



**TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DRESDEN**

---

Monte-Carlo-Simulation von  
 $B_c^+$ -Mesonen in LHC Kollisionen

Bachelor-Arbeit  
zur Erlangung des Hochschulgrades  
Bachelor of Science  
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Ken Kreul

geboren am 07.02.1995 in Oelsnitz/Vogtl.

Institut für Kern- und Teilchenphysik  
Fachrichtung Physik  
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
Technische Universität Dresden

Eingereicht am 18. Oktober 2016

1. Gutachter: Dr. Frank Siegert
2. Gutachter: Prof. Dr. Michael Kobel

---

## Zusammenfassung

### Zusammenfassung

#### Deutsch:

In dieser Arbeit beschäftige ich mich mit dem Programm Sherpa, das zu Ereignissimulation für Hadronenkollisionen wie z.B. am LHC genutzt wird. Die Kollisionen von Teilchen werden dabei in mehreren Schritten simuliert. Dabei fokussiere ich mich auf den letzten Schritt, der den Zerfall von schweren und instabilen Hadronen auswertet. Im speziellen betrachte ich Zerfälle des  $B_c^+$  Mesons. Dieses Meson entsteht in Ereignissen am LHC durch verschiedene Prozesse und deshalb müssen die möglichen Endprodukte beim Zerfall des  $B_c^+$  mit der dazugehörigen Kinematik realistisch simuliert werden. Dafür verbessere ich die Berechnung der Zerfälle, indem ich die Formfaktoren aus verschiedenen theoretischen Arbeiten in Sherpa einbaue und die Verzweigungsverhältnisse in der Zerfallstabelle aktualisiere.

### Abstract

#### English:

In this work I am using the Sherpa Eventsimulation, which is used to simulate collisions of hadrons for example at the LHC. The collisions are calculated in several steps. My focus is on the last step, where heavy Hadrons decay into lighter Particles. In this work I am looking at the decays of the  $B_c^+$  Meson. This Meson is produced through several processes and has to be computed well. For this purpose I introduced new decays with Form Factors into Sherpa.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Die schwache Wechselwirkung . . . . .	3
2.2	Teilchenzerfälle . . . . .	4
2.3	Berechnung der Matrixelemente . . . . .	4
2.4	Das $B_c^+$ Meson . . . . .	6
2.5	Programmstruktur von Sherpa . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Einfügen der Zerfallskanäle</b>	<b>9</b>
3.1	$B_c^+$ zerfällt in ein Pseudoskalares Meson . . . . .	9
3.2	$B_c^+$ zerfällt in ein Skalares Meson . . . . .	10
3.3	$B_c^+$ zerfällt in ein Vektor Meson . . . . .	11
3.4	$B_c^+$ zerfällt in ein Tensor-Meson . . . . .	15
3.5	$B_c^+$ nach $J/\psi + \pi^+$ . . . . .	17
<b>4</b>	<b>Effektive Zerfallstabelle</b>	<b>19</b>
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>21</b>
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>23</b>



# 1 Einleitung

Die Frage was die Welt im Innersten zusammenhält ist eine der spannendsten der Physik. Teilchenphysiker suchen deshalb nach der Theorie für Alles. Der beste Ansatz für diese Theorie bildet zurzeit das Standardmodell. Um diese Theorie zu bestätigen oder zu widerlegen müssen Experimente durchgeführt werden. Ein Beispiel für so ein Experiment ist der Teilchenbeschleuniger am CERN. Um jedoch von den Messungen der Detektoren auf die zugrundeliegenden Reaktionen zu schließen oder aus neuen Theorien, die erwarteten Messergebnisse zu errechnen, müssen komplexe Programme entwickelt werden. In meiner Arbeit beschäftige ich mich mit Sherpa. Sherpa ist ein Programm, das Ereignisse bei Teilchenkollisionen mittels Monte-Carlo Methoden simuliert. Dabei werden die, im Detektor nachweisbaren, Teilchen mit den Impulsen schrittweise aus den harten Kollisionen von zum Beispiel Protonen am LHC errechnet. Diese Schritte werden durch die beteiligten Energien getrennt. Der erste Schritt ist die Reaktion der beiden Protonen und Erzeugung von hochenergetischen Teilchen. Diese strahlen im zweiten Schritt Bremsstrahlung wie zum Beispiel Gluonen oder Photonen ab. Im dritten Schritt zerfallen instabile schwere Teilchen. Im vierten Schritt beginnt die Hadronisierung. Hier entstehen aus den abgestrahlten Gluonen und den anderen stark geladenen Teilchen Hadronen. Diese tragen keine starke Ladung, aber einige sind trotzdem nicht stabil genug, um sich ohne Zerfall zu einem Detektor zu bewegen. Im letzten Schritt der Ereignissimulation wird dieser letzte Zerfall der instabilen in stabile Teilchen simuliert. Stabil heißt dabei nur, dass die Teilchen lange genug leben, um die Strecke bis zu einem Detektor zu überleben. Meine Arbeit beschäftigt sich nun mit diesem letzten Schritt, in dem schwere Hadronen zerfallen. Aus der Vielzahl der möglichen Hadronen für einen Zerfall wurde das  $B_c^+$  ausgewählt, da es als relativ schweres Meson Bestandteil aktueller Forschung ist. Das  $B_c^+$  kann zum Beispiel nach einem Higgs Zerfall in ein Bottom und Anti-Bottom durch einen Einfang eines Charm-Quarks entstehen. Um neue Theorien zu testen, ist es wichtig, präzise Vorhersagen über die Messungen im Detektor zu erhalten. Somit versuche ich in meiner Arbeit die Vorhersagen, die das Programm Sherpa macht, zu verbessern.

Zuerst werde ich eine Einführung in die theoretischen Grundlagen und deren Anwendung im Programm geben. Danach erläutere ich die Implementation der neuen Berechnungsvorschriften und deren Auswirkungen auf Observablen. Im letzten Teil habe ich eine effektive Zerfallstabelle mit allen möglichen Endprodukten aufgestellt und ausgewertet.





## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Die schwache Wechselwirkung

Im Jahre 1957 wurde in einem Experiment [1] zum  $\beta$ -Zerfall gezeigt, dass die schwache Wechselwirkung nicht die Parität ( $\hat{=}$  gleiche Ergebnisse bei räumlicher Spiegelung) erhält. Deshalb muss sie eine andere Struktur als die starke und elektromagnetische Wechselwirkung besitzen, die beide die Parität erhalten. Der allgemeine Ansatz eines lorentzinvarianten Wechselwirkungsterms in der Lagrangedichte mit dieser Eigenschaft, der nicht durch andere experimentelle Daten widerlegt wurde, führt auf

$$J^\mu \propto \frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \bar{u}(p')(\gamma^\mu - \gamma^\mu \gamma^5)u(p) . \quad (2.1)$$

Diese Darstellung motiviert die Bezeichnung

$$J^\mu \propto \frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \bar{u}(p')(V - A)^\mu u(p) . \quad (2.2)$$

Durch Umformung des Wechselwirkungsterms zu

$$J^\mu \propto \frac{-ig_W}{2\sqrt{2}} \bar{u}(p')\gamma^\mu(1 - \gamma^5)u(p) \quad (2.3)$$

erkennt man den linkshändigen Projektionsoperator

$$P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) . \quad (2.4)$$

Somit werden die Spinoren in einen links- und rechtshändigen Anteil aufgeteilt, wobei nur der linkshändige Anteil an der Wechselwirkung teilnehmen kann. Die Eichgruppe für die schwache Wechselwirkung ist die  $SU(2)_L$ . Außerdem kann nur die schwache Wechselwirkung das Flavour der beteiligten Teilchen ändern. Dies wird beschrieben durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix. Die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung sind das  $W^+$ ,  $W^-$  und das neutrale  $Z$  Boson. Die  $W$ -Bosonen vermitteln dabei die Wechselwirkung zwischen einem Lepton mit entsprechenden Neutrino oder zwischen 2 unterschiedlichen Quarks. Das  $Z$ -Boson kann die Wechselwirkung eines Teilchens mit seinem Antiteilchen vermitteln.

