

# Mittlerer Transversalimpuls in Pb–Pb Kollisionen mit ALICE

## Masterarbeit

von

Marco Marquard

Geboren am 16. November 1984  
in Frankfurt am Main

März 2012

Betreuer:

Prof. Dr. Henner Büsching

Johann Wolfgang Goethe-Universität

Frankfurt am Main

Fachbereich 13

Institut für Kernphysik Frankfurt



# ÜBERBLICK

Nach dem heutigen Stand der Wissenschaft ist das Universum aus einer Singularität entstanden und expandiert seit dem ungebremsst [Fri24, Lem27]. Mit der Theorie eines expandierenden Universums und der Entdeckung der kosmischen Hintergrundstrahlung [Pen65] als Überrest des Urknalls ergaben sich auch Theorien zum Verhalten der Materie zu Beginn des Universums. Unmittelbar nach dem Urknall waren sämtliche Bestandteile der Materie ungebunden und konnte sich frei bewegen. Dieses sogenannten Quark-Gluon-Plasma (QGP) ist der früheste Zustand des Universums der sich künstlich erzeugen und untersuchen lässt. Im Rahmen der anschließenden Expansion kühlte sich das Universum bis auf die heutigen 3 K ab. Durch diese Abkühlung veränderte sich der Zustand der Materie. Zunächst entstanden aus dem QGP Protonen und Neutronen als gebundene Zustände von Quarks und Gluonen. Mit der weiteren Abkühlung entstanden durch Fusionsprozesse leichte Atomkerne und anschließend Atome und Moleküle.

Die Erzeugung und Erforschung eines QGP als Aggregatzustand von Materie ist seit seiner Postulierung ein lebendiges Forschungsfeld. Zur Erforschung werden weltweit verschiedene Beschleuniger eingesetzt mit denen Schwerionenkollisionen durchgeführt werden können. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Daten stammen vom Large Hadron Collider (LHC), am CERN bei Genf. Der LHC ist der momentan leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger der Welt und wird mit Protonen und Bleiionen betrieben. Für Schwerionen werden Schwerpunktsenergien von  $\sqrt{s} = 2,76 \text{ TeV}$  pro Nukleon erreicht. Die hier verwendeten Daten wurden vom ALICE Experiment am LHC in den Jahren 2010 (Pb–Pb) und 2011 (pp) gesammelt.

Um die Eigenschaften des Plasmas zu untersuchen, wird eine Vielzahl von Messgrößen ermittelt. Dabei ist vor allem der Vergleich mit Kollisionen leichter Hadronen wichtig, da diese als Referenz gelten, bei der kein QGP entsteht. Bei einer Teilchenkollision werden aus der Energie der beiden kollidierenden Teilchen neue Teilchen erzeugt. Als Messgrößen sind für diese Arbeit vor allem der transversale Impuls  $p_T$  und die Multiplizität der Kollisionen wichtig. In dieser Arbeit wird im speziellen die Entwicklung des gemittelten transversalen Impulses mit der Änderung der Multiplizität untersucht. Aus dem Vergleich zwischen leichten und schweren Hadronen sollen mögliche Unterschiede und Gemeinsamkeiten gefunden werden.

Nach einer Einführung in die physikalischen Grundlagen (Kapitel 1) folgt in Kapitel 2 eine Beschreibung des ALICE Experiments. Die einzelnen Schritte der Analyse sind in Kapitel 3 erläutert. Kapitel 4 zeigt die Ergebnisse, die in Kapitel 5 diskutiert werden.



# INHALTSVERZEICHNIS

<b>1. Physikalische Grundlagen</b>	<b>1</b>
1.1. Standardmodell . . . . .	1
1.2. Das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	2
1.3. Experimenteller Zugang . . . . .	4
<b>2. Experimentelle Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1. Der Large Hadron Collider . . . . .	7
2.2. Das ALICE-Experiment . . . . .	7
2.2.1. Zentrale Detektoren . . . . .	8
2.2.2. Vorwärtsgerichtete Detektoren . . . . .	12
<b>3. Analyse</b>	<b>13</b>
3.1. Datennahme und Rekonstruktion . . . . .	13
3.1.1. Simulationen . . . . .	13
3.1.2. Qualitätsschnitte . . . . .	14
3.2. Klassifizierung von Ereignissen . . . . .	15
3.3. Entfaltung . . . . .	15
3.4. Berechnung des mittleren Transversalimpulses . . . . .	16
3.5. Parametrisierung . . . . .	17
3.5.1. Beschreibung des niedrigen $p_T$ -Bereichs . . . . .	17
3.5.2. Beschreibung des hohen $p_T$ -Bereichs . . . . .	18
3.5.3. Beschreibung des kompletten Spektrums . . . . .	18
<b>4. Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>23</b>
4.1. Vergleich mit theoretischem Model . . . . .	23
4.2. Verteilungen des mittleren Transversalimpulses . . . . .	23
4.2.1. $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Zentralität . . . . .	24
4.2.2. $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Multiplizität . . . . .	25
4.3. Vergleich des $\langle p_T \rangle$ für Multiplizitäten und Zentralitäten . . . . .	25
4.4. Vergleich der $\langle p_T \rangle$ -Entwicklung für pp und Pb-Pb Kollisionen . . . . .	25
<b>5. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>29</b>
<b>A. Verwendete Daten</b>	<b>31</b>
<b>B. Einheiten</b>	<b>33</b>
B.1. Koordinaten . . . . .	33
B.2. Natürliche Einheiten . . . . .	33
B.3. Rapidität und Pseudorapidität . . . . .	34



## PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

### 1.1. Standardmodell

Unser heutiges Verständnis vom Aufbau der Materie beruht vor allem auf dem Standardmodell der Teilchenphysik. Dieses beschreibt alle bekannten Bestandteile der Materie, die Wechselwirkung zwischen ihnen und die Austauschteilchen, die die Kräfte übertragen. Ein genereller Unterschied zwischen der Materie und den Austauschteilchen ist der Spin. Die Materie (Fermionen) besitzt einen halbzahligen Spin und unterliegt somit der Fermi-Dirac-Statistik. Die Austauschteilchen (Bosonen) hingegen besitzen einen ganzzahligen Spin und werden durch die Bose-Einstein-Statistik beschrieben [Ber06].

Insgesamt gibt es vier Arten der Wechselwirkung: Gravitation, schwache Wechselwirkung, starke Wechselwirkung und elektromagnetische Wechselwirkung [Gri08]. Im Standardmodell der Teilchenphysik sind aber nur die letzten drei von Bedeutung, die Gravitation spielt auf Grund ihrer geringen Stärke keine Rolle. Eine Auflistung der relevanten Austauschteilchen und ihrer wichtigsten Eigenschaften befindet sich in Tabelle 1.1.

In der Theorie wird die elektromagnetische Wechselwirkung durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Auf Grund von masselosen Austauschteilchen besitzt die elektromagnetische Wechselwirkung eine unendliche Reichweite. Im Gegensatz dazu ist die Reichweite der schwachen Wechselwirkung durch ihre massiven Austauschbosonen besonders kurz. Die Theorie der schwachen Wechselwirkung kann mit der QED zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinigt werden, die beide Kräfte beschreibt.

Die starke Wechselwirkung wird in der Theorie durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Dabei handelt es sich um die Wechselwirkung der Quarks mit Gluonen, sie tragen im Gegensatz zu Photonen eine Ladung. Die Farbladung ist die Ladung der starken Wechselwirkung. Gluonen (engl. to *glue*) sind deshalb nicht farbneutral und tragen immer eine Farb-Anti-Farb Kombination. Sie können als einzige Austauschteilchen mit sich selbst wechselwirken. Mit welchen Fermionen die Austauschteilchen wechselwirken, ist unterschiedlich. Photonen können mit allen geladenen Fermionen wechselwirken, während W- und Z-Bosonen mit jeglicher Materie interagieren. Gluonen hingegen können nur mit Teilchen mit Farbladung wechselwirken.

Fermionen stellen eine bedeutend größere Gruppe als die Austauschteilchen dar. Dies liegt vor allem an der Existenz von drei Generationen an Fermionen. Pro Generation kommen zwei Leptonen und zwei Quarks vor, deren Eigenschaften sich in allen Generationen ähneln. Die Masse der Fermionen steigt mit jeder Generation an. Des weiteren unterscheiden sich Leptonen in ihrer elektrischen, myonischen und tauonischen Leptonzahl und Quarks im sogenannten *Flavour*. Die einzigen stabilen Fermionen sind die Vertreter der ersten Generation und Neutrinos. Alle instabilen Fermionen zerfallen in leichtere Quarks und Leptonen. In Tabelle 1.2 sind die Teilchen der einzelnen Generationen aufgeführt.

Austauschteilchen	Wechselwirkung	relative Stärke	Reichweite [m]	Masse [GeV/c <sup>2</sup> ]
g / Gluon	stark	1	10 <sup>-15</sup>	0
$\gamma$ / Photon	elektromagnetisch	10 <sup>-2</sup>	$\infty$	0
W <sup>±</sup>	schwach	10 <sup>-15</sup>	10 <sup>-15</sup>	80
Z <sup>0</sup>				91

Tabelle 1.1.: Die Austauschteilchen des Standardmodells der Teilchenphysik. Zu jedem Teilchen sind seine Wechselwirkung und einige Eigenschaften aufgelistet. Obwohl Gluonen keine Masse besitzen, ist ihre Reichweite, genauso wie bei den massiven Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, stark eingeschränkt. [Nak10]

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	Wechselwirkung	Ladung [ <i>e</i> ]
Leptonen	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	schwach	0
	e <sup>-</sup>	$\mu^-$	$\tau^-$	schwach, elektromagnetisch	-1
Quarks	u(p)	c(harm)	t(op)	schwach, elektromagnetisch, stark	$+\frac{2}{3}$
	d(own)	s(trange)	b(ottom)	schwach, elektromagnetisch, stark	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 1.2.: Alle Fermionen im Standardmodell. Für jede Sorte ist die Ladung und die Wechselwirkung angegeben. [Nak10]

Die Leptonen einer Generation bestehen aus einem Neutrino ( $\nu_x$ ) und einem elektrisch geladenen Teilchen. Neutrinos wechselwirken nur schwach, was sie besonders schwer nachweisbar macht. Geladene Leptonen hingegen wechselwirken sowohl schwach als auch elektromagnetisch.

Quarks lassen sich in elektrisch positiv und negativ geladene Quarks unterscheiden. Zusätzlich zu der elektrischen Ladung tragen Quarks auch noch eine Farb- oder Anti-Farbladung. Sie können im Gegensatz zu den Leptonen nicht als freie Teilchen vorkommen. Dieses sogenannte *Confinement* ist eine Folge der starken Wechselwirkung, die mit zunehmender Distanz nicht abnimmt, sondern weiter ansteigt. Ist die Distanz zwischen zwei Quarks groß genug, entsteht aus der aufgebrachten Energie ein Quark und ein Anti-Quark. Diese sorgen dafür, dass die vorhergehende Bindung zwar aufgebrochen ist, aber die ursprünglichen Quarks weiterhin gebunden sind. Die gebundenen Zustände (Hadronen) können zwei (Mesonen) oder drei (Baryonen) Quarks enthalten. Diese werden von Gluonen „zusammengeklebt“. Nach außen erscheinen diese Zustände immer farbneutral, weshalb die Farbe nicht direkt gemessen werden kann.

## 1.2. Das Quark-Gluon-Plasma

Wird Materie extrem stark komprimiert und erhitzt, entsteht nach momentanem Wissensstand ein Zustand, in dem sich Quarks und Gluonen quasi frei bewegen können, das Quark-Gluon-Plasma (QGP). Um dies zu erreichen, werden Teilchen auf hohe Energien beschleunigt und zur Kollision gebracht. Damit ein großes Volumen mit einer hohen Energiedichte in der Kollision erzeugt wird, nutzt man schwere Atomkerne als Kollisionspartner. Die bei der Kollision entstehenden Drücke und Temperaturen reichen aus, um die starke Bindung in den Nukleonen aufzubrechen. In dem so entstandenen QGP wechselwirken die Bestandteile auf Grund der Umgebungsbedingungen vor allem über die starke Wechselwirkung, während die anderen Wechselwirkungen vernachlässigbar sind. Das QGP expandiert auf Grund des Druckes und kühlt sich dabei ab. Die zuvor freien Bestandteile bilden wieder Hadronen (hadronisieren) und fliegen davon. Dabei hinterlassen sie in Detektoren um den Kollisionspunkt Signale. Auf Grund des *Confinement* und der kurzen Lebenszeit ist der Nachweis des QGP nur indirekt möglich.



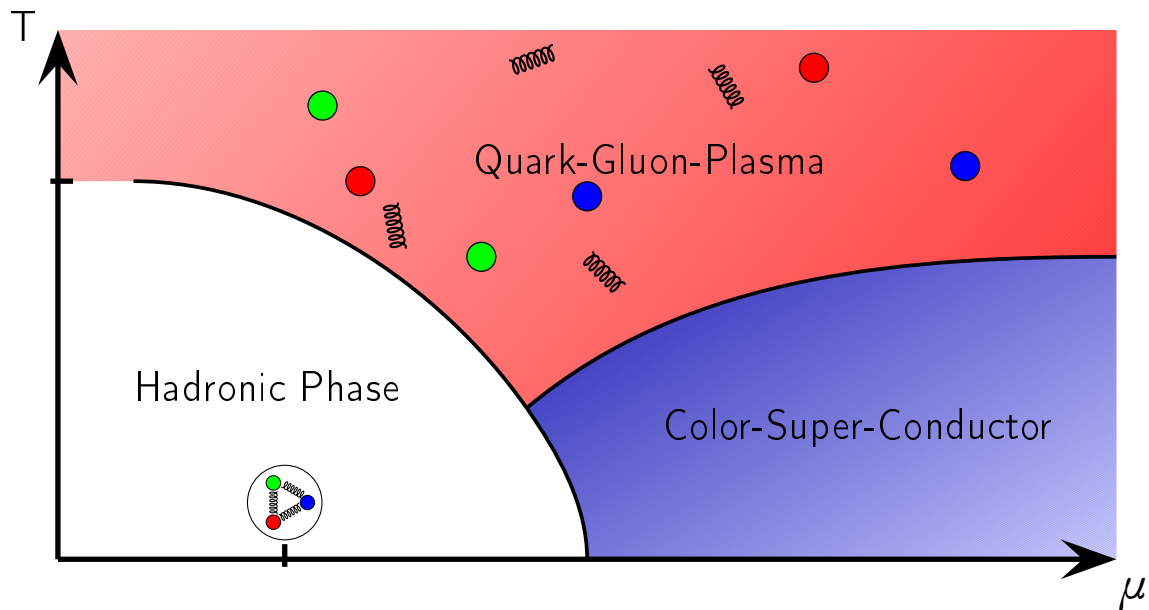


Abbildung 1.1.: Das QCD-Phasendiagramm. [Kre09]

Abgesehen vom Nachweis des QGP sind noch andere grundlegende Fragen Gegenstand aktueller Forschung. Von Interesse ist beispielsweise das QCD-Phasendiagramm (Abb. 1.1). In ihm sind verschiedene Zustände baryonischer Materie bei unterschiedlichen Temperaturen ( $T$ ) und baryo-chemischen Potentialen ( $\mu$ ) gezeigt. Bei niedriger Temperatur und niedrigem baryo-chemischen Potential liegen gebundene Hadronen vor. Steigert man das baryo-chemische Potential, gelangt man in den Bereich der Farbsupraleitung. Erhöht man hingegen die Temperatur, werden die Bestandteile der Hadronen frei und es entsteht ein Quark-Gluon Plasma. Von besonderem Interesse ist dabei, um welche Art von Phasenübergang es sich zwischen dem QGP und den gebundenen Hadronen handelt. Des weiteren will man auch die Eigenschaften des Plasmas erforschen.

