



DIPLOMARBEIT

Messung des Transversalimpulsspektrums des
Z-Bosons im myonischen Endzustand mit dem
ATLAS Detektor

vorgelegt von Florian Kiß

Physikalisches Institut, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg
Betreuer: Prof. Dr. Markus Schumacher
Abgabedatum: 07. Juni 2011

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Diplomarbeit selbstständig verfasst und sie noch nicht in dieser oder ähnlicher Form im Rahmen einer anderen Prüfung vorgelegt habe. Ich habe keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet, sowie wörtliche und sinngemäße Zitate als solche gekennzeichnet.

Freiburg, im Juni 2011

Florian Kiß

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Gliederung der Arbeit	2
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.1	Klassifizierung von Elementarteilchen	3
2.1.2	Standardmodell als Eichtheorie	4
2.2	Z-Bosonproduktion in Proton-Proton-Kollisionen	9
2.2.1	Partonniveau	9
2.2.2	Hadronniveau	13
2.3	Ereignisgeneratoren	14
3	Large Hadron Collider und ATLAS Detektor	19
3.1	Large Hadron Collider	19
3.2	ATLAS-Detektor	20
3.2.1	Koordinatensystem	20
3.2.2	Innerer Detektor	21
3.2.3	Kalorimetersystem	22
3.2.4	Myonspektrometer	23
3.2.5	Triggersystem	25
3.3	Datennahme im Jahr 2010	25
4	Ereignisselektion	29
4.1	Simulierte Ereignisse	31
5	Rekonstruktionsgüte des Detektors	33
5.1	Myonrekonstruktionsalgorithmen	33
5.2	Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz von Myonen	35
5.2.1	Effizienzbestimmung mittels Detektorsimulation	35
5.2.2	<i>Tag-and-Probe</i> Methode	36
5.3	Bestimmung der p_T -Skala und p_T -Auflösung von Myonen	39
5.3.1	Definition von Skala und Auflösung	39
5.3.2	Messung mittels Detektorsimulation	40
5.3.3	Datenbasierte Messung	43

5.3.4	Test der Methoden mit simulierten Ereignissen	49
5.3.5	Ergebnisse und Vergleich der Methoden	51
6	Messung der p_T^Z-Verteilung	55
6.1	Definition der Observablen	55
6.2	Ergebnisse der Selektion	56
6.2.1	Korrekturen der MC-Simulation	57
6.3	Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	61
6.3.1	<i>Bin-By-Bin</i> Korrektur	62
6.3.2	Wahl der Binbreiten	65
6.4	Systematische Unsicherheiten	66
6.4.1	Verzerrung aufgrund der <i>Bin-By-Bin</i> Methode	66
6.4.2	Auswertung systematischer Unsicherheiten	67
6.5	Ergebnisse	71
6.6	Anpassung von Parametern in Ereignisgeneratoren	74
6.6.1	Intrinsischer Transversalimpuls im Ereignisgenerator Pythia	74
6.6.2	Intrinsischer Transversalimpuls und p_T^Z -Verteilung	75
7	Zusammenfassung und Ausblick	79

Kapitel 1

Einleitung

Die Entdeckung des Z-Bosons im Jahre 1983 [1,2] war ein Meilenstein auf dem Weg der Etablierung des Standardmodells der Teilchenphysik. An den Experimenten der Teilchenbeschleuniger LEP und SLC konnten daraufhin die Eigenschaften des Z-Bosons mit hoher Präzision vermessen werden [3]. Mit der Inbetriebnahme des Large Hadron Colliders ist ein neuer Energiebereich erschlossen worden, der die Entdeckung des letzten noch unentdeckten Bestandteils des Standardmodells, das Higgs-Boson, und von Physik jenseits des Standardmodells, ermöglichen soll.

Nichtsdestotrotz kommt der Untersuchung der Z-Bosonproduktion am Large Hadron Collider eine erhebliche Bedeutung zu. Der Prozess $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ besitzt dank zweier Leptonen im Endzustand eine klare Signatur und einen sehr geringen Untergrundanteil. Auch ist die Berechnung von höheren Ordnungen der Quantenchromodynamik für diesen Prozess weit fortgeschritten. Der totale Wirkungsquerschnitt für die Z-Bosonproduktion in Proton-Proton-Kollisionen ist mit einer theoretischen Unsicherheit von wenigen Prozent bekannt [4]. Die präzise Messung dieses Wirkungsquerschnitts ermöglicht somit einen Test der perturbativen Quantenchromodynamik. Besonders in einem frühen Stadium des Experiments sind solche Messungen interessant, da Standardmodellprozesse typischerweise Untergründe für die Suche nach neuer Physik darstellen.

Ferner ist die Untersuchung der differentiellen Wirkungsquerschnitte von großem Interesse. Die Rapiditätsverteilung des Z-Bosons besitzt beispielsweise eine hohe Sensitivität auf die Vorhersagen verschiedener Partondichtefunktionen.

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit befasst sich hingegen mit der Messung des Transversalimpulsspektrums des Z-Bosons. Die Kinematik des Prozesses $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ ist durch die Impulserhaltung festgelegt: Der Transversalimpuls des Z-Bosons muss durch den Transversalimpuls des Rückstoßsystems kompensiert werden. Dieser Transversalimpuls resultiert typischerweise aus Abstrahlung von Quarks und Gluonen im Anfangszustand. Die Bestimmung der Eigenschaften des Z-Bosons, geben somit indirekt Aufschluss über diese Prozesse der starken Wechselwirkung.

Das Transversalimpulsspektrum des Z-Bosons in Hadronkollisionen wurde bereits an dem Teilchenbeschleuniger Tevatron bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} =$

1.8 TeV und 1.96 TeV vermessen [5–8]. Eine Messung dieser Größe mit dem ATLAS Detektor kann nun genutzt werden, um die theoretischen Modelle dieser Abstrahlungsvorgänge auf die neuen experimentellen Gegebenheiten am Large Hadron Collider anzupassen. Eine Verbesserung der Modelle ist auch im Hinblick auf die Vorhersage anderer Signalprozesse von Bedeutung.

Der Zerfallskanal $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ kann weiterhin auch dazu genutzt werden, die Rekonstruktionsgüte des ATLAS Detektors zu studieren. So können die Myonenrekonstruktionseffizienz und die Transversalimpulsauflösung und -skala der Myonen detailliert untersucht werden.

1.1 Gliederung der Arbeit

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die Analyse von Daten des ATLAS Detektors am Large Hadron Collider bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV. Dabei ist der Ausgangspunkt der Zerfallskanal $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$. Das Ziel ist, eine Messung des Transversalimpulsspektrums des Z-Bosons durchzuführen. Die Arbeit gliedert sich hierbei wie folgt.

In den Kapiteln 2 und 3 werden die physikalischen Vorbereitungen für die eigentliche Analyse zusammengetragen. Im zweiten Kapitel erfolgt eine Schilderung der theoretischen Grundlagen. Dies beinhaltet eine kurze Zusammenfassung des Standardmodells der Teilchenphysik, einem Abschnitt über die Phänomenologie von Proton-Proton-Kollisionen und einem Exkurs über die Funktionsweise von Ereignisgeneratoren. In Kapitel 3 wird daraufhin das ATLAS-Experiment am Large Hadron Collider vorgestellt.

Die folgenden Kapitel 4, 5 und 6 bilden den Hauptteil der Arbeit. In Kapitel 4 wird die Ereignis Selektion vorgestellt, die in den nächsten beiden Kapiteln verwendet wird. In Kapitel 5 steht die Bestimmung der Rekonstruktionsgüte des ATLAS Detektors in Bezug auf Myonen im Mittelpunkt. In erster Linie wurden Transversalimpulsskala und -auflösung von Myonen, und insbesondere, wie diese Größen in Daten zu bestimmen sind, studiert. Die genaue Kenntnis von Transversalimpulsskala und -auflösung werden unter anderem für eine präzise Messung des Transversalimpulsspektrums des Z-Bosons benötigt. In Kapitel 6 wird daraufhin die Messung der Transversalimpulsverteilung des Z-Bosons vorgestellt. Dort wird auch die Methode der *Bin-By-Bin* Korrekturfaktoren eingeführt, welche verwendet wird, um die gemessene Verteilung zu entfalten. Im Anschluss werden die Ergebnisse der Messung diskutiert und mit theoretischen Vorhersagen verschiedener Ereignisgeneratoren verglichen. In Abschnitt 6.6 wird erläutert, wie diese Messung verwendet werden kann, um Parameter eines Ereignisgenerators abzustimmen.

In Kapitel 7 werden die erhaltenen Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige Studien gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Die bislang beste bekannte theoretische Beschreibung von Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen erfolgt im Standardmodell der Teilchenphysik (SM). Das Verständnis dieser Theorie liefert daher im Besonderen die Grundlage zur Beschreibung der Produktion von Z-Bosonen. Ohne dass der Versuch einer ausführlichen Entwicklung der Theorie unternommen wird, werden in Abschnitt 2.1 einige Eckpunkte des Standardmodells der Teilchenphysik umrissen.

Danach liegt in Abschnitt 2.2 der Schwerpunkt darauf, wie sich die Phänomenologie der Z-Bosonen in Proton-Proton-Kollisionen manifestiert. Insbesondere wird das Transversalimpulsspektrum von Z-Bosonen diskutiert.

Außerdem wird in Abschnitt 2.3 eine kurze Übersicht über die Funktionsweise von Ereignisgeneratoren gegeben. Diese spielen in der Analyse derzeitiger Hochenergieexperimente eine kaum zu überschätzende Rolle.

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist das derzeit erfolgreichste Modell zur physikalischen Beschreibung von Elementarteilchen.¹ Alle heutigen experimentellen Resultate dieses Zweiges der Physik lassen sich im Rahmen des SM erklären. Lediglich die Existenz von Neutrinomassen bleibt darin unberücksichtigt.

Sämtliche bis jetzt entdeckten Bausteine der Materie und Grundkräfte – elektromagnetische, starke und schwache Kraft – können darin eingeordnet werden. Einzig und allein die Gravitation wird innerhalb des SM nicht berücksichtigt. Allerdings spielt diese bei den aktuell in Experimenten der Teilchenphysik zugänglichen Energien eine verschwindend kleine Rolle.

2.1.1 Klassifizierung von Elementarteilchen

Zunächst lassen sich Elementarteilchen nach ihrem Spin klassifizieren. Elementare Bosonen treten im SM als Vermittler der Grundkräfte auf. Diese sind Photon (γ), W^\pm - und Z-Bosonen und Gluonen (g). Diese besitzen jeweils Spin 1.

¹Wenn von „elementar“ die Rede ist, meint man in der Regel „ohne weitere Substruktur“.

Quarks	I	I_3	Y	$Q = I_3 + Y$
u_L^i	1/2	+1/2	+1/6	+2/3
d_L^i	1/2	-1/2	+1/6	-1/3
u_R^i	0	0	+2/3	+2/3
d_R^i	0	0	-1/3	-1/3

Leptonen	I	I_3	Y	$Q = I_3 + Y$
ν_L^i	1/2	+1/2	-1/2	0
l_L^i	1/2	-1/2	-1/2	-1
l_R^i	0	0	-1	-1

Tabelle 2.1: Die elektroschwachen Quantenzahlen der Quarks und Leptonen: Das Subskript L bzw. R deutet auf den links- bez. rechtshändigen Anteil hin; mit dem Buchstaben i werden die unterschiedlichen Flavours zusammengefasst: $u^i = u, c, t$; $d^i = d, s, b$ und $l^i = e, \mu, \tau$.

Das einzige Spin-0-Teilchen ist das hypothetische Higgsboson. Es konnte bis jetzt noch nicht experimentell nachgewiesen werden, ist aber aus theoretischer Sicht notwendig [9]. Unter anderem ist es über den Higgsmechanismus möglich den Elementarteilchen Masse zu verleihen, und dabei die Renormierbarkeit der Theorie nicht zu zerstören. Details finden sich in [10].

Elementare Fermionen bilden die elementaren Bausteine aller Materie. Sie sind Spin-1/2-Teilchen. Neben dem Spin gibt es zur Charakterisierung die Masse m , die elektrische Ladung Q , den schwachen Isospin I und die Farbladung. Die farb-geladenen, elementaren Fermionen bezeichnet man als *Quarks*, alle restlichen als *Leptonen*. Quarks und Leptonen treten jeweils in sechs sogenannten *Flavours* auf, die sich in ihrer Masse unterscheiden. Diese lassen sich wiederum in drei Zweiergruppen, sogenannte *Generations*, einteilen.

In Tabelle 2.1 sind alle elementaren Fermionen des SM und deren Quantenzahlen aufgeführt.

2.1.2 Standardmodell als Eichtheorie

Bis jetzt wurden lediglich die im SM enthaltenen Teilchen aufgelistet, nicht aber dessen mathematische Struktur beschrieben. Diese ist letztlich entscheidend, um quantitative Vorhersagen zu treffen und bildet somit das Fundament einer jeden physikalischen Theorie. An dieser Stelle kann nicht die vollständige Theorie des Standardmodells entwickelt werden. Hierzu sei auf die Literatur der Quantenfeldtheorie verwiesen [10–12]. Die nun folgenden Resultate orientieren sich an der Darstellung in [11].

Das SM lässt sich durch eine Eichtheorie vom *Yang-Mills*-Typ mit der Eichgruppe $G = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ beschreiben. Die elementaren Fermionen werden durch drei Kopien quantisierter Felder vom linkshändigen *Weyl*-Typ in der Darstellung

$$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, 1/2) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1) \oplus (\mathbf{3}, \mathbf{2}, 1/6) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -2/3) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, 1/3) \quad (2.1)$$

beschrieben. Dabei kennzeichnen die ersten beiden Ziffern jeweils die Dimension der Darstellung und die letzte steht für die schwache Hyperladung Y . Für die Felder der ersten Generation wird exemplarisch die Notation

$$\begin{aligned} & E_L \oplus e_R \oplus Q_L \oplus \bar{u}_R \oplus \bar{d}_R \\ &= \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \oplus e_R \oplus \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \oplus \bar{u}_R \oplus \bar{d}_R \end{aligned} \quad (2.2)$$

verwendet.

Als ein Grundprinzip für die Konstruktion von Eichtheorien kann die Forderung nach *lokaler Eichinvarianz* angesehen werden. Hierbei wird der Übergang von einer freien zu einer wechselwirkenden Theorie dadurch vollzogen, dass die gewöhnlichen Ableitungen, welche im kinetischen Teil der freien Theorie auftauchen durch eine sogenannte *kovariante Ableitung* D_μ ersetzt wird:

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu - i g A_\mu^a T^a. \quad (2.3)$$

Die T^a stellen die Generatoren zur Eichgruppe G der vorgegebenen Symmetrie dar. Sie sind eine Basis der zugehörigen Lie-Algebra $LieG$. Die auf diese Weise eingeführten *Eichfelder* A_μ^a korrespondieren im SM mit den elementaren Bosonen aus dem vorigen Abschnitt und sind damit die Übermittler der Wechselwirkung der Teilchen untereinander. Auf diese Weise wird erreicht, dass die Theorie auch invariant unter lokalen Symmetrietransformationen der Eichgruppe ist.

Außerdem ist, wie bereits im vorherigen Abschnitt dargelegt, noch das Higgs-Boson für eine konsistente Beschreibung notwendig. Es wird durch ein skalares Feld in der Darstellung

$$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -1/2) \quad (2.4)$$

repräsentiert.

Elektroschwache Wechselwirkung

Der elektroschwache Teil des Standardmodells beschreibt die Wechselwirkung von elektrisch geladenen Teilchen mit Photonen und von schwach wechselwirkenden Teilchen mit W^\pm - und Z^0 -Bosonen. Der Teil $SU(2)_L \times U(1)_Y$ der Eichgruppe ist Grundlage der Vereinheitlichung dieser Wechselwirkungen.

Es zeigt sich, dass sich die linkshändigen Fermionen in Dubletts gruppieren lassen, die sich unter $SU(2)_L$ in der fundamentalen Darstellung transformieren. Die rechtshändigen Anteile transformieren sich hingegen unter der trivialen Darstellung.

Entsprechend der im vorherigen Abschnitt dargelegten Überlegungen, werden die Kopplung der Materie- an die Eichfelder durch Ersetzung der gewöhnlichen durch eine kovariante Ableitung realisiert.

$$D_\mu = \partial_\mu - i g W_\mu^a T_a - i g' Y B_\mu \quad (2.5)$$

dabei ist Y der Generator der Gruppe $U(1)_Y$ und $T_a := 1/2 \sigma_a$, ($a = 1, 2, 3$) sind die Generatoren der $SU(2)_L$ und σ_a die Pauli-Matrizen. Für den gesamten Teil der Lagrangedichte des elektroschwachen Sektors muss noch die Dynamik der Eichfelder in Form der Feldstärketensoren addiert werden:

$$\mathcal{L}_{EW} = i \bar{E}_L \gamma^\mu D_\mu E_L + i \bar{e}_R \gamma^\mu D_\mu e_R - 1/4 B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - 1/4 W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu}, \quad (2.6)$$

mit den Definitionen

$$B_{\mu\nu} := \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu; \quad W_{\mu\nu}^a := \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g \epsilon_{ajk} W_\mu^j W_\nu^k. \quad (2.7)$$

Die physikalische Bedeutung der Felder W_μ^a und B_μ wird im übernächsten Abschnitt geklärt.

Starke Wechselwirkung

Als Theorie der starken Wechselwirkung hat sich die Quantenchromodynamik (QCD) bewährt. Dieser liegt die $SU(3)_C$ Symmetrie zugrunde. Der Beitrag zur Lagrangedichte, der die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen beschreibt ist:

$$\mathcal{L}_{QCD} = i \bar{q} \gamma^\mu D_\mu q - 1/4 G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (2.8)$$

mit der kovarianten Ableitung:

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_s 1/2 G_\mu^a \lambda_a, \quad (2.9)$$

wobei λ_a ($a = 1, \dots, 8$) die Generatoren der $SU(3)_C$ sind. Die zugehörigen Eichfelder sind die Gluonfelder G_μ^a . Die Gluon-Feldstärketensoren sind analog zum vorhergehenden Abschnitt definiert als:

$$G_{\mu\nu}^a := \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g \epsilon_{ajk} G_\mu^j G_\nu^k. \quad (2.10)$$

Die zur Symmetrie gehörende erhaltene Ladung betitelt man normalerweise als Farbladung.

Zwei charakteristische Eigenschaften der starken Wechselwirkung sind das *confinement* und die *asymptotische Freiheit*. Unter *confinement* versteht man den Umstand, dass es keine direkt beobachtbaren Teilchen mit Farbladung gibt. Etwas präziser formuliert, zeigt eine Theorie *confinement*, falls alle Zustände endlicher Energie invariant unter globalen Transformationen der Symmetriegruppe sind [10].

Es zeigt sich ferner dass, die Kopplungskonstanten (g, g', g_s) nicht konstant sind, sondern vom jeweiligen Impulsübertrag des betrachteten Vorgangs abhängen. Im Unterschied zur elektroschwachen Wechselwirkung wird in der QCD aber die Kopplung kleiner für große Impulsüberträge Q^2 . Es gilt sogar

$$\alpha_s(Q^2) := g_s^2(Q^2)/(4\pi) \rightarrow 0 \quad \text{für } Q^2 \rightarrow \infty. \quad (2.11)$$

Dies ist als asymptotische Freiheit bekannt.

Higgs-Sektor

Die bis jetzt angesprochenen Terme der Lagrangedichte des SM \mathcal{L}_{EW} und \mathcal{L}_{QCD} , beschreiben die Wechselwirkungen von Quarks und Leptonen mit den Eichbosonen g, W, Z und γ , und deren freie Ausbreitung. Allerdings fehlen Massenterme jeglicher Form. Ad hoc eingeführte Massenterme würden die lokale Eichinvarianz zerstören. Die Forderung nach lokaler Eichinvarianz stellt aber sicher, dass man eine renormierbare Theorie erhält [10]. Über den *Higgs-Mechanismus* ist es möglich Massenterme mittels *spontaner Symmetriebrechung* [13–17] zu erzeugen, ohne die lokale Eichinvarianz zu verletzen.

Zu diesem Zweck wird ein skalares Feld ϕ , mit dem Potenzial $V(\phi)$ eingeführt. Der neue Term in der Lagrangedichte besteht dann aus einem kinetischen Term für ϕ und dem Potenzial:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} &= (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) \\ &= (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - 1/4 \lambda \left(\phi^\dagger \phi - 1/2 v^2 \right)^2. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Der Vakuumerwartungswert von ϕ kann somit als $\langle \phi \rangle = 1/\sqrt{2} (v, 0)^T$ gewählt werden.

Um nun die Massenterme zu identifizieren, betrachtet man zunächst den kinetischen Term des Higgs-Feldes, mit der kovarianten Ableitung:

$$\begin{aligned} D_\mu \phi &= (\partial_\mu - i g W_\mu^a T_a - i g' Y B_\mu) \phi \\ &= \left(\partial_\mu id - 1/2 i \begin{pmatrix} g W_\mu^3 - g' B_\mu & g(W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + i W_\mu^2) & -g W_\mu^3 - g' B_\mu \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Damit enthält der kinetische Anteil einen Term

$$\Delta\mathcal{L} = -1/8v^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} gW_\mu^3 - g'B_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 - g'B_\mu \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

nachdem das Higgs-Feld durch seinen Vakuumerwartungswert ersetzt wurde.

Um einen Zusammenhang zwischen den Eichfeldern W^a und B der Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ einerseits und den physikalischen Feldern W^\pm, Z, γ andererseits herstellen, wird zunächst der elektroschwache Mischungswinkel $\theta_W := \tan^{-1}(g'/g)$ und die Felder

$$W_\mu^\pm := 1/\sqrt{2} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (2.15)$$

$$Z_\mu := \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \quad (2.16)$$

$$A_\mu := \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \quad (2.17)$$

eingeführt.

Mit diesen Definitionen wird das Quadrat der Massenmatrix aus 2.14 diagonal:

$$\begin{aligned} \Delta\mathcal{L} &= -1/8g^2v^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/\cos\theta_W Z_\mu & \sqrt{2}W_\mu^+ \\ \sqrt{2}W_\mu^- & 1/\cos\theta_W Z_\mu \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= -(gv/2)^2 W^{+\mu} W_\mu^- - 1/2 (gv/2 \cos\theta_W)^2 Z^\mu Z_\mu. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Damit können die Massen der Eichbosonen

$$M(W) = gv/2 \text{ und} \quad (2.19)$$

$$M(Z) = gv/(2 \cos\theta_W) \quad (2.20)$$

identifiziert werden. Das Photonfeld A_μ bleibt dabei masselos. Experimentell findet man [18]

$$M(W) = (82.399 \pm 0.023) \text{ GeV und} \quad (2.21)$$

$$M(Z) = (91.1876 \pm 0.0021) \text{ GeV} \quad (2.22)$$

Für die Massen der Fermionen (ψ) müssen sogenannte *Yukawa*-Terme

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = g_f \bar{\psi}_R \phi \psi_L + g_f \bar{\psi}_L \phi^\dagger \psi_R, \quad (2.23)$$

ebenfalls über Kopplung an das Higgs-Feld, hinzugefügt werden. Die Massen der Fermionen $M(f)$ ergeben sich, nachdem ϕ durch seinen Vakuumerwartungswert ersetzt wurde, zu

$$M(f) = 1/\sqrt{2} g_f v. \quad (2.24)$$

2.2 Z-Bosonproduktion in Proton-Proton-Kollisionen

Ziel dieses Abschnitts ist es die theoretischen Grundlagen für die Beschreibung der Z-Bosonproduktion und der p_T^Z -Verteilung in pp -Kollisionen bereitzustellen. Für Details sei auf [19] und [20] verwiesen.

Um den Prozess $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ zu beschreiben wird zunächst in Abschnitt 2.2.1 auf Partonniveau die notwendige Begrifflichkeit entwickelt. Unter Partonen sind die Quarks und Gluonen, die auch in der Lagrangedichte des SM auftauchen, zu verstehen. Diese bilden die Basis für störungstheoretische Rechnungen. Im Anschluss daran folgt der Übergang zum Hadronniveau. Dabei wird dem Umstand Rechnung getragen, dass die experimentellen Ausgangspunkte Protonen sind. Dazu werden die Konzepte der Faktorisierung und der Partondichtefunktionen eingeführt.

2.2.1 Partonniveau

Es zeigt sich, dass die Produktion von hochenergetischen Leptonpaaren in Hadronkollisionen im Partonmodell beschreibbar sind. Dabei kommt die Erzeugung der Leptonen durch die Streuung zweier Partonen zustande. Damit ist das Fundament für die Berechnung beispielsweise von Wirkungsquerschnitten gelegt.

Ausgehend von der Lagrangedichte des SM kann mit Hilfe der Störungstheorie der partonische Wirkungsquerschnitt für einen Prozess berechnet werden. Aus den Feynmanregeln der entsprechenden Theorie lassen sich Matrixelemente (ME) errechnen, welche zu bestimmten Ordnungen der Störungsreihe zuzuordnen sind. Sofern nicht anderweitig gekennzeichnet, ist mit *Ordnung* im Folgenden stets die höchste Potenz der starken Kopplungskonstante α_s gemeint, die in der Störungsentwicklung berücksichtigt wird. Dies ist dadurch begründet, dass die elektromagnetische Kopplung α im betrachteten Energiebereich klein gegenüber α_s ist.

Rechnungen fester Ordnung

Im Partonbild stammt der dominierende Beitrag zur Z-Produktion von dem Prozess $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$. In *führender Ordnung* (LO) trägt nur ein Feynmandiagramm bei. Dieses ist in Abbildung 2.1 zu finden. Es ist von der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2 \alpha_s^0)$.

