



STUDIEN ZUR BESTIMMUNG  
DER  $CP$ -SYMMETRIE DER  
KOPPLUNG DES HIGGS-BOSONS  
AN  $\tau$ -LEPTONEN

BACHELORARBEIT

von

Artur Akhmetshin

*Referent: Prof. Dr. Günter Quast*

*Korreferent: Dr. Roger Wolf*

*Institut für Experimentelle Kernphysik*

Karlsruhe, den 29. September 2014





STUDIES ON THE  
DETERMINATION OF THE  
 $CP$ -SYMMETRY OF THE  
COUPLING OF THE  
HIGGS-BOSON TO  $\tau$ -LEPTONS

BACHELOR THESIS

by

Artur Akhmetshin

*Referent: Prof. Dr. Günter Quast*

*Korreferent: Dr. Roger Wolf*

*Institute of Experimental Nuclear Physics*

Karlsruhe, September 29, 2014



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Higgs-Boson . . . . .	1
1.2	CMS Experiment . . . . .	2
1.3	Ziel dieser Bachelorarbeit . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen der <math>CP</math>-Variablen</b>	<b>5</b>
2.1	Spins im $\tau^-\tau^+$ -System . . . . .	5
2.2	Direkte Zerfälle $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ und $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$ . . . . .	7
2.3	Konstruktion von $\phi_{CP}$ und $\phi_{CP}^*$ . . . . .	8
2.4	Diskussion zu $\phi_{CP}$ für weitere Zerfallskanäle . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Anwendung</b>	<b>16</b>
3.1	Generatorniveau . . . . .	16
3.2	Rekonstruktionsniveau . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>30</b>



# 1 Einführung

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) beschreibt die Wechselwirkungen von Teilchen bei hohen Energien. Eine der Aufgaben des *Large Hadron Collider* am Forschungszentrum CERN bei Genf (LHC) ist neben der Suche nach neuer Physik die Validierung des SM. Dazu gehört die Bestätigung der Existenz des Higgs-Bosons, dessen Entdeckung bei den Experimenten CMS und ATLAS am LHC im Jahr 2012 stattfand [1]. Man spricht nach heutigem Stand von einem Higgs-Boson, dessen Eigenschaften sowohl mit dem SM, als auch mit Erweiterungen des SM kompatibel sind. Weitere Datennahme und Analyse bei höherer Schwerpunktsenergie würde eine umfassendere Untersuchung der Eigenschaften des gefundenen Teilchens aufgrund höherer Ereignisanzahl ermöglichen. Dabei ist eines der Ziele aussagen zu können, durch welche der aktuellen Theorien sich das gefundene Higgs-Boson beschreiben lässt und ob das SM erweitert werden muss oder nicht.

In diesem einführenden Kapitel wird der Rahmen dieser Arbeit gesetzt. Zunächst wird kurz erklärt, wie das Higgs-Boson in das Gerüst des SM eingebettet ist. Anschließend wird der prinzipielle Aufbau eines der Experimente beschrieben, die zur Entdeckung des Higgs-Bosons geführt haben, das CMS Experiment. Zum Schluss wird das Thema und das Ziel dieser Bachelorarbeit erläutert.

## 1.1 Higgs-Boson

Die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, die  $W^\pm$ - und  $Z$ -Bosonen, besitzen eine von Null verschiedene Masse, wie experimentell nachgewiesen wurde [2], [3]. Die Lagrangedichte in der Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung mit zunächst masselosen Eichbosonen lässt sich jedoch nicht naiv durch die Einführung von Massentermen ergänzen, ohne dass die Theorie ihre Eichinvarianz verliert. Dieser Verlust der Eichinvarianz wird durch die Einführung des Higgs-Mechanismus umgangen. Man postuliert ein Higgs-Feld  $\Phi$ , welches zur Lagrangedichte durch Kopplungsterme mit den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung und einen entsprechend gewählten Potentialterm  $U(\Phi)$  beiträgt [4]:

$$U(\Phi) = -\mu^2|\Phi|^2 + h|\Phi|^4 = -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + h[\Phi^\dagger\Phi]^2, \quad h > 0 \quad (1.1)$$

Das Minimum  $\Phi_0$  des Potentials stellt den Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes dar. Das Potential  $U(\Phi)$  wird minimal bei:

$$\Phi_0^\dagger\Phi_0 = \frac{\mu^2}{2h} \quad (1.2)$$

Das besondere dabei ist, dass beliebige Phasen in  $\Phi_0$  keine Auswirkung auf das Skalarprodukt  $\Phi_0^\dagger \Phi_0$  haben und damit die Lagrangedichte nicht beeinflussen. Wählt man also ein bestimmtes  $\Phi_0$  aus, so wird nur der Vakuumerwartungswert verändert, aber die Lagrangedichte bleibt unter Phasentransformationen invariant. Man spricht dabei von spontaner Symmetriebrechung des Vakuumzustands.

In der Theorie der schwachen Wechselwirkung mit der  $SU(2) \times U(1)$ -Eichsymmetrie verwendet man für das Higgs-Feld  $\Phi$  ein Isospin-Dublett mit komplexen Feldern. Dieses Feld besteht damit aus vier reellen Feldkomponenten:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Durch geeignete Eichtransformationen im  $SU(2) \times U(1)$ -Raum lässt sich der Vakuumerwartungswert  $\Phi_0$  festlegen und das Higgs-Feld  $\Phi$  in einer anderen, einfacheren Form ausdrücken, die als unitäre Eichung bezeichnet wird:

$$\Phi_0 = \frac{\mu}{\sqrt{2h}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\mu}{\sqrt{h}} + H \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Hierbei wurde eine Entwicklung des Higgs-Feldes um das Minimum vorgenommen. Man erkennt, dass nur der reelle Term  $H$  explizit als Betrag des Higgs-Feldes bleibt, welcher in der Lagrangedichte als das physikalische Higgs-Boson auftritt. Wird das Feld  $\Phi$  aus (1.4) nun in die Kopplungsterme mit den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung eingesetzt, so kann man Massenterme für diese Bosonen identifizieren. Weitere Neudefinition der Eichfelder liefert schließlich die massebehafteten  $W^\pm$ - und  $Z$ -Bosonen und das masselose Photon. Man kann nun Kopplungsterme zwischen den Fermionen und dem Higgs-Feld einführen. Analog zu den Eichbosonen lassen sich daraus Massenterme der Fermionen herleiten. Ferner liefert das Potential  $U(\Phi)$  ebenfalls einen Massenterm für das Higgs-Boson  $H$ .

Um das Konzept des Higgs-Mechanismus zu validieren, müssen Messungen der Masse des Higgs-Bosons, seiner grundlegenden Eigenschaften wie Spin und Parität und seiner Kopplungen an Eichbosonen und Fermionen durchgeführt und die Ergebnisse mit den Vorhersagen der Theorie verglichen werden. Im SM besitzt das Higgs-Boson folgende Quantenzahlen für Gesamtdrehimpuls und Parität:  $J^P = 0^+$ . Im Fall des Higgs-Bosons entspricht der Gesamtdrehimpuls dem Spin.

## 1.2 CMS Experiment

In diesem Abschnitt wird am Beispiel des *Compact Muon Solenoid* (CMS) der prinzipielle Aufbau eines Detektorsystems zur Suche nach neuer Physik beschrieben [5] und kurz darauf eingegangen, wie das Higgs-Boson mit dessen Hilfe entdeckt wurde. Die Masse des Higgs-Bosons ist ein freier Parameter, der durch Messung festgelegt werden muss. Sowohl der Produktionswirkungsquerschnitt des Higgs-Bosons als auch seine Zerfallsbreite verändern sich wesentlich als Funktionen dieser Masse. Diese



Abhängigkeit ist aus der Theorie bekannt. Ferner sind die Verzweigungsverhältnisse verschiedener Zerfallskanäle des Higgs-Bosons ebenfalls massenabhängig, sodass man viele dieser Kanäle berücksichtigen muss, um eine Messung im erlaubten Massenbereich durchzuführen. Dieser Bereich wurde durch frühere Suchen nach dem Higgs-Boson an den Beschleunigern LEP [6] und Tevatron [7] festgelegt. Beim CMS-Experiment wurden für die Higgs-Boson-Entdeckung folgende Kanäle betrachtet:  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ$ ,  $H \rightarrow WW$ ,  $H \rightarrow \tau\tau$ ,  $H \rightarrow bb$ . Dabei spielten vor allem  $H \rightarrow \gamma\gamma$  und  $H \rightarrow ZZ$  eine große Rolle aufgrund der präzisen Messbarkeit von Photonen, Elektronen und Myonen.

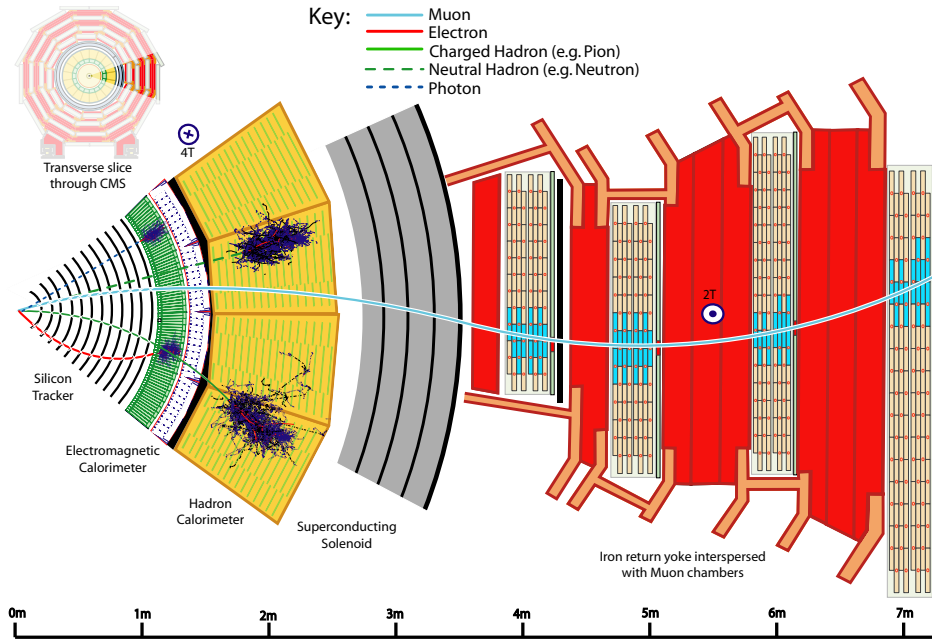


Abbildung 1.1: Querschnitt des CMS-Detektorsystems [5]

In Abbildung 1.1 sind die Hauptkomponenten des Detektorsystems dargestellt. Dieses Detektorsystem besitzt eine zylindersymmetrische Geometrie, wie am Querschnitt oben links im Bild zu erkennen ist. Ein Ausschnitt der zylindrisch aufgebauten Komponenten wird im vergrößerten Format dargestellt. Um möglichst viele Zerfallsprodukte stattfindender Teilchenkollisionen zu registrieren, wird die zylindersymmetrische *Barrel*-Region von Endkappen abgeschlossen, in denen sich wie in der *Barrel*-Region Detektorkomponenten befinden. Im Folgenden werden die Funktionen der Detektorkomponenten am Beispiel der *Barrel*-Region erklärt.

Wesentlicher Bestandteil des CMS-Detektors ist ein supraleitender Solenoidmagnet mit einem Innendurchmesser von 6 m, der Magnetfelder mit der Stärke von bis zu 3.8 T in seinem Inneren erzeugen kann. Um die Strahlröhre herum befinden sich der Silizium-Pixeldetektor und der Silizium-Streifendetektor, die die Spurrekonstruktion von geladenen Teilchen, auch *tracking* genannt, über Ionisation ermöglichen. Die Auflösung der Wechselwirkungspunkte der Teilchen mit dem Detektormaterial er-

reicht dabei Werte zwischen 10 und 20  $\mu\text{m}$  [5]. Dies ermöglicht die in dieser Arbeit gemachten Studien des Zerfalls  $H \rightarrow \tau\tau$ , die auf guter Spurrekonstruktion beruhen. Im elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) wird die Energie der Elektronen und Photonen deponiert, im hadronischen Kalorimeter (HCAL) die Energie der Hadronen. Den Magneten umgibt ein Rückflussjoch aus Eisen, das für ein Magnetfeld von bis zu 2 T sorgt, welches zum Feld des Magneten entgegengerichtet ist. In den Hohlräumen des Jochs befinden sich Myon-Kammern, mit deren Hilfe man die Flugbahn der Myonen misst.

## 1.3 Ziel dieser Bachelorarbeit

Im Rahmen dieser Arbeit werden die in [8] und [9] vorgestellten Variablen betrachtet, die sensitiv auf die  $CP$ -Eigenschaft der Kopplung des Higgs-Bosons sind. Mithilfe offizieller Datensätze von Monte-Carlo-Simulationen (MC-Datensätze) werden eigene Implementierungen dieser Variablen unter Ausnutzung aller Informationen der Simulation auf Generatorniveau untersucht und die Ergebnisse mit den Aussagen aus den zugehörigen Publikationen verglichen. Ferner wird ein Übergang zur Analyse auf Rekonstruktionsniveau vollzogen, das heißt, es werden nur diejenigen Informationen ausgenutzt, die vom Detektorsystem geliefert werden können. Dabei wird untersucht, in welchem Rahmen das erwartete Verhalten der Variablen beibehalten wird.

## 2 Theoretische Grundlagen der $CP$ -Variablen

Nach der Entdeckung des Higgs-Bosons stellt sich die Frage nach seinen Eigenschaften. Im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen die  $CP$ -Eigenschaft der Kopplung des Higgs-Bosons und ihre Messung im Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau^- \tau^+$ . Die in diesem Kapitel vorgestellten Variablen erlauben festzustellen, ob die Kopplung des entdeckten Higgs-Bosons skalar ( $CP = +1$ ), pseudoskalar ( $CP = -1$ ) oder eine Mischung dieser Zustände unter Anwendung der  $CP$ -Konjugation ist. Im Zerfallskanal  $H \rightarrow \tau^- \tau^+$  liefern die Spins der beiden  $\tau$ -Leptonen die Information über die  $CP$ -Eigenschaft der Kopplung des Higgs-Bosons. Sind die Spins der  $\tau$ -Leptonen bevorzugt parallel, so ist die Kopplung des Higgs-Bosons skalar, sind sie bevorzugt antiparallel, so ist die Kopplung des Higgs-Bosons pseudoskalar. Der Mischungswinkel  $\phi_h$  wird eingeführt, durch den die Mischung reiner  $CP$ -Eigenzustände definiert werden kann. Anschließend werden die Variable  $\phi_{CP}$  und ihre Approximation  $\phi_{CP}^*$  am Beispiel des Zerfalls  $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$  konstruiert. Anhand ihrer Verteilungen kann man  $\phi_h$  ablesen. Zum Schluss werden weitere Zerfallskanäle der  $\tau$ -Leptonen diskutiert, bei denen zusätzliche Vorkehrungen getroffen werden müssen, um die Sensitivität der Variablen  $\phi_{CP}$  und  $\phi_{CP}^*$  zu erhöhen. Dabei werden nur solche Zerfälle betrachtet, bei denen für jedes  $\tau$ -Lepton jeweils nur ein geladenes Teilchen entsteht (1-Prong-Zerfälle).

### 2.1 Spins im $\tau^- \tau^+$ -System

Die folgende Lagrange-Funktion beschreibt allgemein skalare und pseudoskalare Kopplungen der Leptonen an das Higgs-Boson, in diesem Fall für  $\tau$ -Leptonen [10], [11], [12]:

$$\mathcal{L}_Y = -N(\cos(\phi_h)\tau^+\tau^- + \sin(\phi_h)\tau^+i\gamma_5\tau^-)H \quad (2.1)$$

Dabei ist  $N$  ein Normierungsfaktor,  $\phi_h$  der Mischungswinkel und  $\tau^\pm$ ,  $H$  die Felder der  $\tau$ -Leptonen bzw. des Higgs-Bosons. Hierbei ist  $\tau^+\tau^-$  der Anteil der skalaren Kopplung und  $\tau^+i\gamma_5\tau^-$  der Anteil der pseudoskalaren Kopplung. Bei einem Mischungswinkel von  $\phi_h = 0$  spricht man also von einer rein skalaren Kopplung des Higgs-Bosons, bei  $\phi_h = \pi/2$  von einer rein pseudoskalaren Kopplung.

