

Optimierung der Berechnung des Neutrinoimpulses für Polarisationsstudien

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

vorgelegt von

HELENA PFÜTZER
geboren am 30.03.1999 in PITTSBURGH

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Physik
Bereich Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2019

Eingereicht am 17. Juni 2019

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

Zusammenfassung

Zusammenfassung

Es werden WZ-Streuereignisse mit leptonisch zerfallenden Vektorbosonen betrachtet. Für Polarisationsstudien des W-Bosons muss der Impuls des bei diesen Zerfällen entstandenen Neutrinos berechnet werden, da der Impuls des W-Bosons vollständig rekonstruiert werden muss. Neutrinos können, weil sie nur schwach wechselwirken, bei Teilchenbeschleuniger-Experimenten wie dem ATLAS-Detektor am LHC üblicherweise nicht zuverlässig detektiert werden. Ihr Impuls kann daher nur durch die Anwendung von Erhaltungssätzen bestimmt werden. Diese führen auf eine quadratische Gleichung, die normalerweise zwei Lösungen hat, von der eine ausgewählt werden muss. Diese Arbeit beschäftigt sich unter anderem mit Möglichkeiten zur Lösungsauswahl.

Es werden Simulationen des ATLAS-Detektors verwendet, um die Berechnungsformeln zu überprüfen.

Für einige Ereignisse sind die Lösungen komplexe Zahlen, aber es stellt sich heraus, dass es genügt, dann nur der Realteil der Lösung zu verwenden. Für die Ereignisse mit reellen Lösungen sind die Minimierung des Neutrinoimpulses oder der invarianten Masse von $W+Z$ gute Kriterien zur Auswahl der richtigen Lösung.

Abstract

WZ-scattering processes are considered. For polarization studies of the W boson the momentum of the neutrino has to be calculated in order to completely reconstruct the W boson. Neutrinos cannot be detected in common experimental setups in particle colliders, such as the ATLAS detector employed at the LHC. As they only interact via the weak force, their momentum can only be deduced from conservation laws. They lead to a quadratic equation, which usually has two solutions, one of which has to be selected. This thesis deals amongst other things with methods to select a solution.

Simulations of the ATLAS detector are used to check the calculation formulas.

For some events the solutions are complex numbers; but it turns out that in these cases it is sufficient to use only the real part of the solution. For the events with a real solution the minimization of the neutrino momentum or of the invariant mass of $W+Z$ are good criteria to select the right solution.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1	Vektorbosonenstreuung	3
3	Large Hadron Collider und ATLAS-Detektor	5
4	Monte-Carlo-Simulationen	7
5	Berechnung des Neutrinoimpulses	9
5.1	Berechnungsmethode	9
5.2	Anwendung auf ein WZ-Sample	10
5.2.1	Komplexe Lösungen	10
5.2.2	Reelle Lösungen	11
5.2.2.1	Validierung	12
5.2.2.2	Auswahl der Lösung anhand der invarianten Masse von $W+Z$	12
5.2.2.3	Minimierung der berechneten z-Komponenten der Neutrino- und W-Impulse	13
5.2.3	Ursachen der Abweichungen vom wahren Wert	16
5.2.3.1	Rekonstruktion im Detektor	16
5.2.3.2	Leptonen-Zuordnung	16
5.2.3.3	Lösungsauswahl	18
6	Zusammenfassung	21
7	Literaturverzeichnis	23

1 Einleitung

W- und Z-Bosonen sind die Vermittlungsteilchen der schwachen Wechselwirkung. Diese können gemäß dem Standardmodell aneinander streuen. Dies wurde 2019 im ATLAS-Detektor entdeckt und im CMS-Detektor beobachtet. [1] Darum ist es wichtig, diesen Prozess genauer zu vermessen.

Es werden leptonisch zerfallene Vektorbosonen betrachtet, weil Leptonen in Protonenkollisions-Experimenten deutlich seltener vorkommen als Quarkjets und leptonische Zerfälle daher leichter von Prozessen mit ähnlichem Endzustand unterschieden werden können. Bei leptonischen Zerfällen von W-Bosonen entstehen Neutrinos.

Für Polarisationsstudien muss der Impuls des W-Bosons vollständig rekonstruiert werden.

Neutrinos können, weil sie nur schwach wechselwirken, bei Teilchenbeschleuniger-Experimenten nicht zuverlässig detektiert werden. Nur durch die Anwendung von Erhaltungssätzen kann daher ihr Vorhandensein in einer Reaktion festgestellt und ihr Impuls bestimmt werden. X- und y-Komponente sind aufgrund der Impulserhaltung bekannt. Energieerhaltung führt für die z-Komponente auf eine quadratische Gleichung, die normalerweise zwei mathematische Lösungen hat, von der physikalisch nur eine richtig ist. Diese Arbeit beschäftigt sich unter anderem mit Möglichkeiten zur Auswahl der korrekten Lösung.

Es werden in dieser Arbeit Simulationen des ATLAS-Detektors verwendet, um die Berechnungsformeln zu überprüfen.

Dabei werden zwei verschiedene Methoden zur Auswahl der richtigen Lösung sowie die Problematik komplexer Lösungen betrachtet und die Ursachen von Abweichungen untersucht.

2 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik macht Aussagen darüber, wie Teilchen unter dem Einfluss der elektromagnetischen, der starken und der schwachen Kraft wechselwirken. Es ist bisher sehr erfolgreich und hat beispielsweise das Higgs-Teilchen vorhergesagt, welches 2012 entdeckt wurde. [3]

2.1 Vektorbosonenstreuung

Vektorbosonenstreuung von W- und Z-Bosonen wird ebenfalls vom Standardmodell vorhergesagt und wurde kürzlich entdeckt [1] und soll nun genauer vermessen werden.

Eine der dabei oft betrachteten Variablen ist die Polarisierung. Für Polarisationsstudien wird der komplette Impuls des W-Bosons benötigt.

Vektorbosonenstreuung kann verwendet werden, um nach Resonanzen zu suchen. Die invariante Masse von $W+Z$ wird dabei genutzt, um Limits auf Resonanzen zu setzen. [4]

3 Large Hadron Collider und ATLAS-Detektor

Der Large Hadron Collider (LHC) ist ein Teilchenbeschleuniger in der Nähe von Genf, in dem Protonen auf eine Schwerpunktsenergie von bis zu 14 TeV beschleunigt werden. Es handelt sich um einen Ringbeschleuniger mit einem Umfang von 26,7 km. [5]

Es befinden sich an vier verschiedenen Stellen des LHC ein Protonenkollisionspunkt mit einem Detektor. Einer davon ist der ATLAS-Detektor.

Dieser ist so konstruiert, dass er einen möglichst großen Raumwinkel abdeckt und soll möglichst alle entstandenen Teilchen detektieren.

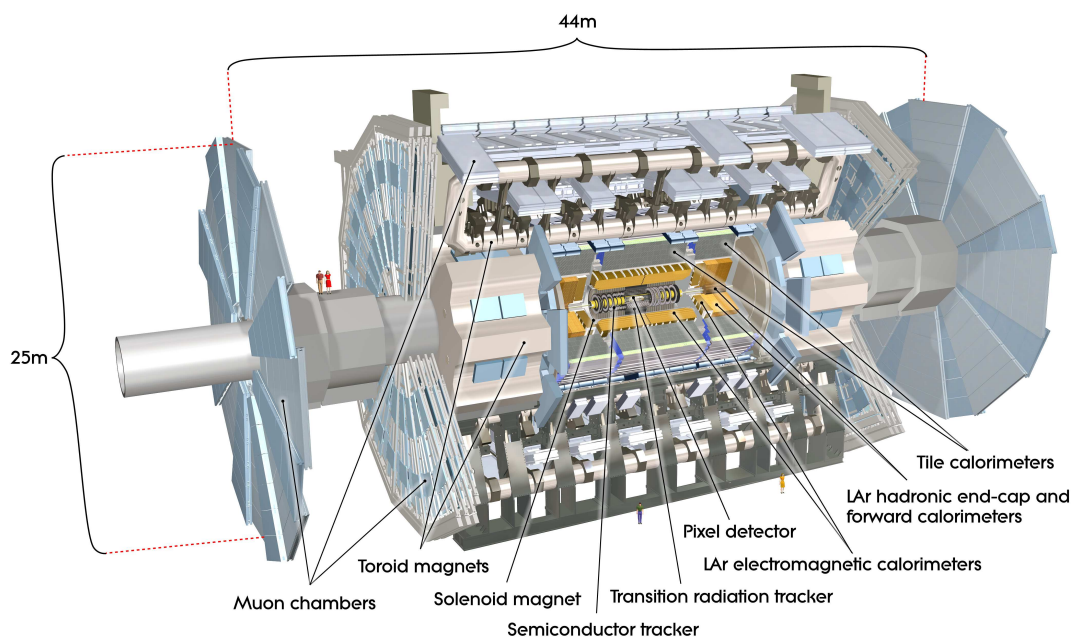


Abbildung 3.1: ATLAS-Detektor [6]

Abbildung 3.1 ist eine schematische Darstellung des ATLAS-Detektors.

Innen befindet sich der Spurdetektor, der von einem Solenoid-Magnet umgeben ist. Der Impuls elektrisch geladener Teilchen kann hier mithilfe der Spurkrümmung bestimmt werden.

Darum herum sind elektromagnetische Kalorimeter aus flüssigem Argon und Hadronenkalorimeter aus Szintillatoren. Dort kann die Energie von leichten, elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen bzw. von Hadronen gemessen werden, indem die Energie vollständig an das Kalorimeter abgegeben wird.

Außen befinden sich Myonendetektoren und Toroid-Magneten. Das Prinzip ist hier dasselbe wie im inneren Spurdetektor. Es werden allerdings nur Myonen detektiert, weil diese die einzigen geladenen Teilchen sind, die nicht im Kalorimeter gestoppt wurden.

Somit werden fast alle Teilchen detektiert bis auf Neutrinos. Diese hinterlassen in keiner der Detektorkomponenten ein Signal, weil sie elektrisch neutral sind und ihr totaler Wirkungsquerschnitt mit Materie zu gering ist. Die x- und y-Komponente des Gesamtimpulses aller Neutrinos kann allerdings durch Impulserhaltung bestimmt werden, weil die Impulse aller anderen entstandenen Teilchen bekannt sind und die Gesamtimpulse in x-Richtung und in y-Richtung 0 sein müssen. (Die z-Komponente kann so nicht bestimmt werden, weil der Anfangsimpuls in diese Richtung nicht bekannt ist.)

4 Monte-Carlo-Simulationen

Es sollen Vorhersagen über die Quantenfeldtheorie gemacht werden. Weil diese keine exakten Ergebnisse liefert, werden störungstheoretische Berechnungen durchgeführt. Diese liefern aber Integrale, die nicht analytisch lösbar sind und darum numerisch gelöst werden müssen.

Daher wird auf Simulationen einzelner Ereignisse zurückgegriffen. Es gibt hierfür verschiedene Eventgeneratoren.

In dieser Arbeit wurde zur Simulation Powheg verwendet.

Es werden Protonenkollisionen simuliert, bei denen Vektorbosonen entstehen.

Dann wird die Messung im Detektor simuliert, wobei Detektoreffekte dazu führen, dass Impulse und Energien möglicherweise ungenau bestimmt werden.

Zu jedem simulierten Ereignis sind daher jeweils die Informationen vor (truth-level) und nach der Detektorsimulation (reco-level) verfügbar.

5 Berechnung des Neutrinoimpulses

In diesem Kapitel wird zunächst eine Formel für die Berechnung der z-Komponente des Neutrinoimpulses hergeleitet und diese anschließend auf ein simuliertes WZ-Sample angewendet. Die in Abschnitt 5.1 hergeleitete Formel gibt die zwei (mathematischen) Lösungen einer quadratischen Gleichung für $p_{\nu,z}$ an. Abschnitt 5.2 beschäftigt sich mit Möglichkeiten zur Auswahl der physikalisch richtigen Lösung sowie dem Problem, dass die quadratische Gleichung manchmal keine (reellen) Lösungen hat. Außerdem werden mögliche Ursachen für Ungenauigkeiten untersucht.

5.1 Berechnungsmethode

Aufgrund der Energieerhaltung ist die invariante Masse des W-Bosons m_W gleich der invarianten Masse der Zerfallssprodukte $m_{\ell+\nu}$. Es wird angenommen, dass das W-Boson on-shell ist. Damit gilt:

$$\begin{aligned} (80,379 \text{ GeV})^2 &= m_W^2 = m_{\ell+\nu}^2 = \begin{pmatrix} E_\ell + E_\nu \\ \vec{p}_\ell + \vec{p}_\nu \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_\ell + E_\nu \\ -\vec{p}_\ell - \vec{p}_\nu \end{pmatrix} \\ &= m_\ell^2 + 2 \begin{pmatrix} E_\ell \\ \vec{p}_\ell \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_\nu \\ -\vec{p}_\nu \end{pmatrix} + m_\nu^2 \approx 2(E_\ell E_\nu - \vec{p}_\ell \cdot \vec{p}_\nu) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Bei der letzten Umformung wurden die Massen des Neutrinos und des Leptons als vernachlässigbar angenommen.

Für den Transversalimpuls $p_{\nu,T}$ des Neutrinos ($\vec{p}_\nu = \begin{pmatrix} p_{\nu,T} \\ p_{\nu,z} \end{pmatrix}$) kann gemäß der Impulserhaltung der fehlende Transversalimpuls eingesetzt werden.

5.1 lässt sich in eine quadratische Gleichung für $p_{\nu,z}$ umformen:

$$p_{\ell,T}^2 \cdot p_{\nu,z}^2 - p_{\ell,z} \cdot (2p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + m_W^2) \cdot p_{\nu,z} + p_{\nu,T}^2 \cdot p_\ell^2 - (p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + \frac{m_W^2}{2})^2 = 0 \quad (5.2)$$

In der allgemeinen Form entspricht dies

$$a \cdot x^2 - b \cdot x + c = 0 \quad (5.3)$$

mit

$$x = p_{\nu,z}, \quad (5.4)$$

$$a = p_{\ell,T}^2, \quad (5.5)$$

$$b = p_{\ell,z} \cdot (2p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + m_W^2), \quad (5.6)$$

$$c = p_{\nu,T}^2 \cdot p_{\ell}^2 - (p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + \frac{m_W^2}{2})^2. \quad (5.7)$$

Die Lösung einer allgemeinen quadratischen Gleichung lautet:

$$x_{1/2} = \frac{b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2 \cdot a} \quad (5.8)$$

Bei Einsetzen der oben genannten Werte ergibt sich:

$$x_{1/2} = \frac{p_{\ell,z} \cdot (2p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + m_W^2)}{2 \cdot p_{\ell,T}^2} \pm \frac{\sqrt{(p_{\ell,z} \cdot (2p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + m_W^2))^2 - 4p_{\ell,T}^2(p_{\nu,T}^2 \cdot p_{\ell}^2 - (p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + \frac{m_W^2}{2})^2)}}{2 \cdot p_{\ell,T}^2} \quad (5.9)$$

Die Diskriminante

$$b^2 - 4ac = (p_{\ell,z} \cdot (2p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + m_W^2))^2 - 4p_{\ell,T}^2(p_{\nu,T}^2 \cdot p_{\ell}^2 - (p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + \frac{m_W^2}{2})^2) \quad (5.10)$$

entscheidet, wie viele Lösungen die Gleichung besitzt. Bei einer positiven Diskriminante hat die Gleichung zwei Lösungen, von der eine ausgewählt werden muss, bei einer negativen keine.

5.2 Anwendung auf ein WZ-Sample

Die Formel (5.9) aus dem vorherigen Abschnitt soll nun auf ein konkretes Sample (eine Sammlung von Ereignissen, die mit Powheg simuliert wurden (siehe Kapitel 4)) angewendet werden. Da die Berechnung des Neutrinoimpulses für Untersuchungen von Vektorbosonenstreuung benötigt werden, werden WZ-Ereignisse verwendet.

Zur Erstellung von Histogrammen wurde das Common Analysis Framework verwendet. [9]

In diesem Abschnitt werden zuerst komplexe und dann reelle Lösungen sowie die Abweichungen dieser vom wahren Wert für $p_{\nu,z}$ betrachtet.

5.2.1 Komplexe Lösungen

Im Fall einer negativen Diskriminante (5.10) besitzt die Gleichung (5.2) keine reellen Lösungen. Ein möglicher Ansatz besteht in diesem Fall, die Diskriminante zu ignorieren und nur den

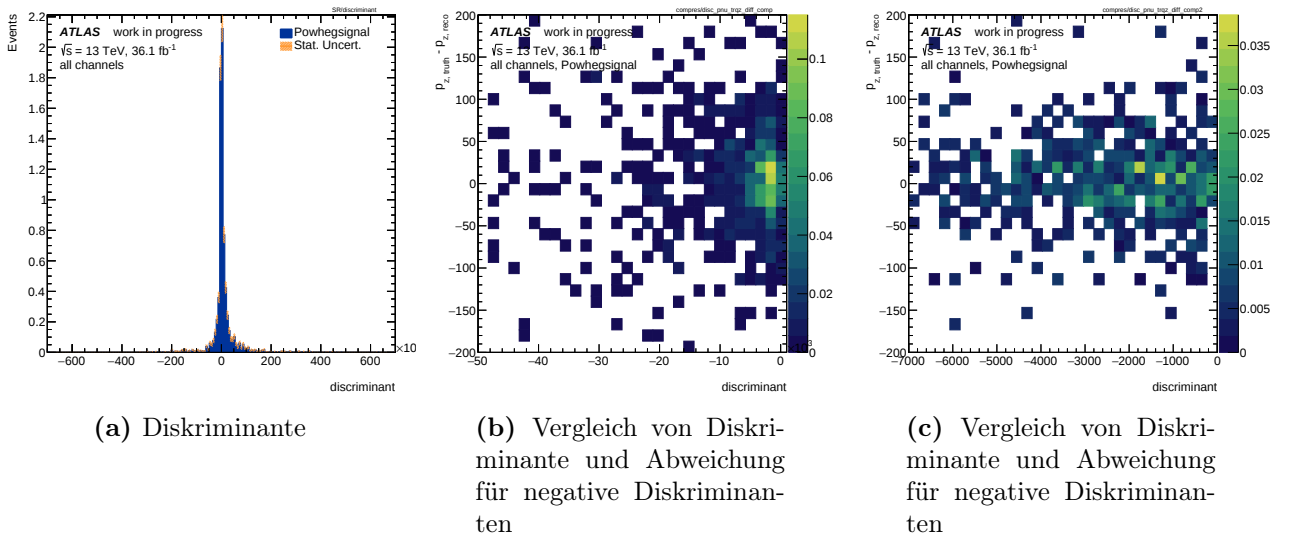


Abbildung 5.1: Diskriminante

Realteil

$$\frac{b}{2a} = \frac{p_{\ell,z} \cdot (2p_{\ell,T} \cdot p_{\nu,T} + m_W^2)}{2 \cdot p_{\ell,T}^2} \quad (5.11)$$

der (komplexen) Lösung zu verwenden.

Abbildung 5.1a zeigt die Verteilung der Diskriminante für alle Ereignisse. Etwa ein Drittel aller Ereignisse haben eine negative Diskriminante.

In Abbildung 5.1b ist für Ereignisse mit negativer Diskriminante die Differenz zwischen dem wahren und dem errechneten $p_{\nu,z}$ gegen die Diskriminante aufgetragen. Abbildung 5.1c zeigt einen kleineren Ausschnitt von Abbildung 5.1b. Es ist in der Graphik keine Korrelation zu erkennen. Das bedeutet, dass es anscheinend keinen Grund gibt, die Diskriminante in diesem Fall für die Lösungsfindung zu verwenden. Nullsetzen der Diskriminante ist also legitim.

5.2.2 Reelle Lösungen

Im Fall einer positiven Diskriminante (5.10) besitzt die Gleichung (5.2) zwei Lösungen.

Abbildung 5.2 zeigt die Abweichungen der Plus- und der Minuslösung vom wahren Wert. Für die meisten Ereignisse ist eine der beiden Lösungen (die physikalisch korrekte) eindeutig besser als die andere. Es ist also wichtig, einen Algorithmus zu finden, mit dem sich die bessere Lösung zuverlässig auswählen lässt.

In diesem Abschnitt wird zuerst die mathematische Richtigkeit der Lösungen verifiziert und dann verschiedene Algorithmen zur Lösungsauswahl getestet.