Zur Untersuchung werden in den Experimenten die in den Kollisionen entstandenen Hadronen, Leptonen und Photonen detektiert. Aus den Eigenschaften der gemessenen Teilchen lässt sich das QGP nachweisen, beziehungsweise seine Eigenschaften bestimmen. Dabei wird nach ungewöhnlichen Signaturen gesucht oder es werden Messgrößen von Kollisionen leichter Kerne mit denen von schweren Kernen verglichen. Ein Beispiel für eine ungewöhnliche Signatur stellt das sogenannte Jet-Quenching dar [STA03, ATL10]. Bei einer Teilchenkollision entstehen durch die zur Verfügung stehende Energie neue Teilchen. Kommt es zu einem harten Parton-Parton Stoß (voll elastischer Stoß zwischen zwei Quarks), fliegen diese auseinander und werden dabei aus ihrer Bindung gelöst. In den dabei neu entstehenden Hadronen vergrößert sich durch die hohe Energie das QCD-Potential und es entstehen weitere Teilchen. Unter normalen Umständen werden zwei Teilchenschauer (Jets) im Detektor registriert. Wird nun ein Jetpaar bei einer Schwerionenkollision erzeugt, wechselwirken die Jets mit dem QGP und verlieren dabei Energie. Die Energie der einzelnen Jets eines Paares kann sich dadurch stark unterscheiden.

Eine typische Messgröße ist der sogenannte Transversalimpuls  $p_T$ , der den Impuls der Teilchen senkrecht zur Strahlachse beschreibt. Um ein  $p_T$ -Spektrum leichter Kernkollisionen mit dem Spektrum von Schwerionenkollisionen zu vergleichen, muss man dieses mit der Anzahl der angenommenen pp-Kollisionen ( $N_{\text{coll}}$ ) skalieren. Dabei stellt man eine Unterdrückung der Teilchenproduktion in Schwerionenkollisionen fest. Diese Unterdrückung wird als nuklearer Modifikationsfaktor  $R_{AA}$  bezeichnet [PHE02, ALI11c].

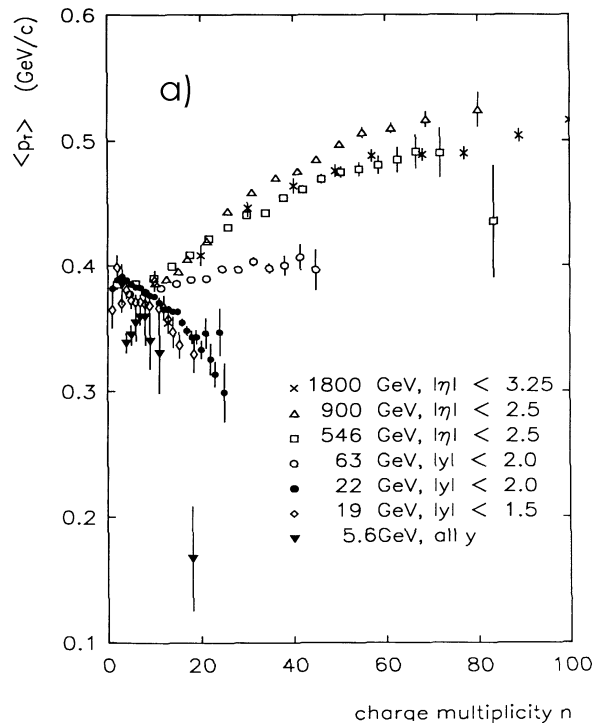


Abbildung 1.2.: Entwicklung der  $\langle p_T \rangle$ -Werte leichter Hadron-Hadron Kollisionen als Funktion der Multiplizität für verschiedene  $\sqrt{s}$ . [EHS88]

Der Schwerpunkt dieser Arbeit beruht auf der Analyse des mittleren transversalen Impulses  $\langle p_T \rangle$ . Im Rahmen der Analyse wird die Entwicklung des  $\langle p_T \rangle$  in Abhängigkeit der Multiplizität betrachtet. Die Entwicklung des  $\langle p_T \rangle$  gibt Auskunft, ob sich die Form des Spektrums, speziell im niedrigen  $p_T$ -Bereich des Spektrums, verändert. In den 1980er Jahren wurde anhand mehreren Experimenten gezeigt, dass sich mit zunehmender Energie die Entwicklung der  $\langle p_T \rangle$ -Werte mit der Multiplizität ändert (Abb. 1.2). Bei niedrigen Energien verringert sich der mittlere Transversalimpuls mit zunehmender Teilchenzahl. Bei näherer Betrachtung erscheint dies nicht überraschend, da sich die zur Verfügung stehende Energie nicht erhöht und somit für jedes Teilchen weniger Energie zur Verfügung steht. Allerdings ändert sich dieses Verhalten mit Zunahme der zur Verfügung stehenden Energie. Steht mehr Energie zur Verfügung, erhöht sich auch  $\langle p_T \rangle$  mit steigender Teilchenzahl. Theoretisch gibt es mehrere Erklärungen für dieses Verhalten. In direktem Zusammenhang mit dem QGP steht dabei die Annahme, dass der Anstieg mit einem thermodynamischen Phasenübergang zusammenhängt [Van82, Hag84, Cam85, Lev91]. Als weitere Möglichkeit wurden kleine Stoßparameter in Betracht gezogen [Bar83]. Außerdem wird ein Zusammenhang mit Mini-Jets aus semi-harten Streuprozessen diskutiert [Bop86, Pan85, Wan92, Jac83].

### 1.3. Experimenteller Zugang

Um die Teilchen zu beschleunigen und zur Kollision zu bringen, verwendet man im einfachsten Fall Linearbeschleuniger. Dabei durchfliegen Teilchen ein hohes elektrisches Feld; ihre Energie ergibt sich direkt aus dem durchflogenen Feld und wird in Elektronvolt (eV) angegeben. Die beschleunigten Teilchen werden entweder in weitere Beschleuniger geleitet oder auf ein fest installiertes Ziel (*Fixed Target*) geschossen, wo sie mit dem vorhandenen Material kollidieren. Die dabei entstandenen Teilchen werden in Detektoren hinter dem Ziel registriert und vermessen. Bei Ringbeschleunigern werden die Teilchen nach dem Linearbeschleuniger nicht direkt auf ein Ziel gelenkt, sondern in weitere Beschleuniger injiziert. Ringbeschleuniger mit zwei entgegengesetzte Teilchenstrahlen er-

möglichen es, diese Strahlen kollidieren zu lassen. Bei diesen *Collidern* sind die Detektoren um den Kreuzungspunkt aufgebaut. Auf diese Art werden heute (Stand Feb. 2012) Kollisionsenergien von bis zu  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  in pp-Kollisionen erreicht.

Experimente dieser Art zählen zur Hochenergiephysik. Das Untergebiet, das sich mit der Erforschung des QGP auseinandersetzt, ist die Hochenergie-Schwerionenphysik. Sie nutzt oftmals die selben Beschleuniger wie die anderen Gebiete der Hochenergiephysik. Allerdings werden, wie der Name schon sagt, schwere Ionen für die Kollisionen, z.B. Goldionen am *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) in Brookhaven oder Bleiionen am *Large Hadron Collider* (LHC) in Genf, verwendet. Der Vorteil bei *Collidern* liegt vor allem in der zur Verfügung stehenden Energie. Die Energie, die in einer Teilchenkollision zur Verfügung steht, setzt sich aus der Ruheenergie und der Bewegungsenergie der Teilchen zusammen. Die Schwerpunktsenergie gibt die Gesamtenergie an, die der Kollision im Schwerpunkt zur Verfügung steht. Dabei spielen die Strahlenergie ( $E$ ) und die Masse der Teilchen ( $m$ ), eine Rolle. Für *Fixed Target* Experimente ergibt sich

$$\sqrt{s} = \sqrt{2 \cdot E \cdot m + 2m^2}. \quad (1.1)$$

Bei *Collider*-Experimenten hingegen ist der Energiezuwachs linear mit der Energie der Teilchen

$$\sqrt{s} = 2 \cdot E. \quad (1.2)$$



## EXPERIMENTELLE GRUNDLAGEN

### 2.1. Der Large Hadron Collider

Mit dem *Large Hadron Collider* (LHC) steht dem CERN der momentan leistungsstärkste Collider der Welt zur Verfügung. Der LHC wird sowohl für die Schwerionenphysik als auch für andere Forschungsgebiete der Hochenergiephysik benutzt. Die für die Schwerionenphysik verwendeten Bleiatome werden, ebenso wie die Wasserstoffatome für die Hochenergiephysik, vollständig ionisiert. Anschließend werden sie von einem Linearbeschleuniger vorbeschleunigt. Danach werden die Ionen in verschiedenen Ringbeschleunigern zu höheren Energien beschleunigt. Im letzten Vorbeschleuniger, dem Super Proton Synchrotron (SPS), werden die Teilchen an zwei Stellen ausgekoppelt, damit sie in unterschiedlichen Richtungen in den LHC eingespeist werden können. Wie man in Abb. 2.1 gut erkennen kann, zweigen von den meisten Vorbeschleunigern Strahlrohre zu Experimenten ab, die für die entsprechende Energie ausgelegt sind. Die zwei parallelen Strahlrohre des LHC kreuzen sich an den Interaktionspunkten. An diesen Punkten befinden sich die vier großen Experimente (ALICE, ATLAS, CMS und LHCb) mit unterschiedlichen wissenschaftlichen Zielrichtungen. ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) und CMS (Compact Muon Solenoid) sind Detektoren, die primär für die Untersuchung von pp-Kollisionen konstruiert wurden, aber auch Schwerionenkollisionen untersuchen. LHCb (LHC-beauty) ist ein Detektor zur Untersuchung der CP-Verletzung mit besonderem Fokus auf Zerfälle von B-Mesonen. Der Schwerpunkt von ALICE (A Large Ion Collider Experiment) ist die Untersuchung von Schwerionenkollisionen. Außerdem gibt es noch zwei kleinere Experimente (LHCf und TOTEM), die sich in einiger Entfernung von Interaktionspunkten befinden.

An diesen Kreuzungspunkten werden die Strahlen nicht nur abgelenkt, sondern auch fokussiert. Die Fokussierung unterscheidet sich für die einzelnen Experimente, da sie unterschiedliche Detektortypen verwenden. So kann zum Beispiel die TPC des ALICE-Experiments hohe Multiplizitäten aus Schwerionenkollisionen verarbeiten, besitzt aber im Vergleich zu den anderen Experimenten am LHC eine langsamere Auslese.

### 2.2. Das ALICE-Experiment

Der Aufbau von ALICE (Abb. 2.2) ist schichtweise um den Kollisionspunkt angelegt. In den einzelnen Schichten befinden sich unterschiedliche Detektoren, deren Reihenfolge durch die unterschiedlichen Fähigkeiten bestimmt ist. Die innersten Schichten bilden Detektoren mit einer hohen Orts- oder Zeitauflösung, um den Kollisionsort (Vertex) und -zeitpunkt zu bestimmen. In den nächsten Schichten befinden sich Detektoren, die die Spurfindung unterstützen und die Teilchen identifizieren. Die letzte Schicht in ALICE bilden Detektoren zur Energiebestimmung der Teilchen. Diese

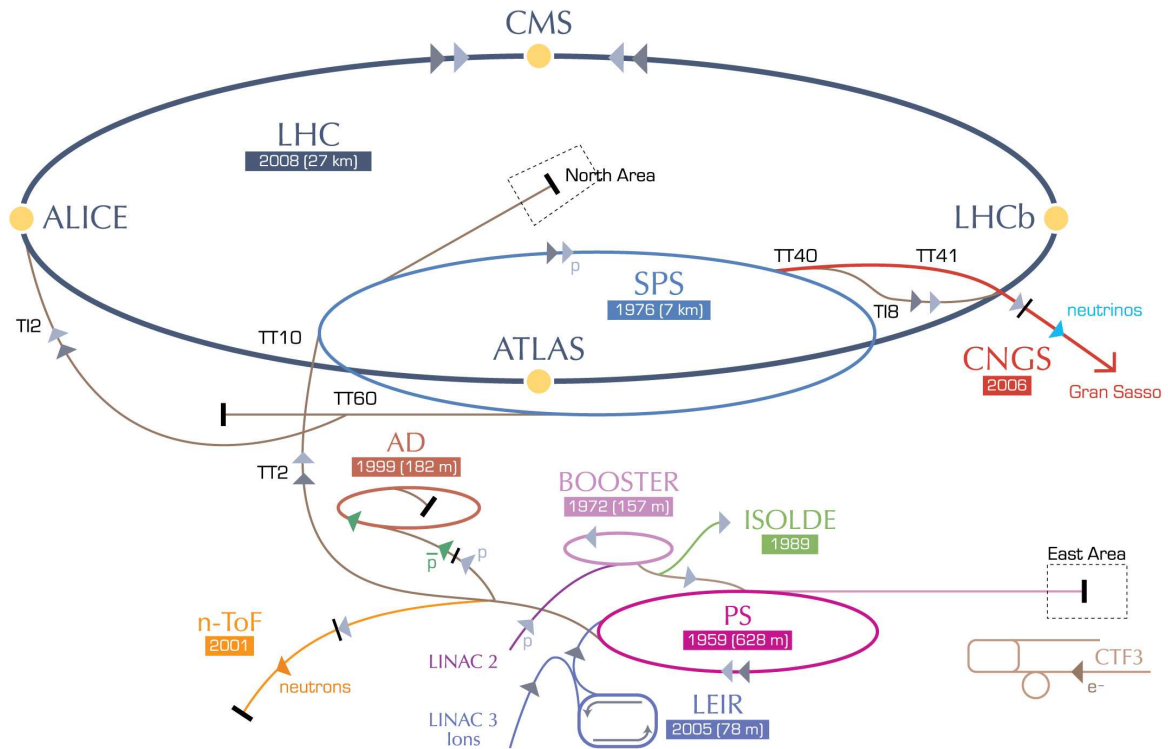


Abbildung 2.1.: CERN Beschleunigerkomplex [Lef08]

sog. Kalorimeter bilden den Abschluss, da zur Energiebestimmung die Teilchen ihre gesamte Energie abgeben und somit eine weitere Untersuchung nicht möglich ist. Je weiter die Detektoren vom Kollisionspunkt entfernt sind, desto größer müssen sie sein, um den gleichen kinematischen Bereich abzudecken.

Abgesehen von der physikalischen Ausrichtung der Detektoren muss noch zwischen vorwärtsgerichteten und zentralen Detektoren unterschieden werden. Vorwärtsgerichtete Detektoren befinden sich entlang des Strahlrohrs und vermessen vor allem Teilchen mit hoher Rapidität ( $\eta$ ). Zentrale Detektoren befinden sich axial in der Nähe des Interaktionspunktes und vermessen Teilchen, die einen niedrigen Rapiditätsbetrag besitzen.

Um den Impuls eines elektrisch geladene Teilchens zu bestimmen, nutzt man ein Magnetfeld  $B$ . Dieses lenkt die Teilchen auf eine Kreisbahn, wobei folgende Relation gilt:

$$p = 0,3 \cdot \frac{B}{[\text{T}]} \cdot \frac{r}{[\text{m}]} \frac{\text{GeV}}{c} \quad (2.1)$$

Bestimmt man den Radius, kann man bei bekanntem Magnetfeld  $B$  den Impuls  $p$  der Teilchen bestimmen. Alle Detektoren von ALICE befinden sich deshalb in einem großen normalleitenden Solenoiden. Dieser ist bereits vom L3 Experiment verwendet worden und sorgt für ein Magnetfeld von 0,5T.

Nachfolgend werden die Detektoren von ALICE im Einzelnen betrachtet [ALI08b]. Die wichtigsten Detektoren zur Spurfindung und Multiplizitätsbestimmung sind ITS und TPC. Bei der Analyse dieser Arbeit werden ihre Ergebnisse kombiniert. Für die Ermittlung der Zentralität wird der VZERO Detektor verwendet.

