

Bachelorarbeit

Energie-Asymmetrie von Top-Quark-Paaren mit dem ATLAS-Experiment

Energy asymmetry of top quark pairs with the ATLAS experiment

angefertigt von

Noreen Rauls

aus Peine

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2018/02

Bearbeitungszeit: 10. April 2018 bis 1. August 2018

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Ariane Frey

Zusammenfassung

Das Top-Quark ist das schwerste Teilchen des Standardmodells. Es kann in großer Anzahl am LHC produziert und beispielsweise mit dem ATLAS-Detektor gemessen werden. Das Top-Quark besitzt verschiedene Zerfallskanäle, in dieser Analyse sind besonders die semileptonischen Zerfälle von großer Bedeutung.

Untersucht wird in dieser Bachelorarbeit die Energieasymmetrie. Hierbei handelt es sich um einen NLO-QCD-Effekt in der Top-Quark-Paarproduktion mit einem zusätzlichen Jet, welcher bisher noch nicht am LHC gemessen wurde. Es wird zwischen Ereignissen mit positiven und negativen Energiedifferenzen ΔE zwischen dem Top- und dem Antitop-Quark unterschieden.

Mit Hilfe von simulierten Samples wird die Energieasymmetrie untersucht. Die Analyse wird zunächst auf Generator-Niveau durchgeführt, und anschließend werden zusätzlich die rekonstruierten Größen betrachtet. Analysiert werden bei der Rekonstruktion verschiedene Methoden, wobei außerdem zwischen unterschiedlichen Auswahlmöglichkeiten für den zusätzlichen Jet differenziert werden muss.

Bei Betrachtung der systematischen und statistischen Fehler wird ein Signifikanztest durchgeführt, welcher zeigt, wie gut sich die Asymmetrie mit Hilfe der verschiedenen Rekonstruktionsmethoden reproduzieren lässt. Der beste hierbei bestimmte Wert beträgt etwa 13σ .

Zuletzt wird ein Ausblick auf weitere Vorgehensweisen gegeben, da die Ergebnisse für Run II des LHC sehr vielversprechend aussehen.

Stichwörter: Top-Quark-Physik, Energieasymmetrie, ATLAS-Detektor

Abstract

The top quark is the heaviest of the elementary particles, it is copiously produced at the LHC, where it can be measured for example with the ATLAS detector.

In this analysis, we are especially interested in the semileptonic decay of the top quark. The quantity reviewed in this thesis is the energy asymmetry. The energy asymmetry is an NLO QCD effect in top quark pair production with one additional jet not yet measured at the LHC. It can be determined by classifying events with positive or negative ΔE , where ΔE corresponds to the energy difference between the top and the antitop quark. In this analysis, a simulated sample is used to determine the asymmetry, first on generator level. Later on, also the reconstruction is studied. In this reconstruction, there are eight different reconstruction methods including also different ways to determine the additional jet.

A significance test is done to see how well the asymmetry is determinable by looking at the statistic and systematic errors. The highest value calculated is approximately 13σ . Also, a further outlook is given on how one could continue this study, because the results look quite promising for Run II of the LHC.

Keywords: top quark physics, energy asymmetry, ATLAS-detector

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell	3
2.2	Top-Quark	4
2.2.1	Top-Quark-Produktion	6
2.2.2	Top-Quark-Zerfall	6
2.3	Asymmetrie	8
3	Experimenteller Aufbau	11
3.1	LHC und Hadron-Collider-Physik	11
3.2	ATLAS-Detektor	13
4	Generator-Studien	17
4.1	Monte-Carlo-Generatoren	17
4.2	Reproduktion der Asymmetrie in Powheg und aMC@NLO	17
4.3	Ungewichten des Powheg-Samples	19
5	Rekonstruktion der Asymmetrie	21
5.1	Bestimmung von Objekten im Detektor	21
5.1.1	Elektronen	21
5.1.2	Myonen	22
5.1.3	Jets	22
5.2	Angewendete Ereignisselektion	22
5.3	Beschreibung des KLFitter-Algorithmus	22
5.4	Beschreibung der normalen Rekonstruktion	23
5.5	Vergleich der Asymmetrie für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden	24
6	Statistische Auswertung	29
6.1	χ^2 -Signifikanztest	29
6.2	Statistische und systematische Unsicherheiten	32
6.3	Einordnung der Ergebnisse	34
7	Zusammenfassung	37

1 Einleitung

Die Physik der Elementarteilchen beschäftigt sich mit dem Aufbau der Materie und untersucht die wirkenden Kräften zwischen diesen Teilchen. Das Standardmodell ist bis heute die Theorie, die die Beobachtungen der letzten Jahrzehnte am besten beschreibt. Allerdings ist auch bekannt, dass es nicht vollständig sein kann.

Zur Untersuchung dieser Elementarteilchen werden hohe Energien benötigt, welche nur mit leistungsstarken Beschleunigern erreicht werden können. Der bisher größte durch den Menschen gebaute Beschleuniger ist der LHC (Large Hadron Collider) am CERN in Genf, Schweiz. Es handelt sich hier um einen Proton-Proton-Beschleuniger, welcher zusätzlich auch schwere Ionen beschleunigen kann. Zwei der vier Hauptexperimente am LHC sind die Multifunktionsdetektoren von ATLAS und CMS. Eine der bekanntesten Entdeckungen dieser beiden Experimente war die des Higgs-Bosons im Jahr 2012, welches im Jahr 1964 von P. Higgs, F. Englert und R. Brout postuliert wurde.

Weiterhin ist es am LHC möglich, das schwerste Teilchen des Standardmodells, das Top-Quark, präzise zu untersuchen, da es in großer Anzahl produziert wird.

Das Top-Quark zerfällt, bevor es hadronisieren kann. Somit gibt es seine Eigenschaften direkt an seine Zerfallsprodukte weiter, welche dann weiter untersucht werden können.

Eine Größe, die bei Top-Quark-Paarzerfällen untersucht werden kann, ist die Energieasymmetrie. Hierbei handelt es sich um einen Effekt der Quantenchromodynamik höherer Ordnung in der $t\bar{t}$ -Produktion, welcher bisher noch nicht beobachtet wurde und durch Physik jenseits des Standardmodells verändert werden könnte. Zur Bestimmung der Asymmetrie wird ein zusätzlicher Jet benötigt.

In dieser Analyse werden zwei unterschiedliche Definitionen der Asymmetrie untersucht und geschaut, wie gut sich diese in dem mit Powheg generierten Monte-Carlo-Sample reproduzieren lassen.

Nachdem in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen wie das Standardmodell und die Definition der Energieasymmetrie erklärt wurden, werden im nächsten Kapitel 3 der Beschleuniger LHC und der Multifunktionsdetektor ATLAS näher erläutert. Die Analyse beginnt in Kapitel 4 zunächst mit einer Generator-Studie und wird in Kapitel 5 auf rekonstruierte

1 Einleitung

Größen übertragen. Hierbei wird untersucht, wie gut sich die Energieasymmetrie mit Hilfe von ATLAS-Detektor-Simulationen nach Ereignisselektionen für verschiedene Rekonstruktionsmethoden der Top-Quark-Kinematik darstellen lässt. Im darauf folgenden Kapitel 6 werden verschiedene Fehlerabschätzungen sowie ein χ^2 -Signifikanztest zur Untersuchung, wie gut die Asymmetrie reproduzierbar ist, durchgeführt. Außerdem werden unterschiedliche Schnitte zur Vergrößerung der Signifikanz untersucht.

Im letzten Kapitel 7 werden die Resultate noch einmal zusammengefasst und ein mögliches weiteres Vorgehen zur Messung der Energieasymmetrie beschrieben.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst das Standardmodell (SM) eingeführt, sowie das Top-Quark näher beschrieben. Außerdem werden im letzten Unterkapitel dieser Sektion verschiedene Aspekte der Ladungsasymmetrie in der Top-Quark-Paarproduktion eingeführt.

2.1 Standardmodell

Mit Hilfe des Standardmodells werden Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen beschrieben. Bei den Elementarteilchen handelt es sich um die Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$, welche erneut in Quarks und Leptonen unterteilt werden, sowie die Eichbosonen mit Spin 1 und das Higgs-Boson mit Spin 0. Es gibt drei verschiedene Generationen der Quarks mit zwei verschiedenen Typen, den Up- (Ladung $+\frac{2}{3}$) und Down-Typen (Ladung $-\frac{1}{3}$). Ebenso sind die Leptonen in zwei Typen aufgeteilt, die geladenen Teilchen Elektron, Myon und Tau mit Ladung -1 , sowie die ungeladenen, die jeweiligen Neutrinos. Auch hier gibt es wieder drei verschiedene Generationen.

Die zugrundeliegende mathematische Formulierung des Standardmodells ist die renormierte Quantenfeldtheorie, welche auf der lokalen Eichsymmetrie $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ basiert [1]. Dabei beschreibt die $SU(3)$ die starke Wechselwirkung, also die Wechselwirkung mit Gluonen (QCD), welche durch die Eigenschaft der Farbladung ausgezeichnet ist. Zur Beschreibung der elektroschwachen Wechselwirkung werden die Gruppen $SU(2) \times U(1)$ genutzt. Diese sind eine Vereinheitlichung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung.

Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung handelt es sich um Interaktionen durch Photonen zwischen geladenen Teilchen, welche jedoch im Gegensatz zur QCD keine Wechselwirkung zwischen den Austauschpartikeln erlaubt. Bei der schwachen Wechselwirkung gibt es die Möglichkeit, dass der Prozess durch geladene W^\pm -Bosonen vermittelt wird, oder durch das neutrale Z^0 -Boson. Es ist außerdem möglich, dass bei diesen Prozessen mit W -Bosonen Generationswechsel zwischen den Quarks stattfinden. Generationswechsel sind auch bei Prozessen mit neutralen Strömen möglich, diese sind jedoch stark unterdrückt.

2 Theoretische Grundlagen

Die Generationswechsel sind darin begründet, dass die Eigenzustände der Quarks bezüglich der schwachen Wechselwirkung (d', s', b') Superpositionen der Masseneigenzustände (d, s, b) sind [2]. Beschrieben wird dieses durch die *CKM-Matrix*:

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}. \quad (2.1)$$

Um die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung darzustellen, besitzt der Feynman-Vertex eine Vektor–Axialvektor-Struktur (V–A-Struktur).

Obwohl die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung unterschiedliche Eigenschaften besitzen, wie oben dargestellt, lassen sie sich durch eine gemeinsame Theorie beschreiben. Das Modell wird wegen seiner Entwickler S. Glashow, S. Weinberg und A. Salam [3–5] oft als *Glashow-Weinberg-Salam* (GWS) Modell bezeichnet. Aufgrund von lokaler Eichinvarianz und der Renormierbarkeit des Standardmodells müssten alle Eichbosonen masselos sein. In Experimenten wurde gezeigt, dass dies nicht der Fall ist, und somit können die Bosonen nicht den Generatoren der Eichgruppe entsprechen. Die elektroschwache Symmetrie wird spontan durch den Higgs-Mechanismus gebrochen. Als Konsequenz der Symmetriebrechung überlagern sich die vier Generatoren der $SU(2) \times U(1)$ Eichgruppe zu den vier Eichbosonen W^+ , W^- , Z^0 und γ :

$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ W^3 \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

$$\begin{pmatrix} W^+ \\ W^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{-i}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^1 \\ W^2 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Dies sind die aus dem Standardmodell bekannten Bosonen. Bei θ_W handelt es sich um den Weinberg-Winkel, welcher experimentell bestimmt werden kann.

Eine bildhafte Zusammenfassung des Standardmodells ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

2.2 Top-Quark

Beim Top-Quark handelt es sich um das bis heute schwerste bekannte Elementarteilchen mit einer Masse von $m_t = 172.44 \pm 0.13(\text{stat}) \pm 0.47(\text{syst}) \text{ GeV}$ [6]. Es wurde 1995 am TEVATRON (Proton-Antiproton-Collider) durch die Beschleuniger-Experimente CDF [7] und DØ [8] entdeckt.

Die Zerfallsbreite des Top-Quarks, unter Einbeziehung von Feynman-Diagrammen höherer

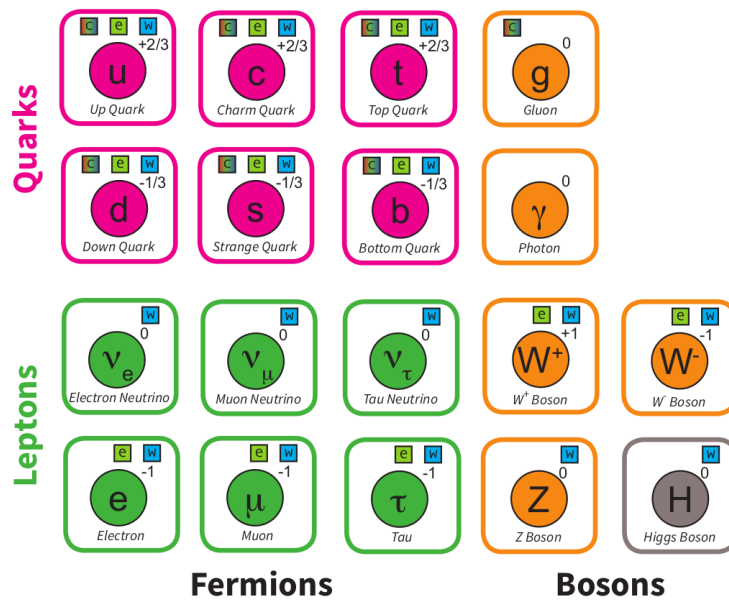


Abb. 2.1: Darstellung der Fermionen des Standardmodells mit ihrer jeweiligen Ladung, sowie den Eichbosonen. Bei den hier verwendeten Einheiten handelt es sich um die natürlichen Einheiten mit $\hbar = c = e = 1$.

Ordnung [9], kann bestimmt werden durch

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^2}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 - \frac{2m_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right]. \quad (2.4)$$

Dabei wird eine Masse des Top-Quarks von $m_t = 172.44$ GeV [6], eine Masse des W -Bosons $m_W = 80.4$ GeV und die starke Kopplungskonstante von $\alpha_s(m_Z^2) = 0.118$ [10] angenommen. Bei G_F handelt es sich um die Fermi-Kopplungskonstante. Somit wird die Top-Quark-Breite zu $\Gamma_t \approx 1.33$ GeV ermittelt. Die Lebensdauer des Top-Quarks kann mit

$$\tau_t = \frac{\hbar}{\Gamma_t} = 4.95 \cdot 10^{-25} \text{ s} \quad (2.5)$$

bestimmt werden. Dies ist etwa zwei Größenordnungen kleiner als die Zeitskala für Hadronisation. Somit zerfallen die Top-Quarks, bevor sie Hadronen bilden können, und übertragen ihre kinematischen Eigenschaften, sowie den Spin, direkt an ihre Zerfallsprodukte. Es ist somit direkt möglich, auf einige Top-Quark-Eigenschaften zurückzuschließen. Dies ist bei den anderen Quarks nicht beobachtbar, da diese gebundene Zustände bilden, bevor sie zerfallen.