Um zu erklären, wie die  $CP$ -Eigenschaft der Kopplung des Higgs-Bosons auf die Spins der  $\tau$ -Leptonen übertragen wird, muss man sich in Erinnerung rufen, dass das Higgs-Boson im SM den Gesamtdrehimpuls mit der Quantenzahl  $J = 0$  besitzt. Beim Zerfall ist der Gesamtdrehimpuls erhalten und kann durch den Gesamtbahndrehimpuls  $\vec{L}$

und den Gesamtspin  $\vec{S}$  des  $\tau^-\tau^+$ -Systems ausgedrückt werden:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} = \vec{0} \quad \Rightarrow \quad \vec{S} = -\vec{L}$$

$\tau$ -Leptonen sind Fermionen, besitzen also die Spin-Quantenzahl  $s = 1/2$ . Man erhält folgende Quantenzahlen  $S$  und  $L$  für Gesamtspin und Gesamtbahndrehimpuls:

$$\begin{aligned} S = 1 & \Rightarrow L = 1 \\ S = 0 & \Rightarrow L = 0 \end{aligned}$$

Nun wird die Anwendung des Paritätsoperators  $P$  und des Ladungskonjugationsoperators  $C$  auf das  $\tau^-\tau^+$ -System betrachtet. Die Kugelflächenfunktionen  $Y_{L,m_L}$  des Systems liefern bei Anwendung von  $P$  einen Faktor von  $(-1)^L$ , die intrinsische Parität der Fermionen ist 1 und der Antifermionen  $-1$ . Somit ergibt sich bei Anwendung des  $P$ -Operators auf das Gesamtsystem folgende Quantenzahl  $P_{\tau^-\tau^+}$ :

$$P_{\tau^-\tau^+} = 1 \cdot (-1) \cdot (-1)^L = (-1)^{L+1} \quad (2.2)$$

Bei Anwendung des  $C$ -Operators wird aus einem Teilchen ein Antiteilchen, es ändert sich also nur das Vorzeichen der Ladung. Betrachtet man diese Vertauschung für das  $\tau^-\tau^+$ -System, so entspricht diese Operation im Ortsraum der Anwendung des  $P$ -Operators und im Spinraum dem Tausch der Spins der  $\tau$ -Leptonen. Mithilfe der Bra-Ket-Schreibweise lässt sich dieser Tausch näher untersuchen. Dazu betrachtet man die Zustände des  $\tau^-\tau^+$ -Systems  $\{|S, m_S\rangle\}$  in der Basis der Einzelzustände  $\{|m_1, m_2\rangle\}$ . Die Vorfaktoren der Einzelzustände, die die Linearkombinationen bilden, folgen aus dem Formalismus der Clebsch-Gordan-Koeffizienten, die zum 2-Teilchen-System mit Spin  $s = 1/2$  gehören [13].

$$\begin{aligned} |1, 1\rangle &= |\uparrow\uparrow\rangle \\ |1, -1\rangle &= |\downarrow\downarrow\rangle \\ |1, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) \\ |0, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) \end{aligned}$$

Die Tripletzustände mit  $S = 1$  werden bei Anwendung von  $C$  im Spinraum nicht verändert. Für den Singulettzustand mit  $S = 0$  ergibt sich dagegen:

$$C|0, 0\rangle = C \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\downarrow\rangle) = -|0, 0\rangle$$

Zusammengefasst bekommt man bei der  $C$ -Anwendung im Spinraum:

$$\begin{aligned} S = 1 : \quad C|S, m_S\rangle &= +|S, m_S\rangle = (-1)^{S+1}|S, m_S\rangle \\ S = 0 : \quad C|S, m_S\rangle &= -|S, m_S\rangle = (-1)^{S+1}|S, m_S\rangle \end{aligned}$$

Es ergeben sich also folgende Faktoren für die Quantenzahl  $C_{\tau^-\tau^+}$ :

$$C_{\tau^-\tau^+} = (-1)^{L+1} \cdot (-1)^{S+1} = (-1)^{L+S}, \quad S \in \{0, 1\} \quad (2.3)$$

Insgesamt bekommt man für die  $CP$ -Anwendung folgende Quantenzahl  $CP_{\tau^-\tau^+}$ :

$$CP_{\tau^-\tau^+} = (-1)^{L+1} \cdot (-1)^{L+S} = (-1)^{2L+S+1}, \quad S \in \{0, 1\} \quad (2.4)$$

Die Zerfallsbreite  $\Gamma_{H \rightarrow \tau^-\tau^+}$  ist proportional zu

$$\Gamma_{H \rightarrow \tau^-\tau^+} \propto 1 - \vec{s}_z^- \vec{s}_z^+ + \cos(2\phi_h)(\vec{s}_T^- \cdot \vec{s}_T^+) - \sin(2\phi_h)[(\vec{s}_T^- \times \vec{s}_T^+) \cdot \hat{k}^{\tau^-}] \quad (2.5)$$

unter der Annahme, dass die Geschwindigkeit der  $\tau$ -Leptonen nahe der Lichtgeschwindigkeit ist ( $\beta_\tau \approx 1$ ) [10], [11]. Hierbei bezeichnen  $\vec{s}_{z/T}^\pm$  die longitudinale bzw. transversale Ausrichtung der Spins der  $\tau$ -Leptonen in ihren jeweiligen Ruhesystemen, bezogen auf die Flugrichtung  $\hat{k}^{\tau^-}$  des negativ geladenen  $\tau$ -Leptons im Higgs-Boson-Ruhsystem. Wie man erkennen kann, tragen die Spins der  $\tau$ -Leptonen die  $CP$ -Information nur dann, wenn sie sich transversal zu ihrer Flugrichtung einstellen, sodass im weiteren Verlauf  $\vec{s}_{\tau^\pm} \equiv \vec{s}_T^\pm$  gesetzt werden kann.

Das bedeutet, dass der Zustand  $|1, 0\rangle$  zur  $CP$ -Information keinen Beitrag liefert, denn für diesen würde folgen, dass der Bahndrehimpuls  $\vec{L}$  des Systems sich parallel zu den 3er-Impulsen der  $\tau$ -Leptonen ausrichtet. Einen zu den Flugrichtungen longitudinalen Bahndrehimpuls gibt es jedoch nicht. Damit können die verbleibenden Zustände mit  $S = 1$  eindeutig zur parallelen und der Zustand mit  $S = 0$  zur antiparallelen Ausrichtung der Spins der  $\tau$ -Leptonen zugeordnet werden.

Für die parallele Ausrichtung der Spins ergibt sich für den Gesamtspin und für den Gesamtbahndrehimpuls  $S = L = 1$ . Damit ist  $CP_{\tau^-\tau^+} = (-1)^4 = 1$ . Für die antiparallele Ausrichtung gilt  $S = L = 0$ , woraus  $CP_{\tau^-\tau^+} = (-1)^1 = -1$  folgt. Somit wird die Information über die  $CP$ -Eigenschaft der Kopplung des Higgs-Bosons direkt auf das  $\tau^-\tau^+$ -System übertragen.

Der Spin als solcher ist experimentell nicht direkt beobachtbar, kann jedoch in den  $\tau$ -Lepton-Zerfällen anhand der Flugrichtungen der Zerfallsprodukte bestimmt werden, wie in den folgenden Kapiteln beschrieben wird.

## 2.2 Direkte Zerfälle $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ und $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$

$\tau$ -Leptonen haben eine Lebensdauer von 290.6 fs, entsprechend ist ihre mittlere Zerfallslänge 87  $\mu\text{m}$  [14]. Sie zerfallen demnach, bevor sie die ersten Lagen des Spurdetektors erreichen. Es bleibt also nur die Möglichkeit, die  $\tau$ -Leptonen über ihre Zerfallsprodukte im Laborsystem zu rekonstruieren. Anhand des Zerfalls  $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$  lässt sich leicht erklären, wie die Spininformation auf die Zerfallsprodukte übertragen wird.

Beim hier betrachteten Zwei-Körper-Zerfall, der in Abbildung 2.1 gezeigt ist, bewegen sich das Pion  $\pi^-$  und das  $\tau$ -Neutrino  $\nu_\tau$  im  $\tau^-$ -Ruhsystem in entgegengesetzte Richtungen. Da das Neutrino masselos ist, muss es sich aufgrund seiner Helizität

entgegen seiner Spinrichtung  $\vec{s}_{\nu_\tau}$  bewegen. Das Pion  $\pi^-$  ist spinlos. Der  $\tau$ -Lepton-Spin als Gesamtspin des Systems der Zerfallsprodukte zeigt in die gleiche Richtung wie der Spin  $\vec{s}_{\nu_\tau}$  des  $\tau$ -Neutrinos. Es gilt für den Spin des  $\tau$ -Leptons  $\vec{s}_{\tau^-} = \vec{s}_{\nu_\tau} + \vec{0} = \vec{s}_{\nu_\tau}$ . Das negativ geladene Pion bewegt sich in Richtung von  $\vec{s}_{\tau^-}$  und enthält somit die komplette Information über die Richtung des  $\tau$ -Lepton-Spins. Analoge Überlegungen für den Zerfall  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$  ergeben Folgendes: Das  $\tau$ -Anti-Neutrino  $\bar{\nu}_\tau$  fliegt in Richtung seines Spins  $\vec{s}_{\bar{\nu}_\tau} = \vec{s}_{\tau^+}$  und das spinlose, positiv geladene Pion  $\pi^+$  entgegen  $\vec{s}_{\tau^+}$ . Die Menge an Information, die die Flugrichtungen der sichtbaren Zerfallsprodukte über die Richtungen der  $\tau$ -Lepton-Spins beinhalten, wird als *spin analyzing power* bezeichnet. Für den hier betrachteten Zerfall ist diese maximal.

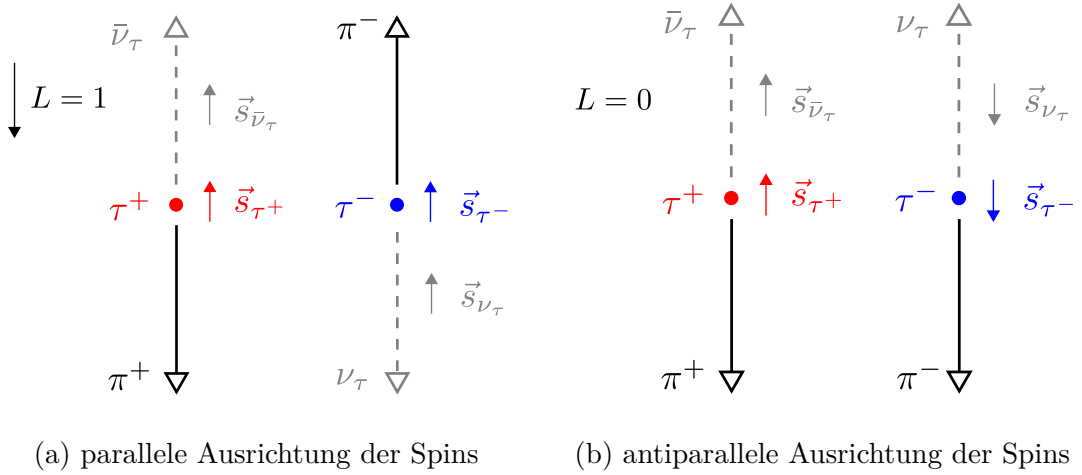


Abbildung 2.1: Direkte Zerfälle der  $\tau$ -Leptonen in geladene Pionen und Neutrinos für (a) skalare und (b) pseudoskalare Kopplung. Die beteiligten Teilchen sind mit  $\nu_\tau$ ,  $\bar{\nu}_\tau$ ,  $\tau^\pm$ ,  $\pi^\pm$  bezeichnet. Die gefüllten Pfeile stellen die Spins der Teilchen und den Gesamtbahndrehimpuls dar, während die umrandeten Pfeile für die 3er-Impulse der Teilchen verwendet werden. Mit  $L$  wird die Quantenzahl des Gesamtbahndrehimpulses im  $\tau^-\tau^+$ -System bezeichnet.

## 2.3 Konstruktion von $\phi_{CP}$ und $\phi_{CP}^*$

Im vorangegangenen Abschnitt wurde an einem Beispiel plausibel gemacht, warum die geladenen Zerfallsprodukte des  $\tau^-\tau^+$ -Systems Information über die  $CP$ -Eigenschaft der Kopplung des Higgs-Bosons beinhalten. In diesem Kapitel wird der Winkel  $\phi_{CP}$  zwischen der  $\tau^-$ - und der  $\tau^+$ -Zerfallsebene eingeführt, der als diskriminierende Variable zwischen möglichen  $CP$ -Szenarien unterscheiden kann. Die Konstruktion der Ebenen und dieses Winkels wird im Folgenden erklärt. Weiterhin wird eine Näherung  $\phi_{CP}^*$  für den Winkel  $\phi_{CP}$  konstruiert, die laut [8] zu  $\phi_{CP}$  vergleichbare diskriminierende Eigenschaften besitzt.

Für die nachfolgenden Überlegungen werden einige Notationen festgelegt. Es wird folgender Zerfall betrachtet:

$$H \rightarrow \tau^- \tau^+ \rightarrow P^- P^+ + X \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnen  $H$  das Higgs-Boson,  $P^-$  und  $P^+$  die geladenen und messbaren Zerfallsprodukte der  $\tau$ -Leptonen und  $X$  den neutralen Rest. Folgende Bezeichnungen werden für die 4er-Impulse der zu betrachtenden Teilchen eingeführt (entsprechend die 3er-Impulse mit Vektorpfeil):

- $\tau$ -Leptonen:  $k_{\pm}$
- Geladene Zerfallsprodukte:  $p_{\pm}$

### Konstruktion von $\phi_{CP}$

Die Konstruktion der  $\tau^-$ - und der  $\tau^+$ -Zerfallsebene, die für  $\phi_{CP}$  benötigt werden, wird am Beispiel des  $\tau^-$  erklärt. Eine analoge Vorgehensweise gilt für  $\tau^+$ . Diese Ebenen sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Die  $\tau^-$ -Zerfallsebene wird von den 3er-Impulsen  $\vec{k}_-$  und  $\vec{p}_-$  aufgespannt. Dabei beziehen sich  $\vec{k}_-$  auf das Higgs-Boson-Ruhesystem und  $\vec{p}_-$  auf das Ruhesystem des negativ geladenen  $\tau$ -Leptons.

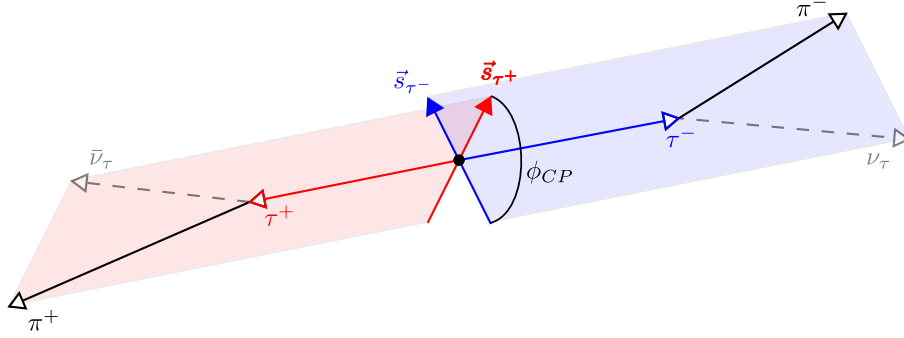


Abbildung 2.2: Variable  $\phi_{CP}$  eingezeichnet als Winkel zwischen den Zerfallsebenen. Die beteiligten Teilchen sind mit  $\nu_\tau$ ,  $\bar{\nu}_\tau$ ,  $\tau^\pm$ ,  $\pi^\pm$  bezeichnet. Mit umrandeten Pfeilen werden 3er-Impulse der Teilchen dargestellt, gefüllte Pfeile werden für die Spins der  $\tau$ -Leptonen verwendet. Alle Impulse der beteiligten Teilchen beziehen sich auf das Ruhesystem des Higgs-Bosons. In diesem Fall gilt  $\phi_{CP} = \arccos(\vec{n}_+ \cdot \vec{n}_-)$ .