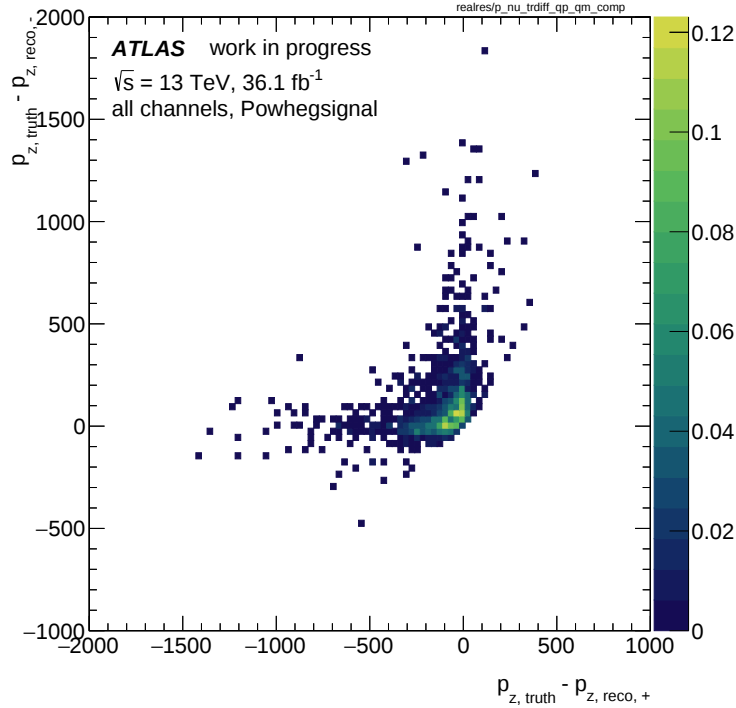


Abbildung 5.2: Vergleich von Plus- und Minus-Lösung

5.2.2.1 Validierung

Alle Lösungen der quadratischen Gleichung (5.2) für $p_{\nu,z}$ sollten die Bedingung (5.1) ($m_W = 80,379$ GeV) erfüllen. Dies ist, wie Abbildung 5.3 zeigt, erfüllt: Dargestellt ist die W-Masse, die mithilfe des berechneten Neutrinoimpulses berechnet wurde. Für alle Ereignisse liegt die berechnete W-Masse bei 80 GeV, was bedeutet, dass die Gleichung richtig gelöst wurde. (Für diese Abbildung wurde jeweils diejenige Lösung ausgewählt, die den kleineren Absolutbetrag hat.)

5.2.2.2 Auswahl der Lösung anhand der invarianten Masse von W+Z

In Abbildung 5.4 ist jeweils die Lösung ausgewählt, die den kleineren Wert für die invariante Masse von W+Z ergibt. Zum Vergleich ist in Abbildung 5.5 die Lösung mit der größeren invarianten Masse dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Ergebnisse für Minimierung besser sind als für Maximierung.

Abbildung 5.6 zeigt die Verteilung der wahren invarianten Masse von W+Z. Da der Peak der Verteilung etwa bei 250 GeV liegt, erscheint es günstig, die Lösung auszuwählen, die diejenige invariante Masse ergibt, die näher an 250 GeV liegt. Dieser Ansatz ist in Abbildung 5.7 verwirklicht. Ein Vergleich von Abbildung 5.4 und Abbildung 5.7 ergibt allerdings, dass dieser Ansatz dem vorherigen nicht überlegen ist.

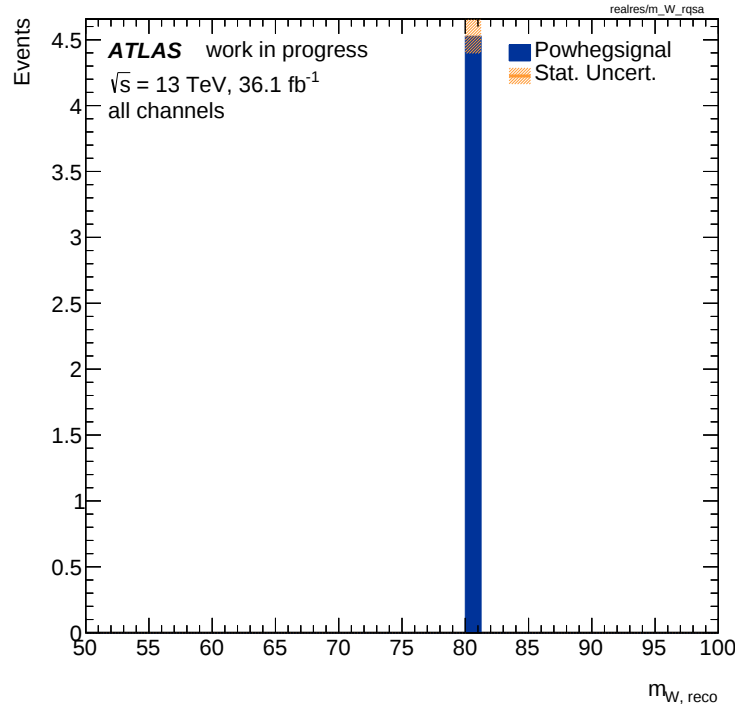


Abbildung 5.3: $m_{W, reco}$, Probe für korrekte Umstellung der Gleichung

5.2.2.3 Minimierung der berechneten z-Komponenten der Neutrino- und W-Impulse

Abbildung 5.8a zeigt die Lösung, die den kleineren Absolutbetrag für $p_{W,z}$ ergibt. In Abbildung 5.8b ist die Lösung zu sehen, die den Absolutbetrag von $p_{\nu,z}$ minimiert. Offensichtlich sind beide Histogramme identisch, was bedeutet, dass beide Algorithmen immer die gleiche Lösung auswählen.

Die Ursache dafür sieht man in Abbildung 5.8c. Dort sind der Term $\frac{b}{2a}$ (siehe (5.11)) und $p_{\ell,z}$ eingetragen. Diese haben offenbar immer das gleiche Vorzeichen.

Das Vorzeichen von $\frac{b}{2a}$ bestimmt, welche der beiden Lösungen den kleineren Absolutbetrag hat: Für $\frac{b}{2a} < 0$ ist es die Pluslösung, für $\frac{b}{2a} > 0$ die Minuslösung. Wegen

$$p_{\nu,z} + p_{\ell,z} = p_{W,z} \quad (5.12)$$

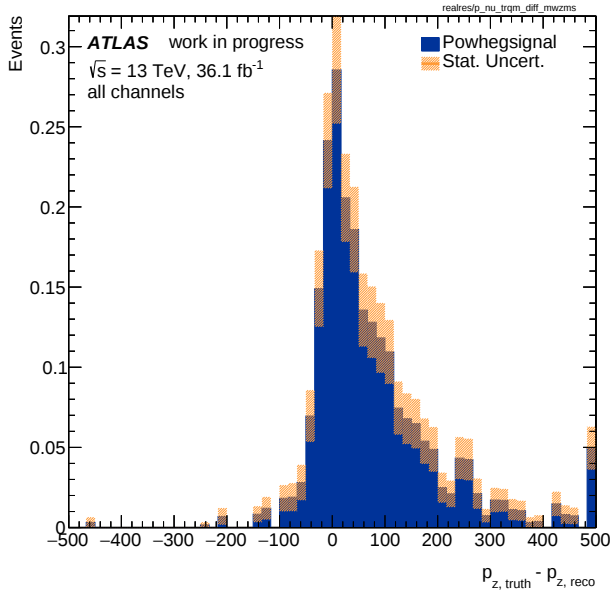
gilt das gleiche für $\frac{b}{2a} + p_{\ell,z}$ und den Absolutbetrag von $p_{W,z}$.

