

# **Bachelorarbeit**

**Untersuchung des Antwortverhaltens  
verschiedener Jetalgorithmen für das  
ALICE-Experiment**

**Study of the Response of Different  
Jet-Algorithms for the  
ALICE-Experiment**

Markus Zimmermann

06. Juli 2010

Erster Gutachter: Prof. Dr. Johannes P. Wessels  
Zweiter Gutachter: Dr. Christian Klein-Bösing

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Rapidität $y$ und Pseudorapidität $\eta$ . . . . .	7
2.2	Der Jet . . . . .	9
2.3	JetFinder . . . . .	11
2.3.1	Cone Algorithmus . . . . .	11
2.3.2	$k_t$ Algorithmus . . . . .	12
2.3.3	Anti- $k_t$ Algorithmus . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Das ALICE-Experiment</b>	<b>15</b>
<b>4</b>	<b>Simulationen</b>	<b>19</b>
4.1	Simulation für verschiedene $\hat{p}_T$ . . . . .	19
4.2	Analyse der simulierten Daten . . . . .	22
4.3	Cuts . . . . .	22
4.4	Effizienzkorrekturen . . . . .	23
<b>5</b>	<b>Vergleich unkorrigierter Jetspektren</b>	<b>27</b>
5.1	Differentieller Wirkungsquerschnitt für Jetproduktion . . . . .	27
5.2	Beziehung zwischen $\text{Jet}_{\text{Full}}$ und $\text{Jet}_{\text{Ch}}$ . . . . .	29
5.3	Parametrisierung der Antwortfunktion . . . . .	30
5.4	Charakterisierung der Antwortfunktion . . . . .	33
<b>6</b>	<b>Entfaltung von Spektren</b>	<b>39</b>
6.1	$\chi^2$ -Minimierung . . . . .	39
6.2	Einfluss der Antwortmatrix auf die Entfaltung . . . . .	44
<b>7</b>	<b>Energieabhängigkeit der Antwortmatrix</b>	<b>47</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>53</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Zur Erforschung der starken Wechselwirkung und des Quark-Gluon-Plasmas wurde das ALICE-Experiment am LHC (Large Hadron Collider) in CERN in Betrieb genommen. In diesem Teilchenbeschleuniger werden größere Energien erreicht werden als jemals zuvor von Menschen auf der Erde. Derzeit werden im LHC Proton-Proton-Kollisionen durchgeführt, es ist aber geplant Blei-Blei-Kollisionen im Herbst 2010 durchzuführen.

Kommt es im Beschleuniger zu einer Kollision, so wird zwischen weichen und harten Kollisionen unterschieden. Bei weichen Kollisionen reicht die Energie nicht aus um die Substruktur der Protonen, die Quarks und Gluonen, aufzulösen. Das Proton stößt somit als ganzes. In dieser Arbeit werden die harten Stöße, bei denen die Konstituenten der Protonen stoßen, näher untersucht. Aus den Messungen dieser Stöße können Informationen über Quarks und Gluonen gewonnen werden.

Findet ein harter Stoß statt, dann bewegen sich die gestreuten Konstituenten der Protonen voneinander weg und hadronisieren. Der Nachweis der bei den Kollisionen entstandenen Teilchen erfolgt beim ALICE-Experiment durch das innere Trackingsystem, das nur geladenen Teilchen nachweisen kann. In vielen anderen Experimenten werden die entstehenden Teilchen durch Kalorimeter nachgewiesen, die die Energie von geladenen und ungeladenen Teilchen messen. Um auf die gestreuten Partonen, die Quarks und Gluonen, zurückzuschließen zu können werden aus den nachgewiesenen Teilchen sogenannte Jets rekonstruiert. Aus den Messdaten des ALICE-Experiments können die Jets aus geladenen Teilchen ermittelt werden.

Die sich in den anderen Experimenten direkt ergebenden Informationen über den gesamten Jet, der aus geladenen und ungeladenen Teilchen besteht, werden im ALICE-Experiment aus Simulationen bestimmt. Dazu werden Monte-Carlo Simulationen für die Teilchen, die bei den Kollisionen im LHC entstehen, durchgeführt. In den sich ergebenden Daten sucht man auf zwei Arten

nach Jets. Zum einen werden die gesamten Jets und zum anderen Jets nur aus geladenen Teilchen ermittelt. In dieser Arbeit wird ein Zusammenhang zwischen diesen Jets gesucht. Das Ziel ist aus den Jets der geladenen Teilchen die gesamten Jets zu berechnen. Von diesem gesamten Jet aus, ist es möglich auf die gestreuten Partonen zurückzurechnen. Weiterhin wird das Antwortverhalten der Jetfinder für die Jets aus den geladenen Teilchen untersucht. Bisher wurden die Jetfinder für die Suche nach Jets mit geladenen und ungeladenen Teilchen eingesetzt.

Zu Beginn der Arbeit wird eine Einführung in die theoretischen Grundlagen und das ALICE-Experiment gegeben. Danach folgt eine Beschreibung der Durchführung der Simulationen. Bei der Auswertungen der Analysen werden zuerst Rohspektren verglichen. Dabei wird der Zusammenhang zwischen den Jets aus den geladenen Teilchen und den Jets aller Teilchen mit Hilfe einer Antwortmatrix untersucht.

Um die gemessenen Jetspektren aus den geladenen Teilchen auf die Jetspektren aus allen Teilchen zu korrigieren, wird die Entfaltung verwendet. In ALICE wurde die Entfaltung bisher erfolgreich für die Multiplizitätsspektren verwendet. Es wird in dieser Arbeit versucht die Methodik der Entfaltung auf Jetspektren zu übertragen. Durch die Entfaltung soll aus einem Jetspektrum geladener Teilchen das Jetspektrum aller Teilchen berechnet werden. Zum Schluss wird der Einfluss der Strahlenergie auf die davor eingeführte Antwortmatrix diskutiert.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

Im ersten Kapitel sollen die Grundlagen zu dieser Arbeit gelegt werden. Es werden die Begriffe der *Rapidity*, *Pseudorapidity* und des Jets eingeführt. Bei den Definitionen und Berechnungen wird  $c = 1 = \hbar$  verwendet.

### 2.1 Rapidity $y$ und Pseudorapidity $\eta$

Um die Kinematik eines Teilchens, das bei einer Kollision im Teilchenbeschleuniger entsteht, näher beschreiben zu können, benutzt man die Rapidity eines Teilchens. Sie ist nach Gleichung (2.1) definiert. Die Informationen zur Rapidity und zur Pseudorapidity sind [Won] entnommen.

$$y := \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad (2.1)$$

Dabei ist  $E$  die Gesamtenergie eines Teilchens und  $p_L$  der Impuls des Teilchens in Strahlrichtung. Die Rapidity ist eine dimensionslose Größe, die sowohl negativ als auch positiv sein kann. Sie wird negativ, wenn das entstehende Teilchen einen negativen Impuls in die Richtung der Strahlachse hat. Wenn die Rapidity eines Teilchens in einem Bezugssystem  $S'$  bekannt ist, kann die Rapidity in einem System  $S$  berechnet werden, indem die Rapidity des Systems  $S'$ , gemessen im System  $S$ , hinzu addiert wird. Die Rapidity ist somit nicht lorentzinvariant, transformiert aber linear zwischen den Bezugssystemen.

Um die Rapidity zu berechnen, ist es nötig, zwei Messgrößen, die Gesamtenergie und den Longitudinalimpuls, zu bestimmen. In vielen Experimenten ist es nicht möglich, beide Größen zu messen. Wenn das Teilchen bekannt ist, ist auch seine Masse bekannt. Damit kann dann aus der Energie der Impuls bestimmt werden. Beim ALICE-Experiment kann  $y$  nicht für alle Impulse

und Teilchen bestimmt werden, da nicht jedes Teilchen identifiziert wird. Anstelle der Gesamtenergie und des Longitudinalimpulses ist nur der Winkel  $\theta$  zwischen der Flugbahn des Teilchens und der Strahlachse bekannt. Nimmt man an, dass der Gesamtimpuls  $p$  des Teilchens groß gegen seine Masse  $m$  ist, so kann man die folgende Näherung machen:

$$\begin{aligned}
 y &= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p \cos \theta}{E - p \cos \theta} \\
 &\stackrel{p \gg m}{\approx} \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{1}{2} \ln \frac{2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \\
 &= -\ln \left[ \tan \frac{\theta}{2} \right] =: \eta.
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

$\eta$  nennt man die Pseudorapidität. Für masselose Teilchen  $m = 0$  ist  $y = \eta$ . Im ALICE-Experiment werden die Teilchen nach ihrer Pseudorapidität unterschieden. In Abbildung 2.1 ist der Verlauf von  $\eta$  in Abhängigkeit des Winkels  $\Theta$  gezeigt. Es ist erkennbar, dass  $\eta$  für Winkel um  $\Theta = 90^\circ$  nä-

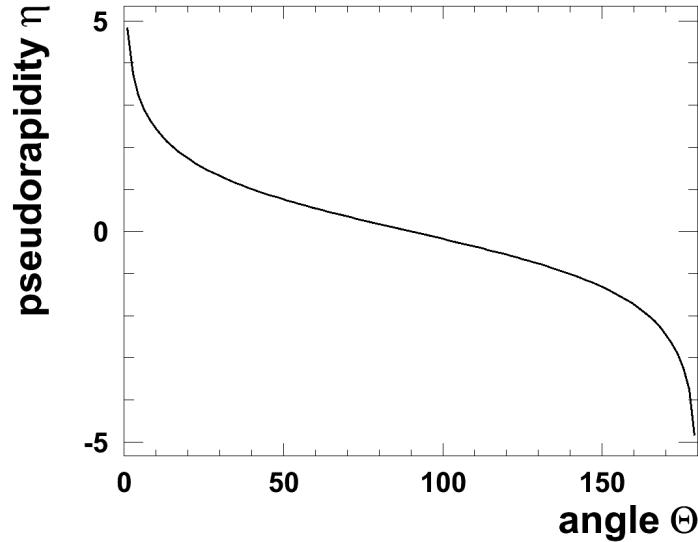


Abbildung 2.1: Pseudorapidität  $\eta := -\ln[\tan \frac{\theta}{2}]$  in Abhängigkeit des Winkels  $\Theta$ .

herungsweise linear abfällt. In dieser Arbeit wird für die Jetrekonstruktion ein Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0,5$  verwendet. Dies deckt den Winkelbereich zwischen  $62^\circ$  und  $118^\circ$  ab.



## 2.2 Der Jet

Beim ALICE-Experiment sollen in den Detektoren viele einzelne Teilchen nachgewiesen werden. In dieser Arbeit geht es darum, wie man mit verschiedenen Jetfindern Jets in den Daten findet. Dazu muss zuerst geklärt werden, was überhaupt ein Jet ist. Wichtig ist sich klar zu machen, dass es keine eindeutige Jetdefinition gibt.

Bei einer inelastischen Kollision von zwei Protonen stoßen deren elementare Bausteine, die Partonen, elastisch miteinander. Die Partonen wurden als Quarks und Gluonen identifiziert, sie sind die Elementarteilchen der Hadronen und Mesonen. Sie bekommen durch den elastischen Stoß einen großen Transversalimpuls  $p_T$  und bewegen sich voneinander weg. Aufgrund des Confinements können die Partonen nicht alleine existieren. In der starken Wechselwirkung nimmt die potentielle Energie mit dem Abstand immer weiter zu, bis sie ausreicht, um neue Teilchen entstehen zu lassen. Danach bewegen sich jeweils Mesonen oder Baryonen vom Vertex weg. Der Gesamttransversalimpuls dieser Teilchen zeigt in dieselbe Richtung, wie der Transversalimpuls des gestreuten Partons. Die Quarks und Gluonen können kollinear splitten. Beispielsweise kann ein Gluon sich in ein Quark und ein Antiquark aufspalten. Der Winkel, unter dem die beiden Quarks von der ursprünglichen Flugrichtung des Gluons abweichen, hängt von dem Impulsübertrag  $Q$  ab. Die Wahrscheinlichkeit, dass es zum einem Splitten kommt, ist proportional zu Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_S$ . Diese ist bei großen Impulsüberträgen sehr klein. Daraus folgt, dass das Splitten wahrscheinlicher für kleine Winkel um die Flugrichtung des Partons als für größere Winkel ist. Es entsteht also ein Teilchenbündel um die ursprüngliche Flugachse des Partons. In diesem Teilchenbündel ist die Energie nahe der ursprünglichen Partonrichtung groß. Findet ein Splitten unter einem großen Winkel statt, so entstehen aus den gesplitteten Teilchen ein neues Teilchenbündel, also ein separater Jet.

Von den im Detektor ankommenden Teilchenbündel wird der Transversalimpuls  $p_T$  gemessen und über diesen und den Ort der Teilchen mit verschiedenen Algorithmen ein Jet rekonstruiert. Je nach Jetalgorithmus können durchaus unterschiedliche Jets gefunden werden. D. h. die Jets können unterschiedliche Formen haben oder manche Jetfinder finden an Stellen Jets, an denen andere keinen finden. Ein Beispiel für unterschiedliche Formen der gefundenen Jets ist in Abbildung 2.3 dargestellt. In dieser Arbeit wird häufig die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, bzw. die Anzahl der Jets, für ein bestimmtes  $p_T$  betrachtet. Am unteren Rand der Spektren, also für sehr kleine  $p_T$ , kann es verschiedene Effekte aufgrund der Jetfinder geben. Diese Effekte sind dann nicht physikalischer Natur, sondern hängen mit bestimmten

Schnitte, sogenannten Cuts, im Jetfinder zusammen. Oberhalb eines noch zu bestimmenden Transversalimpulses  $p_T$  wird dagegen erwartet, mit den verschiedenen Jetfindern dieselbe Physik zu beobachten.

Bei den verschiedenen Jetfindern wird eine Kategorisierung vorgenommen, je nachdem ob sie infrarot und kollinear sicher sind. Ist ein Jetfinder infrarot sicher, ändert sich die endgültige Jetkonfiguration nicht, wenn sich ein niederenergetisches weiteres Teilchen innerhalb des Suchradius befindet. Ein solches niederenergetisches Teilchen entsteht bei weichen Stoßprozessen. Das heißt bei Prozessen, in denen die Energie nicht ausreicht, um Quarks aufzulösen. In diesen Fällen stößt das Proton als ganzes.

Ein Jetfinder ist kollinear sicher, wenn es keinen Einfluss auf die endgültige Jetkonfiguration hat, wie ein gestreutes Parton fragmentiert. Dies ist in Abbildung 2.2 dargestellt. In (a) und (c) wird jeweils mit einem kollinear sicheren bzw. mit einem kollinear unsicheren Jetfinder dieselbe Jetkonfiguration in einer Transversalimpulsverteilung gefunden. In (b) und (d) ist das Teilchen mit dem höchsten Transversalimpuls aufgespalten. Der kollinear sichere Jetfinder findet noch immer denselben einen Jet. Ein kollinear unsicherer Jetfinder startet z. B. beim Teilchen mit dem höchsten Transversalimpuls. Dies ist in (d) das Teilchen ganz links. Durch den anderen Startpunkt als in (c) (dort war es das Teilchen in der Mitte) findet dieser Jetfinder nun eine andere Endkonfiguration. Jetzt bilden die Teilchen in der Mitte mit dem linken Teilchen einen Jet und das Teilchen rechts einen anderen Jet.

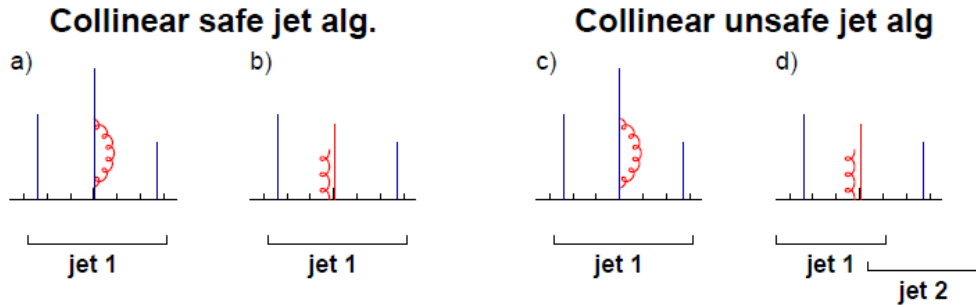


Abbildung 2.2: In (a) und (c) ist dieselbe Transversalimpulsverteilung dargestellt. Sowohl der kollinear sichere (a) als auch der kollinear unsichere (c) Jetalgorithmus findet einen Jet über den gesamten Bereich. Fragmentiert ein Parton anders, so findet der kollinear sichere Algorithmus immer noch den einen Jet (b). Der kollinear unsichere Algorithmus findet evtl. eine andere Jetkonfiguration (d). (Entnommen aus [Sal09])

## 2.3 JetFinder

Ein Jetfinder ist eine computergestützte Analyse, die aus den im Detektor gemessenen Teilchen einen Jet rekonstruiert. Im Folgenden werden verschiedenen Jetalgorithmen, die in dieser Arbeit verwendet werden, vorgestellt (nach [Sal09]).

### 2.3.1 Cone Algorithmus

Beim Cone Algorithmus wird ein Startteilchen  $i$  ausgewählt, das mit der Richtung seines Transversalimpulses eine bestimmte Jetachse vorgibt. Danach werden die Impulse aller Teilchen in einem bestimmten Umkreis (cone) mit Radius  $R$  aufsummiert. Die Richtung des aus der Summe resultierenden Transversalimpulses wird als neue Jetachse verwendet. Um diese Jetachse wird nun wieder ein Umkreis gezogen und eine neue Jetachse bestimmt. Das Verfahren wird so lange wiederholt, bis sich die Jetachse bei einer Iteration nicht mehr ändert. Der so bestimmte Jet wird als finaler Jet betrachtet.

Für den Abstand der zu einem Jet gehörenden Teilchen  $j$  muss gelten:

$$\Delta R_{ij}^2 = (\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2 < R^2. \quad (2.3)$$

Dabei ist  $y_i$  die Rapidität und  $\phi_i$  der Azimutwinkel des Startteilchens bzw. die Werte des Jets.

Offen ist die Problematik was passiert, wenn sich zwei Jets überschneiden. Auch das Startteilchen ist noch nicht definiert.

Eine Variante ist mit dem Teilchen mit dem größten Transversalimpuls zu beginnen und dann, wenn man einen Jet gefunden hat, alle Teilchen von diesem aus dem Event zu entfernen. So kann kein Teilchen in zwei Jets vorkommen. Allerdings kann es passieren, dass das Teilchen mit dem größten Transversalimpuls anders fragmentiert und dann ein anderes Teilchen als Startteilchen gewählt wird. Dies führt eventuell zu einer anderen Jetkonfiguration. Dieser Jetfinder ist somit kollinear unsicher. Er wird “iterative cone” mit “progressive removal” (IC-PR) genannt.

