

Bachelorarbeit

# Simulation hochenergetischer Elektronen aus Zerfällen schwacher Eichbosonen am LHC

Sascha Lennartz

26.9.2018

# Inhaltsverzeichnis

1	Einf	ührung	1
2	The           2.1           2.2           2.3           2.4	oretische GrundlagenErste Nachweise des $Z^0$ -BosonsBestimmung von Masse und Zerfallsbreite des $Z^0$ -BosonsSchwerionen Kollisionen und das Quark-Gluon Plasma2.3.1Die Unterdrückung von Teilchenjets im QGP2.3.2Das $Z^0$ -Boson im QGPKinematik eines Teilchenbeschleunigers2.4.1Invariante Masse und Schwerpunktsenergie2.4.2Transversaler Impuls, Rapidität und Pseudorapidität	<b>2</b> 3 4 5 7 8 8 9
3	<b>Ехр</b> е 3.1	erimenteller Aufbau         ALICE         3.1.1         Tracking Detektoren: ITS und TPC         3.1.2         Kalorimeter: EMCal und DCal	<b>10</b> 10 11 12
	3.2	Simulations und Analyse-Software	12
4	<b>Ana</b> 4.1 4.2 4.3	lyse $\hat{p}_T$ -Bins und NormalisierungBeschreibung des kombinatorischen HintergrundsQCD-Hintergrund	<b>14</b> 14 15 17
5	<b>Erge</b> 5.1	EbnisseKombination von Elektronen und Positronen5.1.1Idealer Detektor5.1.2EMCal5.1.3EMCal und DCal5.1.4Energieauflösung des EMCal5.1.5TPC5.1.6 $p_T$ -Cut bei 20 GeVKombination aller geladenen Teilchen5.2.1EMCal und DCal5.2.3TPC mit $p_T > 20$ GeV und $p_T > 35$ GeV	<ol> <li>18</li> <li>20</li> <li>23</li> <li>24</li> <li>25</li> <li>27</li> <li>28</li> <li>30</li> <li>31</li> <li>34</li> <li>36</li> </ol>
6	Disk	sussion und Ausblick	39
Lit	teratu	ır	41

# 1 Einführung

Die schwache Wechselwirkung, eine der vier fundamentalen Kräfte, wird vermittelt über die schwachen Eichbosonen  $W^+, W^-$  und  $Z^0$ . Sie sind die bisher schwersten Eichbosonen mit einer Masse von ungefähr  $M_{W^{\pm}} = 80 \text{ GeV/c}^2$  und  $M_{Z^0} = 91 \text{ GeV/c}^2$ . Nachdem die Existenz der beiden Bosonen lange Zeit nur angenommen wurde, konnten sie mit Hilfe der Experimente UA1 und UA2 am SppS in CERN erstmals gemessen [A<sup>+</sup>83] und [B<sup>+</sup>83] und mit dem SLC in Stanford und LEP in CERN dann in großem Maße produziert und untersucht werden [Tho13]. Zur Erzeugung müssen ein Lepton und Antilepton oder Quark und Antiquark mit ausreichend hoher Schwerpunktsenergie kollidieren, wobei die Reaktion über Leptonen den Vorteil bietet, dass die Energie dieser weitaus genauer bestimmt ist als die von Quarks, welche gebunden in Protonen miteinander kollidieren müssten [P<sup>+</sup>06, S.130-131].

Auch wenn das  $W^{\pm}$  und  $Z^0$ -Boson bereits ausgiebig erforscht wurde in Experimenten, die dafür besser geeignet sind oder waren als ALICE (wie zum Beispiel CMS, ATLAS oder die Experimente am LEP), ist es trotzdem interessant diese in ALICE als Referenz für Schwerionen-Kollisionen zu untersuchen. In ALICE wurden bereits Messungen über den Zerfall schwacher Eichbosonen in Myonen angefertigt([C<sup>+</sup>16] und [C<sup>+</sup>17]), nicht jedoch über den Zerfall in Elektronen.

Mit PYTHIA 8 und ROOT als Hilfsmitteln, werden für diese Arbeit Proton-Proton Kollisionen und die resultierende  $Z^0$  Produktion, sowie die Detektion der Elektronen und Positronen als Zerfallsprodukt des  $Z^0$ -Bosons simuliert. Die Identifikation des  $Z^0$ -Bosons geschieht über eine Analyse der invarianten Masse der Elektron-Positron-Paare. Beginnend mit einem idealen Detektor, welcher die Zerfallsprodukte des  $Z^0$ -Bosons als solche erkennt und in der Lage ist diese von Elektronen und Positronen aus anderen Quellen zu trennen, wird sich Schritt für Schritt einem realen Detektor angenähert. Dabei werden verschiedene Modelle für Detektoreffekte implementiert und mögliche Verfahren zur Verringerung des Hintergrunds getestet. Davon ausgehend wird analysiert, welchen Einfluss die verschiedenen Modifikationen auf das Ergebnis haben und mögliche Probleme diskutiert, die in der Simulation auftreten.

Beispielsweise wird nicht mehr die invariante Masse ausgewählter Elektron-Positron-Paare, sondern aller Paare gebildet, da der Detektor nicht erkennen kann, aus welcher Quelle ein Teilchen stammt. Abhängig vom Detektortyp werden verschiedene Akzeptanzwinkel eingeführt, da ein realer Detektor nicht in einem 360° Winkel Teilchen detektieren kann. Desweiteren besitzt er keine 100%-ige Effizienz: Selbst wenn ein Teilchen demnach alle Kriterien erfüllt, besteht immer noch eine Chance, dass es nicht detektiert wird. Die verschiedenen Effekte resultieren vor allem in einer geringeren Ausbeute und einem größeren Untergrundsignal. Ziel dieser Arbeit ist nicht die genaue Ermittlung von Wirkungsquerschnitt, Masse oder Zerfallsbreite des  $Z^0$ -Bosons und ein Vergleich mit Literaturwerten, sondern vielmehr ein Grundgerüst dafür zu erstellen, wie man das  $Z^0$ -Boson über den Elektronenzerfallskanal messen könnte.

## 2 Theoretische Grundlagen

Nach dem Standardmodell der Physik kann die Interaktion zwischen Teilchen über vier verschiedene fundamentale Wechselwirkungen beschrieben werden: Die elektromagnetische Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die Gravitation. Jede dieser Kräfte (mit Ausnahme der Gravitation) kann, nach der Quantenfeldtheorie, über den Austausch eines weiteren Teilchens beschrieben werden: Einem fundamentalen Spin-1 Boson, auch genannt Eichboson [Tho13]. Die Eichbosonen der vier Wechselwirkungen sind dementsprechend das Photon, das Gluon, das geladene  $W^+$ - und  $W^-$ -Boson und das ungeladene  $Z^0$ -Boson, sowie das bisher noch nicht nachgewiesene Spin-2 Graviton. In dieser Arbeit wird hauptsächlich das  $Z^0$ -Boson behandelt, weswegen dessen Eigenschaften und Geschichte im Folgenden näher erläutert werden. Der Einfachheit halber wird in dieser Arbeit von nun an die Konvention c = 1 benutzt.

## 2.1 Erste Nachweise des Z<sup>0</sup>-Bosons

Das  $Z^0$ -Boson ist neben dem  $W^+$ - und  $W^-$ -Boson das Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung und koppelt daher an alle Fermionen. Es wird wegen seiner fehlenden elektrischen Ladung in der elektroschwachen Theorie auch als ungeladener Strom bezeichnet. Historisch gesehen wurde die Existenz eines ungeladenen Stroms, analog zur Existenz des bereits beobachteten geladenen Stroms, dem  $W^{\pm}$ -Boson, unter anderem durch die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung von Glashow, Salam und Weinberg postuliert. Die vorhergesagte Masse des Z<sup>0</sup>-Bosons betrug  $m_Z = (94.0 \pm 2.5) \text{ GeV}$ [A<sup>+</sup>83], was eine Schwerpunktsenergie voraussetzen würde, welche die Teilchenbeschleuniger zur damaligen Zeit nicht aufbringen konnten. Der erfolgversprechendste Beschleuniger war der SPS am CERN, ein Fixed-Target-Beschleuniger, welcher Protonen auf eine Energie von  $E = 450 \,\text{GeV}$  beschleunigen konnte. Die Schwerpunktsenergie dieses Beschleunigers reicht nach  $\sqrt{s} = \sqrt{2m_pE}$  jedoch nicht aus, um Teilchen mit einer Masse von  $m_Z = 94 \,\text{GeV}$  zu erzeugen, weshalb der SPS zum SppS, einem Collider, umgebaut wurde. Hier wurden Protonen mit Antiprotonen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 540 \,\text{GeV}$  kollidiert, wodurch die Detektoren UA1 und UA2 erstmals Ereignisse registrieren konnten, welche die Kriterien erfüllten, die an das  $Z^0$ -Boson und dessen Zerfallsprodukte gestellt wurden. Im Gegensatz zur Detektion des  $W^{\pm}$ -Bosons über die Reaktion  $W^+ \to \ell^+ + \nu_\ell$  und den fehlenden Transversalimpuls  $p_T$  des Leptons, wurde zur Detektion des  $Z^0$ -Bosons die invariante Masse der Zerfallsprodukte nach der Gleichung  $Z^0 \rightarrow \ell^+ + \ell^-$  analysiert. Die Anzahl der Leptonenpaare als Funktion abhängig von ihrer invarianten Masse sollte dann ihr Maximum bei der Masse des  $Z^0$ -Bosons haben. Am Detektor UA1 wurden 5 Ereignisse ausgewählt, welche alle Kriterien dafür er-

füllten, aus dem Zerfall eines  $Z^0$ -Bosons zu stammen, woraus die Masse zu  $m_Z = (95.2 \pm 2.5) \text{ GeV}$  und die Zerfallsbreite zu  $\Gamma_Z = 3.1 \text{ GeV}$  bestimmt wurden [A<sup>+</sup>83]. Am Detektor UA2 wurden entsprechend 4 Ereignisse ausgewählt und die Masse  $m_Z =$   $(91.9 \pm 2.7)$  GeV sowie die Zerfallsbreite  $\Gamma_Z = 2.6$  GeV ermittelt[B<sup>+</sup>83]. Auch wenn die Ergebnisse beider Detektoren mit den theoretischen Erwartungen übereinstimmten, fehlte schlichtweg eine große Statistik, um die Eigenschaften des Z<sup>0</sup>-Bosons genauer festlegen zu können.

## 2.2 Bestimmung von Masse und Zerfallsbreite des Z<sup>0</sup>-Bosons

Erst mit dem Large Electron-Positron Collider (LEP), welcher von 1989 bis 2000 am CERN in Betrieb war, konnte, mit der Analyse von über 17 Millionen  $Z^0$ -Boson produzierenden Ereignissen, eine ausreichend große Statistik aufgestellt werden. Hierzu wurde für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  der Wirkungsquerschnitt abhängig von der Schwerpunktsenergie der Kollision untersucht[Tho13]. Beschrieben durch eine Lorentzkurve oder auch Breit-Wigner-Funktion, ergäbe theoretisch das Maximum der Kurve bei  $\sqrt{s} = m_Z$  die Masse des  $Z^0$ -Bosons und die Halbwertsbreite der Kurve die Zerfallsbreite  $\Gamma_Z$ . Praktisch ist die Abstrahlung eines Photons durch das Elektron oder Positron vor der Annihilation zu berücksichtigen (Initial State Radiation, ISR), durch welche sich die effektive Schwerpunktsenergie verringert, mit welcher das  $Z^0$ -Boson produziert wird. Der maximale Wirkungsquerschnitt wird also bei einer Schwerpunktsenergie erreicht, die sich oberhalb der Masse des  $Z^0$  befindet, statt genau bei dieser.