2.2.1 Top-Quark-Produktion

Um Top-Quarks an Hadron-Beschleunigern wie z.B. dem LHC (Large Hadron Collider) zu produzieren, gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten, die Produktion von einzelnen Top-Quarks oder von Top-Quark-Paaren durch die starke Wechselwirkung.

Durch die schwache Wechselwirkung ist es möglich, ein einzelnes Top-Quark zu produzieren. Es gibt drei mögliche Produktionskanäle, den s-, t- sowie den Wt -Kanal. Top-Antitop-Quarkpaare $t\bar{t}$ werden stattdessen durch die starke Wechselwirkung produziert, oder genauer gesagt durch $q\bar{q}$ -Vernichtung bzw. durch Gluonfusion. Bei der starken Wechselwirkung können, aufgrund der Quarkflavourerhaltung, nur Paare erzeugt werden.

Die Feynman-Diagramme der führenden Ordnung sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Am TEVATRON ist der tragende Prozess die Quark-Antiquark-Vernichtung, da es sich um einen Proton-Antiproton-Beschleuniger handelt und somit Quarks und Antiquarks als Valenzquarks vorhanden sind. Stattdessen ist der dominierende Prozess am LHC die Gluonfusion, da es sich bei den Antiquarks um Seequarks handeln muss.

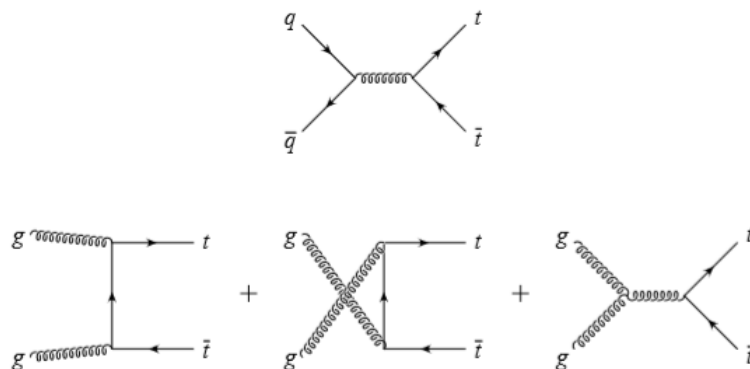


Abb. 2.2: Top-Quark-Paarproduktion durch die starke Wechselwirkung. Das obere Diagramm zeigt die $q\bar{q}$ -Vernichtung und die unteren drei die Gluonfusion in führender Ordnung [11].

2.2.2 Top-Quark-Zerfall

Das Top-Quark zerfällt durch die schwache Wechselwirkung. Dabei ist die Zerfallsrate des Top-Quarks in ein W -Boson und ein Quark q proportional gegeben durch den Absolutbetrag des Elements der CKM -Matrix zum Quadrat $|V_{tq}|^2$. Das dominierende Matrixelement ist $|V_{tb}| = 0.99915 \pm 0.00005$ ($|V_{ts}|$ und $|V_{td}| \approx 0$) [10]. Somit kann in guter Näherung angenommen werden, dass das Top-Quark durch den Zerfall $t \rightarrow W^+ + b$ beschrieben wird.

Der Endzustand des Top-Quark-Zerfalls ist somit durch den Zerfall des W^+ -Bosons bestimmt. In etwa $\frac{2}{3}$ der Fälle zerfällt das W^+ -Boson hadronisch [10], und das Top-Quark wird somit als hadronisch zerfallend bezeichnet. Falls das W^+ -Boson nicht in Hadronen zerfällt, kann es außerdem noch in ein geladenes Antilepton $\bar{\ell}$ und das dazugehörige Neutrino ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) zerfallen. Für alle Leptonen sind die Zerfallswahrscheinlichkeiten in etwa gleich groß [10]. Für den Zerfall des Antitop-Quarks sind die jeweiligen Teilchen durch ihre entsprechenden Antiteilchen zu ersetzen. In erster Ordnung können die $t\bar{t}$ -Zerfallsmodi in die drei folgenden Modi eingeteilt werden:

$$\text{Nur-Jets-Zerfallskanal: } t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'q''\bar{q}''' \quad (2.6)$$

$$\text{Dileptonischer Zerfallskanal: } t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}\bar{\ell}\ell'\nu_\ell\bar{\nu}_{\ell'} \quad (2.7)$$

$$\text{Semileptonischer Zerfallskanal: } t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}W^+W^- \rightarrow b\bar{b}\ell\bar{\nu}_\ell q\bar{q}' \quad (2.8)$$

Jeder der oben aufgelisteten Zerfallskanäle hat seine Vor- und Nachteile für verschiedene Messungen wie im Folgenden dargestellt.

- **Nur-Jets-Zerfallskanal** Aufgrund des hohen Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall des W -Bosons in Hadronen ist dieser Kanal dominierend. Das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund ist sehr klein, da der Untergrund durch viele Multijets bestimmt wird. Ebenfalls ist die Auflösung für Jets schlechter als für Leptonen. Ein weiterer Punkt ist, dass die sechs gemessenen Jets richtig zugeordnet werden müssen, um die Kinematik der Top-Quarks zu rekonstruieren. Außerdem ist der kombinatorische Untergrund relativ groß und schwer zu unterdrücken.
- **Dileptonischer Zerfallskanal** Zwei Leptonen mit einer guten Energie- und Impulsauflösung können gut rekonstruiert werden. Der Untergrund durch Multijets wird zu einem Großteil unterdrückt, allerdings ist das Verzweigungsverhältnis kleiner als beim Nur-Jets-Zerfallskanal. Die Neutrinos können nicht rekonstruiert werden, dies erschwert die Rekonstruktion der gesamten Ereignisse. Aufgrund von Impulserhaltung in transversaler Richtung und Bestimmung des fehlenden transversalen Impulses kann die Summe des transversalen Impulses indirekt für die Neutrinos bestimmt werden.
- **Semileptonischer Zerfallskanal** Bei diesem Zerfallskanal handelt es sich um eine Mischung der oben erläuterten Kanäle. Der Multijet-Untergrund ist aufgrund des geladenen Leptons unterdrückt, jedoch ist der Untergrund ausgeprägter als beim dileptonischen Kanal. Da hier nur ein Neutrino vorhanden ist, kann das Ereignis

vollständig rekonstruiert werden. Die Rekonstruktion der vier Jets ist aufgrund der geringeren Kombinatorik einfacher als im Nur-Jets-Kanal, aber schwieriger als im Dilepton-Kanal.

2.3 Asymmetrie

Um Positionen im Detektor zu beschreiben, werden Zylinderkoordinaten (r, θ, ϕ) verwendet. Bei r handelt es sich um den Abstand zum Strahl und bei ϕ um den Azimutalwinkel. Mit Hilfe von θ wird der Winkel zwischen der Flugrichtung des Teilchens und der Strahlachse beschrieben. Anstatt mit Angaben des Winkels θ zu arbeiten, verwendet man die Pseudorapidität, die wie folgt definiert ist [12]:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (2.9)$$

Eine weitere Größe ist die Rapidität, um die Jetwinkel darzustellen. Sie ist definiert als [12]:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (2.10)$$

Der Vorteil der Rapidität ist, dass ihre Differenz Lorentz-invariant unter Boosts in z -Richtung ist. Für masselose Teilchen ist $\eta = y$.

Bei der $t\bar{t}$ -Produktion in führender Ordnung sind die Verteilung von p_T , η und ϕ für das Antitop- und das Top-Quark gleich [13]. Unter Berücksichtigung von Feynman-Diagrammen höherer Ordnung hingegen kommt es zu unterschiedlichen Rapiditäten y für das Top- und das Antitop-Quark bei der $q\bar{q}$ -Vernichtung [13]. Das Top-Quark hat die Tendenz, der Richtung des einlaufenden Quarks, und das Antitop-Quark, der Richtung des Antiquarks zu folgen. Beim TEVATRON sind die Richtung der einlaufenden q und \bar{q} gut definiert. Das Quark kommt dabei meist aus dem Proton, während das Antiquark aus dem Antiproton kommt.

Somit kann die Asymmetrie

$$A_{FB} = \frac{N(\Delta y > 0) - N(\Delta y < 0)}{N(\Delta y > 0) + N(\Delta y < 0)} \quad (2.11)$$

bestimmt werden. Dabei beschreibt N die Anzahl an Ereignissen und $\Delta y = y_t - y_{\bar{t}}$ die Differenz der Rapiditäten der Top- und Antitop-Quarks.

Da es sich beim LHC um einen Proton-Proton-Beschleuniger handelt, kann A_{FB} dort

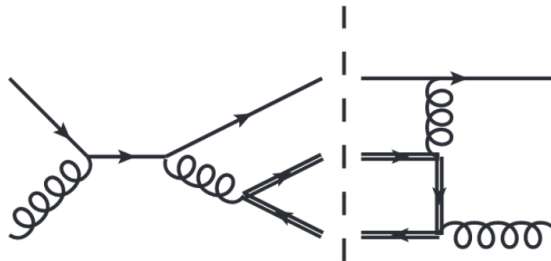


Abb. 2.3: Zur Asymmetrie beitragende Feynman-Diagramme bei Quark-Gluon-Anfangszuständen.

nicht bestimmt werden. Jedoch besitzen die Valenzquarks im Durchschnitt einen höheren Impuls und es kann eine Ladungsasymmetrie definiert werden [14]:

$$A_C = \frac{N(\Delta|y| > 0) - N(\Delta|y| < 0)}{N(\Delta|y| > 0) + N(\Delta|y| < 0)}. \quad (2.12)$$

Am LHC konnte die Ladungsasymmetrie A_C noch nicht signifikant gemessen werden bzw. ist möglicherweise mit Null verträglich. Zur weiteren Untersuchung wird eine neue Definition der Ladungsasymmetrie eingeführt [15], die sogenannte Energieasymmetrie.

Zur Messung der Energieasymmetrie wird ein weiterer Jet benötigt. Ebenso muss es sich um einen Quark-Gluon-Anfangszustand handeln. Die beiden möglichen Feynman-Diagramme bei NLO (Next-to-leading-order) sind in Abbildung 2.3 zu sehen. Erst aufgrund der Interferenz dieser beiden Feynman-Diagramme kommt es zur Asymmetrie.

Im Prozess $pp \rightarrow t\bar{t}j$ ist die Energieasymmetrie definiert als [16]:

$$A_E(\theta_j) = \frac{\sigma_{t\bar{t}j}(\theta_j, \Delta E > 0) - \sigma_{t\bar{t}j}(\theta_j, \Delta E < 0)}{\sigma_{t\bar{t}j}(\theta_j, \Delta E > 0) + \sigma_{t\bar{t}j}(\theta_j, \Delta E < 0)}. \quad (2.13)$$

Es beschreibt $\Delta E = E_t - E_{\bar{t}}$ die Energiedifferenz zwischen der Top- und Antitop-Energie. θ_j gibt den Streuwinkel zwischen dem harten Jet und dem einlaufenden Parton an. Beide dieser Größen sind im $t\bar{t}j$ -Ruhesystem definiert. Um vom Laborsystem in das Ruhesystem zu gelangen, wird somit ein Boost benötigt.

Ein noch größerer Effekt wird bei der optimierten Asymmetrie erwartet. Diese berücksichtigt außerdem noch die Rapidität des $t\bar{t}j$ -Systems. Wenn die Rapidität des $t\bar{t}j$ -Systems positiv ist ($y_{t\bar{t}j} > 0$), handelt es sich um einen in Vorwärtsrichtung geboosteten Endzustand. Ist die Rapidität hingegen negativ ($y_{t\bar{t}j} < 0$), so handelt es sich um einen in Rückwärtsrichtung geboosteten Endzustand. Des Weiteren wird eine Unterteilung der Richtung des gestreuten Jets vorgenommen. Ist $\theta_j \in [0, \pi/2]$, so handelt es sich um einen in Vorwärtsrichtung gestreuten Jet, und analog dazu bei $\theta_j \in [\pi/2, \pi]$ um einen in Rück-

2 Theoretische Grundlagen

wärtsrichtung gestreuten Jet.

Die optimierte Asymmetrie wird dabei folgendermaßen definiert [15]:

$$A_E^{opt}(\theta_j) = \frac{\sigma_A(\theta_j, y_{t\bar{t}j} > 0) + \sigma_A(\pi - \theta_j, y_{t\bar{t}j} < 0)}{\sigma_S(\theta_j, y_{t\bar{t}j} > 0) + \sigma_S(\pi - \theta_j, y_{t\bar{t}j} < 0)} \quad (2.14)$$

mit

$$\sigma_{S,A}(\theta_j) = \sigma_{t\bar{t}j}(\theta_j, \Delta E > 0) \pm \sigma_{t\bar{t}j}(\theta_j, \Delta E < 0). \quad (2.15)$$

Die theoretische Vorhersage der Asymmetrie sowie der optimierten Asymmetrie ist in Abbildung 2.4 dargestellt.

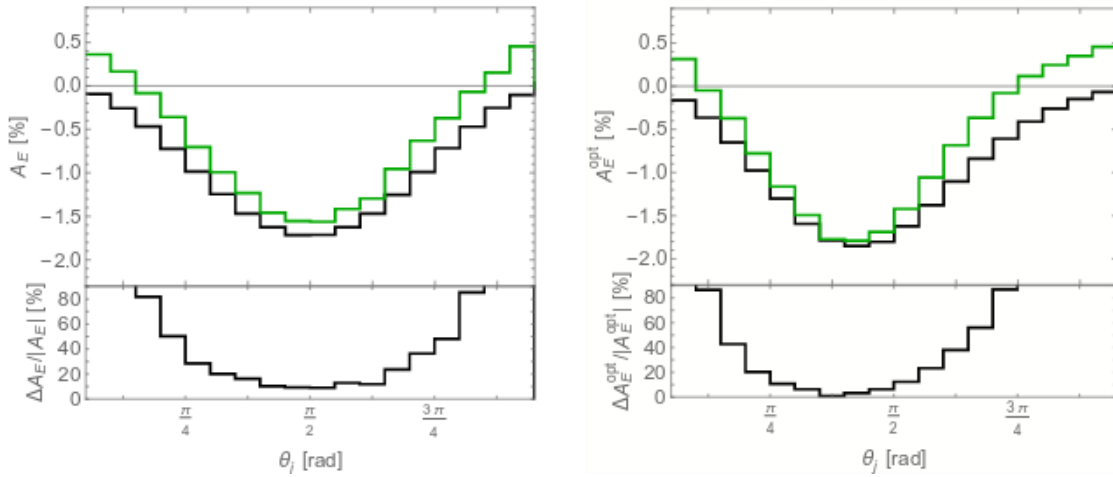


Abb. 2.4: Darstellung der Asymmetrie (links) und der optimierten Asymmetrie (rechts) in $pp \rightarrow t\bar{t}j$ als Funktion des Jetwinkels θ_j , bei NLO (schwarz) und bei NNLO (grün) [16].