Anschließend bildet man aus den 3er-Impulsen  $\vec{k}_{\pm}$  und  $\vec{p}_{\pm}$  die Normalvektoren der Zerfallsebenen  $\vec{n}_{\pm}$ . Diese Vektoren werden unter folgender Forderung konstruiert: Der Winkel  $\phi = \arccos(\vec{n}_+ \cdot \vec{n}_-)$  zwischen ihnen soll den Wert  $\pi$  annehmen, wenn die geladenen Zerfallsprodukte  $P^\pm$  entgegengesetzte Flugrichtungen besitzen, wie in Abbildung 2.1a gezeigt. Nun wird als Bezugsrichtung die Flugrichtung des negativ geladenen  $\tau$ -Leptons gewählt:  $\hat{e}_z = \hat{k}_-$ . Das erlaubt die Definition eines Winkels zwischen 0 und  $2\pi$ . Schließlich berechnet man die gesuchte Variable wie folgt:

$$\phi_{CP} = \begin{cases} \arccos(\vec{n}_+ \cdot \vec{n}_-) & (\vec{n}_+ \times \vec{n}_-) \cdot \hat{e}_z \geq 0 \\ 2\pi - \arccos(\vec{n}_+ \cdot \vec{n}_-) & (\vec{n}_+ \times \vec{n}_-) \cdot \hat{e}_z < 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

Der Öffnungswinkel  $\phi = \arccos(\vec{n}_+ \cdot \vec{n}_-)$  zwischen den Normalenvektoren  $\vec{n}_\pm$  verläuft von 0 bis  $\pi$ . Dieser Winkel ist nach Konstruktion äquivalent zu  $\pi - \angle(\vec{s}_{\tau-}, \vec{s}_{\tau+})$ .

### Konstruktion von $\phi_{CP}^*$

Für  $\phi_{CP}$  benötigt man das Ruhesystem des Higgs-Bosons und das Ruhesystem der einzelnen  $\tau$ -Leptonen, die aus Messdaten am LHC nur schwer zu rekonstruieren sind. Deswegen liegt es nahe, dafür die Näherung  $\phi_{CP}^*$  zu verwenden, die man leichter berechnen kann.

Für diese Variable werden die normierten Stoßparameter  $\hat{d}_{\pm}$  der  $\tau^{\pm} \rightarrow P^{\pm}$ -Zerfälle im Laborsystem benötigt. Die Konstruktion dieser Stoßparameter ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Es ist wichtig anzumerken, dass die normierten Stoßparameter  $\hat{d}_{\pm}$  sich von den Normalenvektoren  $\vec{n}_{\pm}$  der  $\phi_{CP}$ -Konstruktion unterscheiden: Während die Normalenvektoren senkrecht auf den zugehörigen Ebenen stehen, liegen die Stoßparameter in den entsprechenden Ebenen.

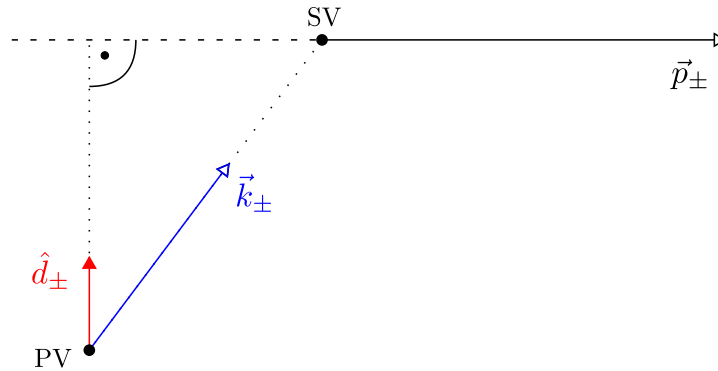


Abbildung 2.3: Projektion zur Bestimmung von  $\hat{d}_{\pm}$ . Eingezeichnet sind der Primärvertex PV, aus dem das  $\tau$ -Lepton stammt und der Sekundärvertex SV, an dem das  $\tau$ -Lepton zerfällt. Der 3er-Impuls des  $\tau$ -Leptons ist mit  $\vec{k}_{\pm}$  bezeichnet, der 3er-Impuls des geladenen Zerfallsprodukts mit  $\vec{p}_{\pm}$ . Diese sind im Laborsystem gegeben. Der Vektor  $\hat{d}_{\pm}$  stellt den normierten Stoßparameter dar. Während PV mit hoher Genauigkeit rekonstruiert werden kann, sind SV und  $\vec{k}_{\pm}$  bei einem 1-Prong-Zerfall nicht zu bestimmen.

Aus den normierten Stoßparametern definiert man 4er-Vektoren  $d_{\pm} = (0, \hat{d}_{\pm})$ . Diese 4er-Vektoren werden gemeinsam mit den 4er-Impulsen  $p_{\pm}$  in das  $P^-P^+$ -Ruhesystem transformiert. Im Folgenden wird für die transformierten 4er-Impulse und -Vektoren als Schreibweise  $p_{\pm}^*$  und  $d_{\pm}^*$  verwendet. Man führt als nächstes eine Orthogonalprojektion der 3er-Vektoren  $\vec{d}_{\pm}^*$  auf die 3er-Impulse  $\vec{p}_{\pm}^*$  durch, normiert die so gebildeten Projektionen und erhält  $(\hat{d}_{\pm}^*)_{\perp}$ . Durch diese Konstruktion wird wieder gewährleistet, dass  $\phi^* = \arccos((\hat{d}_{+}^*)_{\perp} \cdot (\hat{d}_{-}^*)_{\perp})$  bei entgegengesetzten Flugrichtungen der geladenen Zerfallsprodukte  $P^{\pm}$  dem Winkel  $\pi$  entspricht. Zusätzlich wird die Flugrichtung des



negativ geladenen Zerfallsprodukts als Bezugsrichtung verwendet:  $\hat{e}_z^* = \hat{p}_-^*$ . Man berechnet die zu konstruierende Variable wie folgt:

$$\phi_{CP}^* = \begin{cases} \arccos((\hat{d}_+^*)_{\perp} \cdot (\hat{d}_-^*)_{\perp}) & ((\hat{d}_+^*)_{\perp} \times (\hat{d}_-^*)_{\perp}) \cdot \hat{e}_z^* \geq 0 \\ 2\pi - \arccos((\hat{d}_+^*)_{\perp} \cdot (\hat{d}_-^*)_{\perp}) & ((\hat{d}_+^*)_{\perp} \times (\hat{d}_-^*)_{\perp}) \cdot \hat{e}_z^* < 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

Da die Stoßparameter experimentell bestimmt werden können und für die Konstruktion lediglich eine Lorentz-Transformation in das  $P^-P^+$ -Ruhesystem benötigt wird, die aufgrund der 4er-Impulse  $p_{\pm}$  bekannt ist, ist diese Variable geeignet für  $CP$ -Studien am LHC.

## 2.4 Diskussion zu $\phi_{CP}$ für weitere Zerfallskanäle

Bisher wurde nur der Zerfallskanal  $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_{\tau}$  betrachtet. Dies ist das einfachste Beispiel aufgrund des Zwei-Körper-Zerfalls mit einem Neutrino und besitzt die maximale *spin analyzing power*. Allerdings entspricht dieser Zerfall nur rund 10% aller möglichen Zerfälle des  $\tau$ -Leptons, sodass damit nur ungefähr 1% aller möglichen Zerfälle des  $\tau^- \tau^+$ -Systems abgedeckt werden. Im Folgenden wird deshalb die Diskussion auf weitere  $\tau$ -Lepton-Zerfälle ausgedehnt.

In Tabelle 2.1 werden die 1-Prong-Zerfälle für das negativ geladene  $\tau$ -Lepton gezeigt, die im Rahmen dieser Bachelorarbeit betrachtet werden und ihre Verzweigungsverhältnisse (BR) in Prozent. Entsprechendes gilt für das positiv geladene  $\tau$ -Lepton.

Zerfallskanal	BR [%]
$\tau^- \rightarrow a_1^- + \nu_{\tau} \rightarrow \pi^- + 2\pi^0 + \nu_{\tau}$	9.3
$\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_{\tau} \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_{\tau}$	25.5
$\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_{\tau}$	10.8
$\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_{\tau}$	17.8
$\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_{\mu} + \nu_{\tau}$	17.4

Tabelle 2.1: 1-Prong-Zerfälle [15]. Entsprechendes bei Ladungskonjugation.

Bis auf den bereits besprochenen direkten Zerfall  $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_{\tau}$  handelt es sich um solche Zerfälle, bei denen das geladene Zerfallsprodukt nicht die volle  $CP$ -Information trägt. Bei den Zerfällen über die Resonanzen  $a_1^-$  und  $\rho^-$  muss man beachten, dass zwar zunächst ein Zwei-Körper-Zerfall stattfindet, diese Resonanzen jedoch einen von Null verschiedenen Spin besitzen und weiter in mehrere Teilchen zerfallen. Die Spins der Resonanzen können sich ferner longitudinal oder transversal zur  $\tau$ -Lepton-Flugrichtung ausrichten. Dies wird nun näher betrachtet am Beispiel des negativ geladenen  $\tau$ -Leptons.

Sein Zerfall in ein  $a_1^-$  bzw.  $\rho^-$  und ein  $\tau$ -Neutrino ist wieder ein Zwei-Körper-Zerfall. Bei  $a_1^-$  und  $\rho^-$  handelt es sich um Vektor-Mesonen, die hier weiter mit  $V^-$  bezeichnet werden. Im  $\tau$ -Lepton-Ruhesystem fliegen das Vektor-Meson und das  $\tau$ -Neutrino in

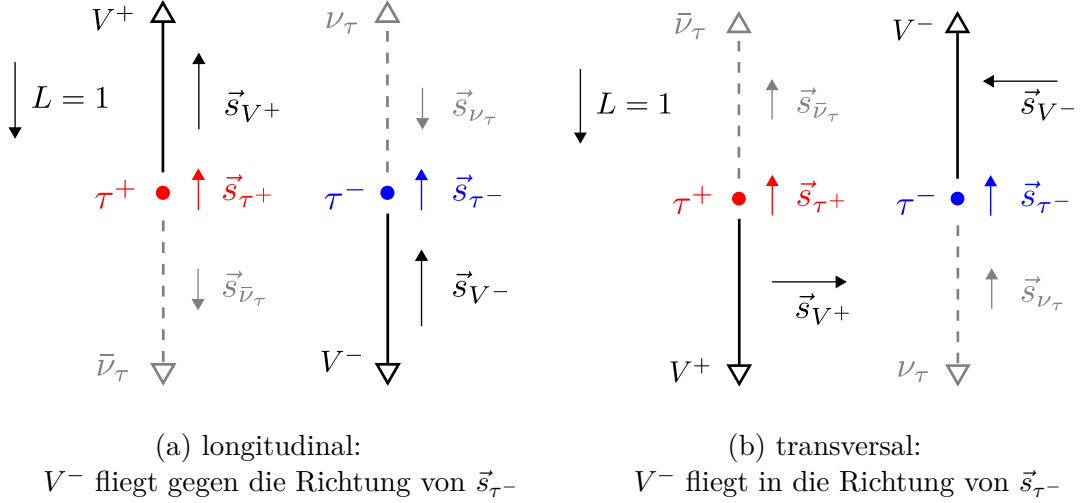


Abbildung 2.4: Zerfälle der  $\tau$ -Leptonen über die Resonanzen  $a_1^\pm$  und  $\rho^\pm$  am Beispiel einer skalaren Kopplung. Die beteiligten Teilchen sind mit  $\nu_\tau$ ,  $\bar{\nu}_\tau$ ,  $\tau^\pm$ ,  $V^\pm$  bezeichnet. Die gefüllten Pfeile stellen die Spins der Teilchen und den Gesamtbahndrehimpuls dar, während die umrandeten Pfeile für die 3er-Impulse der Teilchen verwendet werden. Mit  $L$  wird die Quantenzahl des Gesamtbahndrehimpulses im  $\tau^-\tau^+$ -System bezeichnet. Aufgeführt sind die möglichen Fälle (a) longitudinaler und (b) transversaler Ausrichtung der Spins  $\vec{s}_{V^\pm}$  der Vektor-Mesonen.

entgegengesetzte Richtungen. Diese Mesonen besitzen einen Spin mit der Quantenzahl  $s_{V^-} = 1$  und es gilt  $\vec{s}_{\tau^-} = \vec{s}_{V^-} + \vec{s}_{\nu_\tau}$ . Um mögliche Ausrichtungen zu bekommen, führt man eine Spin-Addition durch. Man drückt den zusammengesetzten Spin-Zustand des  $\tau$ -Leptons  $|s_{\tau^-}; m_{\tau^-}\rangle$  durch die Basis der Einzelzustände  $\{|m_{V^-}, m_{\nu_\tau}\rangle\}$  aus. Nimmt man als Bezugsrichtung die Richtung von  $\vec{s}_{\tau^-}$ , so folgt mithilfe der Clebsch-Gordan-Koeffizienten [13] bei Betrachtung im Spinraum:

$$|s_{\tau^-}; m_{\tau^-}\rangle = |\tfrac{1}{2}; \tfrac{1}{2}\rangle = \sqrt{\tfrac{2}{3}}|1, -\tfrac{1}{2}\rangle - \sqrt{\tfrac{1}{3}}|0, \tfrac{1}{2}\rangle$$

Es gibt also zwei mögliche Ausrichtungen des  $V^-$ -Spins und damit zwei verschiedene Flugrichtungen des Vektor-Mesons bezogen auf den  $\tau$ -Lepton-Spin wie in Abbildung 2.4 dargestellt. Bei einer Kombination des negativ geladenen  $\tau$ -Leptons mit dem positiv geladenen  $\tau$ -Lepton kann aufgrund der Gesamtspinerhaltung keine Mischung der transversalen Ausrichtung des Spins  $\vec{s}_{V^-}$  mit der longitudinalen Ausrichtung von  $\vec{s}_{V^+}$  stattfinden oder umgekehrt. Diese können deswegen nur entweder beide longitudinal oder beide transversal zu den jeweiligen  $\tau$ -Lepton-Spins gerichtet sein. Ferner muss  $\vec{s}_{V^-}$  bei transversaler Ausrichtung entgegengesetzt zu  $\vec{s}_{V^+}$  sein, um der Gesamtspinerhaltung zu genügen.

Der Winkel zwischen den Flugrichtungen der Vektor-Mesonen ist in beiden Fällen gleich. Betrachtet man jedoch die absoluten Winkel zwischen den Flugrichtungen der

Vektor-Mesonen und den Achsen eines festgelegten Koordinatensystems, so unterscheiden sich diese: Das Vektor-Meson  $V^-$  fliegt im longitudinalen Fall entgegen der Richtung des  $\tau$ -Lepton-Spins  $\vec{s}_{\tau^-}$ , im transversalen Fall in die Richtung des Spins  $\vec{s}_{\tau^-}$ . Obwohl die Geometrie der beiden Fälle unterschiedlich ist, tragen die Flugrichtungen der Vektor-Mesonen die volle  $CP$ -Information, da lediglich der Winkel zwischen den Flugrichtungen von Bedeutung ist. Der weitere Zerfall der Resonanzen in mehr als zwei Teilchen mit von Null verschiedener Masse beeinträchtigt jedoch die Sensitivität der Variablen, denn im Gegensatz zu einem Zerfall mit Neutrinos ist die Kinematik in diesem Fall nicht eindeutig.