Seien  $p_{e^-} = (E - E_{\gamma}, 0, 0, E - E_{\gamma})$  und  $p_{e^+} = (E, 0, 0, -E)$  die Viererimpulse von Elektron und Positron, es wird folglich vom Elektron ein Photon abgestrahlt, dann ergibt sich die effektive Schwerpunktsenergie zu

$$s' = (p_{e^-} + p_{e^+})^2 = (2E - E_{\gamma})^2 - E_{\gamma} = 4E^2 \left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E}\right) = s \left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E}\right)$$
(1)

[Tho13]. Beschreibt man die Verteilung der effektiven Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s'}$  mit einer normalisierten Wahrscheinlichkeitsverteilung f(s', s), so resultiert der gemessene, durch ISR vom theoretischen Wert abweichende, Wirkungsquerschnitt aus der Faltung des theoretischen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{theo}$  mit f(s', s):

$$\sigma_{exp} = \int \sigma_{theo} \cdot f(s', s) ds'.$$
<sup>(2)</sup>

Ist die Funktion f(s', s) bekannt, kann der gemessene Wirkungsquerschnitt demnach korrigiert werden [Tho13]. In Abbildung 1 ist die Auswirkung der ISR graphisch dargestellt. Der unterschiedliche Verlauf des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{exp}$  vor und nach dem Maximum der Kurve wird dadurch erklärt, dass die Schwerpunktsenergie durch das Abstrahlen des Photons weiter weg vom, beziehungsweise näher zum, Maximum der Kurve verschoben wird, wodurch der Wirkungsquerschnitt sinkt beziehungsweise steigt [Tho13].

Durch die Messungen des LEP konnten unter Anderem die Masse und die Zerfallsbreite des  $Z^0$  mit einer Präzision von 0.002 % auf die Werte  $m_Z = (91.1876 \pm 0.0021)$  GeV und



Abbildung 1: Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{had}$  für den hadronischen Zerfall des  $Z^0$ -Bosons abhängig von der Schwerpunktsenergie  $E_{cm}$ . Die durchgezogene Linie stellt den Verlauf des experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{exp}$  dar, während die nicht durchgezogene Linie den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{theo}$ nach Korrektur der ISR beschreibt[Col00]

 $\Gamma = (2.4952 \pm 0.0023) \text{ GeV festgelegt werden } [PG^+16].$ 

Aus den ebenfalls ermittelten partiellen Zerfallsbreiten für die verschiedenen Zerfallskanäle berechnen sich die Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Zerfälle zu 69, 91 ± 0,06% in Hadronen, 20,00 ± 0,06% in Neutrinos und ungefähr 10% in ein Leptonenpaar. Der, in dieser Arbeit vorwiegend behandelte, Zerfall in ein Elektron-Positron-Paar besitzt eine Wahrscheinlichkeit von 3,363 ± 0,004%, berechnet aus der totalen Zerfallsbreite und der partiellen Zerfallsbreite für den Zerfall in ein Leptonenpaar  $\Gamma(\ell^+\ell^-) =$ (83.984 ± 0.086) MeV [PG<sup>+</sup>16].

## 2.3 Schwerionen Kollisionen und das Quark-Gluon Plasma

Das Quark-Gluon Plasma (QGP) ist ein Zustand der Materie, in dem das Confinement aufgehoben ist. Das bedeutet, dass Quarks und Gluonen nicht mehr in gebundenen Zuständen vorkommen, sondern sich frei (beziehungsweise quasi-frei) durch den Raum bewegen können. Es wird angenommen, dass sich das Universum kurz nach dem Urknall in einem solchen Zustand befand und sich die Materie aus den freien Quarks und Gluonen erst nach dem Abkühlen des Universums bilden konnte.

Um das QGP in der heutigen Zeit zu erforschen, nutzt man Teilchenbeschleuniger, um hochenergetische Schwerionen zu kollidieren. Bei diesen Energien streuen nicht mehr die verschiedenen Nukleonen der Ionen aneinander, sondern die Konstituenten dieser, die Quarks und Gluonen oder auch Partonen genannt. Über die starke Wechselwirkung dieser Partonen entsteht aus dem Kollisionspunkt heraus ein Schauer verschiedener Teilchen, und über die elektroschwache Wechselwirkung auch das  $Z^0$ -Boson, vor allem über die Annihilation eines Quark-Antiquark-Paares  $q\bar{q} \rightarrow Z$ . Ist die Schwerpunktsenergie ausreichend, um die kritische Temperatur von  $T_C \approx 200$  MeV zu erreichen, die benötigt wird um das Confinement aufzulösen, entsteht ein Quark-Gluon Plasma [P<sup>+</sup>17].

Im Jahr 2000 veröffentlichte CERN erstmals, dass mit dem Betrieb des SPS Indizien für einen neuen Zustand der Materie gefunden wurden [HJ00]. 2005 präsentierten daraufhin vier internationale Kollaborationen ihre Ergebnisse aus fünf Jahren Forschung am RHIC im BNL, welche jedoch nicht mit allen Erwartungen an das QGP übereinstimmten [P<sup>+</sup>17]. Das QGP verhält sich nicht, wie von vielen Physikern angenommen, wie ein ideales Gas, sondern viel mehr wie eine stark-wechselwirkende Flüssigkeit [P<sup>+</sup>17].

#### 2.3.1 Die Unterdrückung von Teilchenjets im QGP

Da man das Quark-Gluon Plasma nicht mit dem bloßen Auge erkennen kann, muss über andere Wege dessen Existenz in Teilchenkollisionen nachgewiesen werden. Für eine Methode macht man sich die stark-wechselwirkende Eigenschaft des QGP zu Nutze und untersucht den Effekt des jet quenching. Teilchenjets entstehen in den frühen Phasen der Kollision, wenn Quarks und Gluonen direkt miteinander kollidieren. Da Quarks dem Confinement gehorchen müssen, strahlen sie, um gebundene Zustände bilden zu können, auf ihrem Weg Gluonen ab, welche sich wiederum in Quarks aufspalten.

Es entsteht ein Jet aus Quarks und Gluonen, aus welchen letztlich eine Vielzahl von Hadronen gebildet wird, wobei die Richtung des Jets allein durch das erste Teilchen gegeben ist. Jet quenching bedeutet, dass Teilchenjets zum Teil oder komplett unterdrückt werden, da sie beim Durchlaufen des QGP mit den ungebundenen Quarks und Gluonen stark wechselwirken und dadurch ihre Energie verlieren [QW16].

Man kann also Teilchenjets in Pb-Pb Kollisionen, für die ein QGP vorausgesagt wird, mit Teilchenjets in pp oder p-Pb Kollisionen, für die kein QGP vorausgesagt wird, vergleichen und deren Unterdrückung untersuchen. Zur Beschreibung dieser Modifikation der Teilchenproduktion wurde der nuclear modification factor

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{PbPb} / d\eta dp_T}{\langle T_{PbPb} \rangle \cdot d^2 \sigma_{pp} / d\eta dp_T}$$
(3)

eingeführt. Er vergleicht hier die Teilchenproduktion, abhängig von Pseudorapidität und  $p_T$ , für eine Pb-Pb Kolision mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für Teilchenproduktion in einer pp Kollision und das Ganze gewichtet mit der nuclear overlap function

 $\langle T_{PbPb} \rangle$ , um die größere Anzahl binärer Kollisionen in Pb-Pb im Vergleich zu pp zu berücksichtigen [c<sup>+</sup>15a]. Vergleicht man  $R_{AA}$  und  $R_{p-Pb}$  in Abbildung 2 ist zu erken-



Abbildung 2: Der nuclear modification factor  $R_{AA}$  (oben)[c<sup>+</sup>15b] und  $R_{pPb}$  (unten)[c<sup>+</sup>15a]. Während keine Unterdrückung in p-Pb festzustellen ist, ist die Teilchenproduktion in Pb-Pb unterdrückt. Für beide Experimente wurde eine pp Kollision als Referenz für  $R_{AA}$  genommen.

nen, dass in Pb-Pb Kollisionen, im Vergleich zu p-Pb, eine deutliche Unterdrückung der Teilchenproduktion stattfindet. Da man nun weiß, dass eine Unterdrückung stattfindet, ist die nächste Frage, ob sie wirklich aus den Effekten des QGP resultiert oder vielleicht doch andere Ursprünge hat. Effekte, die nicht aus einer Modifikation im final state stammen, werden cold nuclear matter effects genannt und sorgen unabhängig von der Existenz eines QGP in Teilchenkollisionen für eine Unterdrückung der Teilchenproduktion. Dass man in p-Pb keine Unterdrückung misst zeigt, dass cold nuclear matter effects das Ausmaß der Unterdrückung nicht erklären können. Eine weitere Möglichkeit, um herauszufinden, wie stark der Effekt des QGP wirklich ist und wie viel von anderen Effekten stammen könnte, ist die Untersuchung der Produktion eines Teilchens in Pb-Pb und pp, welches nicht stark wechselwirkt und demnach nicht durch das QGP unterdrückt werden sollte. Dieses Teilchen gibt einen Referenzwert, den man auf die unterdrückten Teilchenjets anwenden kann, um eine genauere Beschreibung der Modifikation durch das QGP zu erhalten.

## **2.3.2** Das $Z^0$ -Boson im QGP



Abbildung 3:  $R_{AA}$  für die Produktion des  $Z^0$ -Bosons, gemessen in Pb-Pb und pp mit Hilfe des CMS Detektors am CERN. Es wurde  $R_{AA}$  für die Myonen- und Elektronenzerfallskanäle unter Veränderung von Transversalimpuls, Rapidität und Zentralität untersucht.[C<sup>+</sup>15c]

Das  $Z^0$ -Boson ist ein guter Kandidat, um die Auswirkung von cold nuclear matter effects auf die Teilchenproduktion zu untersuchen, da es ähnlich wie die Teilchenjets in den frühen Phasen der Kollision entsteht aber nicht stark wechselwirkt und folglich größtenteils ohne Unterdrückung das QGP durchqueren kann. Eine Betrachtung des nuclear

modification factors zeigt hier demnach, wie sich Eigenschaften, wie beispielsweise die veränderte Partonendichte in Pb-Pb Kollisionen, auf die Produktion des Teilchens auswirken. In Anbetracht dieser Ergebnisse können Aussagen darüber getroffen werden, wie groß der Effekt des QGP auf die Teilchenproduktion ist und wie viel auch ohne das QGP erklärbar wäre.

Abbildung 3 zeigt, dass der nuclear modification factor für die Produktion des  $Z^0$ -Bosons konstant bei  $R_{AA} \approx 1$  bleibt, unabhängig von Transversalimpuls, Rapidität oder der Anzahl an Partonen, welche an der Kollision teilnehmen. Der CMS Detektor, mit welchem  $R_{AA}$  hier untersucht wurde, kann also keine nennenswerte Modifikation der  $Z^0$  Produktion durch cold nuclear matter effects in Pb-Pb feststellen [C<sup>+</sup>15c].

## 2.4 Kinematik eines Teilchenbeschleunigers

In diesem Abschnitt werden die, für diese Arbeit relevanten, Größen bei der Messung des  $Z^0$ -Bosons mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern erläutert: Die invariante Masse, die Schwerpunktsenergie, der transversale Impuls, die Rapidität, sowie die Pseudorapidität.