## 2.2 Teilchenzerfälle

Zerfälle sind spontane Reaktionen bei denen schwere Teilchen in leichtere Teilchen zerfallen. Die wichtigsten Größen zur Beschreibung dieser Ereignisse sind dabei Lebensdauer, Zerfallsbreite und Verzweigungsverhältnis. Die Lebensdauer beschreibt die mittlere Zeit, die das Teilchen ohne Zerfall "überlebt". Die Zerfallsbreite ist der Kehrwert (in natürlichen Einheiten) der Lebensdauer. Dabei wird zwischen der totalen und der partiellen Zerfallsbreite unterschieden. Die totale Zerfallsbreite  $\Gamma_{tot}$  ist dabei die Summe der partiellen Zerfallsbreiten  $\Gamma_{part}$ , die für jede Zerfallsreaktion spezifisch ist. Im Folgenden ist, wenn nicht anders angegeben, mit Zerfallsbreite die partielle Zerfallsbreite gemeint. Das Verzweigungsverhältnis  $\mathcal{B}$  ist die Wahrscheinlichkeit, dass das Teilchen in dem ausgewählten Zerfallskanal zerfällt. Somit kann es mittels

$$\mathcal{B} = \frac{\Gamma_{part}}{\Gamma_{tot}} \quad (2.5)$$

berechnet werden.

Zerfallsreaktionen werden meist durch die schwache Wechselwirkung verursacht. Zum Beispiel der einfache  $\beta$ -Zerfall eines Neutrons in ein Proton wird durch ein  $W^-$  übermittelt. Die Kinematik solcher Zerfälle kann mit Vierer-Impulserhaltung und den Matrixelementen berechnet werden.

## 2.3 Berechnung der Matrixelemente

Matrixelemente von Teilchenreaktionen können mit Hilfe von Feynman Diagrammen bestimmt werden. Dabei hat jedes Diagramm eine mathematische Übersetzung. In der Abbildung 2.1 ist ein Feynman Diagramm der Reaktion von  $B_c^+$  nach  $B_s$  gezeigt. Wenn man dieses Matrixelement bestimmen will, ergibt sich der Ausdruck

$$\mathcal{M} = \left( \frac{-ig}{2\sqrt{2}} \right)^2 J_1^\mu \frac{g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{m_w^2}}{q^2 - m_w^2} J_2^\nu \quad (2.6)$$

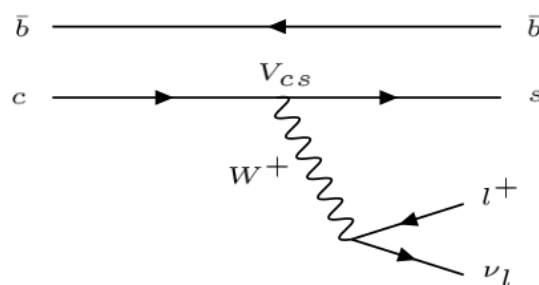


Abbildung 2.1: Beispiel für Feynman Diagramm für einen Zerfall

mit

$$q = p_c - p_s = p_l + p_\nu . \quad (2.7)$$

Wobei der Strom  $J_1^\mu$  der hadronische Strom von  $B_c^+$  nach  $B_s$  und der Strom  $J_2^\mu$  der leptonische Strom ist. Da das W-Boson viel schwerer als die Hadronen ist, ist der Impulsübertrag  $q^2$  sehr klein ( $m_w \ll q^2$ ). Somit kann in niedrigster Ordnung der Term zu

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_1^\mu J_{2\mu} \quad (2.8)$$

vereinfacht werden. Diese Struktur, die man Fermi-Punkt-Wechselwirkung nennt, ist nun wesentlich einfacher zu berechnen, da man nur noch die beiden voneinander unabhängigen Ströme in der Simulation berechnen muss. Für den leptonischen Strom  $J_2^\mu$  reicht eine einfache Berechnung über Spinoren aus. Für den hadronischen Strom  $J_1^\mu$  kann formal die selbe Rechnung durchgeführt werden, aber dabei vernachlässigt man die Bindung der beiden Quarks in dem Meson (Teilchen, das aus einem Quark und einem Anti-Quark besteht), die wegen der großen Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung nicht als kleine Störung angesehen werden kann. Wie in Abschnitt 2.1 erklärt, hat der hadronische Strom eine Struktur wie

$$J^\mu \propto \bar{u}(p')(V - A)^\mu u(p) \quad (2.9)$$

Dies wird nun in Formfaktoren parametrisiert. Dabei muss zwischen den Drehimpuls-  $J$  und Paritätseigenwerten  $P$  der beteiligten Mesonen unterschieden werden, weil alle möglichen Helizitätseinstellungen berücksichtigt werden müssen. Pseudoskalare Mesonen haben  $J = 0$  und  $P = -1$ . Vektor-Mesonen sind Mesonen mit  $J = 1$  und  $P = -1$ . Tensor-Mesonen sind gekennzeichnet durch  $J = 2$  und  $P = +1$ . Als Beispiel ist in (2.10) die Standardparametrisierung des Stroms eines Pseudoskalaren Mesons in ein anderes Pseudoskalares Meson gezeigt.

$$\begin{aligned} J_\mu^{P \rightarrow P} = \langle P(p_1) | (V - A)_\mu | P(p_0) \rangle = & f_+(q^2) \left[ (p_0 + p_1)_\mu - \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu \right] \\ & + f_0(q^2) \left[ \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

Wir haben somit die Berechnung des Stroms auf die Vorhersage der  $q^2$ -Abhängigkeit der Formfaktoren umformuliert. Diese Abhängigkeit wird nun mit verschiedenen Modellen approximativ berechnet (z.B. in [2]). Beim Vergleichen der Verzweigungsverhältnisse, die aus unterschiedlichen Modellen berechnet wurden, erkennt man deutliche Unterschiede (siehe z.B. [3]). Deshalb muss von experimenteller Seite noch genauer bestimmt werden, welche dieser Modelle die besten Ergebnisse liefert.

## 2.4 Das $B_c^+$ Meson

Das  $B_c^+$  ist ein Pseudoskalares Meson, d.h.  $J = 0$  und  $P = -1$ . Es besteht aus einem  $\bar{b}$  und einem  $c$ . Damit hat es einige Vorzüge für experimentelle Betrachtungen. Durch die 2 schweren Quarks und der damit verbundenen großen Masse mit (aus PDG [4])

$$m = 6275.1 \pm 1.0 \text{ MeV} \quad (2.11)$$

sind viele Endzustände möglich. Außerdem können beide Konstituenten sowohl als Betrachter als auch als aktiv zerfallender Bestandteil agieren. Dieses Phänomen ist relativ selten für Mesonen und deshalb ist das  $B_c^+$  interessant für Forscher, um die Unterschiede bei Reaktion mit einem charm und einem Anti-bottom Quark als Betrachter zu erkennen.

Die mittlere Lebensdauer ist laut PDG [4]

$$\tau = (0.507 \pm 0.009) \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad (2.12)$$

Im Nachfolgenden wird jedoch, um die Ergebnisse mit anderen Arbeiten zu vergleichen, die gleiche Lebensdauer wie in [5] und [2] mit

$$\tau = 0.45 \cdot 10^{-12} \text{ s} \quad (2.13)$$

angenommen. Über die Zerfälle ist experimentell relativ wenig bekannt. Es wurden schon diverse Reaktionen beobachtet, aber dabei meist nur Obergrenzen für die Zerfallsbreite angegeben. Die am Besten beobachtete Reaktion ist

$$B_c^+ \rightarrow J/\psi + l^+ + \nu_l \quad (2.14)$$

## 2.5 Programmstruktur von Sherpa

Um einen Zerfall eines Teilchens zu simulieren, muss zuerst eine Zerfallsreaktion ausgewählt werden. Dabei hat jede Reaktion eine Wahrscheinlichkeit mit der sie ausgewählt wird. Diese Wahrscheinlichkeit ist das Verzweigungsverhältnis. Falls dabei die Summe nicht 100% ergibt werden die restlichen Zerfälle intern anders approximiert. Dies wird in Kapitel 4 erläutert.