Ein weiterer Effekt, welcher noch berücksichtigt werden muss, ist, dass sich die Asymmetrie durch neue Physik verändert. Dies kann beispielsweise durch ein neutrales Vektor-Boson \mathcal{G}_μ , ein neutrales Vektor-Boson Z' , ein Skalar-Dublett ϕ oder ein Skalar mit Ladung $4/3$ geschehen [17].

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der Aufbau und die Funktionsweise des Beschleunigers LHC etwas näher beschrieben. Des Weiteren wird auf die einzelnen Komponenten des ATLAS-Detektors eingegangen.

3.1 LHC und Hadron-Collider-Physik

Beim LHC handelt es sich um einen Proton-Proton-Beschleuniger, welcher zusätzlich noch schwere Ionen wie z.B. Bleikerne kollidieren kann. Er befindet sich in der Nähe von Genf, rund 100 m unter der Erde und wurde 2009 fertig gestellt [18]. Die beiden Protonenstrahlen werden in Detektoren gekreuzt.

Bei der Kollision zweier Protonen kollidieren somit entweder zwei Quarks, zwei Gluonen, Gluon mit Quark/Antiquark oder Quarks mit Antiquarks. Dabei kann es sich bei den Antiquarks lediglich um Seequarks handeln, da es sich bei den kollidierenden Protonen um Teilchen und nicht um Antiteilchen handelt. Hauptsächlich werden diese Kollisionen mit Hilfe der QCD beschrieben. Aufgrund der QCD ist ein Proton nicht nur aus den drei Valenzquarks aufgebaut, sondern interagiert im Inneren auch noch zusätzlich über die starke Kraft. Dort befinden sich Gluonen, welche wiederum untereinander wechselwirken können oder in Quark-Antiquark-Paare (Seequarks) aufgesplittet werden.

Die Valenzquarks, Seequarks und die Gluonen werden gemeinsam als Partonen bezeichnet, es ergibt sich somit eine Impulsverteilung innerhalb des Protons auf die einzelnen Partonen. Die genaue Impulsverteilung ist hierbei schwer zu bestimmen.

Für die meisten Prozesse (z.B. Top-Quark- oder Higgs-Boson-Produktion) dominieren Gluon-Prozesse, da nur geringe Anteile der Proton-Energie benötigt werden.

Ein wichtiger Punkt für die Verwendung von Protonen ist der vernachlässigbar kleine Energieverlust E_{loss} durch Synchrotronstrahlung pro Umlauf im Vergleich zu Elektronen-Positron-Beschleunigern wie z.B. dem LEP, aufgrund der Proportionalität:

$$E_{\text{loss}} \propto \frac{E^4}{\rho m^4}. \quad (3.1)$$

3 Experimenteller Aufbau

Dabei beschreibt E die Energie des Teilchenstrahls, ρ den Krümmungsradius (beim LHC 2.804 km) und m die Masse des verwendeten Teilchens. Es ist somit ersichtlich, dass bei einer festgelegten Energie der Energieverlust durch einen großen Radius sowie eine hohe Teilchenmasse minimiert werden kann. Deswegen werden am LHC Protonen verwendet, welche etwa 2000 Mal schwerer sind als Elektronen.

Der LHC wurde mit dem Ziel gebaut, eine maximale Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 14$ TeV im Proton-Proton-System zu erzeugen. Die derzeitige Schwerpunktsenergie liegt bei $\sqrt{s} = 13$ TeV. Dafür werden zwei separate Strahlrohre mit Magnetfeldern in entgegengesetzter Richtung benötigt. Die Stärke des Magnetfeldes um die Teilchen auf eine Kreisbahn zu lenken beträgt $|\vec{B}| = 8.33$ T. Die hohen Felder werden durch supraleitende Magnete mit Hilfe von flüssigem Helium erzeugt. Die hierbei auftretenden Betriebstemperaturen sind 1.9 K.

Mit Hilfe der Luminosität L kann eine Aussage darüber gemacht werden, wie viele Kollisionen in einem Teilchenbeschleuniger in einer bestimmten Zeit stattfinden. Die Luminosität ist direkt verknüpft mit der Anzahl an detektierten Ereignissen N sowie dem Wirkungsquerschnitt σ für einen bestimmten Produktionsprozess. Eine weitere oft genutzte Größe ist die integrierte Luminosität, welche unmittelbar verbunden ist mit den vom Detektor kommenden Daten, und ein Maß dafür ist, wie viele Ereignisse insgesamt beobachtet werden können:

$$L = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt} \rightarrow L_{int} = \int L dt. \quad (3.2)$$

Die im Run II, also zwischen den Jahren 2015-2018, erwartete integrierte Luminosität beträgt etwa 140 fb^{-1} .

Der LHC verwendet ältere bereits vorhandene Einrichtungen am CERN, um die Protonen vorzubeschleunigen. In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau der Beschleunigerkette zu sehen. Der Prozess startet am LINAC2, dem Linearbeschleuniger für die Protonen (für die Blei-Ionen werden der LINAC3 und LEIR verwendet, um sie danach in den SPS weiterzuleiten), wo diese auf 50 MeV beschleunigt werden und danach den BOOSTER erreichen, welcher sie auf 1.4 GeV beschleunigt. Sie gelangen danach in das Super Proton Synchrotron (SPS) und erreichen letztendlich den LHC mit einer Energie von 450 GeV. Nun werden sie solange beschleunigt, bis sie die angestrebte Energie besitzen. Am LHC sind vier große Collider-Experimente um den Beschleuniger verteilt. Dabei handelt es sich um ATLAS, CMS, LHCb und ALICE. Bei den ersten beiden Detektoren handelt es sich um sogenannte Mehrzweckdetektoren und bei den letzten beiden um Detektoren, welche sich auf b -Quark-Physik bzw. schwere Ionen spezialisiert haben.

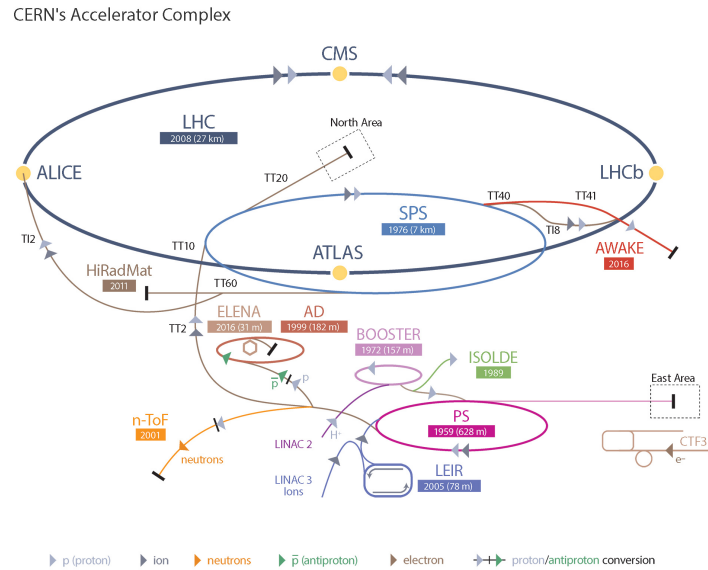


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des Beschleunigerkomplexes am CERN, worin die vier Kollisionspunkte der zwei Protonenstrahlen zu sehen sind ©CERN.

3.2 ATLAS-Detektor

In Abbildung 3.2 ist eine schematische Darstellung des ATLAS-Multifunktionsdetektors zu sehen. Der Detektor ist symmetrisch um das Strahlrohr positioniert und deckt fast den gesamten Raumwinkel von 4π ab. Somit ist die größtmögliche Anzahl an entstandenen Teilchen aus der Proton-Protonkollision messbar. Der ATLAS-Detektor ist aufgebaut (von innen nach außen) aus Spurkammern, elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern und den Myonkammern.

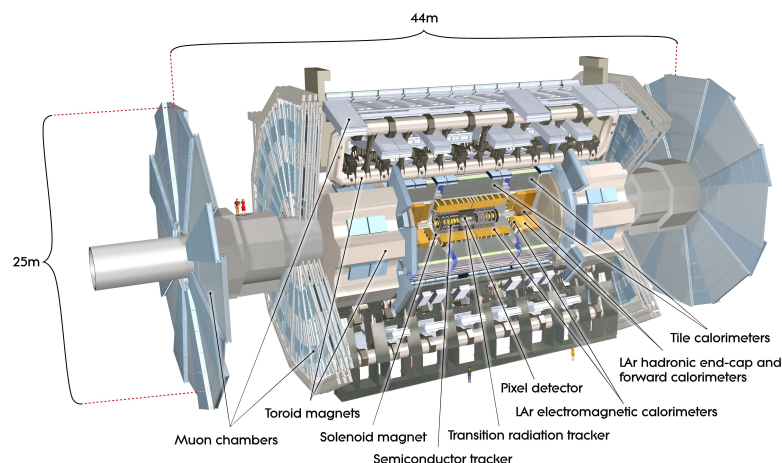


Abb. 3.2: Der Multifunktionsdetektor ATLAS dargestellt mit seinen wichtigsten Komponenten ©CERN.

3 Experimenteller Aufbau

Im innersten Teil des Detektors befinden sich die Spurdetektoren, dabei werden bei ATLAS drei verschiedene Arten von Spurdetektoren kombiniert. Die innerste Lage besteht aus einem Silizium-Pixeldetektor, worauf ein Silizium-Streifendetektor folgt. Als letztes folgt der Übergangsstrahlungsdetektor (transition radiation tracker [TRT]). All diese Spurdetektoren sind in einem homogenen Magnetfeld angeordnet, welches in Strahlrichtung verläuft und durch eine um die Spurdetektoren verlaufende Zylinderspule erzeugt wird. Aufgrund der Lorentzkraft bewegen sich geladene Teilchen auf Spiralbahnen und mit Hilfe der aus den Spurdetektoren rekonstruierten Spur kann nun der Krümmungsradius r der Teilchen ermittelt und der Betrag des Transversalimpulses $|p_T|$ bestimmt werden. Dafür wird die Lorentzkraft mit der Zentripetalkraft gleichgesetzt, und die Ladung q des Teilchens muss bekannt sein:

$$|p_T| = 0.3q|\vec{B}|r. \quad (3.3)$$

Dabei werden die Werte für das Magnetfeld in Tesla und der Radius in Metern angegeben. Der Vorfaktor von 0.3 ist durch die Umrechnung von SI - in natürliche Einheiten begründet, da der Transversalimpuls in natürlichen Einheiten bestimmt wird.

Der relative Fehler des Impulses ist proportional zum Impuls

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} \propto p_T. \quad (3.4)$$

Bei sehr großen Impulsen wird die Messung zur Bestimmung der Krümmung sehr ungenau, da die Krümmung kaum noch messbar ist.

Der Pixeldetektor befindet sich am nächsten zum Kollisionspunkt der Protonenstrahlen. Er zeichnet ein zweidimensionales Bild der Teilchenspuren auf und besteht aus einzelnen Siliziumdioden, welche in Sperrrichtung gepolt sind. Ein Spannungsimpuls wird durch den Einfall eines ionisierenden Teilchens in der Verarmungszone erzeugt. Der Spannungsimpuls entsteht durch die Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren aufgrund ionisierender Teilchen. Durch das elektrische Feld, welches sich in der Verarmungszone befindet, werden diese schnell absorbiert. Der entstandene Spannungsimpuls ist messbar und aus der Stärke der einzelnen Spannungsimpulse, welche auch in angrenzenden Pixeln erzeugt werden, ist der Ort des durchgegangenen Teilchens bestimmbar. Die Erstellung eines zweidimensionalen Bildes ist prinzipiell auch mit Hilfe des Streifendetektors möglich, jedoch ist die produzierte Teilchenrate so nah am Kollisionspunkt sehr hoch und die Streifendetektoren wären nicht in der Lage, diese hohen Raten auszulesen.

Auf den Siliziumdetektor folgt der Übergangsstrahlungsdetektor (TRT), dieser dient zur Teilchenidentifikation, sowie zur weiteren Spurdetektion. Übergangsstrahlung tritt immer

auf, wenn ein geladenes Teilchen aus einem Medium in ein anderes mit unterschiedlicher Permittivität übergeht. Die Strahlung wird dabei in einem Kegel ausgesendet, der dabei vom Faktor $\gamma = \frac{E}{m}$ abhängig ist. Es beschreibt dabei E die Energie des Teilchens und m die Masse des Teilchens. Für den Öffnungswinkel des Kegels θ gilt $\theta \propto \gamma^{-1}$. Mit Hilfe der Energiebestimmung in den Kalorimetern und des Öffnungswinkels lässt sich dann die Ruhemasse des Teilchens bestimmen, welches die Übergangsstrahlung aussendet.

Der TRT dient weiterhin zur genauen Spurdetektion der Teilchen und besteht aus Drift-tubes, welche alle parallel zur Strahlröhre angeordnet sind. Die Funktionsweise der Drift-tubes ist ähnlich zu dem eines Geiger-Müller-Zählers.

Die durch die Proton-Proton-Kollision entstandenen Teilchen ionisieren das Gas (ein Gemisch aus 70% Xenon, 27% Kohlenstoffdioxid und 3% Sauerstoff [19]), dies wiederum löst einen Spannungsimpuls am Draht in der Mitte einer einzelnen Röhre aus, welcher registriert wird. Zur Erzeugung der Übergangsstrahlung wird Polypropylenfolie zwischen den Röhren verwendet [19]. Besonders gut können Elektronen und Pionen identifiziert werden, da sie sich in ihrem γ -Faktor unterscheiden.

Im nächsten Abschnitt werden die Kalorimeter in ATLAS näher beschrieben. Von innen nach außen betrachtet kommt zunächst das elektromagnetische Kalorimeter (EM), darauf folgt das hadronische. Es wird mit dem EM-Kalorimeter begonnen, da Teilchen, die hauptsächlich elektromagnetisch wechselwirken, ihre gesamte Energie bereits dort deponieren, mit Ausnahme der Myonen.