#### 2.4.1 Invariante Masse und Schwerpunktsenergie

Ein Teilchen, das in Bewegung ist, besitzt dank der kinematischen Energie eine größere Masse als im Ruhezustand. Die invariante Masse ist die Masse, die ein Teilchen in einem ruhenden Bezugssystem hat. Sie ist also, im Gegensatz zur üblichen Masse, eine teilchenspezifische Größe, welche unabhängig vom dem Bezugssystem ist, in dem sich das Teilchen gerade befindet. Sie ist über die relativistische Energie-Impuls-Beziehung definiert als  $[P^+06]$ 

$$m_0^2 = E^2 - \vec{p}^2. \tag{4}$$

Beispielsweise gilt für die Zerfallsprodukte eines Zweikörperzerfalls

$$m_0^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \tag{5}$$

$$= m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2p_1p_2\cos(\vartheta) \tag{6}$$

wobei  $\vartheta$  den Winkel zwischen den Teilchen beschreibt[CKB]. In der Hochenergienäherung kann die Masse eines Teilchens vernachlässigt werden, wenn sie sehr viel kleiner als die Energie des Teilchen ist. [P<sup>+</sup>06] Da dies für Elektronen der Fall ist, lässt sich Formel 6 vereinfachen zu

$$m_0 = \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos(\vartheta))}.$$
(7)

Die invariante Masse entspricht außerdem der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  eines Systems. Der Begriff der Schwerpunktsenergie wird jedoch vorwiegend für die Kollision von Teilchen verwendet: Sie ist die Energie, die vom System für die Kollision aufgebracht wird und lautet für eine Kollision von zwei Teilchen

$$\sqrt{s} = \sqrt{\left[ \begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix} \right]^2}.$$
(8)

Treffen in einem Collider-Experiment zwei Teilchen mit  $m_1 = m_2$  und  $p_1 = -p_2$  aufeinander, besitzt das System eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 2E$ . In einem Fixed-Target-Experiment, für das  $m_1 = m_2$  und  $\vec{p_2} = 0$  gilt, beläuft sich die Schwerpunktsenergie jedoch nur auf  $\sqrt{s} = \sqrt{2E_1m_2}$ . Daraus ist leicht zu erkennen, dass in Collider-Experimenten sehr viel höhere Schwerpunktsenergien erreicht werden können.

#### 2.4.2 Transversaler Impuls, Rapidität und Pseudorapidität

Da in Teilchenkollisionen relativistische Energien auftreten, ist es am einfachsten, Größen zu verwenden, welche Lorentz-invariant sind oder sich zumindest additiv unter Lorentz-Transformation verhalten. Die Notwendigkeit dazu wird dadurch deutlich, dass die Quarks innerhalb der kollidierenden Nukleonen verschieden große Beträge des Gesamtimpulses des Nukleons tragen. Es ist also notwendig, dass die beobachteten Größen invariant oder zumindest additiv unter Lorentzboosts entlang der Strahlenachse sind.

Der transversale Impuls  $p_T$  ist die erste wichtige Größe für die Charakterisierung eines Ereignisses. Der transversale Impuls steht mit dem gewöhnlichen Impuls über die Relation  $p_T = p \cdot \sin(\theta)$  in Verbindung. Über die Größe des transversalen Impulses lassen sich unter anderem Rückschlüsse auf die Physik des Stoßes ziehen.

Die Rapidität ist im Grunde nur ein Maß für den logitudinalen Impuls eines Teilchens. Sie bietet jedoch den entscheidenden Vorteil, dass sie sich unter Lorentz-Transformation additiv verhält und deswegen, in Hinsicht auf Lorentzboosts, einfacher zu handhaben ist. Sie wird beschrieben durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right),\tag{9}$$

wobei  $p_L$  nach  $p = \sqrt{p_T^2 + p_L^2}$  die longitudinale Komponente des Impulses ist [CKB]. Da für die Berechnung der Rapidität der Impuls und die Energie bekannt sein muss, was eine vorherige Teilchenidentifikation benötigt, wurde eine weitere Größe eingeführt, die Pseudorapidität. Diese ist definiert über

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \tag{10}$$

mit dem Polarwinkel  $\theta$  [CKB]. Für  $\theta = 90^{\circ}$  ist  $\eta = 0$ , während es für  $\theta \to 0$  gegen unendlich strebt. Teilchen mit sehr hoher Pseudorapidität verlaufen quasi entlang der Strahlachse und werden daher in der Regel auch nicht detektiert.

## 3 Experimenteller Aufbau

Der Large-Hadron Collider (LHC) am CERN in der Schweiz ist der zurzeit größte Teilchenbeschleuniger der Welt und kann Energien von bis zu 7 TeV pro Proton erreichen. Im Gegensatz zu einem Fixed-Target-Experiment, bei dem ein Teilchen auf ein stationäres Ziel beschleunigt wird, werden hier zwei Teilchen in zwei verschiedenen Röhren entgegengesetzt beschleunigt und an den Einsatzorten der verschiedenen Detektoren miteinander kollidiert. Dies ermöglicht, auf Kosten einer niedrigeren Luminosität, das Erreichen einer sehr viel höheren Schwerpunktsenergie. Es können in Pb-Pb Kollisionen Strahlenergien von bis zu 1150 TeV erreicht werden [Sas].



Abbildung 4: Eine schematische Darstellung des LHC am CERN [Lef08].

Der LHC ist ein Synchrotron, in dem Protonen oder Ionen über Dipolmagnete auf einer Kreisbahn gehalten und über Quadrupolmagnete fokussiert werden. Da die Teilchen im LHC selber nicht aus der Ruhelage heraus beschleunigt werden können, injiziert der SPS die Strahlenbündel in den LHC, welcher seine Teilchen wiederum aus anderen Beschleunigern erhält, wie in Abbildung 4 zu erkennen ist. Die größten Detektorexperimente am LHC sind ALICE, ATLAS, CMS und LHCb, welche alle für unterschiedliche Aufgaben konstruiert wurden [Sas].

## 3.1 ALICE

ALICE ist der Detektor am LHC, welcher darauf ausgerichtet ist, die Eigenschaften der starken Wechselwirkung in Schwerionenkollisionen zu untersuchen. Eine wichtige Eigenschaft von ALICE ist, dass der Detektor mit der hohen Teilchenmultiplizität von Schwerionen Kollisionen umgehen kann. Diese wird angegeben als Anzahl der geladenen Teilchen pro Pseudorapiditätsintervall  $dN_{ch}/d\eta$ , welche für Pb-Pb Kollisionen Werte von

bis zu 1600 erreichen kann [Ani14]. ALICE besteht aus einer Vielzahl von Detektoren zur Identifikation verschiedener Teilchen, wovon die für diese Arbeit relevanten im Folgenden genauer betrachtet werden.



Abbildung 5: Eine schematische Darstellung des Detektors ALICE mit seinen Bestandteilen [Haa15]

#### 3.1.1 Tracking Detektoren: ITS und TPC

Das Inner Tracking System (ITS) und die Time Projection Chamber (TPC) sind die innersten Detektoren von ALICE. Das ITS ist ein zylinderförmiger Detektor, bestehend aus drei verschiedenen Silizium Halbleiterdetektoren mit jeweils zwei Schichten: Dem Silicon Pixel Detector (SPD), Silicon Strip Detector (SSD) und Silicon Drift Detector (SDD). Es arbeitet komplementär zur TPC und sorgt vorwiegend für die Rekonstruktion der primären und sekundären Vertizes und leistet einen großen Beitrag zum Tracking von Teilchen mit geringem transversalem Impuls  $p_T < 200$  MeV [Haa15].

Die TPC ist vorwiegend für das Tracking, also dem Bestimmen des Teilchenpfades und Messen des Transversalimpulses, zuständig, wird aber auch zur Teilchenidentifikation genutzt. Sie besteht aus einer Gaskammer, welche mit 85 % Ne, 10 % CO<sub>2</sub> und 5 % N<sub>2</sub> gefüllt ist. Die geladenen Teilchen ionisieren auf ihrem Weg durch die Kammer die Gasatome und driften durch ein angelegtes elektrisches Feld der Stärke E = 400 V/cmin Richtung der Vieldrahtkammern (MWPC). Über das durch die MWPCs aufgenommene Signal und die Driftzeit kann der Pfad des Teilchens rekonstruiert werden. Sowohl das ITS als auch die TPC bieten die optimale Teilchenrekonstruktion im vollen Azimut für ein Pseudorapiditätsintervall von  $|\eta| < 0,9$  [Haa15]. Neben der Rekonstruktion des Pfades, kann über den gemessenen Energieverlust pro Weglänge dE/dx, welcher proportional zur aufgenommenen Ladung an den MWPCs ist, und einem Vergleich mit der Bethe-Bloch-Formel, die Art des Teilchens bestimmt werden [Hei14]. Wie in Abbildung 6 zu sehen, ist innerhalb der TPC die Identifikation eines Teilchens als Elektron, vor allem für große  $p_T$ , nicht immer eindeutig. Insbesondere ist für die Zerfallselektronen des  $Z^0$ -Bosons mit  $p_T \approx 45$  GeV keine Identifikation möglich.



Abbildung 6: Der Energieverlust pro Weglänge für verschiedene Teilchenarten in der TPC [Ani14].

#### 3.1.2 Kalorimeter: EMCal und DCal

Das Electromagnetic Calorimeter (EMCal) ist ein Kalorimeter mit Blei-Szintillationsdetektoren [AEC<sup>+</sup>10]. Trifft ein Elektron auf das Kalorimeter, entsteht über Bremsstrahlung und Paarbildung der resultierenden Photonen ein elektromagnetischer Schauer, welcher über die Szintillationsdetektoren detektiert werden kann, sobald die Elektronen eine kritische Energie erreicht haben. Elektronen verlieren im EMCal ihre komplette Energie, während Hadronen, die das EMCal passieren, nur einen Bruchteil ihrer Energie durch die Ionisation der Detektoratome verlieren[Kle15]. Bildet man den Quotienten aus der im EMCal deponierten Energie und dem durch die TPC gemessenen Impuls, sollte für ein annähernd masseloses Teilchen, wie das Elektron, ein Wert von  $\frac{E}{p} \approx 1$  resultieren. Für Hadronen hingegen, die lediglich einen Bruchteil ihrer Energie deponieren, ergibt sich ein Wert von  $\frac{E}{p} \ll 1$ . Ein Vorteil des EMCal ist demnach eine gute Elektronenidentifikation über einen Vergleich von deponierter Energie und im Tracking Detektor rekonstruiertem Impuls. Ein Nachteil ist hingegen der, vor allem im Vergleich mit anderen Detektoren wie dem ITS oder der TPC, begrenzte Detektionsbereich von  $|\eta| < 0, 7$  und  $0^{\circ} < \phi < 107^{\circ}$  [AEC+10].

Das "Di-Jet Calorimeter" (DCal) besitzt die selbe Funktionsweise und Technologie wie das EMCal und fungiert als eine Erweiterung der Akzeptanz des EMCal um 60°. Die erweiterte Akzeptanz durch das DCal wird in Abbildung 7 schematisch dargestellt [A<sup>+</sup>10b] und beläuft sich auf einen Winkel von 260° <  $\phi$  < 327° bei 0, 22 <  $|\eta|$  < 0, 7. Der Vorteil



Abbildung 7: Eine schematische Darstellung der Akzeptanz in  $\phi$ -Richtung für die Detektoren EMCal und DCal [A<sup>+</sup>10b]

der Erweiterung des EMCal durch das DCal ist, dass die Zerfallsprodukte eines Zweikörperzerfalls, welche aufgrund der Impulserhaltung für annähernd ruhende Teilchen in einem 180°-Winkel emittiert werden, detektiert werden können. Um beispielsweise das Elektron-Positron-Paar aus dem Zerfall des  $Z^0$ -Bosons detektieren zu können, reicht die Akzeptanz des EMCal alleine nicht aus, da eines der beiden Teilchen fast immer außerhalb der Reichweite des Detektors sein wird.