Das Verzweigungsverhältnis der jeweiligen Zerfälle wird in einer Tabelle festgehalten und ausgelesen. Nach der Auswahl einer Reaktion wird aus einer anderen Datei verschiedene Optionen ausgelesen. Diese Optionen enthalten zum Beispiel die auslaufenden Teilchen, Informationen zum Phasenraum und die Auswahl der Methode zur Bestimmung des Matrixelements und Berechnung der Zerfallsbreite. Der Standardwert dafür ist "Generic". Bei dieser Einstellung wird eine einfache und nicht für die jeweilige Reaktion angepasste Berechnung gestartet. Eine bessere Methode für die Bestimmung des Matrixelements wird mit Hilfe von Formfaktoren

(siehe Abschnitt 2.3) erreicht. Für jede Kombination von dem Pseudoskalaren  $B_c^+$  in ein anderes Meson gibt es eigene Berechnungen, die aus den Formfaktoren den Strom und damit das Matrixelement berechnen.

Somit war die Aufgabe meiner Arbeit zuerst eine Recherche in verschiedenen Datenbanken zu neuen Zerfällen mit deren Formfaktoren für das  $B_c^+$ . Dann mussten die Berechnung der Formfaktoren in den theoretischen Arbeiten auf Übereinstimmung mit den in Sherpa genutzten Definitionen geprüft werden und gegebenenfalls Umrechnungen gefunden werden. Danach wurden die Zerfälle sowohl in der Zerfallstabelle als auch in den Berechnungsmethoden der Ströme entweder angepasst oder komplett neu erstellt.



## 3 Einfügen der Zerfallskanäle

Vorab ist zu sagen, dass das  $B_c^+$  ein relativ schweres Meson ist und damit nur durch hohe Schwerpunktsenergien in Teilchenbeschleunigern zu erzeugen ist. Damit gibt es bis jetzt noch wenige experimentelle Daten für Zerfälle von  $B_c^+$ . Deshalb kann ich meine Ergebnisse meist nur mit theoretischen Vorhersagen vergleichen.

Außerdem gilt

$$P^\mu = p_0^\mu + p_1^\mu \quad q^\mu = p_0^\mu - p_1^\mu . \quad (3.1)$$

### 3.1 $B_c^+$ zerfällt in ein Pseudoskalares Meson

Die Standardparametrisierung des Stroms des Pseudoskalaren  $B_c^+$  in ein anderes Pseudoskalares Meson lautet

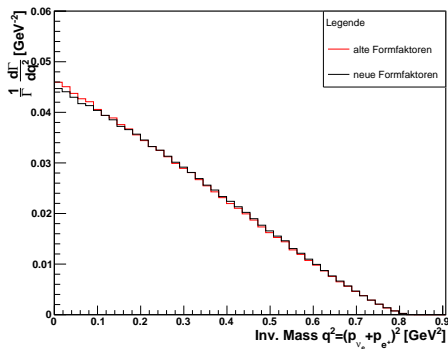
$$J_\mu^{P \rightarrow P} = \langle P(p_1) | (V - A)_\mu | P(p_0) \rangle = f_+(q^2) \left[ (p_0 + p_1)_\mu - \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu \right] + f_0(q^2) \left[ \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu \right] . \quad (3.2)$$

Diese Parametrisierung wird in [2] und [5] verwendet. Somit muss keine Umrechnung berechnet werden.

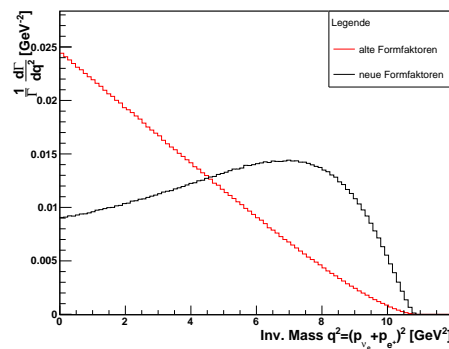
Nachdem die neuen Formfaktoren aus [2] bzw. [5] implementiert wurden, konnte die Zerfallsbreite mit Sherpa berechnet werden. Die Zerfallsbreiten mit der Theorievorhersage aus [2] bzw. [5] sind in Tabelle 3.1 zu sehen. Man sieht, dass die berechneten Zerfallsbreiten sehr gut mit der Theorievorhersage übereinstimmen.

**Tabelle 3.1:** Vergleich der Zerfallsbreiten.

Zerfallsprodukte	Sherpa	Berechnung aus [2] bzw. [5]
$B_s e^+ \nu_e$	$(2.186 \cdot 10^{-14} \pm 2.7 \cdot 10^{-16})$ GeV	$2.201 \cdot 10^{-14}$ GeV
$B e^+ \nu_e$	$(1.493 \cdot 10^{-15} \pm 1.748 \cdot 10^{-17})$ GeV	$1.515 \cdot 10^{-15}$ GeV
$\eta_c e^+ \nu_e$	$(6.809 \cdot 10^{-14} \pm 5.698 \cdot 10^{-16})$ GeV	$6.5565 \cdot 10^{-14}$ GeV
$\eta_c \tau^+ \nu_\tau$	$(4.106 \cdot 10^{-14} \pm 3.769 \cdot 10^{-16})$ GeV	$4.0796 \cdot 10^{-14}$ GeV
$\eta_c(2S) e^+ \nu_e$	$(9.198 \cdot 10^{-15} \pm 1.203 \cdot 10^{-16})$ GeV	$9.106 \cdot 10^{-15}$ GeV
$\eta_c(2S) \tau^+ \nu_\tau$	$(1.601 \cdot 10^{-16} \pm 3.339 \cdot 10^{-18})$ GeV	$1.603 \cdot 10^{-16}$ GeV



**Abbildung 3.1:**  $q^2$ -Verteilung des Verzweungsverhältnisses bei  $B_c^+ \rightarrow B_s + e^+ + \nu_e$



**Abbildung 3.2:**  $q^2$ -Verteilung des Verzweungsverhältnisses bei  $B_c^+ \rightarrow \eta_c + e^+ + \nu_e$

Zusätzlich zu den integrierten Resultaten betrachte ich zum Vergleich auch die differentielle Zerfallsbreite in Abbildung 3.1. Dabei sind die alten Formfaktoren aus [6] entnommen. Die beider Verläufe sind sehr ähnlich, da beide Parametrisierungen einen Fit mit einem Pol ansetzen. Beim Vergleich der Verläufe für das  $\eta_c$  in Abbildung 3.2 erkennt man eine deutliche Abweichung. Hier ist der Fit sehr unterschiedlich, da in den neuen Formfaktoren das Verhalten mit einer Exponentialfunktion beschrieben wird und in den alten Formfaktoren ein Fit mit einem Pol angesetzt ist.

## 3.2 $B_c^+$ zerfällt in ein Skalares Meson

Für diesen Strom war noch keine Berechnung in Sherpa erstellt. Deshalb musste sowohl die Zerfallskanäle neu eingebaut werden als auch neue Programme für die Berechnung des Stroms aus den Formfaktoren erstellt werden. Somit wurde aus der [5] die Definition der Formfaktoren, die in 3.3 gezeigt ist, übernommen.