Bei Eintritt eines hochenergetischen Elektrons oder Positrons in das EM-Kalorimeter wird es durch das Material abgebremst. Dabei kommt es zur Aussendung von hochenergetischen Photonen, der sogenannten Bremsstrahlung. Diese Photonen wiederum werden durch Paarbildung jeweils in ein Elektron und ein Positron konvertieren. Woraufhin diese Teilchen erneut Photonen emittieren können, ebenso wie das ursprüngliche Elektron/Positron und somit erneut den Paarbildungsprozess durchlaufen. Analog können Photonen im Schauer aus der Proton-Proton-Kollision im EM-Kalorimeter gemessen werden, der erste Prozess ist dann eine Paarbildung. Durch Detektion der Photonen kann die Länge des Schauers gemessen werden. Diese ist vereinfacht durch die kritische Energie E_c und die Anfangsenergie E festgelegt. Die kritische Energie beschreibt den Energiewert, bei welchem das Elektron/Positron mehr Energie durch Ionisation als durch Bremsstrahlung verliert. Damit lässt sich die Energie des eingefallenen Teilchens bestimmen. Für die maximale Schauerlänge N gilt etwa $N \propto \frac{E}{E_c}$, mit N Anzahl der Strahlungslängen. Eine Strahlungslänge X_0 ist die Strecke, die ein Elektron benötigt, um in einem gegebenen Material auf $1/e$ der ursprünglichen Energie abzufallen.

Hadronen verlieren einen Großteil ihrer Energie im hadronischen Kalorimeter. Hier kommt

3 Experimenteller Aufbau

es zu sogenannten hadronischen Schauern. Die Mesonen und Baryonen zerfallen häufig in Pionen und η -Mesonen, welche wieder in Photonen zerfallen und somit elektromagnetische Schauer bilden. Im Vergleich zu den elektromagnetischen Schauern sind die hadronischen Schauer viel länger und breiter. Neben den hadronischen Schauern sind im hadronischen Kalorimeter also auch elektromagnetische Schauer vorhanden. Die sich bildende Struktur der überlagerten Schauer wird durch die Parameter X_0 sowie λ_I , die sogenannte nukleare Interaktionslänge, beschrieben.

Im Gegensatz zur Impulsmessung in den Spurdetektoren werden in den Kalorimetern Energiemessungen durchgeführt, wobei der relative Fehler gegeben ist durch

$$\frac{\sigma_E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (3.5)$$

Im ATLAS-Detektor werden verschiedene Materialien für die Kalorimeter verwendet. Beim EM-Kalorimeter handelt es sich um ein Sampling-Kalorimeter, das abwechselnd aus einem absorbierenden Material und einem aktiven Detektormaterial besteht. Als Absorber wird Blei verwendet und als aktives Material flüssiges Argon [18]. Auch beim hadronischen Kalorimeter handelt es sich um ein Sampling-Kalorimeter unter Verwendung von Stahl als absorbierendes Material und szintillierender Keramik als aktives [18].

Im äußeren Teil des ATLAS-Detektors befinden sich die Myonkammern, in der nur die Myonen detektiert werden, da diese alle anderen Detektoren durchqueren. Bei den Myonkammern handelt es sich um Spurdetektoren. Durch die Magnetfelder im Myonsystem findet eine weitere Impulsmessung statt, welche zu einer zusätzlichen Präzision führt.

Myonen sind zu schwer, um durch Bremsstrahlung einen entscheidenden Teil ihrer Energie zu verlieren. Sie werden auch noch das hadronische Kalorimeter durchdringen, erst die Myonkammer misst ihre Spur, stoppt die Myonen jedoch nicht.

Hadronische Teilchen geben bereits einen Teil ihrer Energie im EM-Kalorimeter ab, gestoppt werden diese jedoch erst im hadronischen Kalorimeter.

Weitere Teilchen, die nicht von den anderen Detektoren nachgewiesen werden können, sind Neutrinos, die über den fehlenden Transversalimpuls bestimmt werden müssen, und andere bisher unbekannte neutrale Teilchen.

4 Generator-Studien

Zunächst wird eine kurze Einführung in Monte-Carlo-Generatoren gegeben. Danach wird die Asymmetrie der zwei, in dieser Arbeit verwendeten, Generatoren verglichen und außerdem die weitere Vorgehensweise erläutert.

4.1 Monte-Carlo-Generatoren

Die Wechselwirkung von Elementarteilchen unterliegt den Regeln der Quantenmechanik, somit basieren das Auftreten sowie die Eigenschaften der Wechselwirkung auf Wahrscheinlichkeiten. Am Besten kann dies mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren beschrieben werden. Sie spielen eine essenzielle Rolle für die meisten Analysen am ATLAS-Detektor und geben Informationen beispielsweise über Zerfallssignaturen oder auch kinematische Verteilungen von physikalischen Prozessen. Es werden Monte-Carlo-Simulationen verwendet, um die optimalen Schnitte auf einen Datensatz zu bestimmen. Dabei soll so viel Untergrund wie möglich entfernt werden, um so möglichst viele Ereignisse als Signal zu erhalten. In der gesamten Bachelorarbeit wird durchgängig nur mit Monte-Carlo-Samples gearbeitet. Die bei dieser Analyse verwendeten Generatoren sind aMC@NLO [20] sowie Powheg [21]. Bei beiden Generatoren handelt es sich um NLO (Next-to-leading-order) Generatoren, mit denen hier der $t\bar{t}$ -Prozess simuliert wird. Bei Powheg handelt es sich um einen NLO Generator für $t\bar{t}$, während aMC@NLO $t\bar{t}j$ -Ereignisse mit NLO-Präzision simulieren kann.

Nur das Powheg-Sample ist mit einer Simulation für den Parton-Schauer mit Pythia [22] und einer Detektorsimulation mit Geant4 [23, 24] versehen.

4.2 Reproduktion der Asymmetrie in Powheg und aMC@NLO

Um die Asymmetrie der theoretischen Vorhersage [16] zu reproduzieren, wurde ein aMC@NLO-Sample generiert. Auch in der Analyse für die Theorie wurde ein aMC@NLO-Sample mit $t\bar{t}$ und mindestens einem Jet, welcher $p_T^j > 100 \text{ GeV}$ und $|y_j| < 2.5$ besitzt,

4 Generator-Studien

verwendet. Die Top-Quarks werden als stabil angenommen und der einzige Unterschied zu der theoretischen Analyse ist, dass kein Schauer der Jets durchgeführt wurde. Somit sind in dieser Analyse die Jets direkt als die Quark- bzw. Gluonen-Impulse der zusätzlichen Partonen gespeichert.

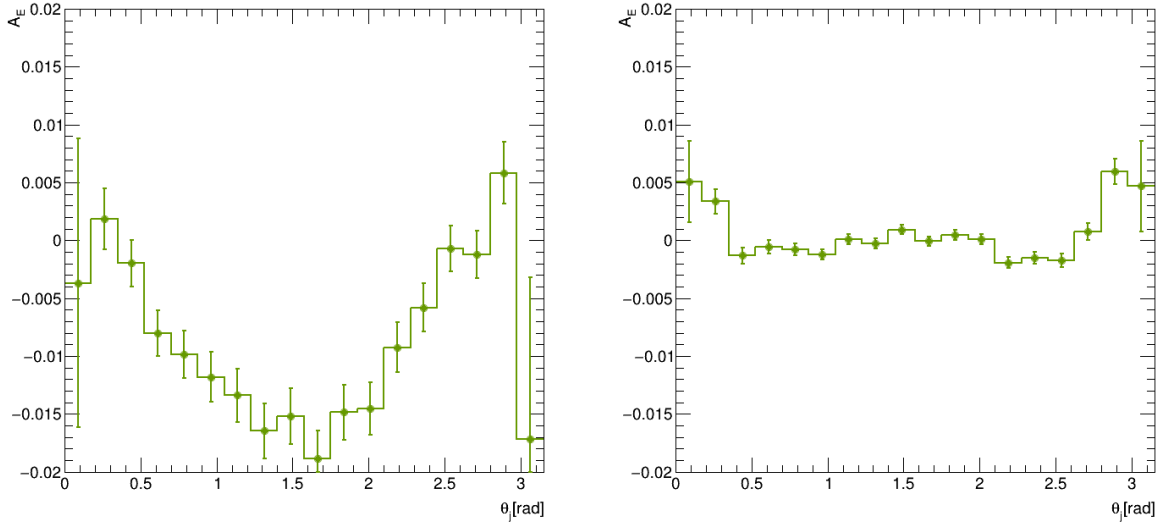


Abb. 4.1: Bestimmte Asymmetrie für das aMC@NLO-Sample (links) und das Powheg-Sample (rechts) als Funktion des Jetwinkels θ_j .

Zur Bestimmung der Asymmetrie werden zwei Histogramme mit jeweils positiver Energiedifferenz ($\Delta E > 0$) und negativer Energiedifferenz ($\Delta E < 0$) gefüllt. Für jeden Bin wird die Anzahl der Ereignisse bestimmt und dieser befüllt. Danach werden die Histogramme Bin-weise subtrahiert bzw. addiert und danach dividiert. Die dabei bestimmten Asymmetrien sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

Die links in Abbildung 4.1 berechnete Asymmetrie stimmt gut mit der theoretischen Vorhersage in Abbildung 2.4 überein. Es findet nur eine leichte Verschiebung der hier bestimmten Asymmetrie um 0.05 nach unten statt. Der Effekt ist also mit Hilfe dieses Generators gut reproduzierbar.

Die für das Powheg-Sample bestimmte Asymmetrie ist rechts in Abbildung 4.1 zu sehen. Die Asymmetrie ist mit Hilfe dieses Generators nicht reproduzierbar. Gemittelt über alle Bins unter Einbeziehung der Fehler ist der Effekt hier fast mit null verträglich. Um eine Asymmetrie in diesem Sample zu produzieren, werden die Ereignisse umgewichtet. Genauer wird dieses im nächsten Unterkapitel 4.3 erläutert.

4.3 Umgewichten des Powheg-Samples

Da die Asymmetrie mit Hilfe des Powheg-Samples nicht reproduziert werden kann, werden die einzelnen Ereignisse mit Hilfe von Gewichten $w = 1 - a(\theta_j)\Delta E$ auf das in Abbildung 2.4 dargestellte Histogramm für die Asymmetrie auf NNLO umgewichtet.

Es beschreibt dabei ΔE die Energiedifferenz zwischen dem Top- und dem Antitop-Quark geboostet in das $t\bar{t}j$ -System. Somit erhalten Ereignisse mit $\Delta E < 0$ ein höheres Gewicht als mit positivem ΔE .

Bei $a(\theta_j)$ handelt es sich um einen vom Jetwinkel θ_j abhängigen Parameter. Dieser wird benötigt, da einzelne Bins stärker umgewichtet werden müssen als andere.

Die genaue Bestimmung von $a(\theta_j)$ geschieht dadurch, dass die Asymmetrie für ein festes a , beispielsweise $a = 0.01$, umgewichtet wird, also unabhängig vom Jetwinkel ($w = 1 - a\Delta E$). Dieses feste a wird noch durch 500 GeV geteilt, damit das Resultat der Größenordnung der theoretisch vorhergesagten Asymmetrie entspricht. Mit Hilfe von

$$A(\theta, a) = A_{a=0}(\theta) + \frac{a(\theta_j)}{a}(A_a(\theta) - A_{a=0}(\theta)) \stackrel{!}{=} A_{\text{theo}}(\theta), \quad (4.1)$$

also der nicht umgewichteten Asymmetrie $A_{a=0}$, der zu einem festen a umgewichteten Asymmetrie A_a und der theoretisch vorhergesagten Asymmetrie A_{theo} , wird nun $a(\theta_j)$ bestimmt. Es ergibt sich somit

$$a(\theta_j) = \frac{a \cdot (A_{\text{theo}}(\theta) - A_{a=0}(\theta))}{A_a(\theta) - A_{a=0}(\theta)}. \quad (4.2)$$

Damit es nicht zu einer Unstetigkeit von θ_j kommt, wird ein Fit durch das so bestimmte $a(\theta_j)$ -Histogramm gelegt. Die verwendete Fitgleichung ebenso wie das zugehörige Histogramm sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

Aufgrund der Symmetrie der Asymmetrieverteilung um $\pi/2$ wurde das Histogramm für die Fitgleichung um $\pi/2$ symmetrisiert. Für den Fit wird hierbei ein Polynom 6. Ordnung verwendet. Durch Umgewichten der Histogramme mit Hilfe der gerade definierten Gewichte w erhält man die in Abbildung 4.3 bestimmte Asymmetrie bzw. optimierte Asymmetrie. Die nun erneut bestimmte Asymmetrie stimmt innerhalb der Fehler mit der theoretisch vorhergesagten in Abbildung 2.4 überein.

Die Form der optimierten Asymmetrie sieht ähnlich zu der theoretisch vorhergesagten aus. Da die Gewichtung bzw. Bestimmung des $a(\theta_j)$ auf Grundlage der Daten der Asymmetrie durchgeführt wurde, kann es zu Abweichungen kommen. Bei dem ersten sowie dem letzten Bin ist aufgrund möglicher fehlender Statistik der Fehler größer und somit auch die Abweichung zur Theorie.

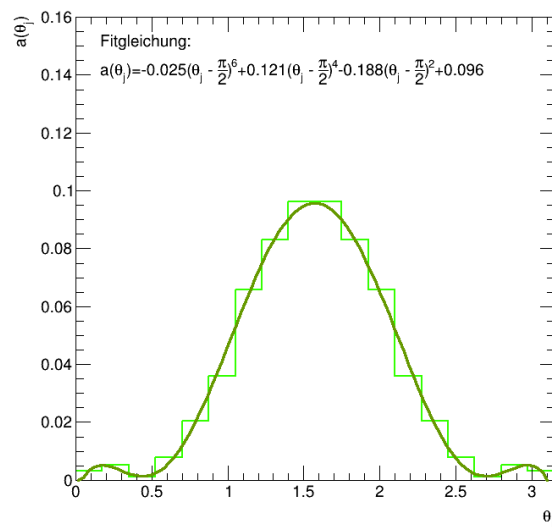


Abb. 4.2: Symmetrisiertes Histogramm zur Bestimmung der Fitgleichung für $a(\theta_j)$.

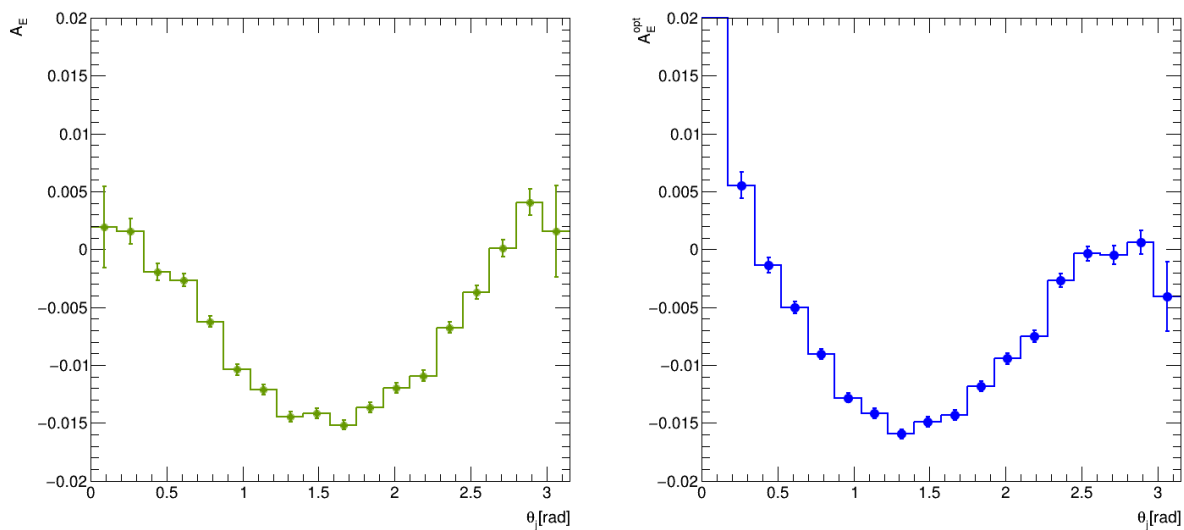


Abb. 4.3: Unter Beachtung der Gewichte bestimmte Asymmetrie (links) und der optimierten Asymmetrie (rechts) für das Powheg-Sample als Funktion des Jetwinkels θ_j .