#### 3.2 Simulations und Analyse-Software

Zur Simulation und Analyse des  $Z^0$ -Bosons in Protonenkollisionen wurden in dieser Arbeit die Programme PYTHIA 8 [S<sup>+</sup>15] und ROOT [BR96] benutzt. PYTHIA 8 ist ein Programm zur Simulation von hochenergetischen Teilchenkollisionen, wobei es bisher pp,  $p\bar{p}, e^+e^-$  und  $\mu^+\mu^-$  unterstützt. Die Simulation in PYTHIA 8 kann grob in drei Schritte unterteilt werden:

(1) Die Generation eines Prozesses, der die Physik der darauffolgenden Teilchenproduktion bestimmt, beispielsweise der Annihilationsprozess  $f\bar{f} \rightarrow \gamma/Z^0$ .

(2) Die Generation der Interaktionen auf Partonenlevel, das heißt Initial-State Radiation

(ISR), Final-State Radiation (FSR) und Multi-Parton Interaction (MPI).

(3) Die Hadronisierung der Partonen aus Schritt (2) und der Zerfall instabiler Teilchen. Am Ende dieses Schrittes wurden die Teilchen generiert, welche am Ende detektiert werden könnten [SMS08].

Die Analyse der von PYTHIA 8 gelieferten Ergebnisse geschieht über das Programm ROOT. Als Werkzeug für die Analyse großer Datenmengen bietet es eine umfangreiche Funktionalität und kann als Erweiterung für PYTHIA 8 verwendet werden. Es bietet beispielsweise hilfreiche Methoden, um Histogramme darstellen, bearbeiten und analysieren zu können.

# 4 Analyse

## 4.1 $\hat{p}_T$ -Bins und Normalisierung

Da Ereignisse mit geringerem Impulsübertrag  $\hat{p}_T$  öfter auftreten als Ereignisse mit hohem Impulsübertrag, besitzen höherenergetische Ereignisse einen größeren statistischen Fehler. Außerdem werden in niederenergetischen Bereichen viel mehr Ereignisse generiert als in hochenergetischen Bereichen. Um dies zu umgehen, wurde in PYTHIA 8 eine Einteilung der Event-Generation nach  $\hat{p}_T$ -Intervallen vorgenommen. Anstatt eine Anzahl von Events über alle Energien zu generieren, wurde jedem  $\hat{p}_T$ -Intervall eine Anzahl von Events zugeteilt. Dies bedeutet, dass der statistische Fehler für höherenergetische Bereiche reduziert wird, da in jedem Bereich die gleiche Anzahl an Events generiert wird. Innerhalb der Intervalle ist der statistische Fehler höherenergetischer Events natürlich immer noch größer, der Effekt ist aber auf das gesamte Histogramm gesehen wesentlich kleiner.

Diese Zuteilung von Events auf Intervalle ist keine physikalisch korrekte Methode und würde man die Histogramme der einzelnen Intervalle wieder zusammenfügen, ergäben sich Stufenmuster im gesamten Histogramm. Grund dafür ist, dass das Programm "gezwungen" wird, eine Anzahl von Events mit Impulsüberträgen zu generieren, die normalerweise in dieser Form nicht stattgefunden hätte. Zum Beispiel würden in einem Bereich, für den üblicherweise nur 100 Events generiert worden wären, nun 1000 Events generiert werden, in einem Bereich in dem sonst 2000 Events generiert worden wären aber ebenfalls nur 1000. Um diese Tatsache wieder auszugleichen, wird jedes  $\hat{p}_T$ -Intervall mit dem zugehörigen Wirkungsquerschnitt skaliert.

Zusätzlich wird das Histogramm am Ende noch auf die Anzahl der generierten Events normiert, sodass am Ende der Wirkungsquerschnitt gegen die invariante Masse dargestellt wird.

#### 4.2 Beschreibung des kombinatorischen Hintergrunds

In den meisten Messungen existiert ein Hintergrund aus Ereignissen, welche irrelevant für das Ergebnis sind. Um das gewünschte Signal zu extrahieren, muss dieser Hintergrund geeignet beschrieben und vom Spektrum abgezogen werden. Betrachtet man zum Beispiel alle Elektronen einer pp Kollision, wird ein Großteil von diesen nicht aus dem Zerfall des  $Z^0$ -Bosons stammen, sondern aus den Zerfällen anderer Teilchen. Abhängig von der Energie des Elektrons werden andere Mutterteilchen wahrscheinlicher, wie in Abbildung 8 zu sehen ist. Für Elektronenenergien von über 5 GeV stammen außerdem so gut wie alle



Abbildung 8: Oben: Der simulierte Wirkungsquerschnitt in Pikobarn für Elektronen aus Zerfällen verschiedener Teilchen in pp Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV Unten: Der relative Anteil der Zerfälle an der Gesamtanzahl der Elektronen (bezeichnet mit test) [Pop].

Elektronen aus Quellen unabhängig von der Multi-Parton Interaction, siehe Abbildung 9, weswegen diese in PYTHIA 8 ausgestellt wurde.

Die Elektronen, welche nicht aus dem  $Z^0$ -Boson stammen, müssen im Nachhinein wieder vom Histogramm abgezogen werden, um das gewünschte Signal zu erhalten. Dies kann auf zwei verschiedene Arten geschehen: Der Beschreibung des Hintergrunds durch eine Funktion oder dem Erstellen eines Histogramms, welches nur den Hintergrund enthält.



Abbildung 9: Oben: Die Anzahl der produzierten Elektronen und Positronen mit (grün) und ohne (blau) MPI, abhängig vom Elektronen  $p_T$ . Unten: Der Quotient aus produzierten Elektronen mit und ohne MPI. Für Werte größer als  $p_T \approx 5 \text{ GeV}$  pendelt sich dieser ungefähr bei 1 ein [Pop].

Eine Herangehensweise wäre es, den Hintergrund über eine Funktion der Form

$$\frac{a}{(x-b)^c},\tag{11}$$

zu beschreiben und diese Funktion vom Spektrum abzuziehen. Diese Methode besitzt jedoch zwei Nachteile: Man muss eine Funktion finden, welche den Hintergrund ausreichend gut beschreibt, was nicht immer einfach ist, und es könnte außerdem sein, dass man gesuchte Teilchen ebenfalls ausschneidet. Das  $Z^0$ -Boson kann auch nicht-resonant produziert werden, das heißt bei Massen, welche sich nicht in unmittelbarer Umgebung von 91 GeV befinden. Hierzu könnte man im Fall eines idealen Detektors, welcher nur die Produkte des  $Z^0$ -Bosons detektiert, untersuchen, wie viel Prozent des Wirkungsquerschnitts sich im Zentrum des Signals befindet und wie viel daher verloren gehen würde,

wenn man nur das Zentrum des Signals ohne seine Ausläufer betrachtet.

Da die Fit-Funktion hier nicht für beliebig kleine Werte anwendbar ist, wird außerdem betrachtet, wie sich Veränderungen im Fitbereich im Ergebnis widerspiegeln. Dies wird im Ergebnis in einem Fehler für die Werte von Wirkungsquerschnitt, Mittelwert und Standardabweichung dargestellt.

Eine alternative Möglichkeit wäre es, ein zweites Histogramm zu erstellen, das explizit alle Ereignisse außer dem Gesuchten enthält. Im Falle der Elektronen aus dem Zerfall des  $Z^0$ -Bosons werden alle invarianten Massen verworfen, welche aus der Kombination eines Elektrons und Positrons entstanden sind, die wiederum aus dem gleichen  $Z^0$ -Zerfall stammen. Es werden also einfach gesagt alle eigentlich gesuchten Kombinationen verworfen. Dadurch ergibt sich ein Spektrum aus reinen Hintergrundereignissen, welches vom ursprünglichen Histogramm abgezogen werden kann. Diese Methode ist natürlich nur auf Simulationsebene verfügbar und müsste im Experiment durch beispielsweise eine mixed-event Methode ersetzt werden, bei welcher ein Hintergrund unkorrelierter Elektronenpaare konstruiert wird.

## 4.3 QCD-Hintergrund

In PYTHIA 8 kann über verschiedene Einstellungen die Art der Teilchenbildung in den frühen Phasen der Kollision beeinflusst werden, zum Beispiel wird in den folgenden Simulationen nur die Produktion eines  $Z^0$ -Bosons betrachtet. Teilchenjets beispielsweise entstehen nicht, wenn der entsprechende Streuprozess nicht vorher aktiviert wird, was in der Realität natürlich in dieser Form nicht kontrollierbar ist. Elektronen und Positronen können jedoch auch durch verschiedene Ereignisse innerhalb der Teilchenjets entstehen. Ob Elektronen und Positronen aus Teilchenjets häufig genug auftreten, dass ein signifikanter Jet-Hintergrund, kurz QCD Hintergrund, entsteht, der groß genug ist, um einen Einfluss auf das Ergebnis zu haben, muss geprüft werden. Deshalb wird dieser für verschiedene Fälle separat simuliert und über einen Vergleich mit dem kombinatorischen Hintergrund für die  $Z^0$  Produktion kann ein Schluss darüber gezogen werden, ob der QCD Hintergrund für das Ergebnis relevant ist oder nicht. Darauf kann er zum Signal dazu addiert werden, um zu untersuchen, ob der Peak im Elektronenspektrum auch mit einem QCD Hintergrund sichtbar wäre.

# 5 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus den verschiedenen Simulationen durch PYTHIA 8 präsentiert. Angefangen mit einem idealen Detektor uneingeschränkter geometrischer Akzeptanz, werden verschiedene Bedingungen für die Teilchendetektion, welche das Ergebnis verändern können, eingeführt und diskutiert. Erwartungswert  $\mu$  und Standardabweichung  $\Gamma$  (statt der gebräuchlichen Bezeichnung  $\sigma$ , damit es nicht zur Verwechslung mit dem Wirkungsquerschnitt kommt, welcher ebenfalls allgemein mit  $\sigma$  bezeichnet wird) werden, wenn nicht anders angegeben, über die in ROOT integrierten Funktionen GetMean und GetStdDev in einem Intervall von 75 – 105 GeV ermittelt. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird das Integral über das normalisierte Histogramm gebildet. Wenn nicht anders angegeben, wird das Integral über das komplette Spektrum von 0 – 300 GeV ohne die Over- beziehungsweise Underflow-Bins berechnet. Da im Allgemeinen keine negativen invarianten Massen entstehen können, sollte der Underflow-Bin leer sein und der Overflow-Bin ist, nach Betrachtung der Elektronenspektren, vernachlässigbar klein.

Alle Messungen wurden mit einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV und einer Tracking Efficiency von 90 % durchgeführt. Die Tracking Efficiency wurde in PYTHIA 8 darüber realisiert, dass man jedem Teilchen zufällig eine Zahl von 0-99 zuordnet, woraufhin das Teilchen bei einem Wert größer als 89 verworfen wird. Dadurch verändert sich zwar die Form der Spektren nicht, aber die Ergebnisse liefern natürlich geringere Werte. Der physikalische Hintergrund ist, dass die Tracking Detektoren nicht jedes Teilchen rekonstruieren können.

## 5.1 Kombination von Elektronen und Positronen

Zunächst wird die Kombination von Elektronen und Positronen betrachtet. Die Vorgehensweise der Simulation innerhalb von PYTHIA 8 ist, dass jedes Teilchen eines Events gefragt wird, ob es

A) Ein Elektron oder Positron ist, also die Teilchen-ID 11 oder -11 besitzt, und

B) am Ende auch noch existiert, da in PYTHIA 8 alle Teilchen aufgelistet werden, unabhängig davon, ob sie schon zerfallen sind oder Ähnliches.