### 2.2.1. Zentrale Detektoren

- ITS

Das Inner Tracking System (ITS) ist der innerste Detektor von ALICE. Dieser besteht aus drei

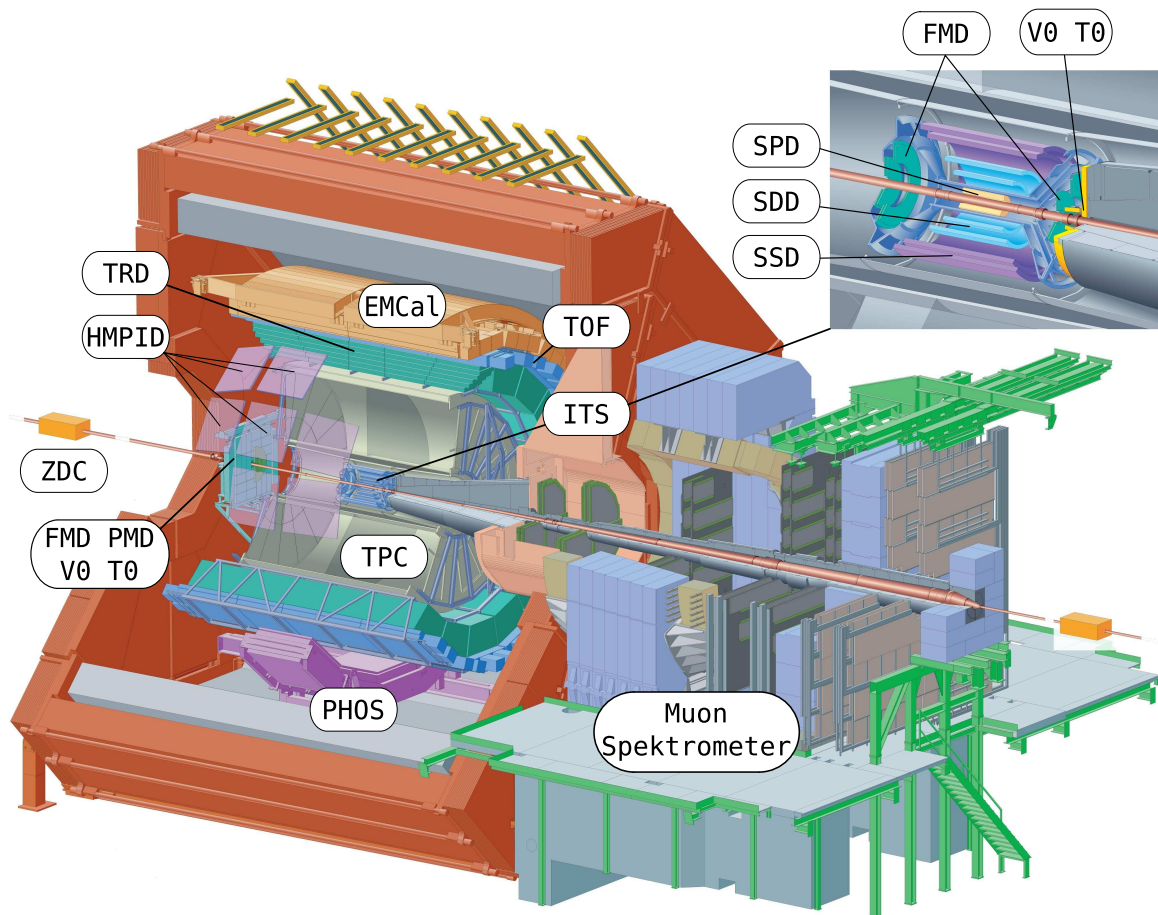


Abbildung 2.2.: Layout von ALICE mit Beschreibungen der Subdetektoren [ALI08a]

verschiedenen Halbleiterdetektoren, die zur Spurrekonstruktion, Teilchenidentifikation und Vertexbestimmung eingesetzt werden. Jeder der drei Subdetektoren besteht aus zwei Lagen. Von innen nach außen sind sie in folgender Reihenfolge angeordnet:

- Silicon Pixel Detector (SPD)

Beim SPD handelt es sich um einen Halbleiterdetektor. Das Prinzip lässt sich durch eine einfache Diodenschaltung beschreiben. Dabei ist die Diode in Sperrrichtung geschaltet und es fließt zunächst kein Strom; fliegt jedoch ein Teilchen durch den Halbleiter und erzeugt freie Ladungsträger, fließt Strom und der Teilchendurchgang wird detektiert. Dieses Signal wird digital ausgelesen. Auf Grund der Nähe zum Kollisionspunkt benötigt man eine feine Granularität, um eine gute Spur Selektion und Ortsauflösung zu gewährleisten. Im Vergleich zu den anderen beiden Subdetektoren ist die Abdeckung von  $|\eta| < 1,98$  bedeutend größer, wodurch man eine Überschneidung mit dem FMD erreicht.

- Silicon Drift Detector (SDD)

Der SDD bildet im Gegensatz zum SPD keinen einfachen Halbleiterdetektor, sondern einen Driftdetektor. Hierbei sorgen die entstehenden Ladungsträger nicht für einen kurzzeitigen Stromfluss, sondern driften in einem angelegten elektrischen Feld zu den Rändern des Detektors, wo das Signal ausgelesen wird. Durch eine Vielzahl an Ausleseanoden ist es möglich, die Spur innerhalb des Halbleiters zu detektieren. Im Gegensatz zu üblichen Halbleitern ist es somit möglich, Durchgänge von mehreren Teilchen zu detektieren. Des Weiteren erfolgt die Auslese nicht digital, sondern analog, was es



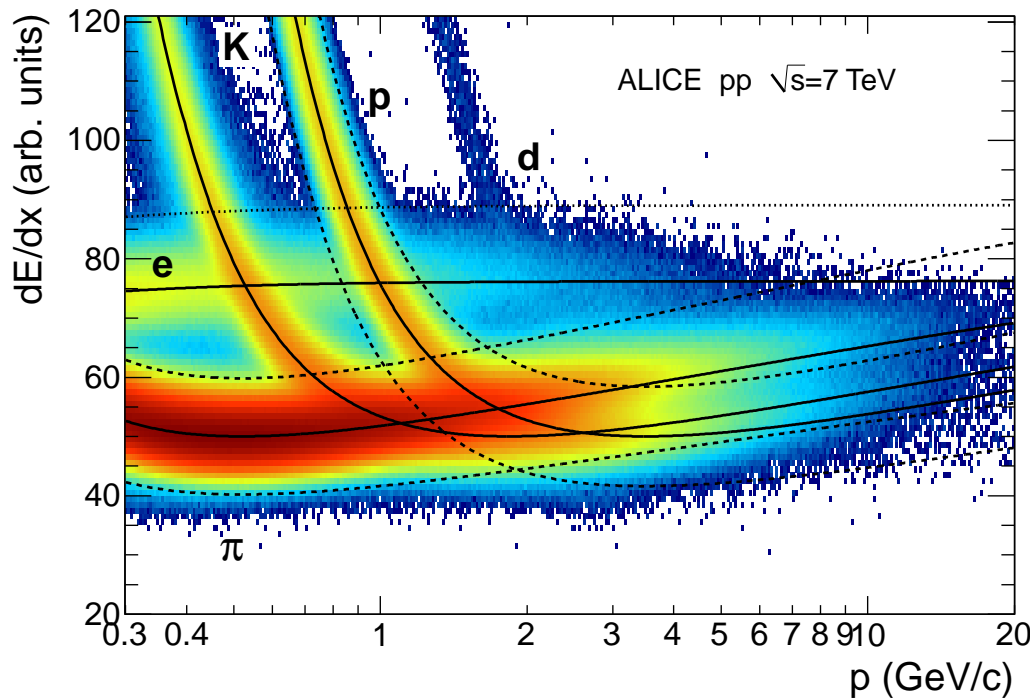


Abbildung 2.3.: Spezifischer Energieverlust ( $dE/dx$ ) als Funktion des Impulses in der TPC. Die Linien stellen den erwarteten Verlauf für verschiedene Teilchen dar [ALI11b].

ermöglicht, die deponierte Energie der Teilchen zu ermitteln und mit Hilfe des spezifischen Energieverlusts ( $dE/dx$ ) die Teilchenart zu identifizieren.

- Silicon Strip Detector (SSD)

Das Funktionsprinzip des SSD ähnelt dem des SPD, allerdings gibt es im Design einige Unterschiede. Um einen guten Übergang der Teilchenspur zur TPC zu erreichen, befindet er sich möglichst nah an dieser und somit am äußersten Rand des ITS. Daraus resultiert eine deutlich geringere Teilchendichte, weswegen anstelle eines Pixeldesigns ein Streifendesign gewählt wurde. Dadurch lässt sich die Anzahl der Detektorkanäle und somit auch die Datenmenge verringern. Genauso wie beim SDD erfolgt eine analoge Auslese, um den spezifischen Energieverlust zu bestimmen.

- TPC

Die Spurdriktkammer (Time Projection Chamber (TPC)) bildet den größten Detektor von ALICE. Die Hauptaufgaben der TPC bestehen in der Impulsbestimmung und der Spurrekonstruktion der einzelnen Teilchen. Darüber hinaus ist es möglich, die Teilchenart zu identifizieren, wobei eine ähnliche Technik wie beim SDD genutzt wird. Das Detektormedium ist ein Gasgemisch aus Ne und  $\text{CO}_2$ , das sich in einem starken elektrischen Feld befindet. Geladene Teilchen hinterlassen darin eine Spur von ionisierten Atomkernen und Elektronen. Die Elektronen driften im elektrischen Feld zu den Endkappen, wo sie mit Hilfe von Drahtkammern detektiert werden. Die Ionen driften hingegen zur zentralen Elektrode in der Mitte der TPC. Dabei sind die Auslesekanäle ringförmig angeordnet und ihre Anzahl nimmt mit jeder Reihe nach außen hin zu. Bei der Auslese hinterlassen die Elektronen Signale in mehreren benachbarten Kanälen. Diese Signale werden in der Analyse zu Gruppen (sog. *Clustern*) zusammengefasst. Aus der detektierten Spur lässt sich der Impuls berechnen und mit Hilfe des spezifischen Energieverlustes ( $dE/dx$ ) lassen sich die Teilchen identifizieren (siehe Abb. 2.3). Da die Dichte der Teilchenspuren mit dem Radius abnimmt, ist die Auflösung der Drahtkammern im inneren Bereich der TPC besser als im äußeren. Die Abdeckung ist bei voller



Spurlänge  $|\eta| < 0,9$  vergleichbar mit der des TOF. Für eine verringerte Spurlänge ( $\frac{1}{3}$  der vollen radialen Spurlänge) beträgt die Akzeptanz  $|\eta| < 1,5$ .

- **TRD**

Der Transition Radiation Detector (TRD) misst Übergangsstrahlung. Elektrisch geladene Teilchen können ein Photon emittieren, wenn sich das Medium, durch das sie fliegen, ändert. Die Wahrscheinlichkeit ist für verschiedene Teilchen unterschiedlich. So ist es möglich, Pionen und Elektronen mit einem Impuls von mehr als  $1\text{ GeV}/c$  zu unterscheiden, was weder mit der TPC noch mit TOF möglich ist. Der TRD besteht aus einzelnen Kammern, die zu Supermodulen zusammengesetzt werden. Jede Kammer besitzt einen eigenen Radiator, in dem die Übergangsstrahlung erzeugt wird. Um diese zu messen, ist hinter dem Radiator eine Driftkammer angebracht. Die in der Driftkammer entstehenden Ladungsträger werden von einem elektrischen Feld zu Ausleseflächen geleitet. Insgesamt umfasst die TRD sechs Lagen von Kammern, die kreisförmig angeordnet sind.

- **TOF**

Zur Identifikation verschiedener Teilchen wird unter anderem der Time Of Flight (TOF) Detektor verwendet. Dabei wird die Zeit gemessen, die das Teilchen bis zum Erreichen des Detektors benötigt. Mit dieser Information, der Spurlänge und dem Impuls des Teilchens lässt sich das Teilchen identifizieren. Um eine möglichst genaue Zeitmessung zu erhalten, nutzt man MRCP (Multi-gap Resistive-Plate Chamber) Detektoren.

- **HMPID**

Beim High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID) handelt es sich um einen Ring Imaging Čerenkov (RICH) Detektor. Dabei verwendet man Čerenkovstrahlung, um die Geschwindigkeit eines Teilchens zu bestimmen. Ein elektrisch geladenes Teilchen, welches schneller als die Lichtgeschwindigkeit in dem durchquerten Medium ist, hinterlässt einen Lichtkegel. Aus dem Winkel  $\theta_c$  zwischen Teilchen und Lichtkegel lässt sich die Geschwindigkeit des Teilchens berechnen:

$$\cos \theta_c = \frac{c}{nv} \quad (2.2)$$

Dabei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,  $n$  der Brechungsindex im Material und  $v$  die Geschwindigkeit des Teilchens.

Das entstandene Licht wird von einem CsI Photodetektor mit Hilfe von Photoelektronen nachgewiesen. HMPID umschließt das Strahlrohr nicht komplett, sondern deckt nur einen Teil ab. Die erreichte Abdeckung ist  $\Delta\phi = 57,6^\circ$  und  $|\eta| < 0,6$ .

- **PHOS**

Das Photon Spectrometer (PHOS) ist ein auf die Detektion von Photonen spezialisiertes Kalorimeter. Dazu verwendet man Blei-Wolframat (PbWO) Kristalle, um die Energie der Photonen zu bestimmen. Vor diesen befinden sich Drahtkammern, die als Vetodetektor für geladene Teilchen fungieren. PHOS befindet sich unterhalb des Strahlrohrs und hat eine Abdeckung von  $\Delta\phi = 100^\circ$  und  $|\eta| < 0,12$ .

- **EMCal**

Das ElectroMagnetic CALorimeter (EMCal) ist das zweite Kalorimeter in ALICE. Dieses ist vor allem auf die Energiebestimmung von Jets und die Verwendung als Trigger für Teilchen mit hohem  $p_T$  spezialisiert, weswegen es sich deutlich von PHOS unterscheidet. Die Energiebestimmung beruht auf Bleiszintillatoren und die räumliche Akzeptanz ist mit  $\Delta\phi = 107^\circ$  und  $|\eta| < 0,7$  deutlich größer.

### 2.2.2. Vorwärtsgerichtete Detektoren

- **Muon-Spectrometer**

Das Muon-Spectrometer ist auf die Detektion von Myonen spezialisiert und besitzt deshalb einen besonderen Aufbau. Wie andere Detektoren ist es auch in unterschiedliche Subdetektoren eingeteilt. Den ersten Abschnitt bildet ein Absorber, der dazu dient, möglichst viele Teilchen zurückzuhalten. Dies ist notwendig, da es nur schwer möglich ist, Myonen von weiteren Teilchen zu unterscheiden. Myonen besitzen gegenüber den meisten anderen Teilchen einen kleinen Wechselwirkungsquerschnitt, weshalb sie nicht absorbiert werden. Das Spektrometer befindet sich entlang des Strahlrohrs und besteht aus dem Absorber und verschiedenen Subdetektoren. Da dieser Aufbau nur einseitig vorhanden ist, wird nur ein Bereich von  $-4,0 < \eta < -2,5$  abgedeckt.

- **ZDC**

Die Aufgabe des Zero Degree Calorimeters (ZDC) ist es, die Fragmente der kollidierten Kerne zu bestimmen. Dazu befindet es sich auf beiden Seiten 116 m vom Interaktionspunkt entfernt. Auf Grund der großen Entfernung vom Interaktionspunkt und der dazwischenliegenden Magneten sind Neutronen und Protonen am Detektor bereits räumlich getrennt. Deshalb ist das Kalorimeter in zwei Subdetektoren aufgeteilt, die beide aus einer Anordnung von Absorbern und Glasfasern zur Auslese bestehen. Die Energie wird über die Lichtmenge in den Glasfasern mit Hilfe von Photomultipliern bestimmt.

- **PMD**

Der PMD (Photon Multiplicity Detector) besteht aus zwei Lagen von Proportionalzählern, die durch eine Metallplatte getrennt sind. Geladene Teilchen hinterlassen in beiden Detektoren eine Spur, während Photonen nur hinter der Metallplatte eine Spur hinterlassen. Deshalb dient der erste Detektor als Vetodetektor für geladene Teilchen, während die zweite Lage zur Identifikation von Photonen dient. Aufgabe des Detektors ist es, die Multiplizität der Photonen in Vorwärtsrichtung ( $2,3 < \eta < 3,7$ ) zu bestimmen.