Beim leptonischen Zerfall zerfällt das negativ geladene  $\tau$ -Lepton zunächst in ein  $W^-$ -Boson und ein  $\tau$ -Neutrino. Das  $W^-$ -Boson besitzt als Vektor-Boson einen Spin mit der Quantenzahl  $s_{W^-} = 1$ , es liegt dementsprechend ein zu den Resonanzen analoger Zerfall vor. Hierbei kann sich  $\vec{s}_{W^-}$  longitudinal und transversal zur  $\tau$ -Lepton-Flugrichtung einstellen. Das  $W^-$ -Boson zerfällt anschließend in ein Elektron oder Muon mit dem entsprechenden Anti-Neutrino. Mithilfe der Helizität und der Spin-Addition für diesen Zwei-Körper-Zerfall findet man schließlich Folgendes heraus: Im Fall einer parallelen Ausrichtung der  $\tau$ -Lepton-Spins  $\vec{s}_{\tau^-}$  und  $\vec{s}_{\tau^+}$  fliegen die geladenen Leptonen bei longitudinaler Polarisierung der Spins  $\vec{s}_{W^-}$  und  $\vec{s}_{W^+}$  der Vektor-Bosonen in entgegengesetzte Richtungen und bei transversaler Polarisierung in die gleiche Richtung. Summiert man die beiden Möglichkeiten, so wird die gesamte *spin analyzing power* aufgrund gegensätzlicher Kinematik der beiden Polarisierungsmöglichkeiten vermindert. Zu welchem Anteil die longitudinale Ausrichtung im Vergleich zur transversalen Ausrichtung zur Summe beiträgt, hängt von der Energie der geladenen Zerfallsprodukte ab, wie im Folgenden verdeutlicht wird.

Wie die einzelnen Zerfallskanäle die Verteilung von  $\phi_{CP}$  beeinflussen, erklären die Funktionen  $n(E)$  und  $b(E)$ , die von der Energie  $E$  des geladenen Zerfallsprodukts  $P^\pm$  im  $\tau^\pm$ -Ruhesystem abhängen [9]. Dabei beschreibt  $n(E)$  die Zerfallsrate bei einer bestimmten Energie  $E$ , während  $b(E)$  bei dieser Energie die *spin analyzing power* als Maß für die im Mittel übertragene Spin-Information angibt. Die Funktion  $b(E)$  ist eine reine Eigenschaft des Zerfalls. Das Integral  $\int n(E)b(E)dE$  entspricht der integrierten *spin analyzing power* des entsprechenden Zerfallskanals. Die Funktion  $b(E)$  kann das Vorzeichen ändern, sodass es bei der integrierten *spin analyzing power* zu Abschwächungseffekten kommen kann.

Abbildung 2.5 zeigt  $n(E)$  und  $b(E)$  für die Zerfallskanäle  $\tau^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell + \nu_\tau$ ,  $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$  und  $\tau^- \rightarrow a_1^- + \nu_\tau \rightarrow \pi^- + 2\pi^0 + \nu_\tau$ . Man kann erkennen, dass  $b(E)$  sein Vorzeichen bei einer bestimmten Energie ändert, hier notiert als  $E_S$ . Daraus folgt, dass man nur mit entsprechender Aufteilung  $E > E_S$  und  $E < E_S$  die maximal mögliche Sensitivität erreichen kann. Die gepunktete Linie in 2.5b und 2.5c stellt das Produkt  $n(E)b(E)$  dar und ist die ausschlaggebende Größe für die Sensitivität der  $CP$ -Variablen. Anhand der Verteilung dieses Produkts lässt sich erkennen, wie stark der Anteil unterhalb bzw. oberhalb der Energie  $E_S$  zur Sensitivität beiträgt. Die Energie  $E$  ist in Bruchteilen der Masse  $m_\tau = 1.78$  GeV des  $\tau$ -Leptons [14] angegeben.

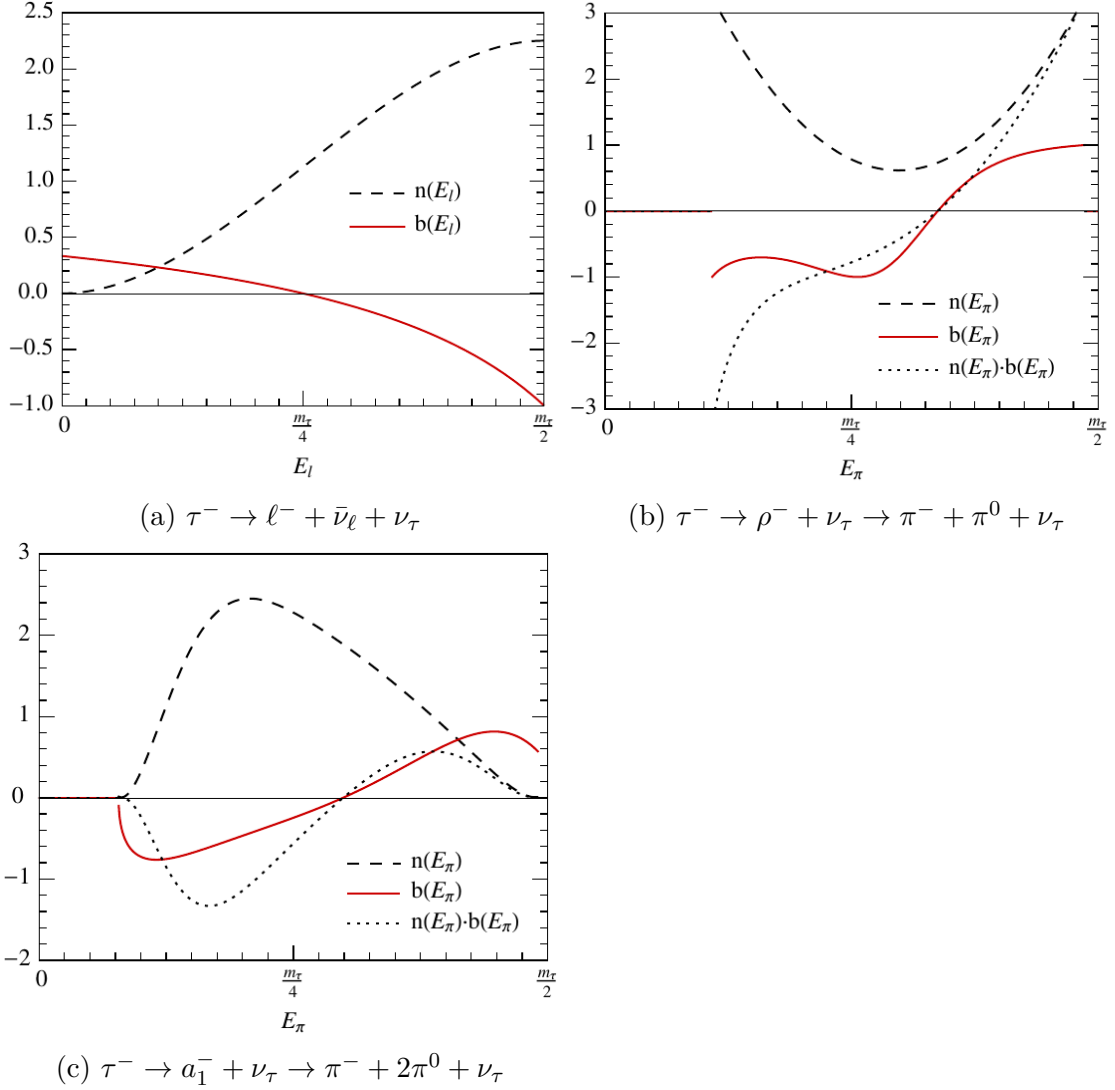


Abbildung 2.5: Funktionen  $n(E)$  und  $b(E)$  [9]. Bei Ladungskonjugation entsprechend.

Beim Zerfall  $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$  ist aufgrund der eindeutigen Kinematik  $n(E)$  eine  $\delta$ -Funktion bei  $E = \frac{m_\pi^2 + m_\tau^2}{2m_\tau}$  und  $b(E) = 1$ . Mit der Masse  $m_\pi = 0.14$  GeV des Pions [16] folgt, dass diese Energie oberhalb der Schwellenenergien  $E_S^\ell$  für  $\tau^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell + \nu_\tau$  und  $E_S^\pi$  für  $\tau^- \rightarrow \rho^- + \nu_\tau \rightarrow \pi^- + \pi^0 + \nu_\tau$  und  $\tau^- \rightarrow a_1^- + \nu_\tau \rightarrow \pi^- + 2\pi^0 + \nu_\tau$  liegt [9]:

$$E_S^\ell = 0.44 \text{ GeV}, \quad E_S^\pi = 0.55 \text{ GeV} \quad (2.9)$$

Weiterhin ist das Vorzeichen der Funktion  $b(E)$  oberhalb bzw. unterhalb der Energie  $E_S$  in Abbildung 2.5a entgegengesetzt zum Vorzeichen von  $b(E)$  in den Abbildungen 2.5b und 2.5c. Vergleicht man außerdem 2.5a mit dem Zerfall  $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$ , so ist das Vorzeichen nur oberhalb von  $E_S$  unterschiedlich. Dies alles hat zur Folge, dass das Vorzeichen des Produkts  $b(E_{P-})b(E_{P+})$  abhängig von der Kombination der

$\tau^-$ - und  $\tau^+$ -Zerfälle ist. Eine Vorzeichenänderung von  $b(E_{P-})b(E_{P+})$  führt dabei zur Steigungsumkehr der  $\phi_{CP}$ -Verteilung. Im Fall einer skalaren Kopplung erwartet man deshalb für die Zerfälle  $\tau^-\tau^+ \rightarrow \{a_1^-, \rho^-, \pi^-\}\{a_1^+, \rho^+, \pi^+\} + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  (hadronisch) und  $\tau^-\tau^+ \rightarrow \ell^-\ell^+ + \bar{\nu}_\ell\nu_\ell + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  (leptonisch) ein Maximum bei  $\pi$  und für den Zerfall  $\tau^-\tau^+ \rightarrow \{a_1^\mp, \rho^\mp, \pi^\mp\}\ell^\pm + \nu_\ell/\bar{\nu}_\ell + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  (semileptonisch) ein Minimum bei  $\pi$  in der  $\phi_{CP}$ -Verteilung.

Bei jeder Datenanalyse werden Selektionskriterien angewandt, durch die Ereignisse von Interesse ausgewählt werden. Aufgrund hoher Datenrate dominieren häufig stattfindende Ereignisse als Untergrund die Messung. Interessante Ereignisse wie zum Beispiel die Produktion des Higgs-Bosons erfüllen charakteristische Kriterien, mit deren Hilfe man den Untergrund reduzieren kann. Die weiterführende Analyse und Speicherung der Daten erfolgt erst dann, wenn alle Selektionskriterien erfüllt sind. Solche Kriterien werden als Triggerschwellen bezeichnet. Darunter versteht man vor allem Einschränkungen an den Transversalimpuls  $p_T$  und die Pseudorapidität  $\eta$  der gemessenen Teilchen bezogen auf das Laborsystem. Die Energie  $E$  ist über Lorentz-Transformationen und die relativistische Energie-Impuls-Beziehung mit den Größen  $p_T$  und  $\eta$  korreliert. Durch die Einschränkungen dieser Größen wird deswegen auch eine Einschränkung an die Energie  $E$  impliziert, sodass die Selektionskriterien ebenfalls einen Einfluss auf die Variable  $\phi_{CP}$  haben.

## 3 Anwendung

Nachdem die Grundlagen zu den  $CP$ -sensitiven Variablen  $\phi_{CP}$  und  $\phi_{CP}^*$  geklärt sind, ist der nächste Schritt, die Aussagen, die in den Publikationen [8] und [9] über diese Variablen getroffen werden, anhand von generierten Teilchen, das heißt, unter Ausnutzung aller in der Simulation zur Verfügung stehenden Informationen zu reproduzieren. Anschließend wird ein schrittweiser Übergang zu rekonstruierten Teilchen vollzogen, die nur solche Informationen haben, die bei der Analyse von Detektordaten zur Verfügung stehen. Auf diesem Niveau werden die Auswirkungen der Unsicherheiten von gemessenen Größen auf die Verteilung von  $\phi_{CP}^*$  untersucht im Hinblick auf die Umsetzung in die Praxis.

### 3.1 Generatorniveau

Für das Generatorniveau muss zunächst überlegt werden, wie die Konstruktion von  $\phi_{CP}$  und  $\phi_{CP}^*$  realisiert werden kann. Auf diesem Niveau sind die 4er-Impulse der generierten Teilchen im Laborsystem gegeben, sodass Lorentz-Transformationen benötigt werden, um die 4er-Impulse in das richtige Ruhesystem zu bringen.

Für  $\phi_{CP}$  müssen die 4er-Impulse  $k_{\pm}$  der  $\tau$ -Leptonen in das Higgs-Boson-Ruhesystem und die 4er-Impulse  $p_{\pm}$  der geladenen Zerfallsprodukte in das Ruhesystem des  $\tau$ -Leptons mit der gleichen Ladung gebracht werden. Man erhält die Normalvektoren  $\vec{n}_{\pm}$  der Zerfallsebenen durch das Kreuzprodukt der transformierten 3er-Impulse  $\vec{k}_{\pm}$  und  $\vec{p}_{\pm}$  und anschließende Normierung des resultierenden Vektors. Dabei ist die Forderung zu beachten, dass die Normalvektoren  $\vec{n}_{\pm}$  den Winkel  $\pi$  einschließen sollen, falls die geladenen Zerfallsprodukte in entgegengesetzte Richtungen fliegen. Diese Forderung wird erst dann erfüllt, wenn die Kreuzprodukte  $\vec{k}_{\pm} \times \vec{p}_{\pm}$  mit einem geeigneten Vorzeichen versehen werden. Ferner kann man ausnutzen, dass im Higgs-Boson-Ruhesystem die 3er-Impulse der  $\tau$ -Leptonen die Gleichung  $\vec{k}_{+} = -\vec{k}_{-}$  erfüllen.

$$\vec{n}_{\pm} = \mp \frac{\vec{k}_{\pm} \times \vec{p}_{\pm}}{|\vec{k}_{\pm}| |\vec{p}_{\pm}|} = \frac{\vec{k}_{-} \times \vec{p}_{\pm}}{|\vec{k}_{\pm}| |\vec{p}_{\pm}|}$$

Für den normierten Stoßparameter  $\hat{d}_{\pm}$  bei  $\phi_{CP}^*$  ist aufgrund der Normierung nur die Richtung des Vektors und nicht der Betrag wichtig, sodass es kein Problem darstellt, diesen aus der Orthogonalprojektion des 3er-Impulses  $\vec{k}_{\pm}$  des  $\tau$ -Leptons auf den 3er-Impuls  $\vec{p}_{\pm}$  des geladenen Zerfallsprodukts zu berechnen. Dies ist in Abbildung

3.1 zu sehen, während die zugehörige Formel wie folgt lautet:

$$\hat{d}_{\pm} = \frac{\vec{d}_{\pm}}{|\vec{d}_{\pm}|}, \quad \vec{d}_{\pm} = \vec{k}_{\pm} - \frac{\vec{k}_{\pm} \cdot \vec{p}_{\pm}}{\vec{p}_{\pm} \cdot \vec{p}_{\pm}} \vec{p}_{\pm}$$

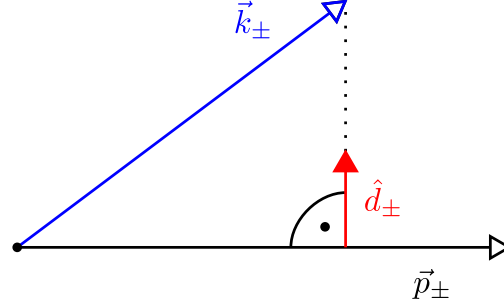


Abbildung 3.1: Konstruktion der normierten Stoßparameter  $\hat{d}_{\pm}$  auf Generatortniveau. Die 3er-Impulse der  $\tau$ -Leptonen sind mit  $\vec{k}_{\pm}$  bezeichnet, die 3er-Impulse der geladenen Zerfallsprodukte mit  $\vec{p}_{\pm}$ . Diese sind im Laborsystem gegeben.