Hat man das ME $\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-)$ über obiges Feynmandiagramm berechnet, ergibt sich der (totale) Wirkungsquerschnitt in LO zu [20]

$$\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-) = \int d\Phi_2 \frac{1}{2x_q x_{\bar{q}} s} |\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-)|^2. \quad (2.25)$$

Dabei ist $d\Phi_2$ das differentielle Zwei-Körper-Phasenraumelement, x_q bzw. $x_{\bar{q}}$ die Impulsanteile des Quarks bzw. des Antiquarks am Protonimpuls und s das Qua-

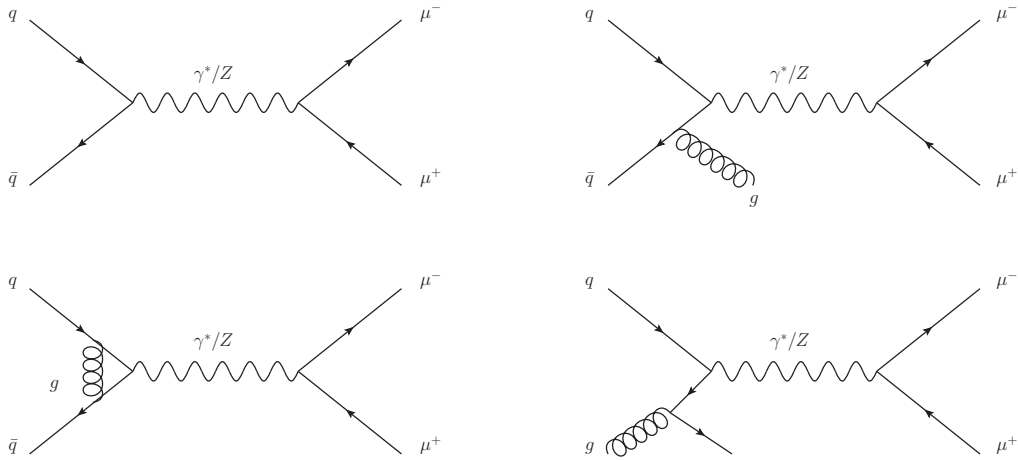


Abbildung 2.1: Der Prozess $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ in führender Ordnung (links oben) und Beispiele Korrekturen der Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$: reelle Korrektur zum vorherigen Prozess durch Abstrahlung eines Gluons (rechts oben), virtuelle Korrektur zu obigem Prozess (links unten), der Prozess $qg \rightarrow Zq \rightarrow \mu^+\mu^-q$ (rechts unten).

drat der hadronischen Schwerpunktsenergie. Dabei ist $\hat{s} := x_q x_{\bar{q}} s$ die Energie im (partonischen) q - \bar{q} -Schwerpunktsystem.

Eingangs wurde erwähnt, dass das p_T^Z -Spektrum einen Test der perturbativen QCD darstellt. Dies mag zunächst verwundern, da wie gerade geschildert, die Z -Bosonproduktion in führender Ordnung unabhängig von α_s ist. Für kollinear einfallende Partonen besitzt das Z -Boson in führender Ordnung auch gar keinen Transversalimpuls. Für den Transversalimpuls des Z -Bosons ist die Abstrahlung von Gluonen und Quarks im Anfangszustand verantwortlich. In sofern ist für die Beschreibung des p_T^Z -Spektrums zunächst mindestens die Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ nötig und in diesem Sinne ein Effekt, der erst in nächstführender Ordnung der Störungstheorie zu Tage tritt.

Beispiele für Diagramme in *nächstführender Ordnung* (NLO) sind wiederum in Abbildung 2.1 zu finden. Die Beiträge zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ setzen sich zusammen aus der Abstrahlung von Gluonen, sogenannten reellen Korrekturen und aus virtuellen Korrekturen. Außerdem trägt der Prozess $qg \rightarrow Zq \rightarrow \mu^+\mu^-q$ in dieser Ordnung bei.

Resummation

Unter ausschließlicher Berücksichtigung von Termen höherer Ordnung in α_s lässt sich der Wirkungsquerschnitt als Reihe schreiben:

$$\hat{\sigma} = \alpha^2 \sum_{i=0}^{\infty} \alpha_s^i \cdot A_i. \quad (2.26)$$

Bei Abbruch der Summation nach dem i -ten Glied erhält man so eine Vorhersage fester Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^i)$.

Es zeigt sich aber ferner, dass Rechnungen fester Ordnung nicht in der Lage sind das gesamte p_T^Z -Spektrum gut zu beschreiben. Die Ursache hierfür liegt in der Tatsache, dass die Faktoren A_i aus Gleichung 2.26 für alle Ordnungen i Terme der Art $\log(Q^2/q_T^2)$ enthalten. In Formeln:

$$A_i = \sum_{j=0}^{2i} B_{ij} \cdot L^j \left(\log \frac{Q^2}{q_T^2} \right) \quad (2.27)$$

Dabei steht Q^2 für den Impulsübertrag, welcher charakteristisch für den betrachteten Prozess ist, beispielsweise $Q^2 = M(Z)$. Im Nenner des Arguments des Logarithmus taucht der Transversalimpuls q_T eines Partons relativ zu einem anderen auf. Außerdem ist L eine Funktion, die vom Verhältnis dieser Größen abhängt und B_{ij} sind Entwicklungskoeffizienten.

Werden höhere Ordnungen der Störungstheorie vernachlässigt, bleiben auch signifikante Beiträge zum Wirkungsquerschnitt unberücksichtigt, falls $q^2 \ll Q^2$. Dieses Phänomen (häufig als weiche/kollineare Verstärkung bezeichnet) spielt daher im niedrigen p_T^Z -Bereich eine große Rolle. Der Vergleich von Rechnungen fester Ordnung mit resummierten Rechnungen am Beispiel des p_T^Z -Spektrums ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

Die analytische Lösung dieses Problems wird als *Resummation* bezeichnet. Hierbei werden die Terme der Störungsreihe neu geordnet, so dass die Entwicklung im Argument $\alpha_s \cdot L$ durchgeführt wird. L steht dabei für die Funktionen aus Gleichung 2.27 mit den logarithmischen Divergenzen. Terme welche proportional zu $\alpha_s^i \cdot L^{2i}$ werden als *führende Logarithmen* (LL) bezeichnet. Für eine kurze Übersicht über Resummation sei auf [19] und für eine ausführliche Darstellung auf [22] verwiesen.

Es sei aber noch bemerkt, dass für sehr kleine Transversalimpulse ($q_T \lesssim 1 \text{ GeV}$) nicht-perturbative Effekte eine Rolle spielen und auch resummierte Rechnungen an ihre Grenzen stoßen. Diese Effekte müssen im Experiment gemessen und in den Resummationsrechnungen geeignet parametrisiert werden.

Eine Alternative zu diesem analytischen Zugang stellen die Partonschaueralgorithmen der Ereignisgeneratoren dar. Diese werden in Abschnitt 2.3 beschrieben.

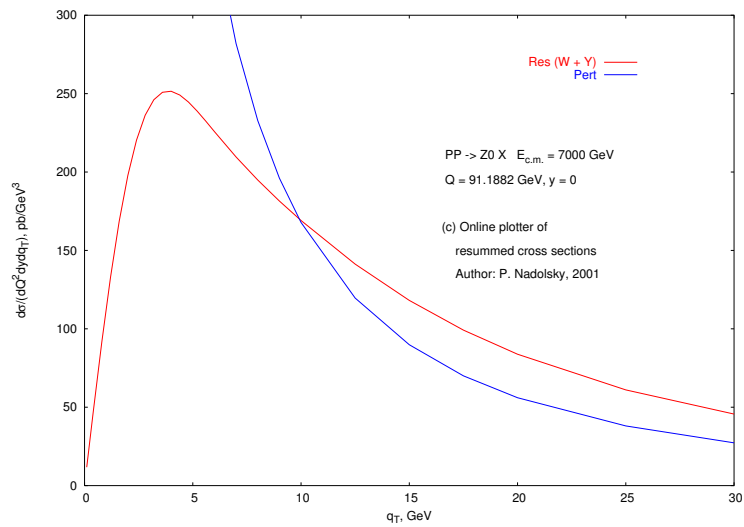


Abbildung 2.2: Vergleich von Rechnungen fester Ordnung mit resummierten Rechnungen. Für kleine Transversalimpulse divergiert der differentielle Wirkungsquerschnitt bei jeder festen Ordnung. Die rote Kurve steht für die resummierte Rechnung, der blauen liegt eine Rechnung fester Ordnung zugrunde. Die Grafik wurde erstellt mit dem Online-Plotter [21].

2.2.2 Hadronniveau

Der eigentlich zu untersuchende Prozess dieser Arbeit ist die Produktion von Leptonpaaren (im Speziellen Myonen) in hadronischen Kollisionen (im Speziellen Protonen). Dieser Prozess wird als *Drell-Yan-Prozess* [23] bezeichnet. In diesem Abschnitt soll die Beziehung zwischen den Vorgängen $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ erläutert werden.

Faktorisierung

Das Konzept der *Faktorisierung* bildet die Grundlage für die Beschreibung von Prozessen auf Hadronniveau. In der einfachsten Formulierung versteht man unter Faktorisierung den Umstand, dass man den komplexen hadronischen Streuvorgang in Teilprozesse aufspalten kann, welche getrenntvoneinander untersucht werden können. Diese Teilprozesse sind im Wesentlichen durch die Energieskala von einander zu unterscheiden. Der Teil der Wechselwirkung mit dem höchsten Impulsübertrag wird im Weiteren als *harte* Wechselwirkung bezeichnet.

Matrixelemente für harte Streuprozesse zweier Partonen, wie sie im vorigen Abschnitt eingeführt wurden, sind störungstheoretisch behandelbar bis zu einer Energieskala von ungefähr 1 GeV. Nun sind jedoch die experimentellen Ausgangspunkte in Protonen eingeschlossene Quarks. Protonen sind als Quarkbindungszustände jedoch zunächst nicht der Störungstheorie zugänglich.

Partondichtefunktionen

Partondichtefunktionen (PDF) $f_a^A(x, \mu_F)$ beschreiben in niedrigster Ordnung die Wahrscheinlichkeitsdichte im Hadron A das Parton a mit dem Impulsbruchteil x zu finden, wenn die untersuchte Reaktion bei einem Impulsübertrag von μ_F^2 stattfindet.

Daher können PDF als Mittel angesehen werden, um die Größe $\hat{\sigma}$ aus Gleichung 2.25 mit dem Wirkungsquerschnitt für den Prozess $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ in Verbindung zu bringen. Das Faktorisierungstheorem lautet dann formal:

$$\sigma = \sum_{a,b} \int dx_1 \int dx_2 f_a^A(x_1, \mu_F^2) f_b^B(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}(ab \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^- + X). \quad (2.28)$$

Die Summe läuft dabei über alle für den Prozess relevanten Partonen a und b , die Integrale über alle Impulsanteile der Partonen von 0 bis 1. Die Faktorisierung teilt also in den (störungstheoretisch zugänglichen) partonischen Wirkungsquerschnitt und die PDF auf. Die *Faktorisierungsskala* μ_F gibt dabei, an bis zu welcher Größenordnung Beiträge im Matrixelement berücksichtigt oder in die PDF absorbiert werden. Es sei noch bemerkt, dass diese Skala keine physikalische Bedeutung besitzt und keinesfalls wohldefiniert ist. Sie tritt lediglich bei Berechnungen endlicher

Ordnung der Störungstheorie auf. Für die exakte Lösung verschwindet die Abhängigkeit von μ_F . Die systematische Unsicherheit, die sich durch eine Variation von μ_F ergibt, bezeichnet man als Faktorisierungsskalenunsicherheit.

Aufgrund der Tatsache, dass die PDF von der Protonwellenfunktion abhängen und diese per se nicht-störungstheoretischer Natur ist, müssen PDF experimentell bestimmt werden. Dies ist hauptsächlich bei Experimenten zur tief inelastischen Streuung getan worden. Es wird jedoch davon ausgegangen dass PDF universell, also unabhängig vom betrachteten Prozess sind. Somit können die Ergebnisse der tief inelastischen Streuung für Vorhersagen an Hadronbeschleunigern wie am LHC genutzt werden. Die notwendige Extrapolation in der Energie erfolgt mittels der DGLAP-Gleichungen [11].

2.3 Ereignisgeneratoren

Als Ereignisgeneratoren bezeichnet man Computerprogramme zur möglichst genauen Nachbildung physikalischer Streueignisse. Die Programme sind in der Lage mit Hilfe von Monte-Carlo (MC) Methoden für gegebene Anfangszustände die Vierervektoren aller Teilchen im Endzustand zu erzeugen. Betrachtet man die Verteilung der kinematischen Variablen, so erhält man im Mittel großer Ereigniszahlen die Verteilungen zurück, welche von den Rechnungen die dem Ereignisgenerator zu Grunde liegen, vorhergesagt werden.

Das im Abschnitt 2.2.2 eingeführte Konzept der Faktorisierung macht man sich auch hier zu Nutze: Der gesamte komplexe Simulationsvorgang wird in kleine Schritte aufgeteilt, die im Wesentlichen durch die Energieskala des Einzelprozesses festgelegt ist. Die einzelnen Bestandteile von Ereignisgeneratoren sollen im Folgenden kurz beschrieben werden.

Matrizelemente

Ausgangspunkt für die Programme sind ME einer gewissen festen Ordnung, meist jedoch LO. Sie dienen der Beschreibung der harten Wechselwirkung. Diese können explizit oder mit Hilfe eines automatischen Matrizelementengenerators implementiert sein.

Des Weiteren sind Methoden zur Auswertung der teilweise sehr hochdimensionalen Phasenraumintegrationen vorhanden.

Partonschauer

Um physikalische Prozesse, die höheren Ordnungen entsprechen zu beschreiben, bedienen sich die meisten Ereignisgeneratoren sogenannter Partonschaueralgorithmen. Sie stellen einen alternativen Ansatz dar, um logarithmisch verstärkte Ter-

me zu beliebiger Ordnung miteinzubeziehen. Dazu werden Partonabstrahlungen im Anfangs- (ISR, engl.: *Initial State Radiation*) und Endzustand (FSR, engl.: *Final State Radiation*) simuliert. Gemäß den Altarelli-Parisi *Splitting-Funktionen* werden Wahrscheinlichkeiten für eine solche Abstrahlung vorgegeben. Es wird weiter eine mit dem Impulsübertrag zusammenhängenden Ordnungsvariablen X (z. B. $X = p_T, Q^2$) eingeführt. Die Wahrscheinlichkeit, dass im Intervall ΔX keine Partonemission stattfindet, wird als *Sudakov-Faktor* bezeichnet. Beginnend bei einem charakteristischen prozessabhängigen Wert X_{max} wird mit Hilfe von MC Methoden eine Kaskade von Partonenabstrahlungen simuliert und bei einem minimalen Wert X_{min} abgebrochen. Hierbei muss X_{min} immernoch groß genug sein, dass Störungstheorie anwendbar ist. Das Resultat entspricht dann meist LL Genauigkeit.

Matching

Eine wichtige Aufgabe besteht nun darin die Partonen, welche aus der ME-Berechnung stammen, mit denen die aus einem Partonschaueralgorithmus herrühren zu kombinieren. Erstere beschreiben solche Partonen gut, die hart und stark separiert sind im Vergleich untereinander. Andererseits besitzen sie erwähnte Schwächen bei Partonen, welche weich und/oder kollinear emittiert werden. Nicht zuletzt deshalb sind Partonschaueralgorithmen konzipiert worden. Allerdings muss vermieden werden, dass Partonen, in gewissen Phasenraumregionen, doppelt gezählt werden. Hierzu sind unterschiedliche Strategien entwickelt worden, die unter dem Begriff *Matching* bekannt sind.

Hadronisierung

Bei farbgeladenen Teilchen im Endzustand ist ein weiterer Simulationsschritt notwendig. Man definiert dazu analog zu den Partondichtefunktionen $f_a^A(x_1, \mu_F^2)$ Hadronisierungsfunktionen: $h_a^A(z, k_T^2)$ die Wahrscheinlichkeit, dass ein Parton vom Typ a in ein Hadron vom Typ A übergeht, welches noch einen Energiebruchteil z des Partons trägt und eine transversale Energie k_T relativ zum Parton besitzt. Außerdem werden Zerfälle instabiler Teilchen (z. B. τ -Leptonen) simuliert.

Underlying Event

Neben allen bis jetzt beschriebenen Effekten bei pp -Streuprozessen treten während einer Protonstrahlüberkreuzung (engl.: *bunch crossing*) noch weitere Vorgänge auf, welche häufig unter dem Stichwort *Underlying Event* zusammengefasst werden.

Bei mehr als einer Parton-Parton-Wechselwirkung pro pp -Kollision spricht man von *Vielfacher Partonwechselwirkung* (MPI, engl.: *Multiple Parton Interaction*). Zur Simulation dieses Effekts stellen Ereignisgeneratoren diverse Modelle zur Verfügung (vgl. z. B. [20, 24]).

Weiterhin muss die Wechselwirkung des Protonrests (engl.: *beam remnant*), der verbleibt wenn ein Parton des Ausgangsprotons durch die harte Wechselwirkung extrahiert wurde, simuliert werden.

Zuletzt sei noch der sogenannte *intrinsische Transversalimpuls* erwähnt. Dieser Effekt befindet sich im Grenzbereich zwischen sieben aufgelisteten Phänomenen und dem Partonschauer. Dabei wird dem Parton im Proton ein Transversalimpuls zugeordnet, der zufällig gemäß einem bestimmten probabilistischen Modell (z. B. normalverteilt: $N(0, \sigma)$) gewählt wird. Die physikalische Motivation besteht einerseits in der Fermibewegung der Partonen, welche im Proton eingeschlossen sind. Dieser Beitrag ist auch der einzig wirklich „intrinsische“. Die weiteren Beiträge zum intrinsischen Transversalimpuls lassen sich durch nicht aufgelöste ISR motivieren, der Partonschauer wird schließlich nur bis zu einer festen Skala simuliert. Weiterhin können so auch fehlende oder falsch zugeordnete Schaueraktivität der Partonschauermodelle kompensiert werden [20].

Pile-Up Effekt

Als *Pile-Up Effekt* bezeichnet man mehrere pp -Wechselwirkungen während einer Strahlüberkreuzung. Dies kann insbesondere bei hohen Luminositäten beobachtet werden. Zur Simulation dieses Effekts wurden im Stadium der Detectorsimulation zusätzlich zum harten Streuprozess weitere *Minimum Bias*-Wechselwirkungen² überlagert. Um die Laufbedingungen des LHC im Jahr 2010 nachzubilden wurden pro hartem Streuprozess von Interesse n weitere Ereignisse simuliert, wobei n eine Poissonverteilte Zufallsvariable mit Parameter $\lambda = 2$ ist.

Verwendete Ereignisgeneratoren

Die verschiedenen Ereignisgeneratoren unterscheiden sich durch die Art und Weise, wie ME, Partonschauer und Matching implementiert sind. Außerdem ist auch nicht jeder Bestandteil in jedem Generator vorhanden. So verfügen beispielsweise nicht alle Ereignisgeneratoren über einen eigenständigen Partonschaueralgorithmus oder eine eigene Hadronisierungsfunktionalität.

Nun folgen noch drei Beispiele von Ereignisgeneratoren, die in der vorliegenden Arbeit verwendet wurden.

Pythia ist ein Allzweckereignisgenerator, dem als Ausgangspunkt zur Simulation ME für $2 \rightarrow 2$ Prozesse in führender Ordnung zugrunde liegen. Hierfür werden eine vollständige Liste aller SM Prozesse, sowie viele Prozesse jenseits des SM zur Verfügung gestellt. In dieser Arbeit wurde die Version 6.4.21 benutzt.

²Unter *Minimum Bias* versteht man eine Klasse von Ereignissen, die sich durch eine minimale Selektionsverzerrung (engl.: *selection bias*) auszeichnet [20].

Als Partonschaueralgorithmen stehen ein Q^2 - und ein p_T -geordneter Schauer zur Auswahl. Für diese Studien kam der p_T -geordnete zum Einsatz. Im speziellen Fall des in dieser Arbeit untersuchten Prozesses der Z -Bosonproduktion, wird die erste Partonschaueremission umgewichtet. Sie erhält ein Gewicht entsprechend der ME-Rechnung für den Prozess $Z/\gamma^* + 1$ Parton in führender Ordnung. Dies ist als eine einfache Form des matchings zu verstehen und verbessert damit die Vorhersage der Kinematik des härtesten Jets.

In PYTHIA stehen unterschiedliche Underlying Event Modelle zur Auswahl. Sie sind auf die beiden Partonschaueralgorithmen abgestimmt und besitzen eine Vielzahl freier Parameter, die im Experiment angepasst werden können. Für die Hadronisierung wird das sogenannte *Lund-String-Modell* verwendet [24].

Für die diversen Parameter innerhalb PYTHIA wurde der ATLAS MC09 Parametersatz [25] verwendet, und dementsprechend die PDF MRST LO* [26] eingebunden.

Sherpa dienen ME für Prozesse $2 \rightarrow n$ in führender Ordnung als Grundlage der Simulation. In der verwendeten Version 1.1.3 werden in der ME-Rechnung bis zu vier Partonen berücksichtigt. Zur Funktionalität von SHERPA gehören zwei Matrixelementgeneratoren (COMIX und AMEGIC++) für die automatisierte Berechnung für ME solch hoher Multiplizitäten.

Als Partonschauer dient ein Q^2 -geordneter Algorithmus.³ Dieser wird mit dem sogenannten CKKW-matching Algorithmus kombiniert [28].

ResBos ist in der Lage differentielle Wirkungsquerschnitte der Art

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dy dQ_T d\Omega} (h_a h_b \rightarrow V \rightarrow l_1 l_2 + X),$$

wobei h_a und h_b Hadronen (Pionen oder Nukleonen), und l_1, l_2 Teilchen aus dem elektroschwachen Sektor (Leptonen, Photonen oder Z -Bosonen), zu berechnen. Außerdem stehen Q^2 , Q_T , und y für die invariante Masse, den Transversalimpuls und die Rapidität des Bosons V .

RESBos besitzt keine Partonschauer- oder Hadronisierungsfunktion. Im niedrigen p_T^Z -Bereich wird eine Resummation bis zur Ordnung NNLL durchgeführt. In der hohen p_T^Z -Region wird eine Rechnung fester Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s)$ verwendet, wobei K-Faktoren angewendet werden, um $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ Genauigkeit zu erreichen. Nicht-perturbative Effekte wurden geeignet parametrisiert und an Daten des Tevatron-Beschleunigers angepasst. Die Berechnungen mit RESBos wurden mit der CTEQ6.6 PDF [29] durchgeführt.

³In der neusten Version ist ein Schauermodell basierend auf der Catani-Seymour Dipolfaktorisierung implementiert und als Standardeinstellung vorgesehen [27].

Kapitel 3

Large Hadron Collider und ATLAS Detektor

In diesem Kapitel soll in Grundzügen der experimentelle Aufbau geschildert werden. Zunächst beinhaltet dies eine kurze Beschreibung des Large Hadron Colliders.

Im Anschluss erfolgt eine Darstellung der Komponenten des ATLAS Detektors. Hier liegt das Augenmerk in erster Linie auf den Detektorelemente, welche für diese Arbeit am wichtigsten sind.

3.1 Large Hadron Collider

Der *Large Hadron Collider* (LHC) ist ein Teilchenbeschleuniger am Europäischen Forschungszentrum für Teilchenphysik CERN (frz.: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) in der Nähe des Genfer Sees gelegen. Der Beschleuniger befindet sich in einem etwa 27 km langen Tunnel, in dem zuvor der Elektron-Positron Beschleuniger LEP (engl.: *Large Electron Positron Collider*) befand. Nun werden dort Protonen (p) und Schwerionen beschleunigt. In zwei Strahlrohren werden die Hadronen durch supraleitende Magnete auf eine Kreisbahn gezwungen.

Die Schwerpunktsenergie, für die der LHC im pp -Betrieb konstruiert wurde, beträgt $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Dabei soll eine instantane Luminosität von $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht werden. Die Protonenstrahlen bestehen ihrerseits aus Protonpaketen die jeweils ungefähr 10^{11} Protonen enthalten. Insgesamt sollen bis zu 2808 solcher Pakete gleichzeitig im LHC befindlich sein. Eine Übersicht über die Betriebsparameter des LHC im Jahr 2010 wird in Abschnitt 3.3 gegeben.

Der LHC ist am Ende einer Reihe von diversen Vorbeschleunigern zu finden. Ein Linearbeschleuniger liefert zunächst Protonen der Energie 50 MeV. Diese gelangen dann über den sogenannten *Proton Synchrotron Booster* (PSB) und das *Proton Synchrotron* (PS) in das *Super Proton Synchrotron* (SPS). Dort haben die Protonen eine Energie von 450 GeV erreicht, bevor sie in den LHC eingebracht werden.

Eine sehr detaillierte Beschreibung des LHC findet sich in [30]. Hieraus sind auch obige Informationen entnommen. Eine schematische Darstellung des LHC ist in Abbildung 3.1 zu finden.

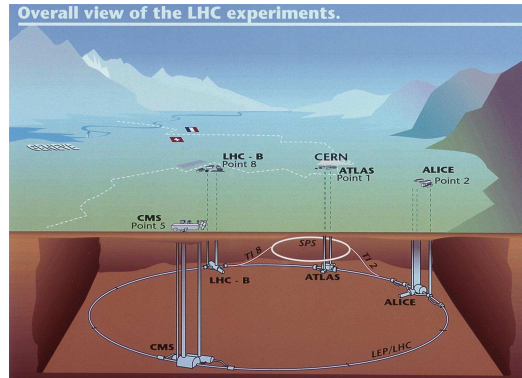


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des LHC Speicherrings und der vier Großexperimente [31].

3.2 ATLAS-Detektor

In diesem Kapitel werden einzelne Bestandteile des ATLAS Detektors (*A Toroidal LHC Apparatus*) genauer beschrieben. Es ist an das erste Kapitel aus [32] angelehnt. Der ATLAS Detektor ist ein Vielzweck-Detektor am LHC. Er ist 22 m hoch, 45 m breit und hat ein Gewicht von etwa 7000 Tonnen. Eine schematische Abbildung des ATLAS Detektors ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Da im untersuchten Endzustand lediglich Myonen identifiziert und rekonstruiert werden, soll besonderes Augenmerk auf die für die Myonrekonstruktion wichtigsten Bestandteile gelegt werden. Dies sind vor allem der innere Detektor und das Myonspektrometer.

3.2.1 Koordinatensystem

Zur Beschreibung physikalischer Prozesse innerhalb des ATLAS Detektors wird folgendes Koordinatensystem verwendet: Die Strahlachse des LHC dient als z -Achse. Der Koordinatenursprung befindet sich im Mittelpunkt zwischen den Endpunkten des Detektors. Von dort verläuft orthogonal zur z - die x -Achse in Richtung des Mittelpunkts des Kreises, der durch den LHC beschrieben wird. Die positive y -Achse zeigt vom Ursprung aus nach oben, sodass insgesamt ein orthogonales, rechtshändiges Koordinatensystem gegeben ist.