$p_{\ell,z}$ hat daher nur dann einen Einfluss auf die Lösungsauswahl, wenn die Vorzeichen von $\frac{b}{2a}$ und $p_{\ell,z}$ unterschiedlich sind. Wenn sie gleich sind, hat $p_{\ell,z}$ keinen Einfluss.

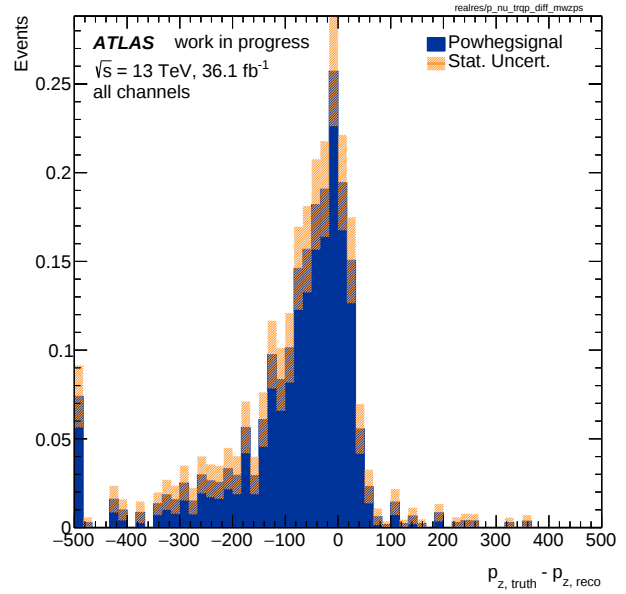
Aus Gleichung (5.11) folgt, dass dies dann der Fall ist, wenn

$$(2\vec{p}_{\ell,T} \cdot \vec{p}_{\nu,T} + m_W^2) \geq 0 \quad (\text{mit } m_W = 80,379 \text{ GeV}) \quad (5.13)$$

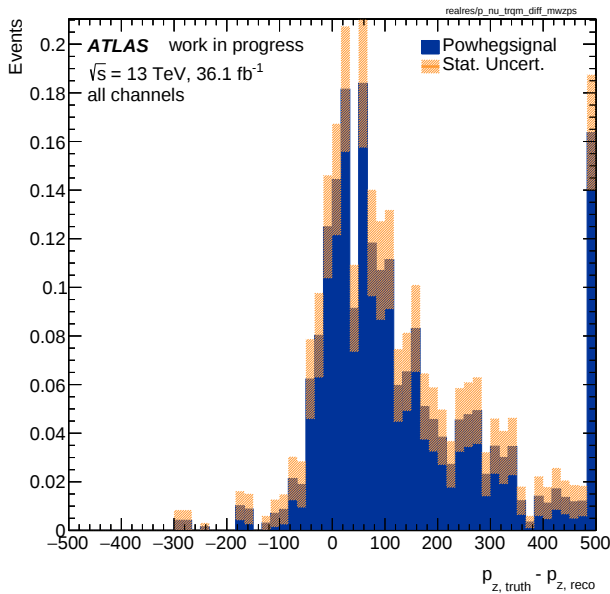
erfüllt ist.



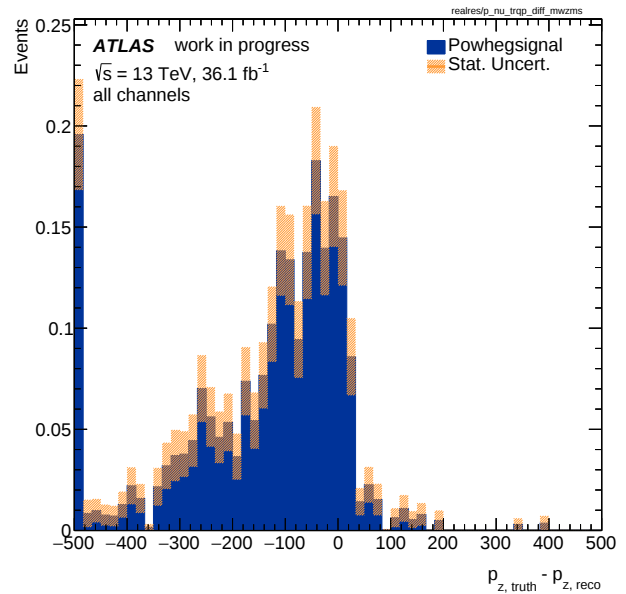
(a) Minus-Lösung



(b) Plus-Lösung

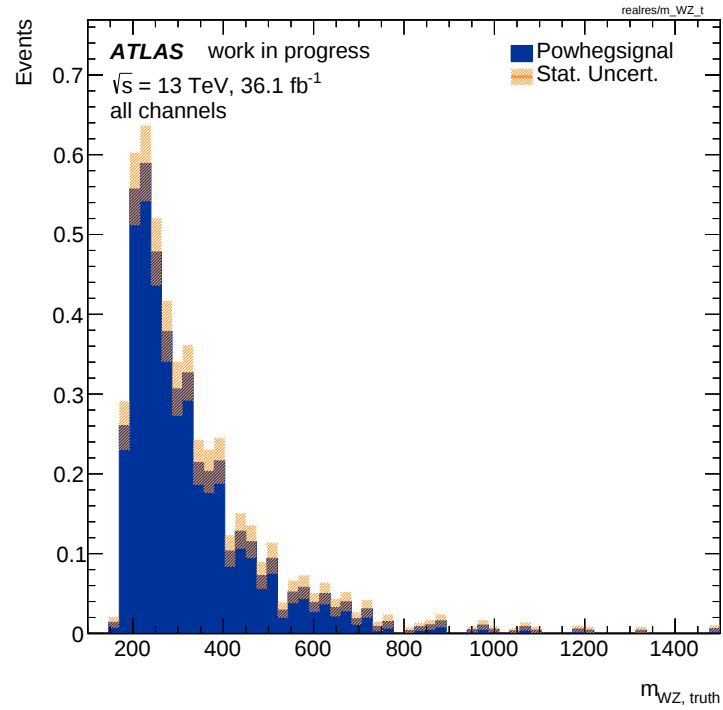
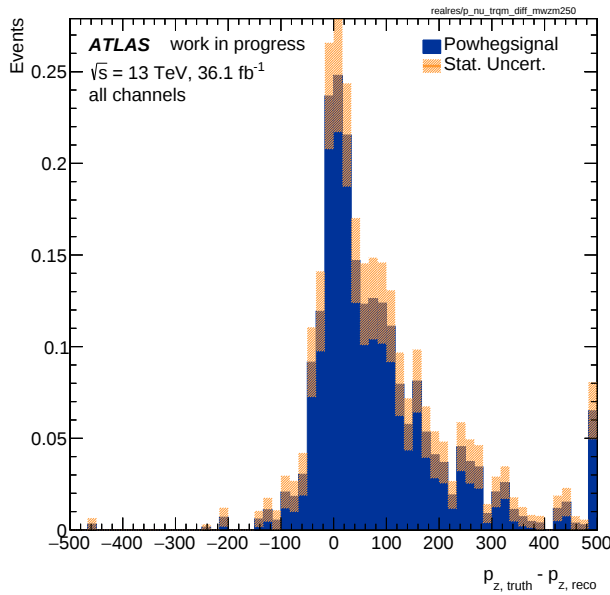
Abbildung 5.4: quadratische Lösung mit kleinerem Wert für m_{WZ} ausgewählt