- **FMD**

Das Gegenstück zum PMD bildet der Forward Multiplicity Detector (FMD), der für die Multiplizitätsmessung geladener Teilchen zuständig ist. Er besteht aus mehreren Ringen von Siliziumstreifendetektoren, die beiderseits des Kollisionspunktes angebracht sind. Im Randbereich besteht ein Überlapp mit dem SPD, sodass eine Multiplizitätsmessung über einen sehr großen Bereich, sowie eine Gegenprobe möglich ist. Der FMD deckt Bereiche zwischen  $-3,4 < \eta < -1,7$  und  $1,7 < \eta < 5,0$  ab und überschneidet sich so mit der Abdeckung des SPD von  $|\eta| < 1,98$ .

- **VZERO**

Eine wichtige Aufgabe des VZERO Detektors ist die Bestimmung der Zentralität einer Pb-Pb Kollision. Außerdem kann er noch als Trigger fungieren. Er besteht aus zwei Szintillatoren, die jeweils in Ringform angeordnet sind. Diese befinden sich 3,4 m bzw. 90 cm vom Vertex entfernt. Jeder Ring besteht aus Plastiksintillatoren, die segmentweise von Lichtleitern ausgelesen werden.

- **T0**

Die Aufgabe des T0 ist es, den Zeitpunkt der Kollision (T0) möglichst genau zu messen. Zum einen dient dies als Trigger für Kollisionen und zum anderen kann in Kombination mit der TOF Messung auch die Teilchenart bestimmt werden. Als Detektor wird dabei auf Quarkkristalle zurückgegriffen, in denen mit Hilfe von Photomultipliern Čerenkov-Strahlung gemessen wird. Die Anordnung des T0-Detektors ist auf Grund des Myonenarms asymmetrisch und hat eine Abdeckung von  $+4,61 < \eta < +4,92$  und  $-3,28 < \eta < -2,97$ .

### 3.1. Datennahme und Rekonstruktion

Die Signale aller Detektoren werden für jede Kollision zu einem Ereignis zusammengefasst. Für jedes Ereignis rekonstruiert man aus den Signalen die Spuren der einzelnen Teilchen. Abgesehen von den Signalen sind auch die Zustände der einzelnen Detektoren für die Rekonstruktion wichtig. Diese werden mit allen zugehörigen Ereignissen zu einem Run zusammengefasst. Nach der Rekonstruktion erhalten die einzelnen Runs einen Qualitätsfaktor. Im Anhang A finden sich in Tabellen (A.2, A.3) Auflistungen der verwendeten Runs. Tabelle A.1 zeigt die gängigsten Qualitätsfaktoren. Generell werden nur Runs mit einer guten Qualität verwendet. Bei Runs mit Fehlern sind diese detailliert aufgeführt. Somit können auch vermeintlich schlechte Runs für manche Analysen genutzt werden.

Für die Analyse wurden Pb–Pb-Daten ( $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76\text{TeV}$ ) aus dem Jahr 2010 und die zugehörige Monte-Carlo (MC) Simulation verwendet. Außerdem wurden pp-Daten von 2011 mit  $\sqrt{s} = 2,76\text{TeV}$  verwendet.

#### 3.1.1. Simulationen

Zusätzlich zu den Messdaten werden noch verschiedene Simulationen zur Datenauswertung verwendet. Diese sind notwendig, um die Daten von Detektoreffekten zu bereinigen und zu einem besseren Physikverständnis beizutragen.

Dazu tragen zwei Simulationen bei, zum einem ein Glaubermodell [Mil07] und zum anderen eine *Heavy Ion Jet Interaction Generator* (HIJING) [Wan91] Simulation. Beim Glaubermodell handelt es sich um ein vereinfachtes Modell, mit dem man grundlegende Parameter der Kollision ermitteln kann. Dazu gehören die Anzahl der an der Kollision teilnehmenden Nukleonen  $N_{\text{part}}$ , die Anzahl der Nukleon-Nukleon Kollisionen  $N_{\text{coll}}$ , sowie der Stoßparameter  $b$  (Abb. 3.1). Die so ermittelten Größen sind vor allem in der späteren Analyse wichtig. Im Gegensatz dazu simuliert HIJING die Kollisionen bedeutend detaillierter. Dazu nutzt es theoretische Modelle, die die Prozesse in pp, pA und AA Kollisionen simulieren, und passt diese an Messergebnisse aus Experimenten an. Dabei berechnet es sowohl die dabei entstehenden Teilchen, als auch ihre Eigenschaften, zum Beispiel  $p_{\text{T}}$ , Ladung oder Flavour. Die dabei gewonnenen Simulationen sollen der realen Physik möglichst nahe kommen und ermöglichen so einen Vergleich mit den gemessenen Daten.

Die Simulationen dienen auch als Grundlage für die Untersuchung des Detektorverhaltens. Dazu werden die in HIJING gewonnen Simulationen in der Detektorsimulation *Geometry and Tracking* (GEANT) [Bru94] weiterverarbeitet. GEANT simuliert für jedes einzelne Teilchen die Flugbahn und die Reaktionen der Teilchen auf derselben. Dies beinhaltet auch die Detektorantwort auf die Teilchen. Dadurch lässt sich die Effizienz des gesamten Experimentes bestimmen. Die Informatio-

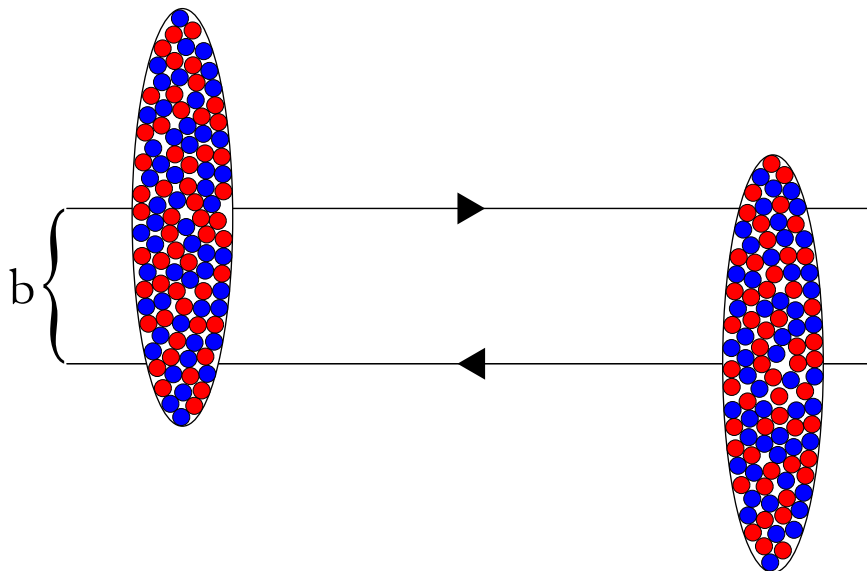


Abbildung 3.1.: Veranschaulichung des Stoßparameters  $b$  für ein semi-zentrales Ereignis. Der Stoßparameter entspricht dem Abstand der Mittelpunkte der beiden Kerne. Die zwei gezeigten Kerne sind auf Grund der Lorentzkontraktion gestaucht.

nen zur Effizienz sind besonders zur Auswertung gemessener Daten nötig. Dazu werden die Simulationen mit den durch den Detektor propagierten Daten verglichen. Daraus lässt sich eine Korrekturmatrix errechnen, mit der später aus den gemessenen Daten die Detektoreffekte herausgerechnet werden können.

### 3.1.2. Qualitätsschnitte

Für die Analyse müssen die rekonstruierten Daten noch aufbereitet werden, da für die verschiedenen Analysen nicht alle Informationen benötigt werden oder einzelne Informationen zu ungenau gemessen wurden. Dabei werden sowohl ganze Ereignisse als auch einzelne Spuren aussortiert.

Die Cuts für Ereignisse lassen sich in vielfältiger Weise nutzen. So können zum Beispiel nur Ereignisse eines bestimmten Triggers ausgewählt werden und auf diese Weise schon eine physikalische Vorauswahl getroffen werden. Für diese Analyse wurde allerdings kein Trigger ausgewählt, sondern nur die Vertexposition auf  $\pm 30\text{cm}$  in der z-Achse um den Kreuzungspunkt beschränkt.

Die Selektion der Spuren lässt sich in zwei Bereiche aufteilen, zum einen muss eine Spur gut rekonstruiert sein und zum anderen muss die Spur auch in der Akzeptanz der gewünschten Detektoren liegen. Zur Spurfundung werden für jeden Detektor eigene Spuren rekonstruiert, aus denen anschließend eine gemeinsame Spur ermittelt wird.

Die folgenden Voraussetzungen muss jede Spur erfüllen.

- Die detektierte Spurlänge zwischen dem innersten und äußersten Signal in der TPC umfasst mindestens 120 Reihen der Auslesekanäle.
- Mindestens 80 % der möglichen Reihen beinhalten einen Cluster.
- Maximal 40 % der Cluster werden für mehrere Spuren verwendet.
- Die Abweichung der einzelnen Cluster in der TPC von der rekonstruierten Spur beträgt  $\chi^2 < 4$ .
- Im ITS beträgt die zugelassene Abweichung der einzelnen Cluster von der rekonstruierten Spur  $\chi^2 < 36$ .

- Die Spuren im ITS und in der TPC wurden mit den Informationen des jeweils anderen Detektors nochmals gefittet.
- Die maximale Distanz zwischen der rekonstruierten Spur und dem Vertex ist kleiner als 2 cm in z-Richtung und kleiner als  $0,0182 + 0,035/p_T^{1,01}$  cm in xy-Richtung.
- Die rekonstruierten Spuren aus TPC und ITS haben keine größere Abweichung als  $\chi^2 < 36$ .
- Die Spur ist aus keinem Zerfall mit neutralem Teilchen hervorgegangen.

Die Beschränkungen durch die räumliche Abdeckung der Detektoren und deren Leistungsfähigkeit ergeben folgende Einschränkungen. Zum einen wird jede Spur mit einem  $p_T$  von weniger als 100 MeV/c nicht in der weiteren Analyse berücksichtigt und zum anderen werden Spuren mit  $|\eta| > 1,0$  ebenfalls aussortiert. Beide Auswahlkriterien sind dabei weiter gewählt als die endgültig verwendeten, um einen Randeffect zu vermeiden. Bei der Berechnung der Korrekturmatrix vergleicht man die simulierten Spurparameter eines Teilchens mit denen der Detektorantwort. Wenn von diesem „Teilchenpaar“ nur ein Partner innerhalb der Cuts liegt, wird das komplette Paar herausgerechnet und die Anzahl der Teilchen am Rand verringert. Um diese Problematik zu umgehen, werden die engen Cuts erst nach der Korrektur in der finalen Analyse angewandt. Dabei wird  $|\eta| < 0,8$  und  $p_T > 150$  MeV/c gefordert.

## 3.2. Klassifizierung von Ereignissen

Für die Analyse werden die Ereignisse in verschiedene Klassen aufgeteilt. Dazu gehört die schon zu Beginn genannte Multiplizität, die die Anzahl der detektierten Spuren wiedergibt.

Eine weitere Klasse ist die Zentralität, bei der die Ereignisse nicht nach einer direkt gemessenen Größe eingeteilt werden. Stattdessen wird mit Hilfe eines Glaubermodells der Stoßparameter  $b$  errechnet. Dieser gibt an, wie groß der Überlapp der Bleikerne bei der Kollision ist. Dazu nutzt man die Verteilung der Amplitude des VZERO Detektors (Abb. 3.2), um die Ereignisse in relative Wertebereiche einzuteilen. Ein solcher Wertebereich entspricht dann beispielsweise den 5% bis 10% zentralsten Kollisionen. Die effektive Einteilung der Zentralitäten beschränkt sich für ALICE momentan auf den Bereich zwischen 0% und 80%. Bei peripheren Kollisionen beschreibt das Glaubermodell nicht mehr die Daten.

Ein kleineres  $b$  bedeutet eine Erhöhung der Multiplizität, da somit auch die Anzahl der beteiligten Nukleonen ( $N_{\text{part}}$ ) zunimmt.

## 3.3. Entfaltung

Die Analyse simulierter Ereignisse ist nicht nur für Korrekturen wichtig, sondern auch bei der Betrachtung der Multiplizität. Wie alle Messgrößen ist auch die Multiplizität Fehler behaftet und unterliegt gewissen Limitierungen. Die Multiplizität wird vor allem durch die Effektivität des Detektors und die Auswahl der Cuts beeinflusst. Um eine Vergleichbarkeit mit anderen Experimenten und Modellrechnungen zu ermöglichen, ist es wichtig die ursprüngliche Anzahl an Teilchen  $n_{\text{ch}}$  zu kennen. Dafür wird mit Hilfe der simulierten Ereignisse eine Korrelationsmatrix angelegt. In dieser wird die tatsächliche Multiplizität gegen die gemessene Multiplizität ( $n_{\text{acc}}$ ) aufgetragen. In jedem Matrixelement wird die Anzahl der Ereignisse für die entsprechende Korrelation zwischen  $n_{\text{ch}}$  und  $n_{\text{acc}}$  eingetragen.

Aus der Matrix und den  $\langle p_T \rangle$ -Werten für  $n_{\text{acc}}$  lassen sich Ergebnisse für  $n_{\text{ch}}$  errechnen. Dazu wird für jeden  $n_{\text{ch}}$ -Wert die zugehörige  $n_{\text{acc}}$  Verteilung auf 1 normiert und anschließend die  $\langle p_T \rangle$ -Werte von  $n_{\text{acc}}$  entsprechend der Verteilung gewichtet. Aus der Summe aller Werte erhält man das Ergebnis für

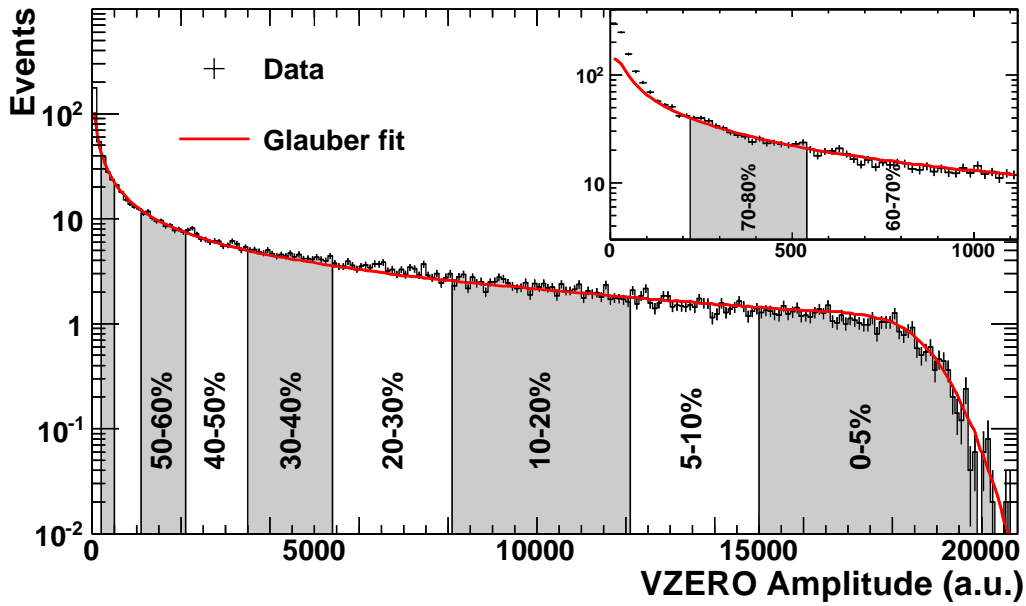


Abbildung 3.2.: Einteilung der Ereignisse in verschiedene Zentralitätsklassen mit Hilfe der VZERO-Amplitude und eines Glaubermodells. [ALI11a]