Des Weiteren wird häufig ein Kugelkoordinatensystem benutzt. Der Azimutwinkel ϕ verläuft dabei in der x - y -Ebene, senkrecht zu z , der Polarwinkel θ wird zur Strahlachse hin gemessen. Außerdem sind die Größen *Pseudorapidität* $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, und für Objekte deren Masse nicht vernachlässigbar ist, die *Rapidität* $y = 1/2 \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$, gebräuchlich. Der *Transversalimpuls* p_T ist die Projektion

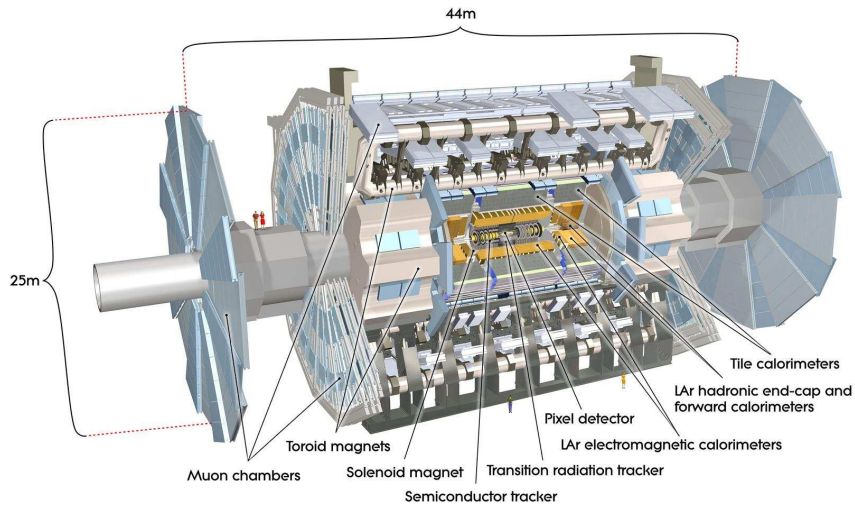


Abbildung 3.2: Schnitt durch den inneren Detektor des ATLAS Detektors [31].

des Impulses auf die x - y -Ebene.

Weiterhin werden in dieser Arbeit natürliche Einheiten verwendet, das heißt es werden die Naturkonstanten $\hbar = 1 = c$ gesetzt. Dabei bezeichnet \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

3.2.2 Innerer Detektor

Der innere Detektor (ID) ist das am nächsten zum Strahlrohr positionierte Bauteil des ATLAS Detektors. Er besteht aus den drei Bestandteilen Pixeldetektor, Siliziumstreifendetektor (SCT, engl.: *silicon microstrip tracker*) und Übergangsstrahlungsdetektor (TRT, engl.: *transition radiation tracker*). Sie befinden sich in einem 2 T Solenoidmagnetfeld und sind im Zentral-Bereich zylinderförmig um die Strahlachse angeordnet. Sämtliche Detektorkomponenten im Zentralbereich von $|\eta| \lesssim 1$ werden aufgrund der fassähnlichen Geometrie als Zentral-Bereich bezeichnet. Im Endkappenbereich sind die Komponenten auf Scheiben in der Ebene senkrecht dazu konstruiert worden.

Die Hauptaufgabe des ID besteht darin, Spuren geladener Teilchen zu messen. Die Anforderungen, die durch das Experiment gestellt werden sind auf der einen Seite die hohe Spurdichte von etwa 1000 Teilchen¹, die alle 25 ns den ID passieren, und andererseits eine hohe Impuls- und Vertexpulsauflösung, welche für die Physikanalysen benötigt werden. Die damit erreichbare relative Transversalimpulsauflösung (vgl. Definition in 5.3.1) der Spuren im ID beträgt $\sigma(p_T) = 0.05\%p_T \oplus 1\%$.

¹Dies entspricht einer Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, für die der LHC konzipiert wurde

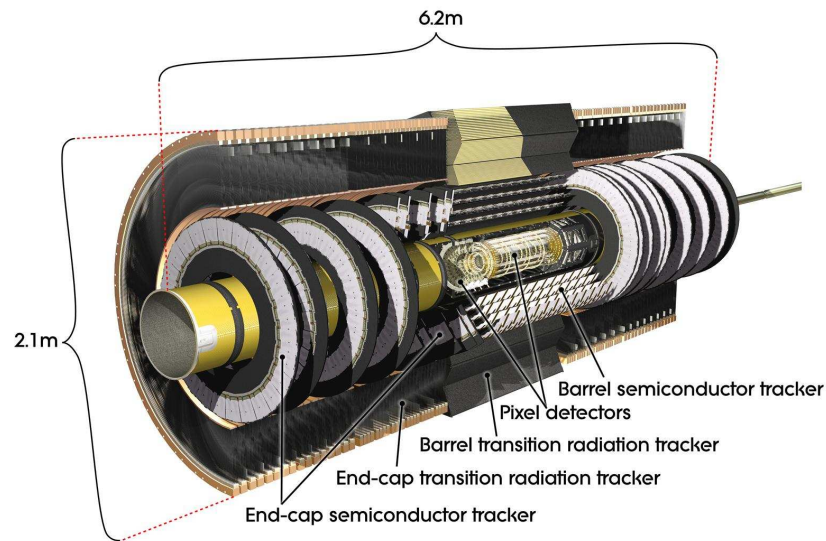


Abbildung 3.3: Schnitt durch den inneren Detektor des ATLAS Detektors [31].

Die Kombination aus Pixeldetektor nahe am Wechselwirkungspunkt und, direkt darauf folgend, SCT mit sehr präzisen Messungen und TRT bei größeren Radien, dessen geringere intrinsische Messgenauigkeit durch die hohe Anzahl an Spurpunkten (typischerweise 36 pro Spur) kompensiert wird, soll diesen Anforderungen gerecht werden.

3.2.3 Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem des ATLAS Detektors besteht aus dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter. Diese befinden sich zwischen dem inneren Detektor und dem Myonspektrometer und decken den Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 4.9$ ab. Während im elektromagnetischen Kalorimeter in erster Linie die Energie und Flugrichtung von Elektronen und Photonen durch Schauerbildung vermessen werden, dient das hadronische Kalorimeter der Energiemessung von Hadronen, die sogenannte Jets bilden.

Für die Konzeption des Kalorimeters ist entscheidend, dass einerseits Elementarteilchen möglichst ihre gesamte Energie innerhalb des Kalorimeters durch Schauerbildung abgeben und andererseits verhindert wird, dass Teilchen außer Myonen bis zum Myonspektrometer durchdringen (engl.: *punch-through*).

Das elektromagnetische Kalorimeter ist unterteilt in einen Zentral-Teil im Bereich $|\eta| < 1.475$ und zwei Endkappenteile ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Das elektromagnetische Kalorimeter ist als Sampling-Kalorimeter konstruiert worden, das heißt Absorber-

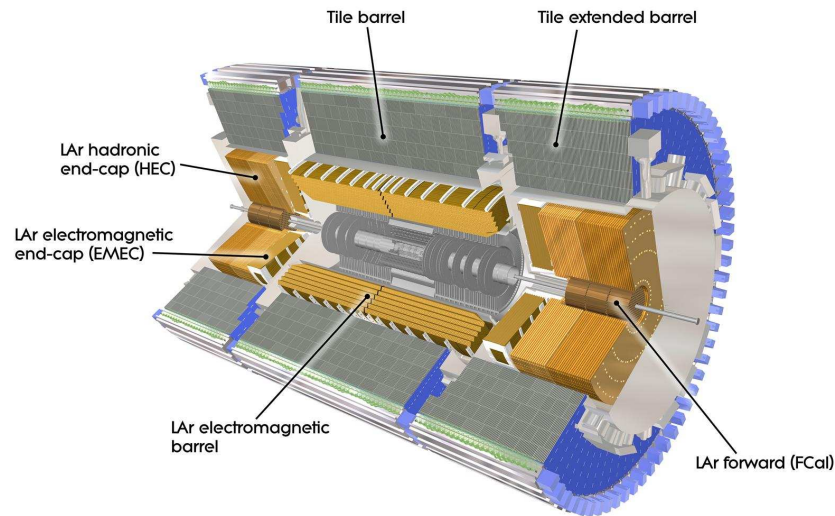


Abbildung 3.4: Schnitt durch das Kalorimeter des ATLAS Detektors [31].

und aktive Schichten sind im Wechsel angeordnet. Als Absorbermaterial dient in diesem Fall Blei, als aktives Medium wird flüssiges Argon verwendet.

Das hadronische Kalorimeter ist dreigeteilt und ebenfalls mit der Samplingtechnik gebaut. Das hadronische Endkappen-Kalorimeter besitzt Kupfer als Absorbermaterial und flüssiges Argon ist das Nachweismaterial.

Der zweite Teil ist das *Tile*-Kalorimeter. Dieses besteht aus zwei Komponenten: dem Zentral- und erweitertem Zentral-Teil. Diese sind jeweils aus Stahlabsorbieren und Plastikszintillatoren aufgebaut.

Das Vorwärts-Kalorimeter aus flüssigem Argon deckt den Bereich $3.1 < |\eta| < 4.9$ ab.

3.2.4 Myonspektrometer

Das Myonspektrometer (MS) befindet sich in einem Toroidmagnetfeld, das namensgebend für das ATLAS Experiment ist. Myonen durchqueren im Wesentlichen als einzige elektrisch geladene Teilchen den restlichen Detektor bis zum ganz außen befindlichen Myonsystem. Die Ablenkung dieser geladenen Teilchen in dem Magnetfeld bildet die Grundlage für die Messung der Myonspuren. Das Toroidfeld sorgt dafür, dass diese Ablenkung weitgehend senkrecht zur Myontrajektorie stattfindet. Dies hat unter anderem zur Folge, dass die Verschlechterung der Auflösung aufgrund von Vielfachstreuung minimiert wird.

Wie im ID sind im MS die Detektorkomponenten im Zentral-Bereich zylinderfö-

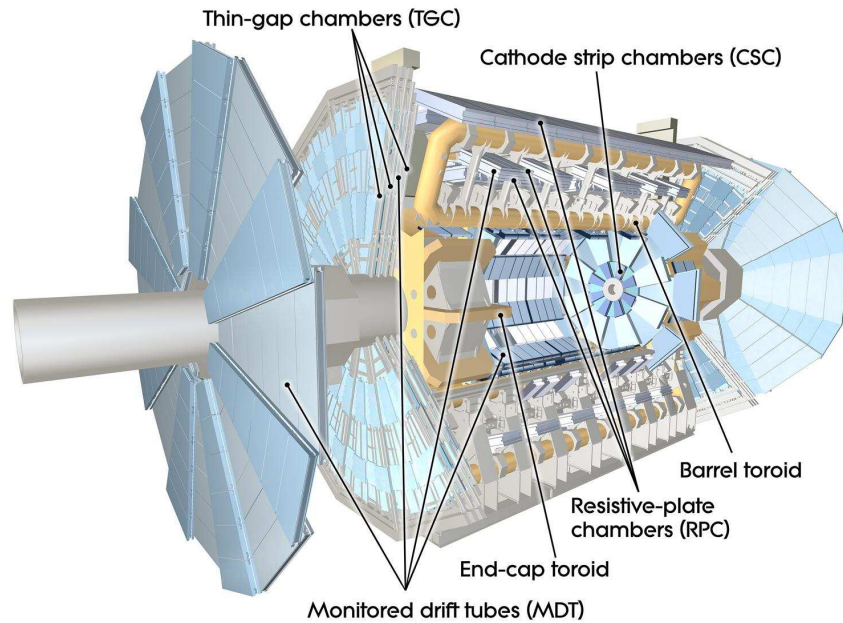


Abbildung 3.5: Schnitt durch das Myonspektrometer des ATLAS Detektors [31].

um die Strahlachse angeordnet, im Endkappenbereich in der Ebene senkrecht dazu. Für beide Regionen gilt, dass sich die Bestandteile auf drei Lagen verteilen befinden.

Ferner besteht das MS aus vier unterschiedlichen Subdetektoren. Dies sind Driftrohren (MDT, engl.: *Monitored Drift Tubes*) und Kathoden-Streifen-Kammern (CSC, engl.: *Cathode Strip Chambers*), die eine genaue Messung der Myonspur ermöglichen. Die MDT sind fast über den ganzen Pseudorapiditätsbereich installiert, lediglich im Vorwärtsbereich von $2 < |\eta| < 2.7$ sind die CSC zu finden. Die MDT besitzen eine höhere intrinsische Messgenauigkeit, jedoch eignen sich die CSC besser im erwähnten Vorwärtsbereich. Sie besitzen eine höhere Granularität, welche besser an die hohen, dort vorherrschenden Ereignisraten angepasst ist.

Die erwartete relative Transversalimpulsauflösung im MS beträgt

$$\sigma(p_T) = 10\% \text{ bei } p_T = 1 \text{ TeV.} \quad (3.1)$$

Eine genauere Untersuchung dieser Größe findet sich in Abschnitt 5.3.

Das MS ist nicht allein für die Spurrekonstruktion und Myonidentifikation verantwortlich, auch für den Trigger spielt es eine wichtige Rolle. Dazu sind die *Thin Gap Chambers* (TGC) und die *Resistive Plate Chambers* (RPC) konzipiert. Dabei liegen die RPC im Bereich $|\eta| < 1.05$ und die TGC bei $1.05 < |\eta| < 2.7$. Hier ist zu beachten dass die Triggerfunktion nur bis zu einer Pseudorapidität von $|\eta| = 2.4$ möglich ist.

Außerdem haben diese Triggerkammern noch weitere Aufgaben. Sie liefern Informationen über die Identifikation von Strahlüberkreuzungen, und sind in der Lage p_T -Schranken für den Trigger zu definieren. Des Weiteren liefern sie eine Messung der Myonkoordinate senkrecht zu derjenigen, die mit den MDT bzw. CSC gemessen wurde.

Für eine möglichst präzise Messung innerhalb des MS ist die genaue Kenntnis der räumlichen Lage der Detektorkomponenten und der Stärke des B-Feldes unabdingbar. Ersteres wird durch sogenannte *Alignment*-Sensoren, die auf einem optischen System basieren, gewährleistet. Für die Messung des B-Feldes innerhalb des MS sind ungefähr 1800 Hall-Sonden im Einsatz.

3.2.5 Triggersystem

Das ATLAS Triggersystem ist so ausgelegt, dass es die enorm hohe Ereignisrate von bis zu 1 GHz (bei einer Luminosität von $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ des LHC) auf 200 Hz zu reduzieren vermag. Diese Menge kann von der Offline-Rechnerleistung bewältigt werden und die daraus resultierende Datenmenge liegt in einem Bereich, der geeignet ist, dauerhaft gespeichert zu werden.

Das Triggersystem ist in drei Stufen aufgeteilt: Der sogenannte *Level-1* (L1) Trigger verwendet lediglich einen Teil der gesamten Detektorinformation, um zu entscheiden, ob das Ereignis an die nächste Stufe, den *Level-2* (L2) Trigger weitergeleitet wird oder das Ereignis nicht weiter prozessiert wird. Aufgrund der Detektorregion, in der potenziell interessante Objekte wie Myonen, Photonen, Jets, τ -Leptonen, identifiziert werden, definiert der L1 Trigger sog. *Regions-of-Interest* (RoI). Diese Information wird anschließend vom L2 Trigger genutzt, der dann die Daten aller Subdetektoren in der RoI verwendet. Die letzte Triggerstufe der *Event Filter* (EF) benötigt für jedes Ereignis durchschnittlich vier Sekunden um zu entscheiden, ob es endgültig gespeichert wird. Hierbei steht der gesamte Detektor in voller Granularität zur Verfügung.

Die in dieser Arbeit benutzten Myontrigger werden folgendermaßen abgekürzt: Ein vom L1 Trigger selektiertes Myonereignis, bei dem das Myon mindestens einen Transversalimpuls von 10 GeV aufweisen soll, erhält das Kürzel: *L1_MU10*. Ein vom EF selektiertes Ereignis wird entsprechend mit *EF_mu10*.

3.3 Datennahme im Jahr 2010

In der vorliegenden Arbeit werden Daten analysiert, welche mit dem ATLAS Detektor im Zeitraum von März bis Oktober 2010 aufgenommen wurden. Die Schwerpunktsenergie des LHC im *pp*-Betrieb betrug $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Zu Beginn wurde eine instantane Luminosität von $8 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht, welche gegen Ende oben ge-

Periode	Luminosität / nb^{-1}
A	0.4
B	9.0
C	9.5
D	320
E	1118
F	1980
G	9070
H	9300
I	23000

Tabelle 3.1: Datennahmeperioden im Jahr 2010 und die darin enthaltene Datenmenge.

nannten Zeitraums auf $2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ gesteigert werden konnte. Diese und weitere Informationen zum LHC Betrieb im Jahr 2010 finden sich in [33].

Der Messzeitraum wurde in neun Perioden aufgeteilt, die in Tabelle 3.1 aufgelistet sind. Insgesamt wurden mit den verwendeten Triggern eine für diese Analyse verwertbare integrierte Luminosität von 42 pb^{-1} erzielt.

In Periode B konnte das erste $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Kandidatenereignis mit dem ATLAS Detektor rekonstruiert werden. Eine Darstellung dessen ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

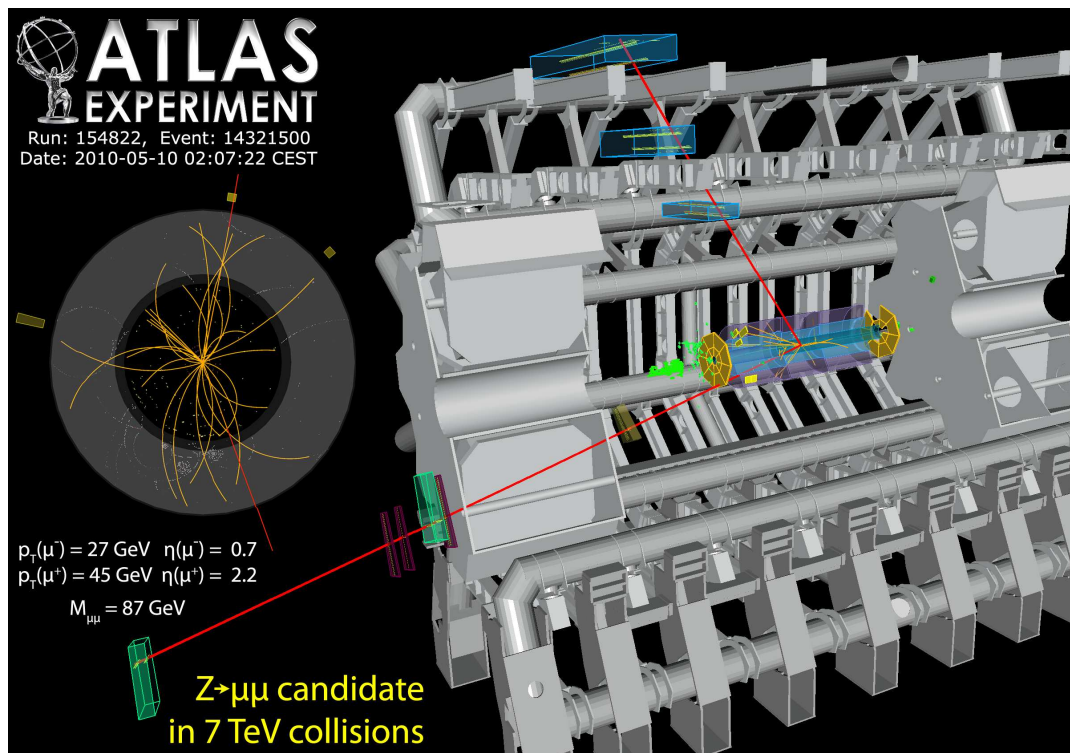


Abbildung 3.6: Erstes mit dem ATLAS Detektor rekonstruiertes $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Kandidatenereignis [31].

Kapitel 4

Ereignisselektion

In diesem Kapitel wird die in dieser Arbeit verwendete Selektion von $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignissen vorgestellt. Diese Selektion bildet den Ausgangspunkt für die beiden Analysekapitel 5 und 6. Die Selektion gliedert sich in die drei Teilkriterien: Selektion von Ereignissen mit „guten“ Kollisionsbedingungen, Myonenselektion und Z-Bosonenselektion.

Kollisionsselektion

Es werden solche Datenereignisse selektiert, welche definierte experimentelle Bedingungen besitzen. In diesem Fall wurde gefordert: stabile, kollidierende Protonenstrahlen, voll funktionsfähige Solenoid- und Toroidmagnete und vollständig einsatzbereiter innerer Detektor und Myonsystem. Dieses Kriterium bezieht sich selbstverständlich nur auf Datenereignisse. Die folgenden Kriterien gelten jedoch sowohl für Daten-, als auch für simulierte Ereignisse.

So müssen Ereignisse von einem bestimmten Trigger selektiert worden sein. Da sich die Strahlbedingungen, und damit die instantane Luminosität, während der Datennahme stark verändert haben, wurden unterschiedliche Einstellungen gewählt. Es wurde immer der Myontrigger mit der niedrigsten p_T -Schwelle, der nicht *vorskaliert*¹ (engl.: *prescaled*) war, für Datenereignisse verwendet. Für simulierte Ereignisse wurde, entsprechend der Luminosität der jeweiligen Datennahmeperioden, die gleichen Triggereinstellungen gefordert. Diese sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Außerdem soll im Ereignis der Primärvertex mit der höchsten p_T -Summe mindestens 3 assoziierte ID-Spuren und eine Position parallel zur Strahlachse von $|z| < 200$ mm innerhalb des Ursprungs des Detektorkoordinatensystems haben. Letzteres soll die Anzahl der selektierten kosmischen Myonen reduzieren.

¹Einen Trigger bezeichnet man als *vorskaliert*, falls die Ereignisrate höher ist, als von diesem Trigger verarbeitet werden kann. Das heißt die Anzahl der durch den Trigger selektierten Ereignisse ist geringer, als die tatsächliche Anzahl der potenziell interessanten Ereignisse.

Trigger	Datennahmeperiode
L1_MU10	Periode A – E3
EF_mu10 MG	Periode E4 – G1
EF_mu13 MG	Periode G2 – Run 167576
EF_mu13 MG tight	Run 167607 – Periode I2

Tabelle 4.1: Verwendete Trigger in den unterschiedlichen Datennahmeperioden. Die Erläuterungen der Abkürzungen sind in den Abschnitten 3.3 und 3.2.5 zu finden.

Myonselektion

Selektiert werden ausschließlich combined Myonen. Jedes Myon muss zusätzlich

$$p_T > 20 \text{ GeV}, \quad (4.1)$$

$$|\eta| < 2.4, \quad (4.2)$$

$$p_T^{MS} > 10 \text{ GeV}, \quad (4.3)$$

$$|d_0| < 1 \text{ mm}, \quad (4.4)$$

$$|z_0| < 5 \text{ mm} \quad (4.5)$$

erfüllen. Dabei sind d_0 und z_0 der transversale bzw. der longitudinale Stoßparameter. Der transversale Stoßparameter ist definiert als der Abstand zum Punkt der kürzesten Annäherung der Spur-Helix zur Strahlachse. Der longitudinale Stoßparameter ist analog definiert als der z -Wert der kürzesten Annäherung.

Der Transversalimpuls, der im Myonspektrometer allein gemessen wurde, ist mit p_T^{MS} bezeichnet. Der Schnitt auf diese Größe dient dazu, schlecht gemessene Myonen und Myonen aus Kaon- und Pion-Zerfällen zu verwerfen. Hierbei haben die im ID gemessenen Spuren einen höheren Transversalimpuls als im MS, und zudem eine schlechte Übereinstimmung der Spurparameter zwischen ID und MS. Die Schnitte auf die Stoßparameter d_0 und z_0 sollen ebenfalls den Anteil kosmischer Myonen unterdrücken.

Zusätzlich fordert man noch ein Isolationskriterium:

$$\sum_{i=1}^{n_{tr}} p_T^i (\Delta R < 0.02) / p_T^{\mu} < 0.02 \quad (4.6)$$

Hierbei steht n_{tr} für die Anzahl der Spuren im ID, p_T^i der Transversalimpuls der i -ten Spur. Die Summe läuft dabei über alle Spuren innerhalb eines Kegels des Radius $\Delta R < 0.02$ um die Myonspur mit einem Transversalimpuls, der größer als 1 GeV ist. Der Abstand in der η - ϕ -Ebene ist gegeben durch $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$.

Dieses Kriterium dient vor allem der Unterscheidung zu Myonen aus Zerfällen von b - und c -Hadronen, welche Untergrundprozesse zu Myonen aus Z -Bosonzer-

fällen darstellen. Da die aus Hadronzerfällen stammenden Myonen häufig in mit Jets auftreten, liefert ein Isolationskriterium eine sehr effiziente Möglichkeit den Anteil dieser Myonen zu unterdrücken.

Z-Bosonselektion

Sind in einem Ereignis mindestens 2 Myonen, welche obige Kriterien erfüllen vorhanden, so wird aus dem Zwei-Myon-System der Z-Kandidat gebildet. Jene Myonen müssen entgegengesetztes elektrisches Ladungsvorzeichen und eine invariante Masse $M(Z)$ von $66\text{ GeV} < M(Z) < 116\text{ GeV}$ besitzen, um als selektiertes Z-Kandidatenereignis zu bestehen.

Werden in einem Ereignis mehr als 2 Myonen selektiert, sind dementsprechend mehrere Kombinationen möglich. Der Z-Kandidat wird in diesem Fall aus der Kombination mit den Myonen gebildet, welche ihrerseits den höchsten Transversalimpuls besitzen.

4.1 Simulierte Ereignisse

Zum Vergleich mit Daten wurden mit der ATLAS-Software Version 15.6.9 vollständig rekonstruierte $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignisse herangezogen. Die Simulation des Detektors basiert hierbei auf dem Programm GEANT4 [34].

In der Hauptsache wurden simulierte $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignisse des Ereignisgenerators PYTHIA Version 6.4.21 verwendet. Es standen 5 Millionen Ereignisse dieser Art zur Verfügung. Darin ist eine Simulation des *Pile-Up* Effekts enthalten. Hierzu wurden zusätzlich zum harten Streuprozess *Minimum-Bias* Ereignisse generiert. Im Detail wurden pro hartem Streuprozess von Interesse n weitere *Minimum Bias* Ereignisse simuliert und überlagert, wobei n eine poissonverteilte Zufallsvariable mit Mittelwert $\lambda = 2$ ist.

Außerdem wurden 500 000 $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignisse, welche mit dem Ereignisgenerator SHERPA erzeugt wurden, benutzt. Es kam die SHERPA Version 1.1.3 zum Einsatz. Darin werden in der ME-Rechnung bis zu vier Partonen berücksichtigt. Hierin ist keine Simulation des *Pile-Up* Effekts enthalten.

In [35] wird eine sehr ähnliche Ereignisselektion verwendet und Untergrundprozesse wurden detailliert studiert. Insgesamt ergibt sich dort ein Untergrundanteil von weniger als 0.3%. Dieser Wert setzt sich zusammen aus Anteilen von den im letzten Abschnitt erwähnten Zerfällen schwerer Hadronen, aus den elektroschwachen Prozessen $Z \rightarrow \tau\tau$ und $W \rightarrow l\nu$ und $t\bar{t}$ -Produktion. Weitere Studien [36] haben gezeigt, dass der Einfluss auf die Form der p_T^Z -Verteilung ebenfalls verschwindend gering ist. Im Weiteren wird daher der gesamte Untergrund vernachlässigt.