(a) Minus-Lösung

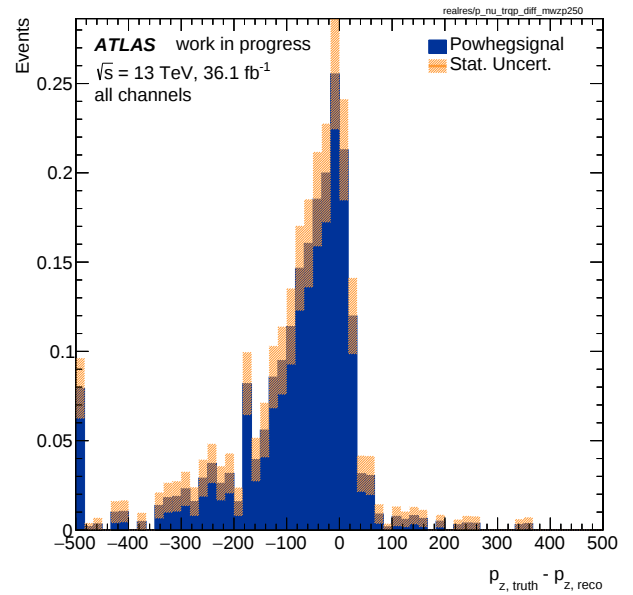


(b) Plus-Lösung

Abbildung 5.5: quadratische Lösung mit größerem Wert für m_{WZ} ausgewählt

Abbildung 5.6: $m_{WZ, \text{truth}}$ 

(a) Minus-Lösung



(b) Plus-Lösung

Abbildung 5.7: quadratische Lösung mit kleinerer Differenz von m_{WZ} zu 250 GeV ausgewählt

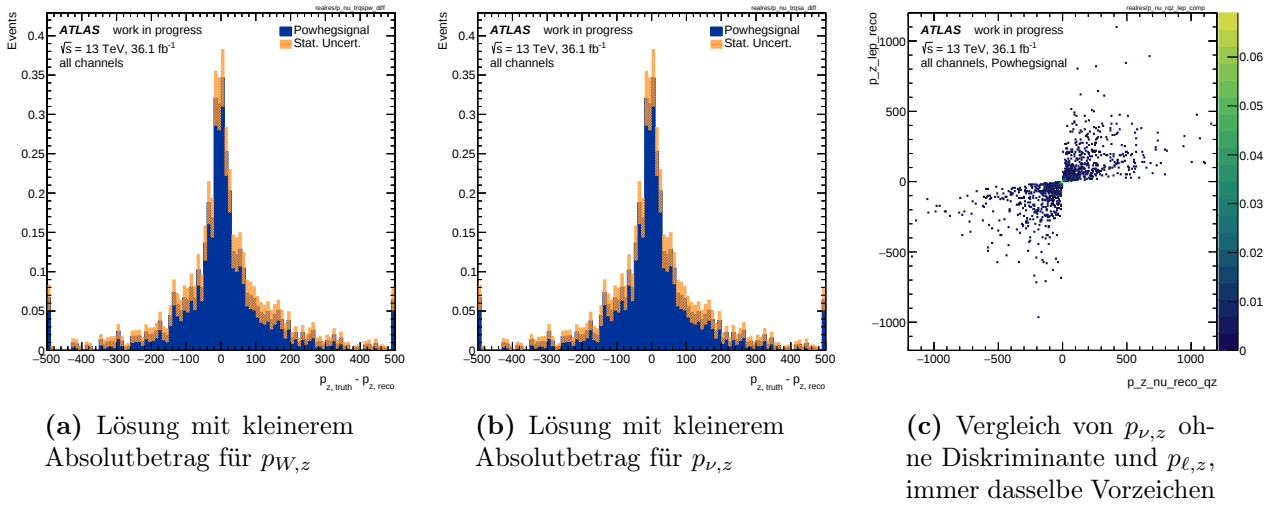


Abbildung 5.8: quadratische Lösung mit kleinerem Absolutbetrag für $p_{W,z}$ ausgewählt

5.2.3 Ursachen der Abweichungen vom wahren Wert

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Frage, woher die Abweichungen der Ergebnisse stammen.

5.2.3.1 Rekonstruktion im Detektor

Um verschiedene Einflüsse zu studieren, wurden die Ergebnisse bei Verwendung der Impulse auf truth-level und auf reco-level miteinander verglichen. Die Abbildungen zeigen jeweils die Minuslösung für alle Ereignisse, bei denen diese näher am wahren Wert liegt, die Pluslösung für alle Ereignisse, bei denen diese näher am wahren Wert liegt, und den Realteil der Lösung für alle Ereignisse mit komplexer Lösung.

In Abbildung 5.9 sind zunächst alle benutzten Impulse auf truth-level. Die Abweichungen sind daher sehr klein, da die einzigen Abweichungen aus der Auswahl falscher Objekte stammen. Bei Abbildung 5.10 wird die rekonstruierte fehlende transversale Energie (MET) benutzt. Die Verteilung ist deutlich breiter.

MET scheint das Neutrino nur ungenau wiederzugeben. Da die MET sich aus der Summe aller anderen Transversalimpulse ergibt, summieren sich auch die Messabweichungen auf. Außerdem können Teilchen, die zufällig nicht detektiert wurden, zu MET beitragen.

In Abbildung 5.11 sind nun alle benutzten Impulse auf reco-level. Die Verwendung des rekonstruierten Leptons hat anscheinend nur einen kleinen Einfluss auf die Ungenauigkeit; die Verbreiterung im Vergleich zu Abbildung 5.10 ist kaum zu erkennen.