5 Rekonstruktion der Asymmetrie

In diesem Kapitel wird zunächst darauf eingegangen, wie die einzelnen Objekte im Detektor definiert sind. Danach wird die in dieser Analyse verwendete Ereignis Selektion beschrieben, ebenso wie die verwendeten Rekonstruktionsmethoden. Im letzten Unterkapitel wird erklärt, wie der zusätzliche Jet für die zwei besten Rekonstruktionsmethoden zur Bestimmung der Asymmetrie und der optimierten Asymmetrie ausgewählt wird. Außerdem werden die benötigten Größen dahingehend untersucht, wie gut diese rekonstruiert werden können.

5.1 Bestimmung von Objekten im Detektor

Für die Identifikation (ID) von beobachteten Teilchen mit Hilfe der Signalausgabe des Detektors werden verschiedene Anforderungen benötigt, sodass das betrachtete Objekt möglichst eindeutig einem physikalischen Teilchen zugeordnet werden kann. Strenge Anforderungen an das Objekt reduzieren den Untergrund, jedoch kommt es auch zu vermehrtem Ausschluss von Objekten, welche den physikalischen Teilchen entsprechen. Werden hingegen geringere Anforderungen gestellt, so kommt es häufiger zu Fehlidentifikationen. Ein Vorteil hierbei ist, dass mehr Statistik für die Analyse zurückbleibt.

Im Folgenden werden einzelne in dieser Analyse verwendete Objekte definiert und es wird außerdem auf deren Rekonstruktion eingegangen.

Die $t\bar{t}$ -Ereignisse mit τ -Leptonen werden nicht gesondert betrachtet, aber indirekt tragen auch die leptonischen τ -Zerfälle zum Elektron- und Myon-Kanal bei.

5.1.1 Elektronen

Elektronen werden durch Zuordnung der Spuren aus dem Spurdetektor zu Energiedepositionen im EM-Kalorimeter rekonstruiert. In dieser Analyse wird die Elektron-ID 'Tight LH' verwendet. Somit besitzen Elektronen die folgenden Eigenschaften: $p_T > 25 \text{ GeV}$ und $|\eta| < 2.47$, die Übergangszone zwischen der Trommel und dem Abschlussstück des EM-Kalorimeters mit $1.37 < |\eta| < 1.52$ wird herausgenommen. Bei der Isolations-Voraussetzung müssen die Elektronen den 'Gradient'-Isolations-Arbeitspunkt besitzen.

Zusammenfassend kann somit gesagt werden, dass die kombinierte Kalorimeter- und Spur-Isolation eine Effizienz zur Identifikation von Elektronen von 90% bei $p_T > 25$ GeV besitzt [25].

5.1.2 Myonen

Myonen werden unabhängig voneinander in den Myonkammern und dem inneren Detektor gemessen. Die Spuren werden dann zusammengeführt, um die Rekonstruktion zu vervollständigen. Die Myonen werden hier identifiziert mit der 'Medium' Teilchen-ID und dem Isolationskriterium 'Gradient'. Dabei müssen die Myonen $p_T > 25$ GeV und $|\eta| < 2.5$ haben. Die Effizienz der korrekten Identifikation beträgt etwa 90% [26].

5.1.3 Jets

Zur Rekonstruktion der Jets wird der anti- k_t -Algorithmus [27] mit einem Abstands-Parameter von $R = 0.4$ verwendet. Der Jet-Algorithmus gruppiert Energieeinträge in den Kalorimetern. Jet-Kandidaten benötigen außerdem $p_T > 25$ GeV und $|\eta| < 2.5$.

Zur Bestimmung der von b -Quarks stammenden Jets wird b -Tagging verwendet. Das b -Tagging basiert darauf, dass Hadronen, welche ein b -Quark enthalten, nicht direkt zerfallen, sondern noch eine gewisse Strecke zurücklegen können, bevor sie zerfallen [28].

5.2 Angewendete Ereignisselektion

Die angewendete Ereignisselektion für diese Analyse basiert auf mindestens fünf Jets und einem Elektron oder Myon mit jeweils $p_T > 25$ GeV, um $t\bar{t}$ -Ereignisse im ℓ +jets-Kanal mit einem zusätzlichen Jet zu selektieren. Außerdem werden noch ein oder mehr b -Tags mit 60%-Effizienz-Arbeitspunkt gefordert. Dies bedeutet, dass man von wirklichen b -Jets 60% auch als solche klassifiziert. Bei einer Forderung nach weiteren b -Jets würde die Wahrscheinlichkeit für die Selektion von $t\bar{t}$ -Ereignissen sinken.

5.3 Beschreibung des KLFitter-Algorithmus

Schaut man sich nun an, wie aus den Monte-Carlo-Samples die Ereignisse rekonstruiert werden, so möchte man mit möglichst großer Wahrscheinlichkeit sagen können, welcher Jet mit welchem Teilchen auf Parton-Level übereinstimmt. Eine Möglichkeit ist die Verwendung des Kinematic-Likelihood-Fitters (KLFitter) [29]. Dies ist ein Programmpaket zum kinematischen Fitten, welches auf dem Bayesian Analysis Toolkit basiert [30].

Der KLfitter-Algorithmus sucht nach der wahrscheinlichsten Permutation aller möglichen Zuordnungen von Jets zu Quarks auf Parton-Level. Es wird dabei folgende Likelihood-Funktion für jede Permutation maximiert [29]:

$$\begin{aligned}
 L = & B(m_{q_1 q_2 q_3} | m_{top}, \Gamma_{top}) \cdot \exp\left(-4 \cdot \ln 2 \cdot \frac{(m_{q_1 q_2} - m_W)^2}{\Gamma_W^2}\right) \\
 & \times B(m_{q_4 \ell \nu} | m_{top}, \Gamma_{top}) \cdot B(m_{\ell \nu} | m_W, \Gamma_W) \\
 & \times \prod_{i=1}^4 W_{jet}(E_{jet,i}^{meas} | E_{jet,i}) \cdot W_{\ell}(E_{\ell}^{meas} | E_{\ell}) \\
 & \times W_{miss}(E_x^{miss} | p_x^{\nu}) W_{miss}(E_y^{miss} | p_y^{\nu}).
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Es beschreiben B die Breit-Wigner-Funktionen der Massenverteilungen der beteiligten Teilchen. Hierbei sollten die den Top-Quark- bzw. W -Boson-Zerfallsprodukten zugeordneten Objekte möglichst genau die Top-Quark- bzw. W -Boson-Masse ergeben.

Bei W handelt es sich um die sogenannten Transferfunktion. Diese geben an, wie sich die gemessenen Energien zu den tatsächlich statistisch bestimmten Energien verhalten, unter Berücksichtigung von zusätzlichen Effekten im Detektor.

Aufgrund dessen, dass es sich hier um ein 5-Jet-Ereignis handelt, werden immer zunächst vier Jets ausgewählt, um das $t\bar{t}$ -System zu rekonstruieren, und der übriggebliebene fünfte Jet wird als zusätzlicher Jet verwendet. Insgesamt sind somit fünf verschiedene Auswahlmöglichkeiten vorhanden, wofür jeweils die betreffende Likelihood bestimmt wird. Bei der Zuordnung der fünf Jets gibt es infolgedessen $5 \cdot 4! = 120$ Möglichkeiten, diese zuzuordnen. KLfitter ist nicht sensitiv auf die Kommutation der zwei Jets des hadronisch zerfallenen W -Bosons, weswegen sich die Anzahl der unterscheidbaren Permutationen auf 60 reduziert. Mit Hilfe des b -Taggings kann die Anzahl der Permutation weiter reduziert werden.

5.4 Beschreibung der normalen Rekonstruktion

Bei der normalen Rekonstruktion werden ebenfalls die möglichen Permutationen gebildet. Im Vergleich zu KLfitter werden jedoch die letzten beiden Terme in Gleichung 5.1 mit den Transferfunktionen W nicht mit einbezogen. Es wird somit keine Variation der gemessenen Energien innerhalb der Messunsicherheiten zugelassen, und Jet- und Lepton-Energien werden so übernommen, wie sie im Detektor gemessen wurden.

5.5 Vergleich der Asymmetrie für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden

Die Auswahl des Jets, der den Winkel θ_j in der Definition der Asymmetrie festlegt (siehe Formel 2.13), erfolgt auf zwei verschiedene Arten. Es ist möglich, den Jet mit dem größten Transversalimpuls (erster Jet) zu verwenden. Eine andere Option ist, den Jet zu nehmen, welcher in der Rekonstruktion nicht den anderen Quarks aus den Top-Quark-Zerfällen zugeordnet wurde, also den zwei b -Quarks oder dem hadronisch zerfallenden W -Boson. Des Weiteren ist noch eine Entscheidung bezüglich der Rekonstruktion durchzuführen, entweder wird die Rekonstruktion durch KLFitter verwendet oder aber die normale Rekonstruktion.

Da es sich um rekonstruierte Größen handelt, wird außerdem noch untersucht, wie der Boost ins $t\bar{t}j$ -System die Analyse beeinflusst. Somit sind die in Formel 2.13 definierten Größen ΔE und θ_j einmal geboostet und einmal ungeboostet zu betrachten. Aufgrund von möglicherweise fehlerhafter Rekonstruktion der Teilchen wäre ein Boost in die falsche Richtung möglich, dies würde zu Fehlern bei der Bestimmung der Asymmetrie führen. Insgesamt ergeben sich so acht verschiedene Möglichkeiten, den zusätzlichen Jet auszuwählen. Diese sind im Folgenden aufgelistet:

1. KLFitter mit dem Jet, welcher keinem anderen Quark zugeordnet wurde
 - i) mit Boost ii) ohne Boost
2. KLFitter mit dem ersten Jet
 - i) mit Boost ii) ohne Boost
3. Normale Rekonstruktion mit dem Jet, welcher keinem anderen Quark zugeordnet wurde
 - i) mit Boost ii) ohne Boost
4. Normale Rekonstruktion mit dem ersten Jet
 - i) mit Boost ii) ohne Boost

Zur Bestimmung der Asymmetrie ist eine gute Rekonstruktion der Energiedifferenz ΔE und des Jetwinkels θ_j notwendig. Für die optimierte Asymmetrie ist außerdem noch die Rapidität des $t\bar{t}j$ -Systems $y_{t\bar{t}j}$ entscheidend.

Aufgrund der verschiedenen Möglichkeiten zur Auswahl des zusätzlichen Jets kommt es zu unterschiedlich gut rekonstruierten Größen. Die Analyse wurde für alle acht verschiedenen Auswahlmöglichkeiten durchgeführt. Im Folgenden werden jedoch nur die Diagramme für

5.5 Vergleich der Asymmetrie für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden

die beste Rekonstruktionsmethode (genauere Erklärung in Kapitel 6) für KLFitter und die normale Rekonstruktion dargestellt.

Bei der besten Rekonstruktionsmethode für den KLFitter-Algorithmus handelt es sich um die Verwendung des ersten Jets als zusätzlichen Jet zusammen mit einem Boost der beiden Größen ΔE und θ_j in das $t\bar{t}j$ -Ruhezustand. Auch bei der normalen Rekonstruktion ist dies die beste Methode.

Schaut man sich nun an, wie gut die Energiedifferenz ΔE zwischen dem Top- und dem Antitop-Quark rekonstruiert werden kann, so verwendet man so genannte 2D-Streudiagramme. Auf der x-Achse sind jeweils die Energiedifferenzen für das Generator-Niveau, also das Parton-Level dargestellt, während auf der y-Achse die jeweils rekonstruierte Größe für KLFitter bzw. das normale Rekonstruktions-Niveau zu sehen ist. Die zugehörigen Streudiagramme sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

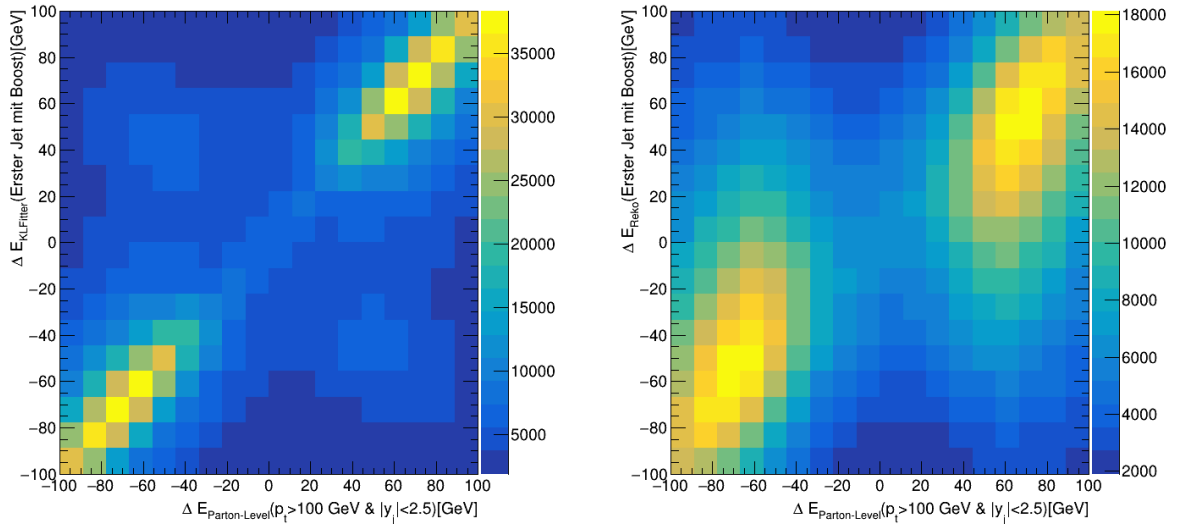


Abb. 5.1: 2D-Streudiagramm zur Untersuchung, wie gut ΔE für KLFitter (links) und die normale Rekonstruktionsmethode (rechts) rekonstruiert wird.