Kapitel 5

Rekonstruktionsgüte des Detektors

Gegenstand dieses Kapitels ist es die Güte des ATLAS Detektors in Bezug auf Myonenidentifikation und -rekonstruktion näher zu charakterisieren. Nachdem die Rekonstruktionsalgorithmen und Myondefinitionen vorgestellt wurden, sollen die Myonrekonstruktionseffizienz sowie die Auflösung des Transversalimpulses der Myonen diskutiert werden.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, beinhaltet die vorliegende Arbeit zwei Schwerpunkte. Der eine ist die Bestimmung p_T -Skala und p_T -Auflösung von Myonen, insbesondere, wie diese Größen in Daten gemessen werden können. Zu diesem Zweck werden in Abschnitt 5.3 zwei Methoden verglichen. Abschnitt 5.2 über die Selektionseffizienz ist dagegen eher kurz gehalten. Die Fehlidentifikationsrate von Myonen wurde für eine vergleichbare Myonselektion, wie sie in dieser Arbeit verwendet wird, in [35] studiert und stellte sich als vernachlässigbar klein heraus. Die Fehlidentifikationsrate von Myonen wird daher in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt.

5.1 Myonrekonstruktionsalgorithmen

Für Identifikation und Rekonstruktion von Myonen stehen innerhalb der ATLAS Software zwei Rekonstruktionsketten zur Wahl: STACO [37] und Muid [38]. Diese liefern unabhängig voneinander Algorithmen für diese Zwecke.

Myondefinitionen

Myonen innerhalb des ATLAS Detektors zeichnen sich durch eine klare Signatur aus. Dies vereinfacht deren Identifikation. Da Myonen im Wesentlichen die einzigen geladenen Teilchen sind, welche den Zentraldetektor und die Kalorimeter passieren und das Myonspektrometer erreichen, baut die Myondefinition auf Treffern in diesem Detektorteil auf. Die Erläuterungen dieses Abschnitts sind [39] entnommen. Eine ausführliche Darstellung findet sich in [37] und [38].

Stand-alone Myonen Sind die Rekonstruktionsalgorithmen in der Lage eine komplette Spur im Myonspektrometer zu bilden, spricht man von *stand-alone* Myonen. Wie bereits erwähnt stellen sowohl die STACO- als auch die Muid-Familie einen solchen zur Verfügung. Ausgehend von Spursegmenten bilden beide Lösungsansätze *stand-alone* Myonen, falls in jeder der drei Stationen des MS Spursegmente, welche gewisse Gütekriterien erfüllen, gefunden wurden und diese miteinander zu einer Myontrajektorie kombinierbar sind. Die beiden Algorithmen unterscheiden sich dabei unter anderem in der Art der Mustererkennung zur Findung der Spursegmente. Um die Spurparameter der Myonen am Wechselwirkungspunkt zu erhalten wird außerdem eine Extrapolation ins Innere des Detektors durchgeführt. Dabei werden Korrekturen aufgrund des erwarteten Energieverlusts im Kalorimeter und aufgrund von Vielfachstreuung vorgenommen.

Segment-tagged Myonen Spuren im Zentraldetektor, welche einen zugeordneten Treffer im MS vorweisen können, aber keine vollständige Spur besitzen, bezeichnet man als *segment-tagged* Myonen oder kurz *tagged*. Besonders für Myonen mit geringem Transversalimpuls ist diese Myonendefinition gedacht. Die *Tagger*-Algorithmen extrapolieren Spuren des ID nach außen und suchen nach Segmenten der *stand-alone* Algorithmen.

Combined Myonen Den größten Stellenwert für Physikanalysen besitzen die *combined* Myonen. Diese werden aus der Kombination von *stand-alone* und *tagged* Myonen gebildet. Sofern die Spurparameter des im Zentraldetektor rekonstruierten Myons \vec{t}_{ID} und des *stand-alone* Myons \vec{t}_{MS} hinreichend übereinstimmen, kann ein *combined* Myon gebildet werden. Zur Quantifizierung der Übereinstimmung dient die Größe

$$\chi^2_{\text{match}} = (\vec{t}_{MS} - \vec{t}_{ID})^T (C_{MS} - C_{ID})^{-1} (\vec{t}_{MS} - \vec{t}_{ID}). \quad (5.1)$$

C steht dabei für die Kovarianzmatrix des Spurparametervektors \vec{t} . Dieser besteht aus den Parametern:

$$\vec{t} = (d_0, z_0, \phi_0, \cot \theta, q/p_T)^T. \quad (5.2)$$

Hierbei sind d_0 und z_0 der transversale bzw. der longitudinale Stoßparameter (vgl. Kapitel 4). Die Richtung des Winkels in der x - y -Ebene in Richtung der kürzesten Annäherung der Spur-Helix zur Strahlachse wird als ϕ_0 notiert. Der Kotangens des Polarwinkels θ entspricht der inversen Steigung der Spur in der r - z -Ebene. Der Quotient der Ladung q und des Transversalimpulses ist proportional zum inversen Krümmungsradius der Spur.

STACO bildet den *combined* Spurparametervektor \vec{t}_{CB} aus der statistischen Kombination der Vektoren \vec{t}_{ID} und \vec{t}_{MS} :

$$\vec{t}_{CB} = \left(C_{ID}^{-1} + C_{MS}^{-1} \right)^{-1} \left(C_{ID}^{-1} \cdot \vec{t}_{ID} + C_{MS}^{-1} \cdot \vec{t}_{MS} \right) \quad (5.3)$$

Muid kombiniert die Spuren des ID und MS durch eine erneute Anpassung.

Calo-tagged Myonen Der Vollständigkeit halber sei noch eine vierte Myondefinition erwähnt, sogenannte *calo-tagged* Myonen. Dabei wird ähnlich wie bei *segment-tagged* Myonen von Spuren des ID ausgegangen. Statt Treffern im MS wird aber im Kalorimeter nach einem minimalionisierenden Signal gesucht, das charakteristisch für Myonen ist.

Der folgende Teil dieser Arbeit wird sich mit den Eigenschaften der *combined* Myonen befassen.

5.2 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz von Myonen

Im Folgenden werden zwei Methoden zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz von Myonen vorgestellt. Eine genaue Kenntnis dieser Größe ist unabdingbar für alle Physikanalysen mit Myonenzuständen.

Unter *Effizienz* soll stets eine bedingte Wahrscheinlichkeit zu verstehen sein, welche die Wahrscheinlichkeit dafür angibt einen Zustand B vorzufinden, falls schon sicher ist, dass Zustand A eingetreten ist; in Formeln: $P[B|A]$. So ist beispielsweise im nächsten Abschnitt der Zustand A gegeben durch „ein generiertes Myon liegt vor“ und B durch „ein rekonstruiertes Myon liegt vor“.

5.2.1 Effizienzbestimmung mittels Detektorsimulation

Zunächst bietet die Simulation des ATLAS Detektors eine naheliegende Möglichkeit diese Fragestellung zu beantworten.

Die *Rekonstruktionseffizienz* für Myonen ϵ ist definiert als das Verhältnis der Anzahl der mittels eines Ereignisgenerators erzeugten Myonen n_{gen} zur Anzahl der mit Hilfe der Detektorsimulation rekonstruierten Myonen n_{rek}

$$\epsilon = \frac{n_{rek}}{n_{gen}}. \quad (5.4)$$

Auf simulierte PYTHIA $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignisse¹ wurde die in Kapitel 4 beschriebene Myonselektion angewendet. Dabei wurden *combined* Myonen der STA-

¹In diesem Kapitel werden ausschließlich die in Abschnitt 4.1 näher beschriebenen PYTHIA $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignisse verwendet.

CO Familie verwendet. Mit Hilfe von Formel 5.4 wurde schließlich die Rekonstruktionseffizienz in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T , der Pseudorapidität η , des Winkels ϕ und der Ladung bestimmt.

Ergebnisse

Die Resultate der Effizienzbestimmung für *combined* Myonen mittels Detektorsimulation sind in Abbildung 5.1 zusammengefasst. Die Bestimmung erfolgte in Abhängigkeit der Größen p_T , der Pseudorapidität η , des Winkels ϕ und der Ladung der Myonen. Im Mittel ergab sich eine Effizienz von ungefähr $\epsilon = 94\%$.

Die Effizienz als Funktion des p_T des Myons ist flach im Bereich zwischen 20 GeV und 100 GeV. Die Effizienz in Abhängigkeit der Pseudorapidität weist in den Bereichen $\eta \approx 0$ und $\eta \approx 1.2$ einen Abfall auf Werte von $\epsilon \approx 55\%$ bzw. $\epsilon \approx 75\%$ auf. Dies ist mit dem Fehlen ausreichender Myondetektorbauteile in diesen Regionen zu erklären. Einen Rückgang der Effizienz bei den Azimutwinkeln $\phi \approx -2$ und $\phi \approx -1$ auf etwa 90% ist auf die dort befindliche Trägerkonstruktion der ATLAS Toroidmagnete (vgl. Abbildung 6.3) zurückzuführen. Es wird keine Abhängigkeit der Effizienz von der Ladung der Myonen beobachtet.

5.2.2 Tag-and-Probe Methode

Um eine größtmögliche Unabhängigkeit von der Detektorsimulation zu erreichen, stellt die *Tag-and-Probe* Methode eine Möglichkeit, die Myoneffizienzen in Daten zu bestimmen. Es ist hierbei möglich das im Folgenden beschriebene Verfahren sowohl auf Daten, als auch auf simulierte Ereignisse anzuwenden. Aus den Diskrepanzen zwischen diesen Resultaten können Korrekturfaktoren bestimmt werden. Diese *Skalierungsfaktoren* sind Quotienten aus der Effizienz, welche in Daten beobachtet wird und der Effizienz, die durch die Detektorsimulation beschrieben wird.

Wenngleich in dieser Arbeit keine eigenständigen *Tag-and-Probe* Ergebnisse produziert wurden, so finden die Resultate aus [40] doch Anwendung in der Messung des p_T^Z -Spektrums. Daher soll dieses Verfahren hier kurz erläutert werden.

Ein vollständig rekonstruiertes $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignis besteht aus zwei *combined* Myonen. Das heißt zwei komplette Spuren im ID und zwei im MS. Die Idee besteht nun darin nicht beide *combined* Myonen in der Selektion zu fordern. Stattdessen wird eine *Tag*-Selektion durchgeführt. Es wird lediglich ein *combined* Myon – das *Tag*-Myon – gefordert, sowie eine ID Spur, welche mit diesem *Tag*-Myon eine invariante Masse besitzt, die nahe der Z -Masse liegt. Die Effizienz ist nun definiert als das Verhältnis der Anzahl Myonen, bei denen der ID Spur – dem *Probe*-Myon –

5.2 Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz von Myonen

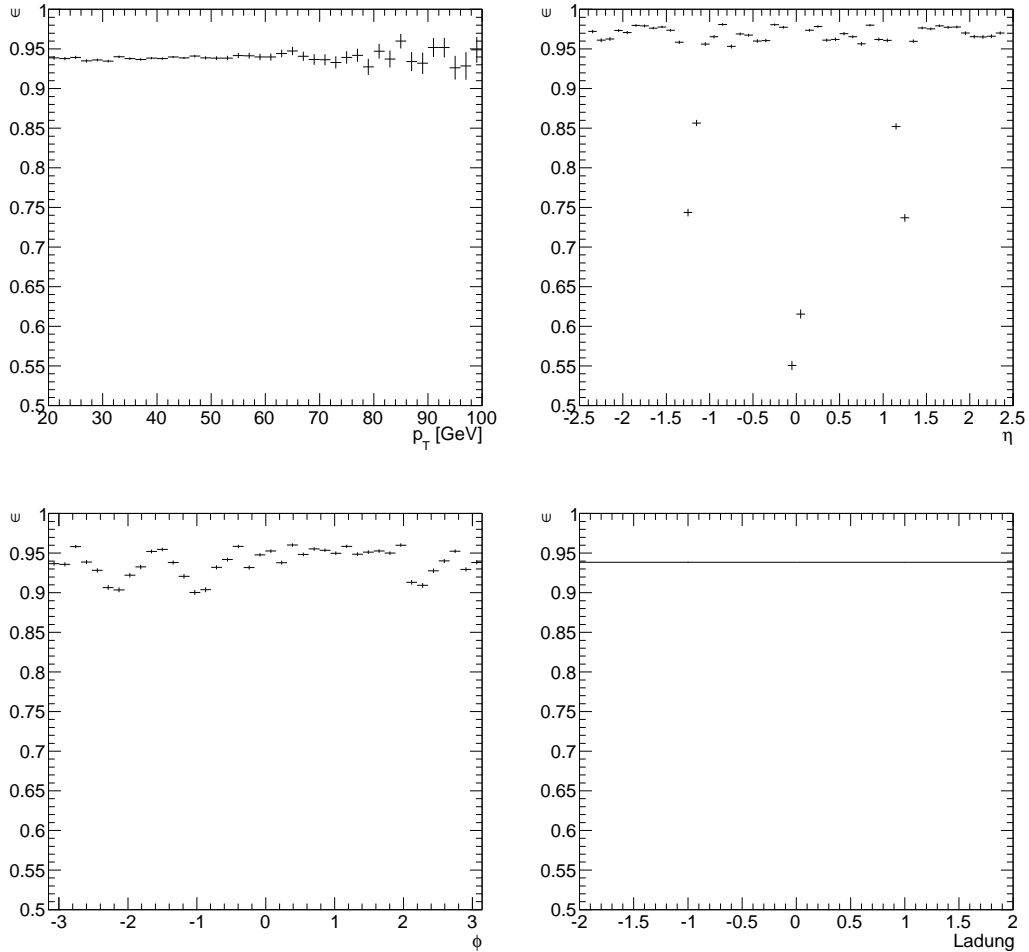


Abbildung 5.1: Myonrekonstruktionseffizienzen ϵ , bestimmt mit der Detektorsimulation, in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T (links oben), der Pseudorapidität η (rechts oben), des Azimutwinkels ϕ (links unten) und der Ladung (rechts unten) von *combined* Myonen der STACO Familie. Die Null auf der ϵ -Achse ist jeweils unterdrückt.

eine MS Spur zugeordnet werden kann, zu der Gesamtzahl aller *Tag*-Myonen.

$$\epsilon_{TP} = \frac{n_{probe}}{n_{tag}} \quad (5.5)$$

Obiges Beispiel diene zur Bestimmung der *Combined*-Effizienz. Durch Änderung des *Probe*-Objekts kann die *Tag-and-Probe* Methode aber auch zur Bestimmung der ID- oder der Trigger-Effizienz genutzt werden. Eine in der Praxis häufig verwendete Faktorisierung der gesamten *Tag-and-Probe* Rekonstruktionseffizienz ϵ_{TP}^{rek} besteht in der Aufteilung:

$$\epsilon_{TP}^{rek} = \epsilon_{TP}^{CB} \cdot \epsilon_{TP}^{ID} \cdot \epsilon_{TP}^{iso}. \quad (5.6)$$

Die einzelnen Beiträge sind die oben beschriebene *Combined*-Effizienz ϵ_{TP}^{CB} , die ID-Effizienz ϵ_{TP}^{ID} und die Isolationseffizienz ϵ_{TP}^{iso} . Für die ID-Effizienz wird die gleiche Definition der *Tag*-Myonen verwendet, wie für die CB-Effizienz. Das *Probe*-Myon besteht hingegen aus einer MS Spur. Für die Isolationseffizienz wird ebenfalls die gleiche *Tag*-Selektion angewendet, das *Probe*-Objekt ist ebenfalls ein *combined* Myon, wobei die Isolationskriterien fallengelassen wurden. Die genauen Selektionskriterien für die Ergebnisse sind [40] zu entnehmen.

Des Weiteren ist es mit der *Tag-and-Probe* Methode auch möglich, die Triggereffizienz zu bestimmen. Dies ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Myon von einem bestimmten Trigger selektiert wird.

Für die Messung des p_T^Z -Spektrums hat die *Tag-and-Probe* Methode den Vorteil, dass sämtliche Effizienzen als Funktion der Messgröße p_T^Z bestimmbar sind. Als p_T^Z wird dabei der Transversalimpuls des Zwei-Myon-Systems aus dem *Tag*- einerseits und dem *Probe*-Myon andererseits gebildet.

Für die Myoneffizienzbestimmung mittels *Tag-and-Probe* Methode sind in Abbildung 5.2 exemplarisch einige Ergebnisse aus [40] zusammengestellt. Dort sind die *Tag-and-Probe* Effizienzen für STACO *combined* Myonen als Funktion von p_T und η der Myonen zu finden. In Blau sind die Ergebnisse auf Basis simulierter Ereignisse, in Schwarz die Resultate für Daten. Unter der Hauptgrafik sind außerdem die Skalierungsfaktoren (SF) dargestellt.

Man kann anhand Abbildung 5.2 erkennen, dass eine recht gute Übereinstimmung der Effizienz in Daten und Simulation als Funktion des p_T des Myons zu verzeichnen ist. Allerdings ist zu bemerken, dass die Effizienz in Daten tendenziell geringer ist. Hierbei ist die Abweichung jedoch maximal 2%. Als Funktion der Pseudorapidität ist die Übereinstimmung in Daten und Simulation ebenfalls recht gut. Hierbei muss jedoch in der Übergangsregion zwischen Zentral- und Endkapfenbereich ($|\eta| \approx 1.2$) eine signifikante Abweichung von bis zu 9% festgehalten werden.

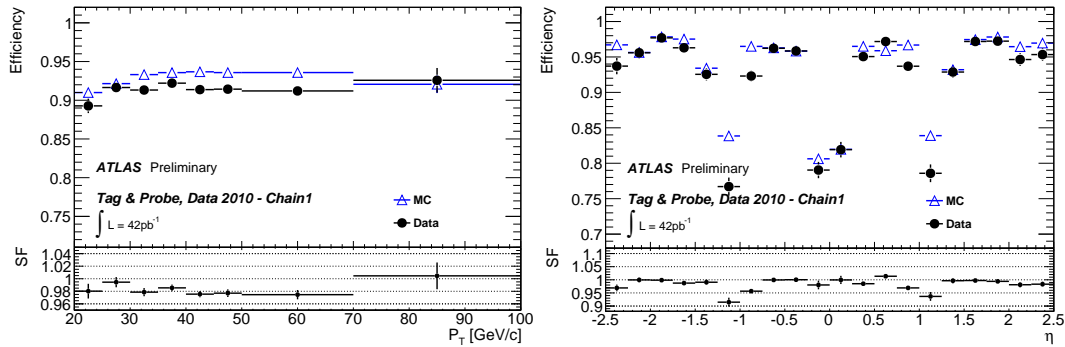


Abbildung 5.2: Tag-and-Probe Myonrekonstruktionseffizienzen ϵ_{TP} für STACO combined Myonen in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T (links), der Pseudorapidität η (rechts), und die zugehörigen Skalierungsfaktoren (SF) entnommen aus [40].

5.3 Bestimmung der p_T -Skala und p_T -Auflösung von Myonen

Neben der Effizienz ist ein weiteres Gütemaß der Myonrekonstruktionsqualität die p_T -Skala und p_T -Auflösung von Myonen. Für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma}{dp_T}(pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)$ sind diese Größen ebenfalls von herausragender Bedeutung. Sie stellen Quellen systematischer Unsicherheiten dar, und eine genaue Kenntnis der p_T -Skala und p_T -Auflösung ist somit die Voraussetzung einer präzisen Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts.

In den folgenden Abschnitten werden verschiedene Methoden diskutiert, welche zur Bestimmung der p_T -Skala und p_T -Auflösung von Myonen verwendet werden können. Den Schwerpunkt dieses Kapitels bildet Abschnitt 5.3.3. Dort werden Methoden vorgestellt, die der Bestimmung der p_T -Skala und p_T -Auflösung von Myonen in realen Daten dienen. Zunächst soll jedoch die Definition der Auflösung präzisiert werden.

5.3.1 Definition von Skala und Auflösung

Die Auflösung dient generell als Maß der Güte der Messung einer bestimmten Größe. Gesucht ist ein Maß der Streuung der Messwerte q einer physikalischen Größe Q . So kann man Q als den tatsächlichen „wahren“ Wert einer physikalischen Observablen und q als den Wert, welchen das Messgerät anzeigt, interpretieren.

Nun bildet man zunächst die relative Abweichung

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{q - Q}{Q}, \quad (5.7)$$

für $Q \neq 0$. Fasst man Q und q als (reelle) Zufallsvariable auf, ist es sinnvoll von deren Verteilung zu sprechen. Gleiches gilt demnach für die relative Abweichung. Die *Auflösung von Q* wird nun definiert als Standardabweichung σ der Verteilung von $\Delta Q/Q$.

$$\sigma(Q) := \sqrt{\text{Var} [\Delta Q/Q]} \quad (5.8)$$

Als *Skala von Q* wird analog der Erwartungswert μ der relativen Abweichung definiert:

$$\mu(Q) := \text{E} [\Delta Q/Q] + 1. \quad (5.9)$$

Die Skala gibt also Aufschluss über eine systematische Verschiebung der Messwerte nach oben oder unten. Um die Konsistenz der Ergebnisse dieses Kapitels mit denen anderer Autoren sicherzustellen, muss in obiger Definition 1 zu dem Erwartungswert addiert werden. So ergibt sich der Wert $\mu(Q) = 1$ für den Fall, dass keine systematische Verschiebung der Messwerte vorliegt.

Speziell ist im Folgenden die Auflösung und Skala des Transversalimpulses der Myonen von Interesse. Das heißt man untersucht

$$\sigma(p_T) := \sqrt{\text{Var} \left[\frac{\Delta p_T}{p_T} \right]}, \quad \text{und} \quad \mu(p_T) := \text{E} \left[\frac{\Delta p_T}{p_T} \right] + 1. \quad (5.10)$$

5.3.2 Messung mittels Detektorsimulation

Die Standardmethode zur Bestimmung der p_T -Auflösung erfolgt unter Zuhilfenahme der Simulation des Detektors. Die Annahme dieser Methode ist, dass diese Simulation das Verhalten des tatsächlichen Detektors gut beschreibt. Besonders in der Anfangsphase eines neuen Experiments ist dies nicht immer gewährleistet und daher stets zu überprüfen.

Basierend auf der Definition der Auflösung wird folgendes Verfahren angewendet. Man nimmt die Größen auf Generatorniveau als „wahre“ Größen an, und vergleicht mit den „gemessenen“, welche auf Ebene der Rekonstruktion bestimmt werden. Im Weiteren werden Variablen auf Generatorniveau mit dem Subskript *gen* für generiert gekennzeichnet, solche nach der kompletten Detektorsimulation mit *rek* für rekonstruiert.

Mit Formel 5.7 ergibt sich für die relativen Abweichungen:

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} = \frac{p_{T,rek} - p_{T,gen}}{p_{T,gen}}. \quad (5.11)$$

Um nun die Auflösung zu erhalten, muss die Standardabweichung dieser Verteilung berechnet werden. Dazu ist notwendig diese zu parametrisieren. Meist wird

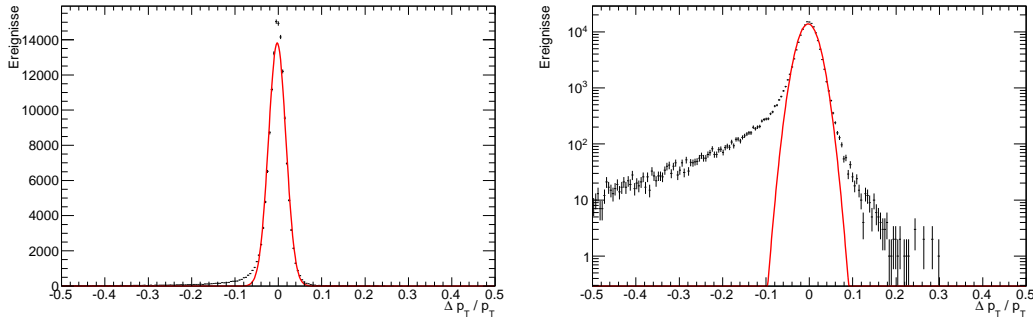


Abbildung 5.3: Anpassung der Normalverteilung an die Dichte der $\Delta p_T/p_T$ -Verteilung exemplarisch für den Bereich $\eta \in [0, 0.25]$, gemittelt über p_T . Links in linearer, rechts in logarithmischer Darstellung.

dazu die Normalverteilung $N(\mu, \sigma)$ mit der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$N(A, \mu, \sigma; x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(x - \mu - 1)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.12)$$

benutzt. Dabei ist A ein zusätzlicher Normierungsfaktor. An die in Form eines Histogramms geschätzte Dichte der Verteilung $\Delta p_T/p_T$, wird eine solche Normalverteilung angepasst und die Parameter μ und σ extrahiert. Aufgrund obiger Ausführungen ist der Anpassungsparameter σ als die Auflösung des Transversalimpulses zu interpretieren, μ steht für die Skala.

Ergebnisse

Auf den PYTHIA MC-Datensatz wurde die Myonselektion aus Kapitel 4 angewendet. Anschließend wurde die $\Delta p_T/p_T$ -Verteilung für unterschiedliche η -Bereiche getrennt bestimmt. Eine exemplarische Anpassung der Normalverteilung an die $\Delta p_T/p_T$ -Verteilung ist in Abbildung 5.3 zu finden. Wie man anhand dieser Abbildung unschwer erkennen kann, wird die $\Delta p_T/p_T$ -Verteilung nur eingeschränkt durch eine Normalverteilung beschrieben. Die breiten, asymmetrischen Ausläufer können durch dieses Verfahren nicht wiedergegeben werden. Der Anpassungsbereich wurde aus diesem Grund auf den um Null zentrierten Bereich von $\Delta p_T/p_T \in [-0.2, 0.2]$ begrenzt.