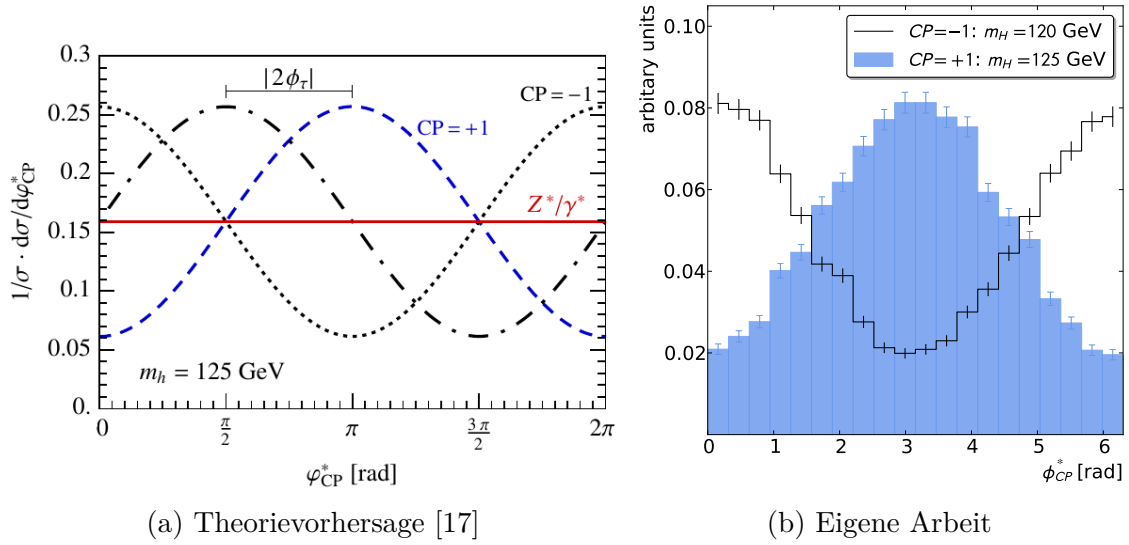


Abbildung 3.2: Verteilungen der  $CP$ -sensitiven Variablen  $\phi_{CP}^*$  für den Zerfall  $\tau^- \tau^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ + \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$ .

Als erster Schritt der Überprüfung gilt es, die Verteilungen der Variablen  $\phi_{CP}$  und  $\phi_{CP}^*$  für die Zerfälle  $\tau^- \rightarrow \pi^- + \nu_\tau$  und  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$  mit den Ergebnissen der Publikationen zu vergleichen, da dieser Zerfallskanal die beste Sensitivität für die Variable

liefert. Die zu erwartende Verteilung von  $\phi_{CP}^*$  ist in Abbildung 3.2a dargestellt. Es werden die Fälle der skalaren und der pseudoskalaren Kopplung des Higgs-Bosons an das  $\tau$ -Lepton betrachtet, die den Kurven mit  $CP = +1$  und  $CP = -1$  entsprechen. Das Resultat der eigenen Arbeit für die Variable  $\phi_{CP}^*$  ist in Abbildung 3.2b zu sehen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung mit der Erwartung.

Weiterhin bestätigt sich die Aussage, dass  $\phi_{CP}^*$  eine gute Näherung für  $\phi_{CP}$  ist. Dies ist in den Abbildungen 3.3 zu erkennen. Die Abbildung 3.3a zeigt die relative Differenz  $(\phi_{CP} - \phi_{CP}^*)/\phi_{CP}$  der beiden Variablen. Obwohl bei vielen Ereignissen  $\phi_{CP}$  und  $\phi_{CP}^*$  gut übereinstimmen, gibt es Abweichungen. Einer der Gründe dafür sind Zahlen, deren wahrer Wert nahe bei Null liegt. Sie können durch Rundungsfehler während der Rechnung ein falsches Vorzeichen bekommen. Dies hat vor allem Folgen für die Fallunterscheidungen, die in (2.7) und (2.8) verwendet werden. Für unterschiedliche Vorzeichen der Spatprodukte  $(\vec{n}_+ \times \vec{n}_-) \cdot \hat{e}_z$  und  $((\hat{d}_+^*)_{\perp} \times (\hat{d}_-^*)_{\perp}) \cdot \hat{e}_z^*$  nehmen die Variablen  $\phi_{CP}$  und  $\phi_{CP}^*$  trotz möglicher Übereinstimmung zwischen  $\phi = \arccos(\vec{n}_+ \cdot \vec{n}_-)$  und  $\phi^* = \arccos((\hat{d}_+^*)_{\perp} \cdot (\hat{d}_-^*)_{\perp})$  verschiedene Werte an.

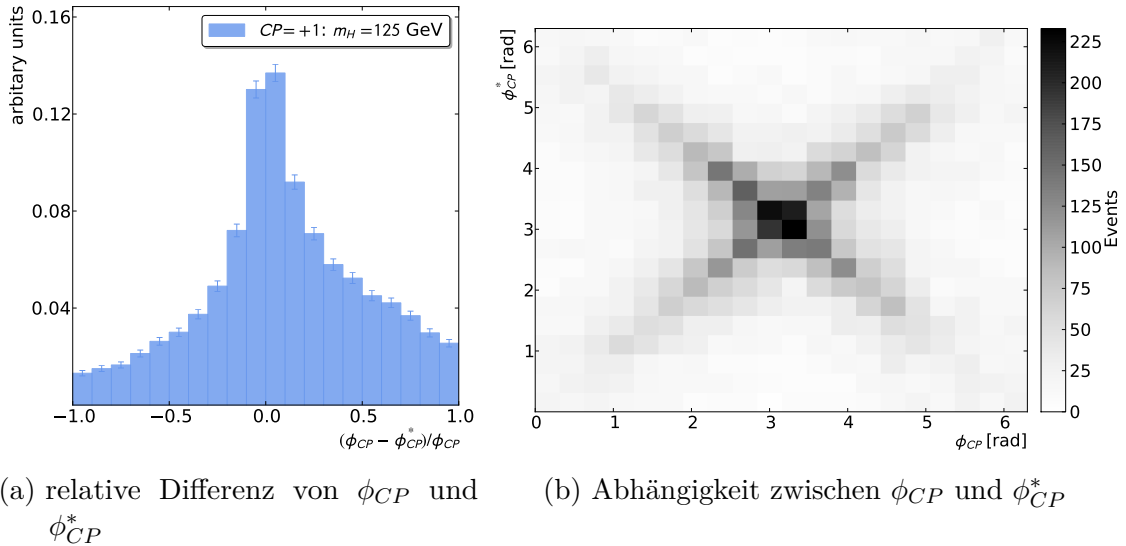
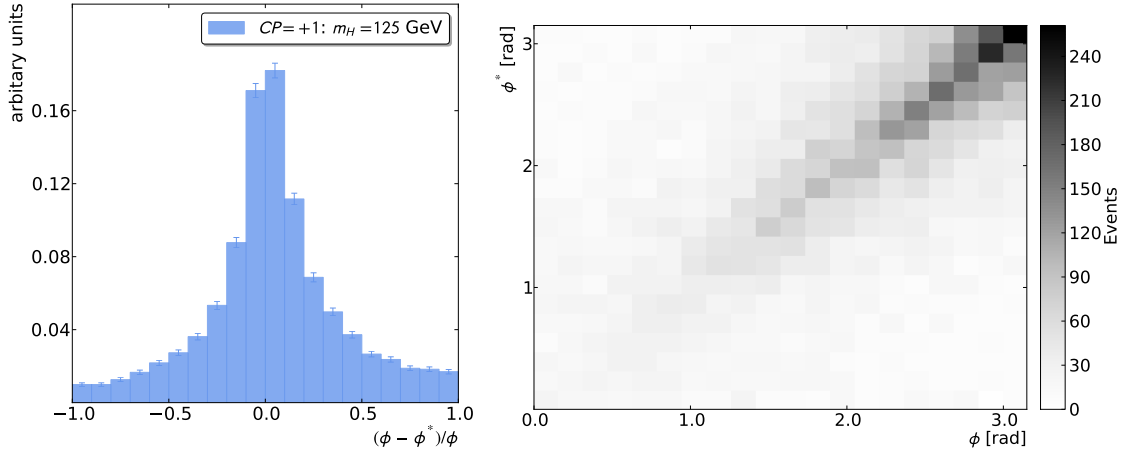


Abbildung 3.3: Überprüfung der Übereinstimmung von  $\phi_{CP}$  und  $\phi_{CP}^*$  für den Zerfall  $\tau^- \tau^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ + \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$ .

Diese Tatsache wird in Abbildung 3.3b veranschaulicht, in der  $\phi_{CP}$  und  $\phi_{CP}^*$  gegeneinander aufgetragen sind. Für eine gute Übereinstimmung erwartet man eine Ursprungsgerade. Diese ist in der Tat zu erkennen, zusätzlich sieht man jedoch eine weitere Gerade, die der Wirkung von einem Vorzeichenwechsel bei nahe an Null liegenden Werten von  $(\vec{n}_+ \times \vec{n}_-) \cdot \hat{e}_z$  und  $((\hat{d}_+^*)_{\perp} \times (\hat{d}_-^*)_{\perp}) \cdot \hat{e}_z^*$  entspricht. Dieser Fehler ist symmetrisch um den Wert  $\pi$  verteilt, sodass er sich bei den resultierenden Verteilungen von  $\phi_{CP}$  und  $\phi_{CP}^*$  aufhebt.





(a) relative Differenz von  $\phi$  und  $\phi^*$

(b) Abhängigkeit zwischen  $\phi$  und  $\phi^*$

Abbildung 3.4: Überprüfung der Übereinstimmung von  $\phi$  und  $\phi^*$  für den Zerfall  $\tau^-\tau^+ \rightarrow \pi^-\pi^+ + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$ .

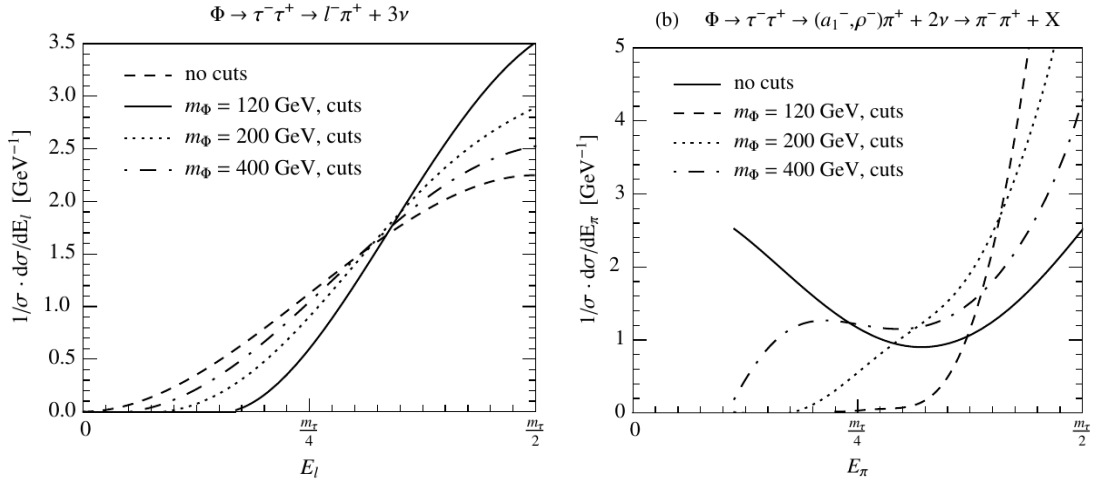
Lässt man die Fallunterscheidung bei der Variablenberechnung weg und trägt stattdessen  $\phi$  und  $\phi^*$  auf, die im Intervall von 0 bis  $\pi$  definiert sind, so wird dieser Effekt aufgehoben. In Abbildung 3.4a erkennt man, dass die Anzahl der Abweichungen verringert wurde. Die verbleibenden Abweichungen sind darauf zurückzuführen, dass für die beiden Variablen jeweils verschiedene Algorithmen verwendet werden. In Abbildung 3.4b ist deutlich eine Ursprungsgerade zu erkennen, wobei auch Abweichungen davon vorhanden sind. Ein ähnliches Ergebnis erhält man für den Fall pseudoskalarer Kopplung. Insgesamt stellt man fest, dass  $\phi_{CP}^*$  eine gute Näherung für  $\phi_{CP}$  ist. Als nächstes wird das Verhalten von  $\phi_{CP}^*$  für andere Zerfälle untersucht. Wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, muss hier eine Aufteilung nach der Energie  $E$  geladener Zerfallsprodukte der  $\tau$ -Leptonen im  $\tau$ -Lepton-Ruhsystem durchgeführt werden. Dabei muss sichergestellt werden, dass die Verteilungen der Energie  $E$  mit den Verteilungen in [9] übereinstimmen, um die dort vorgeschlagenen Energiewerte (2.9) zur Aufteilung verwenden zu können.

In den Abbildungen 3.5a und 3.5b sind die laut der Publikation zu erwartenden Energieverteilungen der negativ geladenen Zerfallsprodukte für die Zerfälle  $\tau^- \rightarrow \ell^- + \bar{\nu}_\ell + \nu_\tau$  und  $\tau^- \rightarrow \{a_1^-, \rho^-\} + \nu_\tau$  aufgetragen. Die Energie wird dabei in Bruchteilen der Masse  $m_\tau = 1.78$  GeV des  $\tau$ -Leptons [14] angegeben. Um diese Zerfälle einheitlich zu vergleichen, wurde für das positiv geladene  $\tau$ -Lepton der Zerfall  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu}_\tau$  gewählt. Die Akzeptanzselektionen, die auf den Transversalimpuls  $p_T$  und auf die Pseudorapidität  $\eta$  des geladenen Zerfallsprodukts  $\ell^-$  bzw.  $\pi^-$  im Laborsystem angewandt sind und in 3.5a und 3.5b als *cuts* bezeichnet werden, lauten wie folgt:

$$p_T^{\ell^-} \geq 20 \text{ GeV}, \quad |\eta^{\ell^-}| \leq 2.5 \quad (3.1)$$

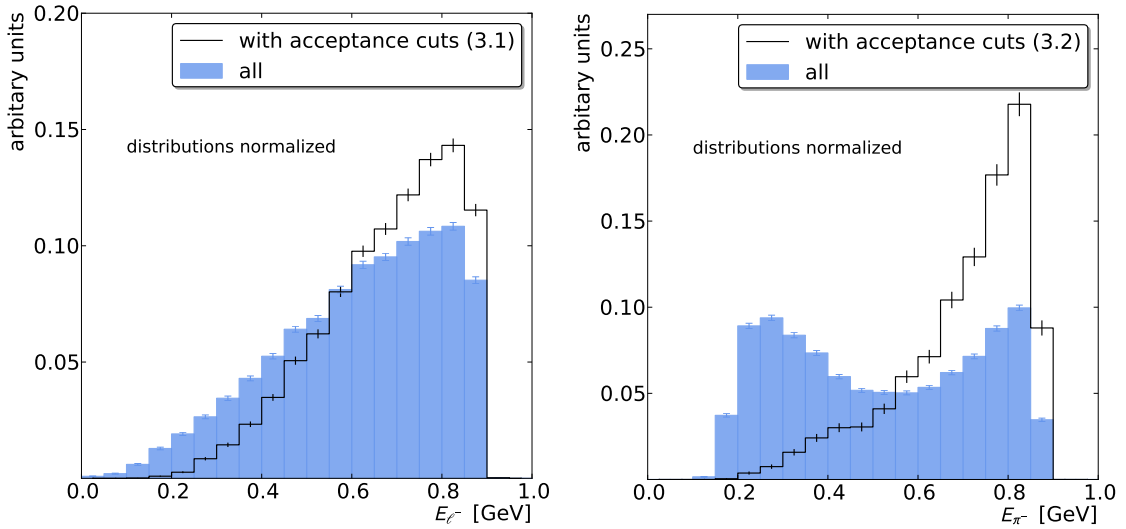
$$p_T^{\pi^-} \geq 40 \text{ GeV}, \quad |\eta^{\pi^-}| \leq 2.5 \quad (3.2)$$

Diese Selektionen werden üblicherweise bei einer Analyse von Detektordaten neben anderen Selektionskriterien angewandt und in [9] verwendet. Die Kurven der Verteilungen in den Abbildungen 3.5a und 3.5b sind sowohl für alle Ereignisse der jeweiligen Zerfallskanäle als auch unter Anwendung von (3.1) und (3.2) bei verschiedenen Massen des Higgs-Bosons eingezeichnet. Man sieht, dass diese Selektionen die Verteilungen der Energie  $E$  beeinflussen. Ereignisse unterhalb der Schwellenenergien (2.9) werden zum Großteil ausgeschlossen, wie man besonders an den Kurven für die Masse  $m_\Phi = 120$  GeV des Higgs-Bosons erkennen kann. Die Akzeptanzselektionen (3.1) und (3.2) bewirken also einen Schnitt ähnlich zur Forderung  $E > E_S$  und erhöhen damit die Sensitivität des zugehörigen Zerfallskanals.