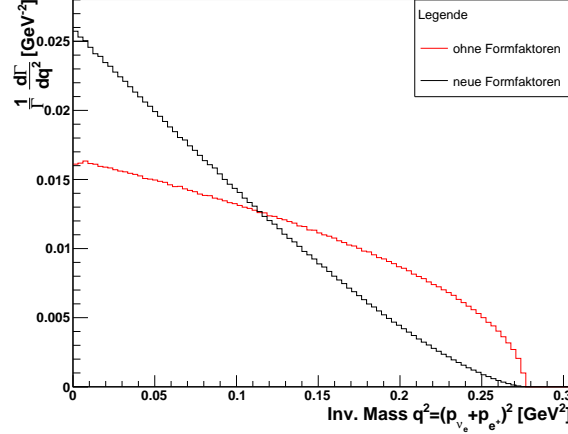
$$J_\mu^{P \rightarrow S} = \langle S(p_1) | (V - A)_\mu | P(p_0) \rangle = -i \left[ \left( P_\mu - \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q^\mu \right) F_1(q^2) + \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q^\mu F_0(q^2) \right] \quad (3.3)$$

In Tabelle 3.2 sind die Theorievorhersagen und die mit Sherpa berechneten Werte gezeigt. In Abbildung 3.3 ist die  $q^2$ -Verteilung des Verzweungsverhältnisses gezeigt. Zum Vergleich wurde für die alte Berechnung die allgemeine Matrixelement Bestimmung ‘Generic’ ausgewertet, enthielt also keine Formfaktoren.



**Tabelle 3.2:** Vergleich der Zerfallsbreiten.

Zerfallsprodukte	Sherpa	Berechnung aus [5]
$B_{s0}e^+\nu_e$	$(9.494 \cdot 10^{-16} \pm 1.297 \cdot 10^{-17}) \text{ GeV}$	$9.587 \cdot 10^{-16} \text{ GeV}$
$B_0e^+\nu_e$	$(6.67 \cdot 10^{-17} \pm 8.978 \cdot 10^{-19}) \text{ GeV}$	$6.702 \cdot 10^{-17} \text{ GeV}$

**Abbildung 3.3:**  $q^2$ -Verteilung des Verzweigungsverhältnisses bei  $B_c^+ \rightarrow B_0 + e^+ + \nu_e$ 

### 3.3 $B_c^+$ zerfällt in ein Vektor Meson

In Sherpa sind die Formfaktoren wie in 3.4 definiert.

$$\begin{aligned}
J_\mu^{P \rightarrow V} = \langle V(p_1) | (V - A)_\mu | P(p_0) \rangle &= \frac{2}{m_0 + m_1} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^{*\nu} p_0^\rho p_1^\sigma V(q^2) \\
&+ i \epsilon_\mu^* (m_0 + m_1) A_1(q^2) \\
&- i \frac{\epsilon^{*\alpha} q_\alpha}{m_0 + m_1} P_\mu A_2(q^2) \\
&+ i \frac{2m_1 \epsilon^{*\alpha} q_\alpha}{q^2} \left[ A_0(q^2) - A_3(q^2) \right]
\end{aligned} \tag{3.4}$$

Die Definition in [5] lautet:

$$\begin{aligned}
J_\mu^{P \rightarrow V} = \langle V(p_1) | (V - A)_\mu | P(p_0) \rangle &= - \frac{1}{m_0 + m_1} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^{*\nu} P^\alpha q^\beta V'(q^2) \\
&+ 2im_1 \frac{\epsilon^{*\nu} q_\nu}{q^2} q_\mu A'_0(q^2) \\
&+ i(m_0 + m_1) A'_1 \left[ \epsilon^{*\mu} - \frac{\epsilon^{*\nu} q_\nu}{q^2} q_\mu \right] \\
&- i \frac{\epsilon^{*\nu} P_\nu}{m_0 + m_1} A'_2(q^2) \left[ P_\mu - \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu \right]
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Da bei dem Pseudoskalar nach Vektor Strom die Definition der Formfaktoren nicht offensichtlich übereinstimmt, muss zuerst die Umrechnung der in Arbeit [5] gegebenen Formfaktoren

und den in Sherpa implementierten berechnet werden. Dabei sind die gestrichene Formfaktoren jene die in [5] vorkommen.

Die Vektorterme lauten:

In [5]:

$$\langle V(p_1, \epsilon) | V_\mu | B_c(p_0) \rangle = -\frac{1}{m_0 + m_1} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^{*\nu} P^\alpha q^\beta V'(q^2) \quad (3.6)$$

In Sherpa:

$$\langle V(p_1, \epsilon) | V_\mu | B_c(p_0) \rangle = \frac{2}{m_0 + m_1} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon^{*\nu} p_0^\rho p_1^\sigma V(q^2) \quad (3.7)$$

Dabei ist  $\epsilon^\nu$  der Polarisationsvektor des auslaufenden Teilchens.

Um die beiden Terme auf gleiche Form zu bringen wird in 3.6 die Ersetzung

$$P^\alpha = (q + 2p_1)^\alpha \quad (3.8)$$

genutzt. Dies führt auf

$$\langle V(p_1, \epsilon) | V_\mu | B_c(p_0) \rangle = -\frac{1}{m_0 + m_1} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^{*\nu} (q + 2p_1)^\alpha q^\beta V'(q^2) . \quad (3.9)$$

Da der Tensor  $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$  total Antisymmetrisch ist, fällt das Produkt von  $q^\alpha q^\beta$  weg. Übrig bleibt

$$\langle V(p_1, \epsilon) | V_\mu | B_c(p_0) \rangle = -\frac{2}{m_0 + m_1} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^{*\nu} p_1^\alpha q^\beta V'(q^2) . \quad (3.10)$$

Nach Einsetzen der Definition von q kann mit dem selben Argument wie eben das Produkt von  $p_1^\alpha p_1^\beta$  weggelassen werden.

$$\langle V(p_1, \epsilon) | V_\mu | B_c(p_0) \rangle = -\frac{2}{m_0 + m_1} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^{*\nu} p_1^\alpha p_0^\beta V'(q^2) \quad (3.11)$$

Nach Vertauschung von  $p_1$  und  $p_0$ , was zu einer Umkehrung des Vorzeichens führt, kann man per Vergleich mit 3.7 die Gleichheit von  $V$  und  $V'$  feststellen.

Die Axialvektorterme lauten

$$\begin{aligned} \langle V(p_1, \epsilon') | A_\mu | B_c(p_0) \rangle &= +i\epsilon_\mu^* (m_0 + m_1) A_1(q^2) \\ &\quad - i \frac{\epsilon^{*\alpha} q_\alpha}{m_0 + m_1} P_\mu A_2(q^2) + i \frac{2m_1 \epsilon^{*\alpha} q_\alpha}{q^2} \left[ A_0(q^2) - A_3(q^2) \right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \langle V(p_1, \epsilon') | A_\mu | B_c(p_0) \rangle &= +2im_1 \frac{\epsilon^{*\nu} q_\nu}{q^2} q_\mu A'_0(q^2) + i(m_0 + m_1) A'_1 \left[ \epsilon^{*\mu} - \frac{\epsilon^{*\nu} q_\nu}{q^2} q_\mu \right] \\ &\quad - i \frac{\epsilon^{*\nu} P_\nu}{m_0 + m_1} A'_2(q^2) \left[ P_\mu - \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu \right] . \end{aligned} \quad (3.13)$$

Für  $A_0$  ist die Gleichheit offensichtlich erfüllt. Für  $A_3$  wird die Ersetzung aus [5] in 3.12

$$A'_3 = \frac{m_0 + m_1}{2m_1} A'_1 - \frac{m_0 - m_1}{2m_1} A'_2 \quad (3.14)$$

genutzt. Daraus folgt

$$\begin{aligned} \langle V(p_1, \epsilon') | A_\mu | B_c(p_0) \rangle &= iA'_1(m_0 + m_1) \left[ \epsilon_\mu^* - \frac{\epsilon_\alpha^* q^\alpha}{q^2} q_\mu \right] \\ &\quad - i \frac{iA'_2}{m_0 + m_1} \epsilon^{*\alpha} q_\alpha \left[ P_\mu - \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu \right]. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Der Vergleich mit 3.13 ergibt  $A'_1 = A_1$  und

$$\epsilon^{*\nu} P_\nu A_2 = \epsilon^{*\alpha} q_\alpha A'_2. \quad (3.16)$$

Die beiden Terme unterscheiden sich nach Einsetzen der Definitionen von  $q$  und  $P$  nur im Vorzeichen von  $p_1$ . Dieser Beitrag verschwindet jedoch, da nach Definition des Polarisationsvektors  $\epsilon$  gilt

$$\epsilon^{*\nu} p_{1\nu} = 0. \quad (3.17)$$

Somit können alle Formfaktoren ohne Umrechnung direkt in Sherpa übernommen werden. In [2] wurden die gleichen Definitionen wie in Sherpa verwendet. Die damit berechneten Werte und die Theorievorhersage aus den Arbeiten [2] bzw. [5] sind in Tabelle 3.3 dargestellt. Einige dieser Zerfälle wurden z.B. in [7] schon beobachtet, aber es wurden keine Aussagen über Verzweungsverhältnisse gemacht.