Die Ergebnisse der Anpassungen, die Parameter μ und σ in Abhängigkeit von η und p_T der Myonen sind in Abbildung 5.4 zusammengefasst. Die Auflösung für Myonen ist am besten im Zentral-Bereich ($|\eta| < 1$) und beträgt dort etwa 2%. Die Verschlechterung der Auflösung tritt vor allem im Übergangsbereich zwischen Zentral- und Endkappenbereich zu Tage. Dort bewegen sich einerseits weniger

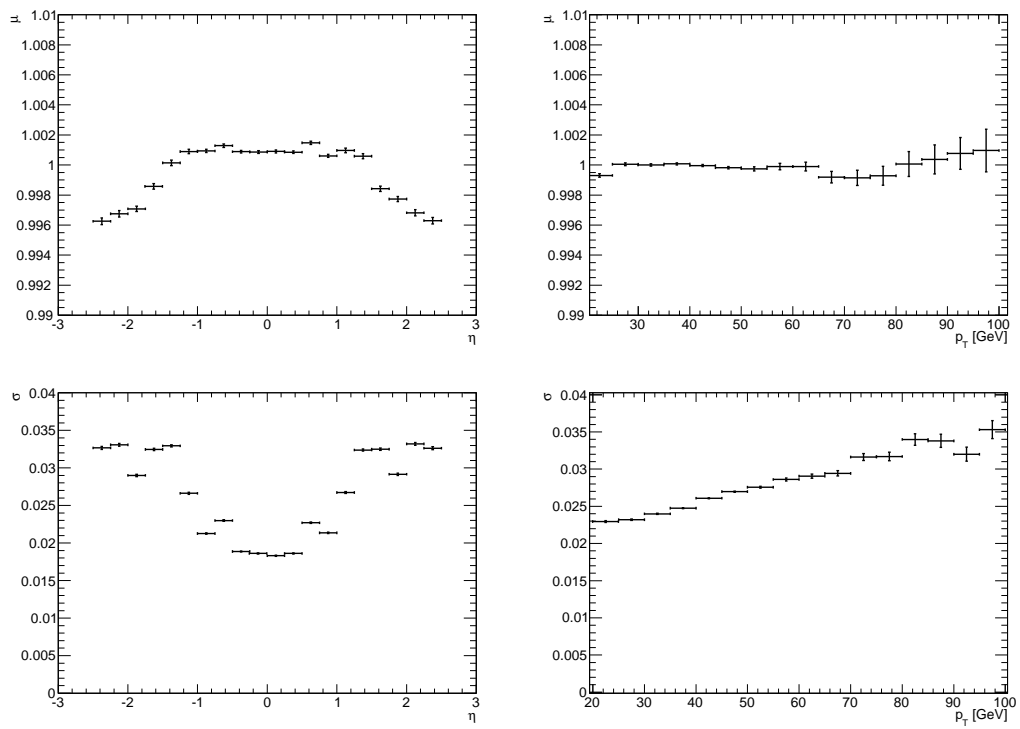


Abbildung 5.4: Anpassungsparameter der Normalverteilung für die p_T -Skala μ und -Auflösung σ in Abhängigkeit von η und p_T der Myonen.

Detektorkomponenten und somit weniger Spurpunkte auf der Myontrajektorie, andererseits ist in diesem Bereich das Magnetfeld verhältnismäßig schwach. Dies hat zur Folge, dass die Myonen sich auf einer weniger stark gekrümmten Bahnkurve befinden. Die Skala ist in einem Bereich von $|\eta| < 1.5$ im Rahmen der Unsicherheiten mit 1 verträglich. Für die Region $|\eta| > 1.5$ ist ein geringerer Abfall des Skalen-Parameters auf $\mu = 0.996$ zu verzeichnen.

Die Auflösung als Funktion des p_T des Myons weist einen Anstieg von 2.3% bei 20 GeV auf 3.5% bei 100 GeV auf. Dagegen ist die Skala als Funktion des p_T des Myons für den Bereich von 20 GeV bis 100 GeV mit 1 verträglich.

5.3.3 Datenbasierte Messung

Die im Folgenden vorgestellten Methoden dienen dazu die p_T -Auflösung und -skala von Myonen in Daten zu bestimmen. Diese sind für den Fall anwendbar, dass die Auflösung des Detektors schlechter ist, als in der Simulation. Dieser Umstand findet sich in dem analysierten ATLAS Datensatz wieder.

Einen Hinweis für die schlechtere Auflösung liefert die Breite der Verteilung der invarianten Masse des Z -Bosons. Diese Messgröße ist auch Ausgangspunkt der datenbasierten Methoden zur Bestimmung der p_T -Auflösung und -skala.

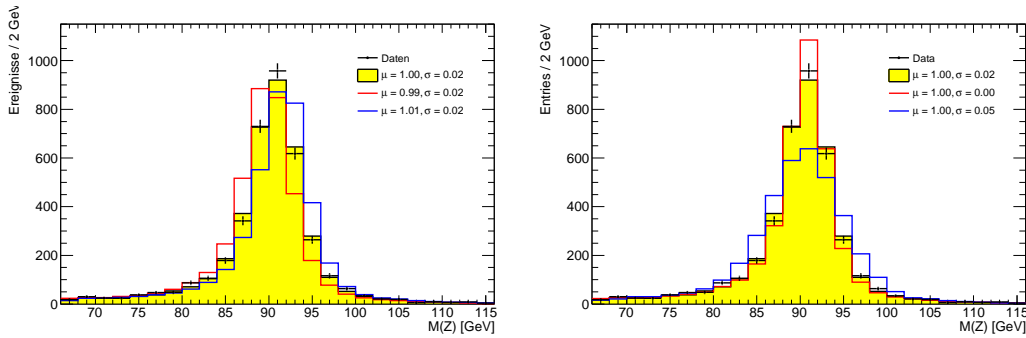
Methodik

Bei den datenbasierten Methoden zur Bestimmung der p_T -Auflösung und -Skala von Myonen macht man sich die Form der Verteilung der invarianten Masse des Z -Bosons ($M(Z)$) und die Tatsache, dass diese bereits sehr genau vermessen werden konnte [3], zunutze. Abweichungen von der bekannten $M(Z)$ -Verteilung, welche nun experimentell festgestellt werden, lassen auf unzureichendes Detektorverständnis schließen.

Die Breite der $M(Z)$ -Verteilung ist direkt mit der p_T -Auflösung korreliert; eine größere Auflösung führt zu einer größeren Breite. Eine Variation der p_T -Skala (d. h. einer systematischen Fehlmessung) führt zu einer Verschiebung des Modalwerts der Verteilung.

Die Annahme dieser Methoden besteht darin, dass die Verbreiterung der $M(Z)$ -Verteilung hauptsächlich durch die Auflösung der Myontransversalimpulse und die Verschiebung des Modalwerts in erster Linie durch die Skala zu Stande kommt. Mit anderen Worten soll die Auflösung der anderen Messgrößen, wie die der Winkel η und ϕ , vernachlässigbar sein. Eine Rechtfertigung dieser Annahmen wird in [41] diskutiert.

Um nun die p_T -Skala und -Auflösung zu bestimmen, vergleicht man die $M(Z)$ -Verteilung der Daten, mit der $M(Z)$ -Verteilung einer modifizierten MC-Simulation. Man betrachtet dazu eine Funktion f , die den Transversalimpuls der Myonen


 Abbildung 5.5: $M(Z)$ -Verteilung für verschiedene Werte der Parameter μ und σ .

$p_T(\mu)$ verschmiert:

$$f : p_T \mapsto f(p_T) = p_{T,s}. \quad (5.13)$$

Die Funktion f möge von zwei Parametern abhängen, welche die Auflösung beziehungsweise die Skala beschreiben sollen. Diese werden ebenfalls mit σ und μ bezeichnet: $f = f(\mu, \sigma)$.

Für die oben beschriebene Funktion f wurde die Funktion

$$f(p_T) = N(\mu \cdot p_T, \sigma \cdot p_T) \quad (5.14)$$

verwendet. Hierbei ist $N(a, b)$ wieder die Normalverteilung mit Erwartungswert a und Standardabweichung b .

Wie in Abschnitt 5.3.2 diskutiert, werden Auflösungseffekte des p_T von Myonen zumindest näherungsweise durch eine Normalverteilung beschrieben. Es sind durchaus komplexere Modelle denkbar, es soll aber untersucht werden, in wie weit dieses einfache Modell mit nur zwei Parametern ausreichend für eine erste Phase der Datenanalyse ist. In Abbildung 5.5 ist die $M(Z)$ -Verteilung für verschiedene Werte der Parameter μ und σ dargestellt.

Es sind nun unterschiedliche Ansätze denkbar. Zunächst ist eine Verschmierung der Myon-Transversalimpulse auf Generatorniveau möglich und danach ein direkter Vergleich der modifizierten MC-Simulation mit Daten. Dieses Vorgehen hat den Vorteil, dass man vollkommen unabhängig von der Detektorsimulation ist. Dies ermöglicht eine hohe Flexibilität. Auf der anderen Seite ist das einfache Normalverteilungsmodell für die Verschmierungsfunktion f nicht geeignet, um die komplexe Detektorsimulation in Gänze nachzubilden. Man vergleiche hierzu auch die Resultate aus Abschnitt 5.3.2 und 5.3.4.

Eine andere Möglichkeit besteht, darin die Myon-Transversalimpulse auf Detektorniveau zu verschmieren. Dazu wird wiederum die Auflösungsfunktion f aus

Gleichung 5.14 benutzt. So bestimmt man die Auflösung, welche zusätzlich zur Detektorsimulation notwendig ist, um die Daten zu beschreiben. Dies bringt den Vorteil mit sich, dass die Eigenschaften der Detektorsimulation genutzt werden können, und nur die weitgehend geringen Diskrepanzen zwischen Daten und Simulation durch das einfache Normalverteilungsmodell berücksichtigt werden müssen.

Das Ziel besteht nun in der Schätzung der Parameter μ und σ , für welche die Übereinstimmung der $M(Z)$ -Verteilungen in Daten und modifizierter MC-Simulation am besten ist. Diese werden im Folgenden mit $\hat{\mu}$ und $\hat{\sigma}$ bezeichnet. Für die Bestimmung der p_T -Skala beziehungsweise -Auflösung, respektive der Parameter $(\hat{\mu}, \hat{\sigma})$, wurde letzterer Weg eingeschlagen. Als Ausgangspunkt wurde ein vollständig simulierter PYTHIA $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ MC-Datensatz benutzt. Auf diesen wurde die in Kapitel 4 vorgestellte Ereignis Selektion angewendet. Anschließend wurde der Transversalimpuls jedes einzelnen Myons nach der Detektorsimulation mit der Funktion $f(p_T; \mu, \sigma)$ modifiziert. Aus dem Zwei-Myon-System wurde danach die invariante Masse berechnet. Für N Skalenparameter μ und M Auflösungsparameter σ ergeben sich somit $N \cdot M$ simulierte $M(Z)$ -Verteilungen.

Es werden weiterhin Methoden benötigt, welche die Übereinstimmung zweier Verteilungen quantifizieren. Schließlich gilt es Kriterien zu finden, die in der Lage sind zu unterscheiden, ob die gemessene $M(Z)$ -Verteilung der Daten besser zu einer simulierten $M(Z)$ -Verteilung passt, welche auf den Parametern (μ_1, σ_1) oder (μ_2, σ_2) beruht.

Datenbasierte Messung ohne Annahme einer Parametrisierung der $M(Z)$ -Verteilung

Eine Möglichkeit die $M(Z)$ -Datenverteilung mit der simulierten Vorhersage zu vergleichen, besteht in der nicht-parametrischen Schätzung der simulierten und der Daten- $M(Z)$ -Verteilung durch Histogramme.² Liegen diese vor, so kann anschließend ein statistischer Test dazu dienen, die Übereinstimmung der Verteilungen quantitativ zu fassen.

Als Test kommen unter anderem ein χ^2 - oder Kolmogorov-Smirnov-Test in Frage. Für die nachfolgend beschriebene Methode wurden beide Möglichkeiten untersucht. Der Einfluss auf das Endergebnis $(\hat{\mu}, \hat{\sigma})$ stellte sich als vernachlässigbar heraus. Für die Ergebnisse in Abschnitt 5.3.5 wurde der Kolmogorov-Smirnov-Test [42] verwendet.

Für jede Kombination (μ, σ) der Skalen- und Auflösungsparameter wird ein Test zwischen der simulierten und der gemessenen $M(Z)$ -Verteilung durchgeführt.

²Zur einfacheren Unterscheidung wird dieser Ansatz zur Bestimmung der p_T -Skala und p_T -Auflösung von Myonen kurz mit *Methode 1* und der um nächsten Absatz entsprechend mit *Methode 2* bezeichnet.

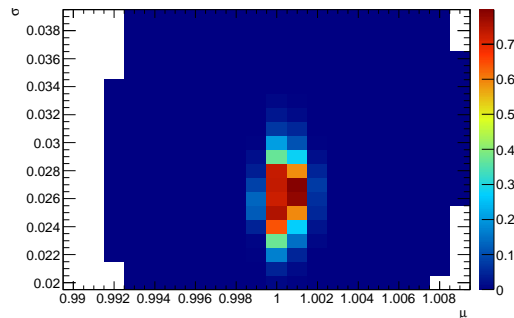


Abbildung 5.6: Beispiele der p-Werte der Teststatistik des Kolmogorov-Smirnov-Test zwischen simulierten und echter $M(Z)$ -Verteilung.

Der maximale p-Wert³ der Teststatistik liefert demnach die gesuchten Parameter. In Abbildung 5.6 sind exemplarisch die Resultate des Kolmogorov-Smirnov-Tests für verschiedene Parameter (μ, σ) zu finden, die das zwei-dimensionale Maximierungsproblem veranschaulichen sollen.

Ist man ausschließlich an den Punktschätzern für $\hat{\mu}$ und $\hat{\sigma}$ interessiert, so ist oben beschriebenes Verfahren ausreichend. Allerdings sind vor allem auch die Unsicherheiten dieser Schätzwerte von Interesse.

Um Konfidenzintervalle zu konstruieren, wurde sich einer *Resampling*-Technik bedient. Dabei wurden die Datenpunkte der $M(Z)$ -Verteilung innerhalb der statistischen Fehler variiert. So erhält man beispielsweise K Realisierungen der echten Verteilung, sogenannte Pseudo-Datensätze. Die zuvor geschilderte zwei-dimensionale Maximierung wird nun für alle K Pseudo-Datensätze durchgeführt und jeweils K Paare $(\hat{\mu}^j, \hat{\sigma}^j)$, $j = 1, \dots, K$, bestimmt. Aus den (empirischen) Verteilungen der Parameter $\hat{\mu}^j$ und $\hat{\sigma}^j$ können mittels Quantilen zentrale 68% Konfidenzintervalle geschätzt werden, um so die gewünschten Unsicherheiten zu erhalten. Für die Schätzer $(\hat{\mu}, \hat{\sigma})$ kann nun analog dazu auch der Median der $\hat{\mu}^j$ - bzw. der $\hat{\sigma}^j$ -Verteilung benutzt werden. Der Wert des Medians unterschied sich dabei nicht signifikant von dem des Mittelwerts der Verteilungen von $\hat{\mu}^j$ - bzw. der $\hat{\sigma}^j$. Diese Verteilungen sind in Abbildung 5.7 zu finden.

Datenbasierte Messung mit Parametrisierung der $M(Z)$ -Verteilung

Ein anderer Ansatz besteht darin, eine Parametrisierung der $M(Z)$ -Verteilung zu wählen. Diese Vorgehensweise wurde detailliert in [44] studiert. Statt die Infor-

³Der p-Wert tritt im Zusammenhang mit Hypothesentests auf. Der p-Wert ist dabei definiert als die Wahrscheinlichkeit, unter Annahme einer Hypothese H_0 , die beobachteten Daten zu erhalten oder Daten, die schlechter mit H_0 verträglich sind [43].

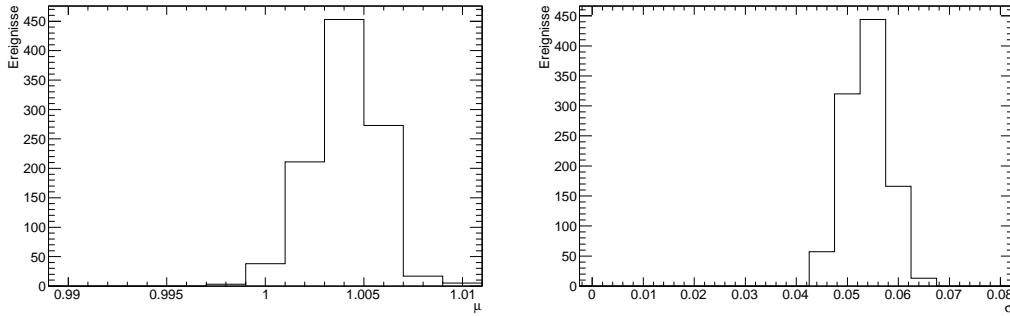


Abbildung 5.7: Geschätzte Wahrscheinlichkeitsdichte der Verteilungen der Parameter $\hat{\mu}^j$ (links) und $\hat{\sigma}^j$ rechts.

mation der gesamten Verteilung zu verwenden, werden lediglich zwei Parameter – einer für die p_T -Skala, einer für die -Auflösung – zwischen Daten und MC-Simulation verglichen.

Ausgangspunkt sind wiederum Histogramme der $M(Z)$ -Verteilungen. Diese Histogramme werden mit einer Faltung aus Breit-Wigner- und Normalverteilung⁴ angepasst:

$$g(x; m, s, \Gamma) = (BW(m, \Gamma) \otimes N(m, s))(x) \quad (5.15)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2/4 + (x - m)^2} \frac{\exp(-(x - m - \tau)^2 / (2s^2))}{\sqrt{2\pi}s} d\tau. \quad (5.16)$$

Der Mittelwert der Normalverteilung wird gleich dem Modalwert der Breit-Wigner-Verteilung gesetzt und mit m bezeichnet. Er dient als Anpassungsparameter, der die p_T -Skala widerspiegelt. Die Breite der Normalverteilung s wird entsprechend als Auflösungsparameter gewählt. Die Breite der Breit-Wigner-Verteilung Γ ist dabei kein freier Anpassungsparameter, sondern wird auf den Messwert der Z -Bosonzerfallsbreite gesetzt: $\Gamma = 2.4952 \text{ GeV}$ [18].

Im Vergleich zur Methode 1 aus dem letzten Abschnitt, kommt bei dieser Methode neben der Parametrisierung der $M(Z)$ -Verteilung noch eine weitere Annahme hinzu. Die Parameter μ und σ werden als unabhängig angenommen. Bei erster Methode wurden für die N Skalenparameter μ und M Auflösungsparameter σ das komplette zwei-dimensionale Gitter der $N \cdot M$ Werte betrachtet. Hier werden nun lediglich $N + M$ $M(Z)$ -Histogramme verwendet, wie im Folgenden gezeigt wird.

Zunächst werden alle simulierten $M(Z)$ -Histogramme, bei welchen die Transversalimpulse der Myonen zusätzlich zur Detektorsimulation mit der Funktion $f(\mu, \sigma)$

⁴Manchmal wird diese Faltung als Voigtfunktion bezeichnet.

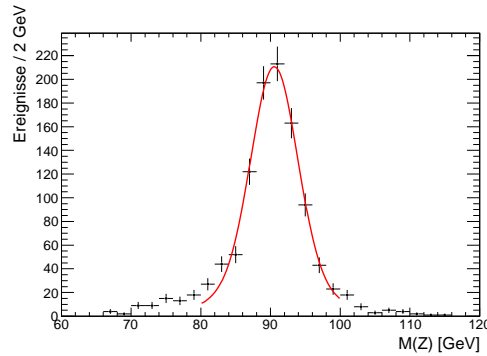


Abbildung 5.8: Anpassung der $M(Z)$ -Verteilung mit einer Faltung aus Breit-Wigner- und Normalverteilung.

verschmiert wurden, mit der Funktion g angepasst. Exemplarisch ist dies in Abbildung 5.8 zu sehen. Im Anschluss sind der angepasste Mittelwert m und die Breite s für gegebene Verschmierungsparameter μ und σ zu entnehmen. Auf diese Weise werden auch für die echte Daten- $M(Z)$ -Verteilung $m = m_D$ und $s = s_D$ bestimmt.

Die Parametrisierung durch die Faltung aus Breit-Wigner- und Normalverteilung ist nur als Näherung zu verstehen. Nur der reine Anteil des Z -Bosons folgt einer Breit-Wigner-Form. Die invariante Massenverteilung des Zwei-Myon-Systems beinhaltet außerdem Terme aufgrund von Photonaustausch und γ^* - Z -Interferenz, die experimentell nicht trennbar sind und zu einer asymmetrischen, nicht-analytischen Verteilung führen. Um den Breit-Wigner-Anteil zu vergrößern, wurde der Anpassungsbereich weiter auf das Intervall $M(Z) \in [70, 110]$ GeV eingeschränkt.

Zwischen den Parametern μ und m besteht ein linearer Zusammenhang (vgl. Abbildung 5.9):

$$m = a \mu + b. \quad (5.17)$$

Die Werte für a und b können aus einer Anpassung an die m, μ Werte aus den simulierten Verteilungen gewonnen werden. Der beste Wert für den gesuchten Skalenparameter $\hat{\mu}$ erhält man aus Gleichung 5.17 mit dem angepassten Mittelwert der $M(Z)$ -Verteilung in echten Daten m_D :

$$\hat{\mu} = \frac{m_D - b}{a}. \quad (5.18)$$

Die Unsicherheit für $\hat{\mu}$ ergibt sich, indem man den Modalwert m_D innerhalb dessen Unsicherheit nach oben und unten variiert, ebenfalls aus Gleichung 5.18. Die Unsicherheit für m_D erhält man hierbei aus der Anpassung mit der Voigtfunktion.

Bei diesem Verfahren werden die Unsicherheiten, welche aus dem Geradenfit resultieren, das heißt Unsicherheiten für a und b , ignoriert. Diese sind jedoch im Ver-

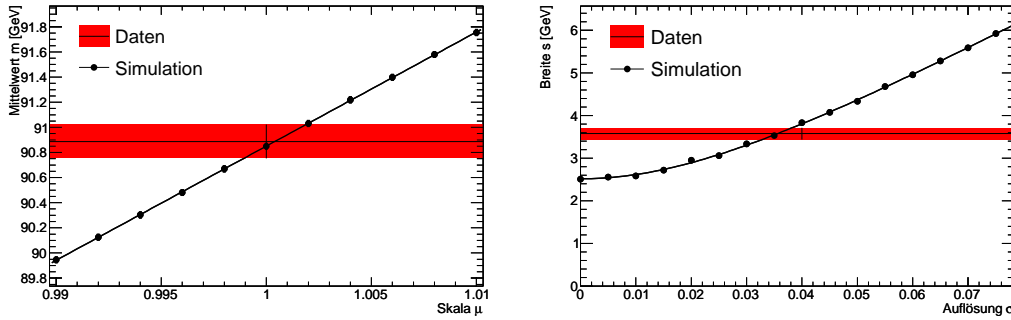


Abbildung 5.9: Datenbasierte Bestimmung der p_T -Skala und -Auflösung mit Annahme einer Parametrisierung der $M(Z)$ -Verteilung.

gleich zur Unsicherheit für m_D vernachlässigbar. Zur Rechtfertigung dieser Aussagen wurde folgendes *Resampling*-Verfahren angewendet: Die Werte a , b und m_D wurden mittels normalverteilter Zufallsvariablen⁵ innerhalb ihrer Unsicherheiten variiert und anschließend mit Gleichung 5.18 $\hat{\mu}$ ermittelt. Diese Zufallsexperimente wurden 1000 Mal wiederholt und aus der Standardabweichung der Werte von $\hat{\mu}$ dessen Unsicherheit abgeschätzt. Es zeigte sich kein signifikanter Unterschied zum Wert, der unter Vernachlässigung der Unsicherheiten auf a und b erhalten wurde.

Die Auflösung σ wird zusätzlich zur Auflösung σ_{Det} , welche bereits durch die Detektorsimulation beschrieben wird, angewendet. Für die angepasste Breite s , welche die Gesamtauflösung repräsentiert, ergibt sich der Zusammenhang:

$$s = \sqrt{\sigma_{Det}^2 + c \sigma^2} \quad (5.19)$$

Entsprechend erhält man $\hat{\sigma}$ aus Gleichung 5.19 und der angepassten Breite der $M(Z)$ -Verteilung in echten Daten s_D :

$$\hat{\sigma} = \sqrt{\frac{(s_D)^2 - \sigma_{Det}^2}{c}}, \quad (5.20)$$

wobei die positive Lösung zu verwenden ist. Die Unsicherheit für $\hat{\sigma}$ erhält man wie oben durch Variation der angepassten Breite s_D innerhalb deren Unsicherheit.

5.3.4 Test der Methoden mit simulierten Ereignissen

Für einen Test der beiden vorgestellten Methoden wurde das Vorgehen leicht abgeändert. Die Verschmierung der Myon-Transversalimpulse erfolgte nicht nach der

⁵Die Korrelation zwischen a und b wurde dabei berücksichtigt. Die gemeinsame Verteilung beider Zufallsvariablen wurde durch eine zwei-dimensionale Normalverteilung realisiert.

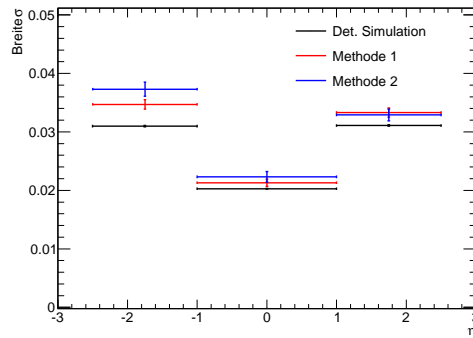


Abbildung 5.10: Vergleich der Methoden zur Bestimmung der Auflösung σ der Myon-Transversalimpulse mit simulierten Ereignissen. In Schwarz ist die Methode aus Abschnitt 5.3.2, welche auf einer Anpassung der relativen Abweichungen $\Delta p_T/p_T$ beruht, zu sehen. In Rot ist die datenbasierte Methode 1, welche die nicht-parametrischen Ansatz verwendet, und in Blau die Methode 2 unter Benutzung einer Parametrisierung der $M(Z)$ -Verteilung dargestellt.

Detektorsimulation, sondern auf Generatorniveau. Statt der Daten wurden simulierte PYTHIA $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Ereignisse auf Detektorniveau verwendet, welcher einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 100 \text{ pb}^{-1}$ entspricht. Die Resultate können daraufhin mit denen aus Abschnitt 5.3.2 verglichen werden.

Die Bestimmung der p_T -Skala und -Auflösung wurde für drei Detektorregionen separat durchgeführt:

1. Endkappenbereich C ($\eta < -1.0$)
2. Zentral-Bereich ($|\eta| < 1.0$)
3. Endkappenbereich A ($\eta > 1.0$)

Dabei kam die in Kapitel 4 vorgestellte Z-Bosonselektion zum Einsatz. Für die Methoden ist außerdem zu beachten, dass beide Myonen im selben dieser drei η -Bereiche rekonstruiert werden müssen.

Die datenbasierten Methoden liefern im Zentral-Bereich Werte von etwa 2.1% für die p_T -Auflösung innerhalb der Detektorsimulation. Die Methode, welche auf einer Anpassung der $\Delta p_T/p_T$ -Verteilung beruht und Informationen auf Generatorniveau verwendet, liefert in diesem η -Bereich den Wert 2%. Für die Endkappen-Bereiche ergeben sich Werte von ungefähr 3.4% – 3.8% für die datenbasierten Methoden, und 3% für die Methode unter Verwendung von Generatorinformationen. Diese Resultate sind in Abbildung 5.10 aufgeführt.

Es zeigt sich, dass die beiden datenbasierten Methoden innerhalb der Unsicherheiten übereinstimmende Ergebnisse liefern. Auch die Unsicherheiten an sich sind von der gleichen Größenordnung.