Der Index eines jeden Teilchens wird in zwei Vektoren gespeichert, einem für die Elektronen und einem für die Positronen, woraufhin aus jedem möglichen Elektron-Positron-Paar eine invariante Masse über Formel 7 gebildet wird.

Gesucht wird das Paar, welches die invariante Masse des  $Z^0$ -Bosons bildet, dieses stellt jedoch nur einen Bruchteil der möglichen Kombination dar. Die restlichen Kombinationen beruhen vorwiegend auf den folgenden Fällen:

(1) Das Elektron und Positron sind zwar beide Zerfallsprodukte eines  $Z^0$ -Bosons, jedoch nicht desselben. Beim Bilden der invarianten Masse entstehen Werte, die sich nicht mit der erwarteten Verteilung um  $\mu = m_Z$  decken.

(2) Das Elektron und/oder Positron stammen aus einer anderen Quelle als dem  $Z^0$ -Zerfall, siehe Abbildung 8.

Dieser kombinatorische Hintergrund ist in Abbildung 10 deutlich zu sehen, zusätzlich wurde beispielhaft das Spektrum mit einer Funktion nach Gleichung 11 angefittet. Auf



Abbildung 10: Die invariante Masse aus den Kombinationen aller am Ende der Kollision noch existierenden Elektronen und Positronen. In rot ist die Beschreibung des Hintergrunds mit Hilfe der Funktion 11 zu sehen.

diesem Hintergrund liegt das zu analysierende Signal aus dem Zerfall des  $Z^0$  im erwarteten Bereich einer Masse von  $m_Z \approx 91 \,\text{GeV}$ .

Der Hintergrund wird für geringe Energien sehr groß, da Ereignisse mit geringer Energie statistisch viel häufiger auftreten als Ereignisse mit höheren Energien. Niederenergetische Teilchen werden in sehr viel größerem Maße produziert als das  $Z^0$ -Boson, welches, wie in Abbildung 8 zu sehen, erst ab höheren Energien einen relevanten Anteil zur Elektronenproduktion beiträgt. Der hohe Fehler für Ereignisse hoher Energie wurde über die Einteilung in  $\hat{p}_T$ -Bins zwar verringert, ist aber noch immer deutlich sichtbar. Es ist zu sehen, dass der Bereich kleinerer Energien unterhalb von  $\approx 30$  GeV nicht gut durch die Funktion beschreibbar ist und hier eine komplexere Funktion hinzugenommen werden müsste. Da die Funktion den Hintergrund unterhalb des Signals ausreichend gut beschreibt und der Bereich nicht weiter relevant ist, wird sich nicht weiter mit einer komplexeren Beschreibung des Hintergrunds beschäftigt. Diese Methode ist natürlich real nicht umsetzbar und soll nur einen beispielhaften Einstieg bieten, um einen Einblick darüber zu bekommen, wie das Spektrum ohne Einschränkungen aussehen könnte. Die drei Kernpunkte, die bisher außen vor gelassen wurden, sind:

1. Der beschränkte Detektionsbereich realer Detektoren: Detektoren sind keine Gebilde, die einen Kollisionspunkt komplett umschließen und jedes Teilchen ohne Einschränkungen detektieren können.

2. Die beschränkte Elektronenidentifikation vieler Detektoren: Um die beschränkte Elektronenidentifikation von Detektoren wie der TPC zu berücksichtigen, lohnt es sich zu untersuchen wie das Signal aussieht, wenn nicht mehr Elektronen und Positronen miteinander kombiniert werden, sondern alle geladenen Teilchen. Die Kombination aller geladenen Teilchen und der Vergleich mit den Spektren der Kombination von Elektronen und Positronen wird jedoch in einem späteren Abschnitt behandelt.

3. Der Effekt, den der QCD Hintergrund auf das Spektrum hat, denn im Experiment ist dieser natürlich nicht abschaltbar, wie auf Simulationsebene.

Zunächst wird die Einschränkung des Detektionsbereichs auf das Spektrum untersucht. Eine  $360^{\circ}$  Akzeptanz für beide Winkel ist technisch und oft auch finanziell nicht realisierbar. Beispielsweise verlaufen Teilchen für hohe Pseudorapiditätswerte ungefähr entlang der Strahlachsen der kollidierenden Teilchen und können dort natürlich nicht detektiert werden. Da die verschiedenen Detektoren innerhalb von ALICE verschiedene Akzeptanzen besitzen, werden diese separat betrachtet.

#### 5.1.1 Idealer Detektor

Bevor die Eigenschaften realer Detektoren untersucht werden, sollte zuerst noch ein wirklich idealer Detektor betrachtet werden, welcher in der Lage wäre alle Eigenschaften eines detektierten Teilchens abzufragen. Dies wird ausgenutzt, indem alle nicht zum selben  $Z^0$  gehörigen Kombination herausgefiltert werden. In PYTHIA 8 wird dazu während der Kombination der Elektronen und Positronen für jedes Paar gefragt, ob dessen Mütter den gleichen Index besitzen, sie also vom gleichen Teilchen abstammen, und ob die Mutter die ID 23 besitzt, also ein  $Z^0$ -Boson ist.

Bei der Abfrage nach der Mutter eines Teilchens muss beachtet werden, dass es in PYTHIA 8 sogenannte Carbon Copies gibt. Carbon Copies sind Kopien eines Teilchens, welche sich nur in Energie unterscheiden, aber in PYTHIA 8 als neue Teilchen interpretiert werden. Das Teilchen, das am Ende detektiert wird, kann also sozusagen aus sich selbst entstanden und das Endprodukt einer langen Liste dieser Carbon Copies sein. Dies ist dem Algorithmus geschuldet, der nachträglich die Vierervektoren verändert, um Impuls- und Energieerhaltung zu gewährleisten. Um dies zu umgehen, darf nicht nach der Mutter des Teilchens gefragt werden, sondern diese Liste von Carbon Copies muss zuerst bis zum allerersten Teilchen zurückverfolgt werden, um daraufhin nach seiner Mutter zu fragen.



Abbildung 11: Oben links: Das  $Z^0$ -Spektrum konstruiert aus allen richtigen Kombinationen von Elektronen und Positronen. Oben rechts und unten für EMCal + DCal beziehungsweise TPC Akzeptanz.

Nur wenn beide Bedingungen gegeben sind, das heißt das Elektron-Positron-Paar mit Sicherheit vom selben  $Z^0$ -Boson abstammt, wird eine invariante Masse gebildet, andernfalls wird die Kombination verworfen. Das Spektrum, was demnach nur aus den Elektron-Positron-Paaren des  $Z^0$ -Zerfalls gebildet wird, ist in Abbildung 11 für die Fälle der EMCal+DCal und TPC Akzeptanz, sowie für den Fall ohne Akzeptanzeinschränkungen dargestellt.

Interessant sind diese Fälle vorwiegend aus zwei Gründen: Zum Einen kann der hier berechnete Wirkungsquerschnitt als Vergleichswert für die späteren Ergebnisse und theoretische Erwartungen herangezogen werden. Zum Anderen kann man untersuchen, wie groß der Anteil des Wirkungsquerschnitts ist, welcher sich in den Ausläufern verbirgt und nicht im Zentrum. Die Aussage darüber wird vor allem interessant, wenn der Hintergrund der Messungen größer wird und das Signal zunehmend weniger deutlich zu erkennen ist. Dort wird man bei Extraktion des Signals zwangsweise Einbußungen im gemessenen Wirkungsquerschnitt machen müssen, da sich nun die Ausläufer des Peaks im Hintergrund befinden.

	$\sigma$ [pb]	$\mu$ [GeV]	$\Gamma$ [GeV]
Ohne Akzeptanzeinschränkung	560,1	89.8052	4.29594
EMCal-DCal	8,634	89.7172	4.24207
TPC	62,94	89.7409	4.35702

Tabelle 1: Ideale Messung des  $Z^0$ -Bosons über den Elektronen-Zerfallskanal

Tabelle 2: Messung des Wirkungsquerse	chnitts $\sigma$ in [pb] in größe	r werdenden Intervallen
Prozentual angegeben ist der	Wirkungsquerschnitt in	n Vergleich zum Gesamt-
wirkungsquerschnitt (0-300).		

Intervall [GeV]	ohne Akzeptanz	$\%_{Ges}$	EMCal-DCal	$\%_{Ges}$	TPC	$\%_{Ges}$
85-95	414	73,91	6,46	74,82	46,21	73,42
80-100	473,9	84,61	7,386	$85,\!55$	52,59	$83,\!55$
75-105	500,3	89,32	7,745	89,70	55,85	88,74
70-110	516,2	92,16	7,992	92,56	57,78	91,80
60-120	534,9	95,5	8,266	95,73	59,79	95
40-140	551,7	$_{98,5}$	8,526	98,75	61,88	98,32
0-300	560,1	100	8,634	100	62,94	100

Während der Mittelwert  $\mu$  und die Standardabweichung  $\Gamma$  in Tabelle 1 nur in der Region von  $\pm 15 \,\text{GeV}$  um den Peak bei  $\approx 90 \,\text{GeV}$  ermittelt werden, zeigt Tabelle 2, dass sich dort nur rund 90% des Wirkungsquerschnitts befinden. Generell befinden sich jedoch nur knapp über 1% in Bereichen außerhalb eines Intervalls von  $\pm 50 \,\text{GeV}$  um den Mittelwert.

Die Veränderung des Mittelwerts in Tabelle 1 im Vergleich zum erwarteten Wert von  $m_Z \approx 91 \,\text{GeV}$  ist durch FSR zu erklären, bei der das Elektron oder Positron im Prozess  $q\bar{q} \rightarrow Z^0 \rightarrow e^- e^+$  ein Photon abstrahlt. Der Unterschied zur Messung mit dem LEP ist wie in Abbildung 1 ist, dass damals der Wirkungsquerschnitt abhängig von der Schwerpunktsenergie der Kollision gemessen wurde, während hier die invariante Masse analysiert wird. Hier tritt der Fall ein, dass die gemessene invariante Masse des Elektron-Positron-Paars durch FSR leicht reduziert wird. Um zum richtigen Wert zu gelangen, müsste eine Korrektur für die FSR eingeführt werden.

## 5.1.2 EMCal

Das EMC<br/>al besitzt eine Akzeptanz von  $|\eta| < 0,7$  und 80°<br/>  $\phi < 187°$  im Azimut. Es besitzt eine gute Teilchen<br/>identifikation für Elektronen, weshalb es intuitiv ist, das EMC<br/>al in diesem Abschnitt zu betrachten, wo die Abfrage nach der Identität des detektierten Teilchens noch stattfindet.

Um die Detektorakzeptanz in PYTHIA 8 zu realisieren, wird ein Teilchen nun nach der Pseudorapidität und dem Azimutwinkel gefragt. Liegen die Werte nicht innerhalb des vorgegebenen Intervalls, wird das Teilchen verworfen. In Abbildung 12 ist zu erken-



Abbildung 12: Die invariante Masse der Kombinationen aller Elektronen und Positronen innerhalb der EMCal Akzeptanz.

nen, dass das EMCal alleine nicht ausreichend in der Lage ist, die Zerfallsprodukte des  $Z^0$ -Bosons aufzulösen. Es ist zwar zu erkennen, dass eine Anzahl von Ereignissen im erwarteten Bereich um  $\approx 91$  GeV gemessen wurde, der statistische Fehler ist jedoch viel zu groß, um eine sichere Aussage zu treffen. Mit über sieben Millionen simulierten Events in PYTHIA 8 ist das schlechte Ergebnis des EMCal nicht auf eine schlechte Statistik rückzuführen, sondern muss in der Physik des Detektors ihren Ursprung haben. Das Problem des EMCal ist hier der begrenzte Detektionsbereich im Azimut gepaart mit

der Physik eines Zweikörperzerfalls. Da die Teilchen aufgrund der Impulserhaltung vorwiegend mit einem Unterschied von 180° emittiert werden, müsste der Detektor ebenfalls einen Winkel von mindestens 180° decken, wobei er selbst dann noch weit entfernt vom Optimum wäre. Optimal wären zwei gegenüberliegende Akzeptanzbereiche, um beide Zerfallsprodukte erfassen zu können.