(a)  $\tau^-\tau^+ \rightarrow \ell^-\pi^+ + \bar{\nu}_\ell + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  aus [9]

(b)  $\tau^-\tau^+ \rightarrow \{a_1^-, \rho^-\}\pi^+ + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  aus [9]



(c)  $\tau^-\tau^+ \rightarrow \ell^-\pi^+ + \bar{\nu}_\ell + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$

(d)  $\tau^-\tau^+ \rightarrow \{a_1^-, \rho^-\}\pi^+ + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau$

Abbildung 3.5: Verteilungen der Energie  $E$  des geladenen Zerfallsprodukts. Die Verteilungen sind normiert.

Eigene Untersuchungen bei einer Masse des Higgs-Bosons von  $m_H = 125$  GeV und einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV bestätigen diese Aussage bei Anwendung von (3.1) und (3.2), wie in Abbildungen 3.5c und 3.5d dargestellt.

Zusätzlich wurde eine Aufteilung dieser Energieverteilungen anhand des Transversalimpulses  $p_T^H$  des Higgs-Bosons im Laborsystem mit  $p_T^H > 100$  GeV und  $p_T^H < 100$  GeV vorgenommen. Man möchte dabei untersuchen, ob Higgs-Bosonen mit höheren Transversalimpulsen gegenüber den Higgs-Bosonen mit kleineren Transversalimpulsen andere Energieverteilungen besitzen und es dadurch zur Abschwächung der integrierten *spin analyzing power* kommt. Higgs-Bosonen mit einem hohen Transversalimpuls sind von Interesse, da man sie besser vom Untergrund unterscheiden kann, der durch Z-Bosonen verursacht wird. In den Abbildungen 3.6 ist gezeigt, dass die Aufteilung nach dem Transversalimpuls  $p_T^H$  kaum Auswirkungen auf die Energieverteilung hat. Man erkennt, dass bei  $p_T^H > 100$  GeV Werte von  $E$  unterhalb der Schwellenenergien  $E_S$  (2.9) etwas stärker besetzt sind als im Fall  $p_T^H < 100$  GeV. Daraus resultiert eine leichte Abschwächung der integrierten *spin analyzing power* bei Ereignissen mit  $p_T^H > 100$  GeV.

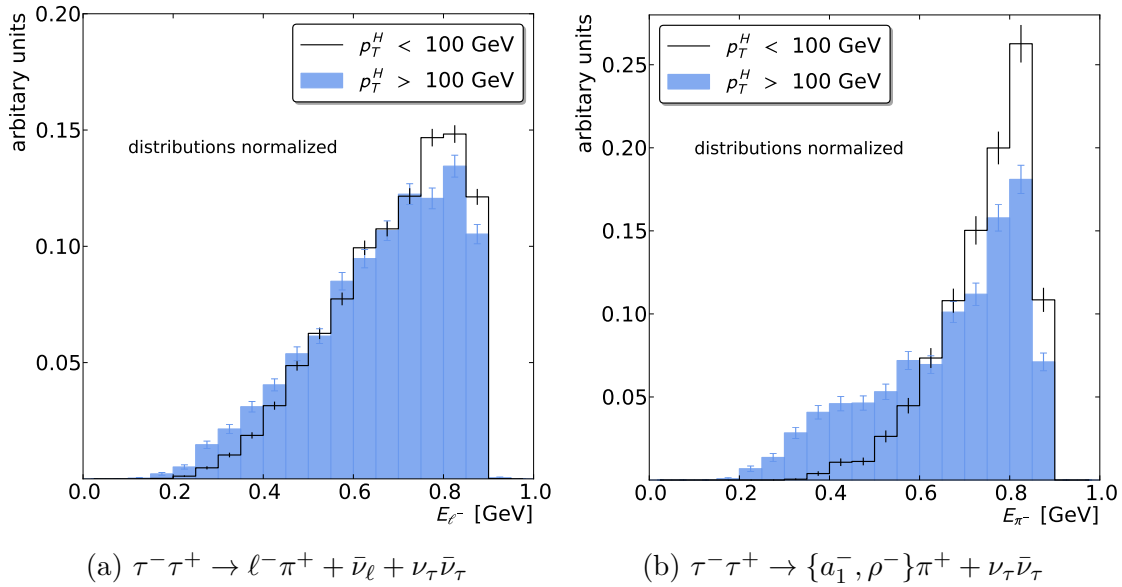


Abbildung 3.6: Verteilung der Energie  $E$  unter Berücksichtigung der Aufteilung  $p_T^H > 100$  GeV und  $p_T^H < 100$  GeV. Die Selektionen (3.1) und (3.2) sind auf (a) und (b) entsprechend angewandt.

Nun werden die Verteilungen der Variablen  $\phi_{CP}^*$  für alle Zerfallskanäle betrachtet. Um genügend Statistik zu behalten, werden die Selektionskriterien (3.2) für Pionen abgeschwächt. Für alle geladenen Zerfallsprodukte  $P^\pm$  wird stattdessen folgende Selektion vorgenommen:

$$p_T \geq 20 \text{ GeV}, \quad |\eta| \leq 2.5 \quad (3.3)$$

Diese Maßnahme ändert besonders die Verteilung in Abbildung 3.5d, die unter Anwendung der neuen Selektionskriterien (3.3) in Abbildung 3.7 dargestellt ist. Es gibt mehr Ereignisse unterhalb der Schwellenenergie  $E_S^\pi = 0.55$  GeV, sodass hierdurch eine Abschwächung der Sensitivität resultiert.

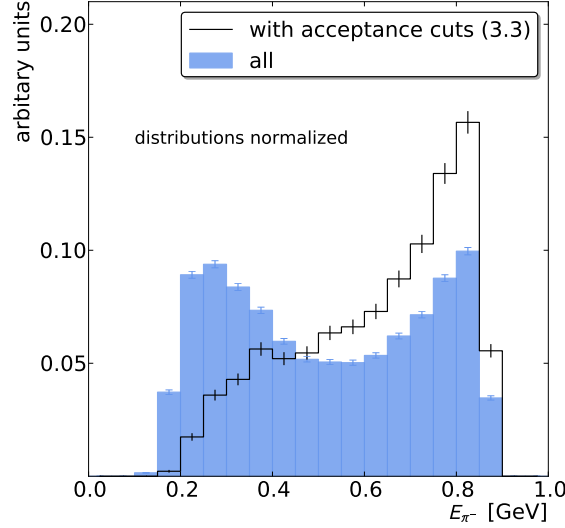
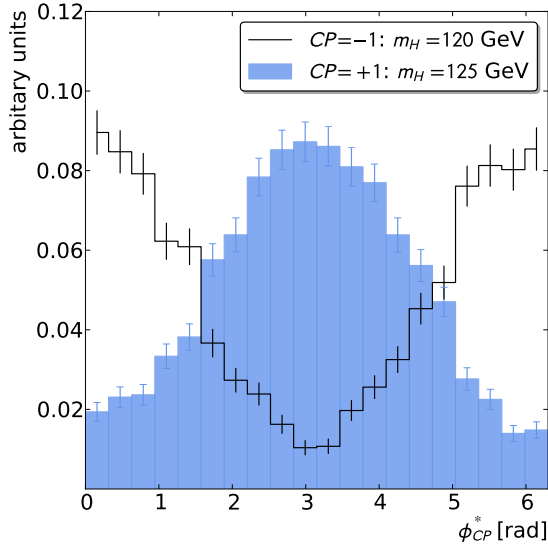


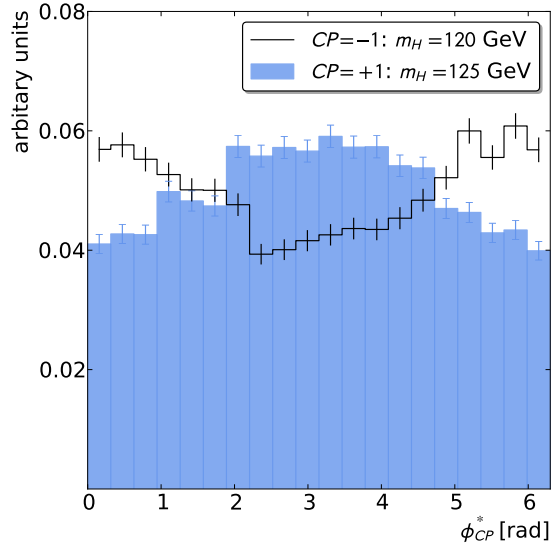
Abbildung 3.7: Verteilung der Energie  $E$  für den Zerfallskanal  $\tau^- \tau^+ \rightarrow \{a_1^-, \rho^-\} \pi^+ + \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$  unter Anwendung von (3.3).

Die Abbildungen 3.8 zeigen die  $CP$ -Variable  $\phi_{CP}^*$  für vier Zerfallskanäle. Die Selektionen (3.3) sind bereits angewandt, zusätzlich wurden nur Ereignisse mit Energien  $E$  größer als die Werte  $E_S$  in (2.9) berücksichtigt. Diese Einschränkung der Energie  $E$  ist nur auf Generatorniveau möglich, da für diese das Ruhesystem des  $\tau$ -Leptons der entsprechenden Ladung benötigt wird. Für die Zerfallskanäle 3.8a und 3.8c führen schärfere Akzeptanzselektionen zum hohen Verlust an Ereignissen, sodass größere statistische Unsicherheiten auftreten und die Sensitivität beeinträchtigen. Der Zerfallskanal 3.8b besitzt eine geringere Sensitivität im Vergleich zu anderen. Die meisten Ereignisse werden im Zerfallskanal 3.8d beibehalten, dieser liefert demnach das beste Ergebnis.

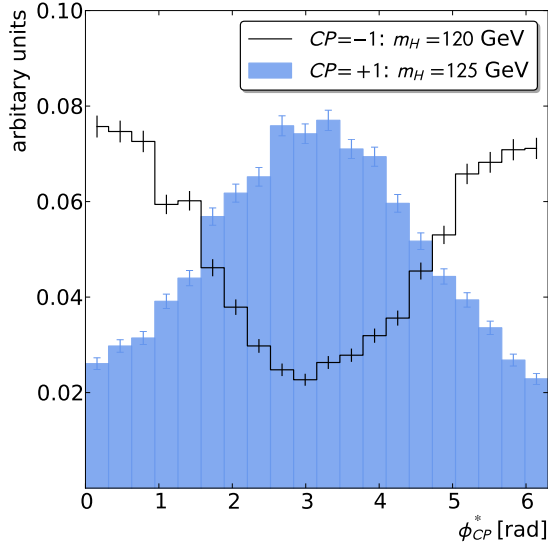
Abschließend lässt sich festhalten, dass die Ergebnisse der eigenen Arbeit den Erwartungen und Aussagen aus [8] und [9] entsprechen. Für skalare Kopplung haben die Zerfälle in 3.8a, 3.8b und 3.8c bei  $\pi$  ein Maximum und in 3.8d ein Minimum bei  $\pi$ . Das ergibt sich aus der Vorzeichenbetrachtung der Funktion  $b(E)$  für hadronische (a,c), leptonische (b) und semileptonische (d) Zerfälle.



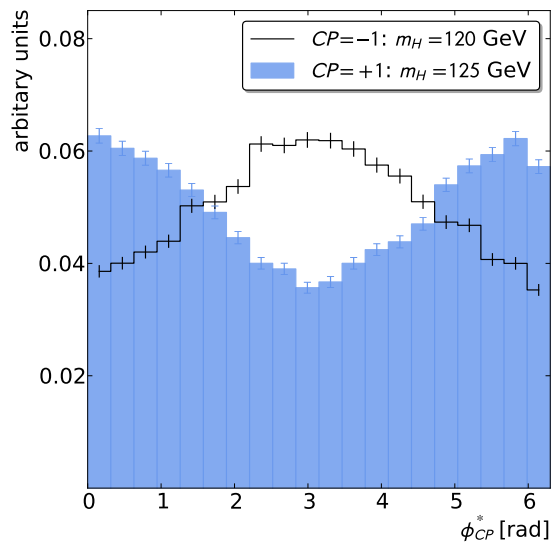
(a)  $\tau^- \tau^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ + \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$



(b)  $\tau^- \tau^+ \rightarrow \ell^- \ell^+ + \bar{\nu}_\ell \nu_\ell + \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$



(c)  $\tau^- \tau^+ \rightarrow \{a_1^-, \rho^-, \pi^-\} \{a_1^+, \rho^+, \pi^+\} + \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$



(d)  $\tau^- \tau^+ \rightarrow \{a_1^\mp, \rho^\mp, \pi^\mp\} \ell^\pm + \nu_\ell / \bar{\nu}_\ell + \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$

Abbildung 3.8: Verteilungen der  $CP$ -sensitiven Variablen  $\phi_{CP}^*$ . Selektionen (3.3) sind angewandt, nur Ereignisse mit  $E > E_S$  aus (2.9) sind berücksichtigt. Für die skalare Kopplung wurde ein Datensatz mit der Masse  $m_H = 125$  GeV des Higgs-Bosons verwendet, für die pseudoskalare Kopplung ein Datensatz mit  $m_H = 120$  GeV.

## 3.2 Rekonstruktionsniveau

Für das Rekonstruktionsniveau muss nun die Variable  $\phi_{CP}^*$  so realisiert werden, dass nur Informationen verwendet werden, die nach Rekonstruktion vorliegen.  $\tau$ -Leptonen zerfallen, bevor sie die ersten Lagen des Spurdetektors erreichen, sodass sie nicht direkt messbar sind und nur über ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert werden können. Aufgrund zahlreicher Zerfallsmöglichkeiten des  $\tau$ -Leptons und der fehlenden Information über Neutrinos erweist sich die Rekonstruktion des  $\tau$ -Leptons als schwierig und daher ist sie nur mit begrenzter Genauigkeit möglich. Deshalb werden die normierten Stoßparameter  $\hat{d}_{\pm}$  auf eine andere Weise bestimmt als auf Generatorniveau.

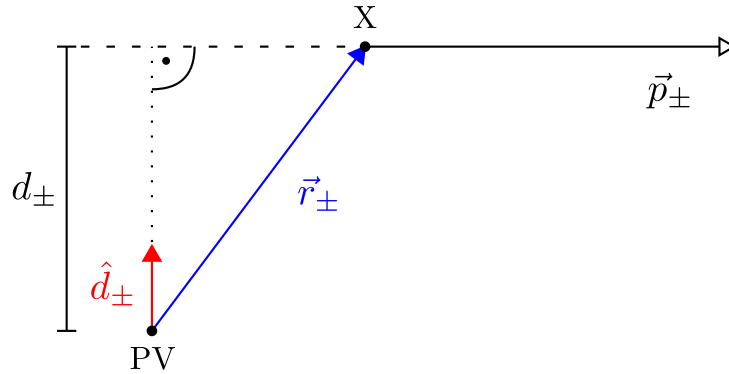


Abbildung 3.9: Konstruktion der normierten Stoßparameter  $\hat{d}_{\pm}$  auf Rekonstruktionsniveau.

Die Konstruktion von  $\hat{d}_{\pm}$  ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Dafür werden die Koordinaten des Primärvertex PV der Higgs-Boson-Produktion und eines Referenzpunktes X verwendet. Dieser Referenzpunkt liegt auf der Flugbahn des geladenen Zerfallsprodukts. Unter der Annahme, dass die Spur näherungsweise einer Geraden entspricht, eignet sich der Punkt X genauso gut zur Konstruktion wie der Sekundärvertex SV in Abbildung 2.3.