Ferner ist zu bemerken, dass die datenbasierten Methoden systematisch größere Werte für die Auflösung liefern, als die Methode unter Zuhilfenahme der Informationen auf Generatorniveau aus Abschnitt 5.3.2. Dabei sind verschiedene Punkte zu beachten. Einerseits ist wie in Abschnitt 5.3.3 bereits dargelegt, keine besonders gute Übereinstimmung zu erwarten, da das Modell für die Verschmierung der Myon-Transversalimpulse zu einfach ist, um die vollständige Komplexität der Detektorsimulation zu erfassen. Andererseits ist mit der Methode aus Abschnitt 5.3.2 die Auflösung tendenziell unterschätzt, denn die $\Delta p_T / p_T$ -Verteilungen wurden jeweils nur für kleine relative Abweichungen, das heißt für geringere Werte der Auflösung, in der Anpassung der Normalverteilung berücksichtigt.

5.3.5 Ergebnisse und Vergleich der Methoden

Die beiden in diesem Abschnitt präsentierten datenbasierten Methoden wurden genutzt, um für den kompletten ATLAS Datensatz aus dem Jahr 2010 die p_T -Skala und -Auflösung zu bestimmen. Wie im vorherigen Abschnitt erfolgte dies in den dort erwähnten drei η -Regionen mit der gleichen Z -Bosonselektion. Außerdem wurde erneut der mit PYTHIA generierte MC-Datensatz nach der vollen Detektorsimulation benutzt.

Die Ergebnisse für die p_T -Skala von Myonen $\hat{\mu}$ und der p_T -Auflösung von Myonen $\hat{\sigma}$ sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 für *combined* Myonen der STACO Familie zusammengefasst. Die entsprechenden Resultate für die Muid Algorithmen finden sich in den Tabellen 5.3 und 5.4. Tabellen 5.1 und 5.3 enthalten die Ergebnisse, die mit Methode 1, welche ohne Parametrisierung der $M(Z)$ -Verteilung funktioniert, bestimmt wurden. Die Resultate von Methode 2, welche zur Parametrisierung der $M(Z)$ -Verteilung die Voigt-Funktion verwendet, sind in Tabellen 5.2 und 5.4 zusammengefasst. Gemäß der Ausführungen aus Abschnitt 5.3.3 handelt es sich bei dem Parameter $\hat{\sigma}$ um die Auflösung, welche zusätzlich zur Simulation des ATLAS Detektors benötigt wird, um die $M(Z)$ -Verteilung in den Daten wiederzugeben.

Vergleich der Methoden

Die beiden vorgestellten Methoden zur Bestimmung der p_T -Skala und -Auflösung von Myonen liefern konsistente Ergebnisse.

Die p_T -Skala ist für beide Methoden in allen Detektorbereichen mit $\hat{\mu} = 1$ verträglich. Dies bedeutet die Detektorsimulation gibt das Verhalten des Detektors gut wieder.

Detektorbereich	$\hat{\mu}$	$\hat{\sigma}$
$-2.4 < \eta < -1.0$	$1.004^{+0.002}_{-0.002}$	$0.054^{+0.004}_{-0.005}$
$-1.0 < \eta < +1.0$	$1.0000^{+0.0007}_{-0.0007}$	$0.018^{+0.003}_{-0.004}$
$+1.0 < \eta < +2.4$	$1.002^{+0.002}_{-0.001}$	$0.036^{+0.005}_{-0.005}$

Tabelle 5.1: Verschmierungsparameter für STACO *combined* Myonen bestimmt mit Methode 1.

Detektorbereich	$\hat{\mu}$	$\hat{\sigma}$
$-2.4 < \eta < -1.0$	$1.000^{+0.001}_{-0.001}$	$0.054^{+0.003}_{-0.003}$
$-1.0 < \eta < +1.0$	$0.9995^{+0.0006}_{-0.0006}$	$0.018^{+0.002}_{-0.002}$
$+1.0 < \eta < +2.4$	$1.001^{+0.001}_{-0.001}$	$0.036^{+0.003}_{-0.003}$

Tabelle 5.2: Verschmierungsparameter für STACO *combined* Myonen bestimmt mit Methode 2.

Detektorbereich	$\hat{\mu}$	$\hat{\sigma}$
$-2.4 < \eta < -1.0$	$1.004^{+0.002}_{-0.002}$	$0.057^{+0.004}_{-0.005}$
$-1.0 < \eta < +1.0$	$0.9996^{+0.0009}_{-0.0009}$	$0.021^{+0.004}_{-0.003}$
$+1.0 < \eta < +2.4$	$1.002^{+0.002}_{-0.002}$	$0.041^{+0.005}_{-0.005}$

Tabelle 5.3: Verschmierungsparameter für Muid *combined* Myonen bestimmt mit Methode 1.

Detektorbereich	$\hat{\mu}$	$\hat{\sigma}$
$-2.4 < \eta < -1.0$	$1.001^{+0.001}_{-0.001}$	$0.056^{+0.003}_{-0.003}$
$-1.0 < \eta < +1.0$	$0.9990^{+0.0006}_{-0.0006}$	$0.020^{+0.002}_{-0.002}$
$+1.0 < \eta < +2.4$	$1.001^{+0.001}_{-0.001}$	$0.039^{+0.002}_{-0.003}$

Tabelle 5.4: Verschmierungsparameter für Muid *combined* Myonen bestimmt mit Methode 2.

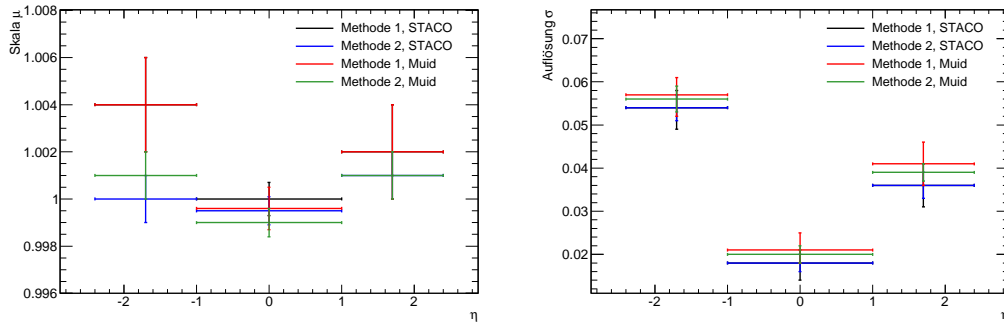


Abbildung 5.11: Ergebnisse der datenbasierten Bestimmung der p_T -Skala (links) und p_T -Auflösung (rechts) von Myonen. Resultate der Methode 1 sind in Schwarz für STACO und Rot für Muid, für Methode 2 in Blau für STACO und Grün für Muid dargestellt.

Die Auflösung, welche zusätzlich zur Detektorsimulation benötigt wird, um die realen Daten zu beschreiben, stimmt innerhalb der Messunsicherheiten weitgehend miteinander überein. Die Unsicherheiten für Methode 1 scheinen geringfügig größer zu sein.

Es ist zu bemerken, dass in allen Detektorbereichen die Auflösung in Daten schlechter ist als in der Simulation, was an $\hat{\sigma} > 0$ zu erkennen ist.

Die Beschreibung der Simulation ist im Zentral-Bereich mit $\hat{\sigma} \approx 2\%$ noch vergleichsweise gut.

In den Endkappenbereichen ist eine Asymmetrie der Auflösung zu beobachten. Die zusätzliche Auflösung in Endkappenbereich A beträgt etwa $\hat{\sigma} \approx 3.8\%$, in Endkappenbereich C hingegen $\hat{\sigma} \approx 5.2\%$. Dieser Effekt wurde auch in [45] beobachtet und ist dadurch zu erklären, dass die Ausrichtung von Detektorkomponenten (*Alignment*) in den beiden Endkappen-Bereichen unterschiedlich gut durch die Detektorsimulation beschrieben wird. Dort werden außerdem weitere Details, die Diskrepanz zwischen Daten und Simulation betreffend, diskutiert.

Vergleich der Rekonstruktionsalgorithmen

Die Rekonstruktionsalgorithmen für *combined* Myonen der Familien STACO und Muid zeigen in Bezug auf die Qualitätsmerkmale p_T -Skala und -Auflösung keine Unterschiede in ersten ATLAS Daten. Die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse der beiden Algorithmen stimmen sowohl für die Skala als auch für die Auflösung innerhalb ihrer Unsicherheiten in allen η -Regionen überein.

Kapitel 6

Messung der p_T^Z -Verteilung

In diesem Kapitel wird eine Messung der p_T^Z -Verteilung für den Prozess $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ vorgestellt. Hierzu ist es zunächst notwendig die Definition der eigentlichen Messgröße p_T^Z zu präzisieren. Die Ereignisselektion und verwendeten simulierten Ereignisse wurden bereits in Kapitel 4 aufgeführt. Die Resultate dieser Selektion sind in Abschnitt 6.2 zusammengefasst.

Im Anschluss daran wird in Abschnitt 6.3.1 die *Bin-By-Bin Korrektur* zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts genauer erläutert. In den folgenden Abschnitten 6.4 und 6.5 werden systematische Unsicherheiten diskutiert und die Ergebnisse zusammengetragen.

Im abschließenden Teil 6.6 dieses Kapitels wird erläutert, wie die gemessene p_T^Z -Verteilung dazu genutzt werden kann, Parameter in einem Ereignisgenerator abzustimmen.

6.1 Definition der Observablen

Die Definition der Observablen für die Messung eines differentiellen Wirkungsquerschnitts für den Prozess $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ beinhaltet die Schwierigkeit, dass experimentell nichts über den Zwischenzustand ausgesagt werden kann. Lediglich die Teilchen im Anfangs- und Endzustand sind als Grundlage einer Messung gut geeignet. Da die Beiträge von Photon und Z-Boson nicht trennbar sind, wird davon abgesehen explizit den Transversalimpuls des Z-Bosons zu messen.

Eine wohldefinierte Größe ist hingegen der Transversalimpuls des Zwei-Myon-Systems. Durch Einschränkung der invarianten Masse des Zwei-Myon-Systems auf den Bereich $66 \text{ GeV} < m_{\mu\mu} < 116 \text{ GeV}$ kann allerdings der dort dominierende Z-Anteil angereichert werden.

Nach diesen Überlegungen ist demnach unter p_T^Z in dieser Arbeit, sofern nicht explizit anders deklariert, stets der Transversalimpuls des Zwei-Myon-Systems im obigen Massenfenster zu verstehen. Ebenfalls wird von der Bezeichnung $M(Z) := m_{\mu\mu}$ Gebrauch gemacht, wohlwissentlich, dass analog zur Bezeichnung p_T^Z immer auch ein kleiner Photon und γ -/Z-Interferenzbeitrag enthalten ist.

Die *Detektorakzeptanz* A ist definiert als Verhältnis der Anzahl der Ereignisse, welche die Akzeptanz-Selektionsschnitte passieren n_{ak} , zur Gesamtzahl aller generierten Ereignisse n_{gen} :

$$A := \frac{n_{ak}}{n_{gen}}. \quad (6.1)$$

Die Akzeptanz-Selektionsschnitte sind dabei:

$$p_T^\mu > 20 \text{ GeV} \quad (6.2)$$

$$|\eta^\mu| < 2.4 \quad (6.3)$$

$$66 \text{ GeV} < M(Z) < 116 \text{ GeV}. \quad (6.4)$$

Wiederum müssen beide Myonen auf Generatorniveau die p_T - und η -Schnitte passieren.

Prinzipiell ist es möglich A als Funktion der Messgröße zu bestimmen und die gemessene Verteilung auf die Detektorakzeptanz zu korrigieren. Dies bringt aber den entscheidenden Nachteil mit sich, dass dadurch eine möglicherweise erhebliche Modellabhängigkeit in das Endergebnis eingebracht wird, da A per Definition von dem jeweiligen Ereignisgenerator abhängig ist.

In dieser Arbeit wurden daher keine Akzeptanzkorrekturen angewendet. Um mit Theorievorhersagen vergleichen zu können, müssen dazu lediglich die Akzeptanz-Selektionsschnitte auch auf diese angewendet werden.

Neben den beiden vorangegangenen Aspekten, welche dazu dienen eine experimentell gut beschreibbare Messgröße zu definieren, hat der folgende andere Gründe. Die p_T^Z -Verteilung wird in dieser Arbeit auf den integrierten Wirkungsquerschnitt $\sigma(pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)$ normiert. Dies hat den Vorteil, dass sich bestimmte systematische Unsicherheiten nicht im Gesamtergebnis auswirken. Unter diese fällt beispielsweise die Unsicherheit auf die integrierte Luminosität. Diese kann nur auf 4% genau bestimmt werden [46].

Insgesamt ist also Gegenstand dieses Kapitels die Messung des differentiellen normierten Wirkungsquerschnitts

$$\frac{1}{\sigma(pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)} \frac{d\sigma}{dp_T^Z}(pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-) \quad (6.5)$$

innerhalb der Detektorakzeptanz.

6.2 Ergebnisse der Selektion

Im Folgenden werden die Resultate der in Kapitel 4 vorgestellten Ereignisselektion zusammengefasst. Auf Detektorniveau werden Daten mit simulierten Ereignissen des Ereignisgenerators PYTHIA verglichen.

p_T^Z / GeV	Anzahl selektierter Z-Kandidaten	stat. Unsicherheit / %
0 - 3	1372	2.6
3 - 6	2368	2.0
6 - 9	2037	2.1
9 - 12	1561	2.4
12 - 15	1203	2.8
15 - 18	953	3.1
18 - 21	749	3.5
21 - 24	596	4.0
24 - 27	503	4.3
27 - 30	382	5.0
30 - 36	555	4.1
36 - 42	397	4.9
42 - 48	339	5.3
48 - 54	237	6.2
54 - 60	183	7.2
60 - 80	372	5.1
80 - 100	156	7.8
100 - 180	164	7.5
180 - 350	25	19
350 - ∞	2	71

Tabelle 6.1: Anzahl selektierter Z-Kandidatenereignisse in p_T^Z -Bins.

In Tabelle 6.1 ist die Anzahl der selektierten Z-Kandidatenereignisse der Datenperioden A–I in Transversalimpuls-Bins zusammengefasst.

6.2.1 Korrekturen der MC-Simulation

Anhand verschiedener kinematischer Verteilungen ist in Abbildung 6.1 illustriert, dass die Detektorsimulation gewisse Aspekte des Detektors nicht vollständig korrekt beschreibt.

Weiterhin stimmt die gewählte *Pile-Up* Simulation ebenfalls nicht mit den tatsächlichen experimentellen Gegebenheiten überein. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 6.2 die Vertexverteilungen der Simulation und aus Daten abgebildet.

In Kapitel 5 wurde erläutert, auf welche Weise die Größen Effizienz, p_T -Skala und p_T -Auflösung sowohl in Daten als auch auf MC-Ebene bestimmt werden können. Diese Resultate können dann verwendet werden um die MC-Simulation umzugewichten, und so eine bessere Übereinstimmung mit den Daten zu erzielen.

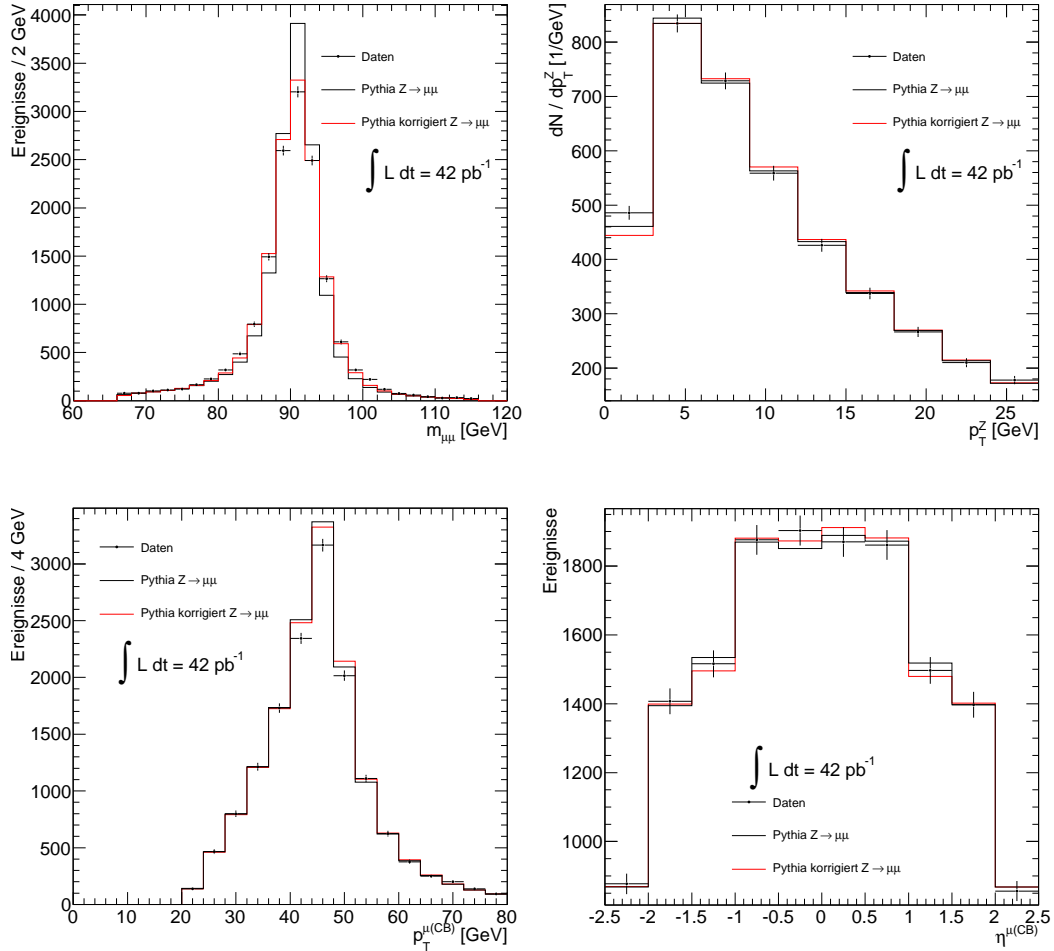


Abbildung 6.1: Vergleiche auf Detektorniveau: Datenpunkte sind in Schwarz mit Fehlerbalken dargestellt. Zum Vergleich sind mit durchgezogenen Linien simulierte PYTHIA Ereignisse abgebildet, in Rot dargestellt sind Verteilungen, welche die im Text beschriebenen Korrekturen enthalten, in Schwarz sind diese Korrekturen nicht angewendet. Die simulierten Verteilungen sind auf Anzahl der Dateneignisse normiert. Die folgenden Verteilungen sind abgebildet: Oben links invariante Masse des Zwei-Myon-Systems, oben rechts: p_T^Z -Verteilung, unten links p_T -Verteilung des Myons mit dem größeren p_T , unten rechts η -Verteilung des Myons mit dem größeren p_T .

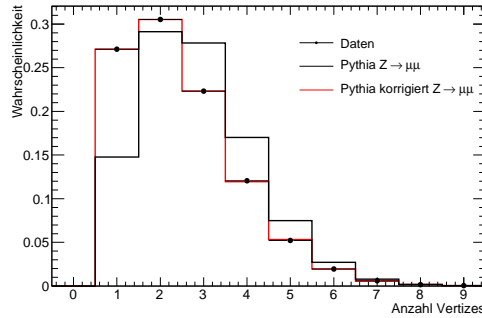


Abbildung 6.2: Vergleich der Vertexverteilung in Daten und Simulation: Datenpunkte sind in Schwarz mit Fehlerbalken dargestellt, korrigierte Simulation in Rot und vor Ungewichtung der Vertexverteilung in Schwarz.

Jedes MC-Ereignis erhält ein Gewicht w gemäß der Formel

$$w = \frac{n_{Vert}^{Daten}}{n_{Vert}^{MC}} \cdot \frac{\epsilon_{reco}^{Daten}}{\epsilon_{reco}^{MC}} \quad (6.6)$$

Im Folgenden werden die einzelnen Korrekturfaktoren genauer beschrieben.

Vertexverteilungskorrektur Um die Diskrepanz der *Pile-Up*-Szenarien in Daten und Simulation zu korrigieren wurden sowohl bei den simulierten Ereignissen, als auch in Daten eine Vertexselektion durchgeführt und die Verteilung der Anzahl der selektierten Vertices n_{Vert} bestimmt. Die Vertexselektion wurde durchgeführt nachdem Ereignisse oben beschriebene Kollisionsselektion passiert haben. Die Vertexselektion umfasst

1. Anzahl der rekonstruierten Primärvertices ≥ 1
2. Anzahl der zugeordneten Spuren ≥ 3 .

Jedes simulierte Ereignis wird daraufhin mit einem Gewicht $w_{Vert} = n_{Vert}^{Daten} / n_{Vert}^{MC}$ versehen, entsprechend der Anzahl der selektierten Vertices im simulierten Ereignis.

Effizienzkorrektur Mit der Tag and Probe Methode lassen sich u. a. im Zerfallskanal $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ die Effizienz für Myonen in Daten und MC bestimmen (siehe Kapitel 5.2). In [40] ist dies ausführlich dokumentiert.

Die Rekonstruktionseffizienz für combined Myonen wurde als Funktion verschiedener Detektorregionen (abhängig von η und ϕ der Myonen) gemessen. In

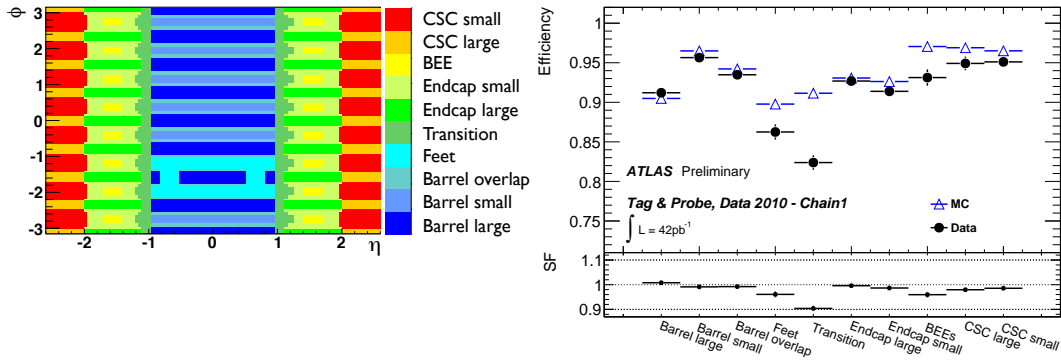


Abbildung 6.3: Links: Definition der Detektorregionen. Rechts: Skalierungsfaktoren und *combined* Myonrekonstruktionseffizienz abhängig von den Detektorregionen [40].

Abbildung 6.3 sind diese Regionen definiert und die Ergebnisse in Form von Skalierungsfaktoren (SF), das heißt dem Verhältnis aus dem Wert in Daten und dem Wert im MC, abgebildet. Alle Werte für die Myoneffizienz sind [40] entnommen. In obiger Notation ergeben die Skalierungsfaktoren ein weiteres Ereignisgewicht $w_\epsilon = \epsilon_{reco}^{Daten} / \epsilon_{reco}^{MC}$.

Transversalimpulsauflosungskorrektur Wie in Abschnitt 5.3 diskutiert, ist die Transversalimpulsauflösung für Myonen in den Daten schlechter, als von der Detektorsimulation vorhergesagt. Insbesondere für die spätere Entfaltung ist aber eine möglichst genaue Kenntnis des Detektorverhaltens nötig. Daher wird mit der ebenfalls in Abschnitt 5.3 eingeführten Auflösungsfunction der Transversalimpuls der Myonen modifiziert.

Um die Resultate dieser Arbeit für offizielle ATLAS Ergebnisse verwertbar zu machen, mussten gewisse Standards eingehalten werden. Aus diesem Grund wurden nicht die Resultate aus Kapitel 5 als Ausgangspunkt für eine Korrektur der Transversalimpulsauflösung verwendet. Stattdessen wurden die Werte für die zusätzliche Verschmierung und für die p_T -Skala aus [36] entnommen. Die Größen $\hat{\mu}$ und $\hat{\sigma}$ wurden getrennt für Zentral- und Endkappenbereich bestimmt. Außerdem wurde der Tatsache Rechnung getragen, dass die Auflösung im Laufe der Zeit der Datennahme verbessert wurde. So wurde die Auflösungs- und Skalenparameter einmal für Periode A–F und einmal für Periode G–I getrennt gemessen.

Die verwendeten Werte der Auflösungs- und Skalenparameter sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst.

Detektorbereich	$\hat{\mu}$	$\hat{\sigma}$
Barrel	1.0000 ± 0.0026	$(2.72 \pm 0.66)\%$
EC	0.9945 ± 0.0036	$(3.82 \pm 1.16)\%$

Tabelle 6.2: Verschmierungsparameter Perioden A–F

Detektorbereich	$\hat{\mu}$	$\hat{\sigma}$
Barrel	0.9992 ± 0.022	$(1.50 \pm 0.58)\%$
EC	1.0006 ± 0.0026	$(3.51 \pm 0.97)\%$

Tabelle 6.3: Verschmierungsparameter Perioden G–I

6.3 Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Bis jetzt waren alle vorgestellten Resultate auf Detektorniveau. Es ist aber wünschenswert Ergebnisse zu erhalten, die unabhängig von der verwendeten Messapparatur sind.

Jeder Messvorgang eines realen Detektors verändert den tatsächlichen Wert der Messgröße. Mit dem Vorgang der Entfaltung möchte man diese Effekte korrigieren und so Messwerte erhalten, welche ein idealer Messapparat anzeigen würde.

Ohne Verwendung der Entfaltung ist es schwierig bis unmöglich, Ergebnisse mit anderen Referenzen zu vergleichen. Für Theorievorhersagen ist es möglich, wie im vorherigen Abschnitt für den Ereignisgenerator PYTHIA gezeigt, Vergleiche auf Detektorniveau durchzuführen. Das heißt man wendet die Detektorsimulation auf Theoriewerte an und kann anschließend mit den Messwerten vergleichen.

Diese Verfahrensweise bringt jedoch einige Nachteile mit sich. Zum Einen ist sehr rechenaufwändig auf jede Theorievorhersage die Detektorsimulation anzuwenden. Für einige Zwecke, wie die Abstimmung der Parameter in Ereignisgeneratoren, ist dies praktisch nicht durchführbar. Zum Anderen ist der Computer-Code der Detektorsimulationssoftware nicht öffentlich zugänglich, sondern nur Mitgliedern des Experiments vorbehalten. Des Weiteren liefern einige theoretische Rechnungen nur Vorhersagen für differentielle Wirkungsquerschnitte, also keine vollständigen Ereignisse. Auf diese kann keine Detektorsimulation angewendet werden. Für zukünftige Theorien (nach Beendigung des Experiments) besteht diese Möglichkeit gar nicht mehr. Ein möglicher Ausweg besteht in der Veröffentlichung der Migrationsmatrix.

Die *Migrationsmatrix* M_{ij} ist definiert [43] als die bedingte Wahrscheinlichkeit:

$$M_{ij} = P[\text{Ereignis rekonstruiert in Bin } i \mid \text{Ereignis generiert in Bin } j] \quad (6.7)$$

und somit die Grundlage der meisten Entfaltungsmethoden.

Um den direkten Vergleich mit den Resultaten anderer Experimente zu ermöglichen, ist eine Entfaltung unumgänglich. In dieser Arbeit wird die *Bin-By-Bin* Korrektur als Methode der Entfaltung gewählt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet sich damit nach der Formel:

$$\left(\frac{d\sigma}{dp_T}\right)_i = \frac{n_i - b_i}{A_i C_i \mathcal{L}} \frac{1}{(\Delta p_T)_i} \quad (6.8)$$

Der normierte differentielle Wirkungsquerschnitt innerhalb der Akzeptanz ergibt sich daraus:

$$\frac{1}{\sigma} \left(\frac{d\sigma}{dp_T}\right)_i A_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^N n_i} \frac{n_i - b_i}{C_i} \frac{1}{(\Delta p_T)_i}. \quad (6.9)$$

Dabei stehen n_i und b_i für die Anzahl der selektierten Signal- bzw. Untergrundeignisse im i -ten Bin ($i = 1, \dots, N$), \mathcal{L} für die integrierte Luminosität und A_i für die Akzeptanz (siehe 6.1). Die Breite des i -ten Bins wird mit $(\Delta p_T)_i$ bezeichnet. Die C_i stehen für die Korrekturfaktoren der *Bin-By-Bin* Methode zur Entfaltung, welche in Abschnitt 6.3.1 eingeführt werden. Die Wahl der *Bin-By-Bin* Methode wird teilweise in 6.4.1 begründet.

Die Werte für die Akzeptanz A_i werden für die gewählte Observable nicht benötigt und somit nicht weiter untersucht. Die Anzahl der Untergrundeignisse b_i sind nach der Diskussion in Abschnitt 4 vernachlässigbar klein und als $b_i = 0$ angenommen.

6.3.1 *Bin-By-Bin* Korrektur

Eine in der Teilchenphysik weit verbreitete Entfaltungsmethode ist die *Bin-By-Bin* Korrektur. Sie macht keinen Gebrauch von der Migrationsmatrix. Stattdessen schätzt man auf Simulations-Ebene Korrekturfaktoren C_i :

$$C_i := \frac{r_i}{t_i}. \quad (6.10)$$

Dabei ist r_i die Anzahl der Ereignisse im i -ten Bin diskretisierten Verteilung auf Detektorniveau und t_i entsprechend für die Verteilung auf Generatorniveau.

Das entfaltete (diskrete) Spektrum u_i ergibt sich dann aus der gemessenen Verteilung m_i durch die Gleichung

$$u_i = \frac{m_i}{C_i}. \quad (6.11)$$

Demnach handelt es sich bei der *Bin-By-Bin* Korrektur um eine relativ einfache und transparente Methode, deren Implementierung ebenfalls sehr einfach ist.

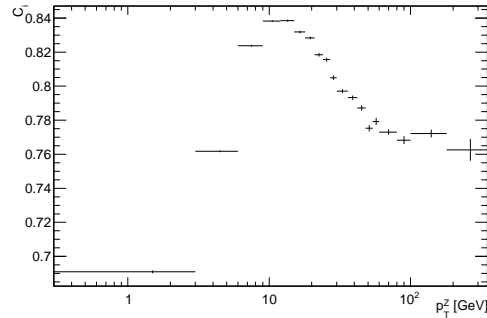


Abbildung 6.4: Werte der *Bin-By-Bin* Korrekturfaktoren C_i , die mit Hilfe des Ereignisgenerators PYTHIA bestimmt wurden.

Ein wesentlicher Nachteil besteht in der Tatsache, dass die Resultate der *Bin-By-Bin* Korrektur stets zu der MC-Vorhersage tendieren werden, welche zur Bestimmung der Korrekturfaktoren C_i verwendet werden [43]. Fällt die Wahl auf diese Entfaltungsmethode, muss daher immer untersucht werden, wie groß die Modellabhängigkeit der C_i im gegebenen Fall ist (siehe Abschnitt 6.4.1).

Ein weiterer Nachteil der *Bin-By-Bin* Entfaltung liegt darin begründet, dass Migrationen zwischen einzelnen Bins nicht explizit in Betracht gezogen werden. Der Grund hierfür ist der Informationsverlust aufgrund der nicht verwendeten Migrationsmatrix. Nur für den Grenzfall verschwindender Migration, das heißt falls die Migrationsmatrix Diagonalgestalt besitzt, beinhaltet die *Bin-By-Bin* Methode den gleichen Informationsgehalt:

$$C_i = M_{ii}, \quad (6.12)$$

mit den Diagonalelementen der Migrationsmatrix M_{ii} . (Für den Fall verschwindender Migration sind alle anderen Einträge der Matrix M Null.) Im Umkehrschluss bedeutet dies, falls die Nicht-Diagonalelemente nennenswerte Beiträge liefern, ist die *Bin-By-Bin* Entfaltung nicht gut geeignet. Über die Wahl der Binsgrößen der gemessenen Verteilung kann allerdings die auf Migrationsstärke Einfluss genommen werden. (siehe Abschnitt 6.3.2)

Im Folgenden wurden, falls nicht anders angegeben, *Bin-By-Bin* Korrekturfaktoren C_i verwendet, welche mit dem Ereignisgenerator PYTHIA bestimmt wurden. Weiterhin wurden alle in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Korrekturen der Simulation angewendet. Die Werte der Faktoren sind in Abbildung 6.4 und Tabelle 6.4 zusammengefasst.

Bin i	p_T^Z / GeV	C_i
1	0 - 3	0.6909
2	3 - 6	0.7617
3	6 - 9	0.8237
4	9 - 12	0.8382
5	12 - 15	0.8385
6	15 - 18	0.8318
7	18 - 21	0.8283
8	21 - 24	0.8184
9	24 - 27	0.8155
10	27 - 30	0.8049
11	30 - 36	0.7970
12	36 - 42	0.7932
13	42 - 48	0.7871
14	48 - 54	0.7752
15	54 - 60	0.7792
16	60 - 80	0.7730
17	80 - 100	0.7683
18	100 - 180	0.7722
19	180 - 350	0.7625

Tabelle 6.4: Werte der *Bin-By-Bin* Korrekturfaktoren C_i , die mit Hilfe des Ereignisgenerators PYTHIA bestimmt wurden.

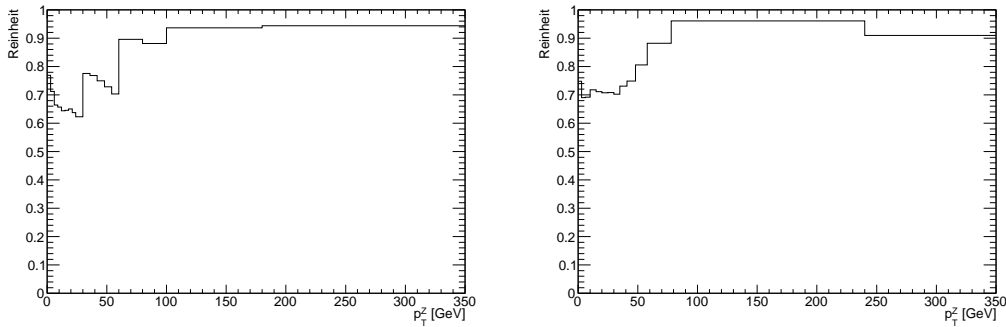


Abbildung 6.5: Reinheiten zweier Binnings der p_T^Z -Achse. *Links*: Binbreiten, welche per Auge bestimmt wurde. *Rechts*: durch den im Text beschriebenen Algorithmus gewählte Binbreiten.

6.3.2 Wahl der Binbreiten

Für die Resultate auf Detektorniveau aus Abschnitt 6.2 musste schon eine Diskretisierung der p_T^Z -Achse gewählt werden. Insbesondere im Hinblick auf die Entfaltung des Spektrums gilt es bei dieser Unterteilung verschiedene Aspekte zu beachten.

Um die Form der Verteilung genau abzubilden, ist eine möglichst geringe Bingröße notwendig. Andererseits sind hinreichend viele Einträge pro Bin wünschenswert, um die statistische Unsicherheit zu minimieren. Dies erreicht man durch eine höhere Bingröße.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Migration zwischen unterschiedlichen Bins. Im Prinzip ist der Schritt der Entfaltung ein geeignetes Instrument um dies auszugleichen. Jedoch wird dies bei der simplen *Bin-By-Bin* Korrektur nicht explizit berücksichtigt. Das heißt bei der Wahl der Binbreiten muss sichergestellt sein, dass Nebendiagonalelemente tatsächlich klein sind gegenüber den diagonalen.

Diese Diagonalelemente der Migrationsmatrix werden häufig als *Reinheit* bezeichnet, und äquivalent definiert als die Anzahl der in einem gewissen Bin generierten Ereignisse, die in diesem auch rekonstruiert werden. Somit erzielt man eine hohe Reinheit mit grobem Binning. Abbildung 6.5 zeigt die Reinheit des zuvor gewählten Binnings und einer Alternative. Bei letzterer wurde nach einem Algorithmus vorgegangen, der das Binning hinsichtlich obiger Kriterien optimiert. Dazu wurde eine sehr feine, äquidistante Einteilung der p_T^Z -Achse vorgenommen (1 GeV). Damit wurde eine Migrationsmatrix erstellt. Dann wurden sukzessive Bins zusammengefasst, falls die Bedingungen

1. Erwartete relative statistische Unsicherheit $\leq 5\%$ im aktuellen Bin
2. Reinheit im aktuellen Bin $\geq 68\%$

erfüllt sind.

Um Kompatibilität mit offiziellen ATLAS Ergebnissen zu gewährleisten wurden die Binbreiten, die zuvor ohne den Algorithmus gewählt wurden, beibehalten.

6.4 Systematische Unsicherheiten

Die Messung der p_T^Z -Verteilung ist einer Reihe von systematischen Unsicherheiten ausgesetzt. Es werden in Abschnitt 6.4.2 dazu unterschiedliche Quellen von systematischen Unsicherheiten betrachtet, wie der Einfluss des *Pile-Up* Effekts oder limitierte Kenntnis über die Rekonstruktionsgüte des Detektors.

In Abschnitt 6.4.1 wird aber zunächst untersucht, welchen Einfluss die Wahl der *Bin-By-Bin* Korrektur als Entfaltungsmethode hat. Im letzten Abschnitt wurde bereits angedeutet, dass diese Methode bei starker Migration zwischen einzelnen Bins nicht immer optimal ist. Daher gilt es quantitativ zu fassen, wie groß die Verzerrung durch diese Methode ist.

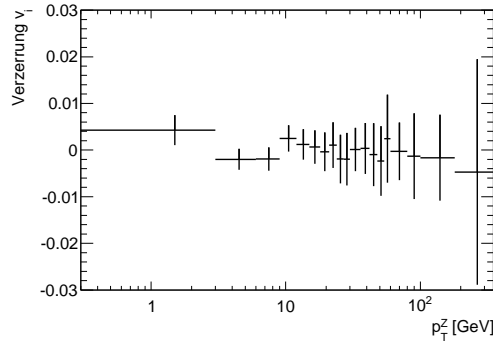
6.4.1 Verzerrung aufgrund der *Bin-By-Bin* Methode

Um die Verzerrung der *Bin-By-Bin* Entfaltung zu studieren wurde ein PYTHIA $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ Datensatz als Pseudo-Daten verwendet. Dieser Datensatz wird weiter unten mit (A) bezeichnet. Diese sollen mit Korrekturfaktoren C_i entfaltet werden, die von einem anderen Generator stammen. Dazu wurden PYTHIA-Ereignisse verwendet (im Weiteren (B) genannt), welche auf die Vorhersage des Generator RESBOS umgewichtet wurden.

Für die Umgewichtung wurden zweidimensionale Histogramme erstellt, die den Transversalimpuls des Z-Bosons gegen dessen Rapidität darstellen, sowohl für PYTHIA als auch für RESBOS. Aus dem Verhältnis der Histogramme ergeben sich Gewichte für jedes Z-Ereignis des Datensatzes (B). So erhält man eine RESBOS p_T^Z -Verteilung auf Generator- und Detektorniveau und kann C_i^{Resbos} bestimmen.

Um die Verzerrung mit möglichst geringem Fehler abschätzen zu können, wurde eine Resampling-Technik, die sog. *Bootstrap*-Methode [47] angewendet. Das Verfahren beruht auf der wiederholten „Ziehung mit Zurücklegen“. Auf diese Weise kann man mehrere Realisierungen eines Datensatzes erhalten und aus diesen beispielsweise statistische Mittelwerte oder Streuungen berechnen. Für diesen Fall wurden mehrere rekonstruierte p_T^Z -Verteilung benötigt: Gemäß der rekonstruierten p_T^Z -Verteilung aus Datensatz (A) wurden $N = 100$ Histogramme ($r_i^n, n = 1, \dots, N$) gleicher Ereigniszahl zufällig generiert. Alle wurden anschließend mit den Faktoren C_i^{Resbos} entfaltet:

$$u_i^n = \frac{r_i^n}{C_i^{Resbos}}, \quad n = 1, \dots, N. \quad (6.13)$$

Abbildung 6.6: Verzerrung v_i der *Bin-By-Bin* Methode.

Daraus können Mittelwerte und Standardabweichung errechnet werden:

$$\bar{u}_i = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_i^n; \quad \sigma(\bar{u}_i) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (u_i^n - \bar{u}_i)^2}. \quad (6.14)$$

Die Verzerrung v_i ergibt sich aus der relativen Abweichung

$$v_i = \frac{\bar{u}_i - t_i}{t_i}, \quad (6.15)$$

wobei t_i die Generatorniveau Vorhersage des Datensatzes (A) bezeichnet.

Die Werte der Verzerrung sind in Abbildung 6.6 zu finden. Es zeigt sich, dass abgesehen von den ersten drei Bins keine statistisch signifikante Abweichung zu beobachten ist. Die Verzerrung in den ersten drei Bins ist in allen Fällen deutlich kleiner als 1%. Daher wird die *Bin-By-Bin* Methode als ausreichend angesehen. Auch erste Studien mit komplexeren Entfaltungsmethoden haben dies bestätigt [36].

6.4.2 Auswertung systematischer Unsicherheiten

Als Quellen systematischer Unsicherheiten wurden außerdem folgende Beiträge berücksichtigt:

- Theorievorhersagen
- *Pile-Up* Effekt
- Detektoreffekte

Letzter Punkt beinhaltet Unsicherheiten aufgrund von Myon-Rekonstruktionseffizienz, Myon- p_T -Skala und -Auflösung.

Die zuvor bestimmten *Bin-By-Bin* Korrekturfaktoren C_i , werden im Folgenden mit C_i^{Ref} bezeichnet. Zur Bestimmung systematischer Unsicherheiten werden zusätzlich zu den C_i^{Ref} abweichende Entfaltungsfaktoren bestimmt, bei denen die Systematik betreffende Korrektur variiert wird. Im Anschluss daran wird das gemessene p_T^Z -Spektrum mit den variierten C_i^{Sys} entfaltet und die Abweichung von dem mit C_i^{Ref} entfalteten als systematische Unsicherheit δ verwendet. Mit Formel 6.11 ergibt sich dies zu

$$\delta = \frac{u_i^{Sys} - u_i^{Ref}}{u_i^{Ref}} \quad (6.16)$$

$$= \frac{m_i/C_i^{Sys} - m_i/C_i^{Ref}}{m_i/C_i^{Ref}}. \quad (6.17)$$

Die Behandlung der einzelnen Beiträge soll nun diskutiert werden.

Pile-Up Effekt Für die Abschätzung der systematischen Unsicherheit aufgrund des *Pile-Up* Effekts wurde das p_T^Z -Spektrum mit Entfaltungsfaktoren C_i entfaltet, bei deren Bestimmung keine Ungewichtung der Vertexmultiplizität angewendet wurde. Die Abweichung zwischen dieser, und der mit den C_i^{Ref} entfalteten Verteilung, wird als systematische Unsicherheit angegeben.

Es zeigt sich, dass der *Pile-Up* Effekt unter den in Betracht gezogenen systematischen Unsicherheiten, keinen nennenswerten Beitrag liefert. Im gesamten Bereich $0 \text{ GeV} < p_T^Z < 350 \text{ GeV}$ ist die diesbezügliche systematische Unsicherheit kleiner als 1%.

Myon-Rekonstruktionseffizienz Es wurden C_i bestimmt, wobei die Skalierungsfaktoren für die Effizienz um eine Standardabweichung vom Zentralwert nach oben und unten variiert wurden. Mit diesen wurde anschließend entfaltet und die Abweichung von der Referenz als systematische Unsicherheit verwendet.

Auch der Beitrag der Myon-Rekonstruktionseffizienz zur systematischen Unsicherheit ist vernachlässigbar klein. Die größte relative Abweichung δ ist immernoch kleiner als 0.1%. Dies liegt unter anderem daran, dass die Effizienz für die gewählte Observable eher eine untergeordnete Rolle spielt: Sofern keine nennenswerte Abhängigkeit der Effizienz von der Messgröße p_T^Z besteht, beeinflusst die Effizienz nur die Gesamtzahl der selektierten Ereignisse. Diese ist aber für die Messung eines normierten Wirkungsquerschnitts nicht von Interesse.

Myon- p_T -Skala und -Auflösung Die besten Werte $\hat{\mu}$ und $\hat{\sigma}$ zur Modifikation des Transversalimpulses der Myonen wurden innerhalb einer Standardabweichung unabhängig voneinander nach oben und unten variiert. Für die Werte im Barrel-

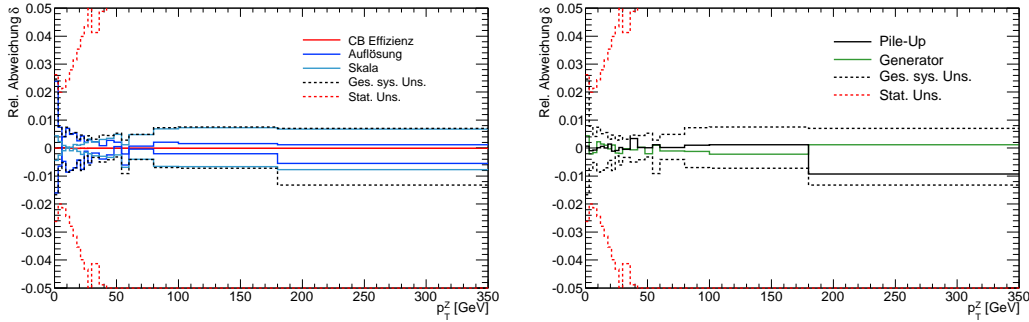


Abbildung 6.7: Systematische Unsicherheiten der p_T^Z -Messung. Rechts: Unsicherheiten aufgrund von Detektoreffekten. Links: Unsicherheiten aufgrund von Theorievorhersagen und *Pile-Up*.

und Endkappen-Bereich wurde diese Verschiebung simultan nach oben bzw. unten durchgeführt, sodass tendenziell eine eher konservative Abschätzung dieser Unsicherheit zu Stande kommt.

Statt den Zentralwerten wurden diese in der Verschmierungsfunktion benutzt, und so vier verschiedene C_i bestimmt. Diese wurden alle zur Entfaltung verwendet und die Abweichung zum Referenzwert als Systematik angegeben.

Von allen hier untersuchten systematischen Unsicherheiten haben die Myon- p_T -Skala und -Auflösung die größten Beiträge zur gesamten Systematik. Vor allem der Auflösung kommt besondere Bedeutung zu: im niedrigen p_T^Z -Bereich ($0 \text{ GeV} < p_T^Z < 6 \text{ GeV}$) ist die systematische Unsicherheit 2% von der gleichen Größenordnung wie die statistische Unsicherheit. Schon ab $p_T^Z > 6 \text{ GeV}$ ist allerdings die Unsicherheit aufgrund der Auflösung kleiner als 1% und ähnlich groß wie die Unsicherheit aufgrund der p_T -Skala. Die statistische Unsicherheit dominiert dann bei weitem, und variiert zwischen 3% und 19%.

Theorievorhersage Die im vorherigen Abschnitt erwähnten *Bin-By-Bin* Korrekturfaktoren C_i^{Resbos} werden dazu verwendet das p_T^Z -Spektrum zu entfalten. Die Abweichung vom Referenzwert wird als systematische Unsicherheit angegeben.

Die Verwendung von *Bin-By-Bin* Korrekturfaktoren basierend auf anderen Ereignisgeneratoren wie SHERPA, konnten wegen mangelnder Statistik nicht berücksichtigt werden.

Die resultierende systematische Unsicherheit die Theorievorhersage betreffend, ist im gesamten p_T^Z -Bereich geringer als 0.5%.

Die jeweiligen Werte sind für die resultierende gesamte systematische Unsicherheit quadratisch zu addieren. In Abbildung 6.7 ist dies graphisch dargestellt, in

Bin	p_T^Z / GeV	Effizienz ⁺	Effizienz ⁻	p_T -Skala ⁺	p_T -Skala ⁻	p_T -Aufl. ⁺	p_T -Aufl. ⁻	Pile-Up	Generator	stat.
1	0 - 3	-0.001	-0.004	0.44	-0.44	2.42	-1.61	0.07	0.44	2.6
2	3 - 6	0.009	0.008	0.23	-0.25	0.74	-0.64	-0.09	-0.21	2.0
3	6 - 9	0.011	0.009	0.09	-0.09	-0.47	0.41	-0.07	-0.16	2.1
4	9 - 12	0.004	0.003	0.04	-0.01	-0.86	0.74	0.01	0.23	2.4
5	12 - 15	-0.004	-0.003	-0.09	0.03	-0.79	0.49	0.07	0.14	2.8
6	15 - 18	-0.012	-0.007	-0.03	0.13	-0.71	0.53	0.01	0.11	3.1
7	18 - 21	-0.009	-0.007	-0.12	0.11	-0.42	0.26	0.15	-0.03	3.5
8	21 - 24	-0.007	-0.008	-0.23	0.13	-0.76	0.43	-0.11	0.11	4.0
9	24 - 27	-0.008	-0.002	-0.15	0.19	-0.11	0.21	-0.09	-0.18	4.3
10	27 - 30	-0.008	-0.003	-0.26	0.32	-0.53	0.3	0.02	-0.19	5.0
11	30 - 36	-0.005	-0.007	-0.27	0.22	-0.18	0.23	-0.05	-0.02	4.1
12	36 - 42	-0.008	-0.002	-0.29	0.31	-0.43	0.09	0.34	-0.061	4.9
13	42 - 48	-0.006	-0.005	-0.34	0.35	-0.24	0.28	0.02	0.03	5.3
14	48 - 54	-0.005	-0.007	-0.24	0.49	0.05	0.21	0.01	-0.21	6.2
15	54 - 60	-0.007	-0.006	-0.69	0.12	-0.63	-0.21	0.12	0.13	7.2
16	60 - 80	-0.006	-0.005	-0.4	0.48	-0.03	0.07	0.02	-0.14	5.1
17	80 - 120	-0.004	-0.008	-0.66	0.69	-0.21	0.21	0.10	-0.12	7.8
18	120 - 180	-0.003	-0.009	-0.66	0.73	-0.21	0.16	0.12	-0.22	7.5
19	180 - 350	-0.001	-0.012	-0.77	0.68	-0.55	0.12	-0.93	0.12	19

Tabelle 6.5: Relative Abweichungen δ bei Variation entsprechender Parameter nach oben (+) bzw. unten (-) in % und zum Vergleich die statistischen Unsicherheiten.

Tabelle 6.5 sind die Zahlenwerte aufgelistet.

Unter den betrachteten Beiträgen der systematischen Unsicherheiten besitzt die Myon- p_T -Auflösung den größten Anteil im niedrigen p_T^Z -Bereich. Vor allem in den ersten beiden Bins gilt dies zu beachten, da dort die Unsicherheiten aufgrund der Myon- p_T -Auflösung von der gleichen Größenordnung wie die statistische Unsicherheit ist.

Im höheren p_T^Z -Bereich gewinnt auch die Myon- p_T -Skala an Bedeutung. Allerdings lässt sich feststellen, dass bis auf die ersten beiden Bins die statistischen Unsicherheiten bei Weitem überwiegen.

6.5 Ergebnisse

In diesem Abschnitt sollen die vorherigen Resultate zusammengefasst werden. Abbildung 6.8 zeigt das mittels *Bin-By-Bin* Methode entfaltete p_T^Z -Spektrum und Vergleiche mit den Ereignisgeneratoren PYTHIA, SHERPA und RESBOS. Dabei ist die RESBOS Vorhersage durch die in Abschnitt 6.4.1 erläuterte Umgewichtung des PYTHIA MC-Datensatzes entstanden. Tabelle 6.6 enthält die zugehörigen Zahlenwerte.

Es zeigt sich, dass mit der verwendeten Datenmenge von 42 pb^{-1} die Messung durch die statistischen Unsicherheiten dominiert ist. Lediglich in den ersten beiden Bins spielen systematische Unsicherheiten eine ähnlich große Rolle. Aufgrund der insgesamt großen experimentellen Unsicherheiten sind starke Aussagen, über die Güte der verwendeten Ereignisgeneratoren kaum möglich. Alle zeigen innerhalb der Gesamtunsicherheiten eine relativ gute Übereinstimmung.

Im niedrigen p_T^Z -Bereich ($p_T^Z < 20 \text{ GeV}$) liefert RESBOS die beste Übereinstimmung mit realen Daten. Nur RESBOS liegen Resummationsrechnungen zu Grunde, die bereits an Daten des Tevatron Beschleunigers angepasst wurden [48]. Dies liefert eine Erklärung dieser guten Übereinstimmung. PYTHIA zeigt im ersten Bin Abweichungen, was eventuell auf eine nicht vollständig optimale Einstellung des intrinsischen Transversalimpulsparameters (siehe Abschnitt 6.6) hindeuten könnte. Ansonsten ist im niedrigen p_T^Z -Bereich aber eine gute Übereinstimmung zu beobachten. Die SHERPA Vorhersage zeigt kleine Abweichungen in diesem Bereich, die jedoch kaum außerhalb der statistischen Unsicherheiten liegen.

Im Bereich $20 \text{ GeV} < p_T^Z < 100 \text{ GeV}$ zeigen sich die größten Unterschiede zwischen PYTHIA und RESBOS auf der einen und SHERPA auf der anderen Seite.