5.2.3.2 Leptonen-Zuordnung

Abbildung 5.12 benutzt wie Abbildung 5.9 die wahren Impulse. Allerdings werden hier nur die Kanäle betrachtet, bei denen das Z-Boson in andere Leptonen zerfällt als das W-Boson

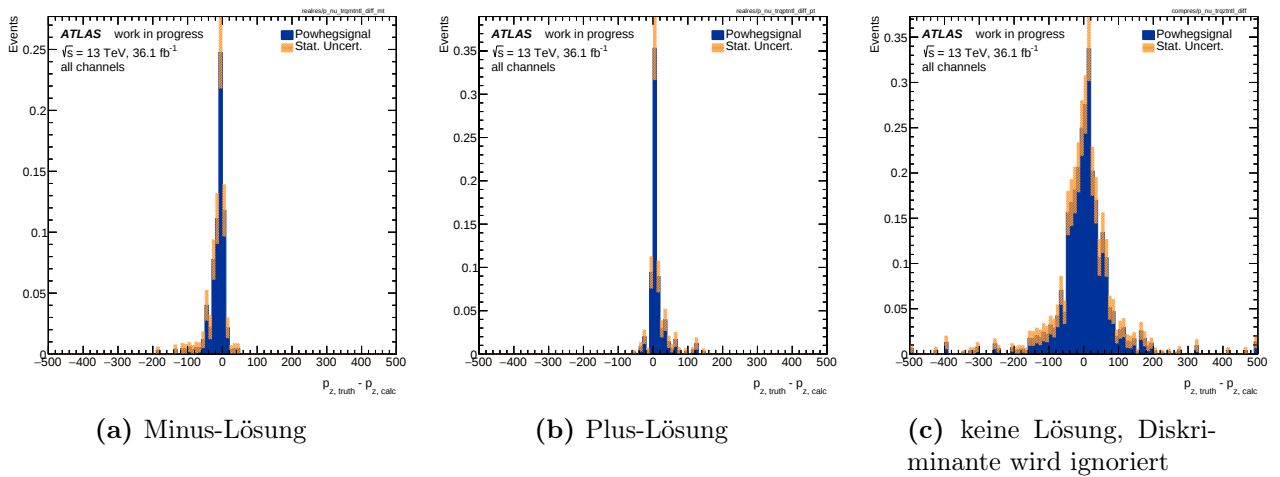


Abbildung 5.9: wahres Neutrino, wahres Lepton, bessere Lösung ausgewählt

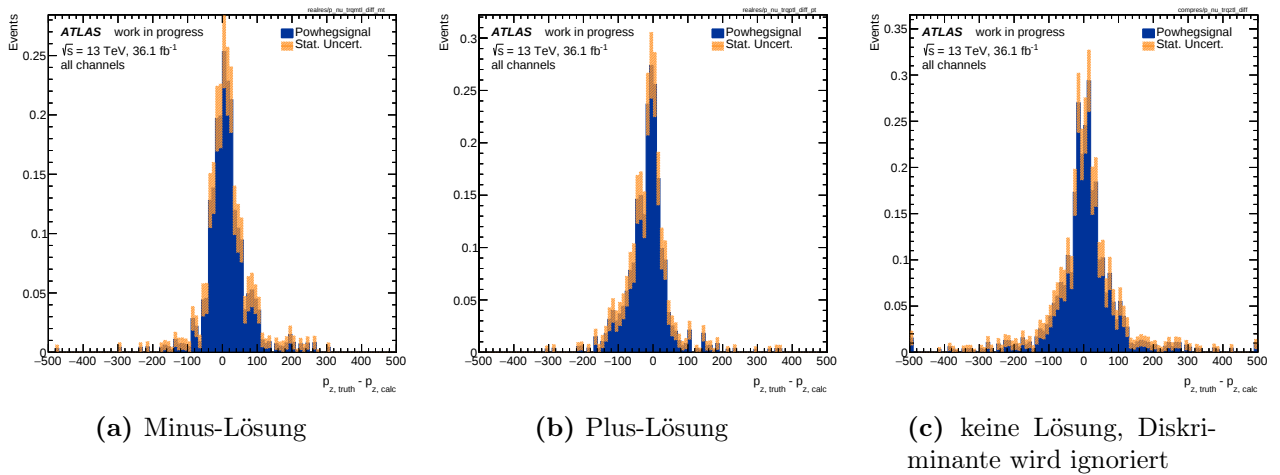


Abbildung 5.10: MET, wahres Lepton, bessere Lösung ausgewählt

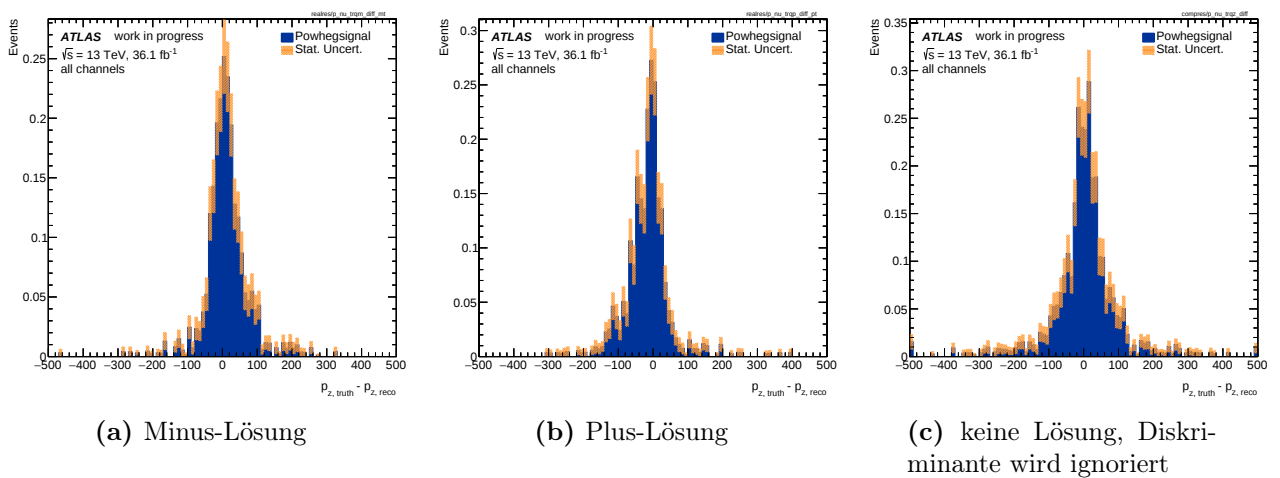


Abbildung 5.11: MET, rekonstruiertes Lepton, bessere Lösung ausgewählt

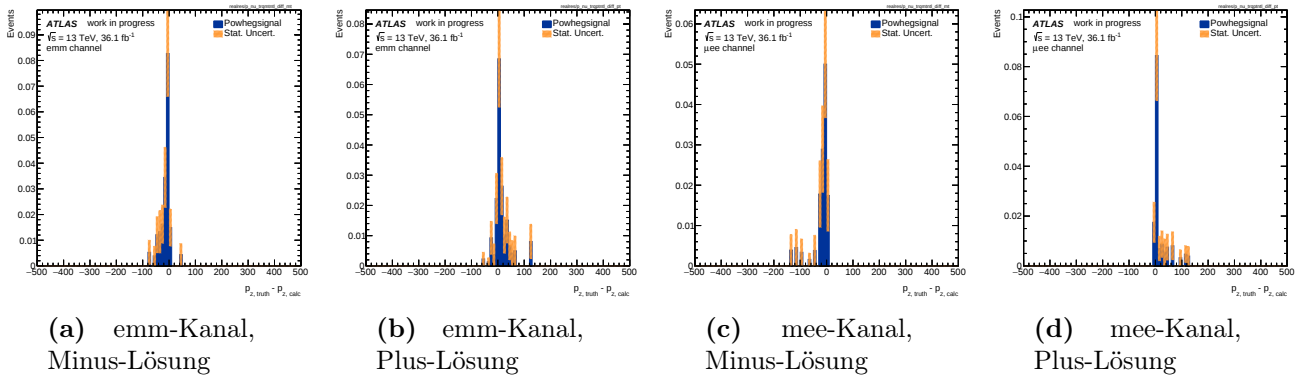


Abbildung 5.12: wahres Neutrino, wahres Lepton, bessere Lösung ausgewählt

($\mu e e$ und $e \mu \mu$), sodass eine falsche Zuordnung der Leptonen zu den jeweiligen Vektorbosonen ausgeschlossen ist. Die Abweichungen im mee-Kanal (Abbildung 5.12c und 5.12d) sind dabei geringer als die im emm-Kanal (Abbildung 5.12a und 5.12b), weil die Zuordnung des einzelnen Myons sicherer ist als die des einzelnen Elektrons.