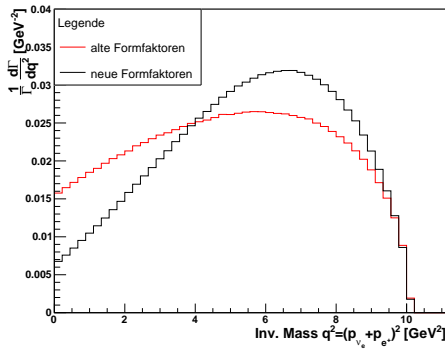
In Abbildung 3.5 und 3.4 sind die  $q^2$ -Verteilungen des Verzweungsverhältnis beim Zerfall nach  $B_s^*$  und  $J/\psi$  dargestellt. Die alten Berechnungen stammen dabei aus [8] und [9]. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung bei  $B_s^*$ . Bei dem  $J/\psi$  ist jedoch eine deutliche Veränderung sichtbar.

Außerdem ist in Abbildung 3.6 die Energieverteilung des  $\psi(2S)$  bei dem Zerfall

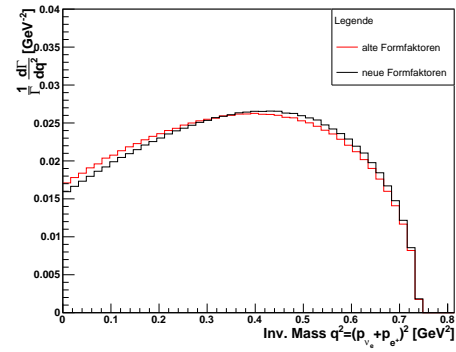
$$B_c^+ \rightarrow \psi(2S) + e^+ + \nu_e \quad (3.18)$$

**Tabelle 3.3:** Vergleich der Zerfallsbreiten.

Zerfallsprodukte	Sherpa	Berechnung aus [2] bzw. [5]
$B_s^* e^+ \nu_e$	$(2.864 \cdot 10^{-14} \pm 2.384 \cdot 10^{-16})$ GeV	$2.856 \cdot 10^{-14}$ GeV
$B^* e^+ \nu_e$	$(1.919 \cdot 10^{-15} \pm 1.639 \cdot 10^{-17})$ GeV	$1.953 \cdot 10^{-15}$ GeV
$\psi(2S) e^+ \nu_e$	$(1.06 \cdot 10^{-14} \pm 9.446 \cdot 10^{-17})$ GeV	$1.049 \cdot 10^{-14}$ GeV
$\psi(2S) \tau^+ \nu_\tau$	$(3.562 \cdot 10^{-16} \pm 5.46 \cdot 10^{-18})$ GeV	$3.497 \cdot 10^{-16}$ GeV
$J/\psi e^+ \nu_e$	$(8.554 \cdot 10^{-14} \pm 8.33 \cdot 10^{-16})$ GeV	$8.3049 \cdot 10^{-14}$ GeV
$J/\psi \tau^+ \nu_\tau$	$(2.642 \cdot 10^{-14} \pm 2.869 \cdot 10^{-16})$ GeV	$2.4769 \cdot 10^{-14}$ GeV



**Abbildung 3.4:**  $q^2$ -Verteilung des Verzweungsverhältnisses bei  $B_c^+ \rightarrow J/\psi + e^+ + \nu_e$



**Abbildung 3.5:**  $q^2$ -Verteilung des Verzweungsverhältnisses bei  $B_c^+ \rightarrow B_s^* + e^+ + \nu_e$

gezeigt. Dabei kann man die beiden Grenzen nachvollziehen. Die untere Grenze für die mögliche Energie ist die Ruheenergie des  $\psi(2S)$  mit  $m_0 = 3.686$  GeV. Die obere Grenze der Energieverteilung wird erreicht, wenn das  $\psi(2S)$  in eine und die beiden anderen Teilchen in die andere Richtung fliegen. Daraus kann die maximale Energie mittels (Masse von  $e^+$  und  $\nu_e$  vernachlässigbar)

$$E_{max} \approx \frac{m_0 + m_\psi}{2m_0} \quad (3.19)$$

berechnet werden. Es ergibt sich

$$E_{max} \approx 4.2 \text{ GeV} \quad (3.20)$$

Dies stimmt gut mit der Verteilung überein.

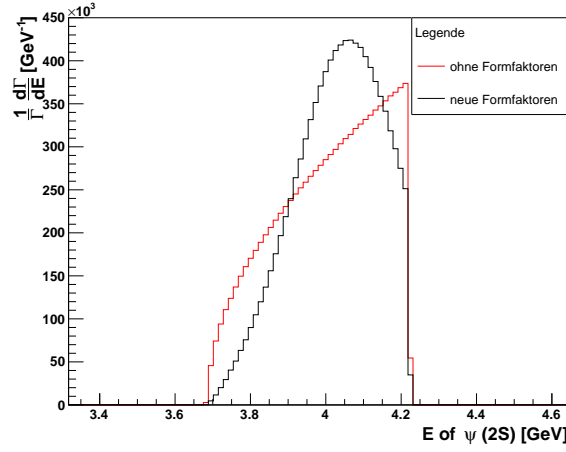


Abbildung 3.6: Energieverteilung von  $\psi(2S)$  bei  $B_c^+ \rightarrow \psi(2S)+e^+ + \nu_e$

### 3.4 $B_c^+$ zerfällt in ein Tensor-Meson

Im Zerfall eines  $B_c^+$  in ein Tensor-Meson ist der Strom in der existierenden Implementation in Sherpa mit  $h, k, b_+, b_-$  parametrisiert. Die Definitionen lautet

$$\begin{aligned}
\langle T(p_1, \epsilon) | (V - A)_\mu | B_c(p_0) \rangle &= ih(q^2) \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} \epsilon^{*\nu\alpha} p_{0\alpha} (p_0 + p_1)^\lambda (p_0 - p_1)^\rho \\
&\quad - k(q^2) \epsilon_{\mu\nu}^* p_0^\nu \\
&\quad - b_+(q^2) \epsilon_{\alpha\beta}^* p_0^\alpha p_0^\beta P_\mu \\
&\quad - b_-(q^2) \epsilon_{\alpha\beta}^* p_0^\alpha p_0^\beta q_\mu
\end{aligned} \tag{3.21}$$

Die in [5] gegebene Parametrisierung lautet

$$\begin{aligned}
\langle T(p_1, \epsilon) | (V - A)_\mu | B_c(p_0) \rangle &= \frac{-2}{m_0 + m_1} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_T^{*\nu} p_0^\rho p_1^\sigma V(q^2) - 2im_1 \frac{\epsilon_T^{*\nu} q_\nu}{q^2} q_\mu A_0(q^2) \\
&\quad - i(m_0 + m_1) A_1 \left[ \epsilon_{T\mu}^* - \frac{\epsilon_T^{*\nu} q_\nu}{q^2} q_\mu \right] \\
&\quad + i \frac{\epsilon_T^{*\nu} P_\nu}{m_0 + m_1} A_2(q^2) \left[ P_\mu - \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu \right]
\end{aligned} \tag{3.22}$$

mit

$$\epsilon_{T\mu} = \frac{1}{m_0} \epsilon_{\mu\nu} p_0^\nu \tag{3.23}$$

Wir betrachten zuerst die Umrechnung für  $h$ .