Ein anderer Ansatz, Teilchen dem Jet zuzuordnen, ist, alle Jets, wie im ersten Absatz beschrieben, zu suchen und danach in eine Liste einzutragen. Diese Jets werden Protojets genannt. Nun wird der Jet mit dem größten Transversalimpuls  $p_T$  herausgesucht. Dieser wird Jet  $a$  genannt. Für ihn sucht man den nächsten Protojet, mit dem sich  $a$  Teilchen teilt, dieser wird  $b$  genannt. Existiert in der Liste kein Protojet, mit dem sich  $a$  Teilchen teilt, dann ist  $a$

ein Jet und wird aus der Liste entfernt. Ansonsten wird der Transversalimpuls der gemeinsamen Teilchen  $p_{T,\text{gem}}$  durch den Transversalimpuls des Jets  $b$   $p_{T,b}$  geteilt und mit einem freien Parameter  $f$  verglichen. Ist  $p_{T,\text{gem}}/p_{T,b} > f$ , werden die beiden Protojets zu einem Protojet zusammengefasst und der Algorithmus wird wiederholt, bis keine Protojets mehr vorhanden sind. Der freie Parameter  $f$  ist der Grenzwert, ab dem zwei Jets zu einem zusammengefasst werden.

### 2.3.2 $k_t$ Algorithmus

Der  $k_t$  Algorithmus ist ein sequentieller Rekombinationsalgorithmus. Er baut nach [Sal09] hauptsächlich auf dem Jade Algorithmus auf, der ursprünglich für  $e^+e^-$ -Experimente entwickelt wurde.

Es wird im Folgenden nur der inklusive  $k_t$  Algorithmus vorgestellt. Er hat sich mit der Zeit aus dem einfachen  $k_t$  Algorithmus entwickelt.

Für alle Teilchen wird paarweise ein Abstand  $d_{ij}$  voneinander bestimmt

$$d_{ij} := \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \frac{\Delta R_{i,j}^2}{R^2}. \quad (2.4)$$

Dabei ist  $\Delta R_{i,j}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$  der quadratische Abstand der beiden Teilchen.  $R$  ist ein freier Parameter, der ähnlich wie das  $R$  beim Cone Algorithmus für eine definierte Größe des Jets sorgt.

Außerdem wird eine Wertigkeit  $d_{i,B}$  für das Teilchen selbst berechnet:

$$d_{i,B} := p_{T,i}^2. \quad (2.5)$$

Wenn diese beiden Größen für alle Teilchen bestimmt wurden, sucht man das Minimum der  $d_{i,j}$  und  $d_{i,B}$ . Wenn das gefundene Minimum ein  $d_{i,j}$  ist, werden die Teilchen  $i$  und  $j$  zu einem Teilchen kombiniert und der Algorithmus startet wieder von vorne. Ist dagegen das Minimum ein  $d_{i,B}$ , so wird das Teilchen  $i$  zu einem finalen Jet erklärt und aus der Liste der Teilchen entfernt.

Der Algorithmus stoppt, wenn alle Teilchen aus der Liste entfernt wurden. Auf diese Art und Weise werden Teilchen mit einem kleinen Abstand, verglichen mit dem Gewichtungsfaktor  $R$ , kombiniert. Es kann aber auch ein Teilchen mit einem sehr kleinen Transversalimpuls  $p_{T,i}$  zu einem Jet werden, wenn kein anderes Teilchen innerhalb einer Entfernung von  $R$  liegt. Deswegen sollte ein minimaler Transversalimpuls definiert werden, ab dem ein Jet wirklich als Jet bezeichnet wird.

Der große Vorteil des  $k_t$  Algorithmus ist, dass er sowohl infrarot als auch

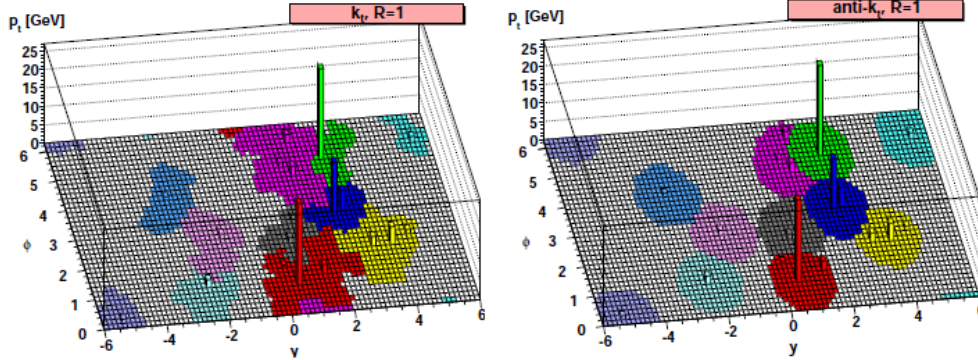


Abbildung 2.3: Es sind die Formen der gefundenen Jets auf der  $\eta - \phi$ -Ebene dargestellt. Links ergaben sich mit dem  $k_t$  Algorithmus unförmige Jets. Dagegen sind rechts runde Jets, die mit dem anti- $k_t$  Algorithmus gefunden wurden gezeigt. (Entnommen aus [Sal09])

kollinear sicher ist. Darum wurde er lange Zeit von Theoretikern als zu nutzender Jetfinder vorgeschlagen. Experimentell ergibt sich das Problem, dass er eine große Rechenzeit benötigt. Außerdem produziert er Jets mit einer undefinierten Form, die die Detektor- und störungstheoretischen Korrekturen verkomplizieren. Abbildung 2.3 links stellt ein gefundenes Jetspektrum für den  $k_t$  Algorithmus dar. Man sieht deutlich, dass die gefundenen Jets keine gut definierte Form haben und insbesondere nicht rund sind. In Abbildung 2.3 rechts ist zum Vergleich ein mit dem anti- $k_t$  Algorithmus gefundenes Jetspektrum gezeigt. Hier sieht man eine runde Form der Jets. Dieser Jetfinder wird noch in Kapitel 2.3.3 vorgestellt.

Die in dieser Arbeit verwendete Implementierung des  $k_t$  Algorithmus hat nach [CS06] mit einer Laufzeit von  $\mathcal{O}(N \ln N)$  eine schnellere Laufzeit als die alten Implementierungen mit einer Laufzeit von  $\mathcal{O}(N^3)$ . Dabei ist  $N$  die Anzahl der Teilchen.

### 2.3.3 Anti- $k_t$ Algorithmus

Der anti- $k_t$  Algorithmus hat Ähnlichkeiten zum  $k_t$  Algorithmus. Ein großer Unterschied ist die andere Berechnung des Abstandes zwischen zwei Teilchen. Der Abstand ist in diesem Fall nach Gleichung (2.6) definiert

$$d_{ij} := \min \left( \frac{1}{p_{ti}^2}, \frac{1}{p_{tj}^2} \right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}. \quad (2.6)$$

Dabei ist die Definition  $\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2$  noch immer gleich geblieben. Auch die Wertigkeit eines Teilchens ist analog definiert

$$d_{iB} := \frac{1}{p_{ti}^2}. \quad (2.7)$$

Da auch beim anti- $k_t$  Algorithmus die kleinsten  $d_{ij}$  und  $d_{iB}$  gesucht werden, werden hier zuerst die Teilchen mit dem größten Transversalimpuls zu einem Jet kombiniert oder ein Jet als finaler Jet deklariert und dessen Teilchen aus der Liste der Teilchen entfernt.

Auch dieser Jetfinder ist wieder kollinear sicher, da unterschiedlich fragmentierende Partonen sofort zu Beginn der sequentiellen Rekombination wieder kombiniert werden. Auch die Infrarotsicherheit ist hier weiterhin gegeben. Da die Laufzeit des anti- $k_t$  Algorithmus wie beim  $k_t$  Algorithmus groß ist, wird auch hier eine schnellere Implementation verwendet. Die ursprüngliche Laufzeit des anti- $k_t$  Algorithmus war ebenfalls  $\mathcal{O}(N^3)$ , in dieser Arbeit wird die Implementierungen mit einer Laufzeit von  $\mathcal{O}(N \ln N)$  verwendet (nach [CS06]).

# Kapitel 3

## Das ALICE-Experiment

Das ALICE-Experiment ist eines der vier Experimente am LHC des CERN neben dem ATLAS, CMS und dem LHCb. Die in diesem Kapitel dargestellten Informationen sind mit Ausnahme des EMCal [C<sup>+</sup>04] entnommen. Der EMCal ist nach [GO09] dargestellt. ALICE ist ein Schwerionenexperiment zur Untersuchung von stark wechselwirkender Materie und des Quark-Gluon-Plasmas. Außerdem werden anstelle von Schwerionen- auch Proton-Proton-Kollisionen untersucht. Bewilligt wurde das Experiment 1997 und in den Folgejahren bis 2001 geplant. In Abbildung 3.1 ist ein Schnitt durch den Aufbau des Experiments dargestellt.

Man sieht die unterschiedlichen Detektoren, die zylinderförmig um den Strahl angeordnet sind. Im Folgenden sind die zentralen Detektoren aufgezählt und kurz beschrieben.

### Inner Tracking System (ITS)

Das ITS besteht aus sechs zylinderförmigen Siliziumdetektoren. Sie überdecken einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0,9$  und sollen den primären Vertex mit einer Auflösung besser als auf  $100\,\mu\text{m}$  bestimmen.

### Time-Projection Chamber (TPC)

Die TPC ist das Haupttrackingsystem, d. h. in der TPC werden die Teilchen identifiziert und ihr Weg nachverfolgt. Dabei überdeckt die TPC einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0,9$ .

### Transiton-Radiation Detector (TRD)

Im TRD sollen Elektronen mit einem Transversalimpuls größer als  $1\,\text{GeV}$  identifiziert werden. Hierbei sollen die Elektronen von den Pionen getrennt werden. Auch der TRD misst in einem Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0,9$ .

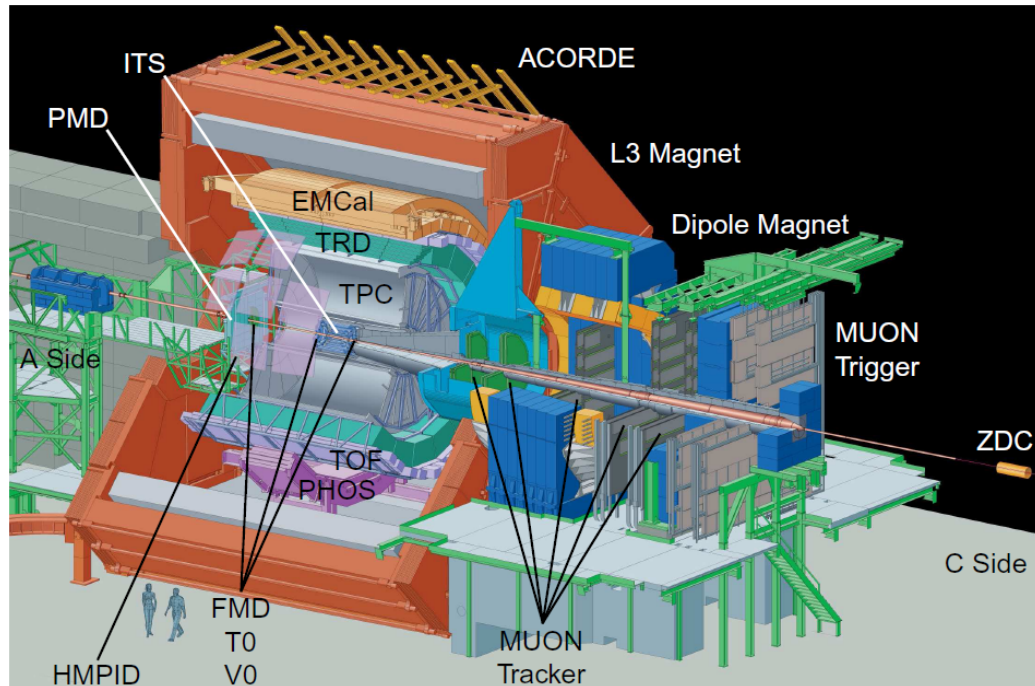


Abbildung 3.1: Aufbau des ALICE-Experiments. (Entnommen aus [GO09])

#### Time-Of-Flight (TOF) Detector

Der TOF soll geladenen Teilchen im Transversalimpulsbereich von 0,2 bis 2,5 GeV identifizieren. Dabei überdeckt er einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0,9$ .

#### High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID)

Im HMPID sollen Hadronen mit einem Transversalimpuls größer als 1 GeV identifiziert werden. Der HMPID überdeckt mit  $|\eta| < 0,6$  und  $\phi = 57,61^\circ$  einen kleineren Pseudorapiditätsbereich als die inneren Detektoren.

#### PHOTon Spectrometer (PHOS)

Das PHOS ist ein hochauflösendes elektromagnetisches Spektrometer. Hier sollen elektromagnetische Teilchen in einem zentralen Pseudorapiditätsbereich ( $-0,12 \leq \eta \leq 0,12$  und  $\phi = 100^\circ$ ) detektiert werden. Dabei sollen sowohl Photonen als auch neutrale Mesonen identifiziert werden.

#### Photon Multiplicity Detector (PMD)

Im PMD werden die Multiplizitäts- und räumlichen Verteilungen für



Photonen gemessen. Der Messbereich für den PMD liegt bei  $2,3 \leq |\eta| \leq 0,6$ .

#### Electro Magnetic Calorimeter (EMCal)

Das EMCal misst Photonen und neutrale Mesonen. Damit misst es die gleichen Teilchen wie das PHOS. Allerdings ist es mit einem Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0,7$  und einer azimuthalen Akzeptanz von  $\phi = 110^\circ$  größer als das PHOS. Dabei ist allerdings die Orts- und Energieauflösung des PHOS besser als die des EMCal.

Wie schon bei den einzelnen Detektoren erwähnt, decken diese immer nur einen begrenzten Rapiditätsbereich ab. In den unterschiedlichen Detektoren werden unterschiedliche Teilchen gemessen. Wenn man Aussagen über alle Teilchen im gesamten  $\eta$ -Bereich machen möchte, greift man auf Simulationen zurück. Dabei analysiert man z. B. das Verhältnis zwischen den Jets aus geladenen und aus allen Teilchen. Später kann man dann von den gemessenen Spektren auf die wahren physikalischen Spektren schließen.

Außerdem wird im Experiment nicht jedes Teilchen nachgewiesen, das im Messbereich liegt. Der Anteil der Teilchen im Messbereich, die tatsächlich nachgewiesen werden, wird Effizienz genannt. Auf diesen Aspekt wird in Kapitel 4.4 näher eingegangen.



# Kapitel 4

## Simulationen

In diesem Kapitel geht es um die Simulationemethode mit der die Daten für diese Arbeit erstellt wurden. Es werden die Cuts erklärt bis zu denen das Spektrum für die Analyse verwendet wird. Bei der Transversalimpulsabhängigkeit wird dies ein minimales vorausgesetztes  $p_T$  sein, während für den Pseudorapiditätsbereich ein maximales  $\eta$  gesetzt wird. Außerdem wird der Begriff der Effizienz eingeführt.

### 4.1 Simulation für verschiedene $\hat{p}_T$

Die Daten, die für diese Arbeit genutzt wurden, stammen alle aus Monte-Carlo-Simulationen mit dem Pythia Simulationspaket nach [C<sup>+</sup>04]. Die Simulationen wurden abhängig von dem Transversalimpulsübertrag  $\hat{p}_T$  zwischen zwei hart gestreuten Partonen durchgeführt. Dabei beschreibt  $\hat{p}_T$  den zwischen den Partonen ausgetauschten Transversalimpuls.  $p_T$  dagegen beschreibt im Folgenden den Transversalimpuls eines gefundenen Jets.

Um einen großen kinematischen Bereich mit ausreichender Statistik abzudecken, wurde in verschiedenen Transversalimpulsbereichen  $\hat{p}_T$  Einzelsimulationen erstellt, d. h. es wurden die gleiche Anzahl an Ereignissen bei einigen wenigen GeV simuliert, wie auch bei über 200 GeV. Die gesamte Simulation erstreckte sich von 0 bis 250 GeV. Dabei ergaben sich 13 Datenpakete mit jeweils unterschiedlichen  $\hat{p}_T$  Bereichen.

Setzt man die 13 Simulationen zusammen, ohne die einzelnen Datenpakete mit ihrem Wirkungsquerschnitt zu gewichten, dann ergibt sich Abbildung 4.1. Man erkennt deutlich dass die  $\hat{p}_T$  Bereiche zu unterschiedlichen Jetimpulsen führen.

Damit man eine Beziehung zwischen den einzelnen Simulationen herstellen kann, muss man sie mit ihrem Wirkungsquerschnitt gewichten und dann zu-

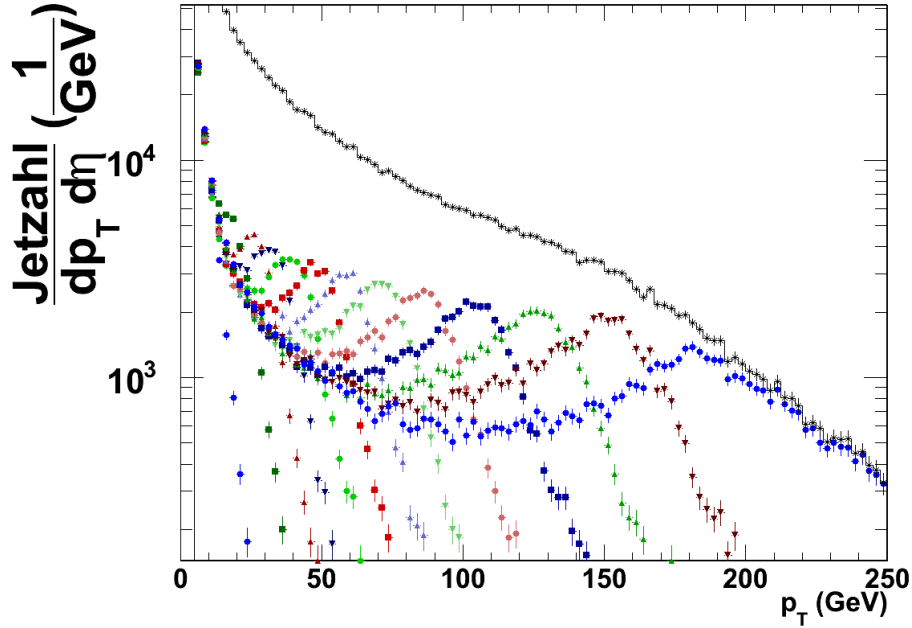


Abbildung 4.1: Mit dem anti- $k_t$  Algorithmus wurden bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  die Analyse der 13 Einzelsimulationen durchgeführt. Diese sind alle in unterschiedlichen Farben dargestellt. Die Summe aller Einzelspektren ist in schwarz eingezeichnet.

sammensetzen. Die Wirkungsquerschnitte für die Einzelsimulationen sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Das sich damit ergebende Jetspektrum ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Wegen der Gewichtung mit den einzelnen Wirkungsquerschnitten kann man nicht mehr von einer Anzahl an Jets bei einem  $\hat{p}_T$  reden, sondern muss die Ergebnisse als Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  betrachten. Zusätzlich ist es sinnvoll, durch die Binbreite des Transversalimpulses  $dp_T$  und des Pseudorapiditätsbereiches  $d\eta$  zu teilen, um unabhängig von der gewählten Binbreite zu sein. Dabei ist die Binbreite der Wertebereich der Achse, die diesem Punkt, oder auch Bin genannt, zugeordnet wird. Die  $p_T$ -Achse hat z. B. auf 250 GeV in regelmäßigen Abständen 100 Bins. Damit folgt eine Binbreite von  $dp_T = 2,5$  GeV. Bisher ist nur der Wirkungsquerschnitt bei einer sicheren Kollision berechnet worden. Für den allgemeinen Wirkungsquerschnitt muss außerdem der inelastische Wirkungsquerschnitt, das überhaupt eine Kollision stattfindet, berücksichtigt werden. Bei einer Energie von 7 TeV ist dies  $\sigma = 71,39$  mb und bei 2,75 TeV ist  $\sigma = 62$  mb. Diese Werte wurden mit Pythia berechnet.