Die Rekonstruktion für ΔE mit Hilfe des KLFitter-Algorithmus (Abbildung 5.1 links) ist die beste Rekonstruktion in der hier durchgeführten Analyse. Die Anzahl der Ereignisse auf der Diagonalen ist sehr groß im Vergleich zu der Nebendiagonalen. Außerdem ist auch kaum eine Verschmierung der Hauptdiagonalen zu sehen.

Schaut man sich hingegen das Streudiagramm für die normale Rekonstruktion an (Abbildung 5.1 rechts), so sieht man eine klare Verschmierung der Hauptdiagonalen. Es kommt somit zu Ereignissen, welche nicht vollständig richtig rekonstruiert werden können. Dabei kann es somit zur falschen Befüllung der Histogramme für Ereignisse mit positiven bzw. negativen Werten von ΔE kommen, welche zur Bestimmung der rekonstruierten

5 Rekonstruktion der Asymmetrie

Asymmetrieverteilung verwendet werden, da Ereignissen mit positiver Energiedifferenz auf Parton-Level eine negative Energiedifferenz auf Rekonstruktions-Niveau zugeordnet wird oder anders herum. Infolgedessen kann es zur Erniedrigung des Betrages der Asymmetrie kommen. Die Anzahl der in das inkorrekte Histogramm gefüllten Ereignisse ist jedoch nicht besonders groß.

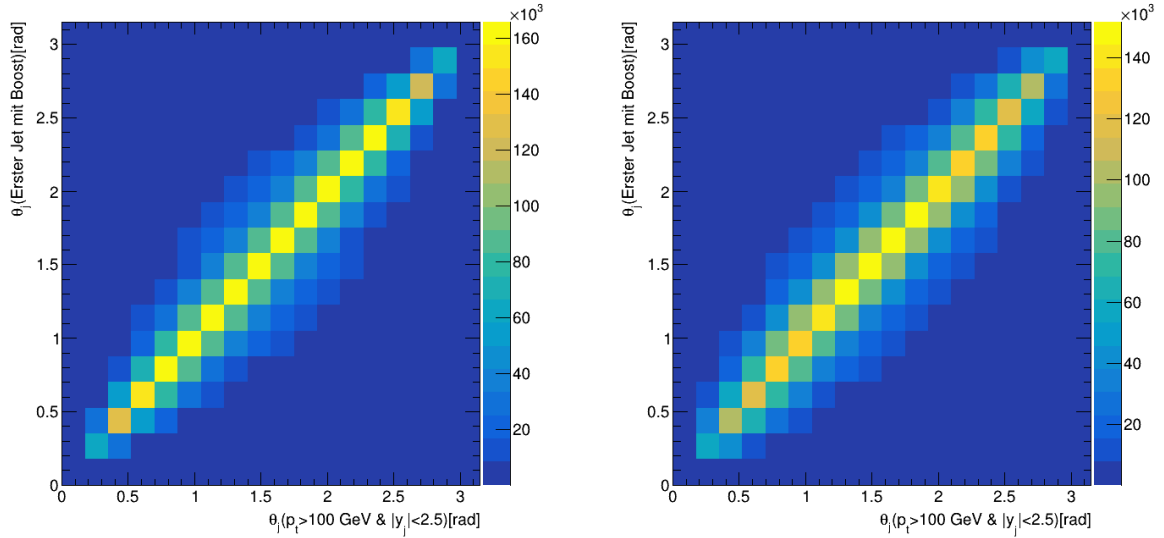


Abb. 5.2: Korrelation zwischen dem Parton-Level-Jet mit $p_T^j > 100 \text{ GeV}$ und $|y_j| < 2.5$ und dem ersten Jet mit Boost in das $t\bar{t}j$ -Ruhe-system für KLFitter (links) und die normale Rekonstruktion (rechts).

Eine weitere wichtige Größe zur Bestimmung der Asymmetrie ist der Jetwinkel θ_j . Im Diagramm 5.2 wird auf der x-Achse der Jet, welcher auf Parton-Level ausgewählt wurde und die Anforderungen $p_T^j > 100 \text{ GeV}$ und $|y_j| < 2.5$ erfüllen muss, mit dem auf Rekonstruktions-Niveau ausgewählten Jet verglichen. Auf der linken Seite in Abbildung 5.2 ist die gewählte Rekonstruktionsmethode KLFitter und auf der rechten Seite die normale Rekonstruktion zu sehen.

Bei beiden Rekonstruktionsmethoden ist eine klare Hauptdiagonale zu sehen. Jedoch ist auch hier die Rekonstruktion mit Hilfe von KLFitter etwas besser als die normale Rekonstruktion, was sich an der schmalen Hauptdiagonalen erkennen lässt.

Zur Bestimmung der optimierten Asymmetrie wird zu den Größen ΔE und θ_j auch noch die Rapidität des $t\bar{t}j$ -Ereignisses benötigt. Hier erfolgt eine Unterteilung in insgesamt vier zu füllende Kategorien: $\Delta E < 0$, $\Delta E > 0$, $y_{t\bar{t}j} < 0$ und $y_{t\bar{t}j} > 0$.

In Abbildung 5.3 sind die beiden Möglichkeiten der Rekonstruktion der Rapidität des $t\bar{t}j$ -Systems dargestellt. Hier ist kaum ein Unterschied zwischen der Rekonstruktion durch KLFitter und der normalen Rekonstruktion zu sehen, da die Richtungen der Jets nicht

5.5 Vergleich der Asymmetrie für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden

durch KLFitter verändert wurden und somit für beide untersuchte Methoden der Boost-Vektor in das $t\bar{t}j$ -System nahezu identisch ist. Der einzige Unterschied entsteht dadurch, dass KLFitter die Beträge der Jets für die Top-Quarks bzw. die Zerfallsprodukte davon ändert, nicht aber deren Richtung. Somit bleiben auch die Richtungen der Top-Quarks nahezu gleich und der Boost-Vektor ist fast derselbe.

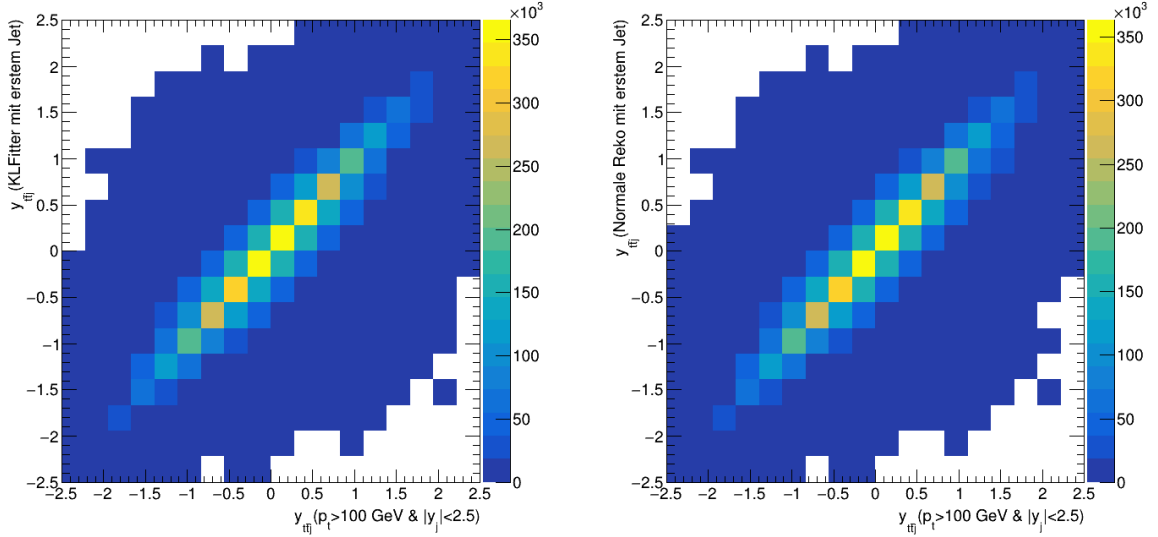


Abb. 5.3: Darstellung zur Rekonstruktionsgüte der Rapidität des $t\bar{t}j$ -Systems $y_{t\bar{t}j}$ für KLFitter (links) und die normale Rekonstruktion (rechts).

In Abbildung 5.4 ist die Asymmetrie (links) und die optimierte Asymmetrie (rechts) bei Umgewichten an die theoretische Vorhersage für KLFitter und die normale Rekonstruktion bei Verwendung des ersten Jets mit einem Boost in das $y_{t\bar{t}j}$ -Ruhe-system zu sehen. Bei der Asymmetrie, als auch bei der optimierten Asymmetrie ist zu sehen, dass die Kurve für KLFitter unterhalb der normalen Rekonstruktion liegt. Die bestimmte Asymmetrie ist somit vom Betrag größer. Wie gut die Asymmetrie wirklich rekonstruiert werden kann, wird im nächsten Kapitel ausführlicher erläutert.

5 Rekonstruktion der Asymmetrie

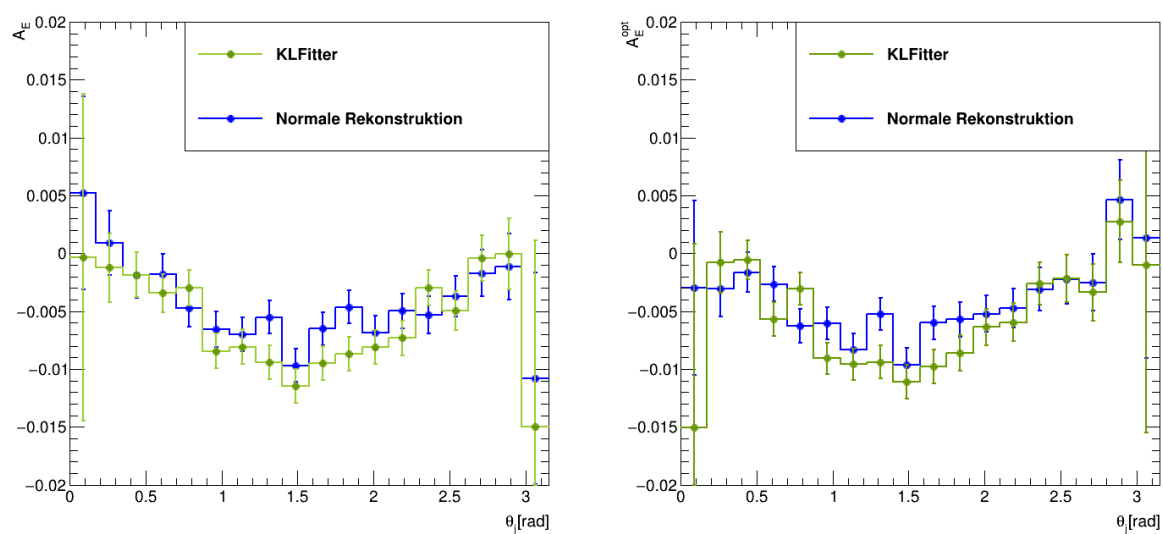


Abb. 5.4: Bestimmte Asymmetrie (links) für KLFitter (grün) und die normale Rekonstruktion (blau) bei Verwendung des ersten Jets und Boost in das $y_{t\bar{t}j}$ -Ruhesystem und Umgewichtung an die theoretische Vorhersage. Auf der rechten Seite ist dies für die optimierte Asymmetrie dargestellt.

6 Statistische Auswertung

In diesem Kapitel wird ein χ^2 -Signifikanztest für die verschiedenen Auswahlmöglichkeiten der Jets und die beiden Rekonstruktionsmethoden durchgeführt. Zunächst werden hierfür nur die statistischen Unsicherheiten betrachtet. Außerdem werden die Signifikanzen für unterschiedliche integrierte Luminositäten bestimmt und verschiedene in [16] vorgeschlagene Schnitte untersucht. In Kapitel 6.2 wird für die beste Methode noch der systematische Fehler ermittelt und in Kapitel 6.3 eine kurze Zusammenfassung gegeben.

6.1 χ^2 -Signifikanztest

Um zu untersuchen, wie gut die Asymmetrie tatsächlich mit Hilfe des Powheg-Samples und durch das Umgewichten wiedergegeben werden kann, wird zusätzlich zu der Umgewichtung an die theoretische Vorhersage noch eine Umgewichtung an die Nulllinie durchgeführt. Anhand eines χ^2 -Tests wird dann die Signifikanz des Datensatzes für die verschiedenen Rekonstruktionsmöglichkeiten bestimmt, indem die Histogramme für die rekonstruierte Asymmetrie in beiden umgewichteten Datensätzen verglichen werden.

Der χ^2 -Test wird hierbei mit folgender Definition durchgeführt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{bins}}} \frac{(x_i^0 - x_i^{\text{theo}})^2}{\sigma_i^2}. \quad (6.1)$$

Mit N_{bins} wird die Anzahl der Bins des Histogramms bezeichnet und x_i^0 ist der Eintrag des i ten Bins nach Null umgewichtet. Bei x_i^{theo} handelt es sich um den Eintrag des i ten Bins, welcher an die theoretische Vorhersage umgewichtet wurde. Mit σ_i wird der Fehler des jeweiligen Bins bezeichnet.

Dies wird mit Hilfe der Root-Funktion *Prob*, welche auf der unvollständigen Gamma-Funktion basiert, in eine Wahrscheinlichkeit p umgerechnet und durch die Verwendung von $\sqrt{2} \cdot \text{erf}^{-1}(p)$ wird das jeweilige Vertrauensintervall σ bestimmt. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 6.1 die beiden umgewichteten Histogramme einmal für KLFitter (links) und die normale Rekonstruktionsmethode (rechts) zu sehen.