$$\begin{aligned}
&ih(q^2) \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} \epsilon^{*\nu\alpha} p_{0\alpha} (p_0 + p_1)^\lambda (p_0 - p_1)^\rho \\
&= ih(q^2) \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} \epsilon^{*\nu\alpha} p_{0\alpha} \left( p_0^\lambda p_0^\rho - p_0^\lambda p_1^\rho + p_1^\lambda p_0^\rho - p_1^\lambda p_1^\rho \right) \\
&= -2ih(q^2) \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} \epsilon^{*\nu\alpha} p_{0\alpha} p_0^\lambda p_1^\rho
\end{aligned} \tag{3.24}$$

Wobei in der letzten Zeile die Antisymmetrie von  $\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}$  ausgenutzt wurde. Durch Vergleich mit 3.21 findet man, nach Einsetzen von  $\epsilon_{T\mu}$

$$h = -i \frac{V}{m_0(m_0 + m_1)} \quad (3.25)$$

Für die anderen Formfaktoren betrachten wir

$$\begin{aligned} \langle T(p_1, \epsilon) | - A_\mu | B_c(p_0) \rangle &= -2im_1 \frac{\epsilon_{\alpha\nu}^* p_0^\nu q^\alpha}{m_0 q^2} q_\mu A_0(q^2) \\ &- i(m_0 + m_1) A_1 \left[ \frac{1}{m_0} \epsilon_{\mu\nu}^* p_0^\nu - \frac{\epsilon_{\alpha\nu}^* p_0^\nu q^\alpha}{m_0 q^2} q_\mu \right] \\ &+ i \frac{\epsilon_{\alpha\nu}^* p_0^\nu P^\alpha}{m_0(m_0 + m_1)} A_2(q^2) \left[ P_\mu - \frac{m_0^2 - m_1^2}{q^2} q_\mu \right] \end{aligned} \quad (3.26)$$

Nach Konstruktion des Polarisationsensor gilt

$$\epsilon_{\mu\nu} p_1^\mu = \epsilon_{\mu\nu} p_1^\nu = 0 \quad (3.27)$$

Somit fallen einige Terme weg, die durch das Einsetzen von  $q$  und  $P$  entstehen würden und es folgt

$$\begin{aligned} \langle T(p_1, \epsilon) | - A_\mu | B_c(p_0) \rangle &= \epsilon^{*\alpha\nu} p_{0\nu} p_{0\alpha} (p_0 - p_1)_\mu \left[ \frac{2im_1}{m_0} A_0 \right. \\ &- \left. \frac{i(m_0 + m_1)}{m_0} A_1 + \frac{i(m_0^2 - m_1^2)}{q^2 m_0(m_0 + m_1)} A_2 \right] \\ &+ \epsilon^{*\alpha\nu} p_{0\nu} p_{0\alpha} (p_0 + p_1)_\mu \left( \frac{-iA_2}{m_0(m_0 + m_1)} \right) \\ &+ \frac{i(m_0 + m_1)}{m_0} A_1 \epsilon_{\mu\nu}^* p_0^\nu \end{aligned} \quad (3.28)$$

Durch Vergleichen mit 3.21 ergibt sich

$$\begin{aligned} k &= -\frac{i(m_0 + m_1)A_1}{m_0} & b_+ &= \frac{iA_2}{m_0(m_0 + m_1)} \\ b_- &= -\frac{2im_1}{m_0} A_0 + \frac{i(m_0 + m_1)}{m_0} A_1 - \frac{i(m_0^2 - m_1^2)}{q^2 m_0(m_0 + m_1)} A_2 \end{aligned} \quad (3.29)$$

Mit diesen Umrechnungen kann nun aus den gegebenen Formfaktoren die in Sherpa genutzen

**Tabelle 3.4:** Vergleich der Zerfallsbreiten.

Zerfallsprodukte	Sherpa	Berechnung aus [5]
$B_{s2}$	$(4.28 \cdot 10^{-17} \pm 4.681 \cdot 10^{-19})$ GeV	$4.32 \cdot 10^{-17}$ GeV
$B_2$	$(7.487 \cdot 10^{-18} \pm 7.958 \cdot 10^{-20})$ GeV	$7.472 \cdot 10^{-18}$ GeV

Formfaktoren berechnet werden. In Tabelle 3.4 sind die Zerfallsbreiten mit der Theorievorhersage aus [5] gezeigt. Die berechneten Werte stimmen sehr gut mit der Referenz überein.

In Diagramm 3.7 ist die  $q^2$ -Verteilung von dem Zerfall nach  $B_s(2)$  dargestellt. Die alte Berechnung war auf ‘‘Generic’’, also eine allgemeine Matrixelement Bestimmung ohne Formfaktoren eingestellt. Somit war eine relativ groÙe Abweichung zu erwarten.

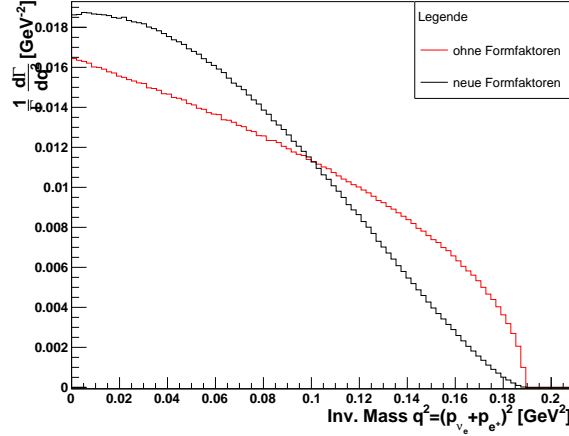


Abbildung 3.7:  $q^2$ -Verteilung des Verzweigungsverhältnis bei  $B_c^+ \rightarrow B_s(2) + e^+ + \nu_e$

### 3.5 $B_c^+$ nach $J/\psi + \pi^+$

Neben den semileptonischen Zerfällen wurde noch der Zerfall

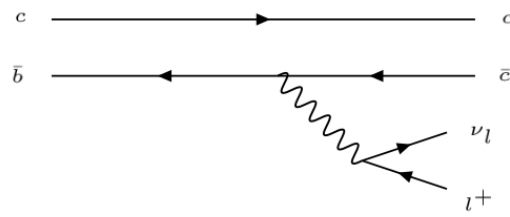
$$B_c^+ \rightarrow J/\psi + \pi^+ \quad (3.30)$$

als Beispiel für einen nicht-leptonischen Zerfall betrachtet. Diese Reaktion wurde ausgewählt, da hier experimentelle Daten zu finden waren. Für diese Reaktion mussten bestehende Berechnungen verknüpft werden. Ein Bestandteil war dabei die Berechnung des hadronischen Stroms beim Zerfall des  $B_c^+$  in das  $J/\psi$  aus 3.3, welcher in Abbildung 3.8 dargestellt ist. Der andere Teil wurde dabei aus einem einfachen  $\tau$ -Zerfall, wie in Abbildung 3.9, entnommen. Daraus wurde der Strom des  $W$ -Boson in das  $\pi^+$  verwendet. In [10] ist eine Messung beschrieben die das Verhältnis der Verzweigungsverhältnis der halbleptonischen und nichtleptonischen Zerfälle des  $B_c^+$  in ein  $J/\psi$  bestimmt hat. Das Ergebnis ist

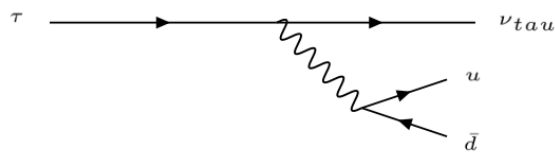
$$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi + \pi^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi + \mu^+ + \nu_\mu)} = 0.0469 \pm 0.0028(stat) \pm 0.0046(syst) \quad (3.31)$$

Das von Sherpa ermittelte Verhältnis ist

$$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi + \pi^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow J/\psi + \mu^+ + \nu_\mu)} = 0.0289 \pm 0.0028 \quad (3.32)$$

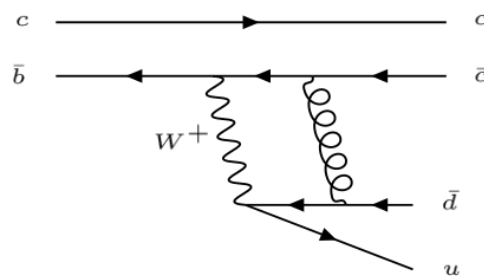


**Abbildung 3.8:** Zerfall des  $B_c^+$  in ein  $J/\psi$



**Abbildung 3.9:** Zerfall des  $\tau$  in ein  $\nu_{\tau}$  und ein  $\pi^+$

Diese deutliche Abweichung ist durch die starke Ladung der im  $\pi^+$  enthaltenen Quarks zu erklären. Durch diese Ladung ist es möglich Gluonen zwischen dem  $J/\psi$  und den Quarks auszutauschen wie in Abbildung 3.10. Durch die relativ große Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung können diese Effekte nicht mehr vernachlässigt werden. Somit liefert unsere Näherung einen falschen Wert. Der von Sherpa ermittelte Wert liegt zumindest in der richtigen Größenordnung.

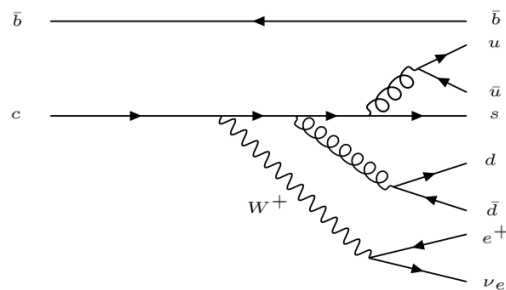


**Abbildung 3.10:** Beispiel für ein Diagramm höherer Ordnung



## 4 Effektive Zerfallstabelle

Bei den meisten Mesonen, die in Sherpa implementiert sind ergibt das Verzweigungsverhältnis nicht 100%. Somit müssen einige Zerfälle ohne Formfaktoren simuliert werden. Dies wird intern durch verschiedene Schritte erreicht. Dabei werden die Bestandteile des zerfallenden Teilchens als freie Quarks betrachtet, die dann schwach zerfallen und Gluonen abstrahlen können. Die entstandenen Quarks werden dann hadronisiert, also zu neutralen Elementen bezüglich der starken Ladung verbunden. Diese Methode wird auch bei einer Simulation einer kompletten Streureaktion von zum Beispiel Protonen direkt nach der eigentlichen harten Reaktion genutzt. Diese Berechnungsmethode, die partonischer Zerfall mit Hadronisierung genannt wird, ist nicht optimal, da sie anders als die Berechnung mit Formfaktoren nicht die Bindung der Bestandteile der zerfallenden Teilchen beachtet. Ein Beispiel für eine solche Simulation ist in Abbildung 4.1 gezeigt.



**Abbildung 4.1:** Beispiel für Feynman Diagramm mit Gluonabstrahlung. Hadronisation kann nun zum Beispiel die Endprodukte  $\pi^+$ ,  $B_c^+$ ,  $D_s^-$ ,  $e^+$ ,  $\nu_e$  ergeben

Durch diese Berechnung können somit viele Endzustände entstehen. Dies wird in diesem Kapitel beispielhaft für das  $B_c^+$  gezeigt.

Aus den Endzuständen wurden die primären Zerfallsprodukte ausgefiltert. Primäre Zerfallsprodukte bezeichnet man dabei die Teilchen, die direkt aus dem Zerfall des  $B_c^+$  und nicht aus weiteren Zerfällen entstehen. Dabei wurden Photonen ignoriert, da das Programm teilweise Photonen mit sehr kleinen Impulsen im Vergleich zu den Energien, die im System vorhanden sind, einfügt, um Energie und Impulserhaltung zu gewährleisten. Die Endprodukte wurden dann nach relativer Häufigkeit in einer Simulation von  $3 \cdot 10^8$  Ereignissen geordnet. Dabei entstanden insgesamt 1171211 verschiedene Endzustände. Diese sehr große Anzahl zeigt, dass

Sherpa in der Lage ist auch sehr seltene Zerfälle zu erzeugen. In Sherpa sind ca. 150 Zerfallsreaktionen direkt implementiert, die zusammen auf ein Verzweigungsverhältnis von ungefähr 40% kommen. Somit sind 60% der entstandenen Endprodukte ohne genaue Berechnung über Formfaktoren entstanden. Auch bei einer Recherche zu theoretischen Arbeiten zu Zerfällen des  $B_c^+$  fällt auf, dass die Verzweigungsverhältnisse der berechneten Zerfallsreaktionen relativ niedrig sind und die Gesamtheit der theoretisch ermittelten Verzweigungsverhältnisse nicht auf 100% kommt.

In der Simulation ergeben die 76 häufigsten Zerfälle 80% des Verzweigungsverhältnis. Diese Zerfälle sind im Anhang 6 dargestellt. Somit sind die restlichen Zerfälle seltene Endzustände, wobei manche bei  $3 \cdot 10^8$  nur einmal vorkommen. 11.1% der Zerfälle sind

$$B_c^+ \rightarrow \rho^+ + B_s^* \quad (4.1)$$

Dieser Zerfall ist direkt in Sherpa implementiert und reproduziert das angegebene Verzweigungsverhältnis. Der zweithäufigste Zerfall mit 8.1% ist

$$B_c^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + B_s^* \quad (4.2)$$

Dieser Zerfall ist nicht in Sherpa implementiert und wird deshalb über den Parton Schauer mit Hadronisation simuliert. Bei diesen zwei Zerfällen wandelt sich das  $c$ -Quark in ein  $s$ -Quark um. Die nächstgrößeren Verzweigungsverhältnisse sind die Zerfälle nach  $J/\psi$  und  $\eta_c$ , die in Abschnitt 3.1 bzw. 3.3 beschrieben wurden. Für diese Zerfälle muss sich das  $\bar{b}$  in ein  $\bar{c}$  umwandeln. Daran sieht man, dass beide Bestandteile des  $B_c^+$  sich in einer Zerfallsreaktion mit ungefähr gleich großer Wahrscheinlichkeit umwandeln können.

## 5 Zusammenfassung

Das Standardmodell ist heute der beste Ansatz für eine Theorie von Allem. Aber es gibt nach wie vor einige mysteriöse Dinge wie zum Beispiel die Dunkle Materie, die nicht von dieser Theorie beschrieben werden. Die neuen theoretischen Ansätze, die zurzeit entwickelt werden müssen in Experimenten getestet werden. Dazu benötigt man genaue Vorhersagen über den Ausgang von komplizierten Reaktion. Zu diesem Zweck wurde Sherpa entwickelt. Es bildet somit eine mögliche Schnittstelle zwischen der Theorie und den Experimenten. In meiner Arbeit habe ich gezeigt wie der letzte Schritt, welcher der Zerfall von schweren Hadronen ist, der Ereignissimulation ausgeführt wird. Außerdem wurde durch meine Implementation von verschiedenen Zerfällen mit den entsprechenden Formfaktoren dieser Schritt verbessert. Im zweiten Teil meiner Arbeit habe ich die Methoden genutzt, die die ersten Schritte in der Ereignissimulation von LHC Ereignissen simulieren. Nach den eigentlichen Kollisionen der Protonen wird auch der partonische Zerfall mit Hadronisierung, wie in Kapitel 4 beschrieben, gestartet. Man sieht, dass aus der Vielzahl von möglichen Endzustände der Reaktion zweier Protonen noch wesentlich mehr Endprodukte entstehen, die dann im Detektor messbar sind. Deshalb ist die Datenauswertung der Detektoren am LHC schwer. Für das  $B_c^+$ , das Kern meiner Arbeit war, müssen in weiteren Experimenten noch genauere Daten gefunden werden, um sagen zu können welche Modelle die besseren Ergebnisse liefern o.ä.. Durch die hohe Masse des  $B_c^+$  werden wahrscheinlich verlässliche Werte durch eine Erhöhung der Luminosität am LHC in Zukunft messbar sein.



## 6 Anhang

Zerfallsprodukte	Anzahl Ereignisse	Verzweigungsverhältnis
$\rho(770)^+, B_s^*$	33240883	0.110803
$\pi, \pi^+, B_s^*$	24295154	0.0809838
$\mu^+, \nu_\mu, J/\psi(1S)$	17080641	0.0569355
$e^+, \nu_e, J/\psi(1S)$	17072621	0.0569087
$e^+, \nu_e, \eta_c(1S)$	13602172	0.0453406
$\mu^+, \nu_\mu, \eta_c(1S)$	13597881	0.0453263
$\pi^+, B_s$	11781329	0.0392711
$\tau^+, \nu_\tau, \eta_c(1S)$	8454122	0.0281804
$\rho(770)^+, B_s$	6953174	0.0231772
$\pi^+, B_s^*$	6344448	0.0211482
$e^+, \nu_e, B_s^*$	5921381	0.0197379
$\mu^+, \nu_\mu, B_s^*$	5531992	0.01844
$\tau^+, \nu_\tau, J/\psi(1S)$	5092477	0.0169749
$\tau^+, \nu_\tau$	4595791	0.0153193
$e^+, \nu_e, B_s$	4566061	0.0152202
$\mu^+, \nu_\mu, B_s$	4561340	0.0152045
$\pi^+, \eta, B_s^*$	2999303	0.00999768
$D_s^{*+}, J/\psi(1S)$	2903222	0.00967741
$K^+, D, h_c(1P)$	2724355	0.00908118
$K, D^+, h_c(1P)$	2504052	0.00834684
$\mu^+, \nu_\mu, D, \bar{D}$	2434280	0.00811427
$e^+, \nu_e, D, \bar{D}$	2427360	0.0080912
$\mu^+, \nu_\mu, D^+, D^-$	2058853	0.00686284
$e^+, \nu_e, D^+, D^-$	2050982	0.00683661
$\rho(770)^+, J/\psi(1S)$	1466893	0.00488964
$K^+, D, \chi_{c0}(1P)$	1363458	0.00454486
$\rho(770)^+, \eta_c(1S)$	1358555	0.00452852
$D_s^+, \eta_c(1S)$	1330262	0.00443421
$K, D^+, \chi_{c0}(1P)$	1252295	0.00417432
$\bar{K}, B^+$	1148423	0.00382808
$D_s^{*+}, \eta_c(1S)$	1118665	0.00372888
$K^+, D^*(2007), h_c(1P)$	1074940	0.00358313
$D_s^+, J/\psi(1S)$	1019114	0.00339705
$D_{s0}(2317)^{*+}, h_c(1P)$	975246	0.00325082
$K^*(892), B^{*+}$	967138	0.00322379
$K, D^*(2010)^+, h_c(1P)$	952616	0.00317539
$\rho(770)^+, B^*$	908148	0.00302716

$K^+, B_s$	877060	0.00292353
$\rho(770), \rho(770)^+, D, \bar{D}$	825143	0.00275048
$e^+, \nu_e, h_c(1P)$	816176	0.00272059
$\mu^+, \nu_\mu, h_c(1P)$	815993	0.00271998
$\rho(770)^+, h_c(1P)$	755028	0.00251676
$\rho(770), \rho(770)^+, D^+, D^-$	684670	0.00228223
$K^+, D, \chi_{c2}(1P)$	669095	0.00223032
$\pi, \rho(770)^+, D, \bar{D}$	647260	0.00215753
$\rho(770), \pi^+, D, \bar{D}$	646187	0.00215396
$K, D^+, \chi_{c2}(1P)$	622416	0.00207472
$\rho(770), \pi^+, D^+, D^-$	618198	0.00206066
$\pi, \rho(770)^+, D^+, D^-$	617997	0.00205999
$\pi^+, B$	605709	0.00201903
$\rho(770)^+, B$	605611	0.0020187
$\rho(770)^+, \omega(782), D, \bar{D}$	599991	0.00199997
$e^+, \nu_e, D, \bar{D}^*(2007)$	583185	0.00194395
$e^+, \nu_e, \bar{D}, D^*(2007)$	582407	0.00194136
$\mu^+, \nu_\mu, D, \bar{D}^*(2007)$	579200	0.00193067
$\mu^+, \nu_\mu, \bar{D}, D^*(2007)$	577804	0.00192601
$\pi^+, \eta_c(1S)$	573335	0.00191112
$D_s^{*+}, h_c(1P)$	558538	0.00186179
$K^+, D^*(2007), \chi_{c0}(1P)$	517317	0.00172439
$\mu^+, \nu_\mu, \chi_{c2}(1P)$	514160	0.00171387
$e^+, \nu_e, \chi_{c0}(1P)$	513623	0.00171208
$\mu^+, \nu_\mu, \chi_{c0}(1P)$	513102	0.00171034
$e^+, \nu_e, \chi_{c2}(1P)$	512431	0.0017081
$\pi^+, J/\psi(1S)$	508434	0.00169478
$e^+, \nu_e, D^-, D^{*+}(2010)$	503975	0.00167992
$e^+, \nu_e, D^-, D^{*-}(2010)$	503444	0.00167815
$D_{s0}^{*+}(2317), \chi_{c0}(1P)$	500925	0.00166975
$\rho(770)^+, \omega(782), D^+, D^-$	498905	0.00166302
$\mu^+, \nu_\mu, D^+, D^{*-}(2010)$	498312	0.00166104
$\mu^+, \nu_\mu, D^-, D^{*+}(2010)$	498035	0.00166012
$\pi^+, \omega(782), D, \bar{D}$	476680	0.00158893
$K, D^*(2010)^+, \chi_{c0}(1P)$	459315	0.00153105
$\pi^+, \omega(782), D^+, D^-$	454185	0.00151395
$e^+, \nu_e, B^*$	405024	0.00135008
$\rho(770)^+, \chi_{c0}(1P)$	392734	0.00130911
$K^+, B_s^*$	391839	0.00130613

**Tabelle 6.1:** Auszug aus effektiver Zerfallstabelle bei  $3 \cdot 10^8$  Ereignissen

# Literaturverzeichnis

- [1] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105:1413–1415, Feb 1957.
- [2] Zhou Rui, Hong Li, Guang-xin Wang, and Xiao Ying. Semileptonic decays of  $b_c$  meson to s-wave charmonium states in the perturbative qed approach. *hep-ph/1602.08918*, 2016.
- [3] Mikhail A. Ivanov, Juergen G. Korner, and Pietro Santorelli. Semileptonic decays of  $B_c$  mesons into charmonium states in a relativistic quark model. *Phys. Rev.*, D71:094006, 2005. [Erratum: *Phys. Rev.*D75,019901(2007)].
- [4] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C38:090001, 2014.
- [5] Zhen-Xing Zhao Yu-Ji Shi, Wei Wang.  $b_c \rightarrow b_{sJ}$  form factors and  $b_c$  decays into  $b_{sJ}$  in covariant light-front approach. *hep-ph/1607.00622*, Jul 2016.
- [6] M. A. Ivanov, J. G. Körner, and P. Santorelli. Semileptonic decays of the  $B_c$  meson. *Phys. Rev. D*, 63:074010, Mar 2001.
- [7] F. et al. Abe. Observation of the  $B_c$  meson in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  tev. *Phys. Rev. Lett.*, 81:2432–2437, Sep 1998.
- [8] P. Santorelli M.A. Ivanov, J.G. Korner. The semileptonic decays of the  $b_c$  meson. *hep-ph/0007169*, Jul 2000.
- [9] Mikhail A. Ivanov, Jürgen G. Körner, and Pietro Santorelli. Exclusive semileptonic and nonleptonic decays of the  $B_c$  meson. *Phys. Rev. D*, 73:054024, Mar 2006.
- [10] R. Aaij et al. Measurement of the ratio of  $B_c^+$  branching fractions to  $j/\psi\pi^+$  and  $j/\psi + \mu^+ + \nu_\mu$  final states. *Phys. Rev. D*, 90:032009, Aug 2014.

**Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Ken Kreul

Dresden, Oktober 2016