Datenpaket	$\hat{p}_T$ Bereich (GeV)	$\sigma$ bei 7 TeV (mb)	$\sigma$ bei 2,75 TeV (mb)
1	10 - 20	3,509	$9,17 \cdot 10^{-1}$
2	20 - 30	$2,232 \cdot 10^{-1}$	$4,764 \cdot 10^{-2}$
3	27,5 - 35	$3,591 \cdot 10^{-2}$	$6,875 \cdot 10^{-3}$
4	35- 42,5	$1,659 \cdot 10^{-2}$	$2,954 \cdot 10^{-3}$
5	40 - 50	$7,694 \cdot 10^{-3}$	$1,266 \cdot 10^{-3}$
6	50 - 60	$3,843 \cdot 10^{-3}$	$5,845 \cdot 10^{-4}$
7	60 - 72,5	$1,787 \cdot 10^{-3}$	$2,483 \cdot 10^{-4}$
8	70 - 87,5	$7,989 \cdot 10^{-4}$	$1,009 \cdot 10^{-4}$
9	85 - 105	$3,829 \cdot 10^{-4}$	$4,334 \cdot 10^{-5}$
10	102,5 - 125	$1,591 \cdot 10^{-4}$	$1,594 \cdot 10^{-5}$
11	125 - 150	$6,767 \cdot 10^{-5}$	$5,935 \cdot 10^{-6}$
12	150 - 180	$2,845 \cdot 10^{-5}$	$2,164 \cdot 10^{-6}$
13	180 - 250	$1,943 \cdot 10^{-5}$	$1,077 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 4.1: Die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Simulationen bei unterschiedlichem  $\hat{p}_T$  für die beiden Strahlenergien 7 und 2,75 TeV.

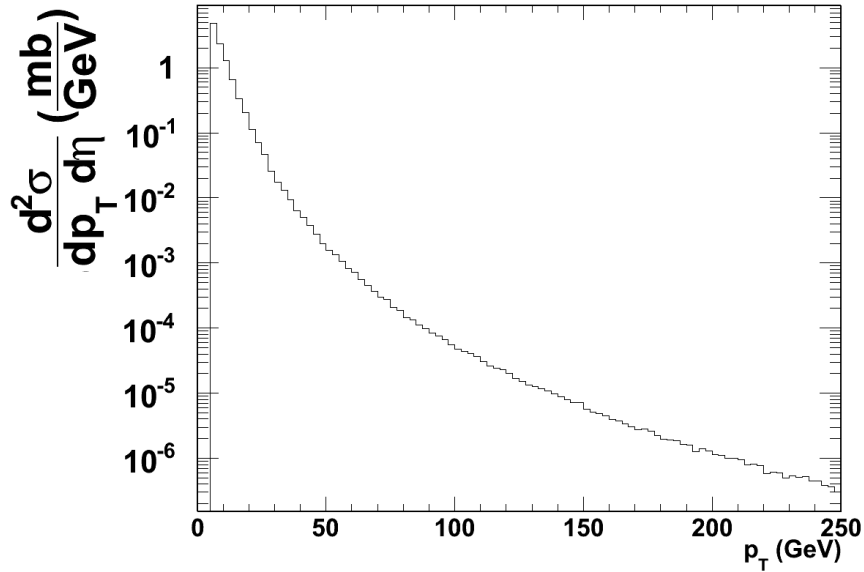


Abbildung 4.2: Die Einzelspektren aus Abbildung 4.1 wurden mit ihren Wirkungsquerschnitten aus Tabelle 4.1 skaliert und dann aufsummiert. Es ergibt sich so im Transversalimpulsbereich von 5 bis 250 GeV der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Jetproduktion mit dem anti- $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$ . Diese Simulation wurde für eine Strahlenergie von 7 TeV durchgeführt.

## 4.2 Analyse der simulierten Daten

Die einzelnen Datenpakete aus der Simulation wurden mit den drei Jetfindern mit verschiedenen Parametern analysiert. In einer Analyse wurde der Jetfindern nur auf die geladenen Teilchen (“charged particle”) angewendet. Der sich ergebende Jet wurde in diesem Fall  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  genannt. Alternativ konnte der Jet zusätzlich ungeladenen Teilchen enthalten. Dann wurde er  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  genannt. Wichtig ist sich an dieser Stelle klar zu machen, dass der  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  ein Teil des  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  ist.

Im Experiment können die zentralen ALICE Detektoren nur die geladenen Teilchen nachweisen. Damit entsprechen die gemessenen Jets aus dem Experiment im Idealfall den  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$ . Der reale Detektor hat allerdings im Gegensatz zur Simulation eine beschränkte Impulsauflösung. Die  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  folgen theoretischen Rechnungen und werden in Simulationen generiert. Der Transversalimpuls des  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  reflektiert mit einigen Einschränkungen den Transversalimpuls des ursprünglich gestreuten Partons. Das Ziel ist aus den  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  auf den Transversalimpulsübertrag  $\hat{p}_T$  der Partonen zurück zuschließen. In dieser Arbeit wird aus dem  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$ -Spektrum das  $\text{Jet}_{\text{Full}}$ -Spektrum über die Entfaltung berechnet. Diese Berechnung wird später im Kapitel 6 vorgestellt. Aus dem  $\text{Jet}_{\text{Full}}$ -Spektrum kann dann über weitere Korrekturen auf den Transversalimpulsübertrag der Partonen rückgeschlossen werden.

Ein weiterer Analyseparameter war der Suchradius der Jetfinder. Bei den meisten Untersuchungen wurde ein Radius von  $R = 0.4$  verwendet, da dies vermutlich der Suchradius im ALICE-Experiment sein wird. Die anderen Suchradien werden insbesondere in Kapitel 5.4 betrachtet.

## 4.3 Cuts

Bei der Analyse der Simulationsergebnisse wurden Schwellenwerte, die Cuts, für den Wertebereich in  $p_T$  und  $\eta$  eingeführt, die ein Jet nicht unter- oder überschreiten durfte, um als Jet gezählt zu werden. Durch die Cuts werden nur bestimmte Jets für die weitere Analyse verwendet.

Ein Jet wird nur akzeptiert, wenn er ein minimales  $p_T = 5 \text{ GeV}$  hat. Alle Jets mit einem  $p_T < 5 \text{ GeV}$  werden somit verworfen. In diesem Transversalimpulsbereich sind Teilchen aus weichen Prozessen dominant. D. h., hier treten hauptsächlich Teilchen auf, die in Prozessen entstanden sind, in denen keine Partonen aneinander gestreut wurden. Setzt man den Cut höher, dann verliert man Messwerte für das Spektrum.

Der Pseudorapiditätsbereich, in dem ein Jet liegen darf, wurde auf  $|\eta| < 0,5$

gewählt. Der Grund hierfür liegt im Experiment. Es wird für die Analyse des Experiments vermutlich ein Suchradius von  $R = 0,4$  verwendet werden. Da die zentralen Detektoren in einer Akzeptanz von  $|\eta| < 0,9$  voll effizient sind, werden alle Teilchen, die zu Jets mit einem  $|\eta| < 0,9 - 0,4 = 0,5$  gehören, erfasst.

In der Simulation werden die Teilchen im ganzen  $\eta$  Bereich simuliert. Nur für die Analysen wird der  $\eta$  Bereich eingeschränkt. Dabei werden für Analyse und Korrekturen unterschiedliche  $\eta$ -Cuts gewählt. So sind für verschiedene Korrekturen Randeffekte vermeidbar. Ein solcher Randeffekt, der auftreten könnte, besteht z. B. bei der Effizienzkorrektur, die im nächsten Kapitel dargestellt ist.

Im  $\phi$ -Bereich ist keine Einschränkung nötig, da im Experiment die vollen  $360^\circ$  überdeckt werden.

## 4.4 Effizienzkorrekturen

Es gibt zwei Arten von Effizienzkorrekturen. Zum einen die Rekonstruktionseffizienz, die angibt, welcher Anteil der generierten Jets später nachgewiesen wird, also zu welchem Anteil der generierten Jets ein passender gemessener Jet gefunden wurde. Zum anderen die Matchingeffizienz, die den Anteil der gemessenen Jets angibt, zu denen ein passender Jet in der Simulation generiert wurde. Was dabei ein passender Jet ist, wird im Folgenden erklärt.

Die  $\text{Jet}_{\text{Full},\text{in}}$  sind alle Jets, die es bei der Kollision gibt. Sie werden in der Simulation generiert. Nachgewiesen werden im Detektor aber nur die  $\text{Jet}_{\text{Ch},\text{in}}$ . Das *in* gibt in diesen Fällen an, dass es sich bei den Daten um Jets direkt aus der Simulation handelt. Es wird versucht jedem generierten  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  einen gemessenen  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  zuzuordnen.

Diese Zuordnung geschieht nach dem in [KB09] vorgestellten Verfahren. In Abbildung 4.3 links ist eine Konfiguration der gemessenen Jets  $B$  ( $\text{Jet}_{\text{Ch}}$ ) und der generierten Jets  $A$  ( $\text{Jet}_{\text{Full}}$ ) dargestellt. Man sortiert jedem gemessenen Jet den nächsten generierten Jet zu. Andersherum wird auch jedem generierten Jet der nächste gemessene Jet zugeordnet. Erst wenn zwei Jets einander gegenseitig als nächste Jets zugeordnet wurden, ist diese Zuordnung final und sie werden  $\text{Jet}_{\text{Ch},\text{out}}$ , bzw.  $\text{Jet}_{\text{Full},\text{out}}$  genannt. Die mit *out* gekennzeichneten Jets sind somit eine bijektive Zuordnung der generierten und gemessenen Jets.

In Abbildung 4.3 links führt dies zu der Zuordnung  $A1 - B1$  und  $A3 - B3$ . Der Jet  $B2$  ist zwar der nächste gemessene Jet zu  $A2$ , aber  $A2$  ist nicht der nächste generierte Jet zu  $B2$ . Denn  $A1$  liegt näher an  $B2$  als  $A2$ .

Schränkt man nun den  $\eta$ -Bereich weiter ein, so erhält man z. B. den grau

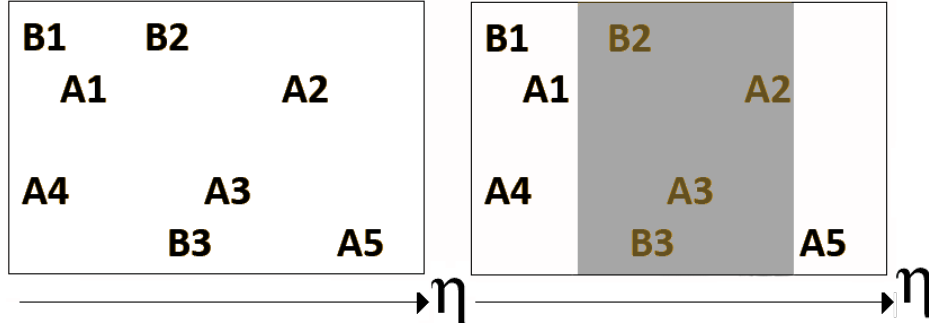


Abbildung 4.3: Zuordnung der gemessenen Jets  $A$  zu den generierten Jets  $B$  für die Berechnung der Akzeptanz. Links ist das Spektrum im gesamten  $\eta$ -Bereich gezeigt. Es werden die Jets  $A1 - B1$  und  $A3 - B3$  einander zugeordnet. Rechts ist durch den markierten Bereich eine Einschränkung des  $\eta$ -Bereichs verdeutlicht. Dort werden die Jets  $A2 - B2$  und  $A3 - B3$  als Paar zusammengefasst. Es macht also einen Unterschied in welchem  $\eta$ -Bereich die Effizienzanalyse vorgenommen wird. (Entnommen aus [KB09])

dargestellten Bereich in Abbildung 4.3 rechts. Werden die Jets in diesem Bereich einander wieder zugeordnet, so erhält man ein anderes Ergebnis. Hier ist  $A2$  der nächste generierte Jet zu  $B2$ . Somit ergibt sich eine Zuordnung von  $A2 - B2$  und  $A3 - B3$ .

Man sieht an diesem Beispiel also schon, dass man für die Zuordnung der Jets zueinander einen größeren  $\eta$ -Bereich benötigt als den Bereich aus dem man später die Jets für weitere Analysen verwendet.

Nachdem die Jets einander zugeordnet wurden, kann man die Rekonstruktionseffizienz nach Gleichung (4.1) definieren

$$A_{\text{Rek}} := \frac{\text{Jet}_{\text{Full},\text{in}}}{\text{Jet}_{\text{Full},\text{out}}} \frac{d\eta_{\text{Full},\text{out}}}{d\eta_{\text{Full},\text{in}}}. \quad (4.1)$$

Für die Analyse wird, wie schon in Kapitel 4.3 erwähnt, ein  $|\eta| < 0,5$  verwendet. Für die Berechnung der Rekonstruktionseffizienz kann für die  $\text{Jet}_{\text{Full},\text{in}}$  dieser Pseudorapiditätsbereich nicht genutzt werden. Es kann vorkommen, dass ein  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  bei der oben beschriebenen Zuordnung innerhalb des Pseudorapiditätsbereichs liegt und der  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  nicht. Damit folgt, dass dieses Jetpaar für Berechnungen verwendet wird, aber nur einer von beiden in die Effizienzkorrektur eingeht. Deswegen wird zur Berechnung der Rekonstruktionseffizienz für die  $\text{Jet}_{\text{Full},\text{in}}$  ein  $|\eta| < 1,5$  gesetzt. Da für  $\text{Jet}_{\text{Full},\text{out}}$  der normale Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0,5$  angewandt wird, muss dies durch den Term  $d\eta_{\text{Full},\text{out}}/d\eta_{\text{Full},\text{in}} = 1/3$  korrigiert werden. Es werden somit beide Jetspektren durch die Breite ihres Pseudorapiditätsbereichs geteilt.



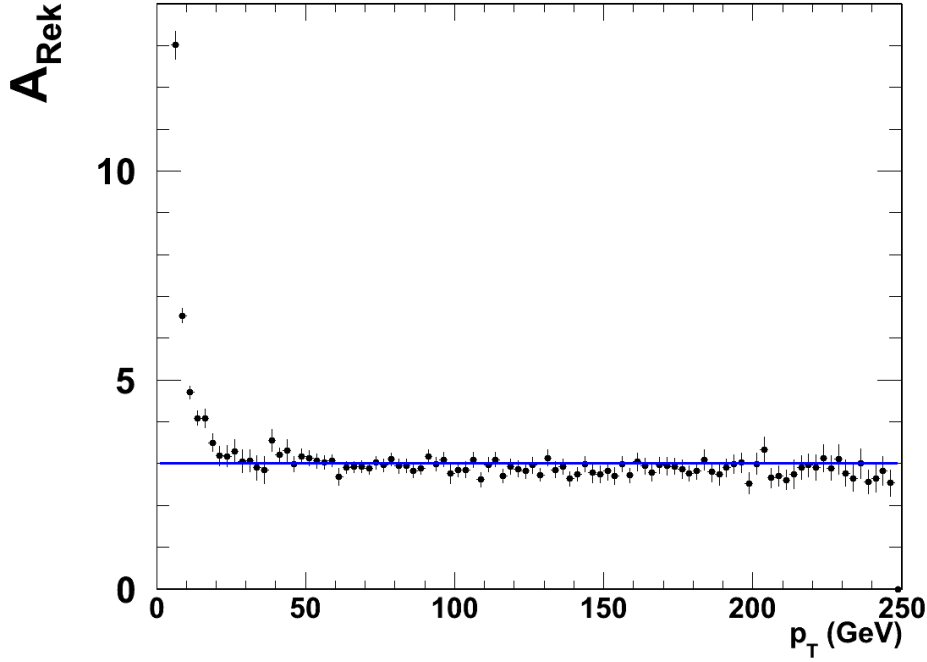


Abbildung 4.4: Die Rekonstruktionseffizienz wurde aus der Analyse mit dem  $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  bestimmt. Den  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  mit  $p_{t,\text{Full}} < 20$  GeV wird häufig kein  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  zugeordnet, da der zugehörige gemessene  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  einen Transversalimpuls unter 5 GeV und somit unterhalb des Cuts hat. Die Rekonstruktionseffizienz wurde nicht um die  $\eta$  Breiten korrigiert. Deswegen wird durch den größeren  $\eta$  Bereich der  $\text{Jet}_{\text{Full,in}}$  geometrisch eine Rekonstruktionseffizienz von  $A_{\text{Rek}} = 3$  erwartet. Dieser ist in blau eingezeichnet. Für  $p_{t,\text{Full}} > 20$  GeV entspricht die Rekonstruktionseffizienz dem erwarteten Wert.

In Abbildung 4.4 ist die Rekonstruktionseffizienz für den  $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  dargestellt. Bei  $p_T < 20$  GeV steigt die Rekonstruktionseffizienz auf bis zu 4,4 an. Dies ist nicht dargestellt, da der Verlauf der Rekonstruktionseffizienz über den gesamten Transversalimpulsbereich deutlicher hervorgehoben werden soll. Es ist erkennbar, dass die Rekonstruktionseffizienz Schwankungen von  $\pm 10\%$  unterliegt. Diese Schwankungen folgen keinem erkennbaren Muster.

Außerdem kann auch für die  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  eine Effizienz, die sogenannte Matchingeffizienz, berechnet werden, die später in Kapitel 6 bei der Entfaltung gebraucht werden wird

$$A_{\text{Match}} := \frac{\text{Jet}_{\text{Ch,out}}}{\text{Jet}_{\text{Ch,in}}}. \quad (4.2)$$

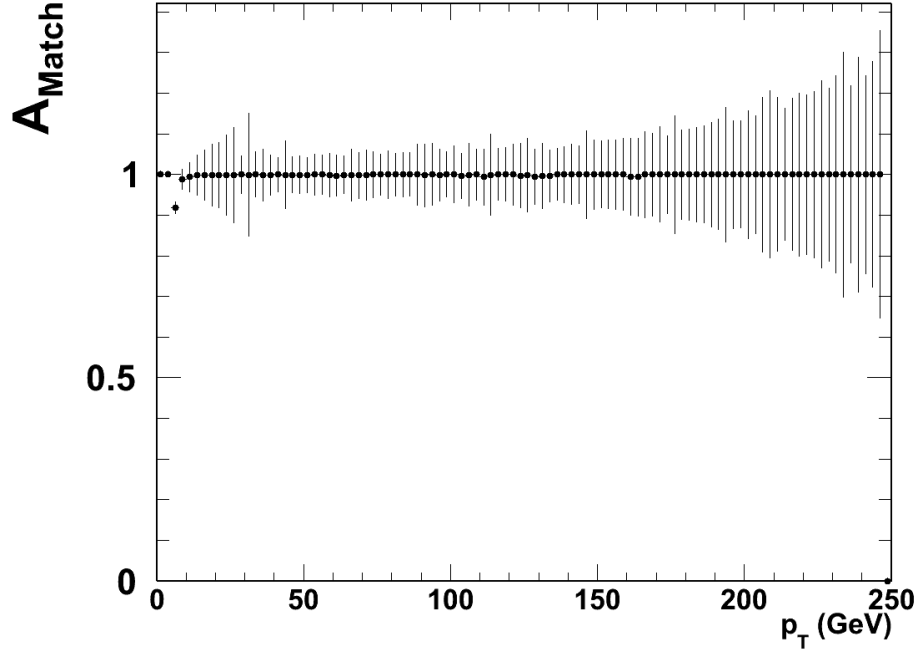


Abbildung 4.5: Die Matchingeffizienz wurde aus der Analyse mit dem  $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  bestimmt. Für  $p_T < 10$  GeV fällt sie auf bis zu 0,91 ab. Im restlichen Transversalimpulsbereich ist sie immer größer als 0,99.

Die Matchingeffizienz gibt den Anteil der gemessenen Jets an, die einem generierten Jet zugeordnet werden konnten. In Abbildung 4.5 ist die Matchingeffizienz für den  $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  dargestellt. Für  $p_T < 10$  GeV fällt sie auf bis zu 0,91 ab. Man sieht direkt, dass die Matchingeffizienz wesentlich weniger schwankt als die Rekonstruktionseffizienz. Es sind in den Bereichen mit  $p_T > 10$  GeV alle Werte zwischen 0,993 und 1. Dies zeigt, dass Jets mit größeren Transversalimpulsen fast immer zugeordnet werden können.

# Kapitel 5

## Vergleich unkorrigierter Jetspektren

Aus den Simulationen bekommt man das Jetspektrum geladener Teilchen, welches bis auf Detektoreffekten dem später im Experiment gemessenen entspricht und das Jetspektrum aller Teilchen, welches dem wahren Spektrum entspricht. Diese können für verschiedene Suchradien und Jetfinder verglichen werden. Zuerst wird dazu eine Skalierung vorgenommen, damit ein Vergleich für verschiedene Analysen möglich wird.

In diesem Kapitel geht es hauptsächlich um den Zusammenhang zwischen den  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  und  $\text{Jet}_{\text{Full}}$ . Für den Übergang zwischen diesen Jets wird die Antwortmatrix eingeführt, die danach weiter analysiert wird.

### 5.1 Differentieller Wirkungsquerschnitt für Jetproduktion

Das Jetspektrum gibt den Wirkungsquerschnitt für das Entstehen eines Jets in Abhängigkeit des Transversalimpulses  $p_T$  an. Damit kann die Jetproduktion bei unterschiedlichen Transversalimpulsen verglichen werden. Wie schon in Kapitel 4.1 beschrieben, wird der Wirkungsquerschnitt durch die Binbreiten von  $\eta$  und  $p_T$  geteilt, um auch Vergleiche zwischen Simulationen mit unterschiedlicher Binbreite durchführen zu können.

Um den lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt zu erhalten, muss man ihn mit  $\frac{1}{2\pi p_T}$  skalieren. Die sich zu diesem Wirkungsquerschnitt ergebenden Daten kann man mit einer Potenz von  $p_T$  parametrisieren. Damit ergibt sich der qualitative Zusammenhang

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T d\eta} = A \cdot p_T^n. \quad (5.1)$$

Der Exponent  $n$  ist hier, neben  $A$ , der Fitparameter. In Abbildung 5.1 ist für eine Jetanalyse mit dem anti- $k_t$  Algorithmus bei 7 TeV und einem Suchradius von  $R = 0,4$  der gefittete Wirkungsquerschnitt für Jetproduktion dargestellt. Hier ergab sich für die  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  ein  $n = 6,7 \pm 0,5$  und bei den  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  ein  $n = 6,4 \pm 0,3$ . Man sieht, dass die  $p_T^n$  Abhängigkeit erst ab einem Transversalimpuls von  $p_T > 80 \text{ GeV}$  gilt. Somit wurden die Daten erst ab 80 GeV gefittet.

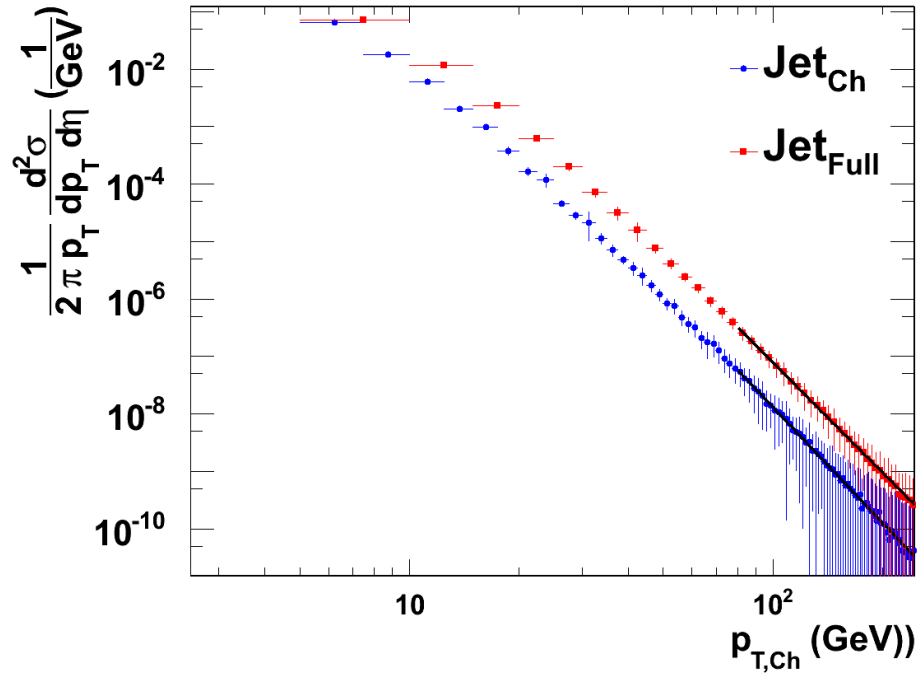
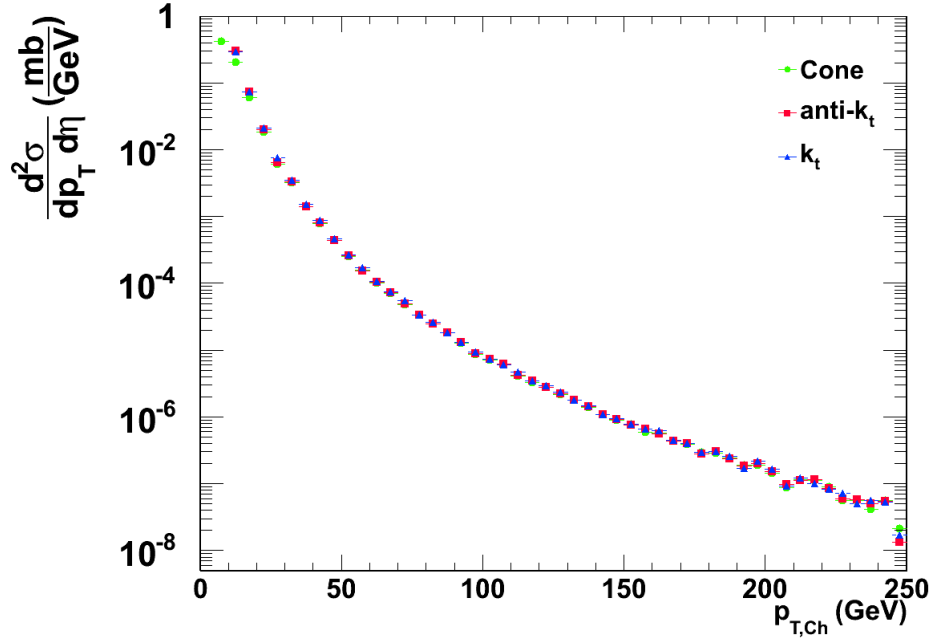


Abbildung 5.1: Es sind die mit dem anti- $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  gefundenen differentieller Wirkungsquerschnitte für Jetproduktion gezeigt. Der Wirkungsquerschnitt für die  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  (blau) und die  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  (rot) ist doppelt logarithmisch gezeigt.

Der Wirkungsquerschnitt der Jetproduktion kann auch mit dem Cone Algorithmus oder dem  $k_t$  Algorithmus bestimmt werden. In Abbildung 5.2 ist der Wirkungsquerschnitt für die Jetproduktion für drei Jetfinder aufgetragen. Offensichtlich ergibt sich bei allen drei Jetfindern für  $p_T > 20 \text{ GeV}$  das gleiche Jetspektrum.



Abbildungung 5.2: Es sind differentiellen Wirkungsquerschnitte für Jetproduktion der  $Jet_{Ch}$ , gefunden mit dem Cone-, anti- $k_t$ - und  $k_t$ -Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$ , gezeigt. Für  $p_T > 20$  GeV finden alle drei Jetfinder das gleiche Spektrum.

## 5.2 Beziehung zwischen $Jet_{Full}$ und $Jet_{Ch}$

Im Experiment werden die Teilchen für die Jetrekonstruktion im zentralen Trackingsystem nachgewiesen. Dessen Detektoren, das ITS, die TPC und der TRD, können nur geladene Teilchen nachweisen. Somit können nur die geladenen Teilchen des ursprünglichen Jets (dieser sollte idealerweise dem  $Jet_{Full}$  entsprechen) gemessen werden. Diese ergeben den  $Jet_{Ch}$ . Im Folgenden wird eine Beziehung zwischen den  $Jet_{Full}$  und den  $Jet_{Ch}$  hergestellt. In Kapitel 4.4 wurde beschrieben, wie die  $Jet_{Ch}$  und  $Jet_{Full}$  einander zugeordnet werden können. Man ordnet nun jedem  $p_{T,Full}$  eines generierten Jets die  $p_{T,Ch}$  der zugeordneten gemessenen Jets zu. Dazu trägt man den Transversalimpuls  $p_{T,Ch}$  jedes  $Jet_{Ch}$  gegen den Transversalimpuls  $p_{T,Full}$  des jeweiligen zugeordneten  $Jet_{Full}$  auf. Es ergibt sich so zu jedem  $p_{T,Full}$  eine Verteilung der  $p_{T,Ch}$ . Die gesamte Zuordnung der generierten und gemessenen Jets zueinander nennt man Antwortmatrix.

In Abbildung 5.3 ist eine solche Antwortmatrix für den  $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  dargestellt. Dazu wurde das  $p_T$  Spektrum

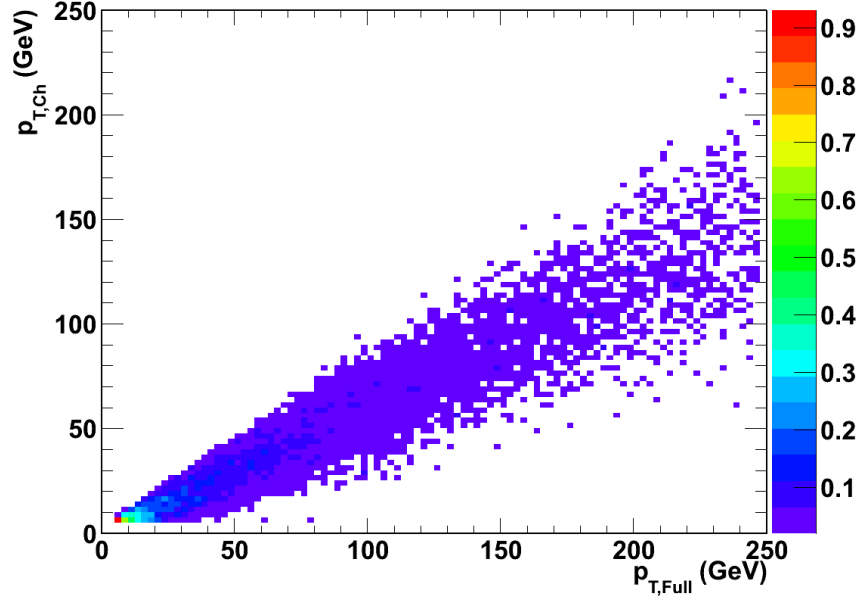


Abbildung 5.3: Die Abbildung stellt die Antwortmatrix für den  $k_t$  Algorithmus mit Suchradius  $R = 0,4$  dar. Für jedes  $p_{T,Full}$  wurde die Verteilung  $N(p_{T,Ch})$  mit dem inversen Integral über die  $N(p_{T,Ch})$  des  $p_{T,Full}$  skaliert. Dadurch ist die zu einem  $p_{T,Full}$  gehörende Verteilung auf eins normiert.

auf die  $x$ -Achse aufgetragen und, wie bereits beschrieben, jedem  $\text{Jet}_{Full}$  sein  $\text{Jet}_{Ch}$  zugeordnet. Danach wurde das einem  $p_T$  zugeordnete  $\text{Jet}_{Ch}$  Spektrum auf eins normiert, wodurch sich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung ergab.

### 5.3 Parametrisierung der Antwortfunktion

Es stellt sich die Frage, welche Informationen benötigt werden, um die Antwortmatrix zu beschreiben.

Dazu untersucht man einen Schnitt durch das Diagramm bei einem  $p_T$  der  $\text{Jet}_{Full}$ . Durch die Normierung ergibt das Integral einen Wert von eins. Ein solcher Schnitt durch das Diagramm ist in Abbildung 5.4 für  $p_{T,Full} = 47,5$  bis  $50$  GeV gezeigt. Der Bereich für  $p_{T,Full}$  kommt durch die Binbreite zustande. In diesem Fall liegt eine Binbreite von  $2,5$  GeV vor.

Die Zuordnung der  $\text{Jet}_{Ch}$  zu einem  $\text{Jet}_{Full}$  folgt näherungsweise einer Gaußfunktion. Deswegen fittet man einen solchen Schnitt durch die Antwortmatrix

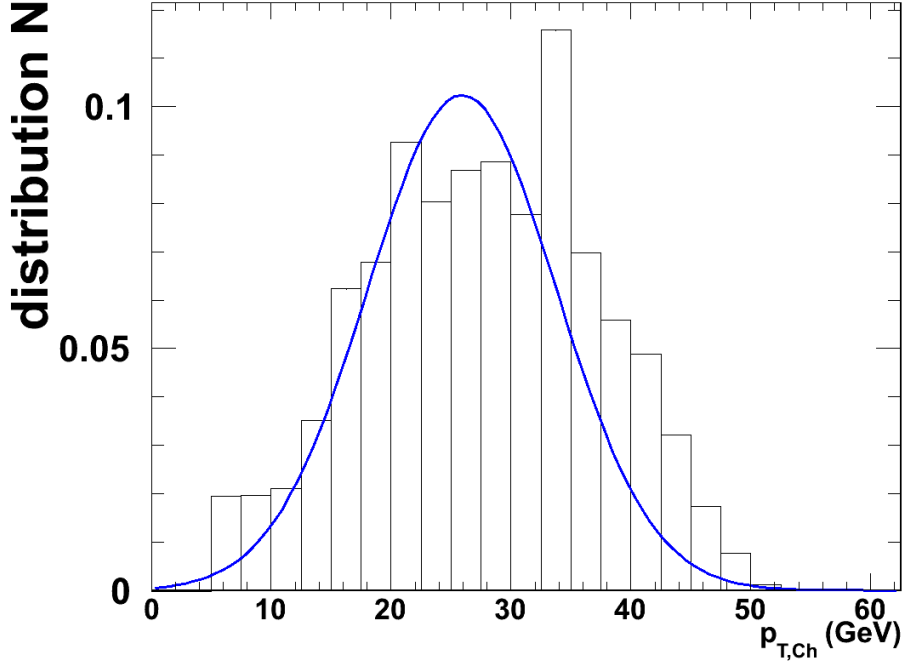


Abbildung 5.4: Es ist ein Schnitt durch die in Abbildung 5.3 dargestellte Antwortmatrix des  $k_t$  Algorithmus dargestellt. Der Schnitt wurde bei  $p_{T,Full} = 47,5$  bis  $50$  GeV gesetzt. Die Verteilung der  $Jet_{Ch}$  wurde mit einer Gaußfunktion nach Gleichung (5.2) gefittet. Als Parameter ergaben sich  $\mu = 25,9$  GeV und  $\sigma = 7,9$  GeV.

mit einer Gaußfunktion nach Gleichung (5.2) an.

$$f(p_{T,Ch}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(p_{T,Ch}-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.2)$$

Die Stelle des Maximums  $\mu$  und die Standardabweichung  $\sigma$  werden gespeichert. So kann man für einen gegebenen  $Jet_{Full}$  die möglichen  $Jet_{Ch}$  berechnen. Damit das ganze  $Jet_{Full}$ -Spektrum in ein  $Jet_{Ch}$ -Spektrum umgerechnet werden kann, wird diese Analyse für alle  $p_{T,Full}$  durchgeführt. Die sich ergebenden Werte sind in Abbildung 5.5 in Abhängigkeit von  $p_{T,Full}$  gezeigt.

Die lineare Abhängigkeit von  $\mu$  und  $\sigma$  von  $p_T$  ist gut erkennbar. Auch dieses lineare Verhalten kann wieder angefitet werden. In Abbildung 5.5 ergaben sich die Fitwerte  $a_{Mean} = 0.59$  und  $a_\sigma = 0.19$ . Der Fitwert für die  $\mu$ -Abhängigkeit wird mit  $a_{Mean}$ , der für die  $\sigma$ -Abhängigkeit mit  $a_\sigma$  parametrisiert. Das bedeutet, dass man die gesamte Antwortmatrix mit den Parametern  $a_{Mean}$  und  $a_\sigma$  beschreiben kann.  $a_{Mean}$  gibt den wahrscheinlichsten

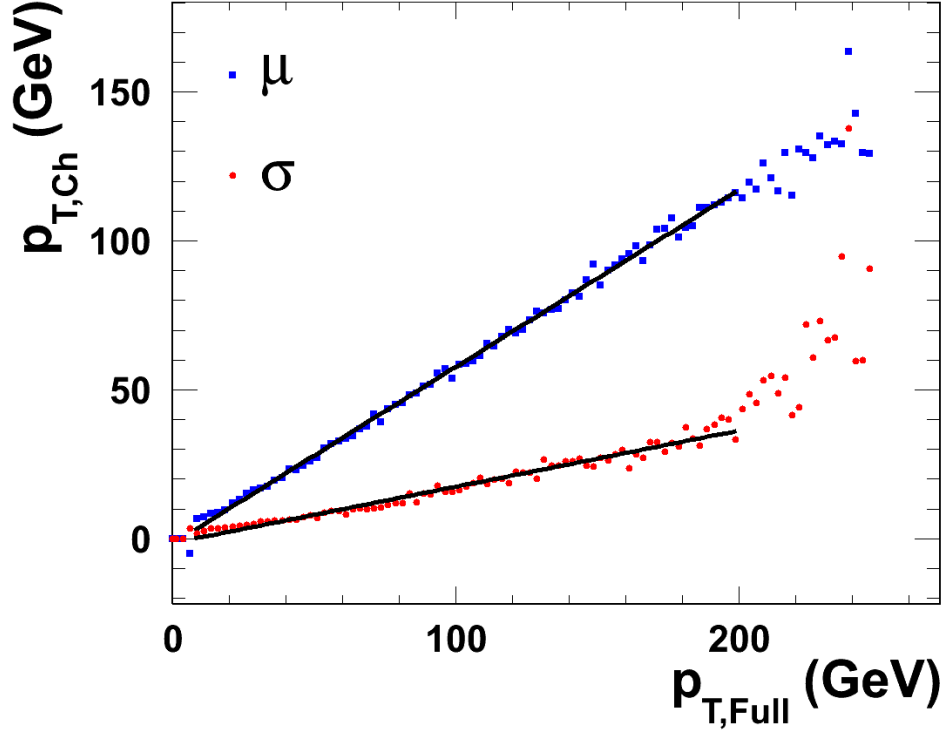


Abbildung 5.5: Ein Schnitt durch die Antwortmatrix, wie in Abbildung 5.4 für  $p_{T,\text{Full}} = 47,5$  bis  $50$  GeV dargestellt, kann mit einer Gaußfunktion angefitet werden. Dies wurde für die Antwortmatrix des  $k_t$  Algorithmus bei allen  $p_{T,\text{Full}}$  durchgeführt. Hier sind die Maxima  $\mu$  (blau) und die Standardabweichung  $\sigma$  (rot) der Gaußfits in Abhängigkeit von  $p_{T,\text{Full}}$ , bei dem der Schnitt gemacht wurde, gezeigt. Die  $\mu$ -Werte in dieser Abbildung wurden linear gefittet. Die Steigung ist der Parameter  $a_{\text{Mean}} = 0,595 \pm 0,004$ . Genauso wurden die  $\sigma$ -Werte gefittet, es ergab sich als Steigung  $a_{\sigma} = 0,189 \pm 0,004$ .

Anteil an, den der Transversalimpuls der geladenen Teilchen  $p'_T$  am gesamten Transversalimpuls  $p_T$  eines Jet hat. Der Parameter  $a_{\sigma}$  beschreibt den linearen Anstieg der Standardabweichung von dem wahrscheinlichsten  $p'_T$ . Die Antwortmatrix ist mit den Parametern  $a_{\text{Mean}}$  und  $a_{\sigma}$  rekonstruierbar, indem man für jedes  $p_T$  eine Zufallsverteilung erstellt, die einer Gaußverteilung mit den Parametern  $\mu = a_{\text{Mean}} \cdot p_T$  und  $\sigma = a_{\sigma} \cdot p_T$  folgt. Diese wird normiert und dann in die zu erstellende Antwortmatrix eingetragen. In Abbildung 5.6 ist die Antwortmatrix aus Abbildung 5.3 anhand der Parameter  $a_{\text{Mean}}$  und  $a_{\sigma}$  rekonstruiert worden.



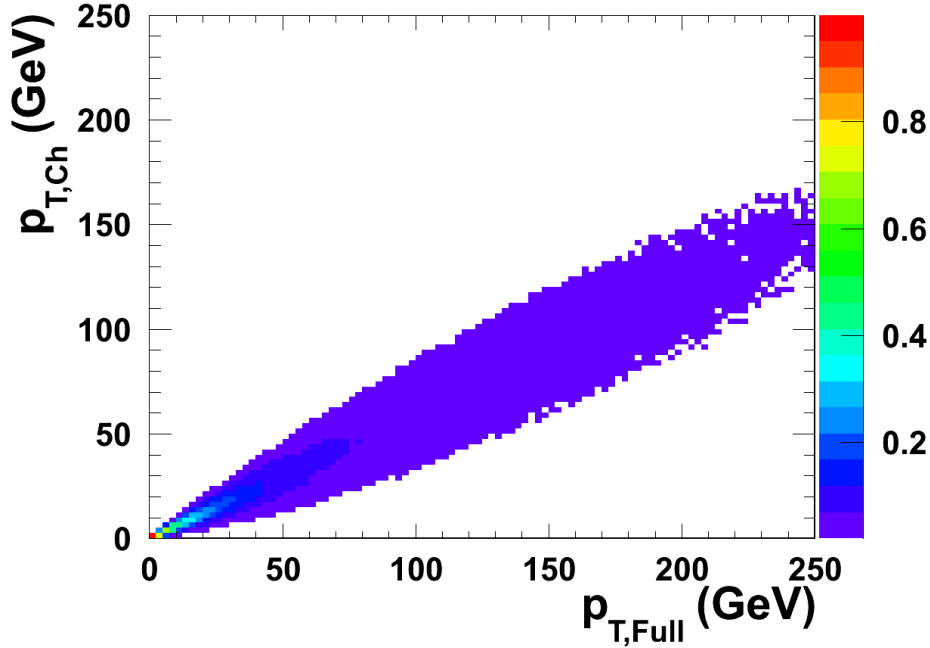


Abbildung 5.6: Aus den Parametern  $a_{\text{Mean}}$  und  $a_{\sigma}$  wurde die Antwortmatrix für den  $k_t$  Algorithmus mit Suchradius  $R = 0,4$  rekonstruiert. Die Parameter  $a_{\text{Mean}}$  und  $a_{\sigma}$  basieren dabei auf der in Abbildung 5.3 dargestellten Antwortmatrix.

## 5.4 Charakterisierung der Antwortfunktion

In diesem Kapitel soll untersucht werden, von welchen Parametern die Antwortmatrix abhängt. In Prinzip beschreibt sie den Zusammenhang zwischen den  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  und den  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$ . Da die Jetdefinition von den Jetfindern abhängig ist, können sich die Antwortmatrizen, die von den unterschiedlichen Jetfindern produziert wurden, unterscheiden. Außerdem wird überprüft, ob es eine Abhängigkeit der Antwortmatrix vom Suchradius des Jetfinders gibt.

Der Parameter  $a_{\text{Mean}}$  beschreibt den Anteil der geladenen Teilchen an einem Jet. Im Experiment entstehen bei der Hadronisierung hauptsächlich Pionen, da diese die leichtesten Teilchen sind. Es gibt drei Arten von Pionen, die  $\pi^0$ ,  $\pi^-$  und  $\pi^+$ . Da von diesen drei Teilchenarten keine in der starken Wechselwirkung bevorzugt ist, entstehen sie mit der gleichen Wahrscheinlichkeit. Somit wird bei einer gleichen Verteilung des Transversalimpulses auf die drei Teilchenarten ein Steigungsparameter  $a_{\text{Mean}} = 0,66$  erwartet. In Abbildung 5.7 ist  $a_{\text{Mean}}$  in Abhängigkeit des Jetfinders und des Suchradius  $R$  dargestellt. Man sieht, dass der Steigungsparameter  $a_{\text{Mean}}$  für alle Suchradien und Jet-

finder zwischen 0,58 und 0,61 liegt. Dies ist um 10% unter dem erwarteten Wert von 0,66. Da in der Abschätzung alle Teilchen, die schwerer als Pionen sind, vernachlässigt wurden, ist ein derartiger Fehler akzeptabel.

Es ist zu erkennen, dass der Cone Algorithmus einen kleineren Anteil an geladenen Teilchen in einem Jet findet als die beiden anderen Jetfinder. Bei den unterschiedlichen Suchradien ist ein leicht abfallendes  $a_{\text{Mean}}$  bei steigendem  $R$  zu beobachten. Die Jetachsen der  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  und  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  liegen für kleine  $R$  vermutlich nicht so gut aufeinander wie bei großen  $R$ , da die Jets immer zum größten Energiefluss optimiert werden. Es kommt also bei kleinen Suchradien vor, dass ein gefundener Jet nur einen Teil des wahren Jets ausmacht. Bei größeren Suchradien ist der Jetfinder nicht mehr sensitiv auf einen kleinen Bereich eines Jets, sondern er erfasst größere Bereiche. So wird der ganze Jet von dem Jetfinder erfasst.

Zur weiteren Untersuchung wurde in Abbildung 5.8 der  $a_{\text{Mean}}$  Wert in Abhängigkeit des Suchradius  $R_{\text{Ch}}$  des  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  aufgetragen. Der Suchradius des  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  wurde bei  $R = 1,0$  als Referenzwert konstant gehalten. Hier ist direkt sichtbar, dass der  $a_{\text{Mean}}$  Wert mit zunehmendem  $R_{\text{Ch}}$  ansteigt. Dies ist klar, da mit steigendem Suchradius des  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  mehr geladene Teilchen gefunden werden und damit der Anteil des Transversalimpulses der geladenen Teilchen am Gesamttransversalimpuls steigt. Außerdem ist erkennbar, dass die Stärke des Anstiegs von  $a_{\text{Mean}}$  mit steigendem  $R_{\text{Ch}}$  abfällt. Dies liegt an der allgemeinen Form von Jets. In einem großen Abstand von der Jetachse sind höhere Transversalimpulse unwahrscheinlich. Steigt das  $R_{\text{Ch}}$ , so findet der Jetfinder nicht mehr einen zusätzlichen Teil des Jets, in dem besonders viele geladenen Teilchen sind, sondern er erfasst den ganzen Jet. Bei dem Suchradius von  $R_{\text{Ch}} = 1,0$  ergibt sich wieder der Wert aus Abbildung 5.7, da in diesem Fall wieder der gleiche Suchradius für  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  und  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  verwendet wurde.

In Abbildung 5.9 ist  $a_{\sigma}$  in Abhängigkeit des Suchradius und des Jetfinders dargestellt. Man erkennt hier deutlich, dass der Cone Algorithmus den größten  $\sigma$  Wert für alle Suchradien liefert. Das bedeutet, dass der Cone Algorithmus die unschärfste Antwortmatrix produziert. Dagegen ergeben sich aus den mit dem  $k_t$  Algorithmus untersuchten Daten für alle  $R < 0,9$  die kleinsten  $\sigma$ -Werte. Damit liefert er die beste Auflösung für die Jetenergie.

Außerdem erkennt man ein Abfallen des  $a_{\sigma}$ -Wertes für steigende Suchradien  $R$ . Zwischen den Suchradien  $R = 0,3$  und  $R = 1,0$  liegt ein Abfall um 27% vor. Ein Grund hierfür ist, dass bei einem größeren Suchradius kein Teil des Jets außerhalb des Suchradius liegt. Dadurch entfallen die Schwankungen durch fehlende Teile des Jets.

Auch hier kann man die Untersuchung des  $a_{\sigma}$  Wertes bei einem konstanten

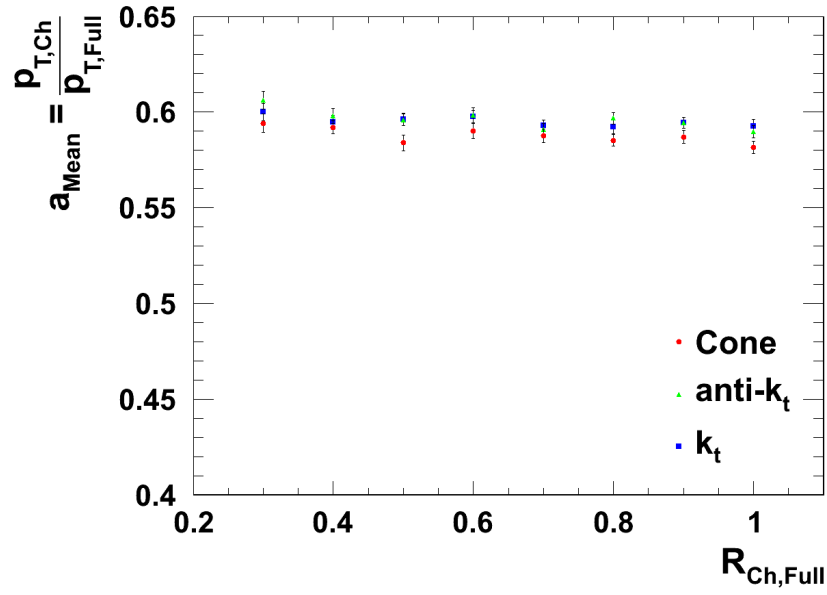


Abbildung 5.7: Der Steigungsparameter  $a_{Mean}$  wurde für verschiedene Suchradien der Jetfinder bestimmt. Die  $Jet_{Ch}$  und die  $Jet_{Full}$  wurden mit dem gleichen Suchradius ermittelt.

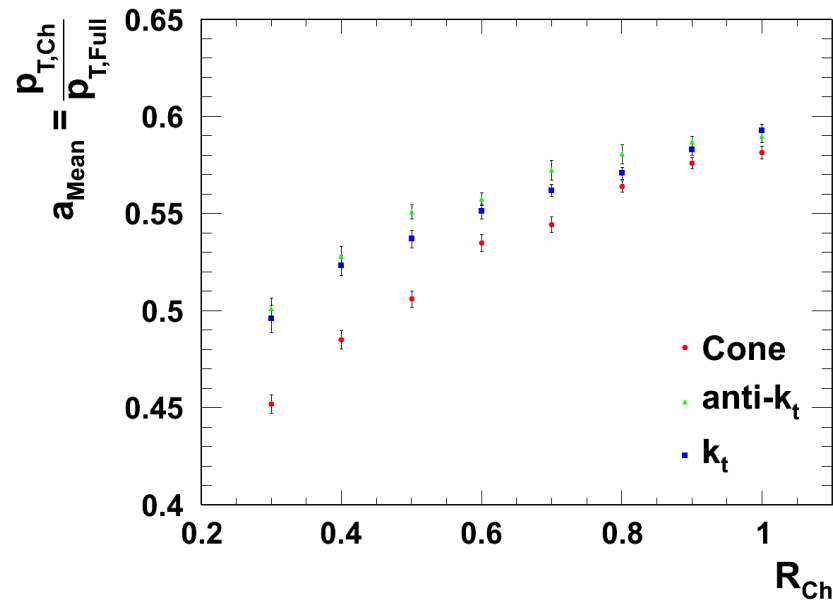


Abbildung 5.8: Abhängigkeit des Steigungsparameters  $a_{Mean}$  vom Suchradius  $R_{Ch}$  des  $Jet_{Ch}$  bei einem  $R_{Full} = 1,0$  des  $Jet_{Full}$ .

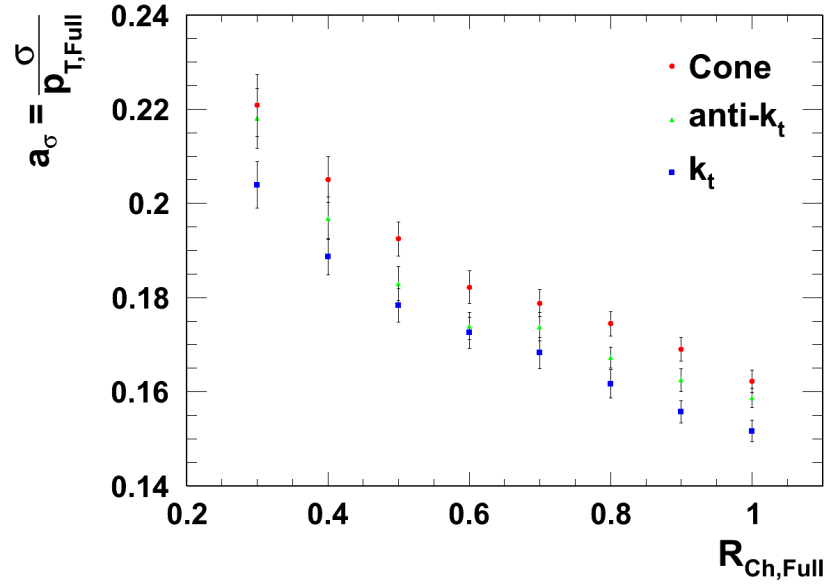


Abbildung 5.9: Der Steigungsparameter der Standardabweichung  $a_\sigma$  wurde für verschiedene Suchradien der Jetfinder bestimmt. Die  $Jet_{Ch}$  und die  $Jet_{Full}$  wurden mit dem gleichen Suchradius ermittelt.

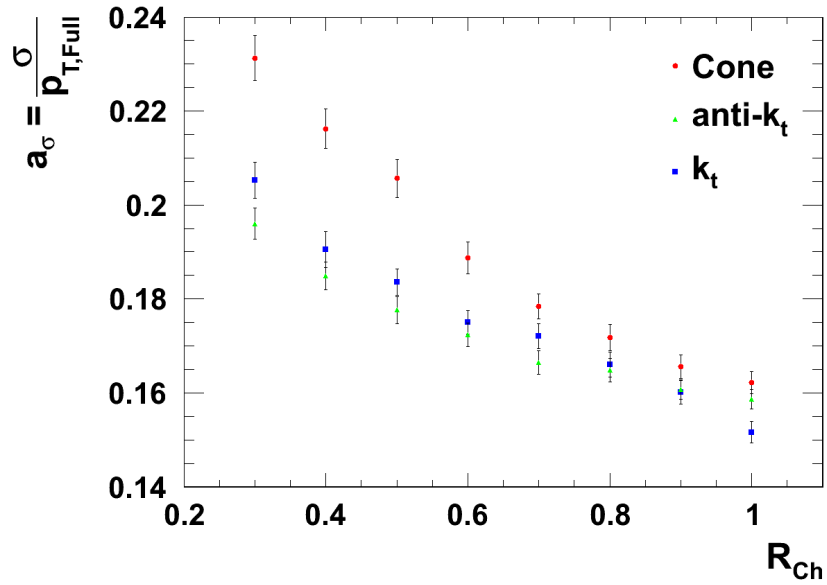


Abbildung 5.10: Abhängigkeit des Steigungsparameters der Standardabweichung  $a_\sigma$  vom Suchradius  $R_{Ch}$  des  $Jet_{Ch}$  bei einem  $R_{Full} = 1,0$  des  $Jet_{Full}$ .

$R_{\text{Full}} = 1,0$  durchführen. Es ergibt sich die in Abbildung 5.10 dargestellte Beziehung. Der  $a_\sigma$  Wert fällt genauso wie schon bei gleichen Suchradien für  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  und  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  mit steigendem  $R_{\text{Ch}}$  ab. Der Grund hierfür ist, dass die Jets bei steigendem Suchradius zu größeren Teilen innerhalb des Suchradius liegen und somit besser erfasst werden.

Durch den Unterschied in den Suchradien für  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  und  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  bei der Analyse hätte angenommen werden können, dass die Zuordnung der  $p'_T$  der  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  zu den  $p_T$  der  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  unschärfer würde. Da der  $a_\sigma$  Wert die Schärfe beschreibt, wäre dieser dann im Vergleich von Abbildung 5.9 zu Abbildung 5.10 gestiegen. Wäre dieser Wert stark gestiegen, hätte dies bedeutet, dass die mit dem  $R_{\text{Full}} = 1,0$  gefundenen Jets einen anderen Transversalimpuls hätten, als die mit einem  $R_{\text{Full}} = R_{\text{Ch}}$  gefundenen. Da die  $a_\sigma$  Werte zwischen den beiden Abbildungen nur um weniger als 10% gestiegen sind, bedeutet dies, dass schon bei den Suchradien  $R < 1,0$  der Großteil des Transversalimpulses der Jets gefunden wird. Das wird auch bei der Betrachtung der allgemeinen Form von Jets klar. Wie bereits bei der Diskussion des verminderten Anstiegs des  $a_{\text{Mean}}$  Wertes zu Abbildung 5.8 beschrieben, ist es unwahrscheinlich, einen hohen Transversalimpuls in großer Entfernung zur Jetachse vorzufinden.

Betrachtet man nun den Wirkungsquerschnitt für Jetrekonstruktion für verschiedene Suchradien, so erhält man für den Cone Algorithmus das in Abbildung 5.11 dargestellte  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  Spektrum.

Es ist erkennbar, dass sich das Spektrum zu größeren  $p_T$  verschoben hat. Dies ist eine direkte Folge des größeren Suchradius, da bei einem größeren Suchradius mehr Teilchen zu einem Jet zusammengefasst werden und somit die Energie des Jets steigt. Da es insgesamt eine konstante Anzahl an Teilchen gibt, werden bei den größeren Suchradien weniger Jets bei kleinen  $p_T$  nachgewiesen.

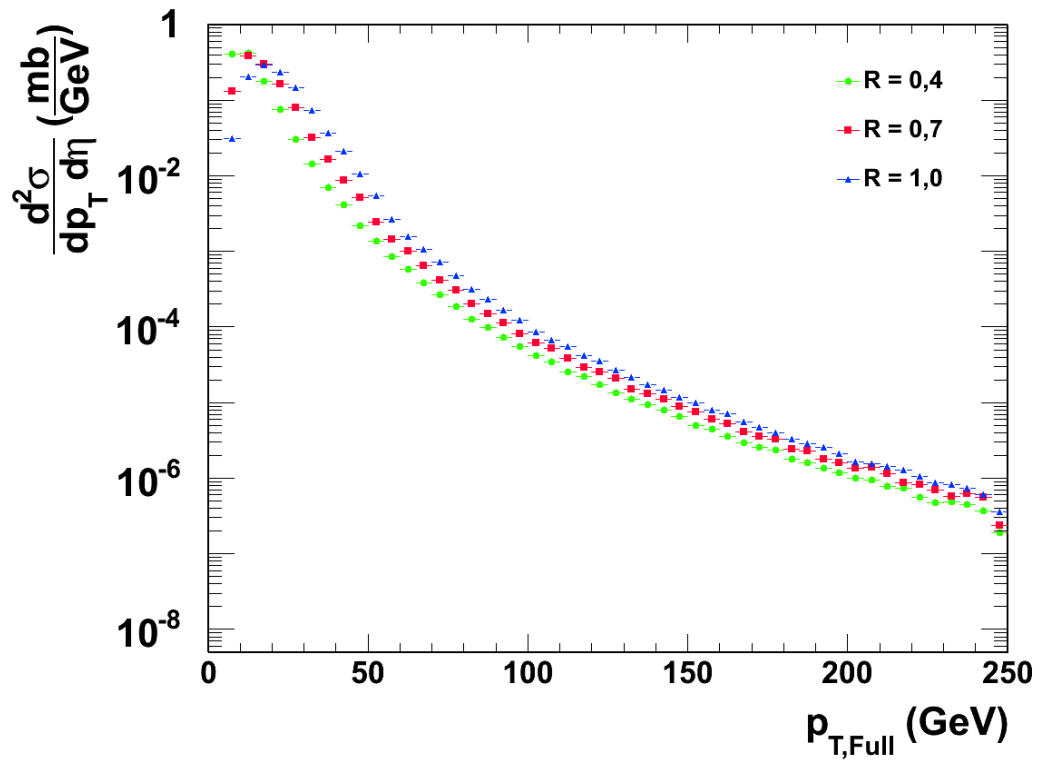


Abbildung 5.11: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Jetproduktion wurde mit dem Cone Algorithmus bei verschiedenen Suchradien  $R$  ermittelt. Bei größeren Suchradien verschiebt sich das Spektrum zu größeren Transversalimpulsen  $p_T$ . Der Grund hierfür liegt darin, dass bei steigendem  $R$  mehr Teilchen zu einem Jet zusammengefasst werden.

# Kapitel 6

## Entfaltung von Spektren

Im letzten Kapitel wurden die Rohspektren der gemessenen  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  und der generierten  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  untersucht. Es wurde die Antwortmatrix bestimmt, die die Beziehung zwischen den beiden Spektren herstellt. In diesem Kapitel soll betrachtet werden, wie aus dem gemessenen Jetspektrum  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  das generierte Jetspektrum  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  bestimmt werden kann. Dies erfolgt durch die Entfaltung.

Die Entfaltung wurde ursprünglich von [GO09] für Multiplizitätsverteilungen erstellt. In einer Multiplizitätsverteilungen wird die Häufigkeit ermittelt, mit der eine Anzahl an Teilchen in einem definierten Bereich vorkommt. Die Entfaltung von Multiplizitäten wird in dieser Arbeit auf Jetspektren angewandt.

Die Entfaltung eines Spektrums kann nach verschiedenen Methoden vorgenommen werden. Im Folgenden wird die  $\chi^2$ -Minimierung nach [GO09] vorgestellt.

### 6.1 $\chi^2$ -Minimierung

Das gemessene Spektrum  $M$  wird durch die Antwortmatrix  $R$  und das wahre Spektrum  $T$  festgelegt

$$M = RT. \tag{6.1}$$

Da es sich bei  $R$  um eine Matrix handelt, kann  $T$  berechnet werden, indem  $R$  invertiert und mit  $M$  multipliziert wird. Dies hat den Nachteil, dass statistische Unsicherheiten durch die Antwortmatrix eingehen und damit unphysikalische Schwankungen im berechneten Spektrum entstehen.

Eine Alternative ist die  $\chi^2$ -Minimierung. Hierfür wird die Funktion  $\hat{\chi}^2$  defi-

niert, die ein entfaltetes Spektrum  $U$  annimmt.

$$\hat{\chi}^2(U) = \sum_m \left( \frac{M_m - \sum_t R_{mt} U_t}{e_m} \right)^2 \quad (6.2)$$

Dabei ist  $e_m$  der Fehler der Messung  $M_m$ . Es wird in diesem Fall also immer das vermutete gemessene Spektrum mit  $\sum_t R_{mt} U_t$  berechnet und von dem gemessenen Spektrum abgezogen. Danach wird der Wert der einzelnen Messung mit dem Fehler gewichtet. Das sich bei der Minimierung von  $\chi^2(U)$  ergebende entfaltete Spektrum  $U$  sollte dann dem wahren Spektrum  $T$  entsprechen.

Führt man dieses Verfahren nach Gleichung (6.2) durch, so erhält man ein entfaltetes Spektrum, wie es in Abbildung 6.1 links in Rot dargestellt ist. Offensichtlich entspricht das entfaltete Spektrum nicht dem wahren Spektrum. Wenn man aber aus dem entfalteten Spektrum das gemessene Spektrum nach Gleichung (6.1) berechnet, erhält man das gemessene Spektrum. Dies ist durch die  $\chi^2$ -Funktion sichergestellt, die von dem entfalteten Spektrum minimiert wird.

Eine Lösung des Problems ist, Stetigkeit zwischen den einzelnen Bins zu bevorzugen. Dies wird durch einen additiven Regularisationsterm  $P(U)$  in der  $\chi^2$ -Funktion umgesetzt

$$\chi^2(U) = \hat{\chi}^2(U) + \beta P(U). \quad (6.3)$$

Der Regularisationsterm hängt nur von dem entfalteten Spektrum  $U$  ab. Somit gehen keine äußeren Informationen, wie  $R$  oder  $M$  ein. Dies ist so gewollt, da nur eine Glättung des Spektrums beabsichtigt ist und nicht die generelle Entfaltung verändert werden soll.  $\beta$  gibt die Gewichtung des Regularisationsterms im Vergleich zum ersten Term an.

Es gibt verschiedene Regularisationsterme, die verschiedene entfaltete Spektren bevorzugen. Zur Entfaltung wird im Folgenden der Term

$$P(U) = \sum_t \left( \frac{U_{t-1} - 2U_t + U_{t+1}}{U_t} \right)^2 \quad (6.4)$$

verwendet. Hiermit wird die Krümmung der entfalteten Funktion reduziert. Denn es kann keine stark schwankende Funktion die  $\chi^2(U)$ -Funktion minimieren, da der  $P(U)$ -Term in diesem Fall groß gegen den  $\hat{\chi}^2(U)$  Term wird. Generell wird durch diesen Regularisationsterm eine lineare Interpolation zwischen drei Bins bevorzugt.

Das Ergebnis der Entfaltung wird  $\text{Jet}_{\text{Unfolded}}$  genannt. Es soll dem Jetspektrum aller Teilchen, dem  $\text{Jet}_{\text{Full,out}}$ -Spektrum, entsprechen. Die Berechnung



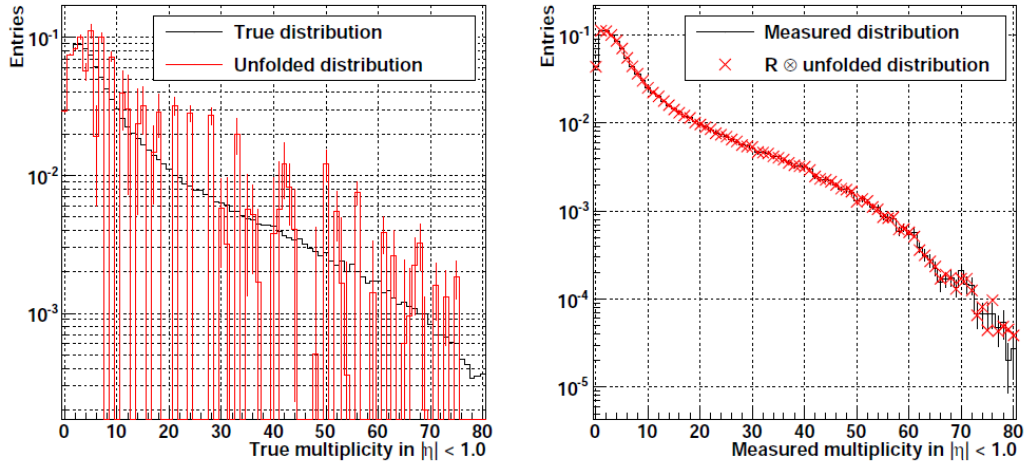


Abbildung 6.1: Links ist das wahre (schwarz) und das entfaltete Multiplizitätsspektrum (rot) gezeigt. Das Multiplizitätsspektrum beschreibt die Events, die bei verschiedenen Multiplizitäten, also bei unterschiedlichen Anzahlen von Teilchen in einem Bereich  $|\eta| < 1,0$  vorkommen. Auch für das Multiplizitätsspektrum können nur geladenen Teilchen nachgewiesen werden. Da einzelne Teilchen gemessen werden, liegt die Binbreite bei 1. Da die Detektoren aufgrund eines beschränkten Nachweisvermögens nicht alle Teilchen nachweisen kann, muss aus der gemessenen Multiplizität die wahre Multiplizität berechnet werden. Der Fehler der Nachgewiesenen Teilchen ist größer als die Binbreite, dadurch wird zur Berechnung der wahren Multiplizität eine Entfaltung nötig. Rechts ist das gemessene (schwarz) und die Multiplikation der Antwortmatrix mit dem entfalteten Multiplizitätsspektrum (rot) dargestellt. Offensichtlich ist das entfaltete Spektrum nicht das wahre Spektrum. Trotzdem minimiert es die  $\chi^2$ -Funktion. Dies ist daran ersichtlich, dass man mit dem entfalteten Spektrum und der Antwortmatrix wieder das gemessene Spektrum berechnen kann. (Entnommen aus [GO09])

des  $\text{Jet}_{\text{Unfolded}}$ -Spektrums folgt immer dem gleichen Schema. Es wird zuerst  $\text{Jet}_{\text{Ch,in}}$  gemessen. Dieses wird über die Matchingeffizienz nach Gleichung (4.2) in das  $\text{Jet}_{\text{Ch,out}}$ -Spektrum umgerechnet und dann mit Hilfe von Gleichung (6.3) entfaltet. Das entfaltete Spektrum ist das  $\text{Jet}_{\text{Full,out}}$ -Spektrum. Das eigentliche Ziel ist, wie schon in Kapitel 4.2 beschrieben, auf den Transversalimpuls der gestreuten Partonen zurückzuschließen. Dazu muss man durch Multiplizieren des  $\text{Jet}_{\text{Full,out}}$ -Spektrums mit der Rekonstruktionseffizienz (vgl. Gleichung (4.1)) das  $\text{Jet}_{\text{Full,in}}$ -Spektrum berechnen. Von diesem Spektrum kann man mit weiteren Rechnungen auf den Transversalimpuls-

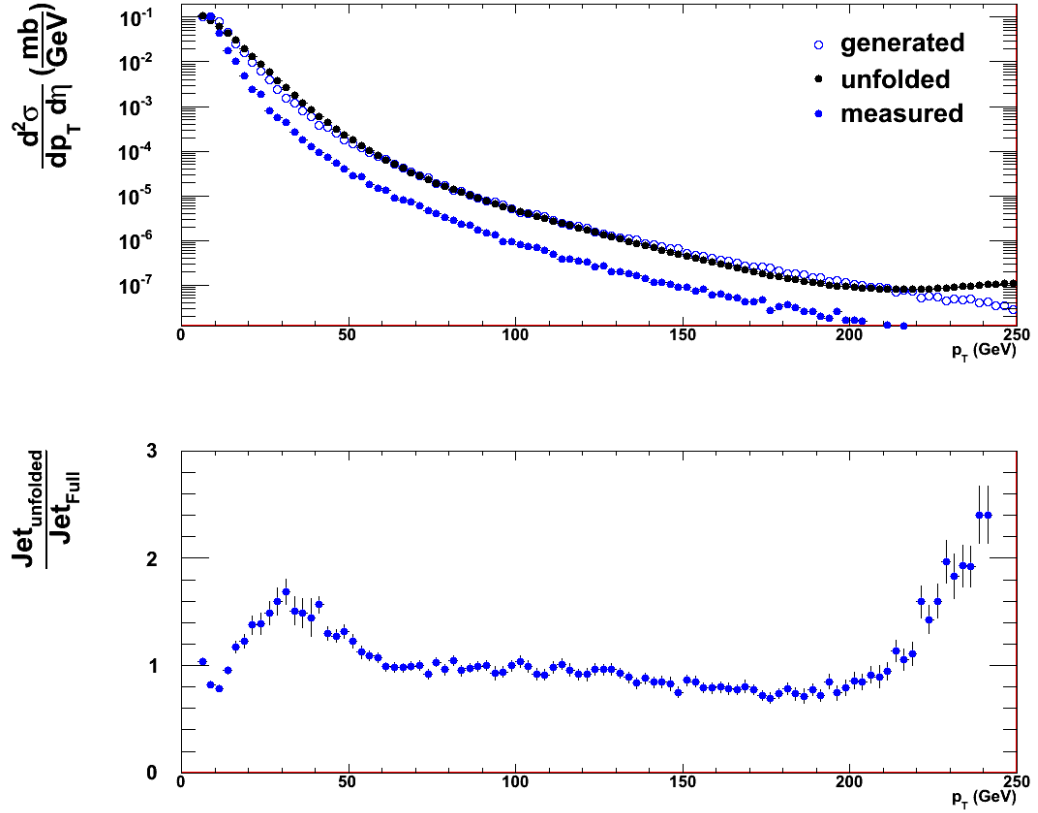


Abbildung 6.2: Oben ist das gemessene Spektrum ( $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  in gefüllten blauen Kreisen), das generierte ( $\text{Jet}_{\text{Full}}$  in leeren blauen Kreisen) und das entfaltete Spektrum ( $\text{Jet}_{\text{Unfolded}}$  in schwarzen Kreisen) dargestellt. Das gemessene und das generierte Spektrum wurden beide mit dem anti- $k_t$  Algorithmus gefunden. Das entfaltete Spektrum wurde aus dem mit der Matchingeffizienz aus Gleichung (4.2) gewichteten gemessenen Spektrum mit der Antwortmatrix entfaltet. Um den Unterschied zwischen dem entfalteten und dem generierten Spektrum näher betrachten zu können, wurde im unteren Bild das entfaltete Spektrum durch das generierte Spektrum geteilt. Von 50 bis 130 GeV weichen die beiden Spektren um weniger als 10% voneinander ab.

übertrag  $\hat{p}_T$  zwischen den Partonen zurückschließen.

Das in Abbildung 6.2 dargestellte entfaltete Spektrum ergab sich durch die Entfaltung mit Gleichung 6.3 unter Berücksichtigung der Matchingeffizienz. Die Rekonstruktionseffizienz wurde an dieser Stelle noch nicht berücksichtigt. Auffällig ist der Anstieg für  $p_T > 210$  GeV im entfalteten Spektrum, was im generierten Spektrum nicht erkennbar ist. Dieser Anstieg ist eine Folge des Cuts bei  $p_T = 250$  GeV. Alle Werte für  $p_T > 250$  GeV werden in den letz-

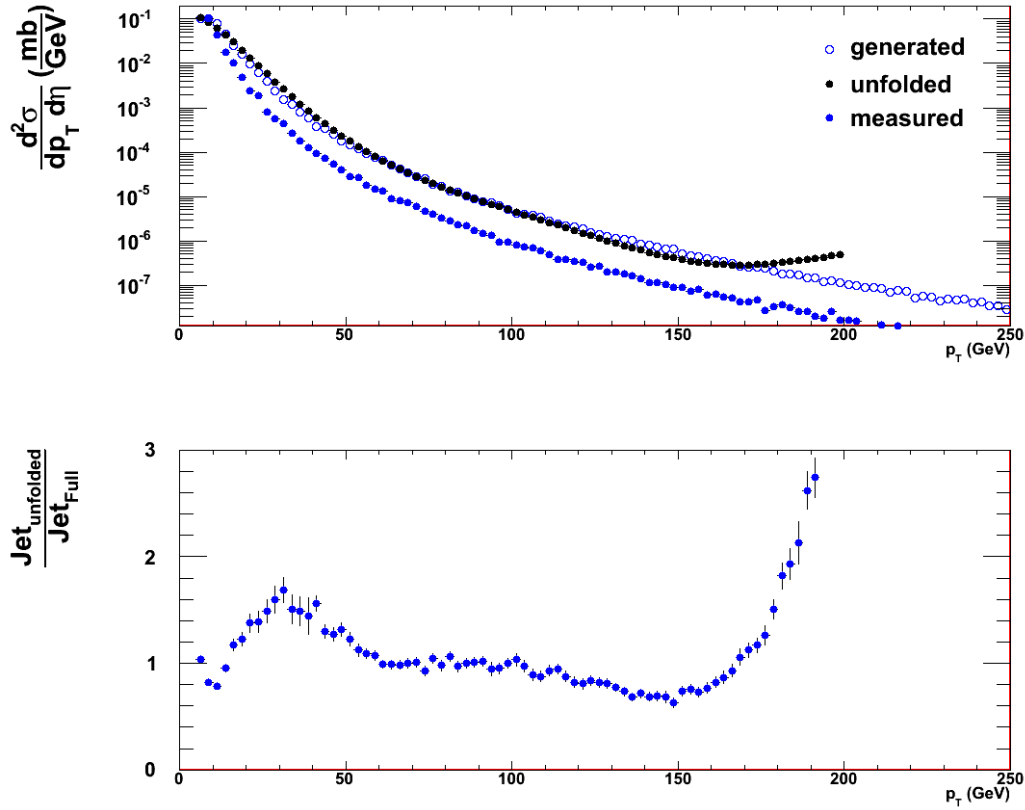


Abbildung 6.3: Die in Abbildung 6.2 dargestellte Entfaltung des Spektrums des anti- $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  wurde hier bei einem Transversalimpuls bis zu  $p_T = 200$  GeV durchgeführt. Man sieht auch hier den Anstieg des entfalteten Spektrums für große Transversalimpulse. Anders als in der Entfaltung bis zu 250 GeV ist hier der Anstieg bereits ab  $p_T = 170$  GeV zu sehen und nicht erst ab 210 GeV.

ten Transversalimpulsbins der Entfaltung miterfasst. Wenn die Entfaltung nur bis 200 GeV vorgenommen wird, ist derselbe Effekt ab  $p_T = 170$  GeV sichtbar. Dies ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Aus diesem Grund muss in den Simulationen immer das Transversalimpulsspektrum um 50 GeV größer gewählt werden als später die Daten verwendet werden. Im unteren Bild der Abbildung 6.2 ist das Verhältnis der  $\text{Jet}_{\text{Unfolded}}$  und der  $\text{Jet}_{\text{gen}}$  gezeigt. Zwischen 50 und 100 GeV weicht das entfaltete Spektrum nur in zwei Bins um mehr als 10% von dem generierten Spektrum ab. Die Entfaltung liefert damit eine gute Näherung für das generierte Spektrum.

Anstatt das entfaltete mit dem generierten Spektrum zu vergleichen, kann man auch die entfalteten Spektren der Daten aus den drei Jetfindern verglei-

chen. In Abbildung 6.4 ist jeweils für den Cone-, anti- $k_t$ - und  $k_t$ - Algorithmus das Ergebnis der Entfaltung gezeigt. Ab einem Transversalimpuls von  $p_T > 50$  GeV gleichen sich die entfalteten Spektren.

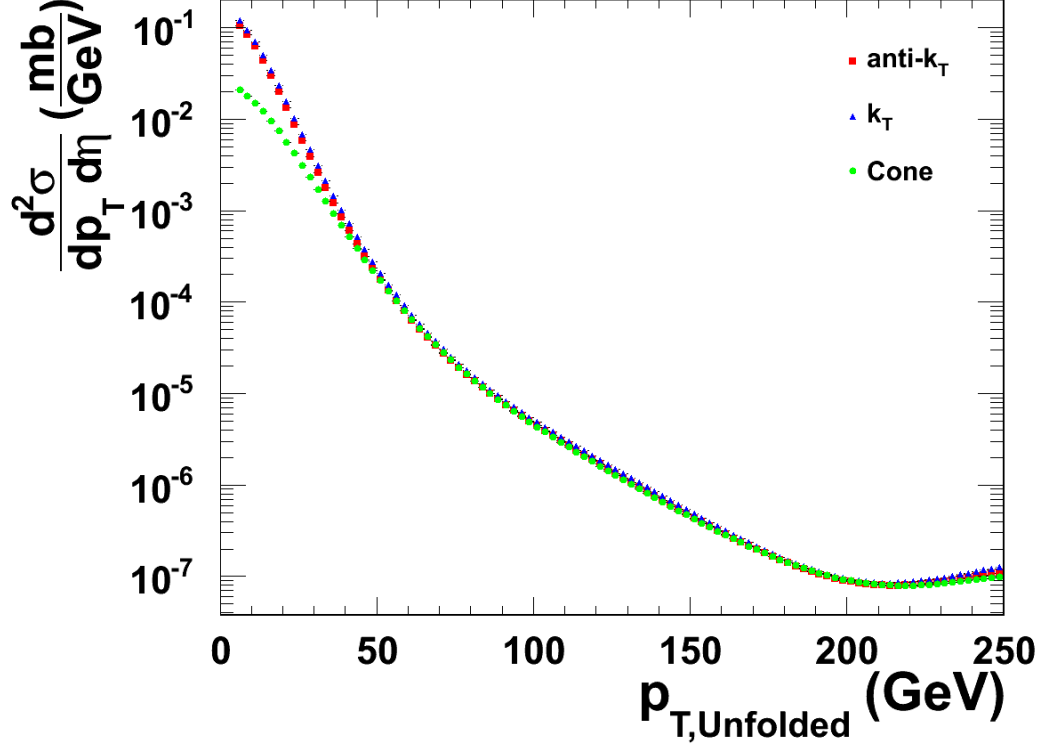


Abbildung 6.4: Es ist jeweils die Entfaltung der gemessenen Spektren des Cone-, anti- $k_t$ - und des  $k_t$  Algorithmus gezeigt. Dabei ging bereits die Matchingeffizienz ein. Die gemessenen Spektren wurden bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  ermittelt.

## 6.2 Einfluss der Antwortmatrix auf die Entfaltung

Die Entfaltung des Jetspektrums ist von der Antwortmatrix und dem gemessenen Spektrum abhängig. Das gemessene Spektrum ist, wie in Abbildung 5.2 gezeigt, für  $p_T > 20$  GeV bei den unterschiedlichen Jetfindern gleich. Es bleibt der Einfluss der Antwortmatrix auf die Entfaltung zu untersuchen. Um zu sehen wie stark die Abhängigkeit der Entfaltung von der Antwortmatrix ist, wurde in Abbildung 6.5 das mit dem Cone Algorithmus erstellte

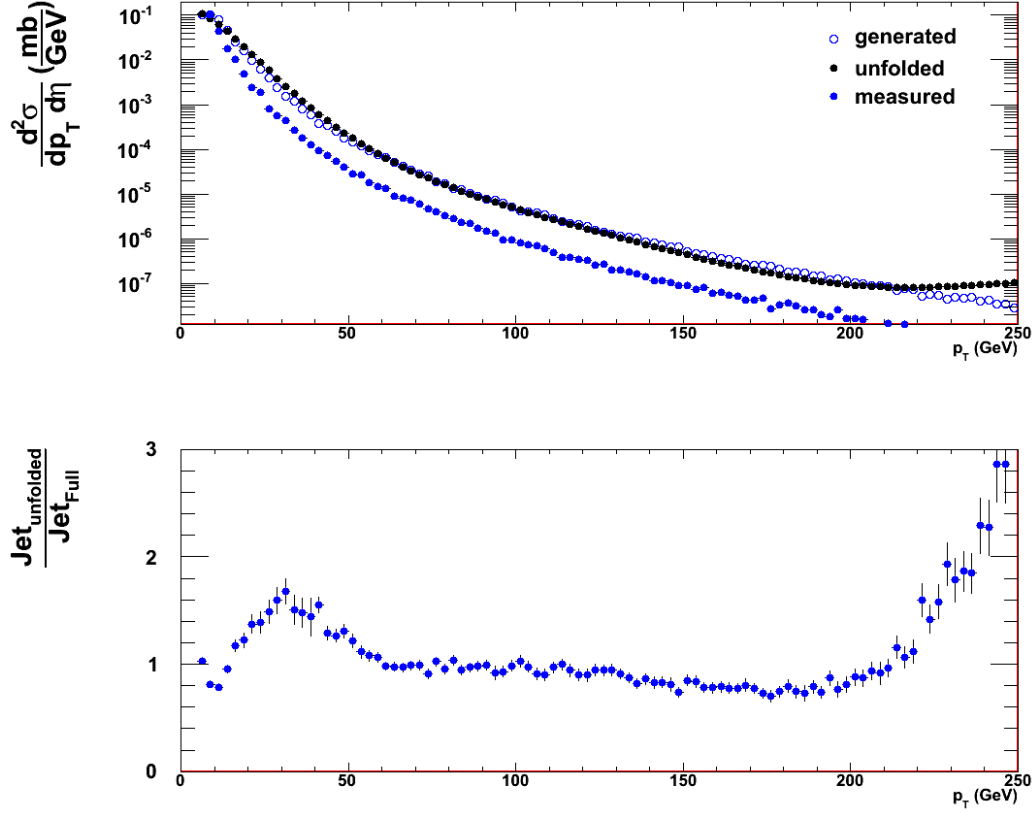


Abbildung 6.5: Entfaltung des mit dem anti- $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  gemessenen Jetspektrums mit der Antwortmatrix aus dem Cone Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$ . Das entfaltete Spektrum entspricht dem erwarteten generierten Spektrum. Wie schon vorher bei der Entfaltung mit der richtigen Antwortmatrix, weicht das entfaltete Spektrum zwischen 50 und 130 GeV um weniger als 10% von dem generierten Spektrum ab. Die Entfaltung mit der Antwortmatrix eines anderen Jetfinders verschlechtert somit an dieser Stelle das Ergebnis der Entfaltung nicht.

gemessene Spektrum mit der Antwortmatrix aus dem anti- $k_t$  Algorithmus entfaltet. Sowohl Antwortmatrix, als auch gemessenes Spektrum wurden bei einer Strahlenergie von 7 TeV ermittelt.. Das mit der falschen Antwortmatrix entfaltete Spektrum entspricht dem in Abbildung 6.2 dargestellten entfaltenen Spektrum mit der richtigen Antwortmatrix.

Dies wird auch dadurch klar, dass alle Jetfinder in den Transversalimpulsbereichen zwischen 50 und 130 GeV dasselbe gemessene Spektrum (vgl. Abbildung 5.2) und dasselbe entfaltete Spektrum (vgl. Abbildung 6.4) finden. Da die Entfaltung nur von dem gemessenen Spektrum und der Antwortmatrix

abhängt, folgt, dass die Antwortmatrix in diesen Bereichen für die gleiche Entfaltung sorgen muss. Die kleinen Unterschiede in der Antwortmatrix, die in Kapitel 5.4 untersucht wurden, haben somit einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Antwortmatrix in Bezug auf die Entfaltung.

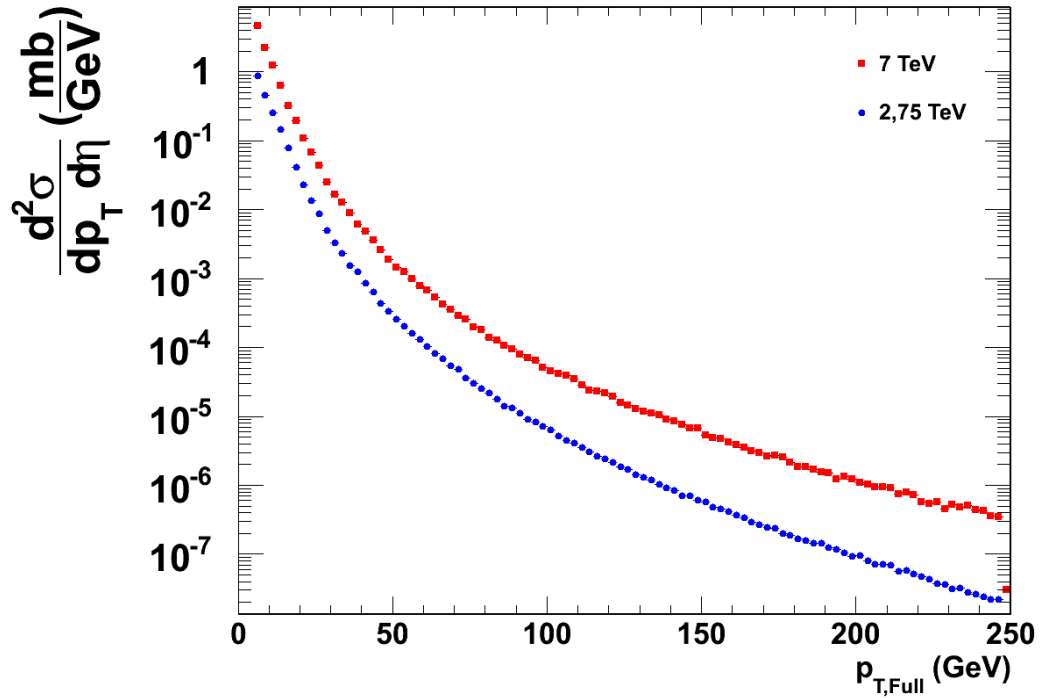
# Kapitel 7

## Energieabhängigkeit der Antwortmatrix

Im vorherigen Kapitel wurde die Entfaltung eingeführt und an einigen Beispielen gezeigt. Dabei stellte sich heraus, dass die Entfaltung hauptsächlich von der Antwortmatrix abhängt. Im Weiteren wurde festgestellt, dass kleine Abweichungen in der Antwortmatrix einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Entfaltung haben. Im Folgenden wird die Abhängigkeit der Antwortmatrix von der Strahlenergie untersucht. Bisher wurden sämtliche Analysen bei einer simulierten Strahlenergie von 7 TeV durchgeführt. Diese Energie entspricht der Schwerpunktsenergie, die zur Zeit in den Proton-Proton-Kollisionen im LHC erreicht wird. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Analyse mit Analysen bei einer Strahlenergie von 2,75 TeV verglichen, welcher der Energie entspricht, die bei Blei-Blei-Kollisionen erreicht werden soll.

Als erstes wird in Abbildung 7.1 der Wirkungsquerschnitt für Jetproduktion des  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  Spektrums für die beiden Strahlenergien verglichen. Beide Analysen wurden mit dem  $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  durchgeführt. Der Wirkungsquerschnitt ist für die höhere Strahlenergie von 7 TeV größer als der Wirkungsquerschnitt bei 2,75 TeV. Interessant ist nun, ob sich die Antwortmatrix bei den beiden Energien unterscheidet.

Man betrachtet dazu in Abbildung 7.2 den Unterschied zwischen den Antwortmatrizen. Die dort dargestellten Antwortmatrizen sind mit dem  $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,7$  bestimmt worden. Der Unterschied wurde bestimmt, indem von der Antwortmatrix bei 7 TeV Strahlenergie binweise die Antwortmatrix bei 2,75 TeV Strahlenergie abgezogen wurde. Das Ergebnis wurde durch die Wurzel der Summe der quadratischen Fehler in den Bins geteilt. Dies ist der Fehler, der sich durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung aus der Differenzbildung ergibt. Dabei ist mit Fehler(7 TeV), bzw.



Abbildungung 7.1: Der Wirkungsquerschnitt für Jetproduktion bei 2,75 und 7 TeV des  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  Spektrums. Beide Analysen wurden mit dem  $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  durchgeführt. Offensichtlich ist bei der höheren Strahlenergie der Wirkungsquerschnitt größer.

Fehler(2,75 TeV), der Fehler in dem Bin der Antwortmatrix bei 7 TeV Strahlenergie, bzw 2,75 TeV Strahlenergie, gemeint.

Man sieht in der Abbildung 7.2, dass die Antwortmatrix bei 7 TeV Strahlenergie eine kleinere Standardabweichung  $\sigma$  hat. Dies ist daran erkennbar, dass der gelb-rote Bereich, in dem die Antwortmatrix bei 7 TeV Strahlenergie größer ist, zwischen zwei blauen Bereichen liegt, in denen die Antwortmatrix bei 2,75 TeV Strahlenergie größer ist. Die Verteilung der  $p_{T,\text{Ch}}$  zu einem  $p_{T,\text{Full}}$  ist in der Antwortmatrix bei einer Strahlenergie von 7 TeV schärfer. Dadurch sind die Maxima der Verteilung größer. Dementsprechend ist die Verteilung der  $p_{T,\text{Ch}}$  in der Antwortmatrix bei einer Strahlenergie von 2,75 TeV breiter, was durch die größere Standardabweichung gezeigt wird. Die  $a_\sigma$  Werte ( $0,168 \pm 0,003$  für 7 TeV und  $0,175 \pm 0,003$  für 2,75 TeV) zeigen auch, dass die Standardabweichung  $\sigma$  für eine Strahlenergie von 2,75 TeV größer ist. Es ist aber zu beachten, dass der  $a_\sigma$  Wert für die Antwortmatrix bei 2,75 TeV nur um 4% größer ist. Dementsprechend folgt aus der Definition des  $a_\sigma$  Wertes, dass auch  $\sigma = a_\sigma \cdot p_{T,\text{Full}}$  bei der Antwortmatrix für 2,75 TeV Strahlenergie



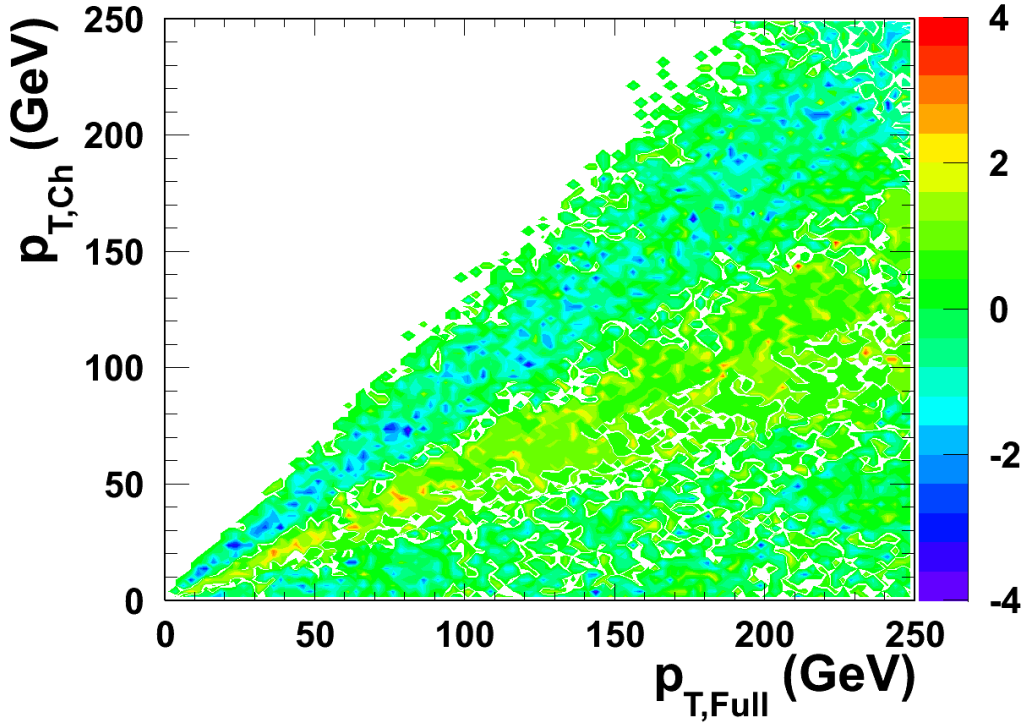


Abbildung 7.2: Es ist der Unterschied zwischen den rekonstruierten Antwortmatrizen bei einer Strahlenergie von 7 und 2,75 TeV gezeigt. Die Antwortmatrizen wurden jeweils mit dem  $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0,7$  bestimmt. Der Unterschied der Antwortmatrizen wurde in jedem Bin einzeln berechnet. Dazu wurde die Differenz zwischen den Werten der Bins gebildet und durch den Fehler der Differenzbildung geteilt. Damit ergibt sich in den Bereichen, in denen die Antwortmatrix bei 7 TeV die größeren Werte hat, ein positiver Wert, der in der Abbildung rot dargestellt ist ( $a_{\text{Mean}} = 0,593 \pm 0,003$  und  $a_{\sigma} = 0,168 \pm 0,003$ ). Sind dagegen die Werte in der Antwortmatrix bei 2,75 TeV größer, dann ergeben sich die blauen Bereiche in der Abbildung ( $a_{\text{Mean}} = 0,598 \pm 0,003$  und  $a_{\sigma} = 0,175 \pm 0,003$ ). In den weißen Bereichen ist die Differenz Null. Man sieht, dass in der Antwortmatrix bei 7 TeV die Zuordnung der  $p_{T,\text{Ch}}$  zu einem  $p_{T,\text{Full}}$  schmaler ist und somit einen schärferen Verlauf hat (gelb-rote Bereiche). Außen ist dagegen die Verteilung in der Antwortmatrix bei 2,75 TeV Strahlenergie größer, deswegen ist dort die Differenz negativ (blaue Bereiche).

um 4% größer ist. Diese kleine Abweichung sorgt für einen Unterschied der Verteilung der  $p_{T,\text{Ch}}$  zu einem  $p_{T,\text{Full}}$  um den bis zu vierfachen Fehler dieser Differenzbildung.

Der Anteil des Transversalimpulses der geladenen Teilchen am Gesamttransversalimpuls des Jets  $a_{\text{Mean}}$  ist für beide Antwortmatrizen innerhalb der Fehlerbereiche gleich. Dies ist daran zu erkennen, dass die Steigung der rot-gelben und blauen Bereiche gleich ist. Unterstützt wird dies auch durch die  $a_{\text{Mean}}$  Werte der Analyse, die sich mit  $a_{\text{Mean}} = 0,593 \pm 0,003$  bei 7 TeV Strahlenergie und  $a_{\text{Mean}} = 0,598 \pm 0,003$  bei 2,75 TeV Strahlenergie innerhalb ihrer Fehlerbereiche bestätigen.

Die hier diskutierten Unterschiede der Antwortmatrizen wurden für einen Suchradius von  $R = 0,7$  ermittelt. Bei einem Suchradius von  $R = 0,4$  ist kaum ein Unterschied zu erkennen. Dies ist auch schon an den Ergebnissen der  $a_\sigma$  Werte zu sehen. Für den Suchradius von  $R = 0,4$  ergaben sich mit dem  $k_t$  Algorithmus  $a_\sigma = 0,189 \pm 0,004$  für eine Strahlenergie von 7 TeV (vgl. Kapitel 5.3) und  $a_\sigma = 0,193 \pm 0,003$  für eine Strahlenergie von 2,75 TeV. Diese Werte stimmen innerhalb ihrer Fehler überein. Die Breite der Verteilung der  $p_{T,\text{Ch}}$  zu einem  $p_{T,\text{Full}}$  ist damit identisch.

Da sich die Antwortmatrix bei den unterschiedlichen Strahlenergien für einen Suchradius von  $R = 0,4$  innerhalb ihrer Fehlerbereiche nicht unterscheidet, kann die Entfaltung des Jetspektrums bei einer Strahlenergie von 7 TeV mit der Antwortmatrix aus der Analyse bei 2,75 TeV Strahlenergie durchgeführt werden. In Abbildung 7.3 ist dies für die Entfaltung des mit dem anti- $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0.4$  gefundenen Jetspektrums gezeigt.

Das so entfaltete Spektrum beschreibt das generierten Spektrum nicht mehr. Die Entfaltung dieses Jetspektrums wurde auch mit der richtigen Antwortmatrix durchgeführt und ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Zum Vergleich der beiden Spektren wurde das mit der richtigen Antwortmatrix entfaltete Spektrum in Abbildung 7.4 durch das mit der falschen Antwortmatrix entfaltete Spektrum geteilt. Man erkennt deutlich, dass das mit der richtigen Antwortmatrix entfaltete Spektrum um 10% größer ist, als das mit der falschen Antwortmatrix entfaltete Spektrum. Da sich die Antwortmatrizen nur innerhalb ihrer Fehlerbereiche unterschieden war eine geringere Abweichung des entfalteten Spektrums von dem generierten Spektrum erwartet worden. Bei der Entfaltung des mit dem anti- $k_t$  Algorithmus ermittelten Spektrums mit der Antwortmatrix aus dem Cone Algorithmus in Abbildung 6.5 bei gleichem Suchradius von  $R = 0,4$  und Strahlenergie von 7 TeV, war kein zusätzlicher Unterschied zwischen dem entfalteten Spektrum und dem generierten Spektrum aufgefallen. Es wurde in Folge dessen angenommen, dass die Entfaltung mit der Antwortmatrix, die bei einer anderen Strahlenergie bestimmt wurde, ebenfalls nur minimale Abweichungen liefern würde.

Die beobachtete systematische Abweichung von 10% ist bis jetzt nicht ver-

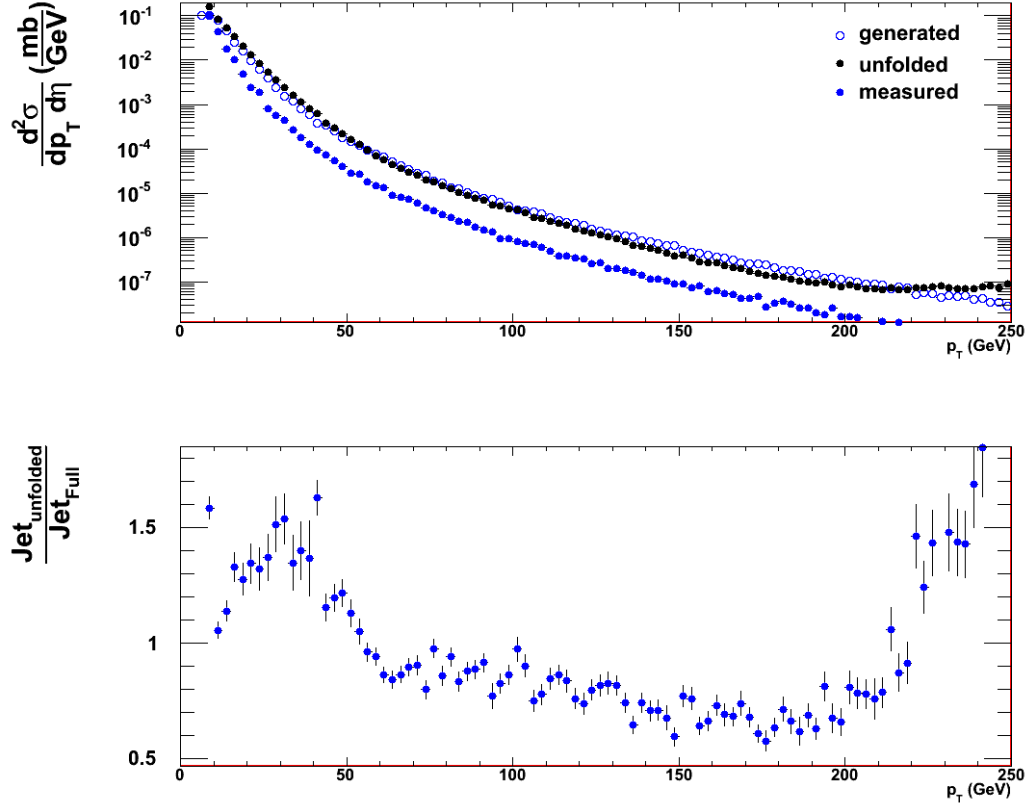


Abbildung 7.3: Entfaltung des mit dem anti- $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0.4$  gefundenen Jetspektrums. Die Daten wurden bei einer Strahlenergie von 7 TeV simuliert. Die Antwortmatrix für die Entfaltung wurde hingegen mit demselben Jetfinder bei dem gleichen Suchradius auf Grundlage einer Simulation bei 2,75 TeV erstellt. Das untere Bild zeigt die Division des entfaltenen Spektrums durch das generierte Spektrum. In Abbildung 6.2 ist die Entfaltung dieses Spektrums mit der richtigen Antwortmatrix gezeigt. Vergleicht man die jeweils unten dargestellten Verhältnisse von entfaltetem und generiertem Spektrum miteinander, so erkennt man, dass das mit der falschen Antwortmatrix entfaltete Spektrum niedriger liegt als das mit der richtigen Antwortmatrix entfaltete.

standen.

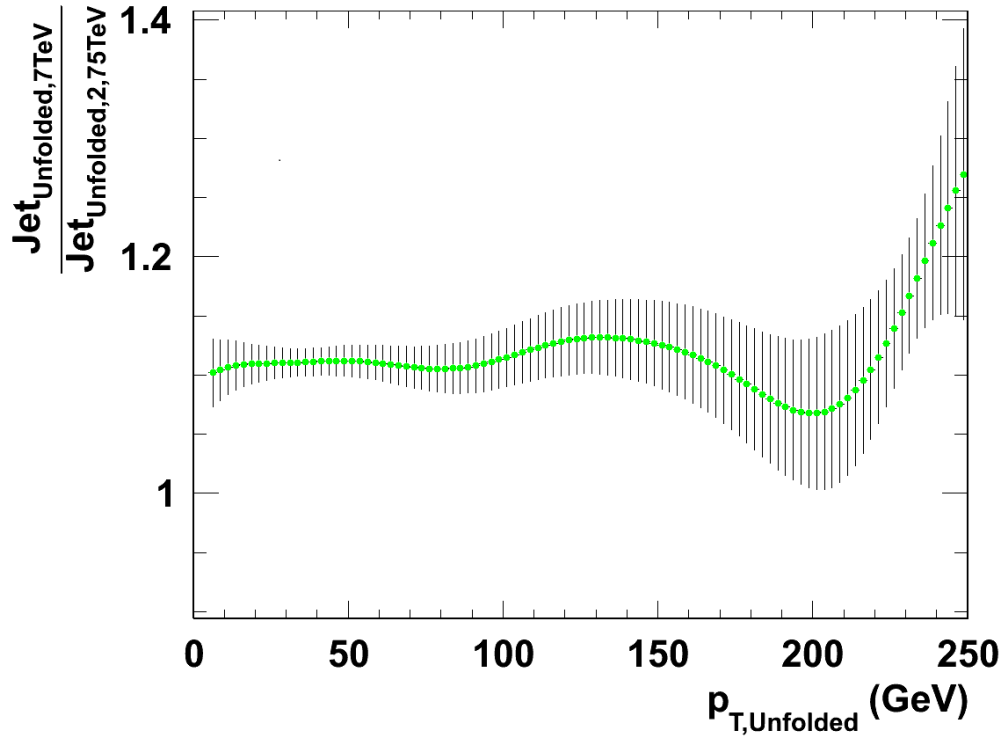


Abbildung 7.4: In dieser Abbildung ist das mit der richtigen Antwortmatrix entfaltete Spektrum aus Abbildung 6.2 durch das mit der falschen Antwortmatrix entfaltete Spektrum aus Abbildung 7.4 geteilt worden. Die Spektren wurden mit dem anti- $k_t$  Algorithmus bei einem Suchradius von  $R = 0.4$  ermittelt. Man erkennt deutlich, dass das mit der richtigen Antwortmatrix entfaltete Spektrum um 10% größer ist, als das mit der falschen Antwortmatrix entfaltete Spektrum.

# Kapitel 8

## Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Antwortverhalten verschiedener Jetfinder untersucht. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Jetproduktion konnte mit dem Cone-,  $k_t$ - und anti- $k_t$  Algorithmus bestimmt werden. Es wurde dabei unterschieden zwischen den  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$ , den Jets aus geladenen Teilchen, und den  $\text{Jet}_{\text{Full}}$ , den Jets aus allen Teilchen. Das gemessene  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  Spektrum ist ab einem minimalen Transversalimpuls bei den drei Jetfindern gleich.

Als Beziehung zwischen den  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  und  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  wurde die Antwortmatrix eingeführt. Einem festem  $p_{T,\text{Full}}$  wird eine Wahrscheinlichkeitsverteilung der  $p_{T,\text{Ch}}$  zugeordnet. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit für jedes  $p_{T,\text{Ch}}$  an, dass der  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  im Detektor mit eben jenem  $p_{T,\text{Ch}}$  detektiert wird. Der  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  entspricht im Idealfall bis auf die Rekonstruktionseffizienz einem wahren Jet, der bei der Kollision im Teilchenbeschleuniger entstanden ist. Die vollständige Beschreibung der Antwortmatrix gelang durch zwei Parameter,  $a_{\text{Mean}}$  und  $a_{\sigma}$ .

Bei der Diskussion des Einflusses der Jetfinder und des Suchradius auf die Antwortmatrix stellte sich heraus, dass der Anteil  $a_{\text{Mean}}$  des  $p_{T,\text{Ch}}$  am  $p_{T,\text{Full}}$  mit steigendem Suchradius minimal abfällt. Die Standardabweichung  $a_{\sigma}$  der  $p_{T,\text{Ch}}$  Zuordnung zu einem  $p_{T,\text{Full}}$  fällt bei steigendem Suchradius zwischen  $R = 0,3$  und  $R = 1,0$  um bis zu 27% ab. Der Einfluss des Suchradius auf die Analyse geht hauptsächlich in die Schärfe der Antwortmatrix ein. Dies liegt daran, dass bei einem großen Suchradius in mehr Fällen der ganze Jet erfasst wird als bei kleinen Suchradien.

Die  $a_{\text{Mean}}$  und  $a_{\sigma}$  Werte der Antwortmatrix unterscheiden sich bei unterschiedlichen Jetfindern. Auffällig war, dass der Cone Algorithmus bei allen Suchradien die größten  $a_{\sigma}$  Werte lieferte. Daraus folgt, dass man aus den Rekombinationsalgorithmen ( $k_t$ - und anti- $k_t$  Algorithmus) die schärfere Antwortmatrix erhält. Insbesondere der  $k_t$  Algorithmus ergab für  $R < 0,9$  die schärfste Antwortmatrix. Damit liefert er die beste Auflösung für die Jetener-

gie, während der Cone Algorithmus die schlechteste Auflösung der Jetenergie hat.

Zur Berechnung des  $\text{Jet}_{\text{Full}}$  Spektrums aus dem  $\text{Jet}_{\text{Ch}}$  Spektrum wurde die Methodik der Entfaltung von Multiplizitäten auf Jetspektren übertragen. Es stellte sich heraus, dass die Entfaltung der Jetspektren möglich ist. Die entfalteten Spektren beschreiben die generierten Jetspektren in den Transversalimpulsbereichen von 50 bis 130 GeV mit einer Abweichung von weniger als 10%. Die entfalteten Spektren unterscheiden sich für einen Transversalimpuls von  $p_T > 50$  GeV bei verschiedenen Jetfinderalgorithmus nicht voneinander. Zuletzt wurde die Abhängigkeit der Antwortmatrix von der Strahlenergie untersucht. Es stellte sich heraus, dass die Schärfe  $a_\sigma$  mit zunehmender Strahlenergie auch zunimmt. Der Anteil des Transversalimpulses der geladenen Teilchen eines ursprünglichen Jets am Gesamttransversalimpuls  $a_{\text{Mean}}$ , stellte sich als konstant bei der Änderung der Strahlenergie heraus.

Die Entfaltung des gemessenen Spektrums bei einer Strahlenergie von 7 TeV mit der Antwortmatrix aus der Analyse bei 2,75 TeV Strahlenergie lieferte eine systematische Abweichung um 10%.

Durch die Entfaltung ist ein Schritt getan, um von den im Detektor gemessenen Teilchen auf die gestreuten Partonen zurückzuschließen. Unter Einbezug der Matching- und Rekonstruktionseffizienz ist es möglich auf das ursprüngliche Jetspektrum zurückzurechnen. Durch weitere Korrekturen kann von dem so berechneten ursprünglichen Jetspektrum auf die gestreuten Partonen zurückgeschlossen werden.

Weitere Untersuchungen könnten mit einer kompletten Detektorsimulation durchgeführt werden. In dieser Arbeit wurde nur die Akzeptanz als Detektoreffekt berücksichtigt. Andere Effekte, wie z. B. eine endliche Impulsauflösung, wurden ignoriert. In dieser Arbeit wurden die Simulationen für Proton-Proton-Kollisionen durchgeführt. Die Analysen könnten für Blei-Blei-Kollisionen wiederholt werden.

# Literaturverzeichnis

- [C<sup>+</sup>04] M Cinausero et al. ALICE: Physics performance report, volume I. *J. Phys.*, G30:1517–1763, 2004.
- [CS06] Matteo Cacciari and Gavin P. Salam. Dispelling the  $N^3$  myth for the  $k_t$  jet-finder. *Phys. Lett.*, B641:57–61, 2006.
- [GO09] Jan Fiete Große-Oetringhaus. *Measurement of the Charged-Particle Multiplicity in Proton- Proton Collisions with the ALICE Detector*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, University of Münster, Germany, Muenster, Germany, April 2009. Presented on 17 April 2009.
- [KB09] Christian Klein-Bösing. Towards a Charged Jet Spectrum in p+p @10 TeV. Talk held at ALICE Post-QM 09 Workshop LBNL, 2009. Available online at <http://alice2009april.lbl.gov/>; visited on July 10th 2010.
- [Sal09] Gavin P. Salam. Towards Jetography. 2009.
- [Won] C. Y. Wong. Introduction to high-energy heavy ion collisions. Singapore, Singapore: World Scientific (1994) 516 p.





*Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig  
verfasst und keine anderen als die angegebenen  
Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.*

Münster, 06. Juli 2010

Markus Zimmermann