

Masterarbeit

Event-by-event Fluktuationen des
mittleren Transversalimpulses in pp- und
Pb–Pb-Kollisionen gemessen mit dem
ALICE Experiment am LHC

Stefan Heckel

Oktober 2011

Institut für Kernphysik
Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	1
1.2. Die starke Wechselwirkung	3
1.2.1. Quantenchromodynamik	4
1.2.2. Die Kopplungsstärke der QCD	4
1.2.3. Das QCD-Phasendiagramm	5
1.2.4. Das Quark-Gluon Plasma im frühen Universum	7
1.3. Schwerionenkollisionen	7
2. Event-by-Event Fluktuationen	11
2.1. Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses	12
2.1.1. Die Dispersion	13
2.1.2. Der Zwei-Teilchen-Korrelator	14
3. Das ALICE Experiment am LHC	17
3.1. Der Large Hadron Collider am CERN	17
3.2. Das ALICE Experiment - Überblick	18
3.3. Die Time-Projection Chamber	19
3.4. Das Inner Tracking System	19
4. Datenanalyse	21
4.1. Auswahl der Daten, Ereignisse und Teilchenspuren	21
4.1.1. Verwendete Datensätze und Monte-Carlo Simulationen	21
4.1.2. Auswahl von Ereignissen	21
4.1.3. Berechnung des Vertex	23
4.1.4. Auswahl von Teilchenspuren	24
4.1.5. Multiplizitäts-Definition und Zentralitäts-Bestimmung	25
4.1.6. Einige Verteilungen zur Qualitätskontrolle	27
4.2. