

MITTLERER TRANSVERSALIMPULS IN  
PROTON-PROTON-KOLLISIONEN BEI  
 $\sqrt{s} = 900 \text{ GEV}$  IN ALICE

MASTERARBEIT

VON

PHILIPP LÜTTIG

GEBOREN AM 3. MAI 1986 IN FRANKFURT/MAIN

29. SEPTEMBER 2010

JOHANN WOLFGANG GOETHE-UNIVERSITÄT  
FRANKFURT  
FACHBEREICH 13  
INSTITUT FÜR KERNPHYSIK



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	9
2.2	Hochenergiekollisionen . . . . .	11
2.3	Messungen des mittleren Transversalimpulses . . . . .	16
2.4	Monte-Carlo-Event-Generatoren . . . . .	16
<b>3</b>	<b>ALICE</b>	<b>21</b>
3.1	Das ALICE Inner Tracking System . . . . .	24
3.1.1	Silicon Pixel Detector, SPD . . . . .	25
3.1.2	Silicon Drift Detector, SDD . . . . .	25
3.1.3	Silicon Strip Detector, SSD . . . . .	25
3.2	Die ALICE Time Projection Chamber . . . . .	26
3.2.1	Technische Eigenschaften der ALICE-TPC . . . . .	26
3.2.2	Funktionsweise einer TPC . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Der mittlere Transversalimpuls</b>	<b>29</b>
4.1	Datensatz . . . . .	29
4.2	Ereignisklassen in pp-Kollisionen . . . . .	29
4.3	Spurselektion . . . . .	32
4.4	Berechnung des Mittelwertes . . . . .	33
4.5	Parametrisierung des Spektrums . . . . .	34
4.5.1	Systematische Unsicherheit der Extrapolation . . . . .	36
4.6	Fehlerfortpflanzung . . . . .	39
4.6.1	Statistische Fehler . . . . .	39
4.6.2	Systematische Unsicherheiten . . . . .	39
4.7	Ergebnis . . . . .	40
<b>5</b>	<b><math>\langle p_T \rangle</math> als Funktion der Multiplizität</b>	<b>43</b>
5.1	Gemessene Multiplizität . . . . .	43
5.2	Von der gemessenen zur wahren Multiplizität . . . . .	49
5.3	Fehlerfortpflanzung . . . . .	55
5.3.1	Statistische Fehler . . . . .	55
5.3.2	Systematische Unsicherheiten . . . . .	55

5.4	Ergebnisse . . . . .	59
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>65</b>
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>67</b>
7.1	Wechselwirkung geladener Teilchen im Gas . . . . .	67
7.2	Elektronenbewegung im Gas . . . . .	68
7.3	Driftgeschwindigkeit . . . . .	68
7.4	Koordinaten in ALICE . . . . .	69
7.5	Kinematische Variablen . . . . .	70
7.5.1	Die Mandelstamvariablen . . . . .	70
7.5.2	Transversalimpuls, Rapidität, Pseudorapidität . . . . .	70
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>73</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>77</b>
	<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>83</b>

# 1 Einleitung

Bereits seit 3000 Jahren macht man sich darüber Gedanken, "was die Welt // Im Innersten zusammenhält" [Goe97].

Im antiken Griechenland war die Physik noch keine eigene Disziplin, jedoch gab es damals schon erste Ideen, woraus die Welt bestehen könnte. Einer der ersten, die sich mit dem Aufbau der Welt beschäftigten, war der Philosoph Pythagoras. Er entwickelte ein auf vier bzw. fünf Elementen basierendes Weltbild, mit dem er viele Beobachtungen des alltäglichen Lebens erklären konnte. Die vier Elemente des Pythagoras waren Feuer, Wasser, Erde und Luft, später kam noch der sogenannte Äther als Übertragungsmedium hinzu. Demokrit verfeinerte dieses Bild dahingehend, dass er unteilbare Teilchen postulierte, aus deren Kombination sich die bekannten Materialien zusammensetzen lassen.

Erst in der Neuzeit richtete sich der Fokus dann wieder auf die Bestandteile unserer Welt. Anfang des 19. Jahrhunderts versuchte der englische Lehrer John Dalton, mit Hilfe von *Atomen* verschiedenste Gasreaktionen zu erklären. Das Wort *Atom* kommt vom griechischen Wort *ατομος*, was soviel wie *unteilbar* bedeutet.

Mit Beginn des 20. Jahrhunderts wurde das Interesse an dem Aufbau der Materie immer größer. Die Erforschung der Atome wurde besonders durch Ernest Rutherford betrieben. In Rutherfords Atommodell besteht das Atom aus einem positiv geladenen Atomkern, um den negativ geladene Elektronen kreisen. Rutherford gelang es 1911 mit einem Experiment, seine Theorie zu beweisen und eine konkurrierende Idee von Joseph John Thomson zu widerlegen. Dazu streute er  $\alpha$ -Teilchen an einer Goldfolie. Besteht ein Atom aus Kern und Hülle, wie Rutherford vorschlägt, so sollten sich auf dem Film charakteristische Streumuster abzeichnen. Dies war auch der Fall, und in der Folge wurde die Erforschung der Atome weiter intensiviert: nur kurze Zeit nach dem Experiment von Rutherford postulierte Niels Bohr, dass sich die Elektronen im Atom auf diskreten Bahnen kreisförmig um den Kern bewegen.

Der Kern selbst rückte erst in der Mitte des 20. Jahrhunderts in den Mittelpunkt der Forschung. Eines der Modelle, die den Kern beschreiben, ist das *Tröpfchenmodell*. Es besagt, dass man den Atomkern wie einen Tropfen einer Flüssigkeit beschreiben kann. Basierend auf diesem Modell stellten Hans Bethe und Carl Friedrich von Weizsäcker eine Formel auf, mit deren Hilfe man erstmals die im Atomkern gespeicherte Energie, die Bindungsenergie, berechnen konnte. Ein verfeinertes Modell zur Beschreibung des Atomkerns ist das

## 1 Einleitung

*Schalenmodell.* Ähnlich wie im Bohrschen Atommodell befinden sich die Bestandteile des Atomkerns auf diskreten Schalen, wobei das Pauli-Prinzip, also die Annahme, dass sich auf einer Bahn keine zwei in allen Eigenschaften identische Teilchen bewegen dürfen, berücksichtigt wird.

Nach dem Erfolg des Rutherford'schen Streuexperiments wurden verstärkt Streuexperimente verwendet, um noch feinere Details des Atoms und des Atomkerns aufzulösen. Dabei macht man sich die von Louis de Broglie eingeführte *De-Broglie-Wellenlänge* zunutze. Diese besagt, dass man jedem sich bewegenden, massiven Teilchen eine Wellenlänge  $\lambda$  zuordnen kann:

$$\lambda = h/p = \frac{h}{m \cdot v}. \quad (1.1)$$

Hierbei bezeichnet  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $p$  ist der Impuls des Teilchens mit der Masse  $m$  und der Geschwindigkeit  $v$ . Je höher der Impuls bzw. die kinetische Energie eines Teilchens ist, umso kleiner ist die zugeordnete Wellenlänge und umso größer ist das Auflösungsvermögen im Streuexperiment. Rutherford nutzte für seinen Streuversuch natürliche radioaktive Strahlung. Man erkannte bald, dass das Auflösungsvermögen (die zugehörige De-Broglie-Wellenlänge) der natürlichen  $\alpha$ -Teilchen nicht ausreicht, um detaillierte Aufnahmen von Atomen und Kernen machen zu können. Um eine kleinere Wellenlänge zu erreichen und noch feinere Details eines Atoms aufzulösen, muss man nach Gleichung 1.1 den Impuls der Streuteilchen erhöhen.

Um ein geladenes Teilchen zu beschleunigen, platziert man dieses in einem elektrischen Feld. Mit einfachen Van-de-Graaff-Generatoren<sup>1</sup> lassen sich Gleichspannungen im Bereich einiger Megavolt (MV) erzeugen. Die kinetische Energie eines einfach geladenen Teilchens, das durch eine Spannungsdifferenz von 1 MV geflogen ist, beträgt 1 MeV.

Um auf höhere Teilchenenergien kommen zu können, muss das Teilchen mit einer immer höheren Spannung beschleunigt werden. Mitte des 20. Jahrhunderts begann man, Ringbeschleuniger zu bauen. Hierbei wird ein kurzes Beschleunigungsstück, in dem das Projektil bei jedem Durchlauf ein wenig beschleunigt wird, mehrmals genutzt, sodass man sehr hohe kinetische Energien erreichen kann. Die Ära der Teilchenbeschleunigung begann in den 1930er Jahren mit dem von Ernest Lawrence entwickelten Zyklotron und reicht bis zum *Large Hadron Collider*, LHC. Die kinetische Energie war am Zyklotron mit wenigen MeV noch sehr klein, der LHC beschleunigt aktuell Protonen auf bis zu 3.5 TeV<sup>2</sup>.

Um die gesamte kinetische Energie der Streuteilchen zur Streuung nutzen zu

---

<sup>1</sup>Ein Van-de-Graaff-Generator (auch Bandgenerator) ist eine Gleichspannungsquelle, in der durch Abstreifen der Ladung eines umlaufenden Gummibandes eine hohe Spannungsdifferenz zwischen zwei Polen erzeugt werden kann.

<sup>2</sup>Höhere Energien (bis 7 TeV pro Proton) sind am LHC vorgesehen, zum Zeitpunkt dieser Arbeit aber noch nicht verfügbar.

können, streut man nicht mehr ein sich bewegendes Teilchen an einem ruhenden Teilchen, sondern lässt zwei beschleunigte Teilchen gegeneinander fliegen. Bringt man Protonen bei derart hohen Energien zur Kollision, so hat man aufgrund ihrer sehr kleinen Wellenlänge die Möglichkeit, die Struktur der Protonen selbst sehr genau zu untersuchen. Um das „Streumuster“ einer solchen Kollision aufnehmen zu können, benutzt man in Experimenten sogenannte „Detektoren“. Eines dieser Experimente am LHC ist ALICE. Mit ALICE kann man unter anderem messen, ob und welche Teilchen bei der Kollision neu entstehen. Man versucht dabei durch Vergleiche mit Modellen herauszufinden, auf welche Weise genau diese neuen Teilchen entstanden sind und was dies für die Eigenschaften und die Struktur der Protonen bedeutet. Um etwas über die Teilchenproduktion zu lernen, betrachtet man beispielsweise die mittlere Anzahl sowie die Transversalimpulsverteilung der neu entstandenen Teilchen. Letztere lässt sich durch ihren Mittelwert, den mittleren Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$ , einfach charakterisieren.

Die Bestimmung dieser charakteristischen Größe ist Gegenstand dieser Arbeit, die sich wie folgt gliedert: nach einer Darstellung der physikalischen Grundlagen von Proton-Proton-Kollisionen folgt eine Einführung in das ALICE-Experiment. Im darauffolgenden Kapitel werden die Analyse der Transversalimpulsverteilungen, die Extraktion des mittleren Transversalimpulses und die Ergebnisse erläutert. Das letzte Kapitel beschreibt die Bestimmung des mittleren Transversalimpulses als Funktion der Multiplizität und vergleicht die Ergebnisse mit den Ereignisgeneratoren PYTHIA und PHOJET.





## 2 Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel erläutert nach einer kurzen Einführung in das Standardmodell die grundlegenden Ideen, warum Hochenergiekollisionen durchgeführt werden. Einer kurzen Einführung in die bisherigen Messungen des mittleren Transversalimpulses nicht-identifizierter, geladener, in einer Kollision zweier Protonen entstandener Teilchen folgt die Charakterisierung von Hochenergiekollisionen zwischen Protonen.

### 2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt den Aufbau der Materie und die Kräfte, die zwischen den einzelnen Bauteilen der Materie wirken. Diese Kräfte sind die starke Kraft, die schwache Kraft sowie die elektromagnetische Kraft. Eine weitere im Universum wirkende Wechselwirkung, die Gravitation, ist nicht im Standardmodell enthalten. Die Suche nach einer Theorie, die die drei im Standardmodell beschriebenen Kräfte und die Gravitation vereint, ist unter anderem Teil der aktuellen Forschungsprojekte am LHC.

Im Standardmodell wird jeder Kraft ein Austauscheteilchen zugeordnet:

Die elektromagnetische Kraft wird von der *Quantenelektrodynamik* (QED) beschrieben. Ihr Austauscheteilchen, das Photon, koppelt nur an elektrisch geladene Teilchen.

Die Theorie der starken Kraft, die *Quantenchromodynamik* (QCD), beschreibt den Austausch zwischen Teilchen mittels „farbgeladener“ Gluonen (englisch: *to glue*, kleben).

Die letzte der drei im Standardmodell beschriebenen Kräfte ist die schwache Wechselwirkung. Die zugehörige Theorie beschreibt die schwache Wechselwirkung durch den Austausch von  $W^\pm$ - bzw.  $Z^0$ -Teilchen.

Tabelle 2.1 zeigt einen Vergleich der Kräfte des Standardmodells sowie der Gravitation. Neben den Austauscheteilchen und der relativen Stärke der Kräfte zueinander ist außerdem dargestellt, auf welche Teilchen die jeweilige Kraft wirkt.

Im Standardmodell werden die Elementarteilchen anhand ihrer Eigenschaften eingeteilt. Man unterscheidet zwischen Quarks und Leptonen. Die Quarks sind die Bestandteile der sogenannten Hadronen. Je nachdem, aus wievielen Quarks sich ein Hadron aufbaut, unterscheidet man zwischen Baryonen und Mesonen. Baryonen (z. B. Proton, Neutron) sind aus drei Quarks, Mesonen

### Kräfte

Kraft	relative Stärke	Austauschteilchen	wirkt auf
stark	1	Gluonen	Quarks, Gluonen
elektromagnetisch	$10^{-2}$	Photonen	geladene Teilchen
schwach	$10^{-5}$	$W^\pm, Z^0$	Quarks, Leptonen
Gravitation	$10^{-39}$	(Gravitonen)	massive Teilchen

Tab. 2.1: Die Wechselwirkungen im Standardmodell der Teilchenphysik. Die relative Stärke ist hierbei normiert auf die Stärke der starken Kraft. Die Gravitation ist nicht im Standardmodell enthalten, hier aber trotzdem gezeigt [Per87].

### Quarks

Name (flavour)	elek. Ladung	Masse
u	$2/3 e$	$1.7 - 3.3 \text{ MeV}/c^2$
d	$-1/3 e$	$4.1 - 5.8 \text{ MeV}/c^2$
c	$2/3 e$	$1.27^{+0.07}_{-0.09} \text{ GeV}/c^2$
s	$-1/3 e$	$101^{+29}_{-21} \text{ MeV}/c^2$
t	$2/3 e$	$172.0 \pm 0.9 \pm 1.3 \text{ GeV}/c^2$
b	$-1/3 e$	$4.19^{+0.18}_{-0.06} \text{ GeV}/c^2$

Tab. 2.2: Die Quarkfamilien mit ihren zugehörigen Ruhemassen im Standardmodell der Teilchenphysik [PDG10].

(z. B.  $\pi, J/\psi$ ) hingegen aus einem Quark-Antiquark-Paar aufgebaut. Die elektrische Ladung und die Masse der Quarks sind in Tabelle 2.2 gezeigt. Aufgrund des Pauli-Prinzips dürfen die drei Quarks im Baryon nicht identisch sein, was bedeutet, dass sich die Quarks in mindestens einer Eigenschaft unterscheiden müssen. Dies hat zur Einführung der *Farbe* von Quarks geführt, da die weiteren Eigenschaften (wie flavour, Spin, Bahndrehimpuls) nicht ausreichen, um die Existenz aller bekannten Hadronen zu erklären. Die Farben der Quarks eines Hadrons müssen so gewählt werden, dass ein Verbund von Quarks als Farbsumme weiß ergibt. Für Mesonen bedeutet das, dass das Antiquark die Antifarbe des Quarks trägt.

Man hat festgestellt, dass Quarks nicht als freie Teilchen vorkommen können und interpretiert, dass sie dann theoretisch kein farbneutrales (weißes) Teilchen mehr bilden. Versucht man nun, ein einzelnes Quark aus dem Verbund zu trennen, so wird die anziehende starke Kraft zwischen den Quarks so groß, dass genügend Energie zur Bildung neuer Quark-Antiquark-Paare vorhanden ist, die schließlich wieder farbneutrale Hadronen bilden.

Da die Quarks sowohl elektrisch, schwach als auch farbgeladen sind, wirken auf sie die starke, schwache und elektromagnetische Kraft (siehe auch Tabelle

## Leptonen

Name	elek. Ladung	Masse
$e^-$	$-e$	$0.511 \text{ MeV}/c^2$
$\nu_e$	0	$< 2 \text{ eV}/c^2$
$\mu^-$	$-e$	$105.7 \text{ MeV}/c^2$
$\nu_\mu$	0	$< 0.19 \text{ eV}/c^2$
$\tau^-$	$-e$	$1776.82 \pm 0.16 \text{ MeV}/c^2$
$\nu_\tau$	0	$< 18.2 \text{ eV}/c^2$

Tab. 2.3: Die Leptonenfamilien mit ihren zugehörigen Ruhemassen im Standardmodell der Teilchenphysik [PDG10].

2.1).

Zum Standardmodell gehören auch die Leptonen (Tabelle 2.3). Genau wie die Quarks sind die Leptonen in drei Familien aufgeteilt, zu jeder dieser Familien gehört ein Lepton und das zugehörige Neutrino. Leptonen sind nicht farbgeladen, deswegen wirkt auf sie nur die schwache sowie die elektromagnetische Kraft, sofern die Leptonen elektrisch geladen sind.

Das Standardmodell liefert ein beinahe vollständiges Bild der Materie, wie wir sie heute kennen. Mit dem Forschungsprogramm am LHC versucht man nun, verbleibende offene Fragen zu klären: woher stammt die Masse der sichtbaren Teilchen, wie entsteht *Dunkle Materie*, etc. Der LHC liefert das Umfeld, den Aufbau der Materie weiter zu untersuchen.

## 2.2 Hochenergiekollisionen

Aus tiefinelastischen Streuprozessen weiss man, dass Protonen nicht nur aus den im vorherigen Abschnitt erläuterten Quarks bestehen. Neben diesem statischen Anteil der Proton-Struktur (den Valenzquarks) beinhaltet das Proton noch einen dynamischen Anteil, der sich aus den Seequarks und den Gluonen zusammensetzt. Bei einer Kollision zweier Protonen mit sehr hohen kinetischen Energien kommt es zu einem Stoß zwischen diesen sogenannten *Partonen*.

Um Protonen auf sehr hohe kinetische Energie zu beschleunigen, setzt man Teilchenbeschleuniger ein. Bringt man diese Protonen zur Kollision, entstehen neue Teilchen, die mit Teilchendetektoren gemessen werden. Dabei erlauben die neu produzierten Teilchen sowie ihre Ausbreitungsrichtung Rückschlüsse auf das Innere des Protons vor der Kollision.

Der *Impulsübertrag*  $Q$  ist ein charakterisches Maß für die Härte einer Stoßes zwischen Protonen. Stoßen die Protonen nur leicht, ist der Impulsübertrag also gering, erwartet man beim Stoß die Produktion von nur wenigen neuen Teilchen. Kommt es zu einem Stoß zwischen zwei Partonen, bei dem ein großer

## 2 Physikalische Grundlagen

Impulsübertrag stattfindet, spricht man von einem harten Stoß. Die Koppelungskonstante der starken Wechselwirkung,  $\alpha_s$ , ist dann sehr klein. Damit lässt sich in diesem Bereich ein störungstheoretischer Ansatz der QCD (perturbative QCD, pQCD) anwenden, um die Kollision zu beschreiben.

Unter diesen Umständen lässt sich der Wirkungsquerschnitt für die Teilchenproduktion in einer Kollision zweier Protonen in unabhängige Faktoren aufteilen lässt (Faktorisierung): die *Parton Distribution Function* (PDF) ( $f$ ), der *elementare Wirkungsquerschnitt* ( $\sigma$ ) und die *Fragmentationsfunktion* ( $D$ ):

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = K \sum_{a,b,c,d=q,\bar{q},g} \int_{x_{a,min}}^1 dx_a \int_{x_{b,min}}^1 dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \sigma_{ab \rightarrow cd} D(z_c, Q^2). \quad (2.1)$$

Die einzelnen Faktoren sind jeder für sich universell, also nicht nur für Proton-Kollisionen, gültig. Im folgenden werden die drei Faktoren kurz erläutert.

Die *Parton Distribution Function* beschreibt die Dichteverteilungen der einzelnen Partonen (also Quarks und Gluonen) als Funktion des Bruchteils  $x$  des Gesamtimpulses des Hadrons, den ein Parton trägt:

$$x = \frac{p_{Parton}}{p_{Hadron}}. \quad (2.2)$$

Die Partonendichte hängt außer von  $x$  auch vom Impulsübertrag  $Q^2$  ab (Skalenbrechung).

Abbildung 2.1 zeigt die PDF eines Protons (*CTEQ6L*-Modell bei einem Impulsübertrag  $Q^2 = 100 \text{ GeV}/c^2$ ). Die Zahl der Quarks nimmt zu kleinen  $x$  zu, bei  $x \approx 0,1$  erkennt man einen erhöhten Anteil an up- und down-Quark, der von den Valenzquarks des Protons herrührt. Der Anteil der Gluonen nimmt mit kleiner werdenden  $x$  immer stärker zu, ist ab  $x \approx 0,1$  bereits deutlich höher als der Anteil der Quarks. Der *elementare Wirkungsquerschnitt* gibt die Wahrscheinlichkeit einer Kollision zweier Partonen an und lässt sich durch die pQCD beschreiben.

Die *Fragmentationsfunktion* schließlich beschreibt, wie sich aus einem gestoßenen Parton neue Teilchen bilden können. Die Fragmentationsfunktion ist, genau wie auch der Wirkungsquerschnitt und die PDF, abhängig vom Impulsübertrag. Die PDF und die Fragmentationsfunktion können nicht berechnet werden, sondern müssen experimentell bestimmt werden. Eine bessere Bestimmung dieser Teile der Faktorisierung in unbekanntem Energiebereichen ist unter anderem Forschungsprogramm am LHC.

Eine Beschreibung der Teilchenproduktion durch die Faktorisierung ist jedoch nicht über den gesamten Impulsbereich möglich. Bei kleinen Transversalimpulsen lassen sich die gemessenen Daten nur durch phänomenologische Modelle beschreiben. Zur Optimierung dieser Modelle müssen die gemessenen Daten verwendet werden.

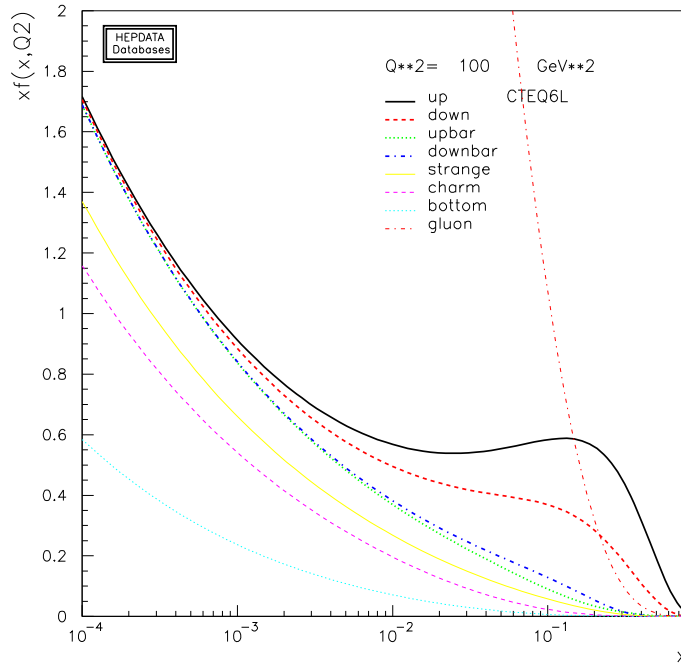


Abb. 2.1: Die Partonverteilungsfunktion in einem Proton gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der bei gegebenem Impulsübertrag (in diesem Fall  $Q^2 = 100 \text{ GeV}$ ) ein Parton mit einem bestimmten longitudinalen Impulsanteil  $x$  zu finden ist (erstellt unter [Dur10]).

Eine der charakteristischen Größen der Teilchenproduktion, die man bei unbekanntem Energien an neuen Beschleunigeranlagen als erstes untersucht, ist die Wahrscheinlichkeit, mit der man ein Ereignis mit einer bestimmten Zahl von in der Kollision produzierten Teilchen misst. Diese Multiplizitätsverteilung wurde mit dem ALICE-Experiment bereits gemessen und veröffentlicht [Ali10]. Abbildung 2.2 zeigt diese Verteilung für die drei bisher gemessenen Strahlenergien  $\sqrt{s} = 0,9 \text{ TeV}$ ,  $2,36 \text{ TeV}$  und  $7 \text{ TeV}$ . Aus praktischen Erwägungen misst man zunächst alle Teilchen und unterscheidet nicht zwischen den verschiedenen Teilchensorten wie Pionen oder Elektronen (inklusive Messung). Die Multiplizitätsverteilung werden mit zunehmender Strahlenergie immer flacher, was bedeutet, dass die die mittlere gemessene Multiplizität zunimmt. In Abbildung 2.2 sind die gemessenen Daten mit negativen binomischen Verteilung (NBD) parametrisiert. Ob die Abweichungen bei den höchsten Multiplizitäten bei  $7 \text{ TeV}$  signifikant sind, wird derzeit mit erheblich höherer Statistik untersucht.

Eine andere charakteristische Größe der Teilchenproduktion in Proton-Proton-Kollisionen ist die Impulsverteilung der Teilchen. Da besonders die Teilchen von Interesse sind, die bei der Kollision neu entstehen, misst man den

## 2 Physikalische Grundlagen

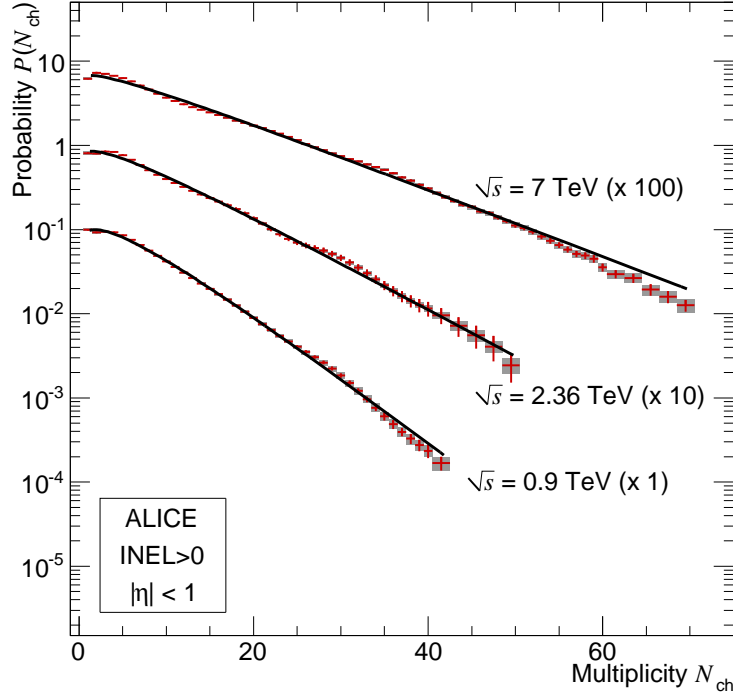


Abb. 2.2: Die gemessene Multiplizitätsverteilung in ALICE für drei verschiedene Strahlenergien. Die verschiedenen Ergebnisse wurde zur besseren Sichtbarkeit skaliert [Aam10].

*Transversalimpuls*  $p_T$ . Der Transversalimpuls<sup>1</sup> ist vor der Kollision noch null; durch die Messung des Transversalimpulses selektiert man nur die Teilchen, die in der Kollision entstanden sind oder an der Kollision beteiligt waren.

Will man nun die Verteilung der Transversalimpulse, das  $p_T$ -Spektrum, charakterisieren, betrachtet man beispielsweise die Form des Spektrums oder gemittelte Größen wie den mittleren Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$ . Teilchen, die bei hohen Transversalimpulsen gemessen werden, stammen aus Stößen mit einem hohem Impulsübertrag, bei denen sich der Wirkungsquerschnitt wie diskutiert im Rahmen der pQCD beschreiben lässt.

Bei kleinen Transversalimpulsen, wo die Teilchenproduktion am höchsten ist, gibt es keine einheitliche Beschreibung des Spektrums in der Theorie. Hier kann das Spektrum nur durch phänomenologische Modelle

Die vorliegende Arbeit widmet sich speziell dem mittleren Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$ , und insbesondere dessen Korrelation mit der Multiplizität des Ereignisses. Diese Abhängigkeit erweist sich als besonders sensitiv auf Annahmen der Modellrechnungen, so dass sie eine wertvolle Observable zur Optimierung der Modelle darstellt.

<sup>1</sup>siehe Anhang: ALICE-Koordinatensystem

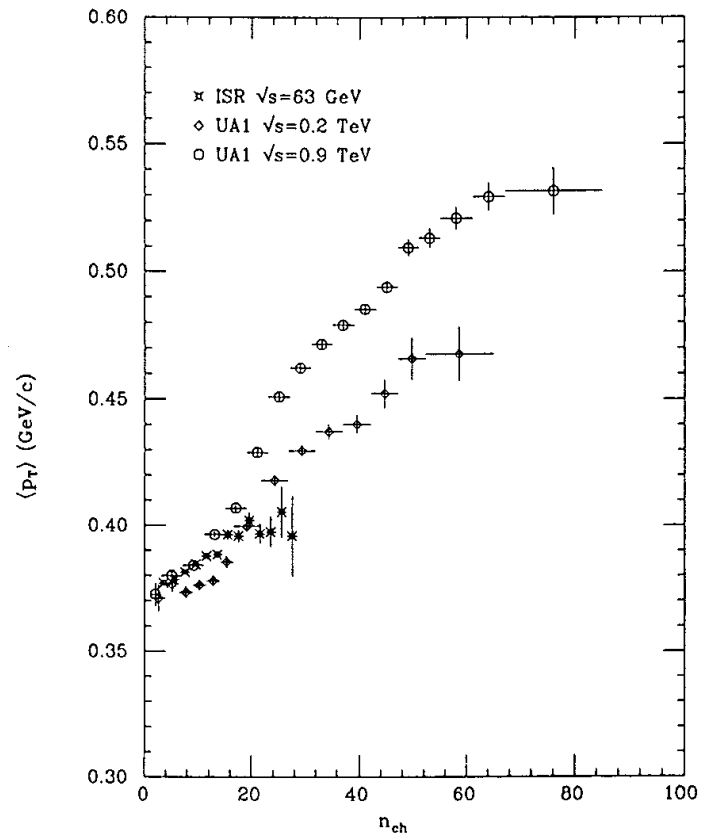


Abb. 2.3: Mittlerer Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität, gemessen mit dem UA1-Experiment [UA189], [ISR83]. Gemessen wurde  $\langle p_T \rangle$  in Kollisionen von Protonen und Antiprotonen bei  $\sqrt{s} = 63$  GeV, 200 GeV sowie 900 GeV.

## 2.3 Messungen des mittleren Transversalimpulses

Im Folgenden werden frühere Messungen des mittleren Transversalimpulses in pp- und p $\bar{p}$ -Kollisionen vorgestellt.

Das **U**nderground **A**rea 1 (UA1)-Experiment, ein Experiment am Sp $\bar{p}$ S-Collider, hat den mittleren Transversalimpuls geladener Teilchen als Funktion der Multiplizität bei  $\sqrt{s} = 200$  bzw. 900 GeV gemessen [UA189]. Abb. 2.3 zeigt diese Messung im Vergleich mit Messungen am CERN-ISR<sup>2</sup> bei niedrigen Energien [ISR83]. Deutlich zu erkennen ist der Anstieg von  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität, wobei der Anstieg mit zunehmender Strahlenergie ausgeprägter wird.

Verschiedene Modelle versuchten, die beobachtete Korrelation zu beschreiben. Eines dieser Modelle basierte auf einem Phasenübergang [Hov82], ein anderes beschrieb den Anstieg mittels sogenannter Minijets [Pan84] [Wan96]. Inzwischen wurde die Korrelation zwischen mittlerem Transversalimpuls und der Multiplizität bei Energien bis  $\sqrt{s} = 1800$  GeV gemessen. Es zeigt sich, dass eine befriedigende Beschreibung nur durch Annahme phänomenologischer Modelle erreicht werden kann.

Das NA49-Experiment am CERN-SPS<sup>3</sup> hat bei noch niedrigeren Strahlenergien ( $\sqrt{s} = 17,8$  GeV) ebenfalls die Korrelation zwischen mittlerem Transversalimpuls und Multiplizität in Proton-Proton-Kollisionen gemessen. Im Gegensatz zu UA1 misst NA49 einen Abfall der Korrelation (Abbildung 2.4). Dies kann bei diesen niedrigen Stoßenergien durch Energieerhaltung erklärt werden, da die zur Teilchenproduktion benötigte Energie in Ereignissen mit hoher Multiplizität nicht mehr als kinetische Energie zur Verfügung steht. Werden also viele Teilchen erzeugt, ist die mittlere kinetische Energie (also auch der mittlere Transversalimpuls) dieser Teilchen kleiner als bei Ereignissen mit geringerer Multiplizität.

## 2.4 Monte-Carlo-Event-Generatoren

Um die Teilchenproduktion in einer Kollision darzustellen, benötigt man Modelle, die die einzelnen Aspekte der Teilchenproduktion beschreiben und zusammengesetzt das Messergebnis reproduzieren. Die Lösung der zugrundeliegenden Modelle ist jedoch analytisch nicht oder nur sehr schwer möglich. Um trotzdem die Messung mit Modellen vergleichen zu können, nutzt man sogenannte *Monte-Carlo-Simulationen*. Mit MC-Simulation lassen sich analytisch

---

<sup>2</sup>ISR: Intersecting Storage Rings

<sup>3</sup>SPS: Super Proton Synchrotron



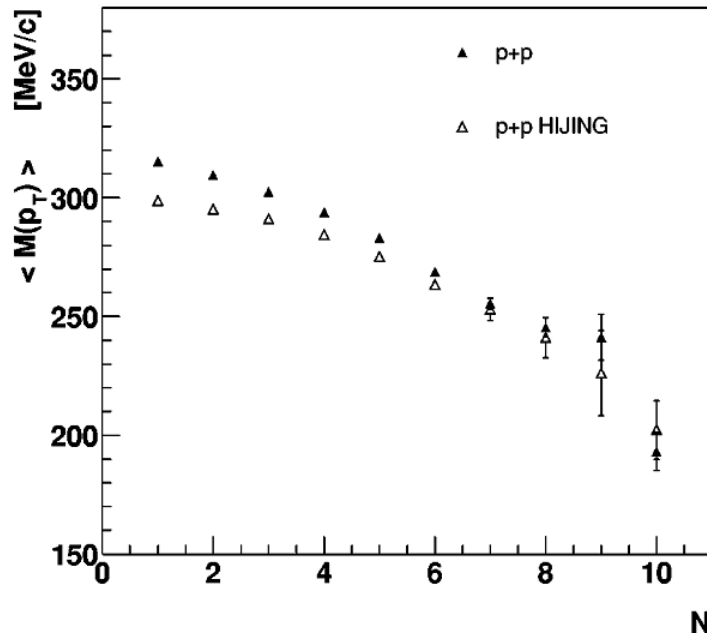


Abb. 2.4: Mittlerer Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität, gemessen mit dem NA49-Experiment [Ant04] bei 158 GeV, dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 17,8$  GeV.

nicht lösbare Probleme durch Wahrscheinlichkeitsverteilungen annähern. Im späteren Verlauf dieser Arbeit werden die gemessenen Daten mit Simulationen verglichen. Dazu werden die beiden Simulationspakete *PYTHIA* und *PHOJET* benutzt, die im Folgenden näher beschrieben werden.

**PYTHIA** Eines der bekanntesten Modelle zur Simulation von Proton-Proton-Kollisionen ist PYTHIA [Pyt10]. PYTHIA basiert auf einem getrennten Ansatz zur Beschreibung der Teilchenproduktion: für hohe Transversalimpulse (= *harter* Bereich) verwendet PYTHIA perturbative QCD, im niedrigen Transversalimpulsbereich (= *weicher* Bereich) werden phänomenologische Modelle eingesetzt. Beide Bereiche werden durch einen Parameter  $p_{T,cut-off}$  voneinander getrennt, der typisch um 2 GeV/c liegt. Neben diesem Parameter gibt es weitere Parameter, wie z. B. das verwendete Set der PDF, Fragmentationsfunktion, welches Underlying Event Modell benutzt wird, etc.

Durch die Vielzahl an Parametern lässt PYTHIA verschiedene physikalische Szenarien der Teilchenproduktion zu, sodass man neben der Version von PYTHIA auch in den einzelnen *Tunes* unterscheidet.

**PHOJET** PHOJET [Pho96] ist ein Monte-Carlo-Generator, der neben der Hadron-Hadron-Wechselwirkung auch die Photon-Hadron- und Photon-

## 2 Physikalische Grundlagen

Photon-Wechselwirkung beschreibt. PHOJET basiert auf einer Kombination aus pQCD im harten  $p_T$ -Bereich, einem Zwei-Partonen-Modell (*Dual Parton Model*, DPM) im weichen Bereich und einem Photogenerator. Beide Bereiche werden, ähnlich wie in PYTHIA, an einem Parameter  $p_{T,cut-off}$  zusammengeführt.

Anders als in PYTHIA lassen sich die Parameter in PHOJET nicht unabhängig ändern. Eine Änderung eines Parameters hat automatisch eine Änderung eines weiteren Parameters zur Folge. So sind zum Beispiel die Wirkungsquerschnitte im weichen und harten Bereich stark abhängig von der Wahl des Parameters  $p_{T,cut-off}$ .

Die Beschreibungen der Teilchenkollision beschränken sich aber nicht auf die eigentliche Teilchenproduktion. Um die Vorhersage der Modelle mit Messungen zu vergleichen, muss man neben der Teilchenproduktion auch den Detektor selbst in die Simulation integrieren.

Für diese Arbeit werden zwei verschiedenen Arten der Simulation benutzt.

In der *vollen* Simulation wird der Detektor mittels des Programmpakets GEANT [Gea10] beschrieben. Hierbei wird für jedes einzelne Teilchen die Bewegung durch den Detektor beschrieben. Das hat den Vorteil, dass man die Bewegung einzelner Teilchen nach der Kollision sehr genau studieren und Effekte innerhalb des Detektormaterials untersuchen kann. Durch die Kenntnis der generierten als auch der gemessenen Teilchen lässt sich die Effizienz des Detektors bestimmen. Diese Simulation wird auch benötigt, um die Korrekturen der gemessenen Daten bestimmen zu können, verschiedene Analysemethoden zu überprüfen oder die zur Analyse des mittleren Transversalimpulses als Funktion der korrigierten Multiplizität benötigte Korrelationsmatrix zu bestimmen (vgl. Kap. 5.2).

Um die korrigierten Ergebnisse der Analyse mit Modellrechnungen zu vergleichen, benötigt man die volle Simulation der Detektorantwort nicht. Hier kann man sich auf die sogenannte *schnelle* Simulation beschränken, bei der nur die generierten Ereignisse gespeichert werden. Der Vorteil hierbei ist, dass man in kurzer Zeit sehr viele Ereignisse simulieren und somit die Statistik signifikant erhöhen kann.

Gerade die Beschreibung der weichen Komponente des  $p_T$ -Spektrums ist für die Berechnung des mittleren Transversalimpulses von entscheidender Bedeutung. Bei kleinen Transversalimpulsen misst man viele Teilchen, sodass hier ein sehr großes Gewicht auf den einzelnen Einträgen des Spektrums liegt.

Abbildung 2.5 zeigt das  $p_T$ -Spektrum, wie es mit ALICE gemessen wurde [Ali10]. Hierbei wurde die volle Simulation für Korrekturen (z. B. der Effizienz) und zur Bestimmung der systematischen Fehler verwendet. Um die Vergleichsrechnungen der Modelle durchzuführen, wurden schnelle Simulationen verwendet. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis von Simulation zu Daten für verschiedene Simulationspakete gezeigt. Man erkennt, dass

der für die Beschreibung des mittleren Transversalimpulses wichtige Teil bei kleinen  $p_T$  ( $< 1$  GeV/c) durch die Modelle nicht ausreichend gut beschrieben wird. Basierend auf solchen Vergleichen können nun die Modelle weiter optimiert werden. Bevor im weiteren Verlauf der Arbeit die Messung des mittleren Transversalimpulses vorgestellt wird, folgt im nächsten Kapitel zunächst eine kurze Beschreibung des ALICE-Experiments, in dessen Rahmen die vorliegende Arbeit durchgeführt wurde.

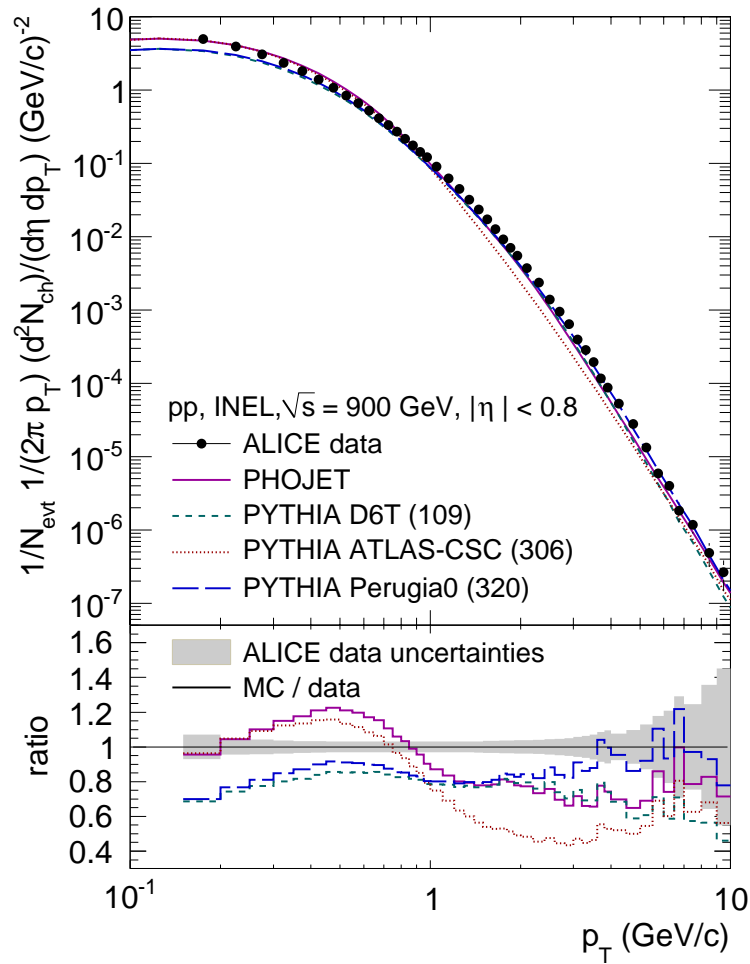


Abb. 2.5: Transversalimpulsspektrum geladener Teilchen gemessen mit ALICE [Ali10] für alle inelastischen Ereignisse (vgl. Kap. 4.2). Die Daten von ALICE werden mit verschiedenen Tunes von PYTHIA sowie PHOJET verglichen. Der untere Teil zeigt das Verhältnis zwischen gemessenen Daten und Simulationen.

## 3 ALICE

ALICE (**A** Large Ion Collider **E**xperiment) ist eines der vier großen Experimente am LHC. ALICE wurde für die Messung von Schwerionenkollisionen bei sehr hohen Strahlenergien optimiert, ist als Vielzweckdetektor aber auch in der Lage, Proton-Proton-Kollisionen zu untersuchen. Eine große Stärke von ALICE liegt in der Spurseparation: in Schwerionenkollisionen werden am LHC voraussichtlich mehrere tausend geladene Teilchen erzeugt, deren Transversalimpulse mit ALICE von sehr niedrigen  $p_T$  ( $\approx 150$  MeV/c) bis zu sehr hohen  $p_T$  ( $\approx 100$  GeV/c) gemessen werden können.

In jedem Strahlrohr des LHC werden Pakete von Protonen oder Schwerionen gegenläufig beschleunigt und auf einer Kreisbahn gehalten, bis sie an festen Kreuzungspunkten der Strahlrohre zur Kollision gebracht werden. Am Kollisionspunkt *Point 2* befindet sich ALICE.

Das Experiment ist um den Kollisionspunkt herum, den sogenannten *Vertex*, aufgebaut. Wie die meisten Experimente an einem Collider ist der Hauptteil von ALICE zylindersymmetrisch um den Vertex aufgebaut, da man bei Schwerionenkollisionen die höchsten Energiedichten bei mittleren Rapiditäten erwartet. Der zylindrische Teil von ALICE ist in einen normalleitenden Magneten eingebaut. Dieser Magnet, vom L3-Experiment am *Large Electron Positron Collider* übernommen, kann ein Magnetfeld von bis zu 0.5 Tesla erzeugen. Bewegen sich geladene Teilchen in einem Magnetfeld, so werden sie durch die Lorentzkraft abgelenkt. Durch die Messung der Ablenkung kann man die Impulse der Teilchen bestimmen. Mehrere Detektoren erweitern ALICE bei Vorwärtsrapiditäten zur Messung von Myonen.

Abbildung 3.1 zeigt einen Aufriss von ALICE. Die einzelnen Detektoren werden ihrer Reihenfolge nach radial von innen nach außen im Folgenden kurz vorgestellt. Die beiden innersten Detektoren, das *Inner Tracking System* und die *Time Projection Chamber*, sind für diese Arbeit von besonderer Bedeutung, daher werden sie nachfolgend genauer betrachtet.

### **TRD** Transition Radiation Detector [TRD01].

Der Übergangsstrahlungsdetektor von ALICE ist ein Detektor, der speziell dafür gebaut wurde, Elektronen von Pionen zu unterscheiden. Pionen, die leichtesten aus Quarks bestehenden Teilchen, werden am häufigsten in einer Kollision erzeugt. Elektronen entstehen in sekundären Zerfällen, z.B. dem Dalitzzerfall pseudoskalarer Mesonen oder dem Zerfall von

### 3 ALICE

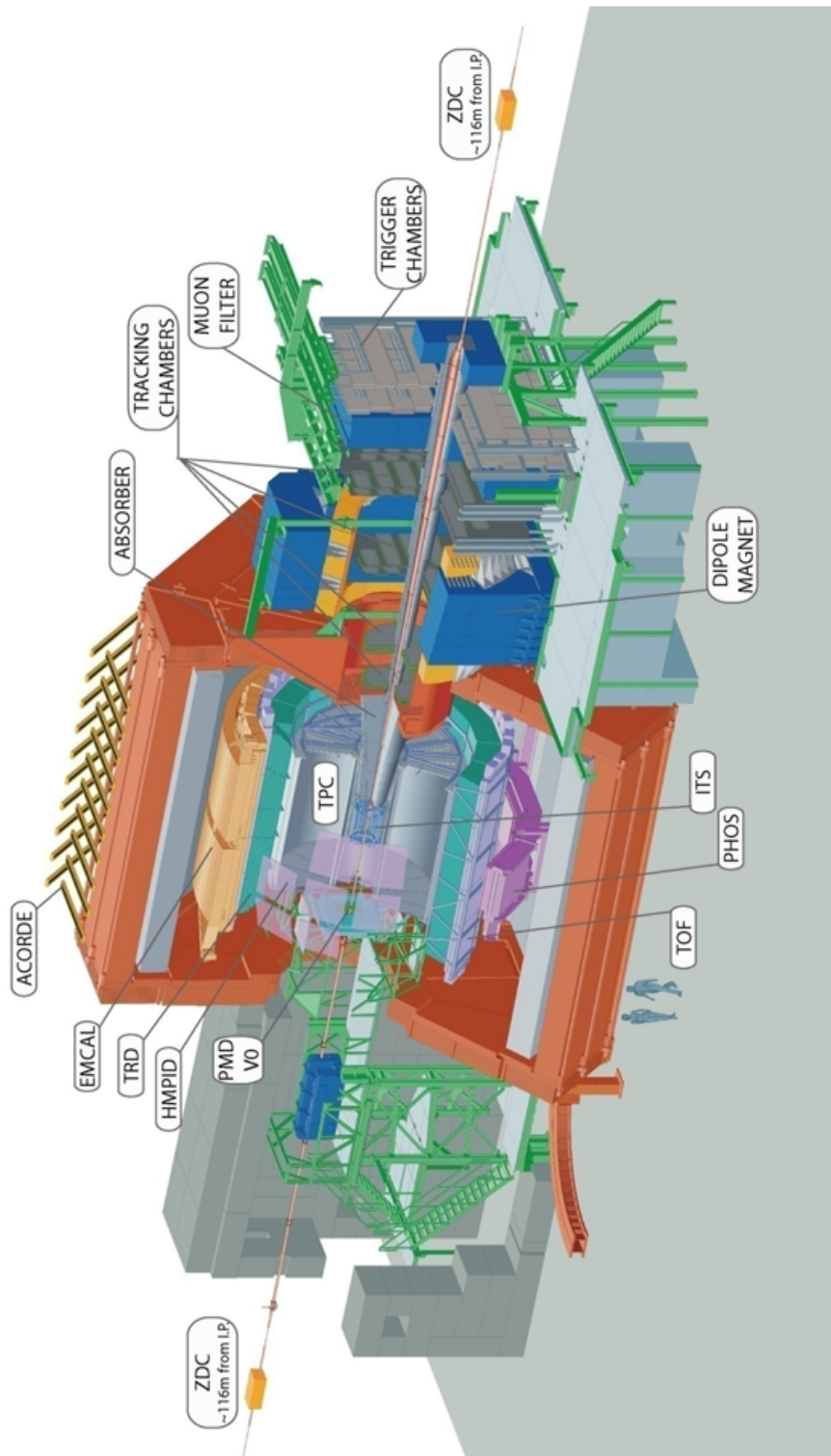


Abb. 3.1: Das ALICE-Experiment als Modell, die Erläuterung der einzelnen Detektoren findet sich im Text [Nof10].

Vektormesonen in ein Elektron-Positron-Paar. Um beide (Pionen und Elektronen) voneinander zu unterscheiden, nutzt man die bei gleichem Impuls höhere Geschwindigkeit der Elektronen im Radiatormaterial des TRD. Diese sorgt dafür, dass Elektronen beim Durchgang durch Materie mehr Übergangsstrahlung als Pionen erzeugen. Diese Übergangsstrahlung kann man im TRD messen.

**TOF** **T**ime-of-**F**light [TOF02]. Mit Hilfe des Flugzeitdetektors kann man die Flugzeit und damit die Geschwindigkeit eines Teilchens messen. In Kombination mit der Impulsmessung der TPC lässt sich damit eine Teilchenidentifizierung durchführen.

**PHOS** **P**hoton **S**pectrometer [PHO99]. Das PHOS besteht aus zwei Detektorteilen: elektromagnetischen Kalorimetern, mit deren Hilfe man Photonen messen kann, und einem Set von Vieldrahtproportionalkammern, die als Veto-Detektor dienen, um geladene Teilchen von Photonen unterscheiden zu können.

**EMCal** **E**lectromagnetic **C**alorimeter [EMC08]. Das EMCal weist Elektronen und Photonen anhand von elektromagnetischen Schauern nach. Hierfür werden Sandwich-Strukturen aus Bleiplatten und Szintillationszählern verwendet. Es liegt gegenüber des PHOS.

**HMPID** **H**igh **M**omentum **P**article **I**dentification **D**etector [HMP98]. Der HMPID ist ein Detektor zur Identifizierung von Hadronen mit hohen Impulsen ( $\approx 5 \text{ GeV}/c$ ). Dazu wird ein RICH (**R**ing **I**magining **C**herenkov)-Detektor benutzt, in dem die Čerenkov-Strahlung der geladenen Teilchen gemessen wird.

**ACORDE** **A**LICE **C**osmic **R**ay **D**etector [ACO06]. Bei ACORDE handelt es sich um einen Detektor, der speziell als Trigger-Detektor für kosmische Teilchen entwickelt wurde. Da kosmische Myonen sehr schnelle Teilchen sind, verändert sich die Flugbahn beim Durchflug von Materie kaum. Misst man eine solche Spur in jedem Detektor, kann die relative Position der einzelnen Detektoren zueinander und eine etwaige Abweichung gemessen werden. Dazu überprüft man, wie weit die einzelnen gemessenen Spurstücke der Detektoren voneinander abweichen. ACORDE besteht aus einer Reihe von Szintillatoren, die auf der Oberseite des L3-Magneten angebracht sind.

**PMD** **P**hoton **M**ultiplicity **D**etector [PMD99]. Mit Hilfe des aus zwei Proportionalkammern bestehenden PMD lässt sich die Multiplizitätsverteilung von Photonen messen. Bei dem PMD handelt es sich um einen *Preshower*-Detektor. Dabei bilden die zu messenden Photonen in einem

### 3 ALICE

dichten Material einen elektromagnetischen Schauer, der dann mit Gasdetektoren gemessen wird.

**FMD** **F**orward **M**ultiplicity **D**etector [FOR04]. Der FMD misst die Multiplizität geladener Teilchen in Vorwärtsrichtung. Um geladene Teilchen zu messen, benutzt der FMD Siliziumstreifendetektoren.

**V0** [FOR04]. Der V0-Detektor ist als Triggerdetektor konzipiert. Es handelt sich um zwei aus Szintillatoren bestehende Subdetektoren, die 90 cm (V0C) bzw. 3,4 m (V0A) vom Kollisionspunkt in ALICE entfernt um das Strahlrohr herum aufgebaut sind. Mit Hilfe dieser Detektoren lässt sich anhand des Zeitsignals auch bestimmen, ob eine Kollision zweier Strahlteilchen oder eine Kollision von Strahlteilchen mit dem Restgas im Strahlrohr vorlag.

**T0** **T**ime 0 [FOR04]. Der T0-Detektor dient speziell zur Bestimmung des Zeitpunkts und des Orts mit einer sehr hohen Präzision, an dem die primäre Kollision stattgefunden hat. Dazu werden zwei sogenannte *Multi Channel Plates* benutzt, die 70 cm bzw. 3,6 m vom erwarteten Vertex entfernt liegen.

**ZDC** **Z**ero **D**egree **C**alorimeter [ZDC99]. Bei Schwerionenkollisionen spielt es eine große Rolle, welcher Anteil eines Kerns an der Kollision teilgenommen hat. Mit dem ZDC misst man die verbleibenden Neutronen der beiden Kerne, die unverändert in Strahlrichtung weiterfliegen. Das ZDC ist rund 100 m vom Kollisionspunkt entfernt aufgebaut.

**MUON** **M**uon **S**pectrometer [MUO99]. Das Myon-Spektrometer wurde dafür entwickelt, Myonen aus dem Zerfall von Quarkonia (z. B. aus  $c\bar{c}$  aufgebaute Mesonen, vgl. Kap. 2.1) mit einer besonders guten Auflösung zu messen. Dazu werden zunächst alle nicht-myonischen Teilchen von einem Absorber aufgenommen. Die Myonen werden dann mit verschiedenen Detektortypen gemessen.

## 3.1 Das ALICE Inner Tracking System

Das *Inner Tracking System* des ALICE-Experiments besteht aus drei Subdetektoren mit jeweils zwei Lagen. Die innersten beiden Ringe um die Strahlachse werden vom *Silicon Pixel Detector*, SPD, gebildet. Es folgt der *Silicon Drift Detector*, SDD, bei großen Radien wird der ITS dann durch den *Silicon Strip Detector*, SSD, abgeschlossen. Abbildung 3.2 zeigt die drei Subdetektoren im ALICE-Eventdisplay bei einer der ersten Proton-Proton-Kollisionen in ALICE.

Das ITS ist im inneren Bereich von ALICE um die Strahlachse plaziert und dient der Rekonstruktion des primären Vertex. Mit dem ITS können Teilchen



### 3.1 Das ALICE Inner Tracking System

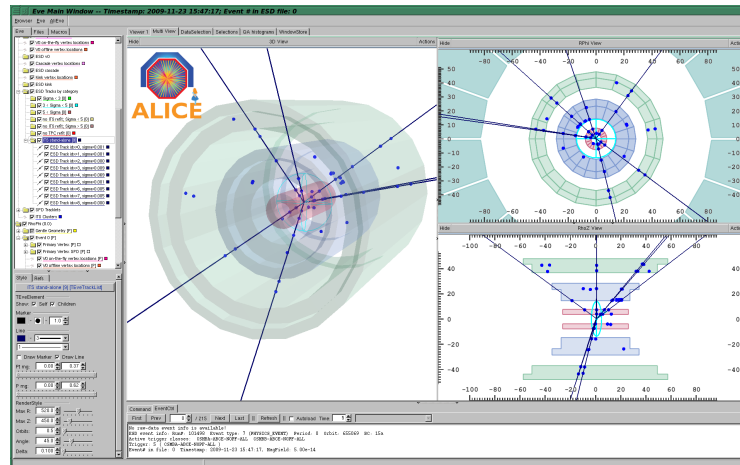


Abb. 3.2: Das ITS mit den ersten gemessenen Spuren in ALICE [Aam09].

bis zu einer Pseudorapidität (vgl. Anhang) von  $|\eta| < 2$  für die innerste Lage,  $|\eta| < 1,4$  für die darauffolgende Lage bzw.  $|\eta| < 0,9$  für die restlichen Lagen gemessen werden. Das gesamte ITS erstreckt sich in radialer Richtung bis zu einem Radius von 51 cm und ist dazu optimiert, Spuren mit einer besonders guten räumlichen Auflösung zu messen.

#### 3.1.1 Silicon Pixel Detector, SPD

Direkt um den primären Reaktionspunkt herum ist die Spurdichte nach einer Kollision besonders hoch, sie liegt in Schwerionenkollisionen im Bereich von rund 50 Spuren/  $\text{cm}^2$ . Um eine solch hohe Dichte messen und einzelne Spuren unterscheiden zu können, bedarf es eines sehr fein granulierten Detektors. Die hohe Spurdichte bedeutet auch eine hohe radioaktive Strahlungsbelastung. Halbleiterdetektoren wie SPD's sind für diesen Zweck besonders gut geeignet.

#### 3.1.2 Silicon Drift Detector, SDD

Die nächste Lage des ITS besteht aus SDD's. Diese haben den Vorteil, dass sie neben der sehr guten Ortsauflösung eines Halbleiterdetektors auch noch Informationen über den spezifischen Energieverlust eines Teilchens messen können.

#### 3.1.3 Silicon Strip Detector, SSD

Bei einem *Silicon Strip Detector* trägt man die p- und die n-Schicht des Halbleiterdetektors in Streifen auf das Trägersubstrat auf. Dabei wird die p-Schicht um 35 mrad gedreht zur n-Schicht aufgebracht. Durch diese gedrehte Anordnung lässt sich dann die x-y-Koordinate der Teilchen genau bestimmen. Beim

SSD wird die Auslesezeit nur durch die Driftzeit der Ladung im Trägermaterial bestimmt, wodurch der SSD ein sehr schneller Detektor ist.

## 3.2 Die ALICE Time Projection Chamber

Der Hauptdetektor zur Spurrekonstruktion ist die *Time Projection Chamber*. Sie ermöglicht die Messung eines dreidimensionalen Abbilds der einzelnen Spuren, die nach einer Kollision entstehen. Die ALICE-TPC wurde speziell für die Messungen der Spuren bei der Kollision zweier Schwerionen entwickelt. Zu diesem Zweck kann die TPC mehrere 1000 Spuren separieren. Die TPC ist in der Lage, neben der räumlichen Position auch den spezifischen Energieverlust zu messen.

### 3.2.1 Technische Eigenschaften der ALICE-TPC

Bei der ALICE-TPC handelt es sich um einen zylindrisch geformten Driftdetektor, der in radialer Richtung von  $r = 85$  cm bis  $r = 247$  cm mit der Länge 5 m symmetrisch um den Reaktionspunkt liegt. In der Mitte der TPC befindet sich eine Hochspannungsmembran, die das aktive Volumen der TPC von  $90 \text{ m}^3$  in zwei Hälften teilt. An diese Membran ist eine Hochspannung von -100 kV angelegt. Zwischen dieser Membran und den sich auf Erdpotential befindenden Endkappen entsteht dadurch ein homogenes Driftfeld.

Im Inneren des aktiven Volumens befindet sich ein Ne-CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-Gemisch (85,7%-9,5%-4,8%). Diese Gaskomposition führt zu einer maximalen Driftzeit in der TPC von rund  $94 \mu\text{s}$ . Die beim Durchflug von geladenen Teilchen erzeugten Elektronen werden an den Endkappen mittels Vieldrahtproportionalkammern gemessen. Die Gasverstärkung beträgt etwa 10000. Es stehen insgesamt 557.568 Kanäle zur Kathodenpadauslese zur Verfügung.

Da die Driftgeschwindigkeit in der TPC sehr empfindlich auf Temperaturschwankungen reagiert, wird die TPC mit maximalen Temperaturunterschieden von  $\Delta T \approx 60$  mK betrieben. Außerdem werden zwischen Runs (siehe Kap. 4), in denen Daten gemessen werden, immer sogenannte *Laser-Runs* durchgeführt. Bei diesen Laser-Runs werden mittels eines Lasers Spuren in der TPC erzeugt. Diese Spuren werden mit der gleichen Methode analysiert wie Teilchenspuren nach einer Kollision, nur dass im Fall der Laser-Runs Zeitpunkt und Ort der Spuren genau bekannt sind. Durch diese Kenntnis lässt sich dann die Driftgeschwindigkeit der TPC sehr genau bestimmen und nötigenfalls korrigieren.

### 3.2.2 Funktionsweise einer TPC

Teilchen, die durch das Gas der TPC fliegen, ionisieren entlang ihres Wegs das Gas. Details zur Wechselwirkung der Teilchen im Gas sowie zur Elektronenbewegung im Gas finden sich im Anhang unter 7.1.

Durch das anliegende elektrische Feld bewegen sich die durch Ionisation entstehenden Elektronen zu den Endkappen der TPC und werden dort in MWPCs gemessen. Jeder Messpunkt in den MWPCs wird als *Cluster* bezeichnet. Die einzelnen Cluster werden in der Rekonstruktion zu Spuren (*Tracks*) zusammengefügt. Je mehr Cluster man pro Spur findet, umso besser ist die Beschreibung der Spur und umso besser wird in der Rekonstruktion die Spur erkannt. Die Stärke der TPC (neben der Separation vieler Spuren) ist die vergleichsweise einfache Messung eines dreidimensionalen Bildes der Spuren. Um eine dreidimensionale Spur zu messen, teilt man die Messung in der TPC in zwei Teile auf. An den Endkappen werden die x- und y-Koordinate mit den MWPCs gemessen. Die z-Koordinate wird über die Zeit bestimmt, zu der man das Signal in den MWPCs misst.

Über die Höhe des Signals, die der Stärke der Ionisierung des Gases entspricht, kann man außerdem noch den spezifischen Energieverlust des Teilchens bestimmen. Nach Gleichung 7.1 ist dieser spezifische Energieverlust nur abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens. Somit kann man aus dem Zusammenhang von Impuls und Energieverlust in der TPC eine Identifizierung des Teilchens vornehmen. Abbildung 3.3 zeigt den spezifischen Energieverlust als Funktion des Impulses gemessen mit der TPC. Deutlich zu sehen sind die einzelnen, verschiedenen Teilchenarten zugehörigen Bänder. Ab einem gewissen Impulsbereich lassen sich jedoch die verschiedenen Teilchensorten nur noch sehr schwer voneinander unterscheiden, die Bänder der einzelnen Teilchensorten liegen dann aufeinander. Bei hohen Teilchenimpulsen nutzt man zur Teilchenidentifikation daher eine kombinierte Messung in der TPC, HMPID und TOF bzw. TRD.

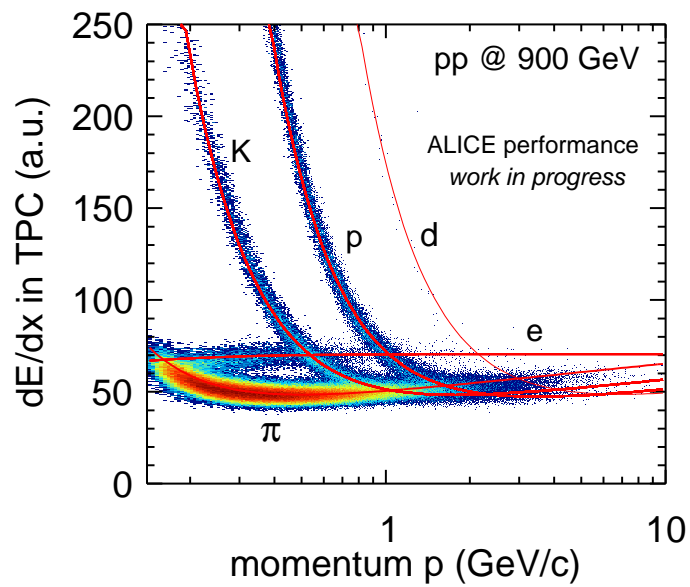


Abb. 3.3: Der spezifische Energieverlust als Funktion des Impulses, gemessen mit der ALICE-TPC. Deutlich zu unterscheiden sind die einzelnen Teilchensorten. Die Linien zeigen die sogenannte ALEPH-Parametrisierung der Bethe-Bloch-Kurve [Int10].

# 4 Der mittlere Transversalimpuls

## 4.1 Datensatz

Diese Arbeit basiert auf pp-Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 900$  GeV, die im Dezember 2009 aufgezeichnet wurden. Als Triggerdetektoren wurden das V0-System (V0A und V0C)<sup>1</sup> sowie die beiden innersten Lagen des ITS, der SPD, verwendet. Um möglichst alle inelastischen Ereignisse zu selektieren, wurde der Trigger immer dann ausgelöst, wenn entweder ein Treffer im SPD, V0A oder V0C gemessen wurde.

Die Rohdaten werden am CERN zwischengespeichert und dann auf dem GRID rekonstruiert, d. h. die Signale in den einzelnen Detektoren werden zu Teilchenspuren (*Tracks*) aufgearbeitet. Vor der ersten Rekonstruktion wird jeder Detektor mit Hilfe von Simulationen kalibriert. Nach der Rekonstruktion wird diese Kalibrierung überprüft, indem man z. B. die Masse bekannter Teilchen mit dem Literaturwert vergleicht. Findet man hier eine signifikante Diskrepanz, wird die Rekonstruktion mit einer verbesserten Kalibrierung wiederholt. Im vorliegenden Fall handelt es sich um die ersten mit ALICE gemessenen Proton-Proton-Kollisionen, sodass hier mehrere Rekonstruktionen nötig waren. Für diese Analyse wurde die fünfte Rekonstruktionsiteration, der sogenannte *pass4* (die Zählung beginnt bei 0) verwendet.

Die Daten werden in der Datennahme in sogenannte *Runs* eingeteilt. Ein Run bezeichnet hierbei die kleinste zusammenhängende Einheit von gemessenen Ereignissen. Tabelle 4.1 zeigt die Runs, die für diese Analyse benutzt wurden.

## 4.2 Ereignisklassen in pp-Kollisionen

Kommt es zu einer Kollision zweier Protonen, bei der neue Teilchen entstehen, spricht man von inelastischen Prozessen. Abbildung 2.5 zeigt das mit ALICE gemessene INEL - Transversalimpulsspektrum [Ali10]. Inelastische Prozesse lassen sich noch weiter spezifizieren. Man unterscheidet bei inelastischen Pro-

---

<sup>1</sup>V0A bezeichnet die A-Seite des V0-Subdetektors, für das ALICE-Koordinatensystem siehe Anhang, V0C entsprechend die C-Seite, vgl. auch Kap. 3

#### 4 Der mittlere Transversalimpuls

Runnummer	Datum	Dauer [hh:mm]	Ereignisse	mit $MB_{or}$
104792	11.12.2009	2:17	97942	45736
104793	11.12.2009	1:03	34548	10611
104799	11.12.2009	0:14	13865	8005
104800	11.12.2009	0:23	21595	11818
104801	11.12.2009	1:17	59568	29386
104802	11.12.2009	0:06	4045	1601
104803	11.12.2009	0:39	23650	9253
104824	11.12.2009	1:12	39356	12606
104825	11.12.2009	0:39	20224	5774
104845	12.12.2009	1:51	61960	22117
104852	12.12.2009	2:44	108452	50719
104867	12.12.2009	0:43	32285	16613
104876	12.12.2009	0:02	2361	867
104892	12.12.2009	1:35	109752	75638

Tab. 4.1: Die für diese Analyse benutzten Runs. Neben der Runnummer ist auch das Datum und die Länge des Runs sowie die Zahl aller gemessenen Ereignisse und die Zahl der Ereignisse mit der Triggerkonfiguration  $MB_{or}$  gezeigt.

zessen zwischen *nicht-diffraktiven*, *einfach-diffraktiven* und *doppelt-diffraktiven* Prozessen.

Abbildung 4.1 zeigt die Rapiditätsverteilungen<sup>2</sup> für die drei verschiedenen inelastischen Prozesse als Ergebnis einer PYTHIA-Simulation. Bei einfach-diffraktiven Prozessen bleibt eins der Strahlteilchen intakt und ist als scharfer Peak sichtbar, das andere Strahlteilchen bildet neue Teilchen. Bei doppelt-diffraktiven Prozessen bilden beide Strahlteilchen neue Teilchen bei positiven und negativen Rapiditäten. Bei nicht-diffraktiven Ereignissen werden neue Teilchen bei mittleren Rapiditäten erzeugt.

ALICE kann experimentell nicht eindeutig zwischen nicht-diffraktiven und doppelt-diffraktiven Prozessen unterscheiden, deshalb wird nur zwischen inelastischen (INEL) Ereignissen und nicht einfach-diffraktiven (*non single diffractive*, *NSD*) Ereignissen unterschieden.

Um zwischen inelastischen und nicht einfach-diffraktiven Ereignissen zu unterscheiden, verwendet man in ALICE zwei verschiedene Triggerkonfigurationen. Im Fall der inelastischen Ereignisse fordert man, dass man mindestens eine Spur in V0A, V0C oder SPD findet. Diese Konfiguration, mit  $MB_{or}$  bezeichnet, selektiert die meisten Ereignisse.

<sup>2</sup>für das ALICE-eigene Koordinatensystem siehe Anhang

## 4.2 Ereignisklassen in pp-Kollisionen

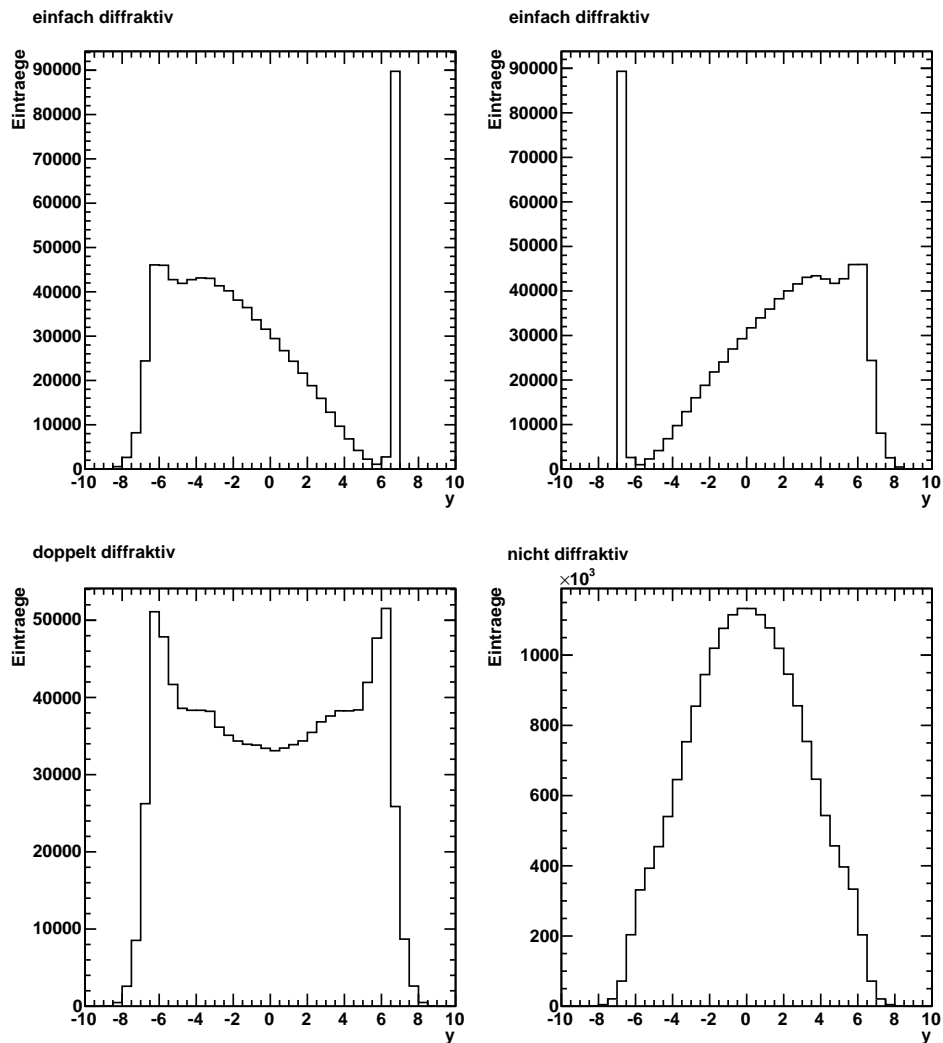


Abb. 4.1: Rapidityverteilungen für die verschiedenen diffraktiven Prozesse, generiert mit PYTHIA6 (Tune Perugia0,  $\sqrt{s} = 900$  GeV,  $10^6$  Ereignisse). Die beiden oberen Graphen zeigen die einfach-diffraktiven Prozesse. Man erkennt, dass ein Strahlteilchen aufgebrochen wird und neue Teilchen erzeugt (breite Verteilung bei positiven/negativen Rapiditäten), das andere Strahlteilchen unverändert bleibt und als Peak gemessen wird. Im unteren linken Bild sind die doppelt-diffraktiven Ereignisse gezeigt. Hierbei werden beide Strahlteilchen aufgebrochen und es entstehen neue Teilchen in Vorwärts-/Rückwärtsrichtung. Das rechte untere Bild zeigt die nicht-diffraktiven Ereignisse. Hierbei kommt es zu einem harten Stoß zwischen den Partonen, die meisten Teilchen entstehen bei mittleren Rapiditäten.

## 4 Der mittlere Transversalimpuls

Um den Anteil an einfach-diffraktiven Ereignissen zu unterdrücken, nutzt man eine andere Konfiguration: in dieser wird verlangt, dass sowohl in V0A als auch in V0C eine Spur gemessen wird. Bei einfach-diffraktiven Prozessen findet man in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrapidität wenige Teilchen, sodass man, wenn man in beiden Richtungen eine Spur misst, mit einer höheren Wahrscheinlichkeit von einem nicht einfach-diffraktiven Ereignis ausgehen kann.

Die Selektion durch die verschiedenen Triggerkonfigurationen reicht jedoch noch nicht, um eine klare Unterscheidung in INEL und NSD Ereignisse vorzunehmen. Um die entsprechenden Korrekturen zu bestimmen, verwendet man die Information aus Monte-Carlo-Generatoren. In den Generatoren kann man zwischen den verschiedenen diffraktiven Prozessen unterscheiden und die Effizienzen der ALICE-Trigger für den jeweiligen Prozesstyp bestimmen. Damit kann man in gemessenen Ereignissen die Anteile der einzelnen diffraktiven Prozesse so korrigieren, dass man nur die nicht einfach-diffraktiven Prozesse erhält. Diese Korrektur ist jedoch abhängig vom verwendeten Generator, sodass man die Ergebnisse mehrerer Generatoren vergleichen muss.

Mit diesen Konfigurationen wurden  $2,67 \cdot 10^5$  inelastische Ereignisse gefunden, von denen  $2,15 \cdot 10^5$  Ereignisse nicht einfach-diffraktiv sind. In den inelastischen Ereignissen wurde bei  $2,13 \cdot 10^5$  Ereignissen ein Vertex rekonstruiert, bei den nicht einfach-diffraktiven  $1,98 \cdot 10^5$  Ereignisse. Die Effizienz der Trigger betrug  $96 \pm 1\%$  für INEL ( $MB_{or}$ ) und  $93 \pm 1\%$  für NSD ( $MB_{and}$ ).

### 4.3 Spurselektion

In der vorliegenden Analyse wurde zur Spurrekonstruktion die TPC sowie der ITS verwendet. Um eine hohe Qualität der Spuren zu erreichen, wurden folgende Auswahlkriterien angewendet:

- $p_T > 0,15 \text{ GeV}/c$
- $|\eta| < 0,8$
- Zahl der Cluster in der TPC  $NCl_{sTPC}$ :  $NCl_{sTPC} > 70$
- $\chi^2$  pro Cluster der Parametrisierung in der TPC  $\chi^2/cls$ :  $\chi^2/cls < 4,0$  .

Die Zahl der Cluster und das  $\chi^2$  pro Cluster bestimmen die Qualität der Spur. Je mehr Cluster zu einer Spur beitragen, umso besser kann die Spur bestimmt werden. Je kleiner das  $\chi^2$  einer Spur ist, umso besser wird die Spur durch die Tracking-Parametrisierung beschrieben. Außerdem wird ein Track nur akzeptiert, wenn mindestens zwei Treffer im ITS (davon einer im SPD, dem innersten Detektor) beigetragen haben. Dies unterdrückt die Kontamination durch Sekundärspuren, etwa aus schwachen Zerfällen seltsamer Hadronen.



Teilchen mit Transversalimpulsen kleiner als 150 MeV/c werden in dieser Analyse nicht verwendet, da die Rekonstruktionseffizienz bei  $p_T = 150$  MeV/c nur noch 50% beträgt und diese Effizienz noch weiter sinkt, wenn man versucht, Teilchen bei noch kleineren Transversalimpulsen zu messen.

Um nicht Spuren am Rand der geometrischen Akzeptanz der TPC zu messen, wird die Pseudorapidität  $\eta$  auf den oben gezeigten Bereich eingeschränkt.

Als weiteres Qualitätskriterium wird der transversale Stoßparameter  $d_0$  berücksichtigt, der angibt, wie groß der kleinste Abstand der rekonstruierten Teilchenspur vom Primärvertex ist. Gilt für diesen, dass

$$d_0 < 0,35 \text{ mm} + 0,42 \text{ mm} \cdot p_T^{-0,9}, \quad (4.1)$$

so wird angenommen, dass dieses Teilchen an der Kollision beteiligt war oder in der Kollision entstanden ist.

Zusätzlich wird verlangt, dass sich die zu einer gesamten Spur (gebildet aus TPC und ITS) gehörenden Spurteile an der Grenze zwischen beiden Detektoren innerhalb eines bestimmten Bereiches treffen.

Die Impulsauflösung der TPC ist durch die folgende Parametrisierung gegeben:

$$\left( \frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right)^2 = (0,01)^2 + (0,007 \cdot p_T)^2. \quad (4.2)$$

Für  $p_T > 1$  GeV/c wurde die Impulsauflösung durch die Messungen von kosmischen Myonen und dem anschließenden Vergleich der in der oberen und der unteren Hälfte der TPC gemessenen Impulse bestimmt, für  $p_T < 1$  GeV/c wurde die Impulsauflösung unter Berücksichtigung der invarianten Masse des  $K_s^0$  bestimmt.

Zusätzlich wurden verschiedene Korrekturen angewendet, die auf der Analyse von Simulationen beruhen. Dabei wurden die Anteile der diffraktiven Prozesse, aber auch unzureichende Justierung des Detektors in Betracht gezogen (vgl. [Ali10]).

Aus den so entstehenden und vollständig korrigierten Transversalimpulsspektren wurden im Rahmen dieser Arbeit die mittleren Transversalimpulse bestimmt.

## 4.4 Berechnung des Mittelwertes

Betrachtet man eine kontinuierliche Parametrisierung  $f(p_T)$  des  $p_T$ -Spektrum, so ist der mittlere Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  gegeben als

$$\langle p_T \rangle = \frac{\int p_T \cdot f(p_T) dp_T}{\int f(p_T) dp_T}. \quad (4.3)$$

#### 4 Der mittlere Transversalimpuls

Im Fall von gemessenen Daten liegen die Datenpunkte jedoch nicht als kontinuierliche Funktion, sondern als diskretisiertes Spektrum vor. In diesem Fall berechnet sich der Mittelwert als

$$\langle p_T \rangle = \frac{\sum y(p_T) \cdot p_T \cdot w(p_T)}{\sum y(p_T) \cdot w(p_T)}, \quad (4.4)$$

wobei  $y(p_T)$  der Yield an der Stelle  $p_T$  und  $w(p_T)$  die Breite der Diskretisierung (Bin) an der Stelle  $p_T$  ist.

### 4.5 Parametrisierung des Spektrums

Um trotz der Tatsache, dass man nur Teilchen mit Transversalimpulsen  $p_T > 150 \text{ MeV}/c$  misst, einen mittleren Transversalimpuls für den gesamten  $p_T$ -Bereich angeben zu können, kann das gemessene Spektrum zunächst parametrisiert und mit dieser Parametrisierung dann zu  $p_T = 0$  extrapoliert werden. Gleichung 4.5 zeigt die modifizierte Hagedorn-Funktion, eine mögliche Parametrisierung des  $p_T$ -Spektrums [Hag83]:

$$\frac{1}{p_T} \frac{dN^2}{d\eta dp_T} = A \cdot \frac{p_T}{m_T} \cdot \left(1 + \frac{p_T}{p_{T,0}}\right)^{-n}. \quad (4.5)$$

Eine andere mögliche Parametrisierung ist die Tsallis-Funktion [Tsa88]:

$$\frac{1}{p_T} \frac{dN^2}{d\eta dp_T} = A \cdot \frac{p_T}{m_T} \cdot \left(1 + \frac{E_T}{n \cdot T}\right)^{-n}. \quad (4.6)$$

$n$  und  $T$  sind freie Parameter, die transversale Masse  $m_T$  ist definiert als

$$m_T = \sqrt{m_\pi^2 + p_T^2} \quad (4.7)$$

und es gilt

$$E_T = \sqrt{m_\pi^2 + p_T^2} - m_\pi \quad (4.8)$$

mit der Pionenmasse  $m_\pi = 140 \text{ MeV}/c^2$ .

Um eine physikalisch korrekte Beschreibung des Spektrums zu erfüllen, muss die Funktion die folgende Relation erfüllen:

$$\frac{1}{p_T} \frac{dN^2}{dy dp_T} \xrightarrow{p_T \rightarrow 0} 0. \quad (4.9)$$

Da sich die Tsallis-Funktion und die modifizierte Hagedorn-Funktion nur in  $E_T$  bzw.  $p_T$  unterscheiden, wird hier die Gültigkeit der Relation nur am Beispiel

#### 4.5 Parametrisierung des Spektrums

der modifizierten Hagedorn-Funktion gezeigt. Für den Übergang von  $\eta \rightarrow y$  kann man Gleichung 4.5 zunächst folgendermaßen umschreiben:

$$\frac{dN^2}{d\eta dp_T} = A \cdot \frac{p_T^2}{m_T} \cdot \left(1 + \frac{p_T}{p_{T,0}}\right)^{-n}. \quad (4.10)$$

Die Jacobi-Determinante für den Übergang  $\eta \rightarrow y$  ist

$$\frac{dy}{d\eta} = \frac{p}{E} \approx \frac{p_T}{m_T} \quad (4.11)$$

für  $\eta, p_L \rightarrow 0$  und  $m_T$  wie in Gleichung 4.7.

Wendet man Gleichung 4.11 auf Gleichung 4.10 an, so erhält man

$$\frac{dN^2}{dy dp_T} = A \cdot p_T \cdot \left(1 + \frac{p_T}{p_{T,0}}\right)^{-n} \xrightarrow{p_T \rightarrow 0} 0. \quad (4.12)$$

Gilt Gleichung 4.9, so muss auch gelten, dass

$$\frac{1}{p_T} \frac{dN^2}{d\eta dp_T} \xrightarrow{p_T \rightarrow 0} 0, \quad (4.13)$$

$$\frac{1}{p_T} \frac{dN^2}{d\eta dp_T} = A \cdot \frac{p_T}{m_T} \cdot \left(1 + \frac{p_T}{p_{T,0}}\right)^{-n} \quad (4.14)$$

$$= A \cdot \frac{p_T}{\sqrt{m_0^2 + p_T^2}} \cdot \left(1 + \frac{p_T}{p_{T,0}}\right)^{-n}, \quad (4.15)$$

$$p_T \rightarrow 0 \quad (4.16)$$

$$= A \cdot \frac{0}{\sqrt{m_0^2 + 0}} \cdot \left(1 + \frac{0}{p_{T,0}}\right)^{-n} \quad (4.17)$$

$$= 0. \quad (4.18)$$

Für einen kleinen Transversalimpuls gehen beide Funktionen in eine Exponentialfunktion über, die den weichen Teil des Transversalimpulsspektrums gut beschreibt:

$$\frac{dN^2}{dy dp_T} \propto p_T \cdot \left(1 + \frac{p_T}{p_{T,0}}\right)^{-n} \quad (4.19)$$

$$\approx 1 + p_T \text{ für kleine } p_T \quad (4.20)$$

$$e^{p_T} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{p_T^n}{n!} \approx 1 + p_T. \quad (4.21)$$

#### 4 Der mittlere Transversalimpuls

Bei großem Transversalimpuls gehen die Funktionen in eine Potenzfunktion über, wie sie auch in der pQCD bei hohen Transversalimpulsen erwartet wird:

$$\frac{dN^2}{dydp_T} = A \cdot p_T \cdot \left(1 + \frac{p_T}{p_{T,0}}\right)^{-n} \quad (4.22)$$

$$\approx p_T^{-n} \text{ für große } p_T. \quad (4.23)$$

Um zu überprüfen, welche der beiden Parametrisierungen das Spektrum am besten beschreibt, wurde eine Parametrisierung der gemessenen Daten durchgeführt. Abbildung 4.2 zeigt im oberen Teil die gemessenen Datenpunkte zusammen mit der Tsallis- und der Hagedorn-Funktion für den Bereich  $p_T < 1 \text{ GeV}/c$ , im unteren Teil die relative Abweichung der beiden Parametrisierungen zum Spektrum. Man kann erkennen, dass die modifizierte Hagedorn-Funktion das Spektrum, besonders im niedrigen  $p_T$ -Bereich, besser beschreibt als die Tsallis-Funktion. Aus diesem Grund wird im Weiteren die modifizierte Hagedorn-Funktion zur Extrapolation des Spektrums zu  $p_T = 0$  verwendet, dazu werden alle leeren Bins des Spektrums im gesamten Bereich mit den Werten der Funktion ergänzt.

#### 4.5.1 Systematische Unsicherheit der Extrapolation

Um die systematische Unsicherheit der Extrapolation abschätzen zu können, wurden neben der modifizierten Hagedorn-Funktion die folgenden Möglichkeiten zur Extrapolation des Spektrums überprüft:

- Form des PYTHIA- $p_T$ -Spektrums
- Form des PHOJET- $p_T$ -Spektrums
- lineare Funktion

$$f(p_T) = A_{lin} \cdot p_T \quad (4.24)$$

Die Steigung der lineare Funktion berechnet sich als

$$A_{lin} = \frac{yield(firstbin)}{p_T(firstbin)} \quad (4.25)$$

- exponentielle Funktion

$$f(p_T) = A_{exp} \cdot \exp(-b \cdot p_T) \quad (4.26)$$

- Tsallis-Funktion (Gleichung 4.6).

#### 4.5 Parametrisierung des Spektrums

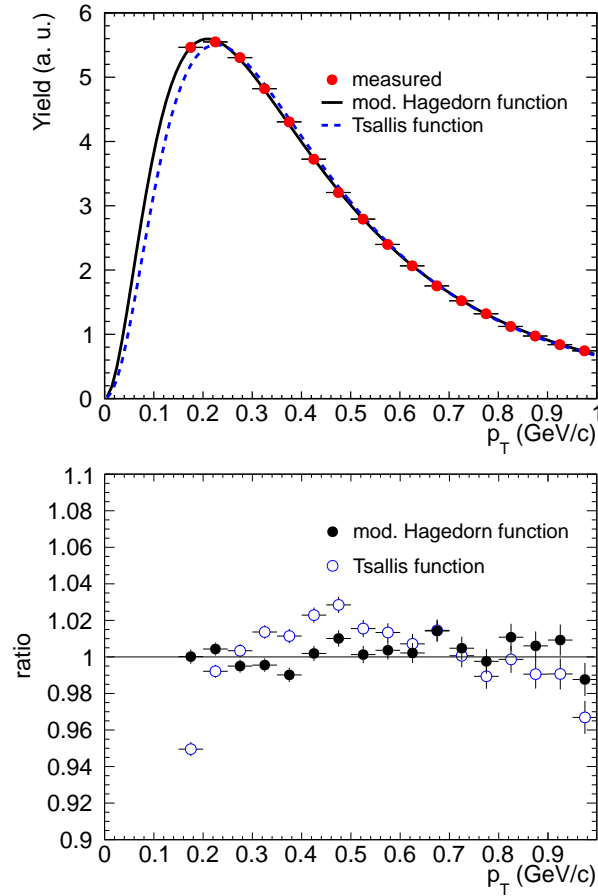


Abb. 4.2: Oben: Inklusives Spektrum nicht identifizierter Teilchen für kleine  $p_T$ . Die beiden Parametrisierungen sind im Text erläutert. Unten: relative Abweichung der Parametrisierung zu den gemessenen Daten.

#### 4 Der mittlere Transversalimpuls

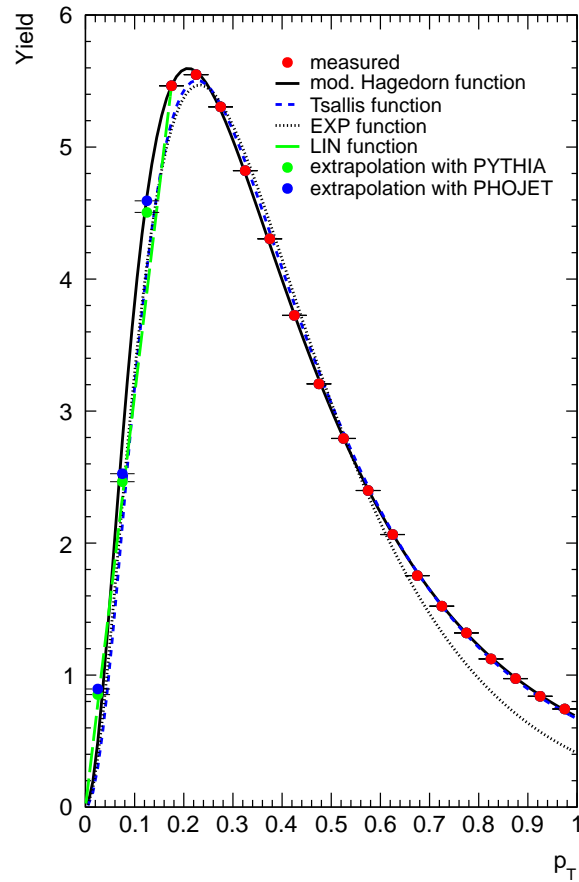


Abb. 4.3: Verschiedene Möglichkeiten, die gemessenen Daten nach  $p_T = 0$  zu extrapolieren.

Die Daten werden durch die Exponentialfunktion im niedrigen Transversalimpulsbereich  $150 \text{ MeV}/c < p_T < 700 \text{ MeV}/c$ , durch die modifizierte Hagedorn-Funktion und die Tsallis-Funktion im Bereich von  $150 \text{ MeV}/c$  bis  $4 \text{ GeV}/c$  parametrisiert.

Um die Form des Spektrums von PYTHIA und PHOJET an die Daten anzupassen, wurden die Spektren von PYTHIA und PHOJET so skaliert, dass ein möglichst stetiger Übergang zwischen gemessenen und simulierten Daten erreicht wird. Die verschiedenen Methoden sind in Abbildung 4.3 gezeigt.

Tabelle 4.2 zeigt die mittleren Transversalimpulse für die verschiedenen Extrapolationen. Die gesamte systematische Unsicherheit der Extrapolation wird aus dem RMS der Verteilung der resultierenden  $\langle p_T \rangle$ -Werte jeder Methode berechnet und beträgt 1%.

Extrapolation	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)
PHOJET	0.482
PYTHIA	0.483
Tsallis-Funktion	0.492
mod. Hagedorn-Funktion	0.483
Exponentialfunktion	0.490
Lineare Funktion	0.488

Tab. 4.2: Mittlere Transversalimpulse für verschiedene Extrapolationen. Das RMS der Verteilung dieser Werte ist die resultierende systematische Unsicherheit der Extrapolation.

## 4.6 Fehlerfortpflanzung

### 4.6.1 Statistische Fehler

Um aus den statistischen Fehler des  $p_T$ -Spektrums den statistischen Fehler des mittleren Transversalimpulses  $\Delta \langle p_T \rangle$  zu berechnen, werden die statistischen Fehler für jedes einzelne Bin des Spektrums folgendermaßen aufaddiert:

$$\Delta \langle p_T \rangle = \frac{\sqrt{\sum (\Delta y(p_T) \cdot p_T \cdot w(p_T))^2}}{\sum y(p_T) \cdot w(p_T)}. \quad (4.27)$$

Hierbei ist  $\Delta y(p_T)$  der statistische Fehler jedes Bins,  $y(p_T)$  der Yield an der Stelle  $p_T$ ,  $w(p_T)$  ist die Breite jedes Bins.

### 4.6.2 Systematische Unsicherheiten

Um die systematischen Unsicherheiten der Spektren auf  $\langle p_T \rangle$  zu übertragen, wird der Wert jedes Bins eines Spektrums entsprechend des Wertes der systematischen Unsicherheit erhöht und danach  $\langle p_T \rangle$  neu berechnet. Dieser Vorgang wird für jeden Beitrag zu den systematischen Unsicherheiten wiederholt. Die gesamte systematische Unsicherheit, die von den systematischen Unsicherheiten der Spektren in den Werte von  $\langle p_T \rangle$  liegt, wird dann durch das RMS der neu berechneten  $\langle p_T \rangle$ -Werte bestimmt.

Die Separation nach einzelnen Fehlerbeiträgen wird durchgeführt, um kleine, die Form des Spektrums (und somit auch den Mittelwert) verändernde systematische Unsicherheiten nicht zu unterschätzen.

## 4.7 Ergebnis

Aus diesem extrapolierten, gemessenen Spektrum für inelastische und nicht einfach-diffraktive Ereignisse kann man den mittleren Transversalimpuls für das inklusive  $p_T$ -Spektrum geladener, nicht-identifizierter Teilchen bestimmen:

$$\langle p_T \rangle_{INEL} = 0,483 \pm 0,001(\text{stat.}) \pm 0,007(\text{sys.}) \text{ GeV}/c \quad (4.28)$$

$$\langle p_T \rangle_{NSD} = 0,489 \pm 0,001(\text{stat.}) \pm 0,007(\text{sys.}) \text{ GeV}/c \quad (4.29)$$

Diese Werte lassen sich mit den Messungen von anderen Experimenten (sowohl bei pp- als auch bei p $\bar{p}$ -Kollisionen) bei verschiedenen Energien vergleichen (Abbildung 4.4, [Ali10]). Mit größer werdender Strahlenergie steigt der mittlere Transversalimpuls an, was die am LHC gemessenen Daten bestätigen. Durch die Selektion von nicht einfach-diffraktiven Ereignissen misst man im Vergleich zu inelastischen Ereignissen einen leicht erhöhten Anteil an Ereignissen, denen ein harter Parton-Parton-Stoß zugrunde liegt. Dadurch misst man für NSD Ereignisse einen etwas höheren mittleren Transversalimpuls als für INEL Ereignisse. ALICE misst bei gleicher Strahlenergie einen höheren mittleren Transversalimpuls für nicht-identifizierte, geladene Teilchen als UA1 und CMS.

Eine mögliche Erklärung könnte die kleinere Akzeptanz von  $|\eta| < 0,8$  in ALICE sein. Dies bestätigen sowohl Messungen des CMS-Experiments als auch Simulationen mit PYTHIA, in denen die Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses von der Pseudorapidität erkennbar ist. Abbildung 4.5 zeigt diese Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses von der Pseudorapidität gemessen mit ALICE und CMS [Cet10], wobei in beiden Fällen nur NSD Ereignisse selektiert wurden. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit zunehmender Pseudorapidität der mittlere Transversalimpuls abnimmt. Im Fall der CMS-Punkte zeigen die Fehler die Summe der statistischen und systematischen Fehler, die von den systematischen Fehlern dominiert werden. Die Fehler der ALICE-Punkte zeigen die quadratische Summe der statistischen und systematischen Fehler. Der  $p_T$ -Bereich wurde für Abbildung 4.5 so gewählt, dass sowohl für ALICE als auch für CMS der gleiche Bereich in  $p_T$  verwendet werden kann.



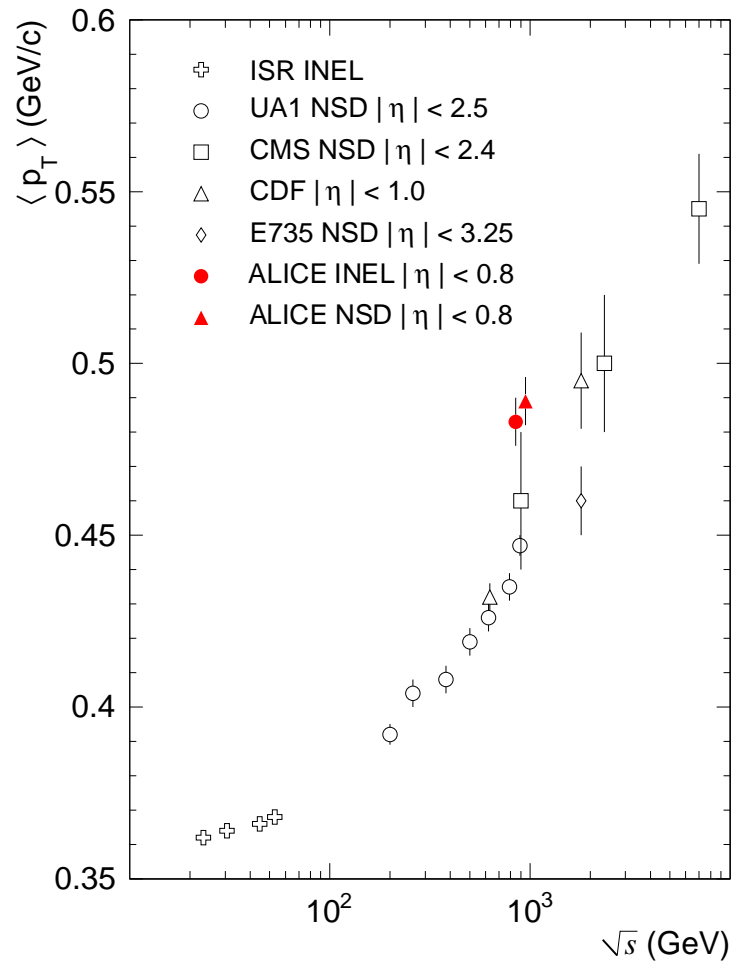


Abb. 4.4: Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der Schwerpunktsenergie [Ali10] im Vergleich mit anderen Experimenten [Abe88], [Ale88], [CMS10], [Ros75], [UA189].

#### 4 Der mittlere Transversalimpuls

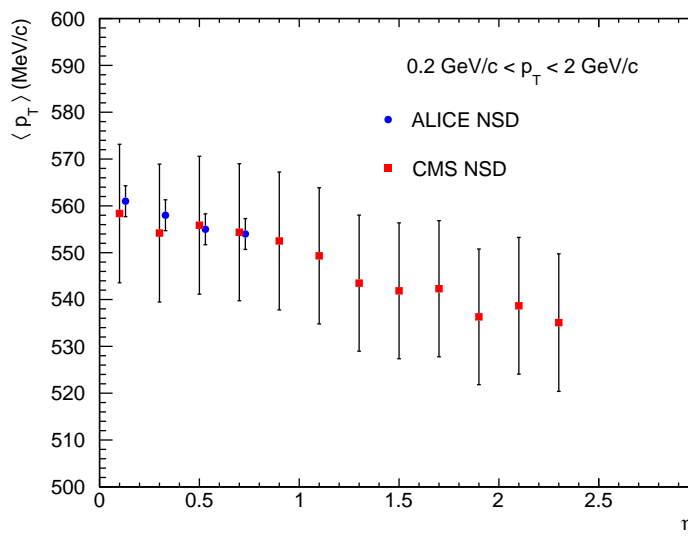


Abb. 4.5: Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der Pseudorapidität für ALICE und CMS [Cet10]. Zur besseren Sichtbarkeit sind die ALICE-Datenpunkte leicht verschoben. Die Fehler der CMS-Punkte zeigen die Summe der statistischen und systematischen Fehler, werden aber durch die systematischen Fehler dominiert. Die Fehler der ALICE-Punkte zeigen die quadratische Summe der statistischen und systematischen Fehler.

# 5 $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Multiplizität

## 5.1 Gemessene Multiplizität

Um den mittleren Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität zu berechnen, werden die gemessenen Ereignisse in verschiedene Multiplizitätsklassen eingeteilt (vgl. Tabelle 5.1). Man erhält für jede Multiplizitätsklasse ein gemessenes  $p_T$ -Spektrum. Abbildung 5.1 zeigt im oberen Teil beispielhaft die  $p_T$ -Spektren für drei verschiedene Multiplizitätsklassen.  $n_{acc}$  ist hierbei die Multiplizität eines Ereignisses nach Anwendung der in Kapitel 4 beschriebenen Qualitätskriterien. Die eingezeichneten Fehlerbalken repräsentieren die quadratische Summe der systematischen und statistischen Fehler der Spektren. Die Parametrisierung mit der modifizierten Hagedorn-Funktion beschreibt die Spektren im gemessenen Bereich, sodass eine Extrapolation zu  $p_T = 0$  möglich ist. Im unteren Bereich von Abbildung 5.1 ist das Verhältnis zwischen den  $p_T$ -Spektren dreier exemplarischer Multiplizitätsklassen und dem inklusiven  $p_T$ -Spektrum gezeigt:

$$\text{ratio} = \frac{p_T(m, n)}{p_T(1, 45)} \quad (5.1)$$

$m$  und  $n$  geben hierbei die untere und obere Grenze des Multiplizitätsintervalls an, für die das  $p_T$ -Spektrum extrahiert wurde,  $p_T(1, 45)$  ist das inklusive, also über alle Multiplizitäten gemittelte  $p_T$ -Spektrum. Man erkennt, dass bei größeren Multiplizitäten das Spektrum flacher („härter“) ist als das inklusive Spektrum. Bei niedrigen Multiplizitäten (1 - 5) überwiegen weiche Prozesse, der harte Teil ist im Vergleich zum inklusiven Spektrum unterdrückt, das Spektrum wird steiler. Das inklusive  $p_T$ -Spektrum wird durch die Spektren mittlerer Multiplizität (6 - 8) dominiert, wie Abbildung 5.1 klar zeigt.

$\langle p_T \rangle$  wird für drei  $p_T$ -Bereiche berechnet:

$$0,5 \text{ GeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c \quad (5.2)$$

$$0,15 \text{ GeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c \quad (5.3)$$

$$0 < p_T < 4 \text{ GeV}/c \quad (5.4)$$

Als oberes Limit wurde bei allen Bereich  $p_T = 4 \text{ GeV}/c$  gewählt, um in jeder Multiplizitätsklasse genügend Teilchen zu messen.

5  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität

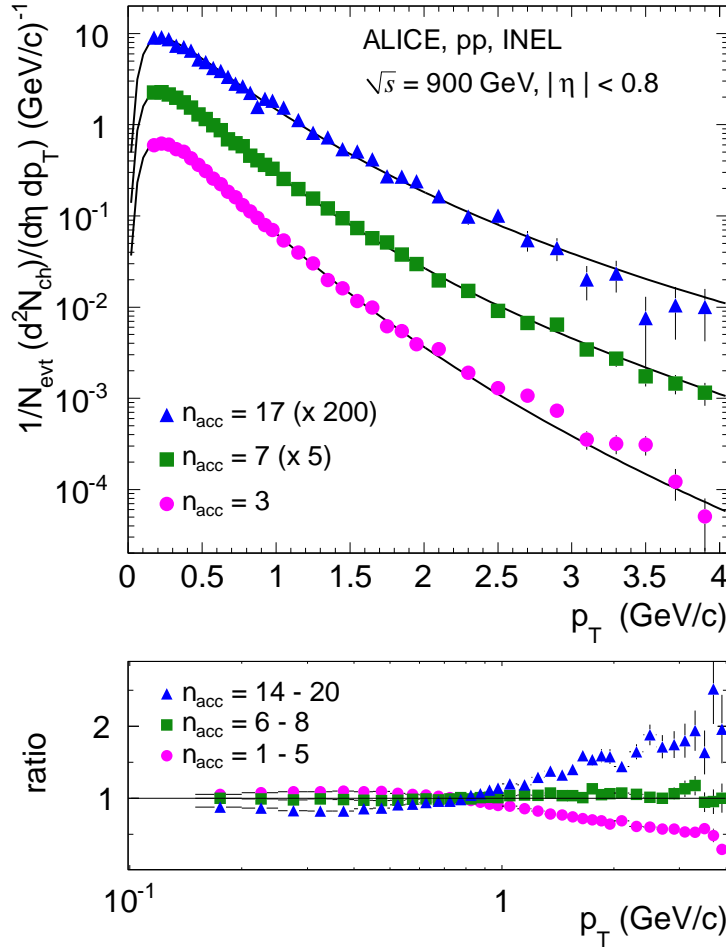


Abb. 5.1: Oben: drei Transversalimpulsspektren für verschiedene Multiplizitätsklassen, normiert auf die Gesamtzahl der Ereignisse  $N_{\text{evt}}$ , zusammen mit der Parametrisierung durch die Hagedorn-Funktion (4.10). Die Fehlerbalken zeigen die quadratische Summe der statistischen und systematischen Fehler. Unten: Verhältnis der Transversalimpulsspektren für drei Multiplizitätsklassen zum inklusiven Spektrum.

## 5.1 Gemessene Multiplizität

Multiplizitätsklasse	$\overline{n_{acc}}$	max. $p_T$ (GeV/c)	Anzahl Teilchen
01 - 01	1,00	5,25	35942
02 - 02	2,00	5,75	68731
03 - 03	3,00	7,50	85745
04 - 04	4,00	7,50	89470
05 - 05	5,00	8,50	84009
06 - 06	6,00	9,50	76243
07 - 07	7,00	7,50	66913
08 - 08	8,00	11,50	57643
09 - 09	9,00	8,50	48155
10 - 10	10,00	10,50	39693
11 - 11	11,00	12,50	34275
12 - 12	12,00	7,50	28192
13 - 13	13,00	9,50	21935
14 - 14	14,00	5,75	16948
15 - 15	15,00	8,50	13072
16 - 16	16,00	8,50	10397
17 - 17	17,00	9,50	7493
18 - 18	18,00	7,50	6201
19 - 19	19,00	8,50	4349
20 - 21	20,44	6,25	5479
22 - 24	22,71	6,75	4489
25 - 27	25,75	4,75	1241
28 - 45	30,61	3,90	657

Tab. 5.1: Die Multiplizitätsklassen sowie die mittlere Multiplizität  $\overline{n_{acc}}$  dieser Klasse, das maximal gemessene  $p_T$  und die Zahl der Teilchen in dieser Klasse.

## 5 $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Multiplizität

Eins der Qualitätskriterien in dieser Analyse ist, dass nur Teilchen mit  $p_T > 150$  MeV/c verwendet werden. ATLAS hat nur die Teilchenproduktion für  $p_T > 500$  MeV/c veröffentlicht [Atl10]. Um später die Ergebnisse von ALICE mit ATLAS vergleichen zu können, wird hier zusätzlich der  $p_T$ -Bereich  $500 \text{ MeV/c} < p_T < 4 \text{ GeV/c}$  untersucht. Zusätzlich wird im Folgenden die in Kapitel 4 diskutierte Extrapolation zu  $p_T = 0$  als Funktion der Multiplizität betrachtet.

Abbildung 5.2 zeigt den mittleren Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der gemessenen Multiplizität  $\overline{n_{acc}}$  (vgl. Tabelle 5.1) für die drei verschiedenen  $p_T$ -Bereiche. Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler, die sich aus den statistischen Fehler der einzelnen Bins des zugehörigen  $p_T$ -Spektrums ergeben. Die grauen Fehlerbänder beinhalten neben den systematischen Unsicherheiten der Spektren auch die systematischen Unsicherheiten der Extrapolation zu  $p_T = 0$  (siehe Kap. 4.5.1).

Die  $\langle p_T \rangle$ -Werte sind für  $p_T > 150$  MeV/c größer als für  $p_T > 0$ , da zu dem Mittelwert für  $p_T > 150$  MeV/c größere Werte in  $p_T$  beitragen. Für  $p_T > 500$  MeV/c gilt sinngemäß dasselbe.

Aufgrund der  $\eta$ -Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses (vgl. Abbildung 4.4), kann man den mittleren Transversalimpuls gemessen mit ALICE nicht als Funktion der Multiplizität  $n_{acc}$  mit anderen Experimenten bei anderen Akzeptanzen vergleichen. Stattdessen kann man diese Korrelation als Funktion der von Koba, Nielsen und Oleson (KNO) vorgeschlagenen skalierten Multiplizität  $z = \overline{n_{acc}} / \langle n_{acc} \rangle$  [KNO72] untersuchen. Abbildung 5.3 zeigt den Vergleich der Korrelation zwischen  $\langle p_T \rangle$  und  $z$  für ALICE und UA1 für nicht-identifizierte, geladene Teilchen bei  $\sqrt{s} = 900$  GeV. Für  $z > 1$  (entspricht  $\overline{n_{acc}} > \langle n_{acc} \rangle$ ) stimmen die gemessenen Daten überein, für  $z < 1$  zeigen sich deutliche Diskrepanzen. Vergleicht man in MC-Simulationen die beiden Korrelationen mit denselben kinematischen Schnitten als Funktion von  $z$ , so kann man ein solches Verhalten nicht reproduzieren.

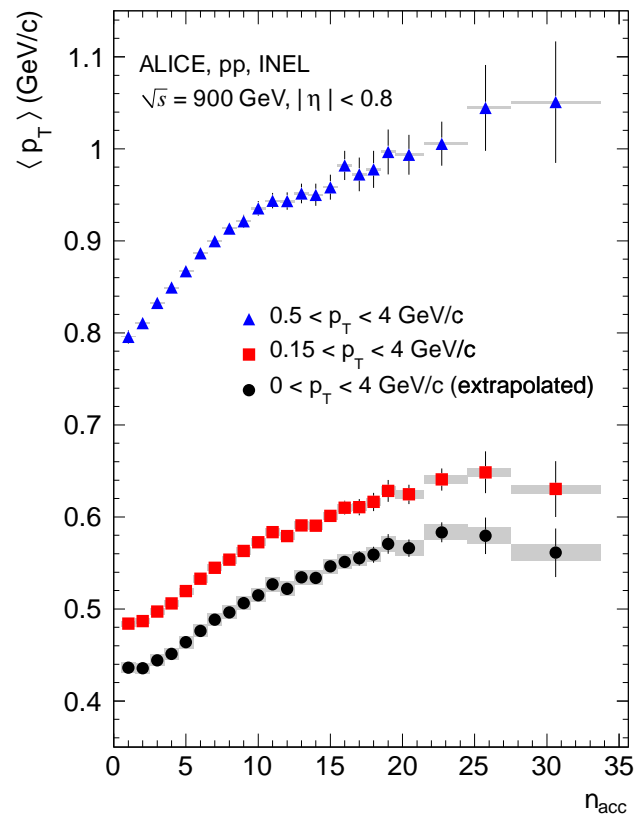


Abb. 5.2: Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der gemessenen Multiplizität  $n_{acc}$  für die verschiedenen  $p_T$ -Bereiche (siehe Text). Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler, die grauen Bänder repräsentieren die systematischen Unsicherheiten.

5  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität

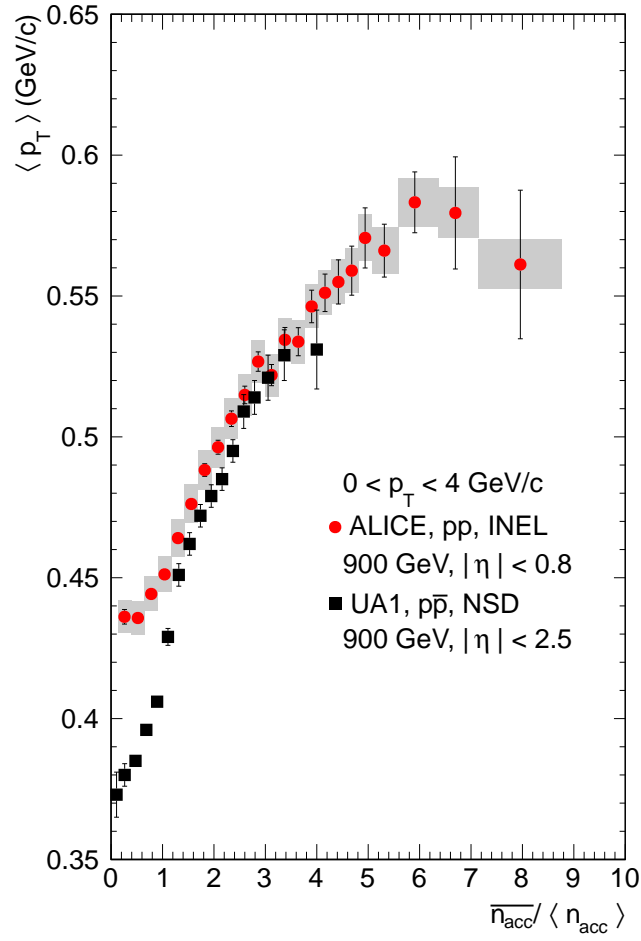


Abb. 5.3: Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der skalierten Multiplizität  $z = \overline{n}_{acc} / \langle n_{acc} \rangle$  für  $0 < p_T < 4 \text{ GeV/c}$  gemessen von ALICE und UA1.



## 5.2 Von der gemessenen zur wahren Multiplizität

Bei der Messung der Teilchen, die bei einer Kollision entstehen, spielen Detektoreffekte eine große Rolle. Nicht alle Teilchen können gemessen werden, manche Teilchen bewegen sich außerhalb der geometrischen Akzeptanz der Detektoren, andere können nicht durch die ALICE-Detektoren nachgewiesen werden. So kann man nur ein Abbild der zugrundeliegenden Physik messen.

In Simulationen ist die Situation anders: hier ist neben der rekonstruierten Teilchenverteilung  $f(n_{acc})$  auch die zugrundeliegende physikalische Verteilung der Teilchen  $f_{MC}(n_{ch})$  bekannt. Diese Verteilung  $f_{MC}(n_{ch})$  wird durch den verwendeten Event-Generator bestimmt, die Verteilung der rekonstruierten Teilchen  $f(n_{acc})$  entsteht durch die Modellierung des Detektors in GEANT (vgl. Kap. 2.4).

Um mehr über die zugrundeliegende Physik zu erfahren, kann man in der Korrelation zwischen  $\langle p_T \rangle$  und der Multiplizität von der gemessenen Multiplizität  $n_{acc}$  zu einer korrigierten Multiplizität übergehen. Um diesen Übergang durchführen zu können, werden nachfolgend zwei verschiedene Methoden erläutert:

**Methode A:** die Gewichtung mit einer Korrelationsmatrix

**Methode B:** die Zuordnung der wahrscheinlichsten wahren Multiplizität

Beide Methoden basieren auf einer MC-Korrelationsmatrix. In dieser ist der Zusammenhang zwischen  $n_{acc}$  und  $n_{ch}$  aufgetragen. Da die generierte Multiplizität in einer Messung nicht bekannt ist, lässt sich die Korrelationsmatrix ausschließlich mit Simulationen erzeugen. Abbildung 5.4 zeigt die mit PYTHIA generierte Korrelationsmatrix  $R(n_{ch}, n_{acc})$ , die im Folgenden als Basis für die weitere Analyse dient.

### A: Gewichtung mit der Korrelationsmatrix

Die Gewichtung mit der Korrelationsmatrix wird auf folgende Art durchgeführt:

$$\langle p_T \rangle(n_{ch}) = \sum_{n_{acc}} \langle p_T \rangle(n_{acc}) \cdot R(n_{ch}, n_{acc}) \quad (5.5)$$

Hierbei wird die normierte Korrelationsmatrix benutzt, d. h.

$$\sum_{n_{acc}} R(n_{ch}, n_{acc}) = 1 \quad (5.6)$$

Zu einem Bin in  $n_{ch}$  tragen alle zugehörigen Bins in  $n_{acc}$  bei. In der Gewichtung mit  $R$  trägt nur das relative Gewicht der  $n_{acc}$ -Bins zueinander bei. Dadurch können die  $\langle p_T \rangle$ -Werte als Funktion von  $n_{acc}$  mit der Matrix  $R(n_{ch}, n_{acc})$  gewichtet werden.

## 5 $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Multiplizität

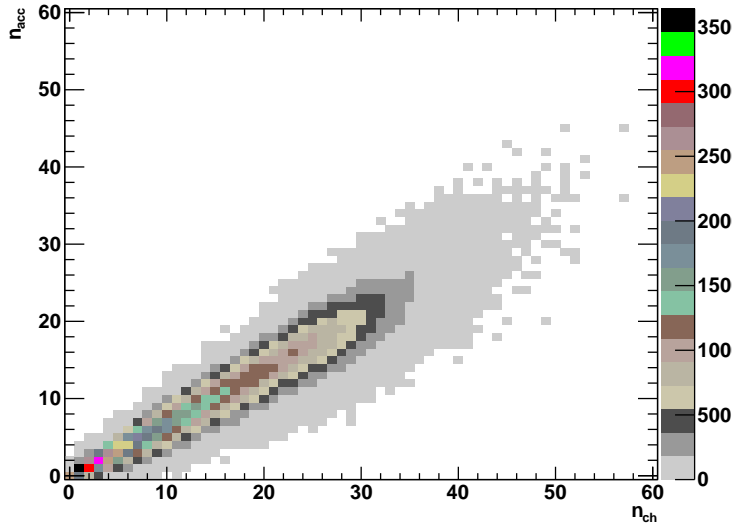


Abb. 5.4: Die mit PYTHIA generierte Korrelationsmatrix  $R(n_{ch}, n_{acc})$ .

Um die Qualität dieser Methode abzuschätzen, wurde im Rahmen einer Simulation überprüft, wie gut die mit einem Eventgenerator generierte Abhängigkeit  $\langle p_T \rangle(n_{ch})$  aus der rekonstruierten Abhängigkeit  $\langle p_T \rangle(n_{acc})$  desselben Eventgenerators reproduziert werden kann. Dabei wird  $\langle p_T \rangle$ , im Bereich  $0,15 \text{ GeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  berechnet, zugrundegelegt. Abbildung 5.5 zeigt im oberen Teil die mit PHOJET generierten Daten sowie die mit Methode A reproduzierte Abhängigkeit. Der untere Teil zeigt das Verhältnis zwischen den beiden im oberen Teil gezeigten Datensätzen. Man erkennt, dass mit dieser Methode die mit PHOJET generierten  $\langle p_T \rangle$ -Werte gut reproduziert werden. In Abbildung 5.6 wurde dasselbe Verfahren angewendet, allerdings mit einer von PYTHIA generierten  $\langle p_T \rangle(n_{ch})$  Abhängigkeit. Hier ergeben sich etwas größere Abweichungen. Die Qualität der Methode hängt also offenbar von der zugrundeliegenden Abhängigkeit  $\langle p_T \rangle(n_{ch})$ , die in den echten Daten natürlich a priori nicht bekannt ist. Es zeigt sich allerdings, dass die gemessene Abhängigkeit etwa derjenigen in PHOJET ähnelt. Die mit PYTHIA beobachtete Abweichung (Abbildung 5.6 unten) wird daher zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit von Methode A verwendet und zu 3% abgeschätzt.

## 5.2 Von der gemessenen zur wahren Multiplizität

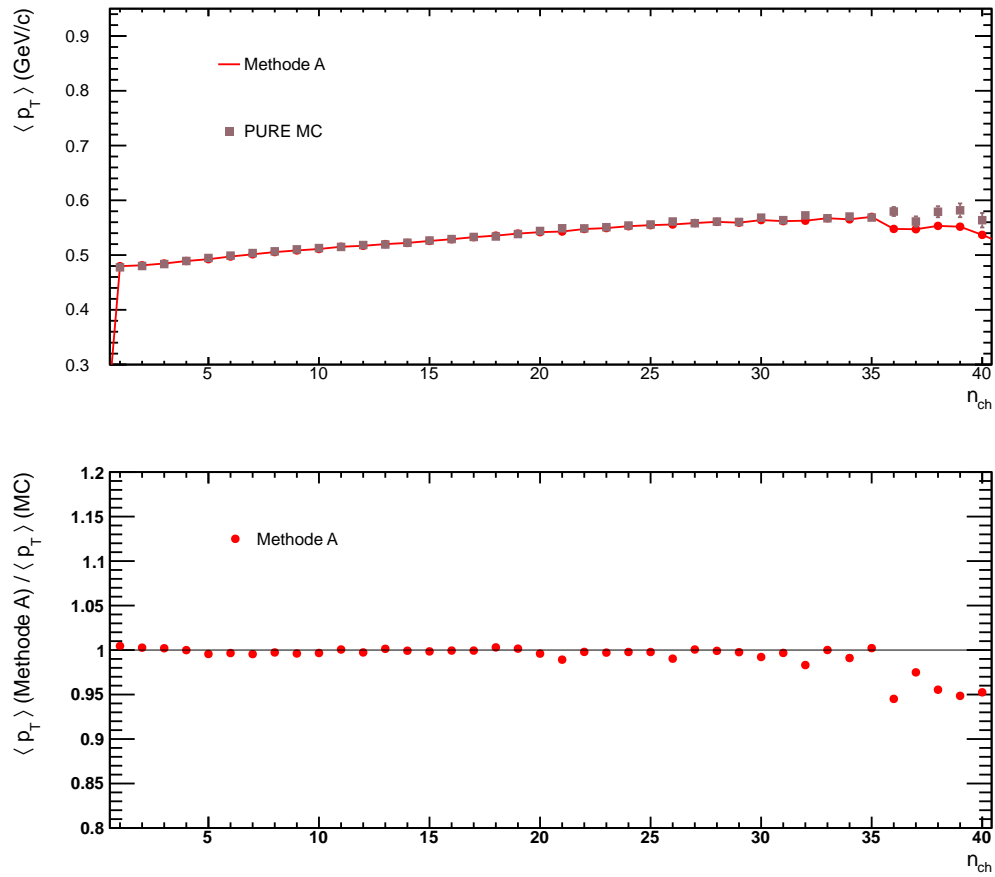


Abb. 5.5: Selbstkonsistente Überprüfung der Methode A (siehe Text), hierbei wurde PHOJET als generierte  $\langle p_T \rangle$ -Verteilung verwendet.

5  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität

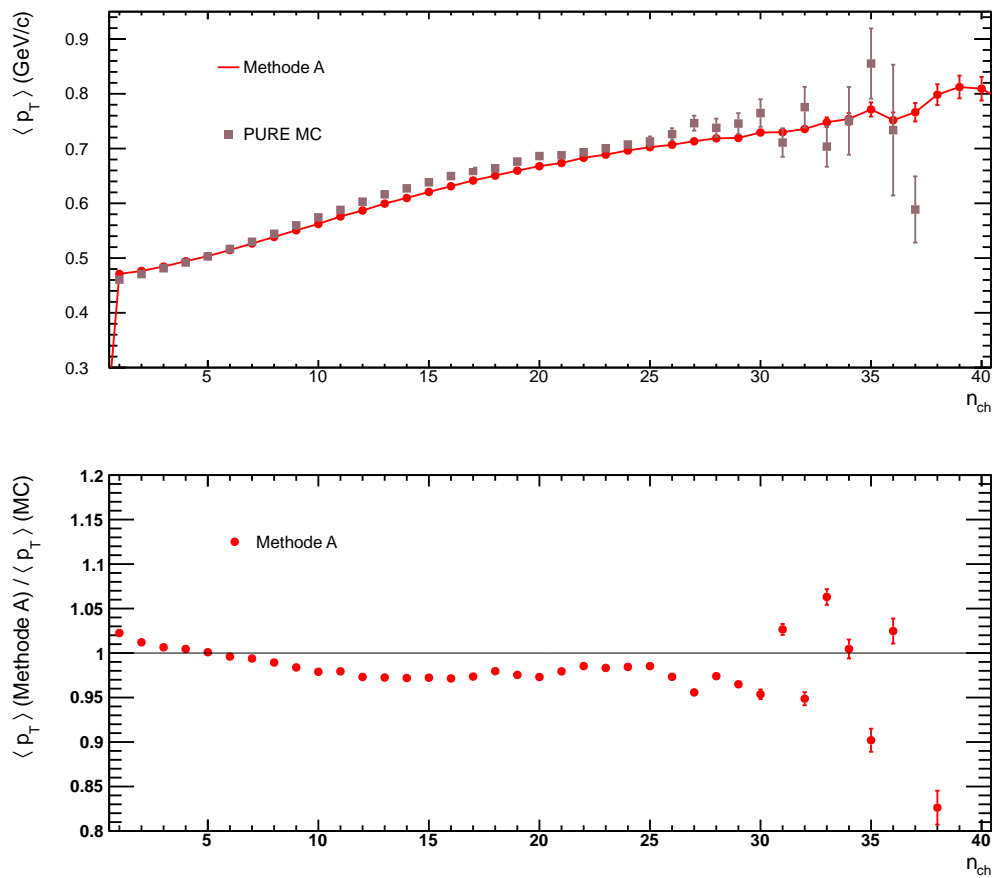


Abb. 5.6: Selbstkonsistente Überprüfung der Methode A (siehe Text), hierbei wurde PYTHIA als generierte  $\langle p_T \rangle$ -Verteilung verwendet.

**B: Zuordnung der wahrscheinlichsten wahren Multiplizität**

In dieser Methode wird jeder gemessenen Multiplizität  $n_{acc}$  ein Wert der „wahren“ Multiplizität zugeordnet. Dazu wird in einer erweiterten Analyse der MC-Simulationen die generierte Verteilung modifiziert, um in der Simulation das Ergebnis der Messung möglichst gut zu reproduzieren.

Auch hier verwendet man die GEANT-Antwort des Detektors auf die PYTHIA-Multiplizitätsverteilung  $f(n_{ch})_{PYTHIA}$  (Matrix  $R$ , Abbildung 5.4). Um die Matrix  $R$  dahingehend zu modifizieren, dass die Projektion auf die Achse der rekonstruierten Multiplizität die mit ALICE gemessene Multiplizitätsverteilung  $f(n_{acc})_{ALICE}$  reproduziert, muss man die Matrix „entfalten“ [JFG09]. Dabei entsteht eine neue Matrix  $M$ , wobei im Folgenden die Projektion der Matrix  $M$  auf die  $n_{acc}$ -Achse mit  $P_M(n_{acc})$  bezeichnet wird.

Um für die Entfaltung nicht durch die Statistik der Matrix beschränkt zu sein, wird die Matrix  $R$  zunächst parametrisiert. Dazu nimmt man an, dass die Projektion für ein festes  $n_{ch}$  auf die Achse der rekonstruierten Multiplizität  $P_R(n_{acc})$  Gaussförmig ist. Diese Annahme ist für große  $n_{ch}$ , für die die Extrapolation notwendig ist, gut erfüllt. Abbildung 5.7 zeigt links den Mittelwert dieser Projektion, rechts die Breite. Dann werden die Breite und der Mittelwert der Projektion parametrisiert und diese Parametrisierung dann benutzt, um die Extrapolation durchzuführen. Diese neue, extrapolierte Matrix  $R_{extrapol}$  ist in Abbildung 5.8 gezeigt.

Bei der Entfaltung werden die Gewichte der Matrix  $R_{extrapol}$  entlang der  $x$ -Achse (also der Eingangsmultiplizitätsverteilung  $f(n_{ch})_{PYTHIA}$ ) so lange variiert, bis

$$f(n_{acc})_{ALICE} \approx P_{R_{extrapol}}(n_{acc}) \tag{5.7}$$

Als Ergebnis der Entfaltung erhält man die neue Matrix  $M$ , deren Projektion auf die Eingangsverteilung im Folgenden mit  $f(n_{ch})_{Entfaltung}$  bezeichnet ist.

Um zu überprüfen, wie gut  $M$  die Multiplizitätsverteilung  $f(n_{acc})_{ALICE}$  beschreibt, kann man die Projektion  $P_M(n_{acc})$  mit  $f(n_{acc})_{ALICE}$  vergleichen. Abbildung 5.10 zeigt  $f(n_{acc})_{ALICE}$  und  $P_M(n_{acc})$  im oberen Teil, im unteren das Verhältnis dieser beiden Größen. Die Übereinstimmung ist gut zu erkennen.

Um nun in der Analyse einem  $n_{acc}$ -Bereich eine „wahre“ Multiplizität zuzuordnen, bildet man  $P_M(n_{ch})|_{n_{acc}}$ , die Projektion der Matrix  $M$  auf die  $n_{ch}$ -Achse für den  $n_{acc}$ -Bereich. Der Mittelwert dieser Projektion wird als wahrscheinlichste wahre Multiplizität  $\langle n_{ch} \rangle_M$  zugeordnet.

Um die systematische Unsicherheit dieser Methode abzuschätzen, wurde die Zuordnung mit weiteren Zuordnungen unter Verwendung der Matrizen von PHOJET und PYTHIA (beide ohne Entfaltung) verglichen. Abbildung 5.11

5  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität

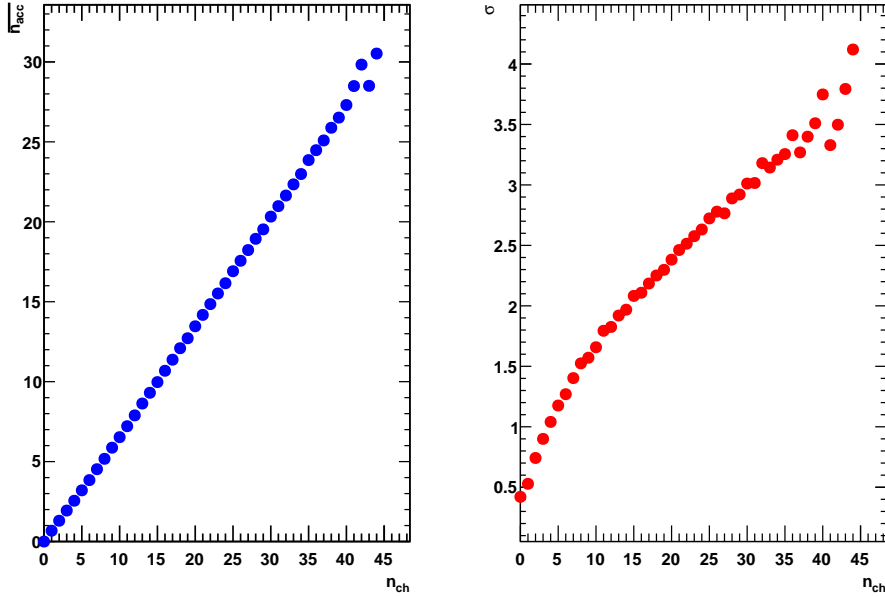


Abb. 5.7: Mittelwert und Breite von  $P_R(n_{acc})$ , die zur Extrapolation der Matrix verwendet werden.

zeigt im oberen Teil die beiden Verhältnisse  $r_{PYTHIA}$  und  $r_{PHOJET}$ :

$$r_{PYTHIA} = \frac{\langle n_{ch} \rangle_M}{\langle n_{ch} \rangle_{R_{PYTHIA}}} \quad (5.8)$$

$$r_{PHOJET} = \frac{\langle n_{ch} \rangle_M}{\langle n_{ch} \rangle_{R_{PHOJET}}} \quad (5.9)$$

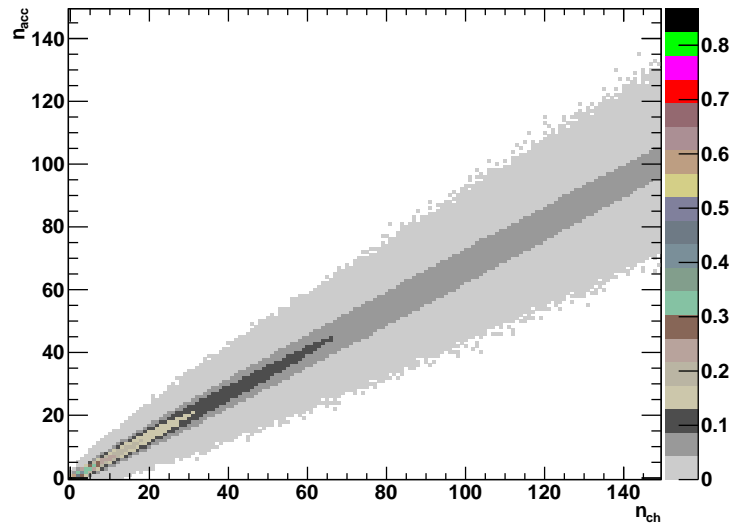
Hierbei ist  $\langle n_{ch} \rangle_{R_{PYTHIA}}$  bzw.  $\langle n_{ch} \rangle_{R_{PHOJET}}$  die wahrscheinlichste korrigierte Multiplizität, die unter Verwendung der Matrizen  $R_{PYTHIA}$  bzw.  $R_{PHOJET}$  zugeordnet wird.

Betrachtet man  $r_{PYTHIA}$  und  $r_{PHOJET}$  als die Grenzen einer Rechteckverteilung, so wird das RMS dieser Verteilung folgendermaßen berechnet:

$$systerr = \frac{1}{\sqrt{12}} |r_{PYTHIA} - r_{PHOJET}| \quad (5.10)$$

Dieses RMS wird als systematische Unsicherheit der Methode B angenommen und ist im unteren Teil von Abbildung 5.11 gezeigt.

Durch Methode A werden die gewichteten  $\langle p_T \rangle$ -Werte mehrerer gemessener Multiplizitäten einer korrigierten Multiplizität zugewiesen. In Methode B wird der Mittelwert einer Gaussverteilung als die wahrscheinlichste korrigierte Multiplizität zugeordnet.

Abb. 5.8: Extrapolierte Korrelationsmatrix  $R_{extrapol}$ .

## 5.3 Fehlerfortpflanzung

### 5.3.1 Statistische Fehler

Der statistische Fehler der Spektren wird nach Gleichung 4.27 auf die einzelnen Werte der gemessenen Multiplizität übertragen.

Um den statistischen Fehler für eine gegebene korrigierte Multiplizität  $n_{ch}$  zu berechnen, werden die statistischen Fehler der  $\langle p_T \rangle$ -Werte der einzelnen gemessenen Multiplizitätsklassen nach Glg. 5.5 mit der Matrix gewichtet.

Man stellt fest, dass die statistischen Fehler bei der Korrelation zwischen  $\langle p_T \rangle$  und der korrigierten Multiplizität  $n_{ch}$  bei Anwendung der Methode A kleiner werden als bei der Korrelation zu  $n_{acc}$ . Dies lässt sich dadurch erklären, dass durch die Gewichtung mit der Matrix mehrere Multiplizitätsklassen zu einem Wert verbunden werden, somit die Anzahl der zugrundeliegenden Einträge zunimmt, also auch der statistische Fehler kleiner wird. Dies bedeutet auch, dass die  $\langle p_T \rangle$ -Werte, die einer Multiplizität  $n_{ch}$  zugeordnet werden, nicht mehr vollständig voneinander unabhängig sind.

### 5.3.2 Systematische Unsicherheiten

Die systematischen Unsicherheiten der multiplizitätsabhängigen Spektren werden analog zum inklusiven Spektrum auf die Werte von  $\langle p_T \rangle$  übertragen.

Bei der Propagation der systematischen Unsicherheiten durch Methode A werden nicht nur die eigentlichen  $\langle p_T \rangle$ -Werte nach Gleichung 5.5 gewichtet, sondern auch die Werte, die um den systematischen Fehler erhöht bzw. gesenkt wurden. Die systematische Unsicherheit, die durch die systematische Unsi-

5  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität

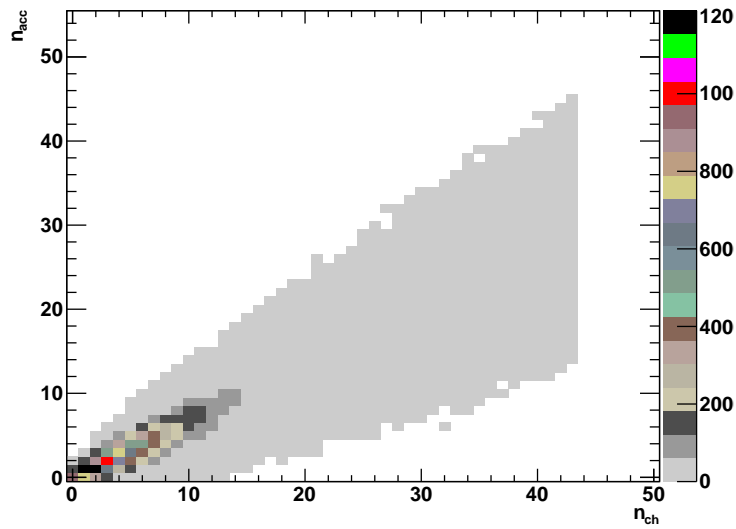


Abb. 5.9: Neu erstellte Matrix  $M$ . Auf der x-Achse ist die aus der Entfaltung resultierende Multiplizitätsverteilung  $f(n_{ch})_{Entfaltung}$ , auf der y-Achse die gemessene Multiplizitätsverteilung  $f(n_{acc})_{ALICE}$  aufgetragen.

cherheit der Spektren auf den Werten von  $\langle p_T \rangle$  als Funktion von  $n_{ch}$  liegt, berechnet sich dann aus dem Mittelwert der erhöhten bzw. gesenkten Werte nach der Gewichtung.



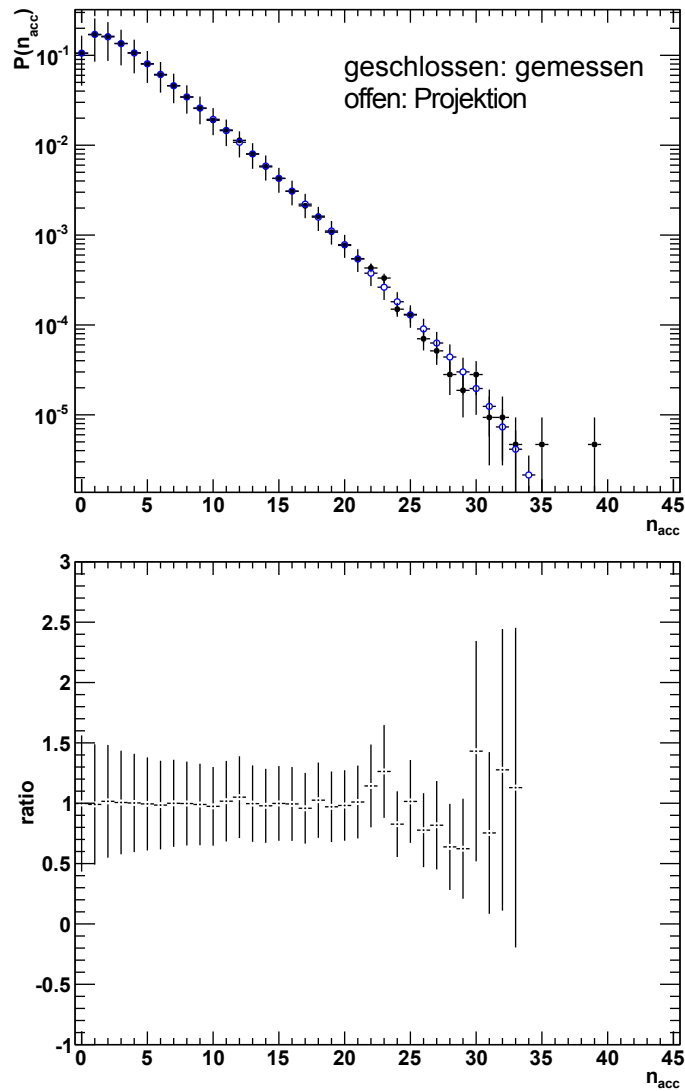


Abb. 5.10: Im oberen Teil ist die gemessene Multiplizitätsverteilung (geschlossene Symbole) und die Projektion der neu erzeugten Matrix (offene Symbole) gezeigt, im unteren Teil das Verhältnis Messung/Projektion.

5  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität

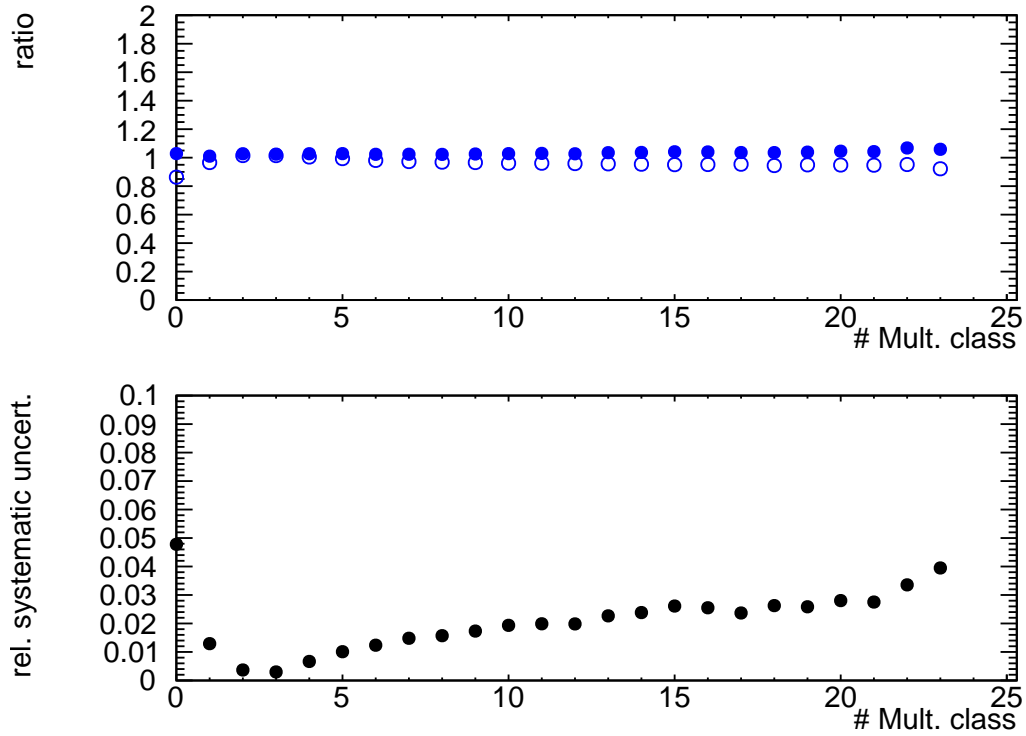


Abb. 5.11: Abschätzung der systematischen Unsicherheit der Zuordnung der wahrscheinlichsten korrigierten Multiplizität. Im oberen Teil ist das Verhältnis der nach der Entfaltung zugeordneten korrigierten Multiplizität zu der zugeordneten Multiplizität von PYTHIA (geschlossene Symbole) und PHOJET (offene Symbole) als Funktion der laufenden Nummer der Multiplizitätsklasse (vgl. Tabelle 5.1) gezeigt. Im unteren Teil ist die resultierende systematische Unsicherheit gezeigt.

## 5.4 Ergebnisse

Abbildung 5.12 zeigt den mittleren Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der korrigierten Multiplizität  $n_{ch}$  für beide erläuterten Methoden.

Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Fehler. Die grauen Bänder repräsentieren die systematischen Unsicherheiten, die bei den Ergebnissen unter Verwendung der Methode A durch die systematische Unsicherheit der Methode A dominiert werden. Zur besseren Sichtbarkeit sind die systematischen Unsicherheiten der Methode B als horizontale Fehlerbalken dargestellt.

Beide Methoden ergeben innerhalb der systematischen Fehler die gleichen Ergebnisse.

Wie auch schon in Abbildung 5.2 ( $\langle p_T \rangle$  als Funktion von  $\overline{n_{acc}}$ ) steigt der mittlere Transversalimpuls als Funktion der Multiplizität an. Für  $0,15 \text{ GeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  und  $0 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  zeigt sich für Methode A ein Abflachen der Korrelation für  $n_{ch} > 35$ . Die Korrelation für  $0,5 \text{ GeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  teilt sich in zwei Bereiche mit fast konstanter Steigung, wobei der Übergang zwischen beiden Bereichen bei  $n_{ch} \approx 10$  liegt. Ein ähnliches Verhalten beobachtet auch ATLAS [Atl10]. Obwohl beide Methoden ein vergleichbares Ergebnis zeigen, wird im weiteren Verlauf Methode A benutzt. Dies hat den Grund, dass die nach Methode B zu jeder Multiplizitätsklasse zugehörigen Projektionen recht breit sind, so dass die Zuordnung nicht eindeutig ist.

5  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität

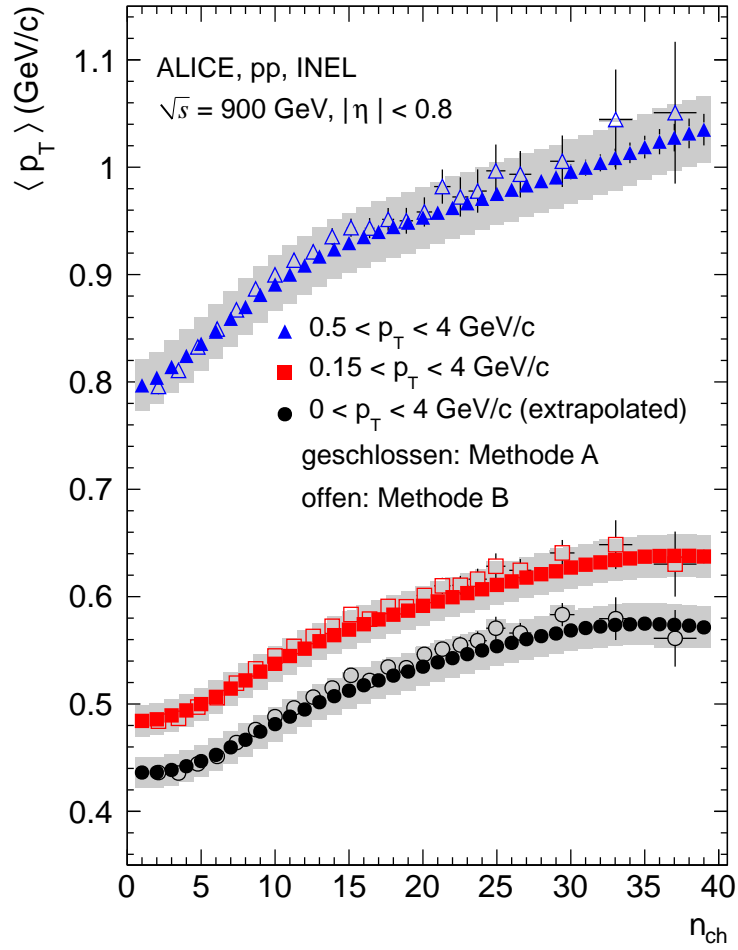


Abb. 5.12:  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der korrigierten Multiplizität. Beide Methoden sowie die verwendeten  $p_T$ -Bereiche sind im Text näher erläutert.

Die in Abbildung 5.12 gezeigten Korrelationen lassen sich mit Monte-Carlo-Simulationen vergleichen. Um nicht die zur Extrapolation benutzte Funktion mit den simulierten Ereignissen zu vergleichen, werden nur die  $\langle p_T \rangle$ -Werte für  $500 \text{ MeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  und  $150 \text{ MeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  mit der Simulation verglichen.

Abbildung 5.13 zeigt die Korrelation zwischen  $\langle p_T \rangle$  und  $n_{ch}$  für  $150 \text{ MeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  zusammen mit den Ergebnissen verschiedener Simulationspakete für diese Korrelation bei gleichen kinematischen Bedingungen (gleiche Bereiche in  $p_T, \eta$ ). Der PYTHIA-Tune ATLAS-CSC reproduziert das Abflachen der Korrelation bei niedrigen  $n_{ch}$ , das generierte  $\langle p_T \rangle$  ist jedoch für alle  $n_{ch}$  deutlich zu niedrig. Die mit PHOJET generierten  $\langle p_T \rangle$ -Werte reproduzieren bei kleinen Multiplizitäten die gemessenen Werte, zu größeren Multiplizitäten divergieren die mit PHOJET generierte Korrelation und die gemessenen Werte immer mehr. Der PYTHIA-Tune D6T beschreibt ähnlich wie PHOJET die Werte bei niedrigen  $n_{ch}$ , jedoch ist der Anstieg der Korrelation zu stark, um die gemessene Korrelation zu reproduzieren. Am besten werden die Daten durch den PYTHIA-Tune Perugia0 beschrieben, der sowohl den Anstieg als auch das Abflachen der Korrelation reproduziert, insgesamt jedoch 5 - 10 % oberhalb der gemessenen Daten liegt.

Abbildung 5.14 zeigt den Vergleich der Korrelation mit den Monte-Carlo-Generatoren für  $500 \text{ MeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ . Der PYTHIA-Tune ATLAS-CSC beschreibt, wie auch in Abbildung 5.13, den Anstieg der Korrelation, jedoch sind die generierten  $\langle p_T \rangle$ -Werte über den gesamten  $n_{ch}$ -Bereich deutlich niedriger als die gemessenen  $\langle p_T \rangle$ -Werte. Die mit PHOJET generierten Werte liegen für die kleinsten  $n_{ch}$  innerhalb der systematischen Fehler, die Stärke des Anstiegs kann jedoch nicht reproduziert werden, sodass die PHOJET zu kleine  $\langle p_T \rangle$ -Werte generiert. Der PYTHIA-Tune D6T beschreibt für  $n_{ch} < 10$  die gemessenen Werte, jedoch steigt, wie in Abbildung 5.13, zu stark an, wodurch die mit Tune D6T generierten Werte bei größer werdenden Multiplizitäten immer mehr oberhalb der gemessenen Korrelation liegt. Der PYTHIA-Tune Perugia0 beschreibt die gemessene Korrelation innerhalb der systematischen Fehler.

5  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizität

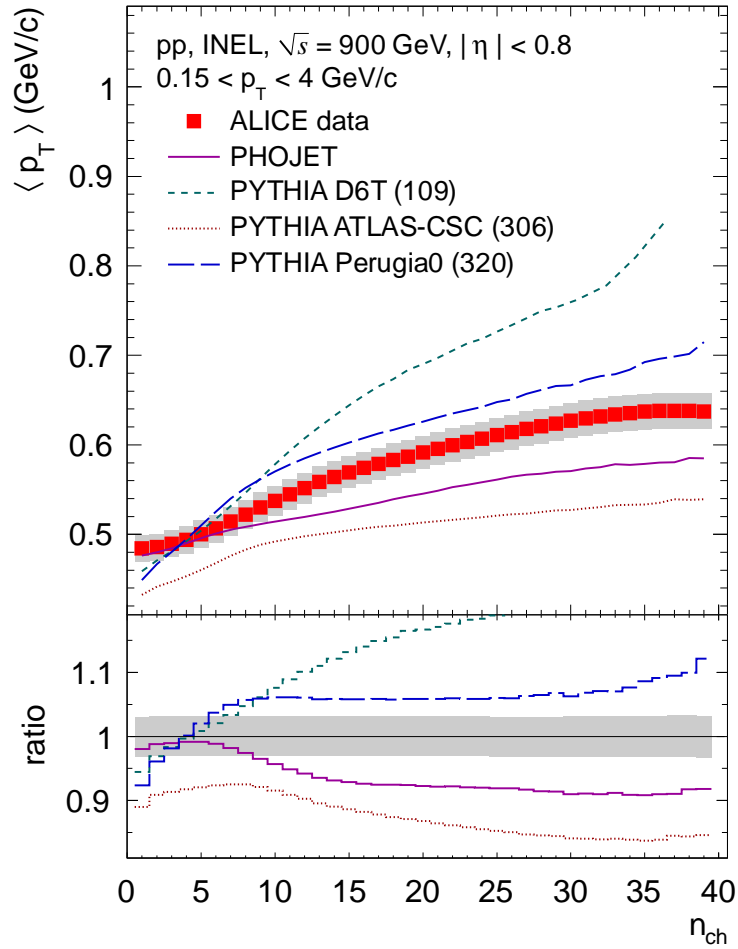


Abb. 5.13: Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der korrigierten Multiplizität für  $150 \text{ MeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  im Vergleich mit verschiedenen MC-Simulationspaketen.

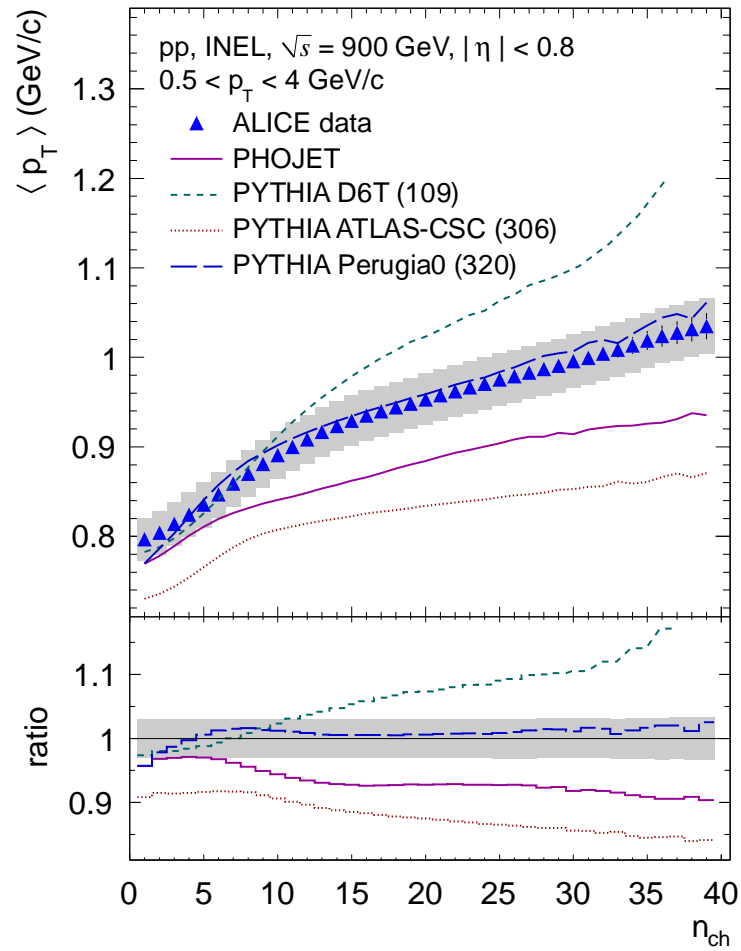


Abb. 5.14: Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der korrigierten Multiplizität für  $500 \text{ MeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  im Vergleich mit verschiedenen MC-Generatoren.

## 5 $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Multiplizität

ATLAS hat die Korrelation zwischen  $\langle p_T \rangle$  und  $n_{ch}$  ebenfalls gemessen [At110] und mit verschiedenen PYTHIA-Tunes verglichen. Auch ATLAS stellt fest, dass der PYTHIA-Tune *Perugia0* die Daten innerhalb der systematischen Unsicherheiten beschreibt. Es lässt sich somit schließen, dass ALICE und ATLAS zum selben Ergebnis kommen, da beide Messergebnisse durch das gleiche zugrundeliegende Modell beschrieben werden können. Ein direkter Vergleich zwischen ALICE und den veröffentlichten Daten von ATLAS ist aufgrund der unterschiedlichen Akzeptanz in  $\eta$  und der unterschiedlichen Multiplizitätsdefinition nicht möglich. Ferner kann auch kein Vergleich als Funktion der skalierten Multiplizität  $z$  vorgenommen werden, da der Mittelwert der Multiplizitätsverteilung, die in ATLAS der Korrelation zwischen  $\langle p_T \rangle$  und  $n_{ch}$  zugrundeliegt, nicht bekannt ist.

Der Vergleich der Messung von ALICE mit UA1 (Abbildung 5.3) zeigt, dass ALICE bereits gemessene Daten reproduzieren kann. Im Vergleich mit Modellen zeigt sich allerdings, dass die Korrelation zwischen mittlerem Transversalimpuls und Multiplizität nur für die Berechnung von  $\langle p_T \rangle$  für  $500 \text{ MeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$  durch den PYTHIA-Tune *Perugia0* beschrieben wird. Andere MC-Generatoren und  $p_T$ -Bereiche beschreiben die Korrelation nicht korrekt, die zugrunde liegenden Modelle liefern keine vollständige Beschreibung der Teilchenproduktion.

Der mittlere Transversalimpuls ist eine charakteristische Größe der  $p_T$ -Spektren. Durch die Messung der Korrelation zwischen  $\langle p_T \rangle$  und Multiplizität lassen sich die verschiedenen Modelle optimieren. Dazu können zum Beispiel der Parameter  $p_{T,cut-off}$ , der den weichen und harten Bereich des generierten Spektrums trennt, die Parton Distribution Function oder die Fragmentationfunktion angepasst werden, um eine bessere Beschreibung des  $p_T$ -Spektrums und somit auch eine bessere Beschreibung der Korrelation zwischen  $\langle p_T \rangle$  und der Multiplizität zu erreichen.



## 6 Zusammenfassung

Diese Arbeit befasst sich mit der Analyse der ersten Proton-Proton-Kollisionen, die mit dem ALICE-Experiment am LHC gemessen wurden. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt dabei auf der Analyse des mittleren Transversalimpulses, einer Messgröße, mit der sich die Transversalimpulsspektren geladener, nicht-identifizierter Teilchen charakterisieren lassen. ALICE misst bei  $\sqrt{s} = 900$  GeV einen mittleren Transversalimpuls von

$$\langle p_T \rangle_{INEL} = 0,483 \pm 0,001(\text{stat.}) \pm 0,007(\text{sys.}) \text{ GeV}/c \quad (6.1)$$

$$\langle p_T \rangle_{NSD} = 0,489 \pm 0,001(\text{stat.}) \pm 0,007(\text{sys.}) \text{ GeV}/c \quad (6.2)$$

Im Vergleich mit den Messungen anderer Experimente bei gleichem  $\sqrt{s}$  misst ALICE einen etwas höheren mittleren Transversalimpuls.

Neben der Analyse des mittleren Transversalimpulses des inklusiven Spektrums wird auch die Analyse als Funktion der Multiplizität erläutert. Mit der skalierten Multiplizität  $z = \overline{n_{acc}} / \langle n_{acc} \rangle$  können die mit ALICE gemessenen Werte mit den Messungen von UA1 verglichen werden. Für  $z > 1$  stimmen die Daten innerhalb der Fehler überein, für  $z < 1$  divergieren die Daten von ALICE und UA1.

Im weiteren Verlauf werden zwei Methoden vorgestellt, mit denen ein Übergang von der gemessenen Multiplizität zu einer korrigierten Multiplizität vorgenommen werden kann. Beide Methoden basieren auf einer mit PYTHIA generierten Korrelationsmatrix, die den Zusammenhang zwischen der generierten Multiplizitätsverteilung und der rekonstruierten Multiplizitätsverteilung enthält. Bei der einen Methode (A) werden die gemessenen Daten mit der Korrelationsmatrix gewichtet auf die generierte Multiplizität übertragen. Für die andere Methode (B) wird die Matrix zunächst entfaltet, um dann mit der entfalteten Multiplizitätsverteilung eine neue Matrix zu generieren. Mit dieser neuen Matrix wird dann jeder gemessenen Multiplizitätsklasse eine wahrscheinlichste wahre Multiplizität zugewiesen. Die Ergebnisse beider Methoden sind vergleichbar. Für die weitere Analyse wird jedoch Methode A verwendet, da die Zuordnung in Methode B nicht eindeutig ist. Die mit dieser Methode analysierten Daten werden dann mit verschiedenen Simulationspaketen verglichen. Dabei stellt sich heraus, dass der PYTHIA-Tune *Perugia0* die Daten am besten, jedoch nicht exakt, beschreibt.

Mit den gemessenen Daten lassen sich die Modelle weiter optimieren, um eine Vorhersage bei höheren Strahlenergien machen zu können.



# 7 Anhang

## 7.1 Wechselwirkung geladener Teilchen im Gas

Fliegt ein geladenes Teilchen durch das Gasvolumen der TPC, so wechselwirkt es über die Coulombkraft mit den äußeren Hüllenelektronen des Gasgemischs. Ist die bei dieser Wechselwirkung übertragene Energie groß genug, kommt es zur Ionisation des Gases und damit verbunden zum Energieverlust des primären Teilchens. Der mittlere differenzielle Energieverlust kann in einer Näherung durch die Bethe-Bloch-Formel ([RPP08], Kap. 27.2) beschrieben werden:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (7.1)$$

Hierbei ist  $T_{max}$  die maximale Energie, die in einem einzelnen Stoß an ein Elektron weitergegeben werden kann,  $K$  eine Konstante, die sich aus der Avogadrozahl, dem Elektronenradius und der Elektronenmasse zusammensetzt,  $z$  die Ladung des hereinfliegenden Teilchens,  $Z$  die Zahl der Protonen des Absorbers,  $A$  die Massenzahl des Absorbers,  $m_e$  die Masse des Elektrons,  $\delta(\beta\gamma)$  ein Dichtekorrekterterm, der das Verhalten von Teilchen bei sehr hohen Geschwindigkeiten korrigiert. Bei hohen Teilchengeschwindigkeiten nimmt die Transversalkomponente des durch die Teilchen erzeugten elektrischen Feldes zu, diese Zunahme wird jedoch durch die Polarisation der umliegenden Atome beschränkt und endet auf dem sogenannten *Fermi-Plateau*.

In manchen Fällen wird noch ein zusätzlicher Schalenkorrekterterm hinzugefügt. Dieser Term beschreibt die Abschirmung der Elektronen in den inneren Schalen durch die der äußeren Schalen.

Bei  $\beta \approx 0,97$  liegt das Minimum des spezifischen Energieverlusts. Teilchen, deren Geschwindigkeit in diesem Bereich liegt, werden als *minimal ionisierende Teilchen* (auch *MIP*, *minimum ionizing particles*) beschrieben.

In einem Medium ist der spezifische Energieverlust jedoch nicht konstant, sondern durch eine asymmetrische Verteilung gegeben. Eine mögliche Funktion, die die Verteilung zu beschreiben, ist die Landauverteilung:

$$f = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\lambda + \exp(-\lambda))\right) \quad (7.2)$$

$\lambda$  bezeichnet den mittleren Energieverlust, normiert auf die Abweichung vom wahrscheinlichsten Wert des Energieverlusts. Abbildung 7.1 zeigt beispielhaft eine einfache Landauverteilung.

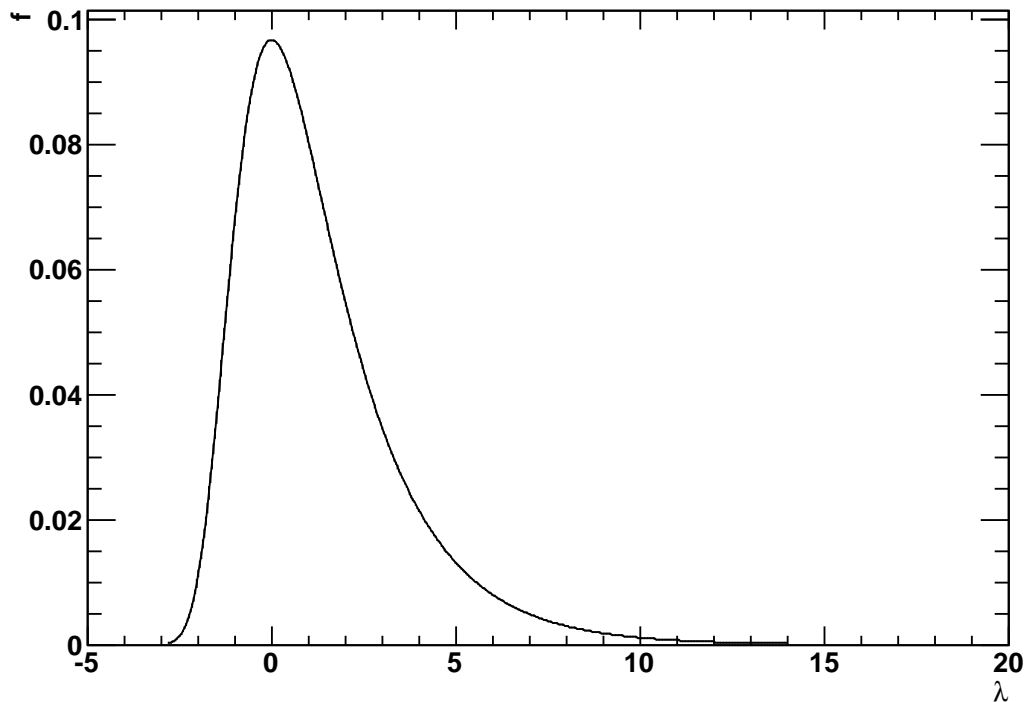


Abb. 7.1: Einfachst mögliche Landauverteilung.

## 7.2 Elektronenbewegung im Gas

Bei der Ionisierung eines Gases entstehen Elektronen und Ionen. Die Elektronen verlieren bei ihrem Flug durch das Gas durch Stöße weiter Energie, bis die kinetische Energie der Elektronen der thermischen Energie des Gases entspricht. Die Energieverteilung der Teilchen des Gases lässt sich mit der Maxwellverteilung beschreiben.

$$F(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon} \cdot \exp\left(-\frac{\epsilon}{kT}\right), \quad \text{mit } C = \sqrt{\frac{4}{\pi k^3 T^3}} \quad (7.3)$$

Die Variablen sind wie folgt definiert:  $\epsilon$  ist die Energie der Elektronen,  $k$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die Temperatur des Gases.

## 7.3 Driftgeschwindigkeit

Startet man in einem Gas mit einer punktförmigen Ladungsverteilung und nimmt an, dass diese sich als Funktion der Zeit gaußförmig ausdehnt und man weiterhin keine Ionenanreicherung annimmt, so lässt sich die Dichteverteilung

folgendermaßen beschreiben:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}\right) dx \quad (7.4)$$

Hierbei ist  $D$  die Diffusionskonstante des Gases. Nach Glg. 7.4 ist die Breite dieser Verteilung gegeben durch

$$\sigma_{diff}^2 = 4Dt \quad (7.5)$$

$$\Rightarrow \sigma_{diff} = 2\sqrt{Dt} \quad (7.6)$$

Die Driftzeit lässt sich durch den Driftweg  $L$  und die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  ersetzen, womit sich dann

$$\sigma_{diff} = 2\sqrt{D \frac{L}{v_D}} \quad (7.7)$$

ergibt. Mit dem Streuwirkungsquerschnitt, der Beschleunigung im elektrischen Feld und der Teilchenzahldichte kann man die Driftgeschwindigkeit berechnen als:

$$v_D = \frac{e}{\sqrt{2m_e}} \frac{1}{\sigma(\epsilon)\sqrt{\epsilon}} \frac{E}{N} \quad (7.8)$$

Durch die Zustandsgleichung

$$P \cdot V = N \cdot k_B \cdot T \quad (7.9)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{N} = \frac{k_B \cdot T}{P \cdot V} \quad (7.10)$$

lässt dich die Driftgeschwindigkeit schreiben als

$$v_D = \frac{e}{\sqrt{2m_e}} \frac{1}{\sigma(\epsilon)\sqrt{\epsilon}} \frac{E k_B \cdot T}{P \cdot V} \quad (7.11)$$

## 7.4 Koordinaten in ALICE

Das Koordinatensystem in ALICE [Koo03] ist ein karthesisches Koordinatensystem, bei dem der Ursprung im Reaktionspunkt liegt. Die wichtigsten Koordinaten sind wie folgt definiert:

- Die **x-Koordinate** liegt horizontal senkrecht zur Strahlrichtung. Positive x-Werte zeigen hierbei zum Mittelpunkt des LHC-Ringes, negative von ihm weg.
- Die **y-Koordinate** ist vertikal senkrecht auf der Strahlrichtung. Positive y-Werte zeigen nach oben, negative nach unten.

## 7 Anhang

- Bei der **z-Koordinate** bewegt man sich in Strahlrichtung, wobei der Muon-Arm von ALICE bei negativen z-Werten liegt.
- Ein Beobachter auf der gegenüberliegenden Seite des Muon-Arms sieht den **Azimuthwinkel**  $\phi$  gegen den Uhrzeigersinn zunehmen.
- der **Polarwinkel**  $\theta$ , der von positiven z ( $\theta = 0$ ) zu negativen z ( $\theta = \pi$ ) zunimmt.

## 7.5 Kinematische Variablen

Jedem Teilchen lässt sich ein sogenannter Viererimpuls zuordnen. Dieser Viererimpuls setzt sich aus der Energie  $E$  des Teilchens und dem Dreierimpuls  $\vec{p}$  zusammen:

$$P = (E, \vec{p}) = (E, p_x, p_y, p_z) \quad (7.12)$$

wobei  $p_x, p_y, p_z$  die Komponenten des Dreierimpulses in kartesischen Koordinaten sind.

### 7.5.1 Die Mandelstamvariablen

Um Kollisionen von  $2 \rightarrow 2$  Teilchen zu beschreiben, werden häufig die sogenannten *Mandelstam*-Variablen benutzt. Mit den Viererimpulsen der einlaufenden Teilchen  $P_1$  und  $P_2$  sowie den Viererimpulsen der auslaufenden Teilchen  $P_3$  und  $P_4$  sind die Variablen definiert als:

$$s = (P_1 + P_2)^2 = (P_3 + P_4)^2 \quad (7.13)$$

$$t = (P_1 - P_3)^2 = (P_1 - P_4)^2 \quad (7.14)$$

$$u = (P_1 - P_4)^2 = (P_2 - P_3)^2 \quad (7.15)$$

Eine der meistgenutzten Mandelstamvariablen ist  $\sqrt{s}$ .  $\sqrt{s}$  ist der Wert der zur Verfügung stehenden Energie im Schwerpunkt.  $\sqrt{t}$  ist der Impulsübertrag in einer Reaktion zweier Teilchen.

### 7.5.2 Transversalimpuls, Rapidität, Pseudorapidität

Der Impuls  $\vec{p}$  eines Teilchens lässt sich in eine longitudinale Impulskomponente  $p_l$  und eine transversale Impulskomponente  $p_T$  aufteilen. Longitudinal bedeutet *in Richtung der Strahlachse*, transversal *senkrecht zur Strahlachse*. Für ALICE lassen sich  $p_l$  und  $p_T$  unter Berücksichtigung des ALICE-Koordinatensystems

schreiben als

$$p = |\vec{p}| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} = \sqrt{p_l^2 + p_T^2} \quad (7.16)$$

$$p_l \stackrel{(ALICE)}{=} p \cos \theta = p_z \quad (7.17)$$

$$p_T \stackrel{(ALICE)}{=} p \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (7.18)$$

Der transversale Impuls  $p_T$  ist bei einer Lorentz-Transformation in ein anderes Koordinatensystem invariant, der longitudinale Impuls  $p_l$  allerdings nicht. Um eine lorentzinvariante Größe zu haben, führt man die *Rapidity*  $y$  ein.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_l}{E - p_l} \right) \quad (7.19)$$

Ohne eine Identifizierung der Teilchen lässt sich die Energie aber nur sehr schwer bestimmen. Unter der Annahme, dass die Energie des Teilchens deutlich größer ist als die Ruhemasse desselben, gilt, dass die Energie ungefähr dem Impuls entspricht ( $E \approx p$ ). Die Rapidity lässt sich dann schreiben als

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p_l}{p - p_l} \right) \stackrel{(ALICE)}{=} - \ln \tan \frac{\theta}{2} \equiv \eta \quad (7.20)$$

$\eta$  wird als *Pseudorapidity* bezeichnet.





# Abbildungsverzeichnis

2.1	Die Partonverteilungsfunktion in einem Proton gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der bei gegebenem Impulsübertrag (in diesem Fall $Q^2 = 100$ GeV) ein Parton mit einem bestimmten longitudinalen Impulsanteil $x$ zu finden ist (erstellt unter [Dur10]).	13
2.2	Die gemessene Multiplizitätsverteilung in ALICE für drei verschiedene Strahlenergien. Die verschiedenen Ergebnisse wurde zur besseren Sichtbarkeit skaliert [Aam10].	14
2.3	Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Multiplizität, gemessen mit dem UA1-Experiment [UA189], [ISR83]. Gemessen wurde $\langle p_T \rangle$ in Kollisionen von Protonen und Antiprotonen bei $\sqrt{s} = 63$ GeV, 200 GeV sowie 900 GeV.	15
2.4	Mittlerer Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Multiplizität, gemessen mit dem NA49-Experiment [Ant04] bei 158 GeV, dies entspricht einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 17,8$ GeV.	17
2.5	Transversalimpulsspektrum geladener Teilchen gemessen mit ALICE [Ali10] für alle inelastischen Ereignisse (vgl. Kap. 4.2). Die Daten von ALICE werden mit verschiedenen Tunes von PYTHIA sowie PHOJET verglichen. Der untere Teil zeigt das Verhältnis zwischen gemessenen Daten und Simulationen.	20
3.1	Das ALICE-Experiment als Modell, die Erläuterung der einzelnen Detektoren findet sich im Text [Nof10].	22
3.2	Das ITS mit den ersten gemessenen Spuren in ALICE [Aam09].	25
3.3	Der spezifische Energieverlust als Funktion des Impulses, gemessen mit der ALICE-TPC. Deutlich zu unterscheiden sind die einzelnen Teilchensorten. Die Linien zeigen die sogenannte ALEPH-Parametrisierung der Bethe-Bloch-Kurve [Int10].	28

## Abbildungsverzeichnis

- 4.1 Rapidityverteilungen für die verschiedenen diffraktiven Prozesse, generiert mit PYTHIA6 (Tune Perugia0,  $\sqrt{s} = 900$  GeV,  $10^6$  Ereignisse). Die beiden oberen Graphen zeigen die einfach-diffraktiven Prozesse. Man erkennt, dass ein Strahlteilchen aufgebrochen wird und neue Teilchen erzeugt (breite Verteilung bei positiven/negativen Rapiditäten), das andere Strahlteilchen unverändert bleibt und als Peak gemessen wird. Im unteren linken Bild sind die doppelt-diffraktiven Ereignisse gezeigt. Hierbei werden beide Strahlteilchen aufgebrochen und es entstehen neue Teilchen in Vorwärts-/Rückwärtsrichtung. Das rechte untere Bild zeigt die nicht-diffraktiven Ereignisse. Hierbei kommt es zu einem harten Stoß zwischen den Partonen, die meisten Teilchen entstehen bei mittleren Rapiditäten. . . . . 31
- 4.2 Oben: Inklusives Spektrum nicht identifizierter Teilchen für kleine  $p_T$ . Die beiden Parametrisierungen sind im Text erläutert. Unten: relative Abweichung der Parametrisierung zu den gemessenen Daten. . . . . 37
- 4.3 Verschiedene Möglichkeiten, die gemessenen Daten nach  $p_T = 0$  zu extrapolieren. . . . . 38
- 4.4 Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der Schwerpunktsenergie [Ali10] im Vergleich mit anderen Experimenten [Abe88], [Ale88], [CMS10], [Ros75], [UA189]. . . . . 41
- 4.5 Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der Pseudorapidity für ALICE und CMS [Cet10]. Zur besseren Sichtbarkeit sind die ALICE-Datenpunkte leicht verschoben. Die Fehler der CMS-Punkte zeigen die Summe der statistischen und systematischen Fehler, werden aber durch die systematischen Fehler dominiert. Die Fehler der ALICE-Punkte zeigen die quadratische Summe der statistischen und systematischen Fehler. . . . . 42
- 5.1 Oben: drei Transversalimpulsspektren für verschiedene Multiplizitätsklassen, normiert auf die Gesamtzahl der Ereignisse  $N_{evt}$ , zusammen mit der Parametrisierung durch die Hagedorn-Funktion (4.10). Die Fehlerbalken zeigen die quadratische Summe der statistischen und systematischen Fehler. Unten: Verhältnis der Transversalimpulsspektren für drei Multiplizitätsklassen zum inklusiven Spektrum. . . . . 44
- 5.2 Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der gemessenen Multiplizität  $n_{acc}$  für die verschiedenen  $p_T$ -Bereiche (siehe Text). Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler, die grauen Bänder repräsentieren die systematischen Unsicherheiten. . . . . 47

5.3	Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der skalierten Multiplizität $z = \overline{n_{acc}} / \langle n_{acc} \rangle$ für $0 < p_T < 4$ GeV/c gemessen von ALICE und UA1. . . . .	48
5.4	Die mit PYTHIA generierte Korrelationsmatrix $R(n_{ch}, n_{acc})$ . . .	50
5.5	Selbstkonsistente Überprüfung der Methode A (siehe Text), hierbei wurde PHOJET als generierte $\langle p_T \rangle$ -Verteilung verwendet. . .	51
5.6	Selbstkonsistente Überprüfung der Methode A (siehe Text), hierbei wurde PYTHIA als generierte $\langle p_T \rangle$ -Verteilung verwendet. . .	52
5.7	Mittelwert und Breite von $P_R(n_{acc})$ , die zur Extrapolation der Matrix verwendet werden. . . . .	54
5.8	Extrapolierte Korrelationsmatrix $R_{extrapol}$ . . . . .	55
5.9	Neu erstellte Matrix $M$ . Auf der x-Achse ist die aus der Entfaltung resultierende Multiplizitätsverteilung $f(n_{ch})_{Entfaltung}$ , auf der y-Achse die gemessene Multiplizitätsverteilung $f(n_{acc})_{ALICE}$ aufgetragen. . . . .	56
5.10	Im oberen Teil ist die gemessene Multiplizitätsverteilung (geschlossene Symbole) und die Projektion der neu erzeugten Matrix (offene Symbole) gezeigt, im unteren Teil das Verhältnis Messung/Projektion. . . . .	57
5.11	Abschätzung der systematischen Unsicherheit der Zuordnung der wahrscheinlichsten korrigierten Multiplizität. Im oberen Teil ist das Verhältnis der nach der Entfaltung zugeordneten korrigierten Multiplizität zu der zugeordneten Multiplizität von PYTHIA (geschlossene Symbole) und PHOJET (offene Symbole) als Funktion der laufenden Nummer der Multiplizitätsklasse (vgl. Tabelle 5.1) gezeigt. Im unteren Teil ist die resultierende systematische Unsicherheit gezeigt. . . . .	58
5.12	$\langle p_T \rangle$ als Funktion der korrigierten Multiplizität. Beide Methoden sowie die verwendeten $p_T$ -Bereiche sind im Text näher erläutert. . . . .	60
5.13	Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der korrigierten Multiplizität für $150 \text{ MeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ im Vergleich mit verschiedenen MC-Simulationspaketen. . . . .	62
5.14	Mittlerer Transversalimpuls als Funktion der korrigierten Multiplizität für $500 \text{ MeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ im Vergleich mit verschiedenen MC-Generatoren. . . . .	63
7.1	Einfachst mögliche Landauverteilung. . . . .	68



# Literaturverzeichnis

- [Aam09] ALICE Collaboration: First proton–proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: measurement of the charged particle pseudorapidity density at  $\sqrt{s} = 900$  GeV, arXiv:0911.5430 (2009)
- [Aam10] ALICE Collaboration: Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with ALICE at LHC, arXiv:1004.3514v2 (2010)
- [Abe88] ABE, F. et al.: Transverse-momentum distributions of charged particles produced in  $p\bar{p}$  interactions at  $\sqrt{s} = 630$  and 1800 GeV, Phys. Rev. Lett. 61 (1988)
- [ACO06] FERNÁNDEZ, A. ; KARTAL, S. ; PAGLIARONE, C.: ACORDE a Cosmic Ray Detector for ALICE, arXiv:physics/0612051 (2006)
- [Ale88] ALEXOPOULOS, T. et al.: Multiplicity dependence of the transverse-momentum spectrum for centrally produced hadrons in antiproton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, Phys. Rev. Lett. 60 (1988)
- [Ali10] ALICE Collaboration: Transverse momentum spectra of charged particles in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV with ALICE at the LHC, arXiv:1007.0719v2 (2010)
- [Ant04] NA49 Collaboration: Transverse momentum fluctuations in nuclear collisions at 158A GeV, Phys. Rev. C 70, 034902 (2004)
- [Atl10] ATLAS Collaboration: Charged-particle multiplicities in pp interactions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV measured with the ATLAS detector at the LHC, arXiv:1003.3124v2 (2010)
- [CDF09] CDF Collaboration: Measurement of Particle Production and Inclusive Differential Cross Sections in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, arXiv:0904.1098v1 (2009)
- [CMS10] CMS Collaboration: Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 2.36 TeV, arXiv:1002.0621v2 (2010)

## Literaturverzeichnis

- [Cet10] CMS Collaboration: [http://cdsweb.cern.ch/record/1237408/files/13130\\_2010\\_170\\_MOESM1\\_ESM.txt](http://cdsweb.cern.ch/record/1237408/files/13130_2010_170_MOESM1_ESM.txt) (2010)
- [Dur10] DURHAM UNIVERSITY: On-line Plotting and Calculation of Particle Distribution Functions, <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html> (2010)
- [EMC08] ALICE Collaboration: EMCAL Technical Design Report, CERN/LHCC 2008-014 (2008)
- [FOR04] ALICE Collaboration: Forward Detectors (FMD, T0, V0) Technical Design Report, CERN/LHCC 2004-025 (2004)
- [Fri03] FRIES, R. J.; MÜLLER, B.; NONAKA, C.; BASS, S. A.: Hadronization in Heavy-Ion Collisions: Recombination and Fragmentation of Partons, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 202303 (2003)
- [Gea10] CERN: GEANT - Detector Description and Simulation Tool, <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/> (2010)
- [Goe97] GOETHE, J. W. v.: Faust. Der Tragödie erster Teil. (1797)
- [Hag83] HAGEDORN, R.: Multiplicities,  $p_T$  Distributions and the expected hadron  $\rightarrow$  Quark-Gluon Phase Transition, Ref.TH.3684-CERN (1983)
- [HMP98] ALICE Collaboration: HMPID Technical Design Report, CERN/LHCC 98-19 (1998)
- [Hov82] VAN HOVE, L.: Multiplicity Dependence of  $p_T$  Spectrum as a possible Signal for a Phase Transition in Hadronic Collisions, *Phys. Lett.* **B 118** (1982)
- [Int10] ALICE Collaboration: Interne Kommunikation (2010)
- [ISR83] BREAKSTONE, A. et al.: Multiplicity Dependence of transverse momentum spectra at ISR energies, *Phys. Lett.* **B 132** (1983)
- [ITS99] ALICE Collaboration: ITS Technical Design Report, CERN/LHCC 99-12 (1999)
- [JFG09] GROSSE-OETRINGHAUS, J. F.: Measurement of the Charged-Particle Multiplicity in Proton-Proton Collisions with the ALICE Detector, Ph. D. Thesis (2009)
- [KNO72] Koba, Z.; NIELSEN, H. B.; OLESEN, P.: Scaling of Multiplicity Distributions in High-Energy Hadron Collisions, *Nucl. Phys.* **B 40** (1972)

- [Koo03] ALICE Collaboration: Definition of the ALICE Coordinate System and Basic Rules for Sub-detector Components Numbering, ALICE-INT-2003-038 (2003)
- [MUO99] ALICE Collaboration: Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC 99-22 (1999)
- [Nof10] NOFERINI, F.: Particle production in pp collisions at 900 GeV and 7 TeV with ALICE, WISH2010 (2010)
- [Pan84] PANCHERI, G.; RUBBIA, C.: Events of very high Energy Density at the CERN Sp $\bar{p}$ S Collider, Nucl. Phys. **A** 418 (1984)
- [PDG10] PARTICLE DATA GROUP: JPG 37, 075021 (2010)
- [Per87] PERKINS, Donald H.: Hochenergiephysik, Addison-Wesley, Bonn (1987)
- [PMD99] ALICE Collaboration: PMD Technical Design Report, CERN/LHCC 99-32 (1999)
- [PHO99] ALICE Collaboration: PHOS Technical Design Report, CERN/LHCC 99-4 (1999)
- [Pho96] ENGEL, R.: PHOJET manual, Program version 1.05c (1996)
- [Pov09] POVH, B.; RITH, K.; SCHOLZ, C.; ZETSCHKE, F.: Teilchen und Kerne, Achte Auflage, Springer (2009)
- [Pyt10] SJÖRSTRAND, T.; MRENNNA, S.; SKANDS, P.: Pythia 6.4, <http://projects.hepforge.org/pythia6/> (2010)
- [RPP08] PARTICLE DATA GROUP: Review of Particle Physics, Elsevier (2008)
- [Ros75] ROSSI, A. M.; VANNINI, G.; BUSSIÈRE, A.; ALBINI, E.; D’ALESSANDRO, D. and GIACOMELLI, G.: Experimental study of the energy dependence in proton-proton inclusive reactions, Nucl. Phys. B 84 (1975)
- [Rut11] RUTHERFORD, Ernest: The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom, Philosophical Magazine, Series 6, vol. 21 (1911)
- [TOF02] ALICE Collaboration: TOF Technical Design Report Addendum, CERN/LHCC 2002-016 (2002)
- [TPC00] ALICE Collaboration: TPC Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-001 (2000)

*Literaturverzeichnis*

- [TRD01] ALICE Collaboration: TRD Technical Design Report, CERN/LHCC 2001-021 (2001)
- [Tsa88] TSALLIS, C.: Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics, J. Stat. Phys. 52 (1988)
- [UA189] UA1 Collaboration: A study of the general characteristics of proton-antiproton collisions at  $\sqrt{s} = 0.2$  to 0.9 TeV, CERN-EP/89-85 (1989)
- [Wan96] WANG, X.-N.: A pQCD-based Approach to Parton Production and Equilibration in High-Energy Nuclear Collisions, arXiv:hep-ph/9605214 (1996)
- [ZDC99] ALICE Collaboration: ZDC Technical Design Report. CERN/LHCC 99-5 (1999)



# Danksagung

An dieser Stelle danke ich meinen Betreuer Harald Appelshäuser, der mir die Möglichkeit gab, an diesem interessanten Thema zu arbeiten. Durch seine Unterstützung und sein Vertrauen war es mir möglich, ein Teil der *First Physics*-Gruppe von ALICE zu werden und bei den ersten Kollisionen von ALICE dabei zu sein. Für die vielen spannenden Momente möchte ich mich herzlich bedanken.

Ein besonderer Dank geht an Henner Büsching: für die immerwährende Geduld, für jeden guten Ratschlag, jede Hilfe bei der Analyse, jede spannende Diskussion, für jedes offene Ohr bei dem ein oder anderen Problem. Seine Begeisterung an Physik, aber auch der Spaß und die Freude, die er immer verspricht, haben sehr zum Gelingen der Analyse und dieser Arbeit beigetragen. Henner Büsching, Simone Schuchmann und Matthias Hartig möchte ich für die Beantwortung vieler Fragen und auch dafür danke sagen, dass neben der Physik noch Zeit für anderes wie Badmintonspielen ist.

Diese Analyse wäre nicht ohne die Analyse der Spektren von Jacek Otwinowski möglich gewesen. Ihm möchte ich außerdem für die Beantwortung unzähliger Fragen zu AliROOT und die gute Starthilfe danken. Ebenso gilt mein Dank Michael Knichel.

Danken möchte ich meinen Bürokollegen Amely Tampe und Andreas Arend, die die Entstehung dieser Arbeit mit allen Höhen und Tiefen miterleben durften und mir immer mit einem netten Wort und guter Laune zur Seite standen. Zusätzlich geht ein Dank an Andreas für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Christoph Blume, Frederick Kramer, Julian Book, Patrick Reichelt, Christoph Baumann, Werner Amend und allen hier nicht genannten Mitgliedern des IKF möchte für die Beantwortung vieler Fragen und jeder Art der Unterstützung danken.

Besonders danken möchte ich meinen Eltern, Großeltern und Geschwistern. Durch ihr Verständnis und ihre Unterstützung ist es mir erst möglich geworden, Physik zu studieren. Meinem Vater möchte ich besonders für das Korrekturlesen und meiner Mutter für die fortwährende mentale Unterstützung danken. Nicht zuletzt möchte ich Verena Pruy danken für das Verständnis für die Stunden, in denen Physik eine Rolle spielte, noch mehr aber für viele schöne Stunden, in denen Physik einmal keine Rolle spielte.



# Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und sämtliche Stellen, die benutzten Werken im Wortlaut oder dem Sinne nach entnommen sind, mit Quellen- bzw. Herkunftsangaben kenntlich gemacht habe.

Frankfurt, den 29. September 2010

Philipp Lüttig