Hier ist ein klarer Unterschied der beiden verwendeten Rekonstruktionsmethoden zu er-

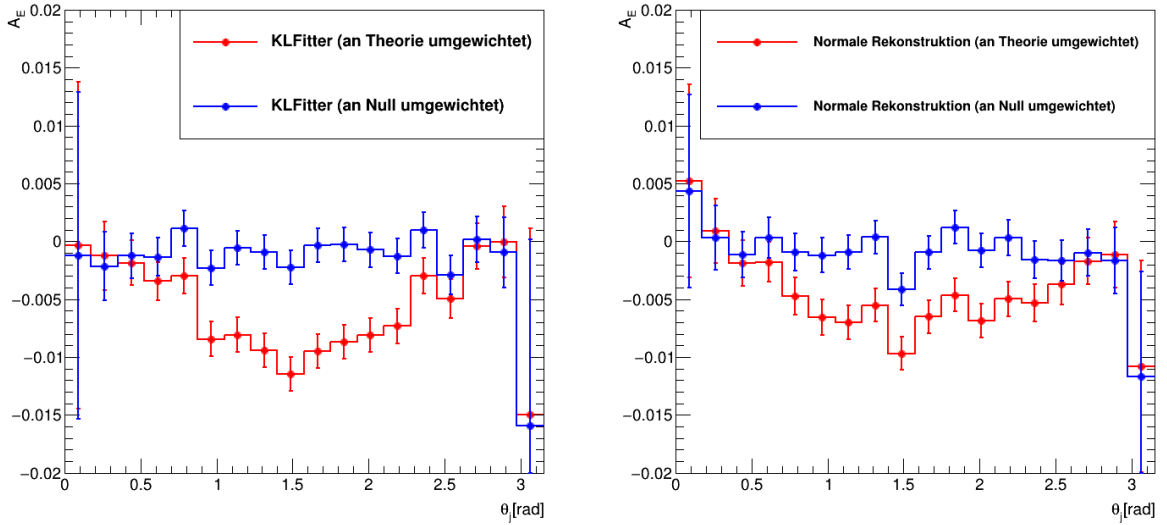


Abb. 6.1: Umgewichtete Plots an die Theorie (blau) und an Null (rot) für KLFitter (links) und die normale Rekonstruktionsmethode (rechts) unter Verwendung des ersten Jets mit Boost in das $t\bar{t}j$ -Ruhe-system für die Asymmetrie.

kennen. Besonders im mittleren Bereich um $\pi/2$ ist die Differenz der beiden umgewichteten Kurven groß. Für KLFitter ist die Signifikanz im Vergleich zu der normalen Rekonstruktionsmethode etwas größer. Dies kann in Tabelle 6.1 (mittig) betrachtet werden. Wie erwartet, hat hier KLFitter die höchste Signifikanz mit 13.67σ für das gesamte Powheg-Monte-Carlo-Sample mit einer integrierten Luminosität von 290 fb^{-1} . Die nächstbeste Signifikanz wird bei Auswahl des gleichen Jets und ebenfalls mit Boost in das $t\bar{t}j$ -Ruhe-system von der normalen Rekonstruktionsmethode mit 9.35σ erzielt.

Wird nun die Signifikanz der optimierten Asymmetrie bestimmt, so erhält man für das gesamte Monte-Carlo-Sample die in Tabelle 6.2 (mittig) bestimmten Werte. Die Werte sind sehr ähnlich zu denen der Asymmetrie, ein Grund hierfür ist möglicherweise die außerdem noch korrekt zu bestimmende Rapidität des $t\bar{t}j$ -Systems $y_{t\bar{t}j}$, obwohl in [16] eine bessere Signifikanz für die optimierte Asymmetrie erwartet wird, Rekonstruktionseffekte dort aber nicht betrachtet werden.

Die Energieasymmetrie und die optimierte Energieasymmetrie sind vom Betrag her am größten bei $\pi/2$. Um eine betragsmäßige Vergrößerung der Asymmetrie zu erhalten, werden verschiedene Schnitte angewendet, diese wurden vorgeschlagen in [16]. Hierbei handelt es sich um Schnitte auf die Energiedifferenz zwischen dem Top- und dem Antitop-Quark sowie die Rapidität des $t\bar{t}j$ -Systems.

Zunächst wurde der Schnitt mit $|\Delta E| > 100\text{ GeV}$ angewendet, die Ergebnisse sind in Tabelle 6.3 zu sehen. Hier steigt die Signifikanz bei Verwendung des gesamten Monte-

Verwendete Rekonstruktionsmethode	σ	σ
	$L_{int} = 290 \text{ fb}^{-1}$	$L_{int} = 140 \text{ fb}^{-1}$
KLFitter mit dem nicht zugeordneten Jet	0.67	0.05
KLFitter mit dem nicht zugeordneten Jet und Boost	2.45	0.65
KLFitter mit dem ersten Jet	1.96	0.41
KLFitter mit dem ersten Jet und Boost	13.67	8.68
Reko mit dem nicht zugeordneten Jet	0.44	0.03
Reko mit dem nicht zugeordneten Jet und Boost	1.79	0.34
Reko mit dem ersten Jet	1.53	0.25
Reko mit dem ersten Jet und Boost	9.35	5.49

Tab. 6.1: Signifikanz der Asymmetrie für die acht verschiedenen Rekonstruktionsmethoden für die integrierte Luminosität des gesamten Samples (mittig) und für die in Run II erwartete integrierte Luminosität (rechts).

Carlo-Samples im Vergleich zu keinen Schnitten etwas an (siehe Tabelle 6.1 (mittig) für die Asymmetrie und 6.2 (mittig) für die optimierte Asymmetrie).

Wird außerdem noch ein Schnitt auf die Rapidität mit $|y_{t\bar{t}_j}| > 1$ durchgeführt, so verringert sich die Signifikanz beträchtlich, weswegen diese Werte hier nicht noch einmal explizit angegeben werden.

Schneidet man nun auf einen größeren Betrag der Energiedifferenz mit $|\Delta E| > 150 \text{ GeV}$, so verändern sich die Signifikanzen geringfügig zu denen für $|\Delta E| > 100 \text{ GeV}$ in Tabelle 6.3 angegebenen. Auch auf diese Werte wird hier nicht weiter eingegangen. Wird nun außerdem noch ein Schnitt auf die Rapidität von $|y_{t\bar{t}_j}| > 1$ angewendet, so sinkt die Signifikanz weiter.

Ein möglicher Grund für die Verringerung der Signifikanzen ist, dass die Statistik bei der Anwendung von zu großen Schnitten sehr klein wird und somit auch die Unsicherheiten ansteigen.

Die integrierte Luminosität des gesamten Powheg-Samples ist mit 290 fb^{-1} etwa doppelt so groß, wie die in Run II erwartete integrierte Luminosität, weswegen die bestimmten Signifikanzen auf die in Run II erwartete integrierte Luminosität von 140 fb^{-1} umskaliert wurden. Die jeweils hierbei bestimmten Werte können für die Asymmetrie in Tabelle 6.1 (rechts) und für die optimierte Asymmetrie in Tabelle 6.2 (rechts) eingesehen werden. Für unterschiedlich skalierte Werte der Asymmetrie und der optimierten Asymmetrie bei Verwendung von KLFitter oder der normalen Rekonstruktionsmethode mit dem ersten Jet und Boost ist dies in Abbildung 6.2 grafisch dargestellt. Das linke Bild zeigt hierbei die Asymmetrie und das rechte die optimierte Asymmetrie.

Ein Prozess gilt als beobachtet, wenn eine Signifikanz von 5σ erreicht wurde. Verwendet

Verwendete Rekonstruktionsmethode	σ	σ
	$L_{int} = 290 \text{ fb}^{-1}$	$L_{int} = 140 \text{ fb}^{-1}$
KLFitter mit dem nicht zugeordneten Jet	0.81	0.07
KLFitter mit dem nicht zugeordneten Jet und Boost	2.47	0.66
KLFitter mit dem ersten Jet	2.26	0.55
KLFitter mit dem ersten Jet und Boost	13.70	8.70
Reko mit dem nicht zugeordneten Jet	0.55	0.04
Reko mit dem nicht zugeordneten Jet und Boost	1.82	0.35
Reko mit dem ersten Jet	1.89	0.38
Reko mit dem ersten Jet und Boost	9.37	5.51

Tab. 6.2: Signifikanztest zur Bestimmung der optimierten Asymmetrie für KLFitter und der normalen Rekonstruktion bei Betrachtung aller acht Rekonstruktionsmethoden für 290 fb^{-1} (mittig) und die für Run II vorhergesagte integrierte Luminosität (rechts).

man diese Annahme bei dieser Analyse, so werden zur Bestimmung der Asymmetrie etwa 70 fb^{-1} an integrierter Luminosität bei Verwendung von der Rekonstruktionsmethode KLFitter mit erstem Jet und Boost in das $t\bar{t}j$ -Ruhe-system benötigt und für die normale Rekonstruktionsmethode etwa 130 fb^{-1} . Es ist jedoch anzumerken, dass in der Bestimmung der Signifikanz in dieser Berechnung lediglich der statistische Fehler betrachtet wurde. Im nächsten Kapitel 6.2 wird eine Abschätzung des systematischen Fehlers vorgenommen.

6.2 Statistische und systematische Unsicherheiten

Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheiten der Jet-Energie-Skala werden die Vierervektoren des Top- und Antitop-Quarks sowie des Jets variiert. Es wird davon ausgegangen, dass der Fehler des hadronischen Kalorimeters die Messungen der Top- und Jet-Vierervektoren dominiert. Dieser Fehler ist $\sigma_E \sim \sqrt{E}$, wobei speziell für den ATLAS-Detektor gilt $\sigma_E = 0.5 \sqrt{E}$ [18].

Die Vierervektoren der drei Teilchen werden also mit $1 \pm \frac{0.5}{\sqrt{E_{\text{Teilchen}}}}$ skaliert. Aufgrund der Verschmierung der Vierervektoren kommt es zu einem Boost in eine leicht abweichende Richtung. Das Verfahren wurde für KLFitter mit dem ersten Jet und Boost bestimmt.

Der zusätzliche Fehler, welcher bestimmt wird aus der Differenz der mit $1 + \frac{0.5}{\sqrt{E_{\text{Teilchen}}}}$ (Plus) umgewichteten Vierervektoren und der mit $1 - \frac{0.5}{\sqrt{E_{\text{Teilchen}}}}$ (Minus) verschmierten Rekonstruktionsmethode umgewichtet an die Theorie geteilt durch zwei, wurde in Gleichung 6.1 quadratisch zu σ_i hinzuaddiert.

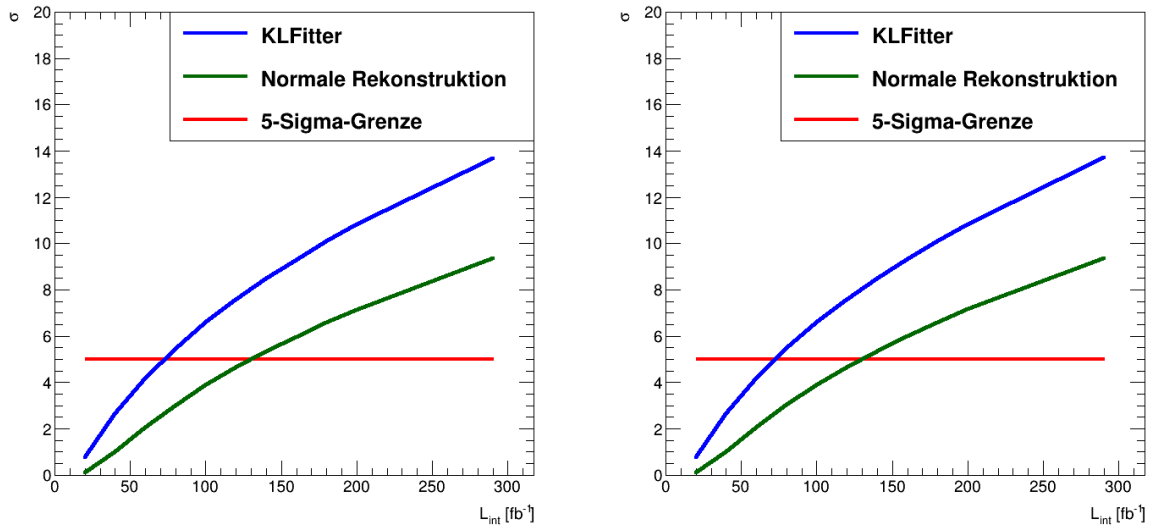


Abb. 6.2: Signifikanzbestimmung für unterschiedliche integrierte Luminositäten für die Asymmetrie (links) und die optimierte Asymmetrie (rechts). Außerdem eingezeichnet die 5- σ -Linie zur Bestimmung, wie viel integrierte Luminosität benötigt wird.

Die neu bestimmte Asymmetrie ist links in Abbildung 6.3 zu sehen und die optimierte Asymmetrie auf der rechten Seite. Wie zu erwarten, liegt die Kurve, die normal an die Theorie umgewichtet wurde, zwischen den beiden nach Plus und Minus verschmierten Kurven. Bei der normalen Asymmetrie ist der Plus-Teil oberhalb der normal umgewichteten Kurve und der Minus-Teil unterhalb. Bei der optimierten Asymmetrie wechselt es bei $\pi/2$, sodass dort der Minus-Teil nun oberhalb der an die Theorie umgewichteten Kurve liegt. Dies ist dadurch erklärbar, dass die Asymmetrie um $\pi/2$ symmetrisch ist während bei der optimierten Asymmetrie diese Symmetrie nicht gegeben ist. Außerdem wird noch die Rapidität des $t\bar{t}j$ -Systems durch die systematische Verschmierung der Vektoren geändert, was unterschiedliche Einflüsse auf Ereignisse mit in vorwärts oder rückwärts gestreute Jets haben kann. Die nun neu bestimmte Signifikanz bei einer integrierten Luminosität von 290 fb^{-1} beträgt für KLFitter 13.55σ verglichen zu einem Wert von 13.67σ . Für die optimierte Asymmetrie ergibt sich eine Signifikanz von 13.27σ statt 13.70σ .

Es ist zu sehen, dass der angenommene systematische Fehler kaum etwas bei der Signifikanz der Asymmetrie ändert. Der Unterschied für die optimierte Asymmetrie hingegen ist etwas größer.

Verwendete Rekonstruktionsmethode	σ	σ
	A_E	A_E^{opt}
KLFitter mit dem nicht zugeordneten Jet	1.50	1.80
KLFitter mit dem nicht zugeordneten Jet und Boost	3.19	3.20
KLFitter mit dem ersten Jet	3.03	3.18
KLFitter mit dem ersten Jet und Boost	14.24	14.26
Reko mit dem nicht zugeordneten Jet	1.21	1.49
Reko mit dem nicht zugeordneten Jet und Boost	2.74	2.75
Reko mit dem ersten Jet	2.64	2.83
Reko mit dem ersten Jet und Boost	10.27	10.29

Tab. 6.3: Bestimmte Signifikanz für die Asymmetrie (mittig) und die optimierte Asymmetrie (links) bei 290 fb^{-1} bei Anwendung des Schnitts $|\Delta E| > 100 \text{ GeV}$ für die acht verschiedenen Rekonstruktionsmethoden.

6.3 Einordnung der Ergebnisse

Für alle diese Rekonstruktionsmethoden (beschrieben in Kapitel 5) werden die optimierte Asymmetrie und die Asymmetrie an die Theorie und an Null umgewichtet und damit ein Signifikanztest durchgeführt. Dieser Signifikanztest soll zeigen, wie gut die Asymmetrie reproduziert werden kann bzw. wie viele Daten benötigt werden, um diesen Effekt sehen zu können. Zunächst werden hierfür nur die statistischen Fehler betrachtet. Der Unterschied zwischen der Asymmetrie und der optimierten Asymmetrie ist sehr gering. Die hier verwendete Jetauswahl ist die Nutzung des ersten Jets mit Boost in das $t\bar{t}j$ -System. Die hierbei bestimmten Signifikanzen für KLFitter sind etwa 13σ und für die normale Rekonstruktionsmethode 9σ , jeweils für beide Definitionen der Asymmetrie.

Bei Verwendung von KLFitter werden an integrierter Luminosität etwa 70 fb^{-1} benötigt, für die normale Rekonstruktion hingegen 130 fb^{-1} an integrierter Luminosität.