5.2.3.3 Lösungsauswahl

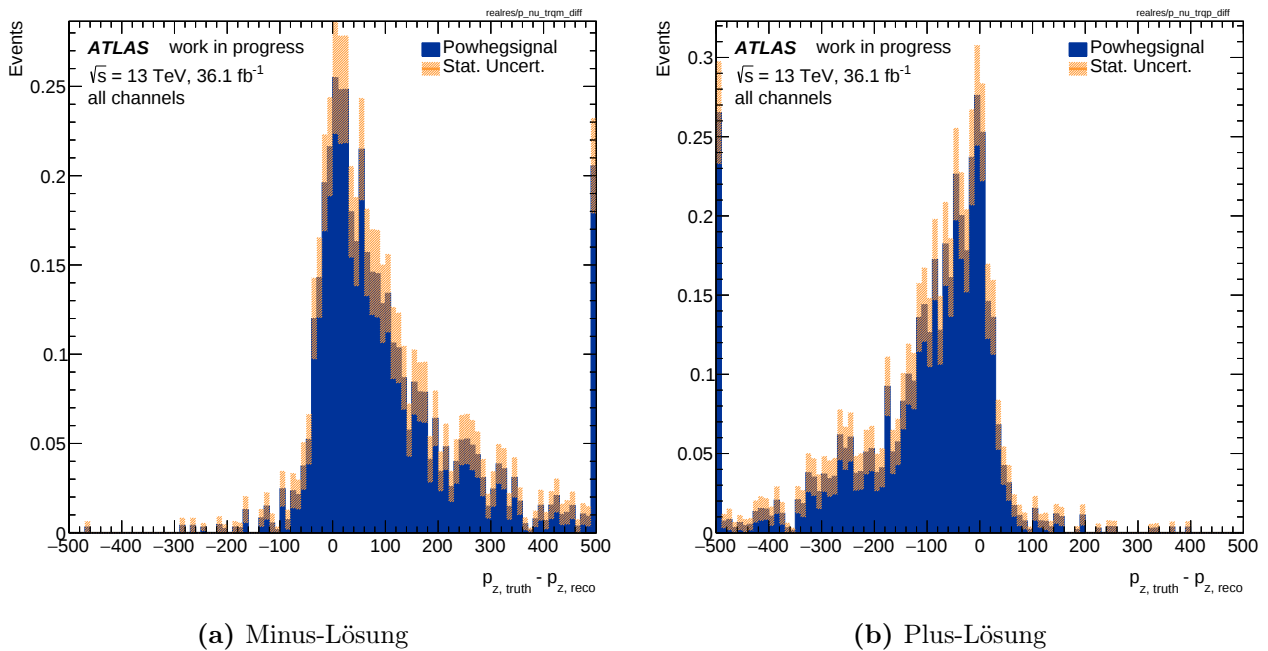


Abbildung 5.13: MET, rekonstruiertes Lepton

In Abbildung 5.13 sind nun die Abweichungen der Plus- und Minuslösungen dargestellt, ohne dass nach der besseren Lösung selektiert wurde. Da dadurch in 50% aller Fälle die falsche Lösung ausgewählt wird, sind die Abweichungen deutlich größer als in Abbildung 5.11. Ein Algorithmus, der die richtige Lösung auswählen kann, kann diese zusätzliche Abweichung

verringern. Beispielsweise sind die Abweichungen in Abbildung 5.8b in Abschnitt 5.2.2.3 und die Abweichungen in Abbildung 5.4 in Abschnitt 5.2.2.2 (Minimierung von m_{W+Z}) kleiner als in Abbildung 5.13 (Minimierung von $|p_{\nu,z}|$), da öfter die richtige Lösung ausgewählt wurde.

6 Zusammenfassung

Es wurde die z-Komponente des Neutrinoimpulses durch die Lösung einer quadratischen Gleichung aus dem Impuls des W-Leptons und dem fehlenden Transversalimpuls berechnet.

Für Ereignisse ohne reelle Lösung kann der Realteil der komplexen Lösung verwendet werden. Die Diskriminante kann dann ignoriert werden, da sie mit der Abweichung zum wahren Impuls unkorreliert ist.

Für Ereignisse mit reeller Lösung muss eine der beiden möglichen Lösungen ausgewählt werden. Dies kann anhand der invarianten Masse von W+Z oder des W-Impulses geschehen. Sowohl die Minimierung von m_{W+Z} als auch die Minimierung von $|p_{\nu,z}|$ bzw. $|p_{W,z}|$ verringern die Abweichungen im Vergleich zu zufälliger Auswahl. Beide Methoden scheinen ungefähr gleich gut zu sein.

Die vorhandenen Abweichungen haben zwei Hauptursachen: Die Verwendung der rekonstruierten MET anstelle des echten Neutrinoimpulses und die Auswahl der falschen Lösung. Letzteres kann durch einen geeigneten Auswahlalgorithmus deutlich verringert werden.

7 Literaturverzeichnis

- [1] The ATLAS Collaboration, Observation of electroweak $W \pm Z$ boson pair production in association with two jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.05.012>, 2019
- [2] Carsten Bittrich, Study of Polarization Fractions in the Scattering of Massive Gauge Bosons $W \pm Z \rightarrow W \pm Z$ with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider, <https://cds.cern.ch/record/2014124>, 2015
- [3] ATLAS Collaboration, Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC, arXiv:1207.7214[hep-ex], 2012
- [4] The ATLAS Collaboration, Search for resonant WZ production in the fullyleptonic final state in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2018.10.021>, 2018
- [5] Lyndon Evans and Philip Bryant, LHC Machine, JINST3S08001, 2008
- [6] The ATLAS Collaboration et al, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST3S08003, 2008
- [7] Paolo Nason, A New Method for Combining NLO QCD with Shower Monte Carlo Algorithms, <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409146>, 2004
- [8] A. Buckley et al, General-purpose event generators for LHC physics, <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.03.005>, 2011
- [9] Analyseframework Common Analysis Framework

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.

Helena Pfützer
Dresden, Juni 2019