$n_{\text{ch}}$ . Formal ist die Berechnung in Gleichung 3.1 dargestellt, wobei  $R(n_{\text{ch}}, n_{\text{acc}})$  das relative Gewicht des Matricelements darstellt.

$$\langle p_T \rangle (n_{\text{ch}}) = \sum_{n_{\text{acc}}} \langle p_T \rangle (n_{\text{acc}}) \cdot R(n_{\text{ch}}, n_{\text{acc}}) \quad (3.1)$$

### 3.4. Berechnung des mittleren Transversalimpulses

Bei der Berechnung des mittleren transversalen Impulses  $\langle p_T \rangle$  gewichtet man zunächst die Messergebnisse und normiert sie anschließend. Die Gewichtung besteht aus einer Multiplikation der Messergebnisse  $y(p_T)$  mit den zugehörigen  $p_T$ -Werten und der Binbreite  $w$ . Die gewichteten Messergebnisse werden anschließend aufsummiert und normiert. Als Normierungsfaktor dient dabei die Summe der Messergebnisse, wobei auch diese mit der Binbreite multipliziert werden. Für diskrete Messwerte ergibt sich daraus:

$$\frac{\sum y(p_T) \cdot w(p_T) \cdot p_T}{\sum y(p_T) \cdot w(p_T)} \quad (3.2)$$

Hat man hingegen keine Messwerte, sondern eine Funktion, vereinfacht sich die Summation zu folgendem Integral.

$$\frac{\int f(p_T) \cdot p_T \, dp_T}{\int f(p_T) \, dp_T} \quad (3.3)$$

In der endgültigen Auswertung werden beide Möglichkeiten kombiniert, um ein Ergebnis bis  $p_T = 0$  zu erhalten. Dazu wird für den niederenergetischen Teil des Spektrums eine Extrapolation verwendet, während für den Bereich mit Messergebnissen diese summiert werden. Zunächst werden in Zähler und Nenner die Ergebnisse summiert und anschließend der Quotient gebildet. Der Übergang  $a$  zwischen Funktion und Datenpunkte ist durch die Beschränkung der Analyse gegeben.

$$\langle p_T \rangle = \frac{\int_{p_T=0}^{p_T=a} f(p_T) \cdot p_T dp_T + \sum_{p_T=a}^{p_T=\infty} \gamma(p_T) \cdot w(p_T) \cdot p_T}{\int_{p_T=0}^{p_T=a} f(p_T) dp_T + \sum_{p_T=a}^{p_T=\infty} \gamma(p_T) \cdot w(p_T)} \quad (3.4)$$

### 3.5. Parametrisierung

Bei der Auswertung von Spektren muss beachtet werden, dass alle relevanten Bereiche des Spektrums berücksichtigt werden. Da diese nicht immer vollständig gemessen werden, behilft man sich mit einer Parametrisierung. Man versucht dabei das Spektrum möglichst gut durch eine Funktion  $f$  zu beschreiben. Dazu wird diese Funktion an das Spektrum angepasst und anschließend in den nicht gemessenen Bereich extrapoliert, um beispielsweise  $\langle p_T \rangle$  zu berechnen.

Bei der Wahl der Funktion versucht man gewisse Bedingungen zu berücksichtigen. So ist es zwar möglich, eine Funktion mit vielen freien Parametern zu verwenden, die die Daten möglichst genau beschreibt. Dies stellt selten eine physikalisch sinnvolle Beschreibung des Spektrums dar. Deswegen bevorzugt man zur Parametrisierung Funktionen, die einen passenden physikalischen Effekt beschreiben. Somit ergeben sich zwei wichtige Voraussetzungen für die gesuchten Funktionen:

- Möglichst genaue Beschreibung der Messdaten
- Physikalisch sinnvolle Funktion

#### 3.5.1. Beschreibung des niedrigen $p_T$ -Bereichs

Der  $p_T$ -Bereich zwischen 0 MeV/c bis 150 MeV/c kann von ALICE nicht mit hinreichender Genauigkeit gemessen werden, weil dort die Effizienz der TPC unter 50% fällt [ALI10]. Da dieser Bereich aber einen großen Einfluss auf das  $\langle p_T \rangle$  hat, ist es notwendig, eine passende Parametrisierung für diesen Bereich zu finden. Eine physikalisch sinnvolle Funktion ist in diesem Fall durch die Randbedingung  $\lim_{p_T \rightarrow 0} f(p_T) = 0$  gegeben. Außerdem sollte sie stetig differenzierbar sein.

Die bisher genannten Kriterien treffen sowohl auf die modifizierte Hagedorn-Funktion [Hag84] als auch auf die modifizierte Tsallis-Funktion [Tsa88] zu. Beide Funktionen beschreiben ein thermisches Spektrum mit Übergang zur pQCD im hohen  $p_T$ -Bereich, wobei die Hagedorn-Funktion

$$\frac{1}{p_T} \frac{dn^2}{d\eta dp_T} = A \cdot \frac{p_T}{m_T} \left( 1 + \frac{p_T}{p_{T,0}} \right)^{-n} \quad (3.5)$$

mit  $p_T$  skaliert und die Tsallis-Funktion

$$\frac{1}{p_T} \frac{dn^2}{d\eta dp_T} = A \cdot \frac{p_T}{m_T} \left( 1 + \frac{E_T}{n \cdot T} \right)^{-n} \quad (3.6)$$

mit der Energie skaliert.

$T$  ist dabei ein freier Parameter, ebenso wie  $n$ .  $m_T$  beschreibt dabei die transversale Masse, die folgendermaßen definiert ist:

$$m_T = \sqrt{m_\pi^2 + p_T^2} \quad (3.7)$$

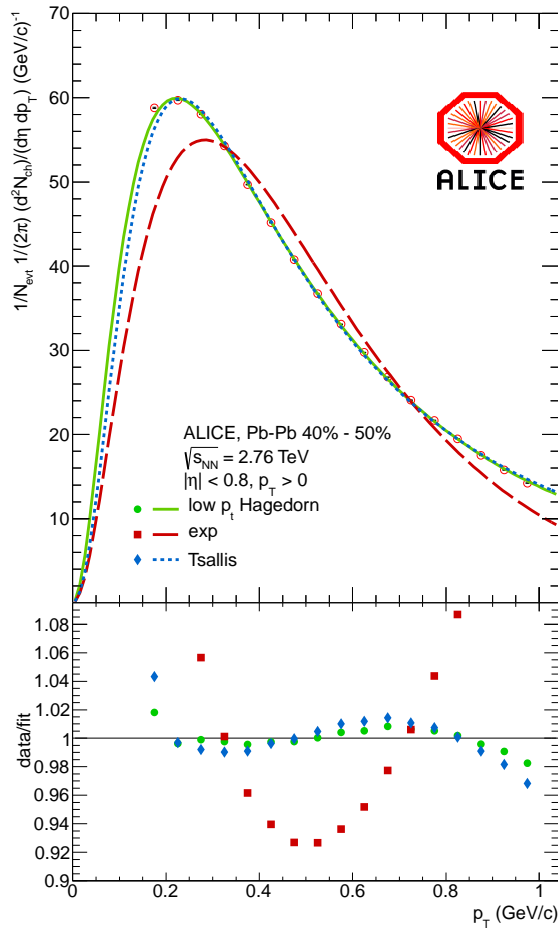
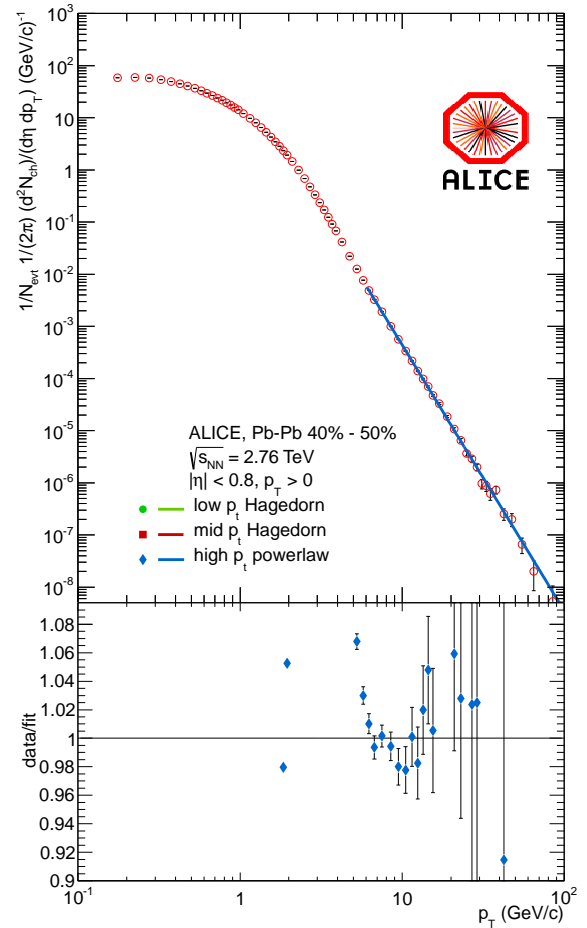

 (a) Tsallis und Hagedorn Fit für den unteren  $p_T$ -Bereich

 (b) Potenzgesetz Fit für den oberen  $p_T$ -Bereich

 Abbildung 3.3.: Parametrisierungen für hohe und niedrige  $p_T$ 

Die Pionenmasse  $m_\pi$  wird verwendet, da Pionen in den gemessenen Spuren den größten Anteil ausmachen.

Wie man in Abb. 3.3a sehen kann, beschreiben beide Funktionen den unteren  $p_T$ -Bereich vergleichbar gut. Erst im  $p_T$ -Bereich oberhalb von 1 GeV/c gibt es signifikante Unterschiede.

### 3.5.2. Beschreibung des hohen $p_T$ -Bereichs

Ähnlich wie den niedrigen  $p_T$  Bereich lässt sich auch der hohe Bereich mit einer einzelnen Funktion beschreiben. Dies ist am besten durch ein Potenzgesetz möglich, dass durch die pQCD gegeben ist.

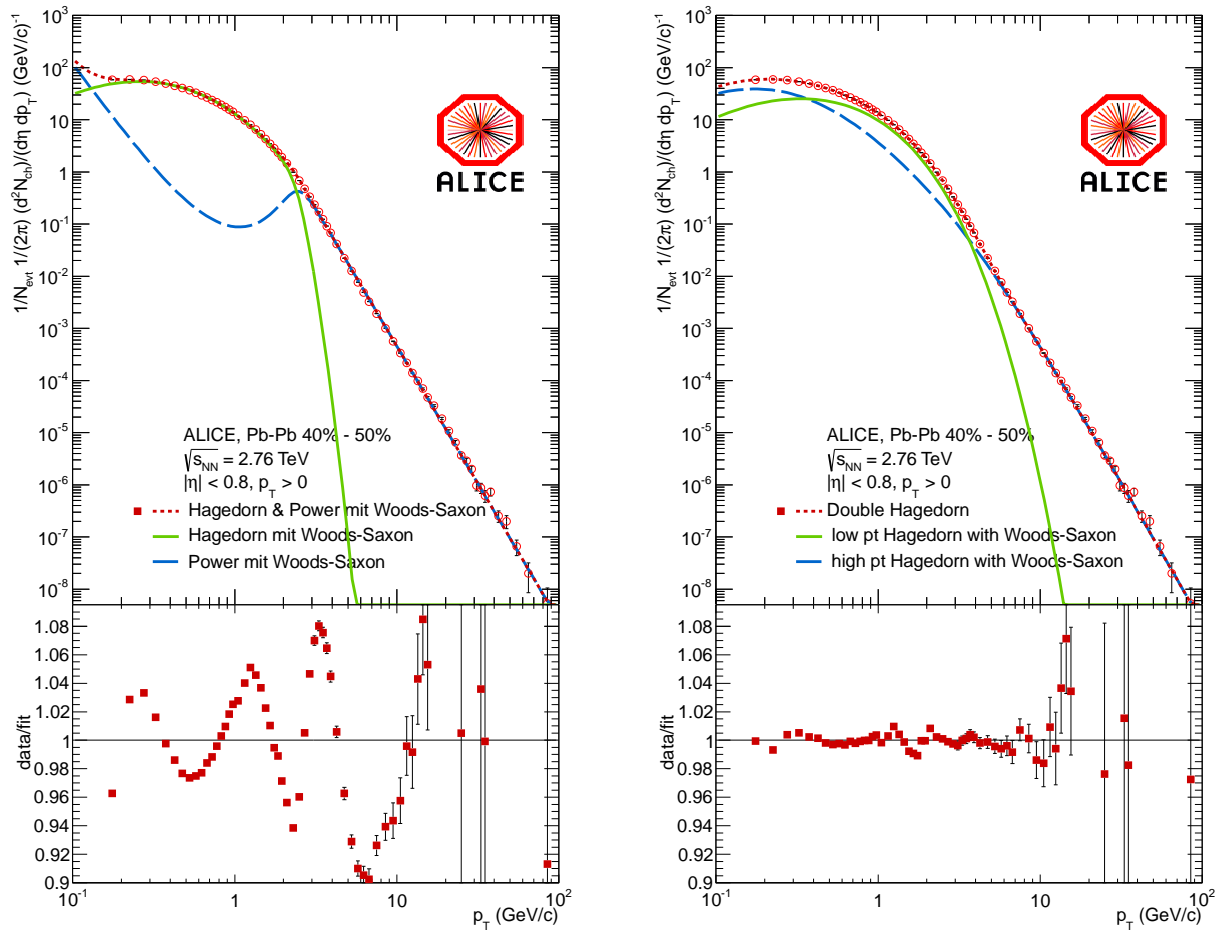
$$\frac{1}{p_T} \frac{dN^2}{d\eta dp_T} = A \cdot \frac{p_T}{m_T} p_T^{-n} \quad (3.8)$$

Allerdings schließt der hohe  $p_T$ -Bereich nicht direkt an den niedrigen an, sondern beginnt bei ca. 6 GeV/c (Abb. 3.3b). Somit ergibt sich eine Lücke zwischen den beiden Funktionen, die von keiner der beiden Funktionen gut beschrieben werden kann.

### 3.5.3. Beschreibung des kompletten Spektrums

Für die Beschreibung des kompletten Spektrums reicht eine einzelne sinnvolle Funktion nicht aus. Um trotzdem eine adäquate Beschreibung der Daten zu erhalten, verknüpft man zwei Funktio-





(a) Fit bestehend aus einer Hagedorn Funktion und einem Potenzgesetz, die mit einer Fermi Funktion verbunden sind. In blau und rot sind die beiden Funktionen, die einen Beitrag liefern, eingezeichnet.

(b) Fit bestehend aus zwei Hagedorn Funktionen, die mit einer Fermi Funktion verbunden sind.

Abbildung 3.4.: Parametrisierungen für verschiedene kombinierte Funktionen

nen. Eine solche Lösung ergibt sich aus einer Hagedorn-Funktion  $f_1$  für den niedrigen  $p_T$ -Bereich und einem Potenzgesetz  $f_2$  für den höheren  $p_T$ -Bereich. Dabei ergibt sich aber ein Problem bei der Verknüpfung der beiden Funktionen, da sie keinen stetigen Übergang besitzen. Einen solchen Übergang kann man mit Hilfe eines Woods-Saxon-Potentials [Woo54] oder einer Fermi-Funktion [Fer26, Dir26] erzeugen.

$$V(r) = \frac{V}{1 + e^{(p_T - p_{T0})/(a^3)}} \quad (3.9)$$

$p_{T0}$  bestimmt den Übergangspunkt, wobei  $a$  die Breite des Übergangs definiert.

Um nun zwei Funktionen miteinander zu verbinden, werden die beiden Funktionen in folgender Weise miteinander verknüpft:

$$F(r) = \frac{V}{1 + e^{(p_T - p_{T0})/(a^3)}} \cdot f_1 + \left( V - \frac{V}{1 + e^{(p_T - p_{T0})/(a^3)}} \right) \cdot f_2 \quad (3.10)$$

Diese Lösung bietet zwar eine bessere Beschreibung des Spektrums als eine reine Hagedorn-Funktion, weicht aber teilweise noch immer signifikant von den Messwerten ab. Außerdem besteht ein mathematisches Problem. Die in 3.10 gezeigte Funktion ist mathematisch stetig, besitzt aber im niedrigen  $p_T$ -Bereich eine unerwünschte Eigenschaft. Die Funktion  $f_2$  wird im Übergangsbereich von der Fermi-Funktion unterdrückt, allerdings ist  $f_2$  ein Potenzgesetz mit negativem Exponenten. Dies hat zur Folge, dass die Fermi-Funktion für  $p_T \rightarrow 0$  hin langsamer fällt, als das Potenzgesetz ansteigt. Somit wird im Übergangsbereich zwar ein kontinuierlicher Übergang ermöglicht, im Gegenzug ist die Parametrisierung im Randbereich nutzlos.

Dieses Problem lässt sich beheben, indem man die Funktion  $F(p_T)$  in zwei Funktionen  $g_1$  und  $g_2$  aufspaltet und beide Funktionen zusätzlich noch getrennt betrachtet.

$$F(r) = \underbrace{\frac{V}{1 + e^{(p_T - p_{T0})/(a^3)}} \cdot f_1}_{g_1} + \underbrace{\left(V - \frac{V}{1 + e^{(p_T - p_{T0})/(a^3)}}\right) \cdot f_2}_{g_2} \quad (3.11)$$

Auffällig ist das Minimum der Funktion  $g_2$  in Abb. 3.4a. Beim Vergleich der Funktionswerte von  $F$ ,  $g_1$  und  $g_2$  im Bereich des Minimums stellt man fest, dass sich  $F$  und  $g_1$  kaum unterscheiden, während der Wert von  $g_2$  um mehrere Größenordnungen kleiner ist.

Mit Hilfe der genauen Betrachtung lässt sich jetzt folgende Parametrisierung gewinnen. Im  $p_T$ -Bereich zwischen 0 und dem Minimum werden die Daten durch die Funktion  $g_1$  beschrieben. Das restliche Spektrum wird weiterhin durch die Funktion  $F$  beschrieben.

Selbst diese Lösung hat noch zwei kleine Fehler. Zum einem ist sie durch die Änderung der Funktion nicht stetig, zum anderen ist durch den Fit der Funktion  $F$  an die Messwerte nicht garantiert, dass die Funktion  $g_1$  die bestmögliche Parametrisierung für die niedrigen  $p_T$ -Messwerte darstellt. Dies liegt vor allem an dem wieder zunehmenden Einfluss der Funktion  $g_2$  im unteren Wertebereich.

Die beste Beschreibung des Spektrums erhält man, wenn man  $f_2$  durch eine weitere Hagedorn-Funktion ersetzt. 3.10 würde in diesem Fall aus zwei unabhängigen Hagedorn-Funktionen bestehen, die mit Hilfe einer Fermi-Funktion verbunden sind. Der größte Nachteil dieser Variante ist allerdings die mangelnde physikalische Erklärung.

Bei der Betrachtung von Abb. 3.4b stellt man fest, dass die gute Parametrisierung durch einen breiten Übergangsbereich der Fermi-Funktion ermöglicht wird. Außerdem trägt die eigentlich unterdrückte Hagedorn-Funktion maßgeblich zu dem unteren  $p_T$ -Bereich bei.

Dass eine Parametrisierung nicht mit zwei Funktionen möglich ist, erkennt man gut in Abb. 3.5, wenn man nur die Funktionen des niedrigen (Kapitel 3.5.1) und hohen  $p_T$ -Bereich (Kapitel 3.5.2) betrachtet. Die Lücke der Funktionen wird durch eine weitere Hagedorn-Funktion beschrieben, womit sich das Spektrum gut durch drei unabhängige Funktionen beschreiben lässt.

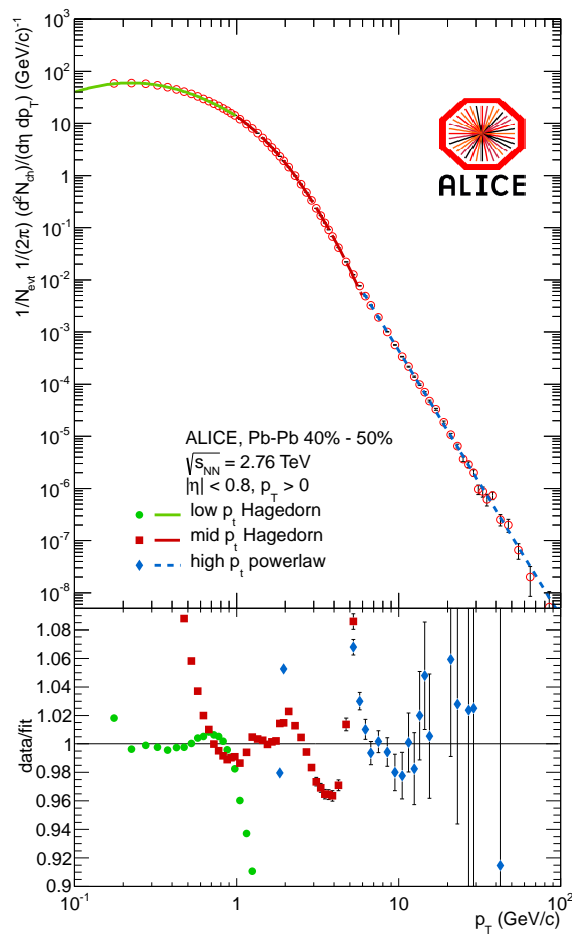


Abbildung 3.5.: Beschreibung des Spektrums durch drei unabhängige Funktionen



## ERGEBNISSE UND DISKUSSION

Die Ergebnisse beinhalten einen Vergleich der gemessenen Spektren mit denen der Simulation. Des weiteren werden die  $\langle p_T \rangle$ -Entwicklungen für Zentralitäten als auch Multiplizitäten betrachtet. Diese Entwicklungen werden sowohl für  $n_{acc}$ , als auch für  $n_{ch}$ , verglichen. Die dabei gezeigten Ergebnisse, wie auch alle anderen Ergebnisse, berücksichtigen keine systematischen Unsicherheiten. Abschließend wird noch die Multiplizitätsabhängigkeit des  $\langle p_T \rangle$  bei pp und Pb–Pb Kollisionen verglichen.

### 4.1. Vergleich mit theoretischem Model

Durch den Vergleich zwischen gemessenen Daten und theoretischen Vorhersagen lässt sich beurteilen, wie zutreffend die Theorie ist. Im Gegenzug kann man so herausfinden, welche Prozesse bei den Kollisionen stattfinden und wie ihr Einfluss auf das Spektrum ist. Für den aktuellen Vergleich wurde eine Simulation mit dem HIJING-Generator (3.1.1) verwendet.

In Abbildung 4.1 werden beispielhaft die Spektren für eine Zentralität von 5% bis 10% verglichen. Bei der Betrachtung lässt sich das Verhalten der beiden Spektren in drei Abschnitte einteilen, einen für niedrige Impulse bis 800 MeV/c, einen für mittlere Impulse von 800 MeV/c bis 2 GeV/c und einen für hohe Impulse über 2 GeV/c. Im niedrigen Bereich überschätzt HIJING die Teilchenproduktion leicht. Dagegen unterschätzt es die Teilchenproduktion im mittleren Bereich. Die Abweichung im hohen Impulsbereich ist bedeutend größer als in den vorherigen Bereichen. Zwischen 2 GeV/c und 10 GeV/c wird die Teilchenanzahl von HIJING deutlich zu hoch eingeschätzt. Jenseits von 10 GeV/c ist wegen fehlender Statistik kein Vergleich möglich. Auch periphere Ereignisse können nicht durch eine HIJING Simulation beschrieben werden.

Auf Grund der vielen Abweichungen erscheint es schwer einen konsequenten Vergleich zwischen HIJING Simulation und Daten durchzuführen.

### 4.2. Verteilungen des mittleren Transversalimpulses

Wie bereits zu Beginn gezeigt (Abb. 1.2) steigen  $\langle p_T \rangle$ -Werte bei hinreichender Kollisionsenergie mit zunehmender Multiplizität an. Da die Zentralität von der Multiplizität abhängig ist, sollte sich die gleiche Charakteristik beobachten lassen (Abb. 4.2). Somit können die Messungen für Zentralität und Multiplizität zur gegenseitigen Kontrolle verwendet werden. Die Vergleichsmöglichkeiten beinhalten nicht nur ein Vergleich der  $\langle p_T \rangle$  Abhängigkeit von der Multiplizität, sondern können auch zur Kontrolle der  $n_{ch}$  Berechnung genutzt werden.

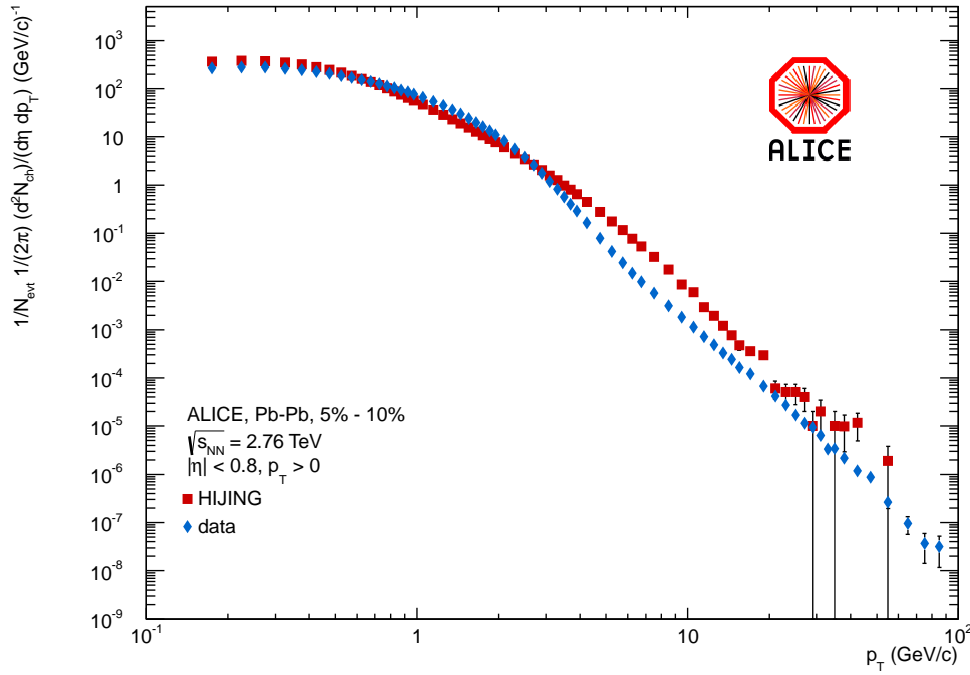


Abbildung 4.1.: Vergleich eines gemessenen Pb-Pb Spektrums mit Simulationsergebnissen von HIJING.

#### 4.2.1. $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Zentralität

Für die Zentralität steigen die  $\langle p_T \rangle$ -Werte von 550,1 MeV/c bei einer Zentralität von 70% bis 80% auf 625,0 MeV/c bei einer Zentralität von 20% - 30% an. Für die zentraleren Kollisionen steigen die  $\langle p_T \rangle$ -Werte nur noch leicht an und erreichen ihr Maximum mit 628,9 MeV/c zwischen 5% und 20%. Obwohl die Multiplizität bis zu den zentralsten Kollisionen ansteigt (siehe Tabelle 4.1), bilden die  $\langle p_T \rangle$ -Werte in diesem Bereich ein Plateau bei ungefähr 628 MeV/c. Für die zentralsten Kollisionen sinkt der mittlere Transversalimpuls wieder.

Der Anstieg des  $\langle p_T \rangle$  mit Zunahme der Zentralität ist schon aus Kollisionen leichter Kerne bekannt. Allerdings misst man für leichte Kerne einen kontinuierlichen Anstieg ohne eine Abflachung, wie man sie für Pb-Pb Kollisionen sieht.

Zentralität	$n_{\text{acc}}$	$n_{\text{ch}}$	$\langle p_T \rangle$ [MeV/c]
0% - 5%	1528	2162	626,8
5% - 10%	1237	1896	628,9
10% - 20%	884	1421	628,9
20% - 30%	597	963	625,0
30% - 40%	385	624	616,4
40% - 50%	234	380	603,4
50% - 60%	130	213	586,9
60% - 70%	64	107	568,9
70% - 80%	27	46	550,1

Tabelle 4.1.: Durchschnittliche Anzahl der Teilchen und der mittlere Transversalimpuls für die verschiedenen Zentralitätsklassen.

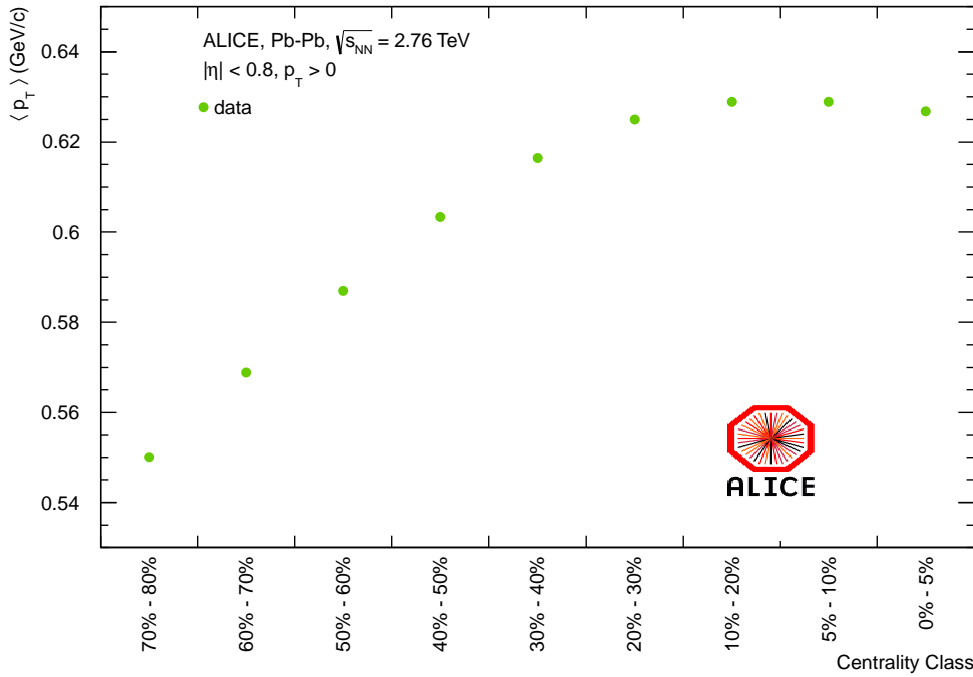


Abbildung 4.2.: Verlauf der  $\langle p_T \rangle$ -Werte in Abhängigkeit von der Zentralität.

#### 4.2.2. $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Multiplizität

Da die Einteilung in Zentralitätsklassen für periphere Ereignisse problematisch ist, wird eine getrennte Analyse für Multiplizitäten zwischen  $n_{acc} = 0$  und  $n_{acc} = 200$  durchgeführt (Abb. 4.3). Ausgehend von niedrigen Multiplizitäten steigen die  $\langle p_T \rangle$ -Werte schnell von 440 MeV/c auf 500 MeV/c an. Ab einer Multiplizität von  $n_{acc} = 10$  verringert sich die Steigung der  $\langle p_T \rangle$ -Werte zunehmend. Diese Abflachung endet bei einer Multiplizität von  $n_{acc} = 25$  und einem  $\langle p_T \rangle$  von 540 MeV/c. Für höhere Multiplizitäten steigt der  $\langle p_T \rangle$ -Wert weiterhin an, allerdings mit einer flacheren Steigung.

### 4.3. Vergleich des $\langle p_T \rangle$ für Multiplizitäten und Zentralitäten

Wie man der Tabelle 4.1 entnehmen kann überlappt die Multiplizität der peripheren Zentralitäten mit dem analysierten Multiplizitätsbereich. In Abbildung 4.4 sind die  $\langle p_T \rangle$ -Werte für Multiplizitäten und Zentralitäten gemeinsam aufgetragen. Für den Vergleich der beiden Funktionen wird die Abhängigkeit von  $\langle p_T \rangle$  jetzt gegen die Anzahl der geladenen Spuren  $n_{ch}$  aufgetragen. Um auch die  $\langle p_T \rangle$ -Entwicklung der Zentralität in Abhängigkeit von  $n_{ch}$  aufzutragen, wird für die einzelnen Zentralitätsklassen das mittlere  $n_{ch}$  ermittelt. Dazu wird die Korrelationsmatrix mit der  $n_{acc}$ -Verteilung für die Zentralitäten entfaltet. Anschließend wird in der entfalteten Matrix der  $n_{acc}$ -Bereich für die verschiedenen Zentralitäten auf die  $n_{ch}$ -Achse projiziert. Der mittlere  $n_{ch}$ -Wert für die Zentralität wird aus dem Mittelwert der  $n_{ch}$ -Verteilung gewonnen. Man erkennt, dass im Überlappungsbereich die Steigung für Multiplizitäten und Zentralitäten identisch ist.

### 4.4. Vergleich der $\langle p_T \rangle$ -Entwicklung für pp und Pb–Pb Kollisionen

Das Ziel des Vergleiches der  $\langle p_T \rangle$ -Entwicklung von pp und Pb–Pb Kollisionen ist es, festzustellen, ob periphere Schwerionenkollisionen die gleiche Physik wie pp Kollisionen besitzen. Da bei

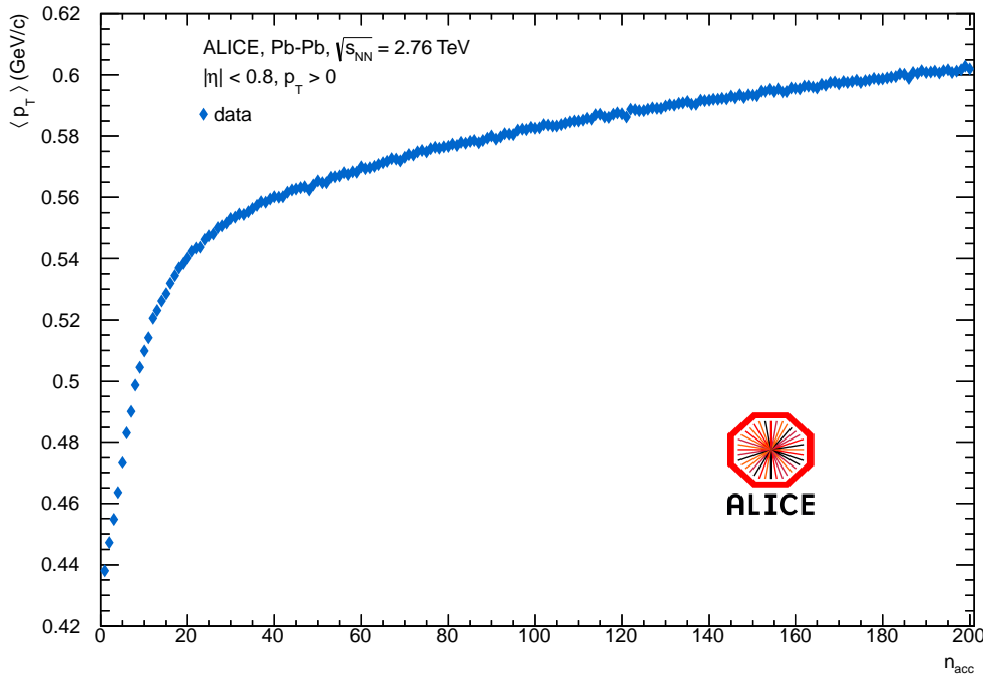


Abbildung 4.3.: Abhängigkeit des  $\langle p_T \rangle$  von der Anzahl der gemessenen Teilchen  $n_{acc}$ .

peripheren Kollisionen nur wenige Nukleonen tatsächlich kollidieren, sollten sich die Kollisionen ähnlich wie pp Kollisionen verhalten. In Abbildung 4.5 sind die Ergebnisse für pp Kollisionen mit  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV und die Pb-Pb Auswertung für Multiplizitäten bis  $n_{ch} = 200$  aufgetragen. Beim Vergleich der beiden Entwicklungen fällt auf, dass beide bei etwa 440 MeV/c beginnen. Die beiden Abhängigkeiten des  $\langle p_T \rangle$  haben bis zu einem  $n_{ch}$  von ungefähr 10 einen ähnlichen Verlauf, wobei die Pb-Pb Werte etwas höher liegen. Für höhere Multiplizitäten flacht die  $\langle p_T \rangle$ -Entwicklungen Pb-Pb ab, während im Gegenzug die von pp ihre Steigung beibehält. Somit gehen die Entwicklungen für höhere Multiplizitäten zusehends auseinander. Bei den höchsten Multiplizitäten haben pp-Kollisionen einen mittleren transversalen Impuls von ca. 725 MeV/c erreicht. Der Unterschied zwischen pp und Pb-Pb vergrößert sich so mit zunehmender Multiplizität.

Bei niedrigen Multiplizitäten in Pb-Pb Kollisionen können zwei Prozesse zur Teilchenproduktion vorkommen. Wie bei zentralen Kollisionen kann es zur hadronischen Wechselwirkung zwischen den beiden Kernen kommen. Dazu muss der Stossparameter  $b$  kleiner als der doppelte Radius der Bleikerne  $r_{Pb}$  sein. Ist aber  $b > 2r_{Pb}$  kann es zu einer ultraperipheren Kollision kommen, dabei wechselwirken die beiden Bleikerne elektromagnetisch. Der elektromagnetische Wechselwirkungsquerschnitt ist proportional zu  $Z^2$  und übersteigt den hadronischen um mehrere Größenordnungen [Bru09]. Durch den höheren elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt in Pb-Pb Kollisionen sind die Ergebnisse nur schwer mit den pp-Ergebnissen vergleichbar.



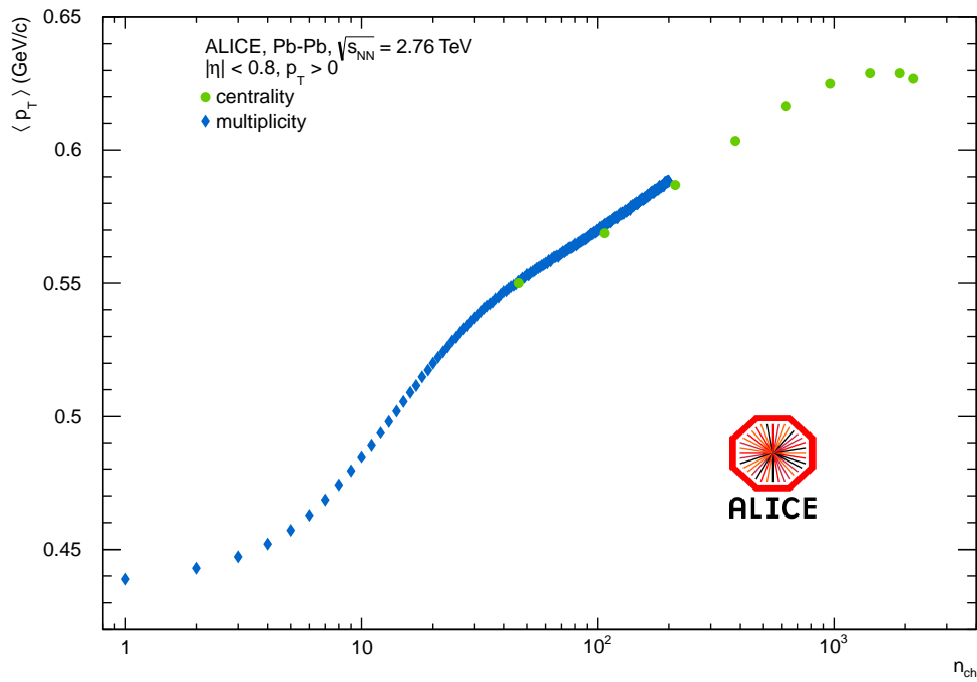


Abbildung 4.4.: Entwicklung des  $\langle p_T \rangle$  für Zentralitäten und Multiplizitäten

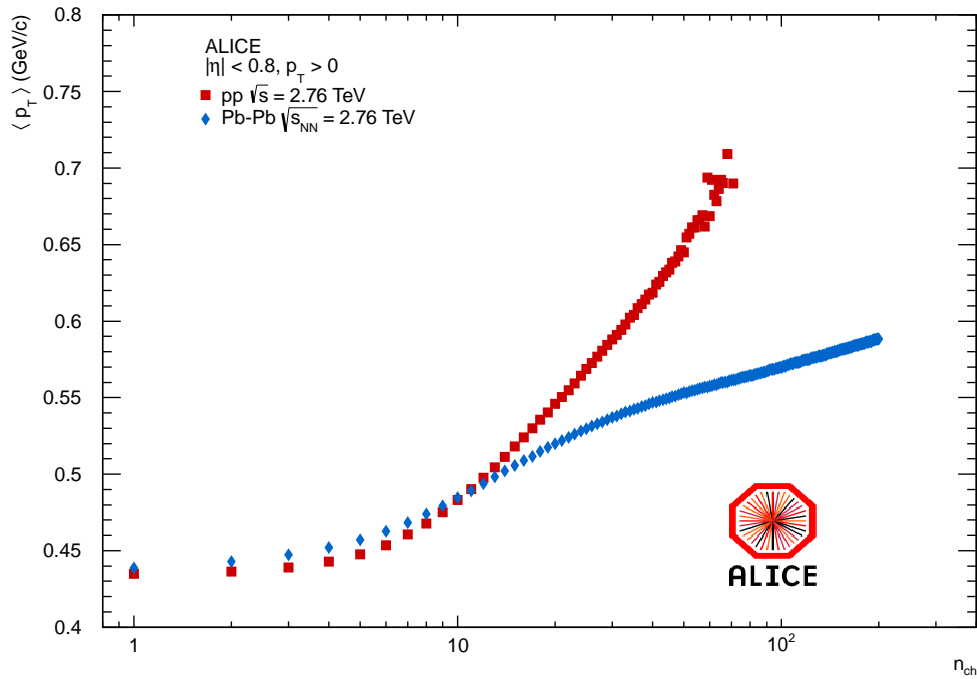


Abbildung 4.5.: Verhalten vom  $\langle p_T \rangle$  als Funktion der Multiplizitäten für pp und Pb-Pb Kollisionen



## ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In dieser Arbeit wurde der mittlere Transversalimpuls  $\langle p_T \rangle$  für nicht identifizierte, geladene Hadronen in pp und Pb–Pb Kollisionen bestimmt. Dazu wurden die  $p_T$ -Spektren mit verschiedenen Funktionen bis  $p_T = 0$  extrapoliert. Die  $\langle p_T \rangle$ -Abhängigkeit wurde sowohl für die Anzahl der gemessenen Teilchen  $n_{\text{acc}}$ , als auch für die Anzahl der geladenen Spuren  $n_{\text{ch}}$  gezeigt. Im Rahmen der Zentralitätsabhängigkeit wurde für periphere Ereignisse (70% bis 80 %)  $\langle p_T \rangle = 550,1 \text{ MeV/c}$  gemessen. Der mittlere Transversalimpuls steigt bis auf  $\langle p_T \rangle = 628,9 \text{ MeV/c}$  für Zentralitäten von 5% - 20% und verringert sich dann auf  $\langle p_T \rangle = 626,8 \text{ MeV/c}$  für die zentralsten Kollisionen (0% - 5%) ab. Der Vergleich zu pp und Pb–Pb Kollisionen zeigte Gemeinsamkeiten für niedrige Multiplizitäten und ein sich unterscheidendes Verhalten für höhere Multiplizitäten.

Neben der Bestimmung der systematischen Unsicherheiten ist ein nächster Schritt die Unterscheidung zwischen hadronischer und elektromagnetischer Wechselwirkung für geringe Multiplizitäten in Pb–Pb Kollisionen. Eine Möglichkeit zur Unterscheidung wurde bereits mit Hilfe des ZDC gezeigt [Opp11]. Ebenfalls die Unterschiede zwischen pp und Pb–Pb betrifft eine Untersuchung der  $\langle p_T \rangle$ -Entwicklung für Jets und den sie umgebenden Hintergrund.

Eine allgemeine Erweiterung der Analyse stellt die Untersuchung von  $\langle p_T \rangle$  für identifizierte Teilchen da. Diese Analyse würde vor allem die besonderen PID Fähigkeiten von ALICE nutzen und könnte die schon beobachteten Unterschiede der NA49 Kollaboration[NA499] bei höheren Energien untersuchen.



## VERWENDETE DATEN

Status	Beschreibung
1	Guter Run
2	Schlechter Run mit Erklärung
3	Laufende Qualitätssicherung
4	Luminositätsscan
5	Geringe Statistik

Tabelle A.1.: Erklärung der gängigsten Qualitätsfaktoren

Run#	MB Interaction	Global quality	Run#	MB Interaction	Global quality
146860	845973	1	146805	8644514	1
146859	2341516	1	146804	4075647	1
146858	3614249	1	146803	160102	1
146856	1437527	1	146802	1869452	1
146824	4540841	1	146801	923735	1
146817	798243	1	146748	678780	1
146807	167024	1	146747	1749890	1
146806	1529221	1	146746	508039	1

Tabelle A.2.: Tabelle mit allen zur Analyse verwendeten pp Runs bei 2.76 TeV aus der Periode LHC11a. Für jeden Run ist die Anzahl der Ereignisse und das Ergebnis Qualitätssicherung aufgeführt.

Run#	MB Interaction	Global quality	Run#	MB Interaction	Global quality
137161	92980	1	138438	95710	1
137162	76012	1	138439	298503	1
137231	222066	1	138442	903216	1
137232	99077	1	138469	252810	1
137235	25014	1	138534	2255724	1
137236	58331	1	138578	455254	1
137243	65274	1	138579	372003	1
137366	403296	1	138582	132083	1
137430	86077	1	138583	381457	1
137431	367552	1	138621	344320	1
137432	164503	1	138624	239568	1
137434	141721	1	138638	327085	1
137439	22792	1	138652	34146	1
137440	86617	1	138653	651882	1
137441	205458	1	138662	355345	1
137443	58639	1	138666	401505	1
137530	4540	1	138730	63968	1
137531	5082	1	138731	29757	2
137539	583635	1	138732	31678	1
137541	325458	1	138837	401538	1
137544	305657	1	138870	142183	1
137546	2103	1	138871	128406	1
137549	576671	1	138872	64596	1
137595	477518	1	139028	50307	1
137608	616164	1	139029	170174	1
137638	271623	1	139036	220230	1
137639	60236	1	139037	174460	1
137685	15071	1	139038	622494	1
137686	483832	1	139042	169524	3
137691	400044	1	139105	53633	1
137692	276178	1	139107	757237	1
137693	29247	1	139172	729206	2
137704	285267	1	139173	461486	1
137718	103769	1	139308	560	5
137722	786472	1	139309	166587	1
137724	138362	1	139310	158456	1
137751	319828	1	139311	8490	5
137752	419645	1	139314	324900	1
137843	217479	2	139316	6844	2
137848	133735	1	139328	236468	1
138150	189592	2	139329	397814	1
138154	49247	2	139360	39636	1
138190	249783	1	139437	703393	1
138192	588659	1	139438	218901	1
138197	239764	1	139439	10215	5
138200	688322	2	139440	112977	3
138201	362949	1	139465	889635	1
138225	404629	1	139503	34992	1
138275	2473011	1	139504	1004	5
138359	501285	2	139505	59868	1
138364	1092435	1	139507	466397	1
138396	800247	1	139510	204250	1

Tabelle A.3.: Tabelle mit allen zur Analyse verwendeten Blei Runs aus der Periode LHC10h. Für jeden Run ist die Anzahl der Ereignisse und das Ergebnis Qualitätsicherung aufgeführt.

## EINHEITEN

## B.1. Koordinaten

Das ALICE-Experiment verwendet sowohl ein kartesisches als auch ein Kugelkoordinatensystem [ALI03]. Der gemeinsame Ursprung liegt im nominellen Interaktionspunkt.

Die  $x$ -Achse steht senkrecht auf der Strahlachse und der positive Wertebereich zeigt horizontal zur Mitte des LHC. Die  $y$ -Achse ist ebenfalls senkrecht auf der Strahlachse angeordnet und zeigt nach oben. Entsprechend verlaufen positive  $y$ -Werte vertikal nach oben.

Die von beiden Koordinatensystemen verwendete  $z$ -Achse verläuft parallel zum Strahlrohr. Positive  $z$ -Werte laufen in Richtung des ATLAS-Experiments und negative in Richtung des CMS-Experiments.

Der Azimutwinkel  $\phi$  nimmt von der  $x$ -Achse ( $0^\circ$ ) über die  $y$ -Achse ( $90^\circ$ ) im Uhrzeigersinn zu. Der Polarwinkel  $\theta$  beginnt an der positiven  $z$ -Achse ( $0^\circ$ ) und läuft über die  $x$ - $y$ -Ebene ( $90^\circ$ ) zur negativen  $z$ -Achse.

## B.2. Natürliche Einheiten

Das in der Teilchenphysik gebräuchliche Einheitensystem weicht vom SI-System ab. Diese Abweichungen dienen der Vereinfachung und sind teilweise der Größe der untersuchten Systeme geschuldet.

So sind die Lichtgeschwindigkeit  $c$  und das Plancksche Wirkungsquantum  $\hbar$  Vereinfachung auf eins normiert.

Die verwendeten Einheiten von Länge und Energie werden an typische Größen angepasst. Für die Energie nutzt man eV als Einheit. Ein eV entspricht dabei der Energie, die ein Elektron erhält, wenn es durch eine Potentialdifferenz von 1V fliegt. Ein eV entspricht dabei  $1,60218 \cdot 10^{-19}\text{J}$ . Mit Hilfe der Energie erhält man durch Division durch die Geschwindigkeit die Einheit für den Impuls eV/ $c$  und durch nochmalige Division die Einheit der Masse eV/ $c^2$ . Zwar könnte man auf Grund der Normierung das  $c$  in den Einheiten weglassen, allerdings wird es für die bessere Unterscheidung der Einheiten beibehalten. Für die Länge wird der ungefähre Radius eines Protons von  $1\text{fm} = 10^{-15}\text{m}$  als Bezugsgröße verwendet.

### B.3. Rapidität und Pseudorapidität

Eine nützliche Variable für die Analyse ist die Rapidität [Bar09]. Sie lässt sich wie folgt berechnen:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (\text{B.1})$$

Dabei ist  $E$  die Energie des Teilchens und  $p_L$  der longitudinale Impuls in Richtung der Strahlachse z. Der größte Vorteil der Rapidität gegenüber  $p_L$  ist die Lorentzinvarianz. Ein Nachteil bei der Berechnung der Rapidität ist die notwendige Messung von  $p_L$  und  $E$ . Für ultrarelativistische Teilchen ist  $E \approx p$  und  $\cos \theta = p_L/p$ , wobei  $\theta$  der Winkel des Teilchens zur Strahlachse ist. Daraus lässt sich die Pseudorapidität  $\eta$  berechnen:

$$\eta = -\ln [\tan(\theta/2)] \quad (\text{B.2})$$

Der größte Vorteil der Pseudorapidität besteht in der einfachen Messung durch die Bestimmung von  $\theta$  im Laborsystem. Durch die angenommenen Abschätzungen erkennt man, dass die Pseudorapidität für große  $p$  eine gute Näherung der Rapidität darstellt.

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{p + p_L}{p - p_L} \right) \quad (\text{B.3})$$



# ABBILDUNGSVERZEICHNIS

1.1.	Das QCD-Phasendiagramm. [Kre09] . . . . .	3
1.2.	Entwicklung der $\langle p_T \rangle$ -Werte leichter Hadron-Hadron Kollisionen als Funktion der Multiplizität für verschiedene $\sqrt{s}$ . [EHS88] . . . . .	4
2.1.	CERN Beschleunigerkomplex [Lef08] . . . . .	8
2.2.	Layout von ALICE mit Beschreibungen der Subdetektoren [ALI08a] . . . . .	9
2.3.	Spezifischer Energieverlust ( $dE/dx$ ) als Funktion des Impulses in der TPC. Die Linien stellen den erwarteten Verlauf für verschiedene Teilchen dar [ALI11b]. . . . .	10
3.1.	Veranschaulichung des Stoßparameters $b$ für ein semi-zentrales Ereignis. Der Stoßparameter entspricht dem Abstand der Mittelpunkte der beiden Kerne. Die zwei gezeigten Kerne sind auf Grund der Lorentzkontraktion gestaucht. . . . .	14
3.2.	Einteilung der Ereignisse in verschiedene Zentralitätsklassen mit Hilfe der VZERO-Amplitude und eines Glaubermodells. [ALI11a] . . . . .	16
3.3.	Parametrisierungen für hohe und niedrige $p_T$ . . . . .	18
3.4.	Parametrisierungen für verschiedene kombinierte Funktionen . . . . .	19
3.5.	Beschreibung des Spektrums durch drei unabhängige Funktionen . . . . .	21
4.1.	Vergleich eines gemessenen Pb-Pb Spektrums mit Simulationsergebnissen von HIJING. . . . .	24
4.2.	Verlauf der $\langle p_T \rangle$ -Werte in Abhängigkeit von der Zentralität. . . . .	25
4.3.	Abhängigkeit des $\langle p_T \rangle$ von der Anzahl der gemessenen Teilchen $n_{acc}$ . . . . .	26
4.4.	Entwicklung des $\langle p_T \rangle$ für Zentralitäten und Multiplizitäten . . . . .	27
4.5.	Verhalten vom $\langle p_T \rangle$ als Funktion der Multiplizitäten für pp und Pb-Pb Kollisionen . . . . .	27



## TABELLENVERZEICHNIS

1.1.	Die Austauschteilchen des Standardmodells der Teilchenphysik. Zu jedem Teilchen sind seine Wechselwirkung und einige Eigenschaften aufgelistet. Obwohl Gluonen keine Masse besitzen, ist ihre Reichweite, genauso wie bei den massiven Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, stark eingeschränkt. [Nak10] . . . . .	2
1.2.	Alle Fermionen im Standardmodel. Für jede Sorte ist die Ladung und die Wechselwirkung angegeben. [Nak10] . . . . .	2
4.1.	Durchschnittliche Anzahl der Teilchen und der mittlere Transversalimpuls für die verschiedenen Zentralitätsklassen. . . . .	24
A.1.	Erklärung der gängigsten Qualitätsfaktoren . . . . .	31
A.2.	Tabelle mit allen zur Analyse verwendeten pp Runs bei 2.76 TeV aus der Periode LHC11a. Für jeden Run ist die Anzahl der Ereignisse und das Ergebnis Qualitätssicherung aufgeführt. . . . .	31
A.3.	Tabelle mit allen zur Analyse verwendeten Blei Runs aus der Periode LHC10h. Für jeden Run ist die Anzahl der Ereignisse und das Ergebnis Qualitätssicherung aufgeführt. . . . .	32



## LITERATURVERZEICHNIS

- [ALI03] *Definition of the ALICE Coordinate System and Basic Rules for Sub-detector Components Numbering*, 2003. <https://edms.cern.ch/file/406391/2/ALICE-INT-2003-038.pdf>.
- [ALI08a] *high-resolution ALICE set-up*, 2008. <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Objects/Chapter2/ALICE-SetUp-NewSimple.jpg>.
- [ALI08b] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration): *The ALICE experiment at the CERN LHC*. JINST, 3:S08002, 2008. and references therein.
- [ALI10] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration): *Transverse momentum spectra of charged particles in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV with ALICE at the LHC*. Phys. Lett., B693:53–68, 2010.
- [ALI11a] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration): *Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV*. Phys. Rev. Lett., 106:032301, 2011.
- [ALI11b] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration): *Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/psi production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*. Phys. Lett., B704:442–455, 2011.
- [ALI11c] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration): *Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV*. Phys. Lett., B696:30–39, 2011.
- [ATL10] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration): *Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at  $\sqrt{s(S(NN))} = 2.76$  TeV with the ATLAS Detector at the LHC*. Phys. Rev. Lett., 105:252303, 2010.
- [Bar83] S. Barshay: *Monotonically increasing hadronic temperature in high multiplicity events at the CERN proton anti-proton collider*. Phys. Lett., B127:129–131, 1983.
- [Bar09] J. Bartke: *Introduction to relativistic heavy ion physics*. World Scientific, Singapore, 2009, ISBN 978-981-02-1231-5.
- [Ber06] C. Berger: *Elementarteilchenphysik*. Springer-Lehrbuch. Springer, 2006, ISBN 978-3-540-23143-1.
- [Bop86] F. W. Bopp, P. Aurenche and J. Ranft: *The transverse momenta in minimum bias events at collider energies*. Phys. Rev., D33:1867, 1986.

- [Bru94] R. Brun, F. Carminati and S. Giani: *GEANT Detector Description and Simulation Tool*. 1994. CERN-W5013.
- [Bru09] R. Bruce, S. Gilardoni, J. M. Jowett and D. Bocian: *Beam losses from ultra-peripheral nuclear collisions between Pb ions in the Large Hadron Collider and their alleviation*. Phys. Rev. ST Accel. Beams, 12:071002, 2009.
- [Cam85] R. Campanini: *Quark gluon plasma and multiplicity dependence of transverse momentum in hadronic collisions*. Nuovo Cim. Lett., 44:343, 1985.
- [Dir26] P. A. M. Dirac: *On the Theory of quantum mechanics*. Proc. Roy. Soc. Lond., A112:661–677, 1926.
- [EHS88] V. V. Aivazian et al. (EHS/NA22 Collaboration): *Multiplicity dependence of the average transverse momentum in  $\pi^+p$ ,  $K^+p$  and  $pp$  collisions at 250-GeV/c*. Phys. Lett., B209:103, 1988.
- [Fer26] E. Fermi: *Zur Quantelung des idealen einatomigen Gases*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 36:902–912, 1926, ISSN 0939-7922. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01400221>, 10.1007/BF01400221.
- [Fri24] A. Friedmann: *Über die Möglichkeit einer Welt mit konstanter negativer Krümmung des Raumes*. Zeitschrift für Physik, 21:326–332, Dezember 1924.
- [Gri08] D. Griffiths: *Introduction to elementary particles*. Physics textbook. Wiley-VCH, 2008, ISBN 978-3-527-40601-2.
- [Hag84] R. Hagedorn: *Multiplicities,  $p(t)$  distributions and the expected hadron  $\rightarrow$  quark - gluon phase transition*. Riv. Nuovo Cim., 6N10:1–50, 1984.
- [Jac83] *Hadronic jets*, 1983. Invited talk given at 3rd Topical Workshop on Proton- Antiproton Collider Physics, Rome, Italy, Jan 12-14, 1983.
- [Kre09] F. Kretzschmar: *Dispersion Relations in Abelian and Non-Abelian Plasmas*. Diplomarbeit, Goethe Universität Frankfurt /Main, 2009. private Kommunikation.
- [Lef08] C. Lefèvre: *The CERN accelerator complex. Complexe des accélérateurs du CERN*, Dec 2008. <http://cdsweb.cern.ch/record/1260465>.
- [Lem27] G. Lemaître: *Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques*. Annales de la Societe Scietifique de Bruxelles, 47:49–59, 1927.
- [Lev91] P. Levai and B. Muller: *Transverse baryon flow as possible evidence for a quark - gluon plasma phase*. Phys. Rev. Lett., 67:1519–1522, 1991.
- [Mil07] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders and P. Steinberg: *Glauber modeling in high energy nuclear collisions*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 57:205–243, 2007.
- [NA499] J. Bachler et al. (NA49 Collaboration): *Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158-GeV/c/A*. Nucl. Phys., A661:45–54, 1999.
- [Nak10] K. Nakamura and P. D. Group: *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 37(7A):075021, 2010. <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021>.

- [Opp11] C. Oppedisano: *Measurement of the electromagnetic dissociation cross section of Pb nuclei at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76 \text{ TeV}$* . J. Phys., G38:124174, 2011.
- [Pan85] G. Pancheri and Y. Srivastava: *Jets in minimum bias physics*. Physics Letters B, 159(1):69 – 75, 1985, ISSN 0370-2693.
- [Pen65] A. A. Penzias and R. W. Wilson: *A Measurement of excess antenna temperature at 4080-Mc/s*. Astrophys. J., 142:419–421, 1965.
- [PHE02] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration): *Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at  $s(\text{NN})^{1/2} = 130\text{-GeV}$* . Phys. Rev. Lett., 88:022301, 2002.
- [STA03] C. Adler et al. (STAR Collaboration): *Disappearance of back-to-back high  $p(T)$  hadron correlations in central Au+Au collisions at  $s(\text{NN})^{1/2} = 200\text{-GeV}$* . Phys. Rev. Lett., 90:082302, 2003.
- [Tsa88] C. Tsallis: *Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics*. J. Stat. Phys., 52:479–487, 1988.
- [Van82] L. Van Hove: *Multiplicity dependence of  $p(t)$  spectrum as a possible signal for a phase transition in hadronic collisions*. Phys. Lett., B118:138, 1982.
- [Wan91] X.-N. Wang and M. Gyulassy: *HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in  $p p$ ,  $p A$  and  $A A$  collisions*. Phys. Rev., D44:3501–3516, 1991.
- [Wan92] X.-N. Wang and M. Gyulassy: *A Systematic study of particle production in  $p + p$  (anti-  $p$ ) collisions via the HIJING model*. Phys. Rev., D45:844–856, 1992.
- [Woo54] R. D. Woods and D. S. Saxon: *Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering*. Phys. Rev., 95:577–578, 1954.





## DANKSAGUNG

Diese Arbeit wäre ohne die Hilfe vieler Personen nicht möglich gewesen und nachfolgend möchte ich allen Personen danken, die in irgendeiner Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besonderer Dank gilt meinem Betreuer Professor Henner Büsching, der mir diese Arbeit ermöglicht hat und immer für interessante und wertvolle Diskussionen zur Verfügung stand.

Auch Professor Christoph Blume möchte ich für die Zweitkorrektur der Arbeit und die interessanten Denkanstöße danken.

Ebenso möchte ich mich bei Professor Harald Appelshäuser bedanken, der mir einen Aufenthalt am CERN ermöglicht hat und so mein Interesse an der Schwerionenphysik geweckt hat.

Großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hat auch Philipp Lüttig. Seine Erklärungen und Hilfen bei der Analyse haben an vielen Stellen geholfen und einige Schritte erleichtert.

Bedanken möchte ich mich auch bei Michael Knichel für seine Hilfe bei der Auswertung.

Andreas Arend und Christoph Baumann möchte ich für die Hilfe bei Softwareproblemen aller Art danken.

Ein Dank gilt auch meinen Korrektoren Stefan Heckel und Ramona Gielau.

Hiermit bedanke ich mich bei Patrick Reichelt für die angenehme Atmosphäre im Büro und die Beantwortung jeder Menge Fragen.

Natürlich möchte ich mich auch bei allen Personen der Arbeitsgruppe und bei allen Mitarbeitern des Instituts bedanken, die ich hier nicht persönlich aufgeführt habe. Sie haben viele meiner Fragen beantwortet und für ein angenehmes Arbeitsklima gesorgt.

Ein Dank geht auch an die Fachschaft der Physik, mit der ich eine schöne Zeit und viele Erlebnisse in der Uni verbinde.

Zu guter Letzt kommen die wichtigsten Personen, die durch ihre Geduld und Motivation einen großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit haben. Dafür möchte ich mich bei meinen Eltern, Großeltern und meinem Bruder bedanken. Nicht vergessen möchte ich meine Freundin, die mir durch ihr Verständnis und ihre Motivation immer geholfen hat.



# ERKLÄRUNG

**nach § 30 (11) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang Physik**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass diese Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, den 23. März 2012