Die Annahme einer geraden Spur ist insofern berechtigt, weil nur hochenergetische Teilchen nach Rekonstruktion zur weiteren Untersuchung vorliegen, deren 3er-Impuls deutlich größer ist, als ihre Masse. Die Krümmung ihrer Bahn im Magnetfeld wird in der Konstruktion der Stoßparameter  $\hat{d}_{\pm}$  vernachlässigt.

Als nächster Schritt wird eine Orthogonalprojektion der Differenz  $\vec{r}_{\pm}$  der beiden Punkte X und PV auf die Richtung des 3er-Impulses  $\vec{p}_{\pm}$  des geladenen Zerfallsprodukts durchgeführt. Die Länge dieser Orthogonalprojektion wird für spätere Überlegungen als  $d_{\pm}$  bezeichnet und ist die Länge des Stoßparameters. Durch Normierung der Orthogonalprojektion erhält man schließlich  $\hat{d}_{\pm}$ .

Rekonstruierte Daten sind aufgrund endlicher Detektorauflösung mit Unsicherheiten behaftet, sodass dies bei der Konstruktion der Variablen  $\phi_{CP}^*$  berücksichtigt werden muss. Gemessene Größen, die zur Konstruktion von  $\phi_{CP}^*$  verwendet werden, sind

der Primärvertex PV und die 4er-Impulse  $p_{\pm}$  der geladenen Zerfallsprodukte  $P^{\pm}$  der  $\tau$ -Leptonen. Der Primärvertex PV besitzt im Vergleich zu  $p_{\pm}$  eine hohe Genauigkeit. Aufgrund der Unsicherheit von  $p_{\pm}$  hat die Länge des Stoßparameters ebenfalls eine Unsicherheit. Außerdem werden die 4er-Impulse  $p_{\pm}$  für die Transformation ins  $P^+P^-$ -Ruhesystem benötigt, wodurch diese Transformation auch eine endliche Genauigkeit besitzt.

Im Folgenden wird die Unsicherheit  $\sigma(d_{\pm})$  der Länge  $d_{\pm}$  des Stoßparameters untersucht. Im verwendeten Analyse-Framework ist  $\sigma(d_{\pm})$  nicht direkt gegeben. Um diese Unsicherheit abzuschätzen, werden die Distanz  $r_{\pm}$  des Referenzpunktes von dem Primärvertex und die Unsicherheit dieser Größe  $\sigma(r_{\pm})$  betrachtet. Nach Rekonstruktion sind der zur Strahlrichtung transversale Anteil der Unsicherheit  $\sigma_T(r_{\pm})$  und der longitudinale Anteil  $\sigma_z(r_{\pm})$  im verwendeten Analyse-Framework gegeben. Unter der Annahme, dass diese Unsicherheiten einer Gauß-Verteilung folgen, lassen sich die Varianzen addieren, sodass für die Gesamtunsicherheit gilt:

$$\sigma(r_{\pm}) = \sqrt{\sigma_T^2(r_{\pm}) + \sigma_z^2(r_{\pm})} \quad (3.4)$$

Das Doppelte dieser Unsicherheit deckt 95% aller möglichen Werte ab, die durch Fluktuationen um den wahren Wert entstehen könnten. Dies entspricht einem  $2\sigma$ -Konfidenzintervall. Für die weitere Betrachtung wurden Längen  $d_{\pm}$  unter folgender Bedingung gewählt:

$$d_{\pm} > 2 \cdot \sigma(r_{\pm}) \quad (3.5)$$

Diese Forderung wird zu einem hohen Verlust an Ereignissen führen, weswegen für diesen Teil der Bachelorarbeit MC-Datensätze für eine skalare Kopplung des Higgs-Bosons mit verschiedenen Massen  $m_H$  verwendet wurden. Diese Massen haben folgende Werte:

$$m_H = 115, 120, \dots, 135 \text{ GeV}$$

Der so zusammengefasste Datensatz beinhaltet 8.8 Mio Ereignisse. Bei der Rekonstruktion des Zerfalls der  $\tau$ -Leptonen selektiert man die Daten in verschiedenen Zerfallskanälen, je nachdem, ob man einen Elektron- (bzw. Positron-) ( $e$ ) oder einen Myonkandidaten ( $\mu$ ) als  $\tau$ -Lepton-Zerfallsprodukt vorliegen hat, oder das  $\tau$ -Lepton hadronisch zerfällt ( $\tau_h$ ). Meistens handelt es sich bei den geladenen Hadronen um geladene Pionen. Damit gibt es insgesamt sechs Zerfallskanäle:  $ee$ ,  $e\mu$ ,  $\mu\mu$ ,  $e\tau_h$ ,  $\mu\tau_h$  und  $\tau_h\tau_h$ . In den Kanälen mit einem hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Lepton wird zusätzlich gefordert, dass nur ein geladener Hadronkandidat vorliegt, da für die Variable  $\phi_{CP}^*$  1-Prong-Zerfälle benötigt werden.

Es ist hier wichtig anzumerken, dass es in den so eingeteilten Kanälen nur auf Rekonstruktionsniveau sichergestellt ist, dass den Kanälen die richtigen Teilchen zugeordnet werden. Somit können falsch identifizierte Teilchen die Verteilungen beeinflussen. Eine zusätzliche Sicherstellung der Teilchensorten auf Generatorniveau in jedem Kanal würde diesem Fehler vorbeugen. Insbesondere lässt sich dadurch sicherstellen, dass man 1-Prong-Zerfälle bereits auf Generatorniveau vorliegen hat.

Die leptonischen Kanäle  $ee$  und  $\mu\mu$ , bei denen Teilchen vom gleichen *flavour* entstehen, haben einen starken Untergrundbeitrag von  $Z$ -Bosonen, die in zwei Leptonen zerfallen. Deshalb werden diese Kanäle nicht weiter betrachtet. Als nächstes wird die Verteilung der Variablen  $\phi_{CP}^*$  unter Berücksichtigung von (3.5) für die restlichen vier Zerfallskanäle untersucht.

Hierfür ist es wichtig zu wissen, wie viele Ereignisse in einem Kanal nach Anwendung der Rekonstruktion und bei anschließender Berechnung von  $\phi_{CP}^*$  und Anwendung von (3.5) übrig bleiben. Dies ist in Tabelle 3.1 gezeigt.

Zerfallskanal	nach Rekonstruktion	nach Rekonstruktion, $\phi_{CP}^*$ und (3.5)
$e\mu$	85521	4657
$e\tau_h$	127863	6066
$\mu\tau_h$	216267	10227
$\tau_h\tau_h$	74684	3278

Tabelle 3.1: Anzahl von Ereignissen in den Zerfallskanälen  $e\mu$ ,  $e\tau_h$ ,  $\mu\tau_h$  und  $\tau_h\tau_h$ .

Man erkennt anhand der verbliebenen Ereignisse, dass der Zerfallskanal  $\mu\tau_h$  sich am besten eignet, um Aussagen über die Verteilung von  $\phi_{CP}^*$  zu treffen. Der hohe Verlust an Ereignissen lässt sich anhand der Abbildungen 3.10 erklären.

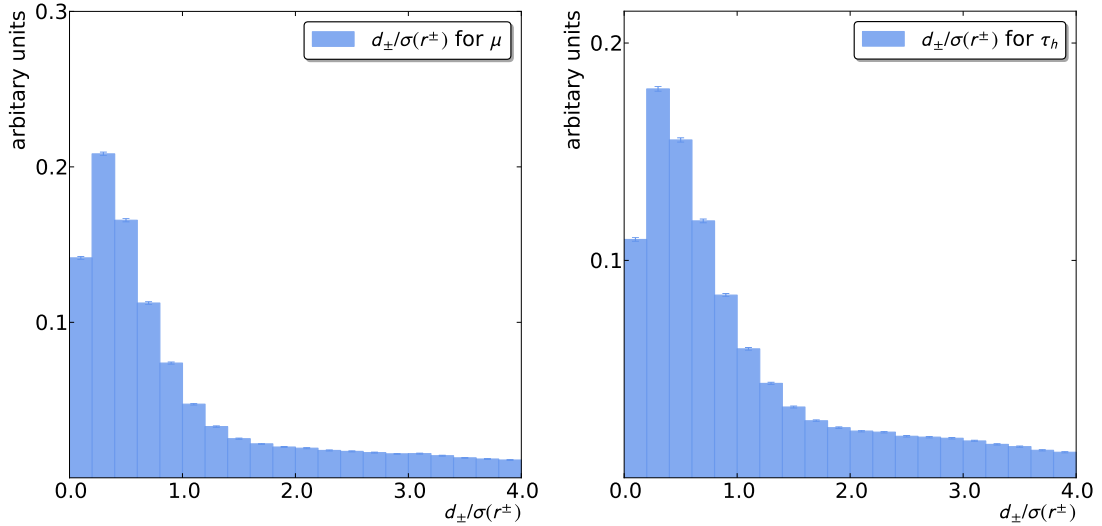
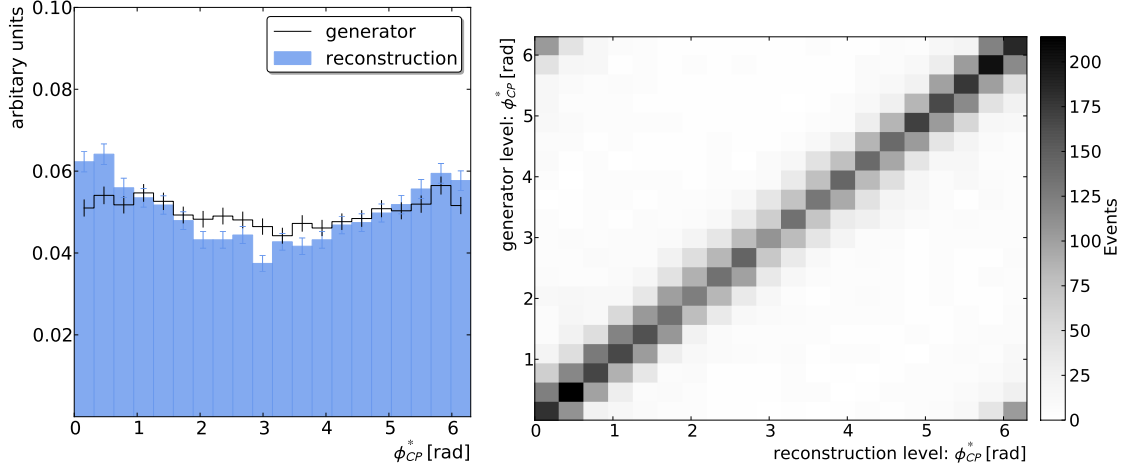
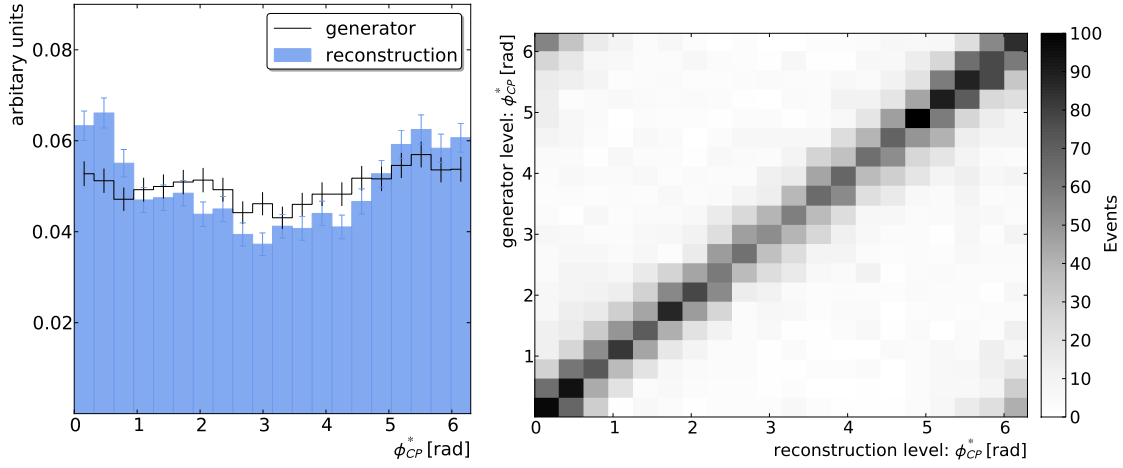


Abbildung 3.10: Verteilungen von  $d_{\pm}/\sigma(r_{\pm})$  für das Myon (a) und das hadronisch zerfallende  $\tau$ -Lepton (b) im Zerfallskanal  $\mu\tau_h$ . 1-Prong-Zerfälle sind hier auf Rekonstruktionsniveau berücksichtigt. Ferner wurde  $d_{\pm}, \sigma(r_{\pm}) > 10^{-5}$  cm gefordert. Erfüllung von (3.5) impliziert in diesen Abbildungen einen Schnitt bei 2.





(a) Zerfallskanal  $\mu\tau_h$



(b) Zerfallskanal  $e\tau_h$

Abbildung 3.11: Für die Zerfallskanäle  $\mu\tau_h$  und  $e\tau_h$  erhält man nach Anwendung von (3.5) die erwartete Form der Verteilung der  $CP$ -Variablen  $\phi_{CP}^*$  mit einem Minimum bei  $\pi$  und eine gute Übereinstimmung zwischen Generator- und Rekonstruktionsniveau bei skalarer Kopplung.

Wie in Abbildungen 3.11 gezeigt, hat die Verteilung von  $\phi_{CP}^*$  bei  $\pi$  in den Kanälen  $e\tau_h$  und  $\mu\tau_h$  wie erwartet ein Minimum bei skalarer Kopplung. An den Abbildungen rechts in 3.11a und 3.11b erkennt man anhand der Ursprungsgeraden eine gute Übereinstimmung der Variablen  $\phi_{CP}^*$  zwischen Generator- und Rekonstruktionsniveau, es treten jedoch besonders bei  $e\tau_h$  auch Abweichungen auf. Die Überschüsse an Ereignissen in der linken oberen und der rechten unteren Ecke dieser Abbildungen sind Ausläufer der Gauß-Verteilungen, deren Erwartungswerte auf der Ursprungsgeraden liegen. Dieser Effekt ist in allen Kanälen anzutreffen.

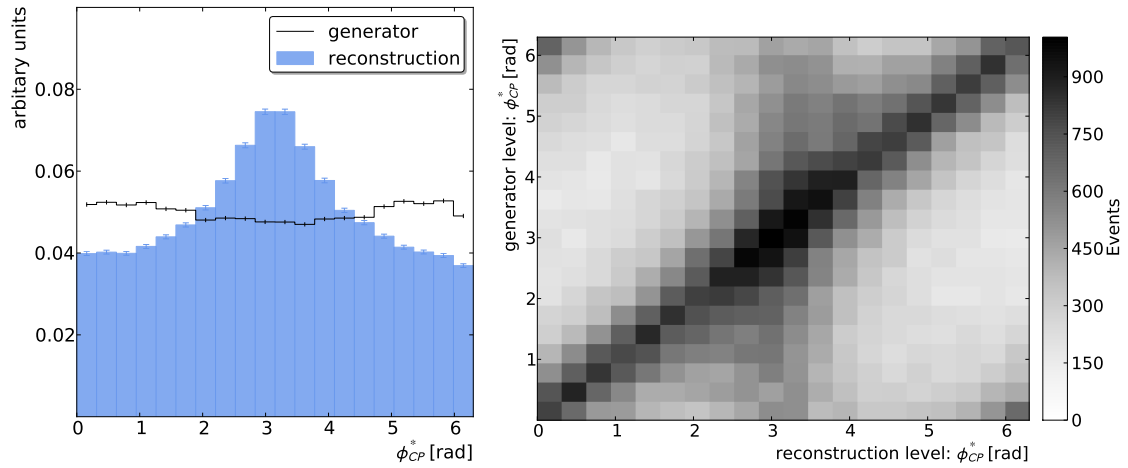
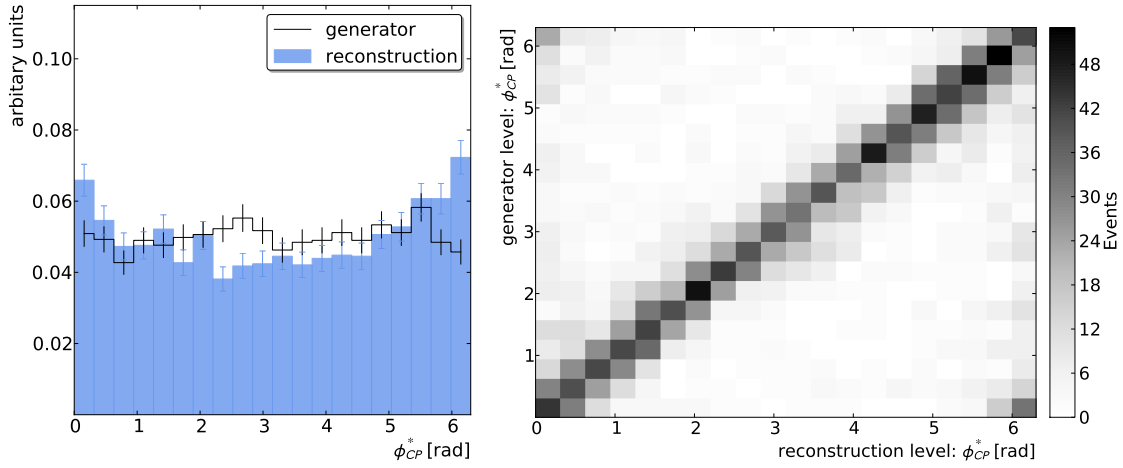


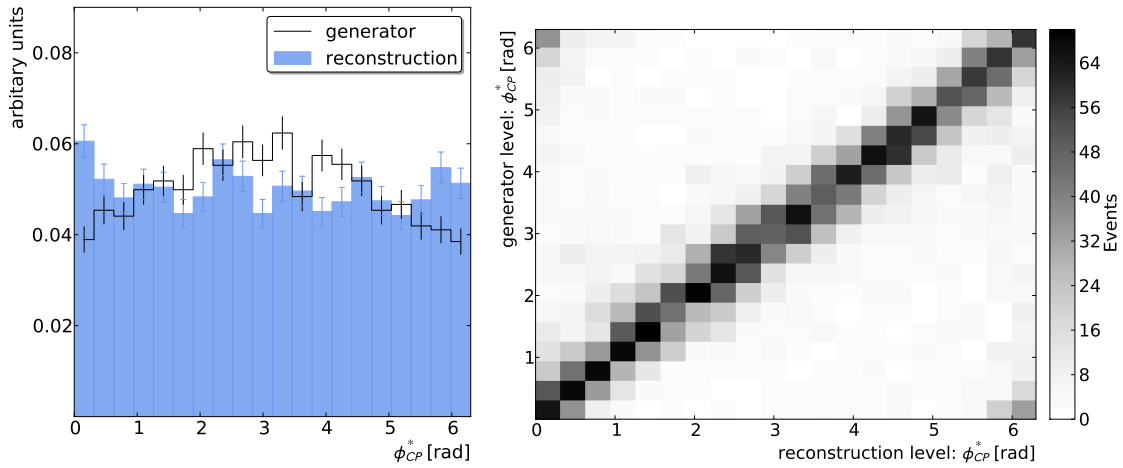
Abbildung 3.12: Zerfallskanal  $\mu\tau_h$  ohne Berücksichtigung von (3.5). Die Übereinstimmung zwischen Generator- und Rekonstruktionsniveau ist beeinträchtigt, man erkennt deutlich einen Überschuss bei  $\pi$  entgegen den Erwartungen.

Lässt man die Bedingung (3.5) jedoch fallen, so wird die Verteilung der Variablen verzerrt, was besonders im Kanal  $\mu\tau_h$  in Abbildung 3.12 gut zu sehen ist. Anstelle eines Minimums liegt ein Maximum bei  $\pi$  im skalaren Fall vor und die Übereinstimmung ist deutlich geringer. Man kann an der Abbildung rechts in 3.12 erkennen, dass für beliebige Werte von  $\phi_{CP}^*$  auf Generatorniveau besonders viele Ereignisse den Wert  $\pi$  auf Rekonstruktionsniveau annehmen. Außerdem gibt es viele Ereignisse im Bereich außerhalb der beiden Geraden. Ihre Werte für  $\phi_{CP}^*$  stimmen zwischen Generator- und Rekonstruktionsniveau nicht überein und müssen auf weitere Muster geprüft werden. Ähnliche Effekte kann man in allen anderen Zerfallskanälen beobachten.

In Abbildung 3.13 sieht man, dass in den Kanälen  $\tau_h\tau_h$  und  $e\mu$  keine Sensitivität der Variablen  $\phi_{CP}^*$  zu erkennen ist. In den Abbildungen rechts in 3.13a und 3.13b sind Ursprungsgeraden zu sehen, die auf Übereinstimmung hindeuten. Zusätzlich gibt es jedoch Ereignisse, die im Bereich außerhalb der Diagonalen liegen. Die Werte dieser Ereignisse für  $\phi_{CP}^*$  stimmen zwischen Generator- und Rekonstruktionsniveau nicht überein. Einige dieser Ereignisse führen zu einem Überschuss auf Rekonstruktionsniveau bei den Werten 0 und  $\pi$  in der  $\phi_{CP}^*$ -Verteilung, wie man an den Abbildungen links in 3.13a und 3.13b erkennt.



(a) Zerfallskanal  $\tau_h \tau_h$



(b) Zerfallskanal  $e\mu$

Abbildung 3.13: Für die Zerfallskanäle  $\tau_h \tau_h$  und  $e\mu$  besitzen die Verteilungen der  $CP$ -Variablen  $\phi_{CP}^*$  entgegen der Erwartung kein Maximum bei  $\pi$  für skalare Kopplung. Weitere Quellen für die Verzerrung der Verteilung müssen gesucht und studiert werden.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass  $\phi_{CP}^*$  in den Zerfallskanälen  $\mu\tau_h$  und  $e\tau_h$  übereinstimmende Ergebnisse liefert, während in anderen Kanälen die Verteilung von  $\phi_{CP}^*$  verzerrt bleibt. Die Bedingung (3.5) verringert zwar die Anzahl von nicht übereinstimmenden Ereignissen, schließt diese jedoch nicht soweit aus, dass die Verzerrungen der Verteilungen von  $\phi_{CP}^*$  in allen Zerfallskanälen aufgehoben sind. Studien weiterer möglicher Quellen sind notwendig, die für diese Verzerrungen sorgen.

## 4 Zusammenfassung und Ausblick

Die  $CP$ -Variable  $\phi_{CP}^*$  zeigt unter Berücksichtigung ihres Verhaltens in verschiedenen Zerfallskanälen wie behauptet Sensitivität auf die  $CP$ -Eigenschaft der Kopplung des Higgs-Bosons. Dies wurde mithilfe theoretischer Überlegungen erklärt, die Kernaussagen bezüglich dieser Variablen wurden auf Generatorniveau wiedergegeben. Auf Rekonstruktionsniveau wurde zunächst festgestellt, dass die Berechnung der Variablen  $\phi_{CP}^*$  verzerrte Verteilungen liefert. Der Grund dafür wird in Messunsicherheiten der zur Berechnung verwendeten Größen vermutet. Es wurde näher untersucht, wie sich die Unsicherheit der Stoßparameterlänge  $d_{\pm}$  auf die Sensitivität der Variablen auswirkt. In den Zerfallskanälen  $\mu\tau_h$  und  $e\tau_h$  wurde durch Einschränkungen an  $d_{\pm}$  der Fehler in den Verteilungen verringert und die Sensitivität der Variablen wiederhergestellt. Sie lässt sich also prinzipiell in der Praxis umsetzen, weitere Studien zur Wiederherstellung der Sensitivität sind notwendig.

Quellen für Messunsicherheiten wie der 4er-Impuls  $p_{\pm}$  des geladenen Zerfallsprodukts des  $\tau$ -Leptons und die Stoßparameterlänge  $d_{\pm}$  bedürfen weiterer Studien. Um ihre Auswirkung auf die Verteilung von  $\phi_{CP}^*$  gut zu verstehen, können gezielte Simulationen dieser Unsicherheiten zur Reproduktion der Effekte auf diese Verteilung benutzt werden. Weiterhin muss der Fehler von falsch identifizierten Teilchen berücksichtigt werden, was in der aktuellen Analyse nicht der Fall ist. Anhand von 4er-Impulsen kann überprüft werden, wie gut die rekonstruierten Teilchen mit den generierten Teilchen übereinstimmen. Dieses Verfahren wird als *matching* bezeichnet. Genauere Rekonstruktionsverfahren würden Messunsicherheiten verringern und somit einer Verzerrung der Verteilungen vorbeugen.

Um mehr Information aus den vorliegenden Daten zu gewinnen, lohnt es sich, zusätzlich andere Methoden zu untersuchen, die sensitiv auf die  $CP$ -Eigenschaft der Kopplung des Higgs-Bosons sind. Dabei sollte immer abgewogen werden, wie gut diese in der Praxis einsetzbar sind. Da außer der geladenen Zerfallsprodukte auch neutrale Pionen gut rekonstruiert werden können, kann auf Verfahren zurückgegriffen werden, wie sie zum Beispiel in [18] und [19] vorgestellt werden. Weitere Studien betreffen das Verhalten der Variablen  $\phi_{CP}^*$  unter Mitnahme von Untergrundereignissen, was in [17] diskutiert wird. Außerdem lassen sich 3-Prong-Zerfälle ausnutzen, bei denen aus einem  $\tau$ -Lepton mehrere geladene Zerfallsprodukte entstehen [20]. Weitere Variablen, die auf spezielle Produktionsmechanismen des Higgs-Bosons wie die Vektor-Boson-Fusion [21] und die Gluon-Gluon-Fusion [22] zurückgreifen, können ebenfalls untersucht werden. Durch Kombination solcher diskriminierender Verfahren lässt sich schließlich mithilfe multivariater Methoden wie *boosted decision trees* (BDT) ein Verfahren zur Erkennung der  $CP$ -Eigenschaft der Kopplung des Higgs-Bosons entwickeln, das beim nächsten Start des LHC im Jahr 2015 angewandt werden kann.

# Literatur

- [1] Serguei Chatrchyan u. a. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. In: *Phys.Lett.* B716 (2012), S. 30–61. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.08.021. arXiv: 1207.7235 [hep-ex].
- [2] M. Banner u. a. “Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the {CERN} pp collider”. In: *Physics Letters B* 122.5–6 (1983), S. 476–485. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91605-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(83)91605-2). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383916052>.
- [3] P. Bagnaia u. a. “Evidence for  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  at the {CERN} pp collider”. In: *Physics Letters B* 129.1–2 (1983), S. 130–140. ISSN: 0370-2693. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90744-X](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(83)90744-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938390744X>.
- [4] Walter Greiner und Berndt Müller, Hrsg. *Theoretische Physik*. 2., überarb. u. erw. Aufl. Bd. 8: Eichtheorie der schwachen Wechselwirkung. Thun: Harri Deutsch, 1995. ISBN: 3-8171-1427-3.
- [5] Dominik Haitz. “Analyse von  $Z \rightarrow \mu^+\mu^- + \text{Jet}$  Ereignissen und Kalibration der Jet-Energieskala des CMS-Detektors”. KIT, Diplomarbeit, 2013. Dipl. ; Dipl. KIT, 2013. URL: <http://ekp-invenio.physik.uni-karlsruhe.de/record/48276>.
- [6] R. Barate u. a. “Search for the standard model Higgs boson at LEP”. In: *Phys.Lett.* B565 (2003), S. 61–75. DOI: 10.1016/S0370-2693(03)00614-2. arXiv: hep-ex/0306033 [hep-ex].
- [7] T. Aaltonen u. a. “Combination of Tevatron Searches for the Standard Model Higgs Boson in the  $W^+W^-$  Decay Mode”. In: *Phys. Rev. Lett.* 104 (6 Feb. 2010), S. 061802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.061802. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.061802>.
- [8] Stefan Berge und Werner Bernreuther. “Determining the CP parity of Higgs bosons at the LHC in the tau to 1-prong decay channels”. In: *Phys.Lett.* B671 (2009), S. 470–476. DOI: 10.1016/j.physletb.2008.12.065. arXiv: 0812.1910 [hep-ph].
- [9] S. Berge u. a. “How to pin down the CP quantum numbers of a Higgs boson in its tau decays at the LHC”. In: *Phys.Rev.* D84 (2011), S. 116003. DOI: 10.1103/PhysRevD.84.116003. arXiv: 1108.0670 [hep-ph].

- [10] Stefan Berge. *CP measurements of Higgs bosons in the tau decay channels*. 2014. URL: <https://indico.cern.ch/event/320728/contribution/8/material/slides/0.pdf>.
- [11] Stefan Berge. *Determination of the Higgs CP mixing angle in the tau decay channels*. 2014. URL: <https://indico.cern.ch/event/320728/contribution/10/material/slides/0.pdf>.
- [12] Thomas Müller. *Preparations for the Spin and Parity Measurement of the Higgs-Boson in the  $H \rightarrow \tau\tau$  Channel*. 2014. URL: <https://indico.cern.ch/event/301696/contribution/6/material/slides/0.pdf>.
- [13] Particle Data Group. *Clebsch-Gordan coeff., sph. harmonics, and d functions*. 2004. URL: <http://pdg.lbl.gov/2005/reviews/clebrpp.ps>.
- [14] Particle Data Group. *Summary Table: Leptons*. 2013. URL: <http://pdg.lbl.gov/2013/tables/rpp2013-sum-leptons.pdf>.
- [15] Particle Data Group.  *$\tau$  branching fractions*. 2013. URL: <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-tau-branching-fractions.pdf>.
- [16] Particle Data Group. *Summary Table: Mesons*. 2013. URL: <http://pdg.lbl.gov/2013/tables/rpp2013-sum-mesons.pdf>.
- [17] Stefan Berge, Werner Bernreuther und Sebastian Kirchner. “Determination of the Higgs CP mixing angle in the tau decay channels at the LHC including the Drell-Yan background”. In: (2014). arXiv: 1408.0798 [hep-ph].
- [18] K. Desch u. a. “Probing the CP nature of the Higgs boson at linear colliders with tau spin correlations: The Case of mixed scalar - pseudoscalar couplings”. In: *Phys.Lett.* B579 (2004), S. 157–164. DOI: 10.1016/j.physletb.2003.10.074. arXiv: hep-ph/0307331 [hep-ph].
- [19] Roni Harnik u. a. “Measuring CP violation in  $h \rightarrow \tau^+\tau^-$  at colliders”. In: *Phys.Rev.* D88.7 (2013), S. 076009. DOI: 10.1103/PhysRevD.88.076009. arXiv: 1308.1094 [hep-ph].
- [20] Stefan Berge, Werner Bernreuther und Jorg Ziethe. “Determining the CP parity of Higgs bosons at the LHC in their tau decay channels”. In: *Phys.Rev.Lett.* 100 (2008), S. 171605. DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.171605. arXiv: 0801.2297 [hep-ph].
- [21] V. Hankele u. a. “Anomalous Higgs boson couplings in vector boson fusion at the CERN LHC”. In: *Phys.Rev.* D74 (2006), S. 095001. DOI: 10.1103/PhysRevD.74.095001. arXiv: hep-ph/0609075 [hep-ph].
- [22] Matthew J. Dolan u. a. “Constraining CP-violating Higgs Sectors at the LHC using gluon fusion”. In: (2014). arXiv: 1406.3322 [hep-ph].

Ich versichere hiermit, die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung angegebener Hilfsmittel verfasst zu haben. Sämtliche Quellen, die in dieser Arbeit verwendet werden, habe ich an entsprechenden Stellen kenntlich gemacht.

Artur Akhmetshin

Karlsruhe, den 29.09.2014