Werden weitere Schnitte auf die Ereigniselektion angewendet, so steigt die Signifikanz lediglich bei Nutzung des Schnittes mit $|\Delta E| > 100 \text{ GeV}$ auf 14σ für KLFitter mit dem ersten Jet und Boost in das $t\bar{t}j$ -Ruhe-system und auf 10σ für die normale Rekonstruktion an. Bei den anderen Schnitten kommt es aufgrund von mangelnder Zahl an Ereignissen lediglich zu größeren Fehlern und somit zu kleineren Signifikanzen.

Betrachtet man nun noch eine Abschätzung der systematischen Fehler durch Verschmierung der Vierervektoren der Top-Quarks und des Jets, so verändert sich die Signifikanz kaum für die Asymmetrie. Der Unterschied für die optimierte Asymmetrie ist etwas größer und verändert sich etwa um ein halbes Sigma.

Bei denen in [16] bereits betrachteten Theorie-Systematiken handelt es sich um Variatio-

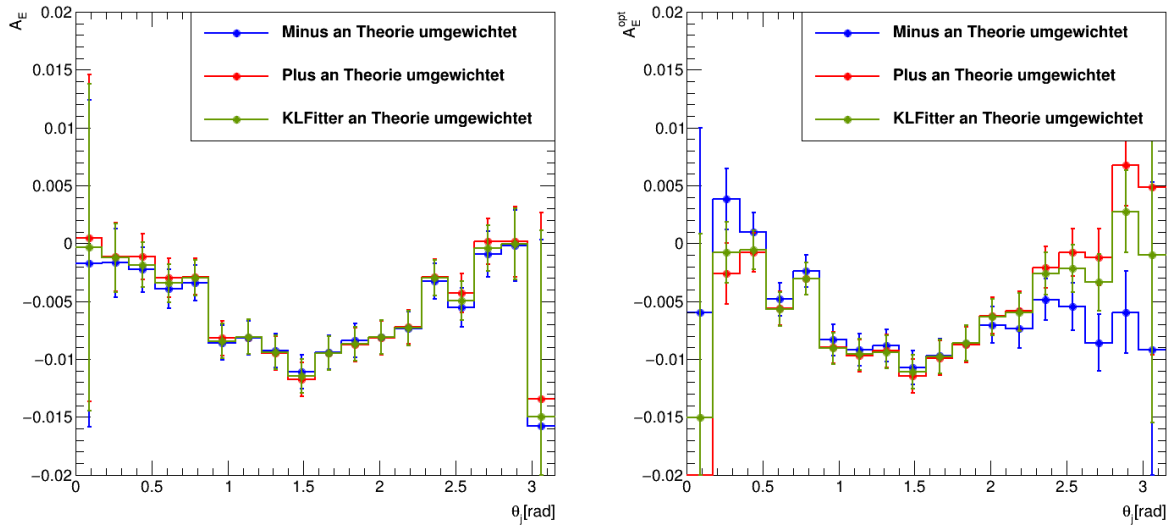


Abb. 6.3: Darstellung bei Verwendung der nach $1 + \frac{0.5}{\sqrt{E_{\text{Teilchen}}}}$ (Plus) und nach $1 - \frac{0.5}{\sqrt{E_{\text{Teilchen}}}}$ (Minus) verschmierten Vierervektoren der Top-Quarks und des Jets, umgewichtet an die Theorievorhersage für die Asymmetrie (links) und die optimierte Asymmetrie (rechts) bei Nutzung von KLFitter mit dem ersten Jet und Boost in das $t\bar{t}j$ -System.

nen der Partondichteverteilung, sowie die Renormierungs- und die Faktorisierungs-Skala. Auch hier sind die Unsicherheiten recht klein.

Eine andere wichtige zu betrachtende Fehlerquelle ist die Fehlidentifikation der Ladung der Leptonen bei großen Impulsbeträgen, sodass es zu Vertauschungen bei der Zuweisung der Vierervektoren des Top- und des Antitop-Quarks kommt, und infolgedessen zur falschen Bestimmung der Energieasymmetrie.

Eine genaue Untersuchung dieser und weiterer systematischer Unsicherheiten wird für eine finale Messung notwendig sein, wichtige Systematiken wie die Energie-Skala sowie Theorie-Unsicherheiten sollten die Messung jedoch nicht beschränken.

7 Zusammenfassung

Bei der Energieasymmetrie handelt es sich um einen bisher noch nicht beobachteten NLO-QCD-Effekt im $t\bar{t}$ -System, welcher einen zusätzlichen Jet benötigt. In dieser Bachelorarbeit wurde ein Powheg-Monte-Carlo-Sample verwendet, um die Energieasymmetrie des $t\bar{t}$ -Systems zu bestimmen. Hierbei war jedoch eine Umgewichtung der Ereignisse in Abhängigkeit der Energiedifferenz ΔE zwischen dem Top- und dem Antitop-Quark und des zusätzlich ausgewählten Jets notwendig, um die vorhergesagte Asymmetrie in der Simulation zu reproduzieren. Die Umgewichtung wurde mit Hilfe der gerade genannten Größen ΔE und θ_j des Parton-Levels durchgeführt.

Danach wurde auf die rekonstruierten Größen eingegangen, wobei zwischen den zwei verschiedenen Rekonstruktionsmethoden KLFitter und der normalen Rekonstruktion zu unterscheiden ist. Zusammen mit der Auswahl des zusätzlichen Jets, welcher für die Energieasymmetrie von Bedeutung ist (siehe Gleichung 2.3), wurden acht verschiedene Möglichkeiten untersucht und die Asymmetrie bestimmt.

Zur Untersuchung, wie gut die Asymmetrie und die optimierte Asymmetrie in dem Sample wiedergegeben werden können, wurden die Ereignisse einmal an die erwartete Theoriekurve der Asymmetrie umgewichtet (siehe Abbildung 2.4) und weiterhin an die Null-Hypothese, in der keine Asymmetrie erwartet wird. Zwischen den beiden umgewichteten Kurven wurde dann die Signifikanz für die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden bestimmt, zunächst wurde hierbei nur der statistische Fehler betrachtet.

Die beste Rekonstruktionsmethode zur Bestimmung der Asymmetrie bietet KLFitter bei Verwendung des führenden Jets in p_T und Boost in das $t\bar{t}j$ -Ruhesystem. Dies wurde auch Anhand verschiedener 2D-Streudiagramme (Abbildung 5.1, 5.2 und 5.3 jeweils auf der linken Seite) dargestellt.

Zur Vergrößerung der Asymmetrie wurden vier weitere Schnitte auf die Energie und die Rapidität des $t\bar{t}j$ -Systems untersucht und jeweils die Signifikanz bestimmt. Nur bei Verwendung von $|\Delta E| > 100 \text{ GeV}$ war eine leichte Verbesserung der Signifikanz bestimmbar. Bei den anderen drei Schnitten kam es zu größeren Fehlern und somit kleineren Signifikanzen, aufgrund dessen, dass immer weniger Ereignisse mit den benötigten Eigenschaften selektiert wurden.

7 Zusammenfassung

Das verwendete Monte-Carlo-Sample besitzt eine integrierte Luminosität von 290 fb^{-1} , weswegen die Signifikanzen an die in Run II angestrebten 140 fb^{-1} umskaliert wurden. Dies wurde getan um zu schauen, ob die Asymmetrie auch bei geringeren Datenmengen noch zu sehen ist. Die hierbei bestimmten Resultate waren, dass durch die Rekonstruktion mit KLFitter und auch bei Verwendung der normalen Rekonstruktionsmethode bei Auswahl des zusätzlichen Jets mit höchstem p_T und Boost der Effekt noch zu sehen sein sollte.

Zur Untersuchung der systematischen Unsicherheiten wurden die Vierervektoren der Top-Quarks und des Jets mit Hilfe des Fehlers des hadronischen Kalorimeters verschmiert und die Signifikanz erneut für KLFitter bestimmt. Bei der Asymmetrie kommt es trotz des zusätzlichen Fehlers kaum zu Veränderungen. Die optimierte Asymmetrie zeigt eine Veränderung von 0.5σ für das gesamte Monte-Carlo-Sample. Somit sind die zu erwarteten systematischen Fehler der Energieauflösung eher klein, ebenso wie die in [16] betrachteten theoretischen Systematiken.

Zur vollständigen Messung wäre eine Abschätzung des Untergrunds notwendig, außerdem müssten die genauen systematischen Fehler betrachtet werden. Hierfür stünden zwei verschiedene Methoden zur Auswahl: Der Template-Fit sowie die Entfaltung.

Beim Template-Fit wird eine Anpassung von rekonstruierten Asymmetrie-Verteilungen, ähnlich zu der hier vorgestellten, umgewichteten, an die Daten durchgeführt.

Bei der Entfaltung der Verteilungen von ΔE , θ_j , und für die optimierte Asymmetrie außerdem noch $y_{t\bar{t}j}$, würde man die rekonstruierten kinematischen Größen auf Parton-Level umrechnen, um so einen direkten Vergleich mit der Theorie zu ermöglichen.

Außerdem wäre ein Monte-Carlo-Sample, bei dem das $t\bar{t}j$ -System bis zur nächsthöheren als der führenden Ordnung simuliert ist, geeigneter, da dort keine Umgewichtung mehr erforderlich wäre.

Zusammenfassend lässt sich somit sagen, dass die Energieasymmetrie, welche ein Effekt höherer Ordnung der QCD in $t\bar{t}$ -Produktion ist, in der derzeitigen ATLAS-Simulationen nicht reproduzierbar ist. Erst durch ein Umgewichten des Monte-Carlo-Samples ist die Asymmetrie reproduzierbar. Bei Verwendung des KLFitter-Algorithmus wird die Rekonstruktion ebenfalls deutlich verbessert. Außerdem scheinen die systematischen Fehler kleiner als die statistischen zu sein, weswegen die Bestimmung mit den Daten des Run II sehr vielversprechend aussieht.

Literaturverzeichnis

- [1] G. 't Hooft, M. J. G. Veltman, *Regularization and Renormalization of Gauge Fields*, Nucl. Phys. **B44** (1972)
- [2] Kobayashi, M. and Maskawa, T., *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Progress of Theoretical Physics **49(2)**, 652 (1973)
- [3] S. L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, Nuclear Physics **22(4)**, 579 (1961)
- [4] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)
- [5] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970)
- [6] CMS Collaboration, *Measurement of the top quark mass using proton-proton data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV*, Phys. Rev. D **93**, 072004 (2016)
- [7] CDF Collaboration, *Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995)
- [8] DØ Collaboration, *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995)
- [9] M. Jezabek, J. Kühn, *QCD corrections to semileptonic decays of heavy quarks*, Nuclear Physics B **314(1)**, 1 (1989)
- [10] C. Patrignani, et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. **C40(10)**, 100001 (2016)
- [11] S. Willenbrock, *The Standard model and the top quark*, NATO Sci. Ser. II **123**, 1 (2003)
- [12] M. Thomson, *Modern Particle Physics*, University Printing House, Cambridge, 6. edition (2013)

- [13] J. Kühn, G. Rodrigo, *Charge asymmetry in hadroproduction of heavy quarks*, Phys. Rev. Lett. **81**, 49 (1998)
- [14] CMS Collaboration, *Measurement of the charge asymmetry in top-quark pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Phys. Lett. **B709**, 28 (2012)
- [15] S. Alte, S. Berge, H. Spiesberger, *Top quark charge asymmetry: searching for light axigluons in $t\bar{t} + \text{jet}$ production at the LHC*, JHEP **09**, 084 (2014)
- [16] S. Berge, S. Westhoff, *Observing the Top Energy Asymmetry at the LHC*, Phys. Rev. **D95(1)**, 014035 (2017)
- [17] J. A. Aguilar-Saavedra, *Overview of models for the t t bar asymmetry*, Nuovo Cim. **C035N3**, 167 (2012)
- [18] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3**, S08003 (2008)
- [19] E. Abat, et al. (ATLAS TRT), *The ATLAS TRT barrel detector*, JINST **3**, P02014 (2008)
- [20] J. Alwall, et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, JHEP **07**, 079 (2014)
- [21] S. Frixione, P. Nason, C. Oleari, *Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method*, JHEP **11**, 070 (2007)
- [22] T. Sjöstrand, et al., *An Introduction to PYTHIA 8.2*, Comput. Phys. Commun. **191**, 159 (2015)
- [23] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Infrastructure*, Eur. Phys. J. **C70**, 823 (2010)
- [24] S. Agostinelli, et al. (GEANT4), *GEANT4: A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506**, 250 (2003)
- [25] ATLAS Collaboration, *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data*, ATLAS-CONF-2016-024 (2016)
- [26] ATLAS Collaboration, *Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Eur. Phys. J. **C76(5)**, 292 (2016)

- [27] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez, *The Anti- k_t jet clustering algorithm*, JHEP **04**, 063 (2008)
- [28] ATLAS Collaboration, *Performance of b -Jet Identification in the ATLAS Experiment*, JINST **11(04)**, P04008 (2016)
- [29] J. Erdmann, et al., *A likelihood-based reconstruction algorithm for top-quark pairs and the KLFitter framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A748**, 18 (2014)
- [30] A. Caldwell, K. Kröninger, *Signal discovery in sparse spectra: A Bayesian analysis*, Phys. Rev. **D74**, 092003 (2006)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Abschlussarbeit unterstützt haben.

Zunächst gebührt mein Dank Prof. Dr. Arnulf Quadt, welcher mir die Möglichkeit bot, meine Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe zu schreiben. Hierdurch habe ich einen Einblick in die Teilchenphysik und den ATLAS-Detektor, sowie den Umgang mit Root zur Auswertung von Monte-Carlo-Samples erhalten.

Bedanken möchte ich mich auch bei Prof. Dr. Ariane Frey, die als Zweitgutachterin fungiert.

Ein ganz besonderer Dank gilt auch Dr. Thomas Peiffer, welcher mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand, egal was für eine Frage ich auch hatte. Das Arbeiten mit Dir hat mir sehr viel Spaß gemacht.

Außerdem danke ich Ishan Pokharel für seine technischen Hilfestellungen, wodurch mir der Umgang mit Root oder Linux um einiges erleichtert wurde.

Ich bedanke mich bei allen Freunden und Kommilitonen, welche meine Bachelorarbeit korrekturgelesen haben, egal ob freiwillig oder unfreiwillig. Die Kommentare haben mir sehr geholfen.

Zum Schluss möchte ich mich noch bei meiner Familie für die liebe Unterstützung während meines gesamten Bachelorstudiums bedanken, ohne euch hätte ich das nie geschafft. Ganz besonders möchte ich mich auch bei meinem Opa bedanken, welcher immer an mich geglaubt hat und sich immer nach dem Stand meiner Bachelorarbeit erkundigt hat.

Erklärung

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 12. September 2018

(Noreen Rauls)