Im hohen p_T^Z -Bereich ($p_T^Z > 100 \text{ GeV}$) zeigen RESBOS und SHERPA die beste Übereinstimmung mit den Daten. SHERPA zeigt im hohen p_T^Z -Bereich eine recht gute Übereinstimmung. Im Vergleich zu PYTHIA werden in SHERPA mehr Partonen in der Matrixelementberechnung miteinbezogen, was in Verbindung mit dem CKKW *matching* eine bessere Vorhersage für hohe Jetmultiplizitäten liefern kann. Die Vor-

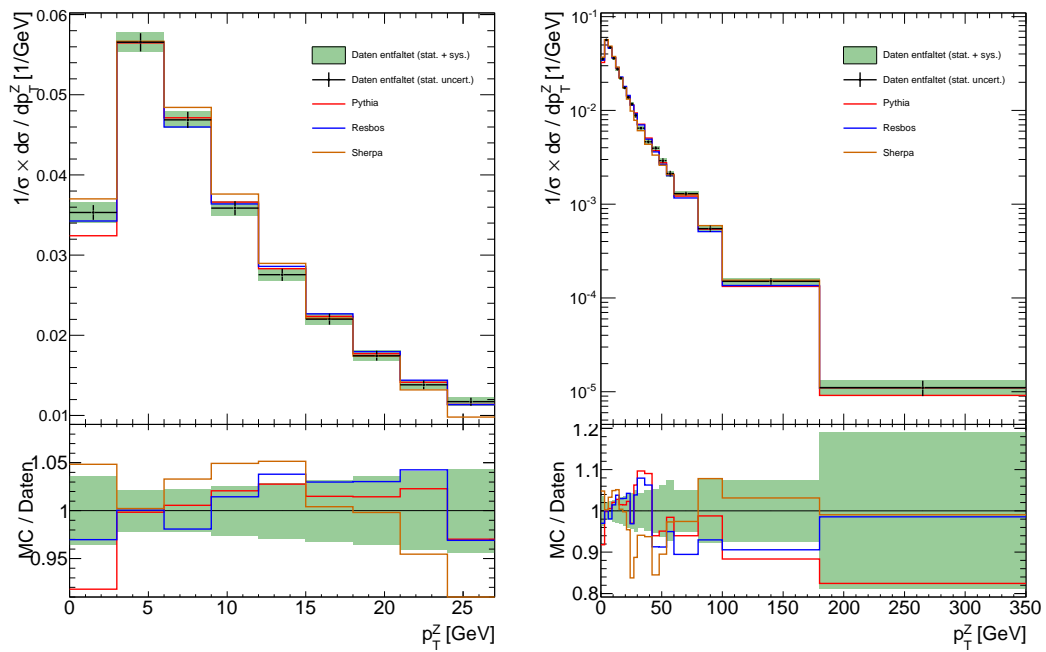


Abbildung 6.8: Das mittels *Bin-By-Bin* Korrektur entfaltete p_T^Z -Spektrum im Vergleich mit den Vorhersagen der Ereignisgeneratoren PYTHIA, SHERPA und RESBOS.

Bin	p_T^Z / GeV	$1/\sigma \, d\sigma/p_T^Z / \text{GeV}^{-1}$	stat. / %	Unsicherheiten	
				sys. - / %	sys. + / %
1	0 - 3	0.035	2.6	1.7	2.5
2	3 - 6	0.057	2.0	0.7	0.8
3	6 - 9	0.047	2.1	0.5	0.4
4	9 - 12	0.036	2.4	0.9	0.7
5	12 - 15	0.028	2.8	0.8	0.5
6	15 - 18	0.022	3.1	0.7	0.6
7	18 - 21	0.017	3.5	0.4	0.3
8	21 - 24	0.014	4.0	0.8	0.5
9	24 - 27	0.012	4.3	0.3	0.3
10	27 - 30	0.0088	5.0	0.6	0.4
11	30 - 36	0.0065	4.1	0.3	0.3
12	36 - 42	0.0046	4.9	0.5	0.5
13	42 - 48	0.004	5.3	0.4	0.5
14	48 - 54	0.0029	6.2	0.3	0.5
15	54 - 60	0.0021	7.2	0.9	0.3
16	60 - 80	0.0013	5.1	0.4	0.5
17	80 - 120	0.00055	7.8	0.7	0.7
18	120 - 180	0.00015	7.5	0.7	0.8
19	180 - 350	1.1e-05	19	1.3	0.7

Tabelle 6.6: Das *Bin-By-Bin* korrigierte p_T^Z -Spektrum und statistische und systematische Unsicherheiten, mit der relativen Abweichung nach oben (+) bzw. nach unten (-) aller systematischen Unsicherheiten, welche sich aus quadratischer Addition der Einzelbeiträge ergeben.

hersagen durch störungstheoretische Rechnungen, die in RESBos implementiert sind, liegen in weiten Teilen des p_T^Z -Spektrums unter der Messung, allerdings im Rahmen der Unsicherheiten.

Über den gesamten p_T^Z -Bereich zeigt die RESBos Vorhersage die beste Übereinstimmung mit den Daten. Ein Kolmogorov-Smirnov-Test zur Quantifizierung der Übereinstimmung der p_T^Z -Spektren liefert hierfür einen p-Wert von 0.37. Für den Ereignisgenerator PYTHIA liefert jener Test einen p-Wert von 0.16, was einer geringfügig schlechteren Übereinstimmung gleichkommt. Der p-Wert für den Vergleich mit dem von SHERPA erzeugten p_T^Z -Spektrum beträgt 0.0009.

6.6 Anpassung von Parametern in Ereignisgeneratoren

Die phänomenologischen Modelle in Ereignisgeneratoren dienen der Beschreibung physikalischer Effekte, welche sich einer Modellierung aufgrund von fundamentaler Prinzipien entziehen. Diese Modelle enthalten freie Parameter, welche im Experiment abgestimmt werden können (engl.: *tuning*).

Typischerweise sind für eine solche Anpassung viele Parameter simultan zu optimieren. Dies erfordert effiziente Methoden zur Abtastung eines hochdimensionalen Parameterraums.

In der vorliegenden Arbeit wird nicht der Versuch unternommen, eine solche Anpassung vollständig durchzuführen. Stattdessen wird ein spezieller Parameter, der für den intrinsischen Transversalimpuls, genauer betrachtet und die restlichen freien Parameter unverändert belassen. Als Referenz diente der Parametersatz ATLAS MC09 [25].

6.6.1 Intrinsischer Transversalimpuls im Ereignisgenerator Pythia

In Abschnitt 2.3 wurde das Konzept des intrinsischen Transversalimpulses eingeführt. In verschiedenen Ereignisgeneratoren sind hierfür unterschiedliche Modelle implementiert, deren Parameter experimentell zu bestimmen sind. In diesem Abschnitt wird ein Modell des intrinsischen Transversalimpulses des Ereignisgenerators PYTHIA näher untersucht.

Der Ereignisgenerator PYTHIA stellt unterschiedliche Modelle zur Verfügung, welche dem intrinsischen Transversalimpuls Rechnung tragen. Alle beruhen darauf, dass der Transversalimpuls des Teilchens, das den Ausgangspunkt eines Partonschauers darstellt, durch eine Zufallsvariable zu ersetzen

$$k_T \rightarrow X(k_T, \sigma). \quad (6.18)$$

Der Parameter σ steht für einen Parameter, der die Breite der Verteilung von X beschreibt. Je größer σ , desto wahrscheinlicher sind große Abweichungen vom nominellen Wert $k_T = 0$.

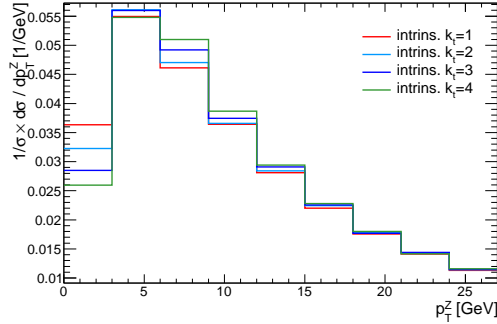


Abbildung 6.9: Unterschiedliche Einstellungen des intrinsischen Transversalimpulses im Ereignisgenerator PYTHIA am Beispiel der p_T^Z -Verteilung

In PYTHIA stehen unter anderem ein Exponentialmodell $X = \text{Exp}(\sigma)$ mit der Dichte

$$p(\sigma; k_T) = \frac{1}{\sigma} \exp\left(\frac{-k_T}{\sigma}\right) \quad (6.19)$$

und ein Normalverteilungsmodell $X = N(0, \sigma)$ mit der Dichte

$$p(0, \sigma; k_T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-k_T^2}{\sigma^2}\right) \quad (6.20)$$

zur Wahl [24].

Neben dem erwähnten Breiten-Parameter gibt es außerdem einen Parameter, der den maximal möglichen Wert des intrinsischen Transversalimpulses fixiert (PARP(93) im Normalverteilungsmodell). Dieser Parameter wurde jedoch im Folgenden nicht näher untersucht und bei dem Ausgangswert von 5 GeV des ATLAS MC09-Parametersatzes belassen.

6.6.2 Intrinsischer Transversalimpuls und p_T^Z -Verteilung

In dieser Arbeit wurde letzteres Modell verwendet. Dieses wird ebenfalls in den meist verbreiteten Parametersätzen verwendet. Der Breiten-Parameter σ wird im Ereignisgenerator PYTHIA mit PARP(91) bezeichnet. In Abbildung 6.9 ist exemplarisch für einige Werte des Parameters σ die p_T^Z -Verteilung gezeigt.

Offenbar ist die p_T^Z -Verteilung eine Observable, welche sensitiv auf den intrinsischen Transversalimpuls ist, und somit geeignet für die Abstimmung des Breiten-Parameters. Der Grund hierfür ist, dass jener Parameter die Abstrahlung von sehr weichen QCD Prozessen stark beeinflusst. Der Rückstoß wird durch das Z-Boson kompensiert, welches einen entsprechend kleinen Transversalimpuls davonträgt.

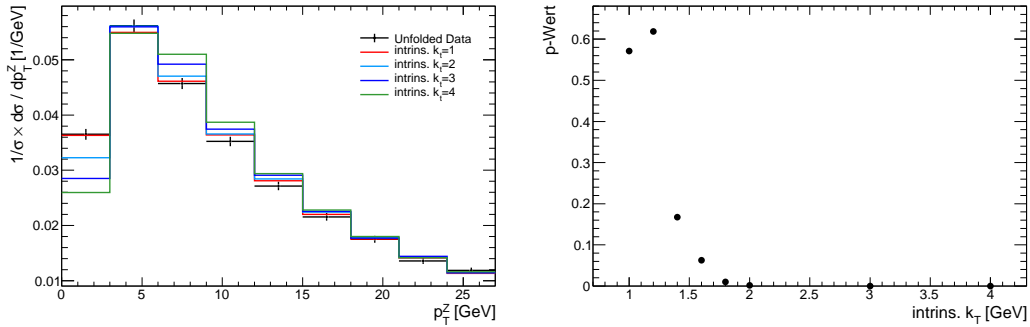


Abbildung 6.10: Links: Vergleich der p_T^Z -Verteilung in Daten mit derer des Ereignisgenerators PYTHIA für unterschiedliche Werte des intrinsischen Transversalimpulses. Rechts: p-Werte der Kolmogorov-Smirnov-Tests zwischen p_T^Z -Verteilung in Daten und der PYTHIA Vorhersage.

Ergebnisse

Um den besten Wert des intrinsischen Transversalimpulses zu finden wurde das folgende Verfahren angewendet. Das Resultat des vorigen Abschnitts, das *Bin-By-Bin* korrigierte p_T^Z -Spektrum, wurde mittels eines Kolmogorov-Smirnov-Tests mit der Vorhersage des PYTHIA Ereignisgenerators quantitativ verglichen. Hierzu wurden MC-Datensätze erzeugt, welche die gleichen Parametereinstellungen verwenden wie die Werte des Parametersatzes *ATLAS MC09*. Lediglich der mehrfach erwähnte Parameter *PARP* (91) wurde variiert. Es wurden für diese MC-Datensätze jeweils eine Million Ereignisse für jeden Wert des intrinsischen Transversalimpulsparameters generiert.

Für jeden dieser Datensätze wurde der p-Wert des statistischen Tests notiert. Der Parameter σ , welcher dem MC-Datensatz mit dem höchsten p-Wert zu Grunde lag, liefert die beste Übereinstimmung zwischen Daten und Vorhersage. Damit wird dieser Wert σ als neuer Wert des intrinsischen Transversalimpulses vorgeschlagen.

In Abbildung 6.10 sind die Resultate der Kolmogorov-Smirnov-Tests und der Vergleich der Daten mit den p_T^Z -Verteilungen, die mit dem Ereignisgenerator PYTHIA erzeugt wurden zu finden. Da der intrinsische Transversalimpuls nur den niedrigen p_T^Z -Bereich beeinflusst, wurden für den Test lediglich die ersten neun Bins verwendet. Dies entspricht einem Bereich von $0 \text{ GeV} < p_T^Z < 27 \text{ GeV}$.

Der beste Wert für den Breiten-Parameter des intrinsischen Transversalimpulses liegt demnach bei $\sigma = 1.2 \text{ GeV}$. Dies liegt unterhalb des Standardwerts des Parametersatzes *ATLAS MC09* von 2 GeV . Es ist aber in Anbetracht der begrenzten Statistik des ATLAS Datensatzes des Jahres 2010 wünschenswert diese Resultate

mit einem größeren Datensatz zu verifizieren.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden Daten des ATLAS Detektors am LHC bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ im Proton-Proton-Betrieb untersucht. Der Prozess der Z-Bosonproduktion im Zerfallskanal $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ist der Ausgangspunkt der hier vorgestellten Analysen. Es wurden dabei Daten, die im Zeitraum von März 2010 bis Oktober 2010 aufgezeichnet wurden, analysiert. Dieser Datensatz beinhaltet eine integrierte Luminosität von 42 pb^{-1} .

Ein Schwerpunkt der Arbeit lag auf der Bestimmung der Rekonstruktionsgüte des Detektors. Speziell wurde die Auflösung und die Skala des Transversalimpulses von Myonen in ersten Daten bestimmt. Das Verständnis dieser Größen ist von entscheidender Bedeutung bei der Messung des Transversalimpulsspektrums des Z-Bosons. Dazu wurden zwei unterschiedliche Methoden untersucht. Die Basis dieser Methoden bilden dabei Myonen aus Zerfällen des Z-Bosons und die Tatsache, dass die Form der invarianten Masse dieser Myonen mit den Größen Auflösung und Skala des Transversalimpulses korreliert ist. Beide Methoden zeigten übereinstimmende Ergebnisse.

Die Transversalimpulsskala der Myonen wird von der Detektorsimulation korrekt wiedergegeben. Das heißt, es ist keine systematische Fehlmessung der Myontransversalimpulse zu verzeichnen.

Anhand einer verbreiterten Verteilung der invarianten Masse des Zwei-Myon-Systems der Daten gegenüber der Simulation lässt sich schließen, dass die Auflösung in der Detektorsimulation unterschätzt ist. Im zentralen Bereich des Detektors ($|\eta| < 1$) ist eine zusätzliche Auflösung von etwa 2% notwendig, um die Daten wiederzugeben. In den Endkappen-Bereichen ist eine noch größere Diskrepanz zu beobachten. Hier ist eine zusätzliche Auflösung von 5% für den Bereich $\eta < 1$ und 4% für den Bereich $\eta > 1$, notwendig.

Außerdem wurden die beiden Rekonstruktionsalgorithmen für *combined* Myonen der Familien STACO und Muid in Hinblick auf die Qualitätsmerkmale Auflösung und Skala miteinander verglichen. Die Resultate zeigen im Rahmen der Unsicherheiten eine gute Übereinstimmung.

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit bestand in der Messung des normierten differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{1}{\sigma(pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \frac{d\sigma}{dp_T^Z}(pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-)$. Detektoreffekte wurden mittels der Methode der *Bin-By-Bin* Korrekturfaktoren korrigiert.

Diverse Quellen systematischer Unsicherheiten wurden in Betracht gezogen. Neben der limitierten Kenntnis der Rekonstruktionsgüte des Detektors in Form der Auflösung und Skala der Myontransversalimpulse, wurden unter anderem die Einflüsse des *Pile-Up* Effekts und von Theorievorhersagen untersucht. Es ist festzuhalten, dass mit der verwendeten Datenmenge diese Messung durch statistische Unsicherheiten dominiert ist. Zudem wurde die Verzerrung, welche durch die *Bin-By-Bin* Entfaltung verursacht wird, untersucht. Diese Betrachtungen zeigten, dass die Verzerrung klein sind.

Die entfaltete p_T^Z -Verteilung wurde mit den Vorhersagen der Ereignisgeneratoren PYTHIA, SHERPA und RESBos verglichen. Insgesamt wird die gemessene p_T^Z -Verteilung innerhalb der experimentellen Unsicherheiten recht gut durch die Ereignisgeneratoren beschrieben. Die beste Übereinstimmung mit den Daten lieferte die RESBos Vorhersage.

Des Weiteren wurde an die gemessene p_T^Z -Verteilung der intrinsische Transversalimpulsparameter des Ereignisgenerators PYTHIA angepasst.

Über die Resultate dieser Arbeit hinaus ist eine Wiederholung der Messung des p_T^Z -Spektrums mit einer größeren Ereigniszahl sinnvoll, um den Vergleich mit den unterschiedlichen Vorhersagen der Ereignisgeneratoren aussagekräftiger zu machen. Einerseits ist eine Verminderung der statistischen Unsicherheiten wünschenswert, da diese mit der zur Verfügung stehenden Datenmenge gegenüber den systematischen Unsicherheiten dominieren. Andererseits ist zu erwarten, dass mit wachsender Datenmenge ein besseres Verständnis des Detektors einhergeht. Dies führt zur Reduzierung einiger systematischer Unsicherheiten. Diese Umstände tragen insgesamt zu einer präziseren Messung bei.

Die Verteilung der Rapidität des Z-Bosons Y^Z stellt ebenfalls eine interessante Observable dar. Sie ist unter anderem in Bezug auf Partondichtefunktionen von Bedeutung. Des Weiteren kann der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dp_T^Z dY^Z}$ untersucht werden.

Ferner ist ein Studium anderer Entfaltungsmethoden, welche Migrationen zwischen Bins explizit berücksichtigen, eine wichtige Erweiterungsmöglichkeit der präsentierten Resultate.

Literaturverzeichnis

- [1] UA1 COLLABORATION ; ARNISON, G. et al.: Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider. In: *Phys. Lett. B* 126 (1983), Nr. 398
- [2] UA2 COLLABORATION ; BAGNAIA, P. et al.: Evidence for $Z^0 \rightarrow e^-e^+$ at the CERN $\bar{p}p$ collider. In: *Phys. Lett. B* 129 (1983), Nr. 130
- [3] WORKING GROUP ON LEP ENERGY AND THE LEP COLLABORATIONS: Measurement of the mass of the Z boson and the energy calibration of LEP. In: *Physics Letters B* 307 (1993), Nr. 1–2, S. 187–193. – <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>
- [4] MELNIKOV, K. ; PETRIELLO, F.: Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha(s)^2)$. In: *Phys. Rev. D* 74 (2006), S. 114017
- [5] CDF COLLABORATION ; AFFOLDER, T. et al.: The Transverse Momentum and Total Cross Section of e^+e^- Pairs in the Z-boson Region from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), Nr. 845, S. 845–850
- [6] D0 COLLABORATION ; ABBOTT, B. et al.: Differential production cross section of Z bosons as a function of transverse momentum at $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), Nr. 13, S. 279–2797
- [7] D0 COLLABORATION ; ABAZOV, V. M. et al.: Measurement of the shape of the boson transverse momentum distribution in $p\bar{p} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + X$ events produced at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), S. 102002
- [8] D0 COLLABORATION ; ABAZOV, V. M. et al.: Measurement of the normalized $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ transverse momentum distribution in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$. In: *Phys. Lett. B* 693 (2010), Nr. 5, S. 522–530
- [9] HALZEN, F. ; MARTIN, A.: *Quarks & Leptons: An introductory course in modern particle physics*. New York, USA : John Wiley & Sons, 1984
- [10] SREDNICKI, M.: *Quantum Field Theory*. Book draft; <http://www.physics.ucsb.edu/mark/qft.html>, 2006

- [11] PESKIN, M. ; SCHROEDER, D.: *An Introduction to Quantum Field Theory*. Boulder, CO : Westview Press, 1995
- [12] ROBINSON, M. ; BLAND, K. ; CLEAVER, G. ; DITTMANN, J.: *A Simple Introduction to Particle Physics: Part I. Foundations and the Standard Model*. Book draft; arXiv:0810.3328 [hep-th], 2008
- [13] HIGGS, P.W.: Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields. In: *Phys. Lett.* 12 (1964), Nr. 2, S. 132–134
- [14] HIGGS, P.W.: Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Nr. 16, S. 508–509
- [15] ENGLERT, F. ; BROUT, R.: Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Nr. 9, S. 321–323
- [16] GURALNIK, G. S. ; HAGEN, C. R. ; KIBBLE, T. W. B.: Global Conservation Laws and Massless Particles. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Nr. 20, S. 585–587
- [17] KIBBLE, T. W. B.: Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories. In: *Phys. Rev.* 155 (1967), Nr. 5, S. 1554–1561
- [18] NAKAMURA, K. et al.: The Review of Particle Physics. In: *J Phys. G* 37 (2010), Nr. 075021
- [19] NILSEN, H.: *Studying Z/γ^* +Jet Production in Proton-Antiproton Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Diss., 2009
- [20] BUCKLEY, A. ; BUTTERWORTH, J. ; GIESEKE, S. ; GRELLSCHEID, D. ; HOCHÉ, S. et al.: General-purpose event generators for LHC physics. (2011). – arXiv: 1101.2599 [hep-ph]
- [21] NADOLSKY, P.M.: *Online-Plotter of resummed cross sections*. <http://hep.pa.msu.edu/wwwlegacy>, 2011
- [22] BOZZI, G. et al.: Transverse-momentum resummation: a perturbative study of Z production at the Tevatron. (2008). – arXiv:0812.2862 [hep-ph]
- [23] DRELL, S.D. ; YAN, T.M.: Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies. In: *Phys. Rev. Lett.* 25 (1970), Nr. 5
- [24] SJOSTRAND, T. ; MRENNNA, S. ; SKANDS, P.: PYTHIA 6.4 physics and manual. In: *JHEP* 05 (2006), S. 026. – hep-ph/0603175
- [25] ATLAS COLLABORATION ; AAD, G. et al.: ATLAS Monte Carlo Tunes for MC09. In: *ATLAS Paper ATL-PHYS-PUB-2010-02* (2010)

-
- [26] SHERSTNEV, A. ; THORNE, R.S.: Parton Distributions for LO Generators. In: *Eur. Phys. J. C* 55 (2008), S. 553–575. – arXiv:0711.2473 [hep-ph]
- [27] KRAUSS, F. ; SCHUMANN, S.: A parton shower algorithm based on Catani-Seymour dipole factorisation. In: *JHEP* 0803 (2008), Nr. 038
- [28] GLEISBERG, T. et al.: Event generation with SHERPA 1.1. In: *JHEP* 02 (2002), Nr. 007
- [29] NADOLSKY, P.M. et al.: Implications of CTEQ global analysis for collider observables. In: *Phys. Rev. D* 78 (2008)
- [30] EVANS, L. ; BRYANT, Ph.: LHC Machine. In: *JINST* 3 (2008), S. S08001
- [31] ATLAS COLLABORATION: *Internetseite des ATLAS Experiments*. <http://www.atlas.ch/photos/index.html>, 2011
- [32] ATLAS COLLABORATION ; AAD, G. et al.: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. In: *JINST* 3 (2008), S. S08003
- [33] FERRO-LUZZI, M.: *LHC 2010 Operation – As viewed from the experiments*. 2010. – CERN
- [34] AGOSTINELLI, S. et al.: GEANT4: A simulation toolkit. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A506 (2003), S. 250–303
- [35] ATLAS COLLABORATION: Measurement of the $Z \rightarrow ll$ production cross section in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. In: *ATLAS Note ATLAS-CONF-2010-076* (2010)
- [36] ATLAS COLLABORATION: A first measurement of the transverse momentum distribution of Drell-Yan lepton pairs at 7 TeV with ATLAS. In: *ATLAS note ATLAS-COM-PHYS-2011-233* (2011)
- [37] HASSANI, S. et al.: Muon identification procedure for the ATLAS detector at the LHC using Muonboy reconstruction package and tests of its performance using cosmic rays and single beam data. In: *Journal of Physics: Conference Series* 219 (2010), Nr. 3, S. 032052
- [38] LAGOURI, Th. et al.: A Muon Identification and Combined Reconstruction Procedure for the ATLAS Detector at the LHC at CERN. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci* 51 (2004), S. 3030–3033
- [39] ATLAS COLLABORATION: Muon Reconstruction and Identification: Studies with Simulated Monte Carlo Samples. In: *Expected Performance of the ATLAS Experiment* (2009), S. 162–184

- [40] ATLAS COLLABORATION: Determination of the muon reconstruction efficiency in ATLAS at the Z resonance in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. In: *ATLAS note ATLAS-CONF-2011-008* (2011)
- [41] ATLAS COLLABORATION: Estimating Track Momentum Resolution in Minimum Bias Events using Simulation and K_s in $\sqrt{s} = 900$ GeV collision data. In: *ATLAS Note ATLAS-CONF-2010-009* (2010)
- [42] SCHLITGEN, R.: *Einführung in die Statistik*. Oldenbourg, 2003
- [43] COWAN, G.: *Statistical Data Analysis*. Oxford : Oxford University Press, 2002
- [44] SCHOTT, M.: *Study of the Z Boson Production at the ATLAS Experiment with First Data*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 2007
- [45] ATLAS COLLABORATION: ATLAS Muon Momentum Resolution in the First Pass Reconstruction of the 2010 *pp* Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV. In: *ATLAS Paper ATLAS-CONF-2011-046* (2011)
- [46] ATLAS COLLABORATION: Updated Luminosity Determination in *pp* Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS Detector. In: *ATLAS Note ATLAS-CONF-2011-011* (2011)
- [47] EFRON, B.: Bootstrap methods: another look at the Jackknife. In: *The Annals of statistics* 7 (1979), Nr. 1, S. 1–26
- [48] WANG, L.: *Measurement of Z boson transverse momentum in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, University of Maryland, Diss., 2007

Danksagungen

Zuerst möchte ich Prof. Dr. Markus Schumacher für die Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe und das interessante Thema meiner Diplomarbeit danken. Des Weiteren stand er mir jederzeit mit seinem profunden Wissen und hilfreichen Ratschlägen zur Seite.

Außerdem gebührt besonderer Dank meinen Betreuern Dr. Henrik Nilsen und Dr. Markus Warsinsky. Aber auch der Rest der Arbeitsgruppe soll nicht unerwähnt bleiben. Insbesondere bei allen Doktoranden und Diplomanden, vor allem bei Vera, die so lange mit mir ein Büro teilen musste, möchte ich mich für ein überaus angenehmes Arbeitsklima bedanken.

Weiterhin danke ich meiner Familie für die Unterstützung und den Rückhalt, nicht nur während meines Studiums.

Und zu guter Letzt: Danke Manuela für die letzten fünf Jahre!