#### 5.1.3 EMCal und DCal

Da das DCal gegenüber des EMCal installiert ist (siehe Abbildung 7), eignet sich eine Detektion über EMCal und DCal zusammen viel mehr als über EMCal oder DCal alleine. Mit Hilfe des DCal kann der große Nachteil des EMCal, die begrenzte Akzeptanz, teilweise umgangen werden. Dazu wird bei der Abfrage nach  $\eta$  und  $\phi$  zuerst gefragt, ob das Teilchen innerhalb der Akzeptanz des EMCal liegt ( $|\eta| < 0,7$  und  $80^{\circ} < \phi < 187^{\circ}$ ) und wenn nicht, ob es innerhalb der Akzeptanz des DCal liegt ( $0,22 < |\eta| < 0,7$  und  $260^{\circ} < \phi < 327^{\circ}$ ).



Abbildung 13: Links: In schwarz das mit dem EMCal und DCal aufgenommene Elektronenspektrum, in rot der kombinatorische Hintergrund. Rechts: Das mit Hilfe des simulierten Hintergrunds bereinigte Spektrum.

Es kann zwar immer noch ein großer Teil der Teilchen nicht detektiert werden, da sie außerhalb der Akzeptanz liegen, jedoch kann in einem Großteil der Zeit nun, falls ein Elektron oder Positron detektiert wird, auch sein Partner detektiert werden. Die Verbesserung des Spektrums im Vergleich zum EMCal durch die erweiterte Akzeptanz wird in Abbildung 13 schnell ersichtlich. Der kombinatorische Hintergrund, in der Abbildung links in rot eingetragen, ist aufgrund der invarianten Massen Bedingung gepaart mit der begrenzten Akzeptanz des Detektors nur für geringe Energien ausgeprägt. Im relevanten Bereich liegt er bis zu mehrere Größenordnungen unterhalb des Spektrums. Simuliert man den Hintergrund und zieht ihn vom Spektrum ab, ergibt sich das rechte Spektrum in Abbildung 13 mit den Werten

$$\sigma = 8.462 \,\mathrm{pb}$$
  $\mu = 89.74 \,\mathrm{GeV}$   $\Gamma = 4.367 \,\mathrm{GeV}$ ,

wobei der Wirkungsquerschnitt über das komplette Spektrum von 0-300 GeV ermittelt wurde. Der Wert unterscheidet sich um 2% von der idealen Messung in Tabelle 1, was vermutlich durch die schlechte Statistik des Elektronenhintergrunds zu erklären ist. Der Hintergrund wurde bereits mit über 100 Millionen Events simuliert, das Problem ist schlichtweg die geringe Anzahl an Hintergrundereignissen, die für invariante Massen von über 50 GeV produziert werden.



Abbildung 14: Links: In schwarz das Elektronenspektrum detektiert mit Hilfe von EMCal und DCal, in rot der QCD Hintergrund. Rechts: Der QCD Hintergrund verbunden mit dem Spektrum.

Aus der Betrachtung des QCD Hintergrunds in Abbildung 14 lässt sich deuten, dass dieser kaum einen Einfluss auf das Signal hat. Die Elektronen, welche in den Teilchenjets produziert werden, sind hauptsächlich niederenergetisch und beeinflussen die Qualität des Peaks daher nur marginal.

#### 5.1.4 Energieauflösung des EMCal

Durch verschiedene Effekte, wie stochastische Fluktuationen oder systematische Fehler, entspricht die vom EMCal gemessene Energie nicht exakt der Energie des Elektrons. Diese Energieauflösung wird in die Analyse eingebaut, indem die Energie eines gemessenen Teilchens als gaußverteilt um seinen wahren Wert angenommen wird. Der Mittelwert ist dementsprechend die von PYTHIA 8 angegebene Energie des Teilchens und die Standardabweichung berechnet sich zu

$$\sigma_{dev} = \sqrt{1,68^2 + \frac{11,27^2}{E} + \frac{4,838^2}{E^2} \cdot \frac{E}{100}}.$$
 [A<sup>+</sup>10a] (12)

Der Faktor 100 wird eingeführt, weil die Standardabweichung im Performance Report als Prozentzahl angegeben wird. Für diese Parametrisierung wurde das EMCal Modul einem Teilchenstrahl bekannter Energie ausgesetzt  $[A^+10a]$ .

Da die Auflösung die Werte für die invarianten Massen lediglich nach links oder rechts verschiebt, sollte sich die Standardabweichung  $\Gamma$  des Spektrums ändern, der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , integriert über das ganze Spektrum, aber gleich bleiben.

Die leichte Verbreiterung des Signals ist in Abbildung 15 zu sehen. Die Werte aus der



Abbildung 15: Der Einfluss der Energieauflösung im Bereich des Peaks.

Betrachtung des Elektronenspektrums

 $\sigma = 8.194 \,\mathrm{pb}$   $\mu = 89.81 \,\mathrm{GeV}$   $\Gamma = 4.509 \,\mathrm{GeV}$ 

zeigen jedoch ein anderes Bild. Der Verbreiterung des Spektrums von  $\approx 3.2\%$  ist nicht außergewöhnlich groß im Vergleich zu den Schwankungen in den verschiedenen Messungen. Das ist gut, da dies bedeutet, dass die Energieauflösung keinen großen Effekt auf das Spektrum hat.

Problematisch ist der Wirkungsquerschnitt, welcher sich um ebenfalls 3.2% verringert hat. Da sich die Anzahl der detektierten Teilchen nicht geändert hat und diese nur anders verteilt sind im Spektrum, dürfte das physikalisch betrachtet nicht passieren. Es ist nicht genau klar, wodurch der Wirkungsquerschnitt verloren geht, beziehungsweise wo die Teilchen verloren gehen. Eine Betrachtung der Over- und Underflow-Bins in PYTHIA, da dort eventuell eine große Anzahl an Teilchen hereingerutscht ist, hat ebenfalls keine Erklärung geliefert.

## 5.1.5 TPC

Der entscheidende Vorteil der TPC im Vergleich zum EMCal ist seine große Akzeptanz, es umschließt den Kollisionspunkt und kann für eine Pseudorapidität von  $|\eta| < 0,9$  im vollen Azimut Teilchen detektieren. Der Nachteil ist jedoch, dass es, wie in Abbildung 6 zu sehen, keine gute Elektronenidentifikation für hohe  $p_T$  besitzt. Die Abfrage innerhalb der Simulation, ob das Teilchen ein Elektron oder Positron ist, darf also streng genommen nicht vorgenommen werden. In dieser Sektion wird diese Tatsache vorerst außer Acht gelassen und untersucht, was für Ergebnisse die TPC mit Elektronenidentifikation liefern würde.



Abbildung 16: Links: In schwarz das von der TPC aufgenommene Elektronenspektrum, in rot der kombinatorische Hintergrund. Rechts: Das mit Hilfe des simulierten Hintergrunds bereinigte Spektrum.

Die Elektronenspektren in Abbildung 16 und 17 unterscheiden sich in ihrer Form nicht von den von EMCal und DCal aufgenommenen Spektren in Abbildung 13 und 14. Der einzige Unterschied liegt auf den ersten Blick darin, dass der Peak für die TPC um ungefähr eine Größenordnung über EMCal und DCal liegt. Das spiegelt sich auch in den



Abbildung 17: Links: In schwarz das von der TPC aufgenommene Elektronenspektrum, in rot der QCD Hintergrund. Rechts: Der QCD Hintergrund verbunden mit dem Spektrum.

aufgenommenen Werten aus dem bereinigten Spektrum wieder, mit

 $\sigma = 63.34 \,\mathrm{pb}$   $\mu = 89.804 \,\mathrm{GeV}$   $\Gamma = 4.316\,33 \,\mathrm{GeV}.$ 

Der Wirkungsquerschnitt ist hier zwar um etwa 0.6% größer als in Tabelle 1, das kann aber mit statistischen Fluktuationen erklärt werden und müsste sich mit höherer Statistik wieder ausgleichen.

Eine Lösung für die schlechte Elektronenidentifikation der TPC für hohe Impulse wäre beispielsweise, die TPC zusammen mit dem Transition Radiation Detector (TRD) zu verwenden [And04].

## **5.1.6** *p*<sub>*T*</sub>**-Cut bei** 20 GeV

Beim Zerfall des  $Z^0$  wird die Energie aufgrund seines geringen Impulses in den meisten Fällen vorzugsweise gleichmäßig zwischen den beiden Zerfallsprodukten aufgeteilt, das Elektron und Positron sollten also eine Energie und, aufgrund ihrer verschwindenden Masse, auch einen Impuls von  $\approx 45 \text{ GeV}$  besitzen. Für andere Teilchen mit einem durchschnittlich größeren Impuls als dem des  $Z^0$ , ist die Asymmetrie in der Energieaufteilung zwischen den Zerfallsprodukten dementsprechend auch größer. Diese Tatsache kann genutzt werden, um die Elektronen aus dem Zerfall des  $Z^0$ -Bosons von anderen Elektronen zu trennen. Es wird in PYTHIA 8, zusätzlich zur Akzeptanz der TPC, eine Selektion nach  $p_T$  vorgenommen und nur Teilchen mit  $p_T > 20 \text{ GeV}$  werden akzeptiert. Da die Zerfallsprodukte des  $Z^0$  im Großteil der Fälle über dieser Energie liegen, sollte der Einschnitt kaum Auswirkungen auf die Ausbeute an  $Z^0$ -Bosonen haben. Währenddessen



Abbildung 18: Links: In schwarz das von der TPC aufgenommene Elektronenspektrum mit der Bedingung  $p_T > 20 \text{ GeV}$ , in rot der kombinatorische Hintergrund. Rechts: Das mit Hilfe des simulierten Hintergrunds bereinigte Spektrum.



Abbildung 19: Links: In schwarz das von der TPC aufgenommene Elektronenspektrum mit der Bedingung  $p_T > 20 \,\text{GeV}$ , in rot der QCD Hintergrund. Rechts: Der QCD Hintergrund verbunden mit dem Spektrum.

sollte ein Großteil des Hintergrunds im niederenergetischen Bereich, wo statistisch gesehen die meisten Ereignisse auftreten, weggeschnitten werden. Da der Hintergrund bei der Kombination nur von Elektronen und Positronen von Grund auf schon fast vernachlässigbar klein ist, hat der  $p_T$ -Cut kaum Auswirkungen, wird der Vollständigkeit halber

aber kurz in den Abbildungen 18 und 19 dargestellt mit den Werten

 $\sigma = 60.19 \,\mathrm{pb}$   $\mu = 89.81 \,\mathrm{GeV}$   $\Gamma = 4.286 \,\mathrm{GeV}.$ 

Interessant wird der Einschnitt in das Spektrum, wenn anstelle der Elektronen und Positronen alle geladenen Teilchen kombiniert werden. Wie im nächsten Kapitel zu sehen sein wird, ist der kombinatorische und QCD Hintergrund beträchtlich, sodass es Sinn macht, zu versuchen, diesen über Verfahren wie den  $p_T$ -Cut zu verringern.

## 5.2 Kombination aller geladenen Teilchen

Vor allem für Detektoren wie der TPC ist es sinnvoll zu untersuchen, wie sich das Spektrum verändert, wenn nicht mehr nur Elektronen und Positronen miteinander kombiniert werden, sondern alle geladenen Teilchen. Verschiedene Detektoren haben verschiedene Einsatzgebiete, zum Beispiel wird die TPC hauptsächlich zum Tracking benutzt und für hohe Impulse nicht mehr zur Teilchenidentifikation, diese Aufgabe würde ein anderer Detektor wie das EMCal oder der TRD übernehmen. Zusätzlich zur TPC wird auch hier die Detektion mit Hilfe des EMCal und DCal untersucht, auch wenn diese eigentlich eine gute Elektronenidentifikation besitzen. Da die Identität des Teilchens im EMCal über das Verhältnis von Impuls und Energie des Teilchens bestimmt wird, benutzt man das EMCal oft in Kombination mit einem vorgeschalteten Tracking-Detektor, wie zum Beispiel der TPC. In diesem Abschnitt würde also die Ausbeute des EMCal ohne vorhergehende Impulsrekonstruktion durch einen anderen Detektor untersucht werden.

Der Unterschied in der Vorgehensweise der Simulation im Gegensatz zur Detektion von Elektronen und Positronen ist nicht groß: Anstelle der Speicherung von Elektronen- und Positronen-Indizes in zwei verschiedenen Vektoren, wird nun der Index jedes geladenen Teilchens in einem einzigen Vektor gespeichert. Jedes Vektorelement wird nun mit jedem Vektorelement kombiniert, wobei darauf geachtet werden muss, dass keine Kombinationen doppelt gezählt werden.

Da alle geladenen Teilchen miteinander kombiniert werden, müssen nun auch die anderen Zerfallskanäle des  $Z^0$  betrachtet werden. Den größten Anteil macht der Zerfall in Hadronen aus, welcher aber durch die invariante Massen Bedingung nicht mit in den Peak einfließt. Das Gleiche gilt für Neutrinos, welche 20 % der Zerfälle ausmachen aber nicht detektiert werden können, sowie für den Zerfall in Tauonen, welche zerfallen, bevor sie detektiert werden können. Lediglich der Zerfall in Myonen muss miteinbezogen werden, welcher den gemessenen Wirkungsquerschnitt verdoppelt, da der Zerfall in Elektron und Myon die gleiche Wahrscheinlichkeit besitzt.

Betrachtet man nun analog zu Abschnitt 5.1 die Kombination der Teilchen ohne Einschränkung der Akzeptanz, also einen fiktiven Detektor, welcher den Kollisionspunkt komplett umschließt, ergibt sich ein Bild wie in Abbildung 20. Selbst nach Abzug der Fit Funktion 11 ist kein Signal zu erkennen, welches sich signifikant vom Hintergrund



Abbildung 20: Die invariante Masse der Kombinationen allergeladenen Teilchen. In rot ist die Fit Funktionen zu sehen, der Ausschnitt unten zeigt das Ergebnis nach Abzug des Fits. Es wird die volle geometrische Akzeptanz für die Produktion eines  $Z^0$ -Bosons betrachtet.

abhebt. Man könnte zwar auf ein Signal auf Höhe der Masse des  $Z^0$ -Bosons spekulieren, das Signal ist dafür jedoch im Vergleich zum Hintergrundsignal viel zu klein, um eine eindeutige Aussage zu treffen.

## 5.2.1 EMCal und DCal

Im Vergleich zur Kombination von Elektronen und Positronen entsteht durch die Vielzahl an geladenen Teilchen natürlich ein sehr großer kombinatorischer Hintergrund. In Abbildung 21 sieht man, dass sich der Hintergrund jetzt nicht mehr nur über den niederenergetischen Bereich sondern über das komplette Spektrum spannt. In der Tat hebt sich das Spektrum außerhalb eines Bereichs von ungefähr  $\pm 15$  GeV um den Mittelpunkt kaum vom Hintergrund ab, die Ausläufer des Peaks verschwinden quasi vollständig aufgrund der Größe des Hintergrunds. Diese Tatsache ist vor allem bei Beschreibung des Hintergrunds durch eine Funktion wie in Abbildung 22 wichtig, da der Wirkungsquerschnitt durch die ebenfalls abgeschnittenen Ausläufer des Peaks geringer werden könnte. Der Grund, warum sich das Ergebnis durch die eingeschränkte Akzeptanz verbessert hat,



Abbildung 21: Links: In schwarz das mit dem EMCal und DCal aufgenommene Spektrum der Kombinationen aller geladenen Teilchen, in rot der kombinatorische Hintergrund. Rechts: Das mit Hilfe des simulierten Hintergrunds bereinigte Spektrum.



Abbildung 22: Links: In schwarz das mit dem EMCal und DCal aufgenommene Spektrum der Kombinationen aller geladenen Teilchen, in rot ein Fit nach Funktion 11. Rechts: Das mit Hilfe des Fits bereinigte Spektrum.

lässt sich damit erklären, dass viel weniger falsche Kombinationen produziert werden. Da die Detektoren gegenüber installiert sind, wird in den meisten Fällen, falls ein Elektron oder Positron detektiert wird, auch sein Partner detektiert. Ein Großteil der falschen Kombinationen wird jedoch jetzt nicht mehr in das Spektrum aufgenommen. Das heißt, dass die richtige Kombination, also das Elektron-Positron-Paar aus dem Zerfall eines  $Z^0$ -Bosons, einen, relativ zur Anzahl der Kombinationen insgesamt gesehen, größeren Anteil ausmachen und sich der Peak deswegen sehr viel deutlicher vom Hintergrund abheben kann.



Abbildung 23: Links: In schwarz das mit dem EMCal und DCal aufgenommene Spektrum der Kombinationen aller geladenen Teilchen, in rot der QCD Hintergrund. Rechts: Der QCD Hintergrund verbunden mit dem Spektrum.

	$\sigma ~[{ m pb}]$	$m_Z \; [\text{GeV}]$	$\Gamma$ [GeV]
Simulierter Hintergrund	$15,\!69$	90.05	4.181
Fit	$16,98\pm0,09$	$90,03\pm0,01$	$4,298\pm0,011$

Tabelle 3: Ergebnisse für die Messung mit EMCal und DCal

Das Spektrum wurde über einen simulierten Hintergrund wie in Abbildung 21 und einen Fit wie in Abbildung 22 bereinigt. Der Vergleich des Wirkungsquerschnitts aus Tabelle 3 zeigt, dass der Fit den Hintergrund wahrscheinlich nicht ausreichend abgeschnitten hat, da der Wirkungsquerschnitt um ungefähr 8 % zu groß ist.

Als Letztes wird noch die Auswirkung eines QCD Hintergrunds auf das Spektrum untersucht. Dieser liegt nach Abbildung 23 selbst auf Höhe des Peaks eine Größenordnung über dem Spektrum. Addiert man den QCD Hintergrund dazu, wie in der Abbildung rechts, ist das Signal nicht mehr zu erkennen und komplett im Hintergrund verschwunden. Hier müssten demnach zusätzliche Maßnahmen zur Verringerung des Hintergrunds vorgenommen werden.

## 5.2.2 TPC

Im Gegensatz zum EMCal und DCal, ist die Betrachtung aller geladenen Teilchen für die TPC aufgrund der schlechten Teilchenidentifikation für große  $p_T$ , wie in Abbildung 6 zu erkennen, erforderlich. Im Vergleich zur Messung von Elektronen und Positronen ist der Hintergrund, zu sehen in Abbildung 24 und 25, sowohl auf Grundlage der falschen Kombinationen, als auch der QCD, um ein Beträchtliches größer. Der QCD Hintergrund



Abbildung 24: Links: In schwarz das mit der TPC aufgenommene Spektrum der Kombinationen aller geladenen Teilchen, in rot der kombinatorische Hintergrund. Rechts: Das mit Hilfe des simulierten Hintergrunds bereinigte Spektrum.

ist erneut zu groß, um das Signal durch diesen hindurch noch erkennen zu können. Im nächsten Abschnitt wird untersucht, ob sich das Ergebnis durch einen Mindestwert für das  $p_T$  geladener Teilchen verbessert.

Zusätzlich zur Bereinigung des Spektrums über einen simulierten Hintergrund wie in Abbildung 24 wird das Spektrum erneut über die übliche Funktion angefittet, zu sehen in Abbildung 26. Die Ergebnisse für die beiden Verfahren sind in Tabelle 4 einzusehen.

	$\sigma$ [pb]	$m_Z \; [\text{GeV}]$	$\Gamma \ [\text{GeV}]$		
Simulierter Hintergrund	125,2	90,07	4,183		
Fit	$114,7\pm3,4$	$90,19\pm0,06$	$3,962\pm0,124$		

Tabelle 4: Ergebnisse für die TPC

Der Wirkungsquerschnitt für den simulierten Hintergrund wurde im Bereich von 50 - 300 GeV gemessen, da er sich durch Fluktuationen des Spektrums im niederenergetischen



Abbildung 25: Links: In schwarz das mit der TPC aufgenommene Spektrum der Kombinationen aller geladenen Teilchen, in rot der QCD Hintergrund. Rechts: Der QCD Hintergrund verbunden mit dem Spektrum.



Abbildung 26: Links: In schwarz das mit der TPC aufgenommene Spektrum der Kombinationen aller geladenen Teilchen, in rot der Fit nach Funktion 11. Rechts: Das mit Hilfe des Fits bereinigte Spektrum.

Bereich nicht stabil verhält. Beispielsweise ergäbe eine Betrachtung des Bereichs 0 – 300 GeV einen negativen Wert und der Bereich 20 - 300 GeV einen Wirkungsquerschnitt, der kleiner ist als für 50 - 300 GeV. Hier wurde anscheinend zu viel durch den simulierten Hintergrund abgezogen, sodass zu viele Werte in negative Bereiche gerückt sind. Durch eine höhere Statistik könnte dieses Problem vermutlich behoben werden.

Der Hintergrund wurde außerdem im Bereich von 48, 50 und 52 - 170 GeV angefittet, wodurch sich die in Tabelle 4 zu sehenden Fehler ergeben.



**5.2.3 TPC mit**  $p_T > 20 \,\text{GeV}$  und  $p_T > 35 \,\text{GeV}$ 

Abbildung 27: Links: In schwarz das mit der TPC aufgenommene Spektrum der Kombinationen aller geladenen Teilchen, in rot der kombinatorische Hintergrund. Rechts: Das mit Hilfe des simulierten Hintergrunds bereinigte Spektrum. Oben für  $p_T > 20 \text{ GeV}$  und unten für  $p_T > 35 \text{ GeV}$ .

Im Folgenden wird die Veränderung des Spektrum betrachtet, wenn die Bedingung eingeführt wird, dass Teilchen nur oberhalb eines Mindest-Transversalimpulses als mögliche Zerfallsprodukte des  $Z^0$ -Bosons akzeptiert werden. Im Gegensatz zur vorherigen Betrachtung in Abbildung 18 ist der Hintergrund nun groß genug, dass der Einschnitt in das Spektrum Auswirkungen auf das Ergebnis haben könnte. In Abbildung 27 wird der Unterschied zwischen dem Cut bei 20 GeV und 35 GeV dargestellt. Je höher die Grenze gewählt wird, desto mehr wird natürlich auch vom eigentlich gesuchten Signal abgeschnitten. Bei einer Grenze von 35 GeV werden  $Z^0$ -Bosonen unterhalb von 70 GeV dementsprechend nicht aufgelöst. Nach den Ergebnissen für die ideale Messung in Tabelle 2 gehen damit ungefähr 4% des Wirkungsquerschnitts verloren, für  $p_T > 20$  GeV jedoch nicht mal 1%.



Abbildung 28: Links: In schwarz das mit der TPC aufgenommene Spektrum der Kombinationen aller geladenen Teilchen, in rot der QCD Hintergrund. Rechts: Der QCD Hintergrund verbunden mit dem Spektrum. Oben für  $p_T > 20$  GeV und unten für  $p_T > 35$  GeV.

Auf den ersten Blick hat der  $p_T$ -Cut, wie schon erwartet, einen großen Anteil des niederenergetischen Hintergrunds weggeschnitten. Wie groß die Wirkung des Einschnitts auf die  $Z^0$ -Ausbeute ist, zeigt sich beim Vergleich der Werte aus Tabelle 5 mit den Ergebnissen für die TPC in Tabelle 4.

Tabelle 5: Ergebnisse für die TPC mit  $p_T>20\,{\rm GeV}$  und  $p_T>35\,{\rm GeV}$ 

	$\sigma$ [pb]	$m_Z$ [GeV]	$\Gamma$ [GeV]
$p_T > 20 \mathrm{GeV}$	122,4	90,07	4,180
$p_T > 35 \mathrm{GeV}$	87,73	90.65	3.643

Während für  $p_T > 20 \text{ GeV}$  lediglich  $\approx 2\%$  des Wirkungsquerschnitts verloren gehen, steigt dieser Wert auf  $\approx 29\%$  für  $p_T > 20 \text{ GeV}$ . Bei Betrachtung des QCD Hintergrunds in Abbildung 28 ist der Peak für  $p_T > 35 \text{ GeV}$ , wenn auch sehr klein, jetzt deutlich erkennbar. Die Linie bei  $\approx 35 \text{ GeV}$  zeigt, dass sich der Peak außerdem auch im gesuchten Bereich befindet.

## 6 Diskussion und Ausblick

Im Allgemeinen wird die Produktion des  $Z^{0}$ - und  $W^{\pm}$ -Boson untersucht, um beispielsweise die Partonenverteilungsfunktion (PDF) der kollidierenden Nukleonen oder den Hintergrund in Messungen des Higgs-Bosons genauer zu erforschen [SD14]. Dazu eignen sich jedoch andere Detektoren als ALICE mehr, wie zum Beispiel, aufgrund ihrer höheren Luminosität, CMS oder ATLAS. Hier wird die Produktion der beiden Bosonen vorwiegend zur Vorbereitung der Messung des nuclear modification factors  $R_{AA}$  genutzt. In dieser Arbeit wurde der Elektronenzerfallskanal für mittlere Rapidität untersucht, eine Messung die innerhalb von ALICE noch nicht durchgeführt wurde.

Mit Hilfe der Kalorimeter und Tracking Detektoren in ALICE wurden zwei Extremfälle betrachtet:

(1) Der Detektor besitzt eine perfekte Elektronenidentifikation und kann jedes gemessene Elektron auch als solches identifizieren.

(2) Der Detektor besitzt keine Elektronenidentifikation, kann aber dafür in einem größeren Bereich Teilchen detektieren.

Wenn es in einem späteren Schritt zu den realen Detektoren geht, können die hier simulierten Extremfälle zu Hilfe genommen werden, um die Spektren zu untersuchen. Es wurden außerdem verschiedene Effekte realer Detektoren eingebaut, wie die tracking efficiency oder die Energieauflösung des EMCal, und versucht mit einem Einschnitt in das niederenergetische Spektrum über eine Mindest- $p_T$ -Bedingung den Hintergrund der Messung zu verringern. Für zukünftige Messungen könnten weitere Maßnahmen getroffen werden, um den Hintergrund zu verringern, beispielsweise eine Untersuchung der Isolation detektierter Teilchen, um Elektronen aus Teilchenjets herauszufiltern, da diese natürlich in der Umgebung vieler anderer geladener Teilchen vorkommen und damit sehr viel weniger isoliert sind als die Elektronen aus dem  $Z^0$ -Zerfall. Ebenso kann, um die Elektronenidentifikation der TPC zu verbessern, der Transition Radiation Detector (TRD) herangezogen werden. Dadurch würde die große Akzeptanz der TPC mit der Elektronenidentifikation des TRD kombiniert werden.

Ebenfalls wurde bisher nicht der Fall betrachtet, dass ein hochenergetisches Photon den elektromagnetischen Schauer im EMCal auslöst. Um ein solches Hintergrundsignal zu unterdrücken, könnte man das Track-matching einbauen, bei dem den vom EMCal detektierten Teilchen eine Spur im Tracking Detektor zugeordnet wird. Da das Photon ungeladen ist, hinterlässt es dementsprechend keine Spur und kann durch diese Methode herausselektiert werden. In dieser Arbeit wurde weniger auf die Genauigkeit der gemessenen Größen Wert gelegt, sondern vielmehr ein Grundgerüst für die Messung des  $Z^0$ -Bosons über den Elektronenzerfallskanal aufgebaut. Um genauere Ergebnisse zu erhalten, sollte ein anderer Eventgenerator als PYTHIA 8 verwendet werden, wie zum Beispiel POWHEG [A<sup>+</sup>08]. POWHEG nutzt next-to-leading order statt leading order Berechnungen, was zu einem Anstieg des Wirkungsquerschnitts um 20 % und einer leicht veränderten Verteilung der invarianten Masse führt. Ähnlich zum  $Z^0$ -Boson kann auch das  $W^{\pm}$ -Boson untersucht werden, jedoch nicht über eine Analyse der invarianten Masse, da das  $W^{\pm}$  nur in ein Elektron und Neutrino zerfällt. Aufgrund der fehlenden invarianten Masse Bedingung ist der Hintergrund in dieser Messung sehr groß und es müssten andere Maßnahmen getroffen werden, wie zum Beispiel der oben angesprochene Isolation Cut, um das Signal aus dem Spektrum hervorzuheben.

# Literatur

- [A<sup>+</sup>83] ARNISON, Gu.a.: Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c2 at the CERN SPS collider. In: *Physics Letters B* 126 (1983), Nr. 5, S. 398–410
- [A<sup>+</sup>08] ALIOLI, Simone u. a.: NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG. In: *Journal of High Energy Physics* 2008 (2008), Nr. 07, S. 060
- [A<sup>+</sup>10a] ABEYSEKARA, U u. a.: ALICE EMCal physics performance report. 2010. Forschungsbericht
- [A<sup>+</sup>10b] ALLEN, J u. a.: ALICE DCal: An Addendum to the EMCal Technical Design Report Di-Jet and Hadron-Jet correlation measurements in ALICE / ALICE-TDR-014-add-1. 2010. – Forschungsbericht
- [AEC<sup>+</sup>10] ALICE EMCAL COLLABORATION, Rene B. t. u. a.: ALICE EMCal Physics Performance Report. In: arXiv preprint arXiv:1008.0413 (2010)
- [And04] ANDRONIC, A: Electron identification performance with ALICE TRD prototypes. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 522 (2004), Nr. 1-2, S. 40–44
- [B+83] BAGNAIA, Po u. a.: Evidence for  $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$  at the CERN  $p\bar{p}$  collider. In: Phys. Lett. B 129 (1983), Nr. CERN-EP-83-112, S. 130–140
- [BR96] BRUN, Rene ; RADEMAKERS, Fons: ROOT An Object Oriented Data Analysis Framework. 1996. – Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81-86. See also http://root.cern.ch/
- [c<sup>+</sup>15a] COLLABORATION, ALICE u. a.: Measurement of charged jet production cross sections and nuclear modification in p–Pb collisions at. In: *Physics Letters B* 749 (2015), S. 68–81
- [c<sup>+</sup>15b] COLLABORATION, ALICE u. a.: Measurement of jet suppression in central Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. In: *Physics Letters B* 746 (2015), S. 1–14

- [C<sup>+</sup>15c] COLLABORATION, CMS u. a.: Study of Z production in PbPb and pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV in the dimuon and dielectron decay channels. (2015)
- [C<sup>+</sup>16] COLLABORATION, Alice u. a.: W and Z boson production in p-Pb collisions at  $\sqrt{s} = 5.02$  TeV. In: arXiv preprint arXiv:1611.03002 (2016)
- [C<sup>+</sup>17] COLLABORATION, ALICE u. a.: Measurement of  $Z^0$ -boson production at large rapidities in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s} = 5.02$  TeV. In: *arXiv preprint ar-Xiv:1711.10753* (2017)
- [CKB] CHRISTIAN KLEIN-BÖSING, Johannes W.: Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions: Quarks, Gluons and the Quark-Gluon Plasma. – Folien zur Vorlesung im Sommersemester 2016 an der WWU Münster
- [Col00] Combination procedure for the precise determination of Z boson parameters from results of the LEP experiments. (2000)
- [Haa15] HAAKE, Rüdiger: Measurement of charged jets in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \,\text{TeV}$  with the ALICE detector, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, dissertation, 2015. https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik\_kp/agwessels/thesis\_db/ag\_wessels/haake\_2015\_dissertation.pdf
- [Hei14] Heide, Markus: Measurement of Semi-Electronic Beauty-Hadron Decays viatheirImpact Parameter in p-pCollisions inALI-Wilhelms-Universität Westfälische Münster, dissertation, 2014.CE,https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik\_kp/ agwessels/thesis\_db/ag\_wessels/heide\_2014\_dissertation.pdf
- [HJ00] HEINZ, Ulrich ; JACOB, Maurice: Evidence for a new state of matter: An assessment of the results from the CERN lead beam programme. In: *arXiv* preprint nucl-th/0002042 (2000)
- [Kle15] KLEINKNECHT, Konrad: Detektoren fuer teilchenstrahlung. Springer-Verlag, 2015
- [Lef08] LEFEVRE, Christiane: The CERN accelerator complex. 2008. Forschungsbericht
- [P+06] POVH u. a.: Teilchen und Kerne: eine Einführung in die physikalischen Konzepte. Springer-Verlag, 2006
- [P<sup>+</sup>17] PASECHNIK u.a.: Phenomenological Review on Quark-Gluon Plasma: Concepts vs. Observations. In: Universe 3 (2017), Nr. 1, S. 7

- [PG<sup>+</sup>16] PATRIGNANI, C ; GROUP, Particle D. u. a.: Review of particle physics. In: Chinese physics C 40 (2016), Nr. 10, S. 100001
- [Pop] POPPENBORG, Hendrik: private communication
- [QW16] QIN, Guang-You ; WANG, Xin-Nian: Jet quenching in high-energy heavy-ion collisions. In: *Quark–Gluon Plasma 5*. World Scientific, 2016, S. 309–372
- [S<sup>+</sup>15] SJÖSTRAND, Torbjörn u. a.: An introduction to PYTHIA 8.2. In: Computer physics communications 191 (2015), S. 159–177
- [Sas] SASSO, Gran: LHC.
- [SD14] SCHOTT, Matthias ; DUNFORD, Monica: Review of single vector boson production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. In: The European Physical Journal C 74 (2014), Nr. 7, S. 2916
- [SMS08] SJÖSTRAND, Torbjörn ; MRENNA, Stephen ; SKANDS, Peter: A brief introduction to PYTHIA 8.1. In: Computer Physics Communications 178 (2008), Nr. 11, S. 852–867
- [Tho13] THOMSON, Mark: Modern particle physics. Cambridge University Press, 2013