^* Zustand kommen. Weiterhin bilden Zerfälle von verschiedenen B -Mesonen eine große Quelle für τ -Leptonen.

Um die Jahresproduktion an Taus aus den genannten Quellen abschätzen zu können, betrachtet man die Wirkungsquerschnitte¹ für die Erzeugung von τ -Leptonen:

- Taus aus b -Produktion:

$$\sigma \approx \sigma_{incl}(b\bar{b}) \times 2 \times (BR(b \rightarrow \tau) + BR(b \rightarrow c \rightarrow \tau)) \approx 59 \mu b$$

- Taus aus c -Produktion:

$$\sigma \approx \sigma_{incl}(c\bar{c}) \times 2 \times BR(c \rightarrow \tau) \approx 51 \mu b$$

Diese Wirkungsquerschnitte erhält man aus dem Produktionsquerschnitt für die Bildung eines $b\bar{b}$ -Paares (für $c\bar{c}$ entsprechend) multipliziert mit dem Verweignungsverhältnis aus einem dieser b -Hadronen ein Tau zu erhalten. Da pro $b\bar{b}$ -Paar zwei b -Hadronen gebildet werden, ergibt sich ein zusätzlicher Faktor 2. Somit erhält man einen gesamten Wirkungsquerschnitt von $\sigma_\tau \approx 110 \mu b$.

Berücksichtigt man, dass sich die produzierten τ -Leptonen innerhalb der Detektorakzeptanz befinden sollen ($\epsilon_{Akzeptanz} = 27\%$), ergibt sich für die Gesamtzahl N_τ an produzierten Taus innerhalb eines Jahres nomineller Laufzeit des LHCb-Experiments ($L_{int} = 2fb^{-1}$):

$$N_\tau = \sigma_\tau \times L_{int} \times \epsilon_{Akzeptanz} \approx 5,9 \cdot 10^{10} \quad (4.1)$$

Von der Gesamtzahl der Taus unterscheiden sich topologisch vor allem Taus aus Zerfällen primärer D_s -Mesonen, da der leptoniche Zerfall in ein τ lediglich über

$$D_s^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau \quad \text{bzw.} \quad D_s^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau$$

erfolgen kann. Aufgrund des sehr großen Massenunterschieds zwischen Tau und Neutrino behält das Tau nahezu die gleiche Flugrichtung des Mutterteilchens bei. Diese Eigenschaft wird später auch in der Signalselektion (Kapitel 5) verwendet und dort näher erläutert.

4.3 Rekonstruktion der $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse

Für die Rekonstruktion eines Zerfalls mit drei Myonen im Endzustand wird eine effiziente und untergrundfreie Myonidentifikation benötigt. Wie in Kapitel 3.2.5 beschrieben ist das Myonsystem von LHCb in der Lage, diese Bedingung zu erfüllen.

Zu Beginn der Signal-Rekonstruktion wird besonders auf eine hohe Effizienz

¹verwendete Wirkungsquerschnitte (aus [43]): $\sigma_{incl}(b\bar{b}) = 700 \mu b$, $\sigma_{incl}(c\bar{c}) = 3640 \mu b$

der Myonrekonstruktion Wert gelegt. Hierfür werden Myonen aus einer LHCb-Standardselektion ("StdLooseMuons") verwendet, die Effizienz dieser Vorselektion für Myonen mit einem Impuls von mindestens 3 GeV liegt im Mittel bei $(96,65 \pm 0,05)\%$ bei einer Misidentifikationsrate von $(3,78 \pm 0,05)\%$ [39].

Da auch für einen möglichen leptonzahlverletzenden Zerfall die Ladung erhalten bleiben muss, sind für die Rekonstruktion nur Zerfälle mit einer Gesamtladung von ± 1 Elementarladung erlaubt:

$$\tau^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \quad \text{oder} \quad \tau^- \rightarrow \mu^- \mu^+ \mu^-$$

Für drei Myonkandidaten eines Ereignisses, die diese Ladungsbedingung erfüllen, wird nun geprüft, ob aus deren Spuren ein gemeinsamer Vertex gebildet werden kann. Zusätzlich wird aus den Viererimpulsen der Zerfallstochter die invariante Masse des Mutterteilchens, hier des Tau-Kandidaten, berechnet. Die für Signalereignisse zu erwartende Massenverteilung der rekonstruierten Taus ist in Abbildung 4.1 gezeigt. Hierzu wurden nur rekonstruierte Ereignisse verwendet, die ebenfalls mit Teilchen auf Generatorebene assoziiert wurden. Mit Hilfe einer Gauß-Funktion, die an den inneren Bereich der Verteilung angefitet wurde, erhält man eine Standardabweichung von rund 9 MeV bei einem Mittelwert von 1776 MeV. Dieser Wert entspricht in guter Näherung der Masse eines τ -Leptons (die für die MC Produktion angenommene τ -Masse beträgt $m_\tau = 1776,9$ MeV[43]). Ein sinnvolles Massenfenster $\Delta M = |m_\tau - m_{3\mu}|$ für die Rekonstruktion ist ein Intervall von 3 Standardabweichungen, da sich so ca. 99,7% der Signalereignisse einschließen lassen sollten, sofern man von einer normalverteilten Streuung der

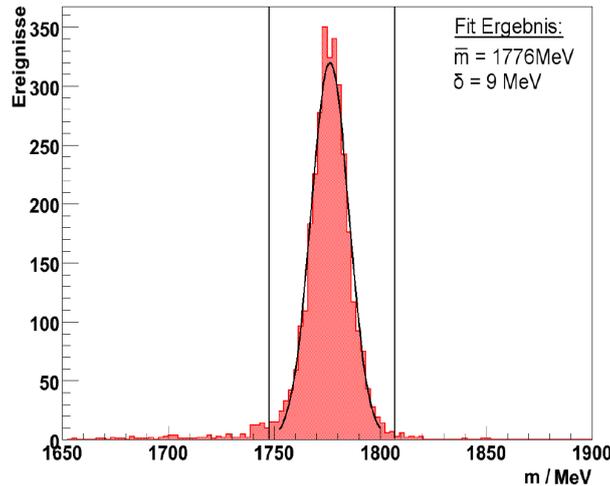


Abbildung 4.1: Erwartete Massenverteilung für rekonstruierte, Monte Carlo assoziierte Signalereignisse. An den mittleren Bereich der Verteilung ist eine Gaußfunktion angefitet worden. Die beiden Balken markieren das für die spätere Rekonstruktion gewählte Massenfenster.

Masse bedingt durch die Detektoraufösung ausgeht. Tatsächlich ist die Verteilung in den Ausläufern etwas breiter, sodass sich die Form besser durch die Summe zweier Gaußfunktionen beschreiben lässt. Für die Wahl eines geeigneten Massenfensters ist dies jedoch nur von geringer Bedeutung. Somit wird im Folgenden für das Massenfenster ein aufgerundeter Wert von $\Delta M = \pm 30 \text{ MeV}$ verwendet.

Bei genauer Betrachtung der Massenverteilung ist eine sehr kleine Schulter zu niedrigeren Massen zu erkennen. Hierbei handelt es sich um Zerfälle, bei denen zusätzlich zu den drei Myonen, ein bis zwei niederenergetische Photonen abgestrahlt wurden ("final state radiation"), welche bei der Rekonstruktion der invarianten Masse nicht berücksichtigt werden² und sich durch die Schulter in der Massenverteilung bemerkbar machen.

4.4 Untergrundabschätzung

Um einen sehr seltenen Zerfall nachzuweisen oder eine obere Grenze für das beobachtbare Verzweigungsverhältnis anzugeben, ist es besonders wichtig den Untergrund für den untersuchten Zerfall zu verstehen und richtig abzuschätzen. Idealerweise würde man zur Untergrundbetrachtung einen "minimum-bias" Datensatz verwenden, da dieser einen echten, gemessenen Datensatz am besten beschreibt. Da für die Simulation von "minimum-bias" Daten per Definition möglichst keine Selektion oder Filterung der Ereignisse verwendet wird, sind entsprechende Datensätze bereits für geringe Detektorlaufzeiten sehr groß. Für diese Studie muss der Untergrund jedoch für einen möglichst weiten Zeitraum betrachtet werden, folglich ist eine effiziente Filterung der Untergrundereignisse unumgänglich.

Da im Bereich der τ -Masse keine weiteren Teilchen existieren, die wie der Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ in drei Myonen oder andere geladene Teilchen zerfallen, gibt es lediglich kombinatorischen Untergrund aus rekonstruierten Myon-Kandidaten, welche ein Signal imitieren können. Der Ursprung dieser Myonen lässt sich in vier Gruppen gliedern:

- Ein Großteil der Myonkandidaten sind echte Myonen aus Kaskadenzerfällen von B - und D -Mesonen. Dabei werden in verschiedenen Zerfallsstufen einzelne oder mehrere Myonen produziert. So können bereits beim Zerfall eines B -Mesons drei Myonen erzeugt werden. Dies soll am Beispiel einer bestimmten Zerfallskette des B^0 -Mesons gezeigt werden:

$$\begin{aligned}
 B^0 &\rightarrow D^- \pi^0 \mu^+ \nu_\mu \\
 &\quad \downarrow K^* \mu^- \bar{\nu}_\mu \\
 &\quad \quad \downarrow \pi^- K^+ \\
 &\quad \quad \quad \downarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu
 \end{aligned}$$

²Photonen lassen sich lediglich in Form von deponierter Energie in den Kalorimetern nachweisen.

- Die genannten Kaskadenzerfälle treten bei beiden B -Mesonen eines Ereignisses auf. Daher können auch Myonen aus zwei separaten B -Zerfällen zu einem Taukandidaten kombiniert werden.
- Zusätzlich erhöht sich die mögliche Kombinatorik für die Myonen durch das Rekonstruieren sogenannter "Geister". Dabei handelt es sich um fehlerhafte Rekonstruktion nicht vorhandener Teilchen aus Geisterspuren. Diese Spuren können sich zusammensetzen aus Teilspuren verschiedener Teilchen oder aus mehrfach detektierten Spuren eines einzelnen Teilchens.
- Einen weiteren großen Untergrundbeitrag für Myonkandidaten liefern als Myon identifizierte Pionen und Kaonen. Bei geladenen Pionen besteht diese Möglichkeit, da sie mit einer Masse von 139,6 MeV eine Ähnlichkeit mit Myonen (105,6 MeV) besitzen. Kaonen sind mit einer Masse von 493,7 MeV weniger gefährdet, können aber, wegen einer mittleren Zerfallslänge von $c\tau \sim 3,7$ m, auch bei hohen Impulsen im Detektor zerfallen ("decay in flight"). Der leptonische Zerfall $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ist hierbei mit 63,5% dominant. Da das Neutrino für den Detektor nicht nachweisbar ist, kann solch ein Kaon vom Myonsystem als ein ursprüngliches Myon identifiziert werden.

Zur Untersuchung dieses Untergrundes eignet sich von den verfügbaren Datensätzen am besten ein spezieller inklusiver $b\bar{b}$ -Datensatz. Dieser, im Folgenden als "Di-Muon" bezeichnete Datensatz, beinhaltet nur Ereignisse mit mindestens zwei Myonen unterschiedlicher Ladung in einem Bereich von 400 mrad um die Strahlachse. Durch diese Filterung erhöht sich die entsprechende Luminosität im Vergleich zu einem normalen inklusiven $b\bar{b}$ -Datensatz gleicher Ereignisanzahl um etwa einem Faktor ~ 70 . Der "Di-Muon"-Datensatz enthält ca. 26,2 Millionen Ereignisse und entspricht einer integrierten Luminosität von $L_{int} \approx 5,4 \text{ pb}^{-1}$, also etwa der Laufzeit eines Tages³. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der inklusive "Di-Muon"-Datensatz als Hauptuntergrund betrachtet. Weitere kleinere Datensätze werden zum Ausschluss zusätzlicher Untergrundquellen benutzt, auf deren Verwendung in Abschnitt 7.1 näher eingegangen wird.

Eine Betrachtung der Massenverteilung des Untergrund-Datensatzes in Abbildung 4.2 zeigt, dass vor einer Signalsektion der Untergrund durch Kombinatorik der Myonkandidaten dominiert ist. Die Massenverteilung zeigt jeweils den besten Signalkandidaten eines Ereignisses. Wie erwartet sind keine markanten Spitzen von anderen Teilchenzerfällen im gewählten Massenfenster zu finden. Es ist lediglich ein Abfall zu höheren Massen zu erkennen, was sich durch eine abnehmende Anzahl an Kombinationsmöglichkeiten erklären lässt.

³Dieser scheinbar recht kleine Datensatz benötigt jedoch bereits Speicherplatz von ca. 9,6 TByte.

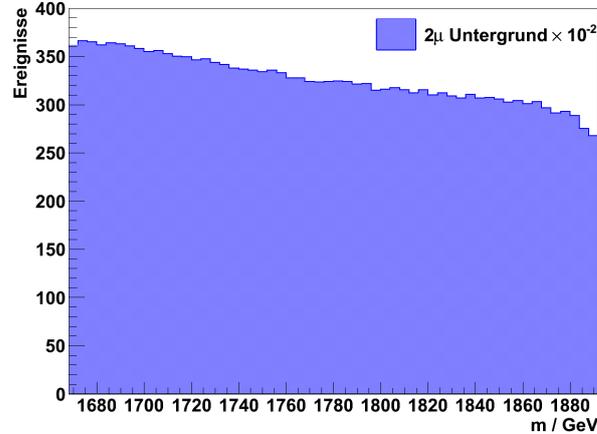


Abbildung 4.2: Massenverteilung im Bereich der τ -Masse für rekonstruierte Untergrundereignisse vor der Signalselektion.

Eine quantitative Betrachtung der Untergrundzusammensetzung (siehe Tabelle 4.3) zeigt, dass der Großteil an Signalkandidaten vor der Selektion nicht aus echten Myonen besteht, sondern durch eine Kombination von fehlerhaft identifizierten Teilchen oder Geisterspuren zu Stande kommt. Dies erklärt sich dadurch, dass die Anforderungen an Myonkandidaten aus der LHCb-Standardselektion sehr gering sind (siehe Myonselektion in Kapitel 3.2.5). Obwohl die Anzahl an Ereignissen mit nur einem oder keinem echten Myon sehr hoch ist, stellen diese Ereignisse nicht das Hauptproblem der Untergrunddiskriminierung dar. Durch hohe Anforderungen an die Myonidentifikation lassen sich Ereignisse mit weniger als zwei echten Myonen sehr gut unterdrücken. Für Untergrundereignisse mit zwei oder drei echten Myonen müssen dagegen spezielle Eigenschaften des $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfalls verwendet werden, um diesen Untergrund verwerfen zu können.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die betrachteten Untergrundergebnisse möglichst realitätsnah simuliert worden sind, jedoch eine Untergrundbetrachtung auf Daten nicht ersetzen kann. Dazu empfiehlt sich eine Untersuchung von Ereignissen aus den Seitenbändern der $\tau \rightarrow 3\mu$ Massenverteilung.

Zusammensetzung des Untergrundes	Anteil an Gesamtuntergrund (vor Selektion)
3 echte Myonen	2,2%
aus genau einem B-Zerfall	0,6%
aus genau zwei B-Zerfällen	0,8%
min. 1 Myon aus keinem B-Zerfall	0,8%
2 echte Myonen	23,6%
+ 1 Geisterspur	7,3%
+ 1 falsch identifiziertes Myon	16,3%
1 echtes Myon	45,6%
kein echtes Myon	28,6%

Tabelle 4.3: *Zusammensetzung der L0-getriggerten Untergrundereignisse vor der Selektion. Bei Ereignissen mit einem oder keinem echten Myon besteht der Untergrund aus einer Kombination von fehlerhaft als Myon identifizierten Teilchen und Geisterspuren.*

Kapitel 5

Signalselektion

Um einen seltenen Zerfall nachweisen zu können, muss zunächst eine Möglichkeit gefunden werden, das Signal vom Untergrund zu isolieren. Da für den Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ ein riesiger Untergrund vorhanden ist, besteht die eigentliche Herausforderung einer Analyse in der Unterdrückung dieses Untergrundes. Eine Untersuchung auf Monte Carlo simulierten Daten bietet dabei die Möglichkeit, bestimmte Eigenschaften des Signalzerfalls zu studieren oder Unterschiede im Vergleich zu Untergrundereignissen zu erkennen. So wird im Folgenden eine Signalselektion vorgestellt, die auf verschiedenen Schnittvariablen aufgebaut ist, welche jeweils eine gute Separationsstärke besitzen. Für eine spätere Analyse auf Daten existiert so eine Vielzahl an effektiven Separationsgrößen, dessen Schnittwerte jedoch auf "echten" Untergrundereignissen erneut optimiert werden müssen. Diese Untergrundbetrachtung erfolgt dann auf Ereignissen aus den Seitenbändern der $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Massenverteilung.

Die erwähnte Isolierung des Signals von den Untergrundereignissen erfolgt durch Anwenden von Selektionsschnitten. Ziel einer Selektion ist es, möglichst viele Signalereignisse zu erhalten und gleichzeitig den Untergrund maximal zu diskriminieren. Da die Analyse des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ von einem sehr großen Untergrund dominiert wird, hat die Unterdrückung dieser Untergrundereignisse Priorität. Aufgrund der begrenzten Größe der simulierten Datensätze wird für die Abschätzung der Untergrundereignisse ein größeres Massenfenster in der Rekonstruktion zugelassen. Anstelle des in Kapitel 4.3 bestimmten Massenfensters von $\Delta M = \pm 30 \text{ MeV}$, erfolgt die Untergrundbetrachtung zunächst in einem Intervall von $\Delta M = \pm 120 \text{ MeV}$. Unter der Annahme, dass der Untergrund flach verteilt ist, lässt sich der vorhandene simulierte Untergrund um einen Faktor 4 erhöhen. Um eine möglichst effiziente Selektion für diese Analyse zu erhalten, muss zuerst der vorhandene Untergrund unterdrückt werden. Unter Verwendung verschiedener möglicher Separationsvariablen wird in einem iterativen Prozess die Wirksamkeit der einzelnen Größen untersucht und mit dem Ziel eines möglichst geringen Signalverlustes optimiert.

Die für diese Arbeit gewählten Selektionsschnitte lassen sich in vier Kategorien einteilen:

- Kinematik und Topologie der Zerfallsprodukte
- Qualität der Myonidentifikation
- Qualität der Vertexrekonstruktion
- Topologie der rekonstruierten Taus

Die einzelnen Schnittgrößen der jeweiligen Kategorien werden im Folgenden separat betrachtet. Dabei werden jeweils zwei Verteilungen gezeigt. Zum einen die Verteilung vor der Selektion wenn keinerlei Selektionsschnitte angewendet worden sind, sowie eine "N-1 Darstellung", bei der der einzelne Beitrag der jeweiligen Schnittgröße zu erkennen ist. Dafür werden alle Selektionsschnitte angewendet, ausgenommen der dargestellten Schnittgröße. Auf Grund der Vielzahl an verwendeten Selektionsvariablen und insbesondere wegen der begrenzten Größe des simulierten Monte Carlo Untergrunddatensatzes sind in den "N-1 Darstellungen" jedoch meist nur noch einzelne Untergrundereignisse zu finden. Somit ist es nicht möglich die Form der Untergrundverteilungen in der "N-1 Darstellung" zu bestimmen. Folglich kann die gewählte Selektion nicht optimal für eine, in Realität weit größere, Untergrunderwartung bestimmt werden. Jedoch lässt sich an Hand dieser Abbildungen die Wahl der gefundenen Schnittwerte rechtfertigen und auf ihre Effizienz prüfen.

Die Darstellung der Signal- und Untergrundverteilungen vor der Selektion soll lediglich einen groben Eindruck der Form der Variablen ermöglichen. Bei der Betrachtung der Darstellungen ist darauf zu achten, dass der Untergrund mit einem Faktor 100 herunterskaliert worden ist damit das Signal im gleichen Histogramm abgebildet werden konnte. Die gesamte Selektion sowie deren Effizienz wird anschließend in Abschnitt 5.5 vorgestellt.

5.1 Kinematik und Topologie der Zerfallsprodukte

Da die Rekonstruktion eines Zerfalls stets bei den Zerfallsprodukten beginnt, werden im Folgenden auch zuerst die Myonen untersucht, um charakteristische Eigenschaften zur Unterdrückung des Untergrundes zu finden.

Transversaler Impuls (P_t)

Der transversale Impuls eines Teilchens ist definiert als die senkrecht auf der z -Achse¹ stehende Impulskomponente des Teilchens, gemessen im Laborsystem. In Abbildung 5.1 ist die Verteilung des Transversalimpulses für Myonen aus Signalzerfällen und Untergrundereignissen abgebildet. Um die kinematischen Eigenschaften dieses Dreikörperzerfalls besser sichtbar zu machen, sind die transversalen Impulse der Größe nach sortiert. Hierbei fällt auf, dass der kleinste transversale Impuls der drei Myonen für Untergrundereignisse ein ausgeprägtes Maximum im Bereich von 200 – 400 MeV besitzt. Für Myonen aus dem Signalzerfall ist dies ebenfalls zu erkennen, jedoch besitzt die Verteilung weite Ausläufer zu höheren Werten. Bei Betrachtung des größten Transversalimpulses der drei Myonen zeigt sich ein sehr ähnliches Bild. Die Spitze der Untergrundverteilung liegt bei knapp 1 GeV, Myonen aus Signalereignissen besitzen im Mittel höhere transversale Impulse. Dies ist für einen echten Dreikörperzerfall auch zu erwarten, da es äußerst unwahrscheinlich ist, dass alle Teilchen parallel zur z -Achse zerfallen. Da transversale Impulse ebenfalls ein wichtiges Kriterium für Triggerentscheidungen sind, wird entsprechend eine untere Schwelle sowohl für den niedrigsten als auch den größten Transversalimpuls der Myonen verlangt. Dies garantiert neben der Untergrunddiskriminierung insbesondere eine hohe Triggereffizienz für verbleibende Signalereignisse (siehe Kapitel 6).

Myon Impact Parameter (IP)

Zur Unterscheidung von Teilchen, welche direkt aus dem primären Interaktionspunkt oder aus einem Vertex höherer Ordnung stammen, eignet sich der Impact Parameter (Stoßparameter). Dieser ist definiert für Teilchenspuren, und quantifiziert deren minimalen Abstand zum nächstgelegenen Primärvertex (PV), wie in Abbildung 5.2 gezeigt.

Unter Berücksichtigung des Fehlers auf den berechneten Stoßparameter, erhält man dessen Signifikanz (**I**mpact **P**arameter **s**ignificance):

$$IP_s = \frac{IP}{\sigma(IP)} = \sqrt{IP\chi^2} \quad (5.1)$$

¹Die z -Achse ist entlang des Strahlrohres definiert. Der Ursprung der Achse liegt im VeLo ziegend in Richtung Myonkammern (siehe Darstellung des Detektors 3.3).

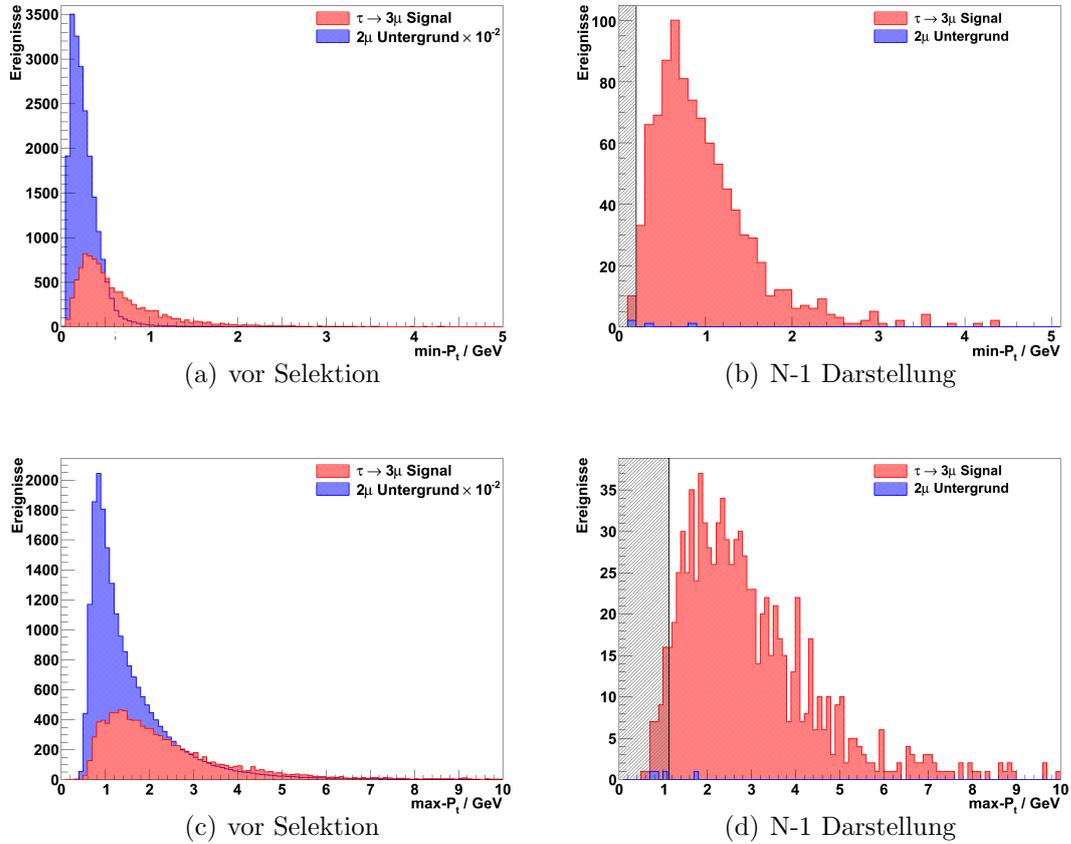


Abbildung 5.1: Verteilung des transversalen Impulses der Myonkandidaten für Signal- (rot) und Untergrundereignisse (blau). a) und b) zeigen die Verteilung für den kleinsten, c) und d) für den größten Transversalimpuls der 3 Myonen. Die Schattierung markiert den Bereich, der durch die Selektion verworfen wird.

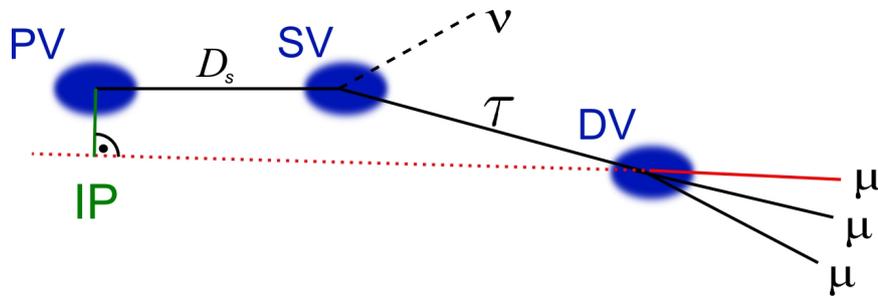


Abbildung 5.2: Darstellung des Impact Parameters (IP) am Beispiel eines Myons aus der Zerfallskette $D_s \rightarrow \tau + \nu_\tau$, $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$. Die Abkürzungen PV, SV und DV stehen für Primär-, Sekundär- und "Decay"-Vertex.

Da die gesuchten Myonen aus dem $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfall nicht direkt aus dem primären Vertex stammen, erwartet man, dass die IP s-Verteilung kein Maximum in der Nähe der Null besitzt. Dies wird durch Abbildung 5.3 bestätigt. Interessant ist hierbei, dass ein Großteil der Myonen aus dem Untergrundsample kleine IP Signifikanzen besitzt, also aus dem primären Interaktionspunkt zu kommen scheint. Auch hier hat es sich als effektiv herausgestellt, einen Mindestwert für sowohl die kleinste als auch die größte IP Signifikanz der drei Myonen zu fordern.

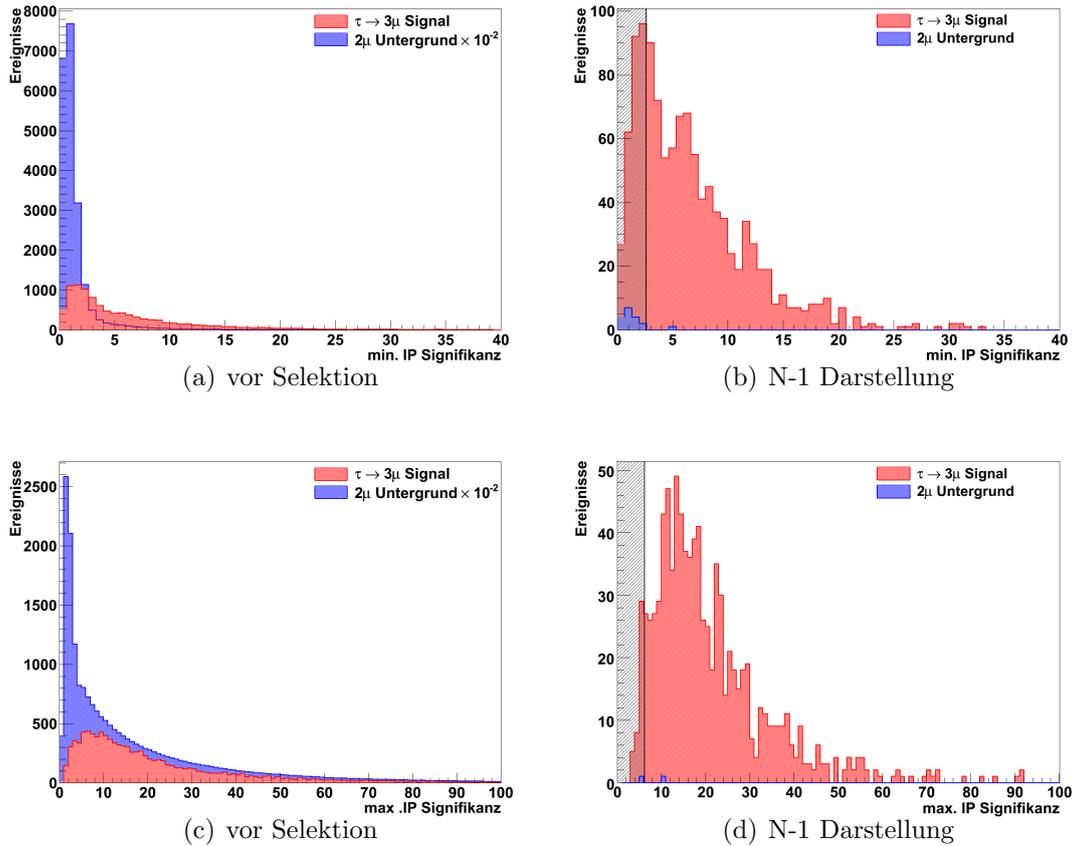


Abbildung 5.3: Verteilung der IP Signifikanzen für Myonkandidaten aus dem Signal- und Untergrunddatensatz. a) und b) zeigen jeweils die kleinste, c) und d) die größte IP Signifikanz der Myonen eines Zerfalls. Die Schattierung markiert jeweils den von der Selektion ausgeschlossenen Bereich.

Invariante 2μ Masse

Um bei der Rekonstruktion eines Dreikörperzerfalls zu vermeiden, dass zwei der dafür verwendeten Teilchen Zerfallsprodukte eines separaten Zerfalls sind, liegt eine Betrachtung der invarianten Masse von jeweils zwei der drei Teilchen nahe. Als Beispiel zeigt Abbildung 5.4 die Verteilung dieser invarianten Masse für zwei

der drei Myonen mit dem kleinsten Wert. Wie zu erwarten war, ist für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse keine Struktur zu erkennen. Bei den Untergrundereignissen findet sich ebenfalls kein Anzeichen für bestimmte Teilchenresonanzen, jedoch ist eine sehr starke Spitze der Verteilung zwischen 210 MeV–220 MeV zu sehen. Dieser Bereich entspricht gerade der zweifachen Ruhemasse eines Myons und repräsentiert somit ein Teilchenpaar, welches nahezu keinen relativen Impuls zueinander besitzt. Dies können einerseits Paare aus echten Myonen sein, die zufällig eine nahezu parallele Flugbahn besitzen, oder aber Teilchenpaare, von denen ein rekonstruiertes Teilchen ein Klon oder Schatten des Anderen ist. Ereignisse aus diesem Massenfenster lassen sich eindeutig als Untergrund identifizieren, da nahezu keine Signalereignisse im Bereich bis 250 MeV zu finden sind.

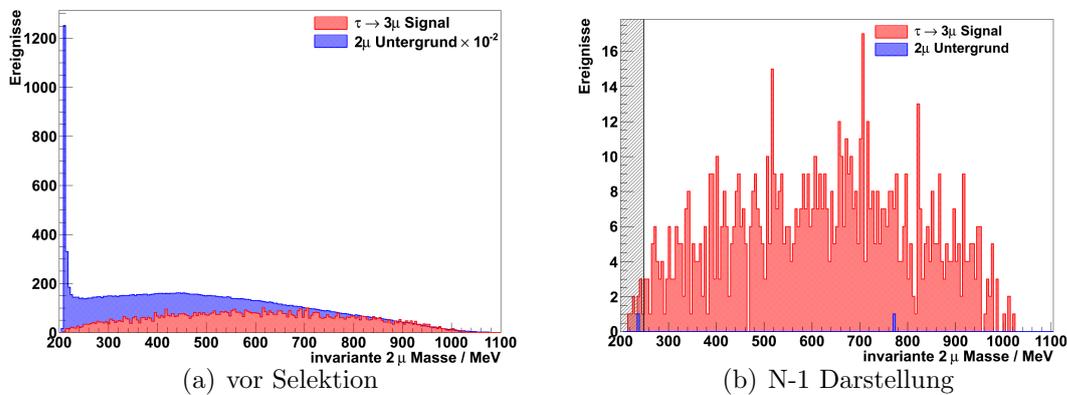


Abbildung 5.4: Verteilung der invarianten Masse zweier Myonkandidaten für Signal und Untergrund. Zu sehen ist jeweils die Kombination zweier Myonen mit der geringsten invarianten Masse. Die Schattierung markiert jeweils den von der Selektion ausgeschlossenen Bereich.

5.2 Qualität der Myonidentifikation

Wie in Kapitel 4.3 bereits erwähnt, liegt die Rate der falsch identifizierten Myonen aus der LHCb-Standard-Myon Selektion bei knapp 3,8%. Diese Zahl steigt jedoch für Teilchen mit geringem Impuls rasant an, da niederenergetische Myonen nicht das gesamte Myonsystem durchfliegen können. Bei Impulsen von $P < 5 \text{ GeV}$ beträgt die Misidentifikationsrate bereits 6 – 7% [39]. Aus dem Impulsspektrum der Myonen eines Signalkandidaten (siehe Abb. 5.5) ist ersichtlich, dass zumindest das Myon mit dem geringsten Impuls aus einem potentiellen Signalzerfall in diesem niedrigen Impulsbereich liegt. Daher wird im Folgenden versucht, die Qualität der Myonidentifikation zu verbessern. Ein weiterer Aspekt dieses Abschnittes widmet sich der fehlerhaften Rekonstruktion der in Kapitel 4.4 erwähnten Geisterspuren.

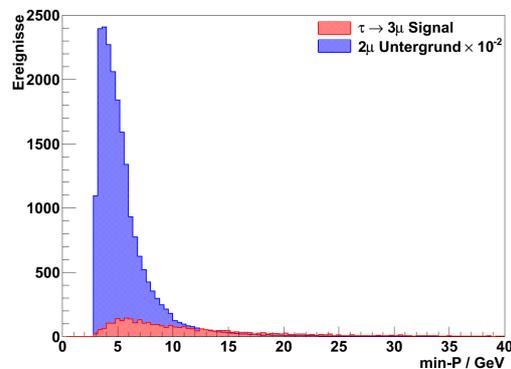


Abbildung 5.5:

Impulsverteilung des Myons mit dem geringsten Impuls eines Ereignisses für Signal und Untergrund (vor Selektion). Die Untergrenze der Myonidentifikation liegt bei einem Impuls von $P=3 \text{ GeV}$ (siehe Kapitel 3.2.5).

Teilchenunterscheidung durch $DLL_{\mu-\pi}$

Die Größe DLL steht für "Delta Logarithmic Likelihood" und stellt ein Maß für die Qualität der Teilchenidentifikation dar. Für ein im Detektor gemessenes Teilchen wird unter Annahme einer Teilchenhypothese eine Likelihood (\mathcal{L}) berechnet, ob die gemachte Annahme korrekt ist. Diese Wahrscheinlichkeit setzt sich aus Informationen verschiedener Detektorsubsysteme zusammen. Besonderes Gewicht fällt im Allgemeinen auf die beiden Cherenkov-Detektoren (RICH), die, wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, für die Teilchenidentifikation verwendet werden. Für die Berechnung der Myonhypothese ist jedoch das Myonsystem von primärer Bedeutung. Die Wahrscheinlichkeiten aus den RICH-Detektoren und dem Myonsystem sowie zusätzliche Informationen von den beiden Kalorimetern werden zu einer kombinierten Likelihood zusammengefasst. Für eine Teilchenhypothese, wie in diesem Fall z.B. ein Myon, wird so ein relativer Likelihood-Wert bestimmt, der stets auf eine Pion-Hypothese normiert ist, da geladene Pionen die am häufigsten auftretenden Teilchen sind:

$$\Delta \ln \mathcal{L}_{\mu\pi} = (\ln \mathcal{L}_{\mu} - \ln \mathcal{L}_{\pi}) = \ln \left(\frac{\mathcal{L}_{\mu}}{\mathcal{L}_{\pi}} \right) \quad (5.2)$$

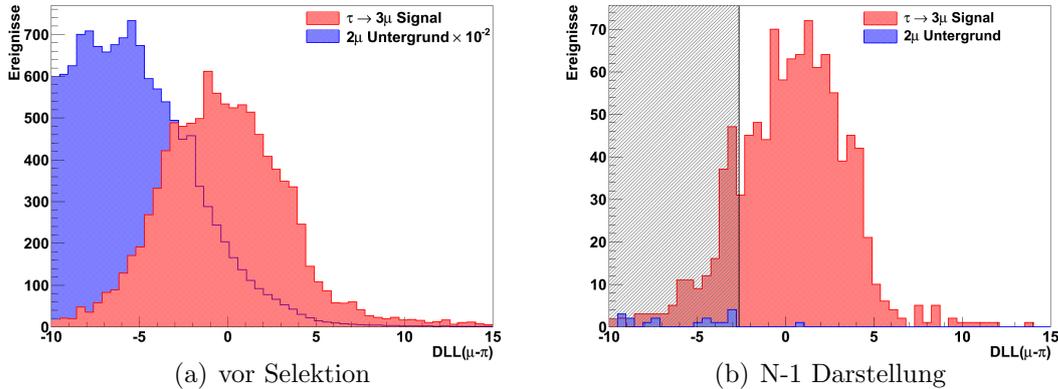


Abbildung 5.6: *Differenz der Myon/Pion Teilchenhypothese ($DLL_{\mu-\pi}$) für Myonkandidaten aus Signal- und Untergrundereignissen. Abgebildet ist jeweils der Myonkandidat mit der schlechtesten Myonhypothese. Die Schattierung markiert den von der Selektion ausgeschlossenen Bereich.*

Diese Differenz entspricht der Größe $DLL_{\mu-\pi}$. Für positive Werte $DLL_{\mu-\pi} > 0$ bedeutet dies, dass die betrachtete Spur eine höhere Wahrscheinlichkeit besitzt von einem Myon als von einem Pion zu stammen, für negative Werte ist es entsprechend umgekehrt.

In Abbildung 5.6 sind die Verteilungen des am schlechtesten identifizierten Myonkandidaten eines Ereignisses für den Signal- und den Untergrunddatensatz zu sehen. Dabei ist gut zu erkennen, dass die Verteilung der Myonen aus Untergrundzerfällen zu negativen Werten verschoben ist. Folglich ist für einen der drei Myonkandidaten die Wahrscheinlichkeit gering, dass es sich tatsächlich um ein echtes Myon handelt, im Vergleich zu einem echten Pion. Um die Reinheit der Myonidentifikation zu erhöhen, wird daher eine Untergrenze für die Differenz der μ - π -Hypothese verlangt.

Teilchenunterscheidung durch $DLL_{\mu-K}$

Die soeben beschriebene Variable zur Teilchenidentifikation lässt sich für alle quasi-stabilen Teilchen² berechnen. Eine genauere Betrachtung des Untergrundes zeigte auf, dass neben der Pionmisidentifikation auch ein großer Beitrag durch fälschlicherweise als Myonen identifizierte Kaonen zu erwarten ist. Daher wird ebenso die Variable $DLL_{\mu-K}$ zur Vermeidung von Untergrund aus falsch identifizierten Kaonen verwendet. Die entsprechende Verteilung in Abbildung 5.7 zeigt, dass diese Variable eine gute Separationsstärke besitzt, jedoch zum vollständigen Unterdrücken des Kaon-Untergrundes auch stark in die Signalverteilung geschnitten werden muss.

²zu den quasi-stabilen Teilchen zählen e , π , μ , K , und p

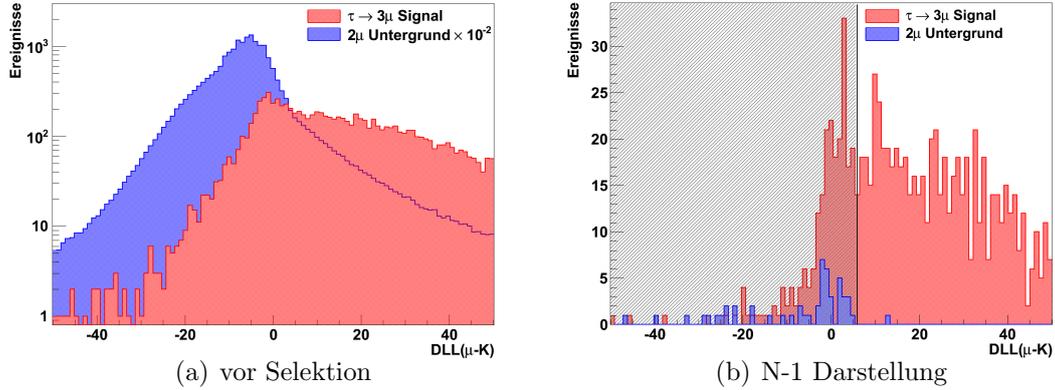


Abbildung 5.7: *Differenz der Myon/Kaon Teilchenhypothese ($DLL_{\mu-K}$) für Myonkandidaten aus Signal- und Untergrundereignissen. Abgebildet ist jeweils der Myonkandidat mit der schlechtesten Myonhypothese. Die Schattierung markiert den von der Selektion ausgeschlossenen Bereich.*

Der ”Muon-Clonefinder”

Hinter dem Begriff Muon-Clonefinder verbirgt sich ein Programm, welches auf Spurebene versucht Geisterspuren oder mehrfach rekonstruierte Teilchen (Klone) zu identifizieren. Bei Betrachtung des Untergrundes in der $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Analyse stellte sich heraus, dass ein Teil der rekonstruierten Myonen beim Vergleich mit den tatsächlich vorhandenen Teilchen auf MC Generatorebene keine Übereinstimmung besitzt, d.h. es wurde eine Spur rekonstruiert, welche nicht von einem echten Teilchen gebildet wurde. Bei der Standardrekonstruktion werden bereits Algorithmen verwendet, um doppelte Rekonstruktion einzelner Teilchen zu vermeiden. Dabei gilt eine Spur als Klon der jeweils Anderen, sobald sich beide Spuren mindestens 70% der Hits im VeLo und mindestens 70% der Hits in den Hauptspurkammern teilen [44].

Im Fall von Myonen besteht jedoch eine weitere Möglichkeit aus Rauschen oder aus Spuren anderer Teilchen eine Art ”Myonklon” zu erstellen. Dies soll an Hand eines einfachen Beispiels erklärt werden: Man betrachte zwei Spuren, einerseits die eines echten Myons, welches beginnend im Vertex-Detektor bis in die Myonstationen Hits hinterlässt. Weiterhin betrachte man die Spur eines Nicht-Myons oder eine Teilspur, welche entweder die Klonddefinition in den Spurkammern oder im Vertex Locator erfüllt. Falls solch eine Spur zufällig in einen Bereich des Myondetektors zeigt, in dem bereits das echte Myon Hits hinterlassen hat, so kann diese Teilspur fälschlicherweise als eigenständige Spur eines Myons identifiziert werden. Um diese Art von Myonklone in der $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Analyse zu identifizieren, werden die einzelnen Treffer in den Myonkammern für alle drei Myonkandidaten verglichen. Dies geschieht durch Überprüfung der eindeutig zugeordneten $lhcbID$, die für jeden Hit im Detektor vergeben wird. Findet der ”Muon-Clonefinder” eine

bestimmte Anzahl doppelt benutzter ID's bei zwei Myonkandidaten, so wird das Ereignis verworfen.

Die für die Analyse beste Performance des "Muon-Clonefinders" ergibt sich bei folgender Definition eines Myonklons:

Ein Myonkandidat gilt als Myonklon, sofern mindestens $N-3$ $lhcbID$'s bereits einem anderen Myonkandidaten mit N $lhcbID$'s zugeordnet wurden.

Mit dieser Definition ergeben sich folgende Resultate für den Signal- und Untergrunddatensatz:

	Signaldaten	Untergrunddaten
# rekonstruierter Ereignisse	10218	$2,073 \cdot 10^6$
# Ereignisse mit identifiziertem Klon	582	$0,688 \cdot 10^6$
Anteil der verworfenen Ereignisse	5,70%	33,2%

Tabelle 5.1: Ergebnis des "Muon-Clonefinders" auf dem Signal- bzw. Untergrunddatensatz. Die Tabelle zeigt die Anzahl der Ereignisse in denen ein Klon auf Basis der Myonklon-Definition gefunden wurde. Weiterhin wird der Anteil der verworfenen Ereignisse genannt.

Die Zahlen aus Tabelle 5.1 zeigen, dass mit der genannten Definition eines Myonklons rund ein Drittel der Untergrundereignisse unterdrückt werden können. Dabei werden allerdings auch 5,7% der Signalereignisse verworfen. Dabei handelt es sich jedoch nicht um "echte" Klone, dies sind vielmehr Ereignisse, bei denen zwei der Myonen sehr dicht beieinander das Myonsystem durchfliegen und folglich ihre Spuren im Detektor nicht unterschieden werden können.

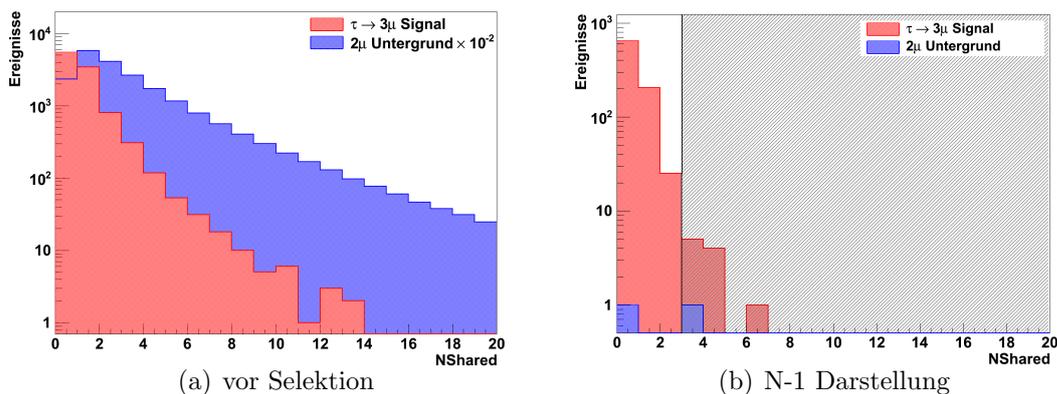


Abbildung 5.8: Verteilung der Zahl "NShared" für Spuren von Myonkandidaten aus Signal- und Untergrundereignissen. Die Schattierung markiert den von der Selektion ausgeschlossenen Bereich.

Verminderung der Myon-Misidentifikation durch "NShared"

Eine weitere Möglichkeit falsch identifizierte Myonen von echten Myonen zu unterscheiden, bietet eine erneute Betrachtung der Myonkandidaten auf Spurebene. Aus einer Erweiterung der in Kapitel 3.2.5 beschriebenen "offline Myonidentifikation" erhält man für jeden Myonkandidaten eine Zahl, die Auskunft über die Qualität der rekonstruierten Myonspur gibt. Diese Zahl, die im Folgenden mit "NShared" [39] bezeichnet wird, ist definiert als die Anzahl zusätzlicher Spuren in einem Ereignis, welche sich einzelne Treffer im Myonsystem mit der betrachteten Spur teilen. Dabei werden allerdings nur Spuren zugelassen, deren quadratischer Abstand von der Extrapolation der Spur in das Myonsystem zur tatsächlichen Position des Treffers kleiner ist als der Abstand der Spur des untersuchten Myonkandidaten.

Eine Betrachtung dieser Größe in Abbildung 5.8 zeigt, dass die Myonen aus dem Signalzerfall sehr sauber identifiziert werden. Für den Untergrund gibt es hingegen auch einen großen Anteil an Myonkandidaten, die durch andere Teilchen kontaminiert sind. Daher werden für die Selektion nur sauber identifizierte Myonen zugelassen.

5.3 Qualität der Vertexrekonstruktion

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit Qualitätsanforderungen für die Rekonstruktion des τ -Zerfallsvertex.

χ^2 des Vertexfits

Der Vertexfitter berechnet für vorgegebene Teilchenspuren, unter Minimierung der Größe χ^2 , den bestmöglichen Vertex. Dieses χ^2 ergibt sich als quadratische Summe der Abstände der einzelnen Spuren zum Vertex. Dies geschieht unter Berücksichtigung des Fehlers auf die berechneten Abstände.

Für die Rekonstruktion sollen im Folgenden nur Ereignisse zugelassen werden, für die ein guter Zerfallsvertex gebildet werden kann, die also ein kleines χ^2 besitzen. Da die χ^2 -Verteilung für Untergründereignisse einen Ausläufer zu höheren Werten besitzt (Abbildung 5.9), wird folglich eine Obergrenze für das χ^2 des Vertexfits verlangt. So lassen sich Signalkandidaten auszuschließen, dessen Tochterpartikel nicht alle aus dem selben Vertex zu stammen scheinen.

Distance Of Closest Approach (DOCA)

Die Größe DOCA ist definiert für zwei Spuren und beschreibt deren minimalen Abstand zueinander. Das χ^2 des Vertexfits und der DOCA zweier Teilchen sind

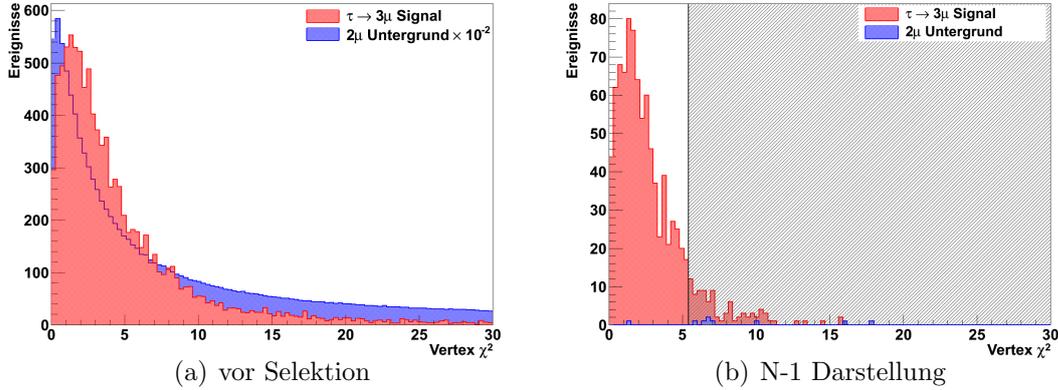


Abbildung 5.9: χ^2 -Verteilung des Vertexfits für rekonstruierte Signal- und Untergrundzerfälle. Die Schattierung markiert den durch die Selektion verworfenen Bereich.

im Allgemeinen jedoch stark korrelierte Größen. Im Falle von drei Teilchen kann aber bei Betrachtung des minimalen Abstandes aller drei DOCA-Kombinationen verhindert werden, dass tatsächlich zwei Teilchen aus einem Vertex stammen, das dritte Teilchen jedoch leicht versetzt zu den anderen Spuren liegt. Hierfür reicht es, lediglich den größten DOCA (max-DOCA) aus den drei Kombinationen der Myonen zu betrachten, siehe Abbildung 5.10. Um den Untergrund zu unterdrücken werden folglich nur Ereignisse zugelassen, in denen alle drei Spurpaare jeweils dicht beieinander liegen.

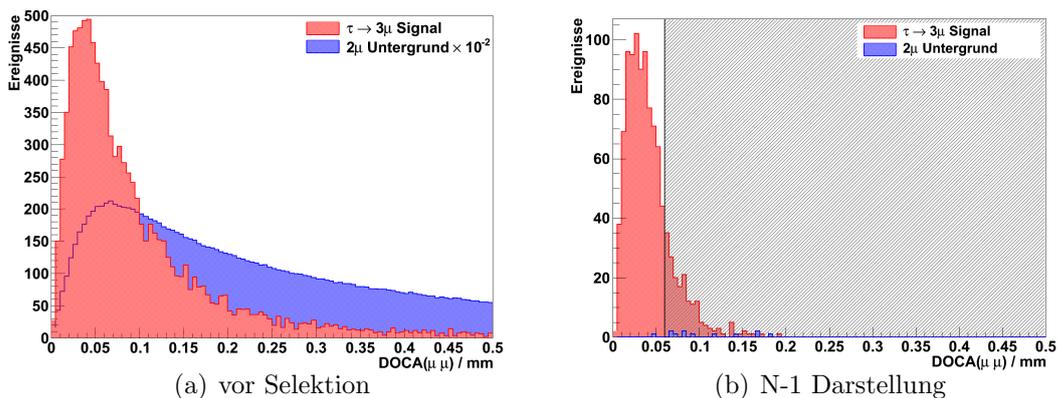


Abbildung 5.10: Verteilung der Größe max-DOCA für Spurpaare aus Signal- und Untergrundereignissen. Die Schattierung markiert den von der Selektion ausgeschlossenen Bereich.

5.4 Topologie der rekonstruierten Taus

Da für die Analyse des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ verschiedene Quellen für die Produktion von Taus zu Verfügung stehen, möchte man vermeiden, sehr spezifische Einschränkungen an die rekonstruierten Taus zu stellen, um möglichst Taus aus allen Zerfallskanälen zu erfassen. Die zwei folgenden Schnittvariablen haben sich jedoch als sehr effektiv erwiesen um Untergrundereignisse herauszufiltern.

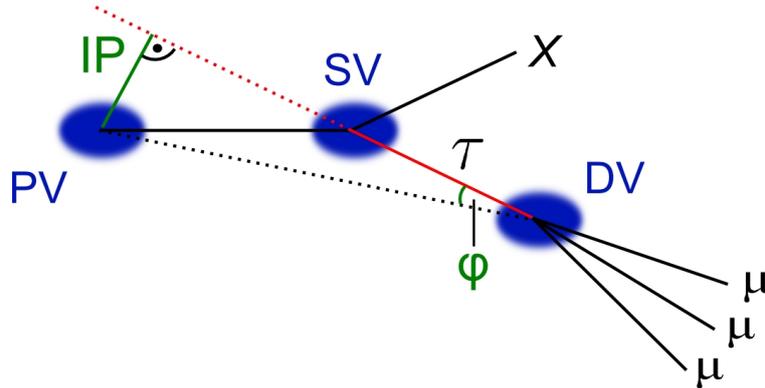


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung des Flugrichtungswinkels φ und des Impact Parameters (IP) für ein rekonstruiertes τ -Lepton aus einem Signalzerfall. Der Impuls des τ ist in rot dargestellt, die Flugrichtung als schwarz gestrichelte Linie, zeigend vom Primärvertex (PV) zum Zerfallsvertex (DV).

Flugrichtungswinkel $\cos(\varphi)$

Der Flugrichtungswinkel φ eines Teilchens ist definiert als Winkel zwischen der Richtung des rekonstruierten Impulses und seiner Flugrichtung, gegeben durch die Richtung, die vom Primärvertex zum Zerfallsvertex des Teilchens zeigt (siehe Abbildung 5.11).

Diese Variable besitzt eine große Separationsstärke, Signalereignisse vom Untergrund zu trennen. Dabei werden jedoch meist Taus aus bestimmten D_s -Zerfällen selektiert. Wie aus Abbildung 5.11 ersichtlich, beträgt der Winkel φ für Teilchen, die direkt aus dem primären Vertex stammen, nahezu $\varphi = 0^\circ$. Taus, welche aus einem primären D_s bzw. einem primären D_s^* über den Zerfall $D_s^* \rightarrow D_s \gamma$ stammen, besitzen die gleiche Eigenschaft, da beim Zerfall $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$ das Tau nahezu den gesamten Impuls des D_s behält. Daher scheinen diese Taus ebenfalls aus dem primären Vertex zu stammen. Für τ -Leptonen aus B-Zerfällen gilt dies jedoch nicht, da die dominanten Zerfälle in Taus semileptonisch mit anderen D-Mesonen stattfinden (z.B. $B^0 \rightarrow D^- \tau^+ \nu_\tau$). Für diese Taus werden folglich größere Winkel φ erwartet. Die gesamte Verteilung des Flugrichtungswinkels sowie dessen Beitrag zur gesamten Schnittselektion ist in Form von $\cos(\varphi)$ in Abbildung 5.12 zu

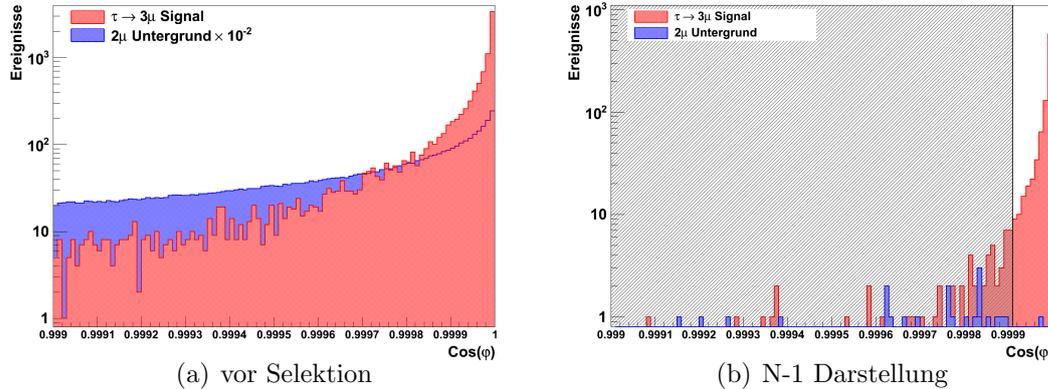


Abbildung 5.12: Verteilung des Flugrichtungswinkels $\cos(\varphi)$ für rekonstruierte Taus aus Signal und Untergrund (Schattierung = verworfener Bereich).

sehen. Dabei ist speziell für Signalereignisse ein sehr ausgeprägtes Maximum bei $\cos(\varphi) = 1$ zu erkennen. Dieses findet sich auch für Untergrundereignisse, jedoch ist die Spitze der Verteilung hier nicht so markant. Die gesamte Schnittselektion wurde so optimiert, dass gerade Untergrund in diesem Bereich unterdrückt werden konnte und auf die Variable $\cos(\varphi)$ möglichst locker geschnitten werden kann. Somit lassen sich dennoch Taus aus verschiedenen B - und D -Zerfällen selektieren.

Tau Impact Parameter (IP)

Unter dem gleichen Aspekt wie für den Flugrichtungswinkel φ selektiert auch ein harter Schnitt auf den Impact Parameter (bzw. die Signifikanz) bevorzugt Taus

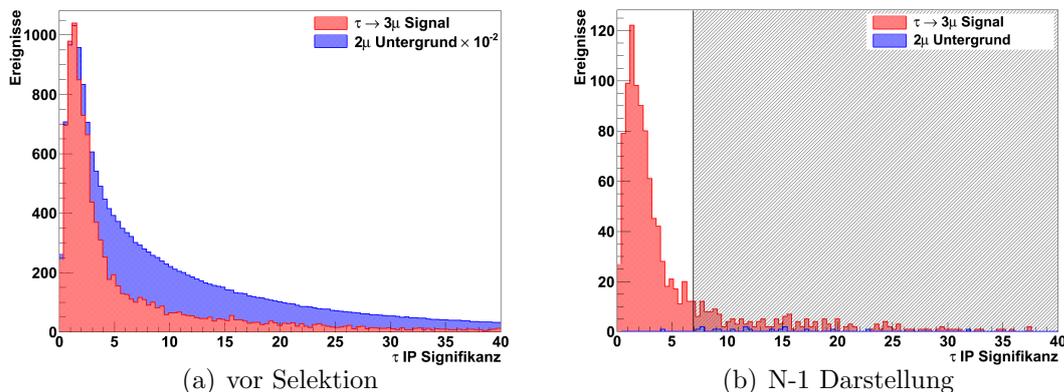


Abbildung 5.13: Verteilung der IP Signifikanz für rekonstruierte Taus aus Signal- und Untergrundereignissen (Schattierung = verworfener Bereich).

aus primären D_s -Mesonen, da diese Taus ebenfalls aus dem primären Interaktionsvertex zu stammen scheinen. Bei Wahl eines weniger restriktiven Schnittes lässt sich jedoch die Auswahl von Taus aus D_s -Zerfällen begrenzen und dennoch eine Separation vom Untergrund erreichen (siehe Abbildung 5.13).

5.5 Effizienz der Selektion

Mit den in diesem Kapitel beschriebenen Selektionsschnitten lassen sich die rekonstruierten $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfälle sehr gut vom betrachteten simulierten Untergrund isolieren. Eine Übersicht aller verwendeten Schnitte wird in Tabelle 5.2 gegeben. Darin enthalten sind die Effizienzen ϵ_i jedes einzelnen Schnittes allein, sowie dessen Effizienz ϵ_i^{N-1} in der gesamten Selektion, jeweils für Signal und Untergrund. Dabei wird folgende Definition der Effizienzen verwendet:

$$\epsilon_i = \frac{\# \text{ rekonstr. Kandidaten nach Schnitt } i}{\# \text{ rekonstr. Kandidaten vor Selektion}} \quad (5.3)$$

$$\epsilon_i^{N-1} = \frac{\# \text{ rekonstr. Kandidaten nach allen N Schnitten}}{\# \text{ rekonstr. Kandidaten nach allen Schnitten außer } i} \quad (5.4)$$

Schnittvariable	Signalverlust $1 - \epsilon_i$	Untergrund- diskr. $1 - \epsilon_i^*$	Signalverlust $1 - \epsilon_i^{N-1}$	Untergrund- diskr. $1 - \epsilon_i^{N-1}$
$\text{min-}Pt_\mu < 350 \text{ MeV}$	$(31,3 \pm 0,5)\%$	78,3%	$(7,3 \pm 0,4)\%$	$(75 \pm 43)\%$
$\text{max-}Pt_\mu < 1,1 \text{ GeV}$	$(15,6 \pm 0,4)\%$	47,0%	$(3,8 \pm 0,2)\%$	$(75 \pm 43)\%$
$\text{min-}\mu\text{IPs} > 2,5$	$(34,8 \pm 0,5)\%$	91,0%	$(22,5 \pm 1,0)\%$	$(94 \pm 23)\%$
$\text{max-}\mu\text{IPs} > 6,0$	$(15,8 \pm 0,4)\%$	43,2%	$(4,3 \pm 0,2)\%$	$(50 \pm 50)\%$
$2\mu\text{Masse} > 250 \text{ MeV}$	$(1,5 \pm 0,1)\%$	18,5%	$(1,3 \pm 0,1)\%$	$(50 \pm 50)\%$
$DLL_{\mu-\pi} > -2,9$	$(23,0 \pm 0,4)\%$	86,7%	$(14,7 \pm 0,7)\%$	$(96 \pm 19)\%$
$DLL_{\mu-K} > 6,0$	$(31,8 \pm 0,5)\%$	91,3%	$(21,2 \pm 1,0)\%$	$(98 \pm 14)\%$
$\text{NShared} \leq 2$	$(5,4 \pm 0,2)\%$	45,4%	$(1,2 \pm 0,1)\%$	$(50 \pm 50)\%$
”Muon-Clonerfinder”	$(5,7 \pm 0,2)\%$	33,2%	$(4,0 \pm 0,2)\%$	$(75 \pm 43)\%$
$\text{Vertex } \chi^2 < 5,5$	$(30,8 \pm 0,5)\%$	71,6%	$(10,2 \pm 0,5)\%$	$(90 \pm 30)\%$
$\text{DOCA}(2\mu) < 60 \mu\text{m}$	$(56,2 \pm 0,5)\%$	92,2%	$(16,8 \pm 0,8)\%$	$(92 \pm 28)\%$
$\cos(\varphi) > 0.99991$	$(30,7 \pm 0,5)\%$	94,4%	$(6,9 \pm 0,3)\%$	$(95 \pm 20)\%$
$\tau\text{IPs} < 7$	$(26,4 \pm 0,4)\%$	53,3%	$(18,4 \pm 0,9)\%$	$(94 \pm 23)\%$

Tabelle 5.2: Übersicht aller verwendeter Selektionsschnitte. Die Spalten 2 und 3 nennen die Effizienz der Selektionsschnitte angewendet auf die unselektierten Datensätze. Die Spalten 4 und 5 zeigen die Effizienz der gewählten Schnitte in Verbindung mit allen anderen Schnitten der gesamten Selektion. Dies entspricht der Effizienz in einer ”N-1 Darstellung”.

* Der stat. Fehler liegt unter 0,1%.

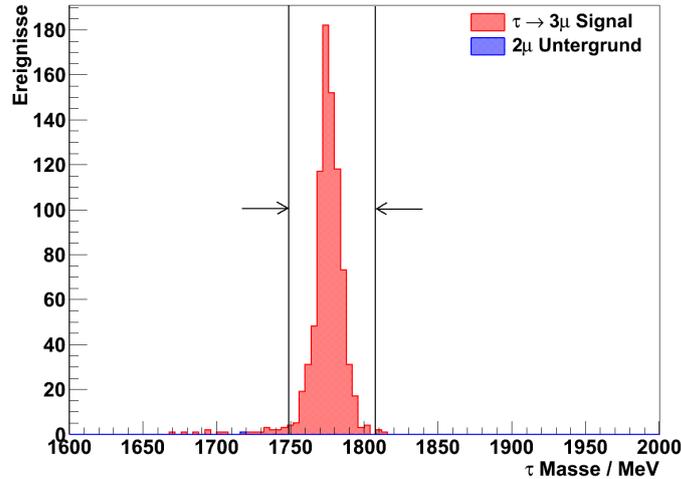


Abbildung 5.14: Massenverteilung der rekonstruierten τ -Leptonen aus $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfällen und Untergrundereignissen. Dargestellt ist zusätzlich das erlaubte Massenfenster für Signalkandidaten.

Bei Betrachtung der Tabelle fällt auf, dass jeder Schnitt für sich eine recht hohe Untergrunddiskriminierung besitzt, die Effizienz in der Gesamtselektion jedoch stark variieren kann. Des Weiteren sind die "N-1 Effizienzen" mit einem hohen Fehler behaftet. Dies ist auf die geringe Statistik der verbleibenden Untergrundergebnisse zurückzuführen. Daher ist es möglich, dass einzelne Separationsgrößen auf Daten redundant sind bzw. einen geringeren Beitrag in der Selektion besitzen. Dies kann jedoch mit dem vorliegenden simulierten Datensatz nicht genauer studiert werden. Ebenso besteht die Gefahr, dass einzelne Schnittwerte aufgrund zu weniger Untergrundergebnisse zu locker gewählt wurden und somit die Gesamtperformance der Selektion leicht überschätzt wird. Da jedoch eine Vielzahl verschiedener Separationsgrößen verwendet wird, sollte diese Fehlerquelle nicht zu stark ins Gewicht fallen.

Nach Anwenden aller Selektionsschnitte verbleiben aus dem Signaldatensatz mit ursprünglich 51048 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfällen innerhalb der Detektorakzeptanz noch 807 rekonstruierte Zerfälle³ im gewählten Massenfenster von $\Delta M = \pm 30$ MeV (siehe Abbildung 5.14). Dies ergibt eine gesamte Rekonstruktions- und Selektionseffizienz $\epsilon_{\text{Rek\&Sel}}^{\text{Sig}}$ von

$$\epsilon_{\text{Rek\&Sel}}^{\text{Sig}} = \frac{807}{51048} \approx 1,58\%.$$

Der vorhandene Untergrund aus dem inklusiven "Di-Muon" Datensatz wurde durch die Selektion im erweiterten Massenfenster von $\Delta M = \pm 120$ MeV bis auf ein verbleibendes Ereignis unterdrückt. Unter Berücksichtigung der entsprechenden integrierten Luminosität des Datensatzes und unter der Annahme eines flach ver-

³Diese Zerfälle stammen bereits aus L0-getriggerten Ereignissen, genaueres folgt in Kap. 6.

teilten Untergrundes erhält man für die Anzahl an erwarteten Untergrundereignissen N_{BG} in einem Jahr nomineller LHCb-Laufzeit für das Analyse-Massenfenster ($\Delta M = \pm 30$ MeV):

$$N_{BG} = 1 \cdot \frac{2fb^{-1}}{5,4pb^{-1}} \cdot \frac{30 \text{ MeV}}{120 \text{ MeV}} = 92,6.$$

Bei ursprünglich 26,2 Millionen Ereignissen im betrachteten Untergrunddatensatz entspricht dies einer Rekonstruktions- und Selektionseffizienz $\epsilon_{Rek\&Sel}^{BG}$ von

$$\epsilon_{Rek\&Sel}^{BG} = \frac{1}{4 \cdot 26,2 \cdot 10^6} = 9,54 \cdot 10^{-9}.$$

5.6 Signalzusammensetzung

Um eine möglichst hohe Signaleffizienz zu erreichen, hat es sich als effektiv erwiesen, nicht nur $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfälle aus einer bestimmten Zerfallskette zu selektieren, sondern verschiedene Quellen (vorgestellt in Kapitel 4.2) mit einzuschließen. Die Zusammensetzung der verbleibenden Signalereignisse soll an Hand von Tabelle 5.3 näher erläutert werden. Darin ist zu erkennen, dass auch nach der Selektion Taus aus verschiedenen Zerfallskanälen vorhanden sind. Durch die verwendeten Selektionsschnitte hat sich jedoch der prozentuale Anteil der Signalereignisse, wie erwartet, leicht verschoben, so dass nun ca. 67% (ehemals ca. 45%) der selektierten (bzw. vorhandenen) Taus aus prompten D_s - bzw. D_s^* -Mesonen stammen. Dies ist primär die Folge von den in Abschnitt 5.4 beschriebenen Schnitten auf topologische Größen der rekonstruierten Taus. Da auf diese Variablen jedoch weniger restriktiv geschnitten wurde, bestehen die selektierten Ereignisse dennoch aus ca. 31% Taus von verschiedenen B -Zerfällen.

Zerfallsweg der τ Mutter	Anteil der τ 's vor Selektion	Anteil der τ 's nach Selektion
prompte $D^{+/-}$ bzw. $D^{*+/-}$	1,4%	2,4%
$D^{+/-}$ aus B Mesonen/Baryonen	0,5%	< 0,1%
prompte $D_s^{+/-}$	11,5%	17,2%
prompte $D_s^{*+/-} \rightarrow D_s^{+/-}$	32,9%	49,5%
$D_s^{+/-}$ aus B Mesonen/Baryonen	16,4%	15,5%
prompte $B^{+/-}$	15,3%	5,5%
prompte B^0/\bar{B}^0	15,2%	8,1%
prompte B_s^0/\bar{B}_s^0	4,4%	1,8%
prompte $\Lambda_b^0/\bar{\Lambda}_b^0$	2,4%	< 0,1%

Tabelle 5.3: Vergleich der Signalzusammensetzung vor und nach Selektion.

Die in diesem Kapitel vorgestellte Selektion bietet eine Vielzahl an effektiven Separationsgrößen, um die sehr große Untergrunderwartung für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfälle zu unterdrücken. Einzelne Selektionsschnitte erscheinen in den "N-1"-Darstellungen teilweise als redundant, da aufgrund der hohen Anzahl an Schnittgrößen der Untergrund bereits stark reduziert worden ist. So ist der Beitrag der einzelnen Schnitte zur Gesamtselektion nur ungenau abzuschätzen. Dennoch bietet die gezeigte Selektion eine effiziente Möglichkeit, den simulierten Untergrund zu diskriminieren. Für eine Analyse auf Daten müsste die gezeigte Selektion auf Untergrundereignissen aus Seitenbändern erneut angepasst werden, um eine optimale Effizienz zu erhalten. Dazu liefert diese Selektion verschiedene Schnittvariablen mit einer jeweils hohen Separationsstärke.

Kapitel 6

$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Triggerselektion

Im folgenden Kapitel werden die erwarteten Triggereffizienzen für mögliche $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfälle betrachtet. Ausgangspunkt hierfür sind simulierte Signalereignisse, welche durch die in Kapitel 5 beschriebene Signalselektion ausgewählt worden sind. Da diese Selektion bereits für L0 getriggerte Ereignisse optimiert worden ist, wird im Folgenden versucht, die Effizienz auch im High-Level Trigger zu maximieren. Da die HLT-Algorithmen zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht vollständig festgelegt worden sind, können sich genannte Effizienzen jedoch noch ändern¹.

6.1 Triggereffizienzen

Da der Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ nur Myonen im Endzustand besitzt, sind zum Triggern der Ereignisse folglich nur myonische Trigger von Bedeutung. Diese finden sich in allen drei Triggerstufen mit verschiedenen Triggerschwellen wieder und sollen im Folgenden vorgestellt werden.

6.1.1 L0 Effizienz

Zum Triggern der Signalereignisse in der ersten Triggerstufe existiert ein Myon-Trigger, welcher nach Myonen mit hohen Transversalimpulsen sucht. Für diesen Trigger stehen zwei Selektionen zur Verfügung:

1. "Single Muon": Ein Myonkandidat im Ereignis mit einem transversalen Impuls von mindestens $P_t = 1,3 \text{ GeV}$.
2. "Dimuon": Zwei Myonkandidaten im Ereignis mit einem gemeinsamen Transversalimpuls von $|P_t(1)| + |P_t(2)| = 1,5 \text{ GeV}$.

¹Alle Effizienzen wurde mit der *DaVinci*-Software bestimmt, welche in der Version *v23r2p1* vorlag. Diese wurde speziell für HLT Betrachtungen bei "DC06" Monte Carlo Daten freigegeben.

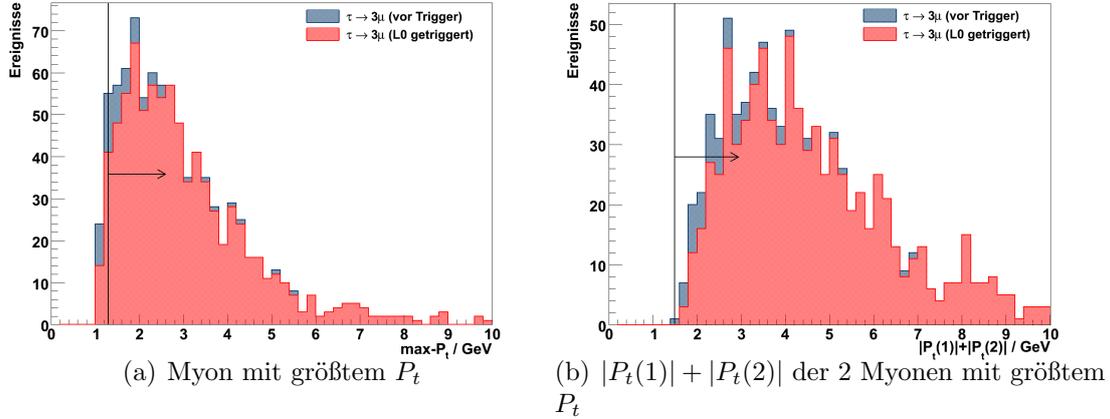


Abbildung 6.1: Verteilung der transversalen Impulse für Myonen aus "offline" selektierten Signalzerfällen mit der zugehörigen Triggerschwelle der (a) "Single Muon"- und (b) "Dimuon"-Selektion im L0 Hardwaretrigger. Abgebildet sind sowohl ungetriggerte als auch L0 getriggerte Ereignisse.

Wie an Hand der Transversalimpulsverteilung in Abb. 6.1 zu erkennen ist, sollte bereits ein Großteil der selektierten Ereignisse durch die "Single muon"-Selektion getriggert werden, im Fall der "Dimuon"-Selektion sind nahezu alle Ereignisse hinter der Triggerschwelle zu finden. Die Myon-Erkennung auf Ebene des L0-Triggers besitzt jedoch nicht die gleiche Leistungsfähigkeit wie in der "offline"-Rekonstruktion, da für die Identifikation eines Myons im L0-Trigger Treffer in allen Myonstationen vorausgesetzt werden [41]. Daher werden nicht alle Ereignisse, dessen Myonen sich hinter der in Abb. 6.1 eingezeichneten Schwelle befinden, vom L0-Trigger erfasst. Dieser Effekt ist für die "Dimuon"-Selektion größer, da hier zwei Myonen identifiziert werden müssen.

Mit folgender Definition der Triggereffizienz ϵ_{L0} im Hardwaretrigger

$$\epsilon_{L0} = \frac{\#(\text{offline selektiert \& L0 getriggert})}{\#(\text{offline selektiert})} \quad (6.1)$$

ergibt sich eine gesamte Effizienz von $\epsilon_{L0} = 91,6\%$. Diese Zahl ist verhältnismäßig hoch, obwohl der transversale Impuls der Myonen relativ gering ist. Die Möglichkeit auf niedrige Transversalimpulse zu triggern ist eine Besonderheit des LHCb-Detektors.

6.1.2 Effizienz der HLT1 Stufe

Die erste Stufe des Softwaretriggers dient, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, zur Bestätigung der L0 Entscheidung. Die Effizienz ϵ_{HLT1} der HLT1 Stufe

$$\epsilon_{HLT1} = \frac{\#(\text{offline selektiert \& L0 \& HLT1 getriggert})}{\#(\text{offline selektiert \& L0 getriggert})} \quad (6.2)$$

beträgt für L0 getriggerte $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse $\epsilon_{HLT1} = 91,4\%$.

Zum Prüfen der L0 Entscheidung stehen für die $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse zwei Gruppen von Algorithmen zur Verfügung, die "Muon alley"[45] und die "Muon & Track alley"[46]. In allen HLT1-Algorithmen wird zunächst die Spurhypothese der L0-Kandidaten unter Hinzunahme von Informationen des Tracking-Systems (T-Stations & VeLo) überprüft. Die "Muon Alley" besteht aus mehreren Selektionen, welche sich im Wesentlichen zu zwei Triggerlinien zusammenfassen lassen. Diese überprüfen die Entscheidung der korrespondierenden L0-Selektionen mit zusätzlichen Anforderungen wie dem Impact Parameter der Myonen:

1. "Single Muon": [$P_t > 1,3 \text{ GeV} \ \& \ IP > 80 \ \mu\text{m}$] oder [$P_t > 6 \text{ GeV}$].
2. "Dimuon": Minimalabstand der zwei Myonkandidaten $DOCA < 50 \ \mu\text{m}$, sowie [$IP > 150 \ \mu\text{m} \ \& \ m_{\mu\mu} > 0,5 \text{ GeV}$] oder [$m_{\mu\mu} > 2,5 \text{ GeV}$].

Als alternativer Ansatz zur "Dimuon line" wird die "Muon & Track alley" verwendet. Hierbei wird lediglich ein bestätigter L0-Myonkandidat benötigt, dem eine weitere Spur hinzugefügt wird, sofern aus beiden Spuren ein guter Sekundärvertex gebildet werden kann (Spurabstand $< 400 \ \mu\text{m}$). Dies hat den Vorteil, dass bereits erwähnte, mögliche Ineffizienzen der Myonerkenennung im Trigger umgangen werden können. Die Selektion lautet:

3. "Muon & Track": Abstand Primär-, Sekundärvertex $PV - SV > 1,5\text{mm}$, sowie $m_{\mu+track} > 1\text{GeV}$.

Ein Blick auf die einzelnen Beiträge (siehe Tabelle 6.1) der verschiedenen Triggerlinien für selektierte $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse zeigt, dass der Hauptanteil der HLT1 getriggerten Ereignisse, wie im Fall des L0 Triggers, über die "Dimuon"-Line selektiert werden. Zusätzlich wird jedoch auch ein recht hoher Anteil über die genannten "Single Muon" und "Muon & Track" Selektionen getriggert².

Triggerlinie	Effizienz ϵ der Triggerlinie
"Dimuon"	83,8%
"Single Muon"	69,9%
"Muon & Track"	73,6%
HLT1 gesamt	91,4%

Tabelle 6.1: Effizienzen der einzelnen Triggerlinien im HLT1 für selektierte, L0 getriggerte Signalereignisse.

²Ereignisse können auch durch mehrere Triggerlinien selektiert werden.

6.1.3 Effizienz der HLT2 Stufe

Die zweite Stufe des High Level Triggers unterscheidet sich von den beiden vorhergehenden Triggerebenen in zwei Punkten. Zum einen wird nun eine vollständige Spurrekonstruktion der verbliebenen Ereignisse durchgeführt, zum anderen wird jeder HLT2-Filteralgorithmus auf alle bisher getriggerten Ereignisse parallel angewendet, unabhängig von welcher HLT1-Linie die Ereignisse zuvor selektiert worden sind.

Für die Selektion der $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse werden erneut inklusive Myon-Filter betrachtet, welche ähnlich wie die HLT1-Filteralgorithmen aufgebaut sind. Es zeigt sich jedoch, dass die Effizienz in dieser Triggerebene

$$\epsilon_{HLT2} = \frac{\#(\text{offline selektiert \& L0 \& HLT1 \& HLT2 getriggert})}{\#(\text{offline selektiert \& L0 \& HLT1 getriggert})}$$

mit $\epsilon_{HLT2} = 79,3\%$ bedeutend niedriger ausfällt.

Betrachtet man den Beitrag der einzelnen Myon-Filter in Tabelle 6.2, so zeigt sich, dass keine der inklusiven Selektionen die gesuchten Signalereignisse zufriedenstellend triggern kann. Grund dafür ist, dass diese Filter für B -Zerfälle entwickelt worden sind. Die "Single Muon" Selektionen verlangen z.B. ein Myon mit hohem Transversalimpuls ($P_t > 3 - 5\text{GeV}$), was von Myonen aus $B \rightarrow \mu X$ Zerfälle leicht erfüllt werden kann. In den "Dimuon"-Selektionen werden die $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse meist durch eine zu hohe Schwelle für die invariante Masse von zwei Myonen ($m_{\mu\mu} > 3\text{GeV}$) abgewiesen. Diese Filter wurden für leptoni-sche Zerfälle von schweren Mesonen konstruiert, welche einen Schwerpunkt des LHCb-Physikprogramms darstellen (z.B. $B_s \rightarrow \mu\mu$ oder $b \rightarrow J/\psi(\mu\mu)X$). Lediglich ein Filter ("HLT2 biasedDimuonIP") zeigt einen nennenswerten Beitrag, der hauptsächlich durch moderate Anforderungen an den transversalen Impuls der Myonen ($P_t > 700\text{MeV}$) begrenzt wird.

HLT2 Triggerlinie	ϵ_{HLT2} Triggerlinie
"HLT2 singlemuon"	25,7%
"HLT2 singlemuonMid"	8,3%
"HLT2 singlemuonHighPt"	< 0,1%
"HLT2 unbiasedDimuon"	< 0,1%
"HLT2 biasedDimuonRobust"	1,7%
"HLT2 biasedDimuonRefined"	0,5%
"HLT2 biasedDimuonMass"	2,0%
"HLT2 biasedDimuonIP"	54,9%
"HLT2 IncMuTrackMid"	4,1%
HLT2 gesamt	79,3%

Tabelle 6.2: Beitrag der einzelnen HLT2 Myon-Triggerlinien für HLT1 getriggerte $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse. Die genauen Definitionen der Triggerlinien können den Referenzen [31, 47] entnommen werden.

6.2 Exklusiver $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Softwaretrigger

Aufgrund der mäßigen Effizienz der bisherigen Algorithmen der 2. Stufe des HLT wurde ein exklusiver Filteralgorithmus zum Triggern möglicher $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfälle entwickelt. Dieser Filter ist an die in Kapitel 5 entwickelte "Offline"-Selektion angelehnt, wobei wegen des limitierten Zeitbudgets im High-Level Trigger auf einige Selektionsvariablen verzichtet werden muss. Für den Algorithmus wird daher auf möglichst wenige und einfache Selektionsvariablen zurückgegriffen, mit dem Ziel, eine hohe Triggereffizienz für HLT1 getriggerte $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse zu erreichen und gleichzeitig eine möglichst hohe Unterdrückung des Untergrundes zu erzielen. Aufgrund der äußerst geringen Signalerwartung wurde eine maximale Ausgaberate von ca. 1 Hz angestrebt. Zum Überprüfen dieser Rate wird der in Kapitel 4.1 erwähnte " $L0 \times HLT1$ minimum bias" Datensatz verwendet, welcher bereits nur L0 und HLT1 getriggerte Ereignisse beinhaltet.

Der vorgeschlagene Filteralgorithmus (`Hlt2LineTau2MuMuMu`) sieht wie folgt aus:

- a) Als Eingabe werden drei Myonen verlangt, die die Myon-Definition³ des HLT erfüllen.
- b) Für die Rekonstruktion eines $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfalls wird ein Massenfenster von $\Delta M = 200$ MeV zugelassen. Die Gesamtladung der drei Myonen muss dabei einer Elementarladung entsprechen ($L_{\mu\mu\mu} = \pm 1e$).
- c) Die geforderten Selektionskriterien (Definitionen wie in Kapitel 5) lauten:
 - $m_{\mu\mu} > 220$ MeV
 - $DOCA(\mu\mu) < 110$ μm
 - $\min-P_t(\mu) > 310$ MeV, $\max-P_t(\mu) > 1,2$ GeV
 - $\min-IPs > 1,2$, $\max-IPs > \sqrt{13}$
 - $\cos(\varphi) > 0,9992$
 - Vertex $\chi^2 < 15$

Die Selektionsschnitte, die für den HLT2-Filter vorgeschlagen wurden, sind im Vergleich zur "Offline"-Selektion weniger restriktiv gehalten. Grund dafür ist, dass einerseits möglichst viele der "offline" selektierten $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse erhalten bleiben sollen, und andererseits die grobe Unterdrückung des allgemeineren "minimum bias" Untergrundes leichter fällt als die Unterdrückung des Hauptuntergrundes in der "offline" Selektion. Die Wahl der Schnittwerte geht aus den Abbildungen 6.2 und 6.3 hervor. Dabei ist zu beachten, dass in der HLT-Ereignisrekonstruktion die Impuls- und Ortsauflösung ein wenig schlechter ist als in der "Offline" Rekonstruktion.

³Die Myonidentifikation im HLT beschränkt sich auf Spuren, die das gesamte Myonsystem durchlaufen ($P > 5$ GeV) haben. Dabei muss den Spuren in allen Myonstationen Treffer zugeordnet werden können, [48].

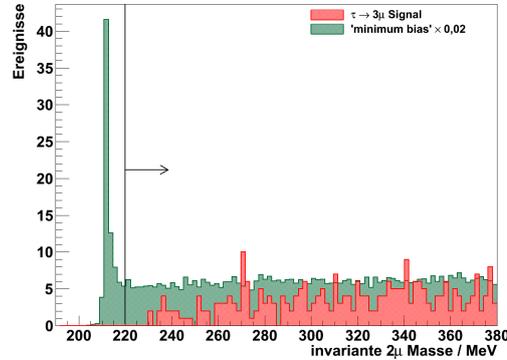
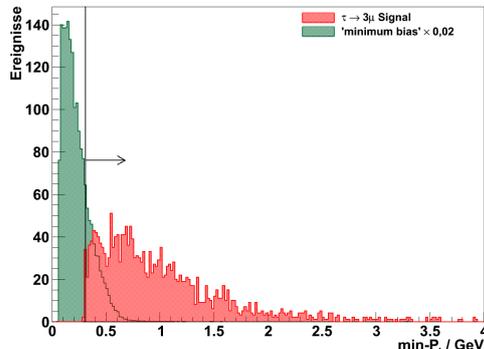
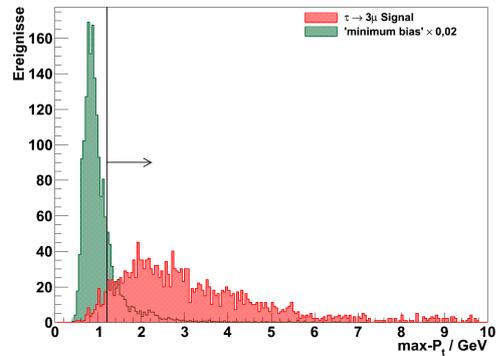
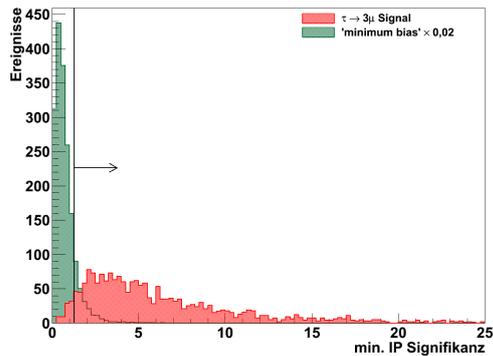
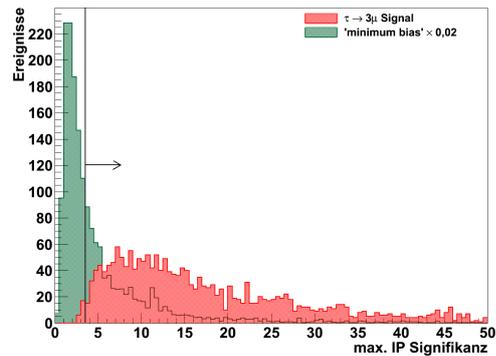
(a) Minimales $m_{\mu\mu\mu}$ der 3 Myonen(b) Min- $P_t(\mu)$ der 3 Myonen(c) Max- $P_t(\mu)$ der 3 Myonen(d) Min- IPs der 3 Myonen(e) Max- IPs der 3 Myonen

Abbildung 6.2: "Offline" selektierte Signal- und "minimum bias"-Ereignisse nach den Triggerstufen L0 und HLT1. Zu sehen sind jeweils die Verteilungen der Schnittvariablen mit dem gewählten Schwellwert für den vorgestellten exklusiven HLT2-Filteralgorithmus.

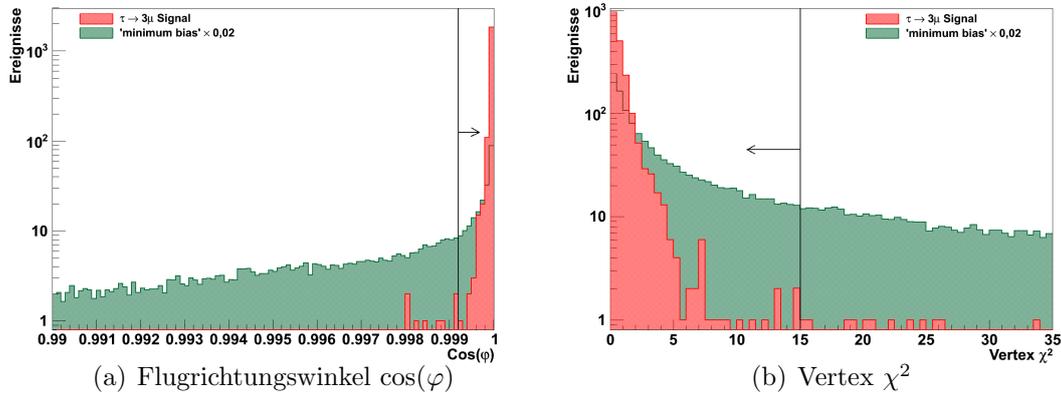


Abbildung 6.3: "Offline" selektierte Signal- und "minimum bias"-Ereignisse nach den Triggerstufen L0 und HLT1. Zu sehen sind jeweils die Verteilungen der Schnittvariablen mit dem gewählten Schwellenwert für den vorgestellten exklusiven HLT2-Filteralgorithmus

Für die vorgeschlagene HLT2-Triggerelektion ergibt sich eine Effizienz von $\epsilon_{HLT2\tau3\mu} = 88,0\%$ bei einer erwarteten "minimum bias"-Triggerrate von knapp 1 Hz (2 Ereignisse in 2,48 s). Die "minimum bias"-Rate ist mit einer großen Unsicherheit behaftet, da zum Evaluieren kein größerer Datensatz vorhanden war. Sollte die Rate auf Daten signifikant höher ausfallen, so ist eine nachträgliche Änderung oder Skalierung der Selektion jederzeit möglich. Da der exklusive Filteralgorithmus auf drei identifizierten Myonen aufbaut, ist die Effizienz, $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse zu triggern, limitiert durch die verminderte Myonidentifikation des Triggersystems. Allein die Filterung von drei detektierten Myonen reduziert die Signaleffizienz bereits auf ca. 94%.

Mit dem zusätzlichen exklusiven Filter lässt sich die HLT2 Effizienz von insgesamt $\epsilon_{HLT2} = 79,3\%$ auf $\epsilon_{HLT2} = 95,1\%$ erhöhen. Für eine spätere Analyse von $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfällen empfiehlt es sich jedoch, statt aller HLT2 getriggerten Ereignisse nur Ereignisse der exklusiven Triggerelektion zu verwenden. In diesem Fall lässt sich der Untergrund besser kontrollieren, da mögliche Ereignisse nicht durch eine Vielzahl verschiedener Filter mit unterschiedlichen Selektionskriterien gelangen können, sondern lediglich durch die Selektion eines bestimmten Filters.

6.3 Optimierte Triggereffizienzen

Die in den beiden vorhergehenden Abschnitten gezeigten Triggereffizienzen sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Dabei zeigt sich, dass in allen Triggerstufen eine gute Effizienz für selektierte $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse erreicht werden konnte. Besonders wichtig ist hierbei, dass auf Ebene des Hardwaretriggers eine hohe Effizienz von über 90% vorliegt. Ineffizienzen in dieser Triggerstufe wären nur sehr schwer zu beheben. Auch im Bereich des Software-Triggers ergeben sich keine Schwierigkeiten für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Ereignisse, da mit Hilfe des zusätzlichen exklusiven Filters für die beiden Stufen des HLT Effizienzen von über 90% erreicht werden. Somit ergibt sich eine erwartete Gesamttriggereffizienz $\epsilon_{trigger}$ von:

$$\epsilon_{trigger} = \epsilon_{L0} \cdot \epsilon_{HLT1} \cdot \epsilon_{HLT2} = 79,6\%$$

bzw. im Fall der alleinigen Benutzung des exklusiven $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Filters im HLT2:

$$\epsilon_{trigger} = \epsilon_{L0} \cdot \epsilon_{HLT1} \cdot \epsilon_{HLT2, \tau \rightarrow \mu\mu\mu} = 73,7\%$$

Da, wie bereits erwähnt, die Filteralgorithmen und die endgültige Speicherbandbreite des HLT2 zu diesem Zeitpunkt noch nicht vollständig festgelegt worden sind, können sich die hier ermittelten Effizienzen ebenfalls noch ändern⁴.

Triggerstufe	Effizienz der Triggerstufe
L0	91,6%
HLT1	91,4%
HLT2 ohne exkl. $\tau \rightarrow 3\mu$ Trigger	79,3%
HLT2 mit exkl. $\tau \rightarrow 3\mu$ Trigger	95,1%
HLT2 nur exkl. $\tau \rightarrow 3\mu$ Trigger	88,0%

Tabelle 6.3: Zusammenfassung der erwarteten Triggereffizienzen für "offline" selektierte Signalzerfälle.

⁴Derzeit wird über die endgültige Speicherbandbreite diskutiert, jedoch ist eher mit einer höheren Bandbreite zu rechnen, was die Triggereffizienzen noch erhöhen sollte.

Kapitel 7

Sensitivität für den Nachweis von

$$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$$

7.1 Untergrunddiskussion

Nach Anwenden der in Kapitel 5 vorgestellten Signalselektion auf die erwarteten Untergrundereignisse, verbleibt aus der zur Verfügung stehenden Ereignismenge lediglich ein Signalkandidat. Eine Untersuchung dieses Kandidaten mit Hilfe der Informationen des MC Generators zeigt, dass es sich hierbei um den Zerfall eines B^- -Mesons handelt, welches kaskadisch drei echte Myonen produziert hat und so einen Signalzerfall imitiert:

$$\begin{array}{l} B^- \rightarrow D^+ \pi^- \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ \quad \quad \quad \downarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ \quad \quad \quad \downarrow \bar{K}^0 \mu^+ \nu_\mu \end{array}$$

Durch leichte Modifikation der Selektionskriterien würde sich auch dieses Ereignis leicht unterdrücken lassen. Aufgrund der fehlenden Ereignisstatistik ist dieses Vorgehen an dieser Stelle jedoch nicht sinnvoll. Es sind mehr Untergrundereignisse notwendig um die Form des Untergrundes zu erfassen und eine weitere Optimierung der Kriterien zu rechtfertigen.

Um mögliche Untergrundquellen ausschließen zu können, die nicht mit dem "Di-Muon" Datensatz erfasst werden, sind zusätzlich zwei weitere Monte Carlo Datensätze (siehe Tab. 4.1) untersucht worden. Da beide Datensätze im Vergleich zum "Di-Muon"-Sample nur eine geringe Größe besitzen, dienen folgende Betrachtungen lediglich als eine Gegenprobe zu der bereits in Kapitel 5 erfolgten Signalselektion:

- Um speziell Untergrundzerfälle aus $c\bar{c}$ -Ereignissen zu untersuchen, wurde ein entsprechender **inklusive $c\bar{c}$ Datensatz** (siehe Kapitel 4.1) betrachtet. Aufgrund der geringen Anzahl an vorhandenen Ereignissen (der Datensatz entspricht lediglich einer Luminosität von $L = 0,13 \text{ nb}^{-1}$), können jedoch keine seltenen Untergrundbeiträge, die für $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ trotzdem einen signifikanten Beitrag darstellen können, untersucht werden. Die Verteilungen vor der Selektion zeigen keine Auffälligkeiten im Vergleich zum bereits betrachteten Untergrund aus dem "Di-Muon"-Datensatz. Daher lässt sich der gesamte Untergrund dieses $c\bar{c}$ -Datensatzes sehr leicht mit der auf dem "Di-Muon"-Datensatz optimierten Selektion unterdrücken, so dass keine Kandidaten selektiert werden. Dazu reicht es bereits, lediglich die Selektionsvariablen für eine saubere Myonidentifikation (DLLs, Clonefinder, NShared) anzuwenden, sowie zusätzlich eine vergleichsweise geringe Anforderung an die Flugrichtung ($\cos(\varphi) < 0,999$) der rekonstruierten Taus zu fordern. Die Verteilungen der genannten Größen sind in Abbildung 7.1 zu sehen.
- Eine weitere Möglichkeit um kombinatorischen Untergrund zu studieren, ist die Verwendung eines modifizierten "**minimum bias**" **Datensatzes**. Dabei wird für alle Spuren die gemessene Teilchenhypothese ignoriert und jede Spur als die eines Myons angenommen. Auf diese Art lässt sich die Stabilität einer Selektion auf kombinatorische Ereignisse prüfen. Ein Test der Signalselektion auf diesem Datensatz zeigte, dass jedoch keine Ereignisse die Selektion passieren. Dies entspricht durchaus der Erwartung, da durch den "Di-Muon" Datensatzes bereits kombinatorische Untergrundereignisse betrachtet und unterdrückt wurden.

Da in den beiden zusätzlich betrachteten Monte Carlo Datensätzen keine weiteren Untergrundquellen beobachtet werden konnten, wird für weitere Berechnungen die in Kapitel 5.5 erhaltene Untergrunderwartung basierend auf einem einzelnen Signalkandidaten aus dem "Di-Muon" Datensatz verwendet.

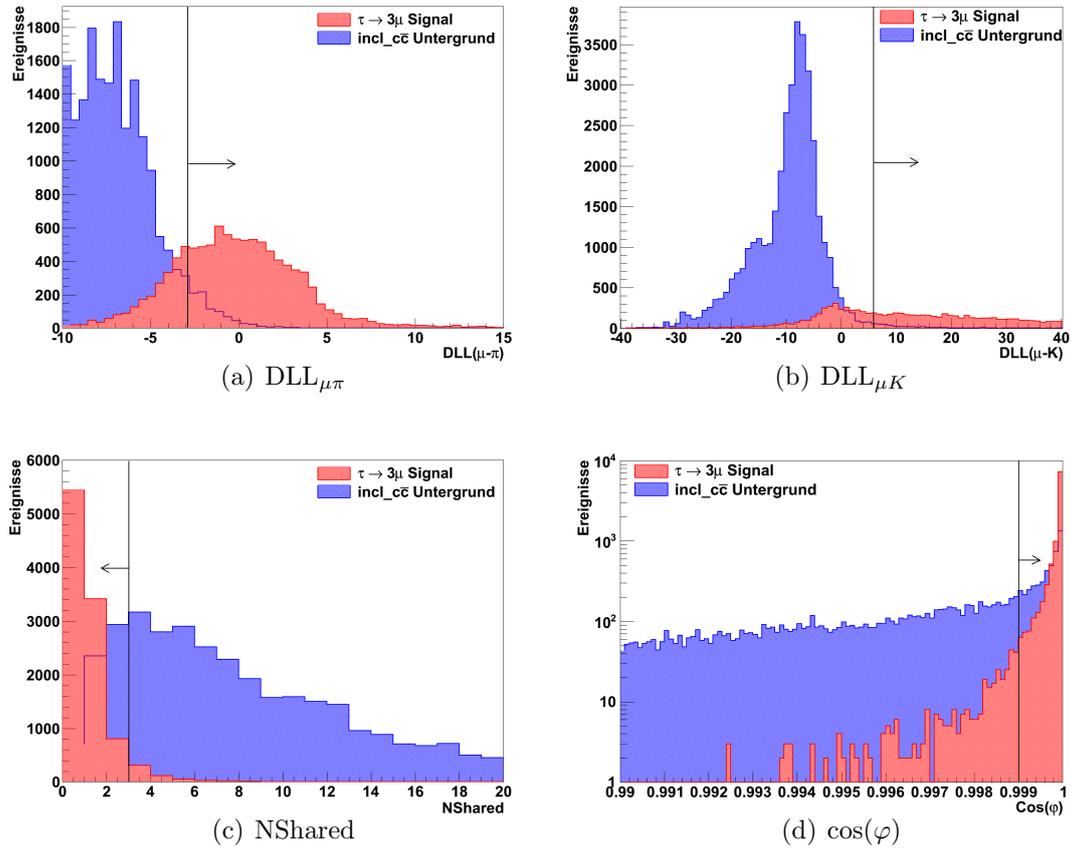


Abbildung 7.1: Verteilungen von ausgewählten Separationsgrößen für Myonkandidaten aus dem Signal- und inklusiven $c\bar{c}$ -Untergrunddatensatz vor Selektion. a) und b) zeigen DLL-Verteilungen für den jeweils am schlechtesten identifizierten Myonkandidaten, c) zeigt die Zahl "NShared" für Spuren von Myonkandidaten eines Zerfalls. d) zeigt die Verteilung des Flugrichtungswinkels für rekonstruierte Taus. Die schwarzen Linien markieren die in Kapitel 5 erhaltenen Schnittwerte aus dem "Di-Muon"-sample, mit denen sich der gesamte Untergrund des $c\bar{c}$ -Datensatzes unterdrücken lässt. Für den Flugrichtungswinkel konnte hierfür ein weniger restriktiver Wert gewählt werden.

7.2 Abschätzung der oberen Grenze des Verzweigungsverhältnisses

Aus den in Kapitel 5 bestimmten Rekonstruktions- und Selektionseffizienzen, sowie der Anzahl verbleibender Untergrundereignisse nach allen Selektionskriterien, soll im Folgenden eine Abschätzung für die Sensitivität des LHCb Experiments für die Messung des leptonzahlverletzenden Tau-Zerfalls in drei Myonen bestimmt werden. Unter der Annahme im Experiment keine Signal- sondern nur Untergrundereignisse zu beobachten, wird eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis (Branching Ratio BR) abgeschätzt. Der "incl. $b\bar{b}$ = DiMuon" Datensatz wird, wie im vorherigen Abschnitt begründet, als einziger Untergrund für den Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ betrachtet.

Berechnung der Untergrunderwartung

Nach Anwendung der ausgearbeiteten Signalselektion lässt sich der betrachtete Untergrund bis auf ein verbleibendes Ereignis unterdrücken. Aufgrund dieser kleinen Zahl wird für die weitere Abschätzung des Untergrundes, unter Annahme von Poissonstatistik, eine Obergrenze mit einem 90% Vertrauensbereich (Confidence Level) verwendet. Dabei ist $P(\mu)$ eine Poisson-Verteilung um den Erwartungswert μ , die einer gemessenen Anzahl an MC-Untergrundereignissen n eine Wahrscheinlichkeit $P(n; \mu)$ zuordnet. Die obere Poisson-Grenze μ_{max} berechnet sich wie folgt:

$$90\%(CL) = \sum_{k=n+1}^{\infty} P(k; \mu^{max}) \quad (7.1)$$

Somit beträgt für einen Erwartungswert $\mu = \mu_{max}$ die Wahrscheinlichkeit n oder weniger Ereignisse zu beobachten noch 10%. Für die gemessene Untergrunderwartung $n = 1$ ergibt sich nach Formel 7.1 für die obere Poisson-Grenze ein Wert von $\mu_{max} = 3,89$ Ereignissen.

Mit dem Wissen, dass der verwendete Datensatz einer integrierten Luminosität von $5,4 pb^{-1}$ entspricht, lässt sich diese Zahl auf die erwartete Anzahl an Untergrundereignissen in einem Jahr nomineller Experimentlaufzeit ($2 fb^{-1}$) skalieren. Da der ermittelte Untergrund in einem 4-fach größeren Massenfenster untersucht wurde als für Signalkandidaten zugelassen ist, ergibt sich, unter der Annahme eines flach verteilten Untergrundes, für die erwartete Anzahl an Untergrundereignissen N_{BG}^{MC} im Analysemassenfenster (30 MeV):

$$N_{BG}^{MC} = 3,89 \cdot \frac{2 fb^{-1}}{5,4 pb^{-1}} \cdot \frac{30 MeV}{120 MeV} \approx 360 \text{ Ereignisse.}$$

Diese Anzahl an Ereignissen (N_{BG}^{MC}) stellt die obere Grenze der Untergrunderwartung für den betrachteten Monte Carlo Datensatz dar.

Da in einem Experiment stets mehr oder weniger Ereignisse beobachtet werden,

als im Mittel vorhergesagt werden, kann auch die Anzahl der gemessenen Untergrundereignisse variieren. Um dies abschätzen zu können wird eine obere und eine untere Grenze für die Anzahl erwarteter Untergrundereignisse bestimmt. Unter Annahme einer Poissonverteilung mit Erwartungswert $\mu = N_{BG}^{MC}$ wird ein zentrales Intervall $I = [N_{BG}^{min}, N_{BG}^{max}]$ berechnet, so dass die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse auf Daten zu 90% in diesem Intervall liegt. Zur Bestimmung dieses zentralen Intervalls wird eine obere und eine untere Grenze berechnet, so dass jeweils 5% der Ereignisse über bzw. unter diesen Grenzen liegen:

$$0,95 = \sum_{n=N_{BG}^{min}}^{\infty} P(n; \mu = N_{BG}^{MC}) \quad (7.2)$$

$$0,95 = \sum_{n=0}^{N_{BG}^{max}} P(n; \mu = N_{BG}^{MC}) \quad (7.3)$$

Aus den beiden Formeln ergibt sich für das Intervall der Untergrunderwartung auf Daten (90% CL): $I = [329, 392]$.

Abschätzung des Verzweigungsverhältnisses

Um eine obere Sensitivitätsgrenze für die Messung des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ angeben zu können, wird nun die maximale Anzahl an möglichen Signalereignissen bestimmt, die verträglich mit der jeweils berechneten Untergrunderwartung in einem 90% Vertrauensbereich (90% CL = $1 - \alpha$) ist,

$$\alpha = \sum_{n'=0}^{N_{BG}} P(n'; \mu = \lambda), \quad \lambda = N_{BG} + N_{Sig}. \quad (7.4)$$

Unter der Randbedingung, dass die Anzahl möglicher Signalereignisse N_{Sig} positiv sein muss, wird für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit ein Normierungsfaktor benötigt:

$$\sum_{n''=0}^{N_{BG}} P(n''; \mu = N_{BG}^{MC}) \quad (7.5)$$

Damit ergibt sich folgende Formel für die Berechnung einer oberen Grenze von möglichen Signalereignissen:

$$\alpha = \frac{\sum_{n'=0}^{N_{BG}} P(n'; N_{Sig} + N_{BG})}{\sum_{n''=0}^{N_{BG}} P(n''; N_{BG}^{MC})}, \quad 1 - \alpha = 90\%CL \quad (7.6)$$

Diese Formel zur Berechnung einer oberen Grenze entspricht der Methode von Helene/Zech [49, 50].

Mit dem zuvor berechneten Intervall für die Untergrunderwartung ergibt sich

nach Formel 7.6 für die Anzahl an möglichen Signalereignissen N_{Sig} , die von einer statistischen Fluktuation des Untergrundes nicht zu unterscheiden wäre:

$$N_{Sig}^{max} \approx 58 \text{ Ereignisse} \quad \text{bzw.} \quad N_{Sig}^{min} \approx 18 \text{ Ereignisse.}$$

Unter Verwendung der in Kapitel 5.5 bestimmten Effizienz $\epsilon_{Rek\&Sel}^{Sig}$ $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfälle zu Rekonstruieren und zu Selektieren, sowie der Anzahl an τ -Leptonen N_τ , welche aus Zerfällen von B - und D -Mesonen innerhalb eines Jahres in der Detektorakzeptanz produziert werden (Kap. 4.2), berechnet sich die Obergrenze des Verzweungsverhältnisses wie folgt:

$$BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} = \frac{N_{Sig}}{N_\tau \cdot \epsilon_{Rek \& Sel}^{Sig}} \quad (7.7)$$

Damit ergibt sich, je nach Untergrund, für die obere Grenze des Verzweungsverhältnisses:

$$\text{für } N_{Sig}^{min} : BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} \leq 1,9 \cdot 10^{-8} \quad (90\%CL)$$

$$\text{für } N_{Sig}^{max} : BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} \leq 6,1 \cdot 10^{-8} \quad (90\%CL)$$

Verwendet man für die Berechnung des Verzweungsverhältnisses lediglich die Untergrunderwartung des Monte Carlo Datensatzes, so erhält man eine mittlere Obergrenze von:

$$BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} \leq 3,5 \cdot 10^{-8} \quad (90\%CL).$$

7.3 Diskussion der ermittelten Sensitivität

Der für die Studie verwendete Untergrunddatensatz beinhaltet Ereignisse, die durch einen Dimuon-Filter vorselektiert worden sind. Dabei werden Ereignisse ausgewählt, die mindestens zwei Myonen unterschiedlicher Ladung im Endzustand enthalten. Somit tragen Ereignisse mit zwei echten Myonen gleicher Ladung nicht zur Untergrundbetrachtung bei. Diese Art von Untergrund unterscheidet sich jedoch nicht prinzipiell von den bereits betrachteten Ereignissen aus dem "Di-Muon"-Datensatz, da zur Bildung eines Signalkandidaten ein weiterer Myonkandidat aus falsch identifizierten Teilchen oder Geistern benötigt wird. Diese Art von Misidentifikation sollte mit den vorgestellten Selektionskriterien für eine saubere Myonerkenkung jedoch gut unterdrückt werden können.¹

Im verwendeten Signaldatensatz wurde der Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$, wie bereits in Kapitel 4.1 erwähnt, nur unter Verwendung eines Phasenraum basierten Zerfallsmodell simuliert. Somit ist die gezeigte Selektion möglicherweise weniger sensitiv für einen leptonzahlverletzenden Tauzerfall, der einen speziellen Zerfallsmechanismus besitzt. Um diesen Einfluss gering zu halten, wurden in der Selektion auf eine Betrachtung der Winkelverteilung der Zerfallsprodukte verzichtet. Eine genaue Untersuchung der Zerfallstopologie in verschiedenen theoretischen Modellen konnte im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht untersucht werden (Vergleiche hierzu Arbeiten wie z.B. [18]).

Die gezeigte Analyse des Zerfalls $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ sowie die abgeschätzte obere Sensitivitätsgrenze für die Messung des Verzweungsverhältnisses, basiert vollständig auf Monte Carlo simulierten Daten. Um den Untergrund für den Zerfall abschätzen zu können wurde ein statistisch stark begrenztes Ereignissample benutzt, welches es nicht erlaubt, die Form der Untergrundverteilung für die einzelnen Schnittgrößen (N-1 Darstellung) korrekt zu bestimmen. Es ist davon auszugehen, dass die Untergrundunterdrückung bei Kenntnis der exakten Form des Untergrundes weiter verbessert werden kann, ohne die Signaleffizienz der Ereignisselektion stark zu vermindern.

Daher ist es realistisch anzunehmen, dass die erreichte Ausschlussgrenze von $BR < 3,5 \cdot 10^{-8}$ in den Bereich von 10^{-9} getrieben werden kann.

¹Im Rahmen der aktuellen Monte Carlo Produktion (MC09) werden derzeit umfangreiche Datensätze simuliert, deren Produktion zum Zeitpunkt dieser Arbeit jedoch noch nicht abgeschlossen ist.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Diplomarbeit wurde der leptonzahlverletzende Zerfall $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ untersucht und die Sensitivität des LHCb Experiments für diesen Zerfall auf Basis einer Monte Carlo Studie abgeschätzt. Innerhalb eines Jahres nomineller Laufzeit des Experiments werden rund 60 Milliarden τ -Leptonen produziert, die im Bereich der LHCb-Detektorakzeptanz zu finden sind. Diese Taus stammen zu knapp 61% aus Zerfällen von D_s - sowie verschiedener B -Mesonen (35%). Trotz der niedrigen transversalen Impulse der Myonen aus $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfällen sollten sich diese Ereignisse bei LHCb mit einer hohen Gesamteffizienz von etwa 80% triggern lassen. Um dies zu erreichen, wurde für die letzte Ebene des Triggersystems ein exklusiver Filteralgorithmus entwickelt, der bei einer geringen Untergrundrate von ca. 1 Hz über 88% der in der "offline"-Analyse selektierten Signalzerfälle triggern kann.

Die Hauptuntergrundquellen in der $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Analyse sind semileptonische Zerfälle von verschiedenen B - und D -Mesonen. Dabei existieren Zerfälle, bei denen kaskadisch bis zu drei Myonen produziert werden, die einen $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfall imitieren können. Zusätzlich werden eine Vielzahl von Ereignissen rekonstruiert, in denen lediglich ein oder zwei echte Myonen produziert wurden. Diese Ereignisse enthalten zusätzlich Myonkandidaten aus fehlerhaft identifizierten Spuren oder Geistern. Dieser Typ von Untergrund lässt sich zum Großteil mit hohen Qualitätsanforderungen an die Myonidentifikation unterdrücken. Zur Vermeidung der Geisterrekonstruktion wurde ein sogenannter "Clonefinder" entwickelt, der spezielle Geister- bzw. Klonspuren (das sind Rekonstruktionsartefakte, die eine zweite, identische Spur bilden) im Myonsystem des Detektors identifizieren kann und betroffene Ereignisse verwirft.

Für eine quantitative Betrachtung des Untergrundes wurde ein "Di-Muon"-Datensatz verwendet, der bereits vorgefilterte Ereignisse mit mindestens zwei Myonen im Endzustand besitzt. Der zur Verfügung stehende Untergrund, der einer Datennahme von knapp einem Tag entspricht ($L_{int}=5,4 pb^{-1}$), konnte dabei bis auf ein verbleibendes Ereignis reduziert werden. Daher ist die Analyse derzeit durch die begrenzte Statistik des simulierten Untergrundes limitiert.

Die Untersuchung des $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfalls erfolgte unter Verwendung eines speziellen Signaldatensatzes, in dem der leptonzahlverletzende Zerfall auf Basis eines Phasenraummodells beschrieben worden ist. Unter Verwendung beider Datensätze ist eine Signalselektion erarbeitet worden, die auf verschiedenen Selektionsgrößen mit einer jeweils hohen Separationsstärke aufgebaut ist. Auf Basis der erreichten Effizienz $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ Zerfälle zu rekonstruieren ($\epsilon = 1,6\%$), lässt sich die Sensitivität des LHCb Experiments bei einem Jahr Laufzeit ($L_{int}=2fb^{-1}$) für diesen leptonzahlverletzenden Zerfall abschätzen. Es ergibt sich eine mittlere obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis von

$$BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} \leq 3,5 \cdot 10^{-8} \text{ (90\% CL)}.$$

Die mit dieser Monte Carlo Studie ermittelte Sensitivität befindet sich in der gleichen Größenordnung, wie die zuletzt veröffentlichten Ergebnisse der Experimente Belle ($BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} \leq 3,2 \cdot 10^{-8}$) [1] und Babar ($BR_{\tau \rightarrow \mu\mu\mu} \leq 5,3 \cdot 10^{-8}$) [51]. Dabei ist zu beachten, dass die erreichte Obergrenze limitiert ist durch die Menge des simulierten Untergrundes. Bei einer Analyse auf Daten lässt sich eine bedeutend größere Anzahl an Untergrundereignissen aus Seitenbändern des Signalfensters untersuchen und daraus die Form des Untergrundes für einzelne Separationsgrößen in der gesamten Selektion bestimmen. Durch Optimieren der Selektionschnitte unter Berücksichtigung dieser Form, sollte eine effizientere Untergrundunterdrückung möglich sein.

Die vorgestellte Analyse basiert auf einer Schnittselektion und berücksichtigt daher keine Korrelationen der verwendeten Separationsgrößen. Mit der Verwendung einer multivariaten Analyse, bei der die Informationen der einzelnen Größen sowie deren Korrelationen zu einer mehrdimensionalen Variable kombiniert werden, sollte ebenfalls eine stärkere Untergrundunterdrückung bei gleichzeitig besserer Selektionseffizienz erreicht werden.

Daher ist mit einer Verbesserung der gezeigten Ausschlussgrenze in einen Bereich der Größenordnung 10^{-9} zu rechnen.

Literaturverzeichnis

- [1] Belle Collaboration (Y. Miyazaki et al.), *Search for Lepton Flavor Violating Tau Decays into Three Leptons*, Phys. Lett. B 660:154-160,2008
- [2] P.Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. 12, 132 (1964)
- [3] R.Davis, *A review of the homestake solar neutrino experiment*, Prog. Part. Nucl. Phys. 32, 13-32 (1994)
- [4] Y. Fukuda, et al., *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 81, 1562-1567 (1998)
- [5] Q.R. Ahmad et al., *Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. 89, 011301 (2002)
- [6] Z.Maki, M.Nakagawa, S.Sakata, *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*, Prog. Theor. Phys. 28, 870 (1962);
- [7] B.Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 53, 1717 (1967) [Sov. Phys. JETP 26 (1968) 984]
- [8] Ch. Kraus, et al., *Final Results from phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium Beta Decay*, Eur. Phys. J. C40:447-468,2005
- [9] M.L.Brooks, et al., *New limit for the family number nonconserving decay $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$* , Phys. Rev. Lett. 83:1521-1524 (1999)
- [10] U.Bellgardt, et al., *Search for the Decay $\mu^+ \rightarrow e^+ e^+ e^-$* , Nucl. Phys. B299, 1 (1988)
- [11] S.P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, arXiv:hep-ph/9709356v5
- [12] M. Gell-Mann, P. Ramond and R. Slansky, *Complex Spinors and Unified Theories in Supergravity*, ed. P.van Nieuwenhuizen and D.Z.Freedman (North-Holland, Amsterdam, 1979), p. 315.
- [13] T. Yanagida, Prog. Theor. Phys. 64, 1103 (1980)

- [14] K.S. Babu and C. Kolda, *Higgs-Mediated $\tau \rightarrow 3l$ in the Supersymmetric Seesaw Model*, Phys. Rev. Lett. 89, 241802 (2002)
- [15] A. Brignole, A. Rossi, *Lepton flavor violating decays of supersymmetric Higgs bosons*, Phys. Lett. B 566, 217-225 (2003)
- [16] P.Paradisi, *Higgs-Mediated $\tau \rightarrow \mu$ and $\tau \rightarrow e$ transitions in II Higgs doublet Model and Supersymmetry*, arXiv:hep-ph/0508054v2 24 Mar 2006
- [17] C.T. Hill et al., *Topcolor assisted technicolor*, Phys. Lett. B 345, 4:483-489 (1995)
- [18] M.Giffels, et. al, *Lepton Flavor Violation in the Neutrinoless Tau Decay $\tau \rightarrow 3\mu$ with the CMS Experiment*, Nuc. Phys. B 189, 317-323 (2009)
- [19] C. Yue et al., *Non-universal gauge bosons Z' and lepton flavor-violating tau decays*, Phys. Lett. B 547,3-4:252-256 (2002)
- [20] M. Blanke et al., *Charged lepton flavour violation and $(g-2)\mu$ in the Littlest Higgs model with T-Parity: a clear distinction from Supersymmetry*, JHEP05(2007)013
- [21] A.Zee, *Quantum numbers of Majorana neutrino masses*, Nucl. Phys. B264, 132 (1986)
- [22] K.S.Babu, *Model of "calculable" Majorana neutrino masses*, Phys. Lett. B203, 132 (1988)
- [23] J.Schechter and J.W. F. Valle, *Neutrino masses in $SU(2) \times U(1)$ theories*, Phys. Rev. D 22, 2227 (1980)
- [24] A.G. Akeroyd, et al., *Lepton flavor violating tau decays in the left-right symmetric model*, Phys. Rev. D 76, 013004 (2007)
- [25] CERN Multimedia gallery,
<http://multimedia-gallery.web.cern.ch/multimedia-gallery/>
- [26] R.H. Hierk, *Optimisation of the LHCb Detector*, CERN-THESIS-2003-025
- [27] LHCb website (staff page),
<http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>
- [28] The LHCb Collaboration, *LHCb Magnet: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2000-007 ; LHCb-TDR-1
- [29] The LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST 3 S08005
- [30] The LHCb Collaboration, *LHCb VELO (VERtex LOcator): Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-011 ; LHCb-TDR-5

- [31] J. Albrecht, U. Uwer, *Fast Track Reconstruction for the High Level Trigger of the LHCb Experiment*, CERN-THESIS-2009-120
- [32] The LHCb Collaboration, *LHCb Reoptimized Detector Design and Performance: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2003-030 ; LHCb-TDR-9
- [33] The LHCb Collaboration, *LHCb Inner Tracker: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2002-029 ; LHCb-TDR-8
- [34] The LHCb Collaboration, *LHCb Outer Tracker: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-024 ; LHCb-TDR-6
- [35] The LHCb Collaboration, *LHCb RICH: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2000-037 ; LHCb-TDR-3
- [36] R.Forty, O.Schneider, *RICH pattern recognition*, LHCb-98-040, 1998
- [37] The LHCb Collaboration, *LHCb Calorimeters: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2000-036 ; LHCb-TDR-2
- [38] The LHCb Collaboration, *LHCb Muon System: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2001-010 ; LHCb-TDR-4
- [39] E. Polycarpo, M. Gandelman, *The Performance of the LHCb Muon Identification Procedure*, LHCb-2007-145
- [40] E. Polycarpo, et. al, *Muon Identification in LHCb*, LHCb-2001-009
- [41] The LHCb Collaboration, *LHCb Trigger System: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2003-031 ; LHCb-TDR-10
- [42] The LHCb Collaboration, *LHCb: Technical proposal*, CERN-LHCC-98-004
- [43] Parameters of DC06 Monte Carlo productions,
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCb/SettingsDc06>
- [44] E. Rodrigues, *Dealing with Clones in the Tracking*, LHCb-2006-057
- [45] S.Amato, A.Satta, B.Souza de Paula, L.De Paula, *Hlt1 Muon Alley Description*, LHCb-2008-058
- [46] A.Perez-Calero, H.Ruiz, *The muon+track alley of the LHCb High Level Trigger*, LHCb-2008-075
- [47] DaVinci_v23r2p1, `$HLT2LINESROOT/python/Hlt2Lines/`,
`Hlt2InclusiveMuonLines.py`, `Hlt2InclusiveDiMuonLines.py`, Hlt2Lines v1r3
- [48] A.Satta, *Muon identification in the LHCb High Level Trigger*, LHCb-2005-071

- [49] O.Helene, *Upper limit of peak area*, Nucl.Instr.and Meth. 212:319 (1983)
- [50] G.Zech, *Upper limits in experiments with background or measurement errors*, Nucl.Instr.and Meth. 277:608 (1989)
- [51] Babar Collaboration (B. Aubert et al.), *Improved Limits on Lepton-Flavor Violating Decays $\text{Tau} \rightarrow l^-l^+l^-$* , Phys. Rev. Lett. 99:251803,2007

Danksagungen

Diesen Abschnitt widme ich all den Leuten, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Zu Beginn möchte ich mich bei Prof. Dr. Ulrich Uwer bedanken, der mir die Möglichkeit gegeben hat, dieses interessante und ausgefallene Thema bearbeiten zu dürfen und der mir mit vielen Anregungen und Verbesserungen stets zur Seite stand.

Ebenso gilt ein großer Dank Dr. Johan Blouw, der sich immer für meine Fragen Zeit genommen hat und mir in vielen Diskussionen Lösungen zu meinen physikalischen und programmiertechnischen Problemen eröffnet hat.

Weiterhin möchte ich mich bei Prof. Stephanie Hansmann-Menzemer bedanken, die mir bei der Berechnung des "upper limits" geholfen hat.

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Hans-Christian Schultz-Coulon für die Bereitschaft ein Zweitgutachten für diese Arbeit zu erstellen.

Weiterhin möchte ich mich bei folgenden Personen bedanken, die viel Zeit und Mühe in die Korrektur dieser Arbeit investiert haben: Vielen Dank an Sebastian, Johan, Jens, Tobi, Marc, Konni, Kathleen, Anna, Georg und Herrn Uwer. Ein weiterer Dank geht an Paul für den letzten farblichen Feinschliff zweier Grafiken. Ich möchte mich allgemein bei allen Kollegen der HE-Gruppe bedanken, die stets sehr hilfsbereit gewesen sind und für eine sehr angenehme und oft auch sehr witzige Arbeitsatmosphäre gesorgt haben. Ich habe mich bei Euch immer sehr wohl gefühlt.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Freundin Kathleen bedanken, die mit mir alle Höhen und Tiefen des Studiums durchgestanden hat. Gerade in den Prüfungsphasen und den letzten Wochen dieser Arbeit war es mit mir bestimmt nicht immer einfach... Für Deine Geduld und Deinen Zuspruch möchte ich mich bei Dir bedanken und werde von nun an mehr Zeit für Dich haben.

Ich möchte mich auch bei meinen Kommilitonen Tobi, Fabi, Marc, Konni und Alex bedanken, die mich teilweise schon seit dem ersten Tag durch dieses Studium begleitet haben und die ich heute zu meinen engsten Freunden zählen darf. Ohne Euch wäre das Studium nicht erträglich gewesen!

Ich danke meinen Freunden für ihr Verständnis, dass ich speziell in den letzten Monaten leider nahezu keine Zeit mehr für Euch gefunden habe.

Zuletzt möchte ich mich ganz herzlich bei meinen lieben Eltern Keum-Soon und Dietmar bedanken, die mir stets die Möglichkeit gegeben haben meinen eigenen Weg zu finden und zu verwirklichen. Vielen Dank für Eure große Unterstützung!

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 20. Dezember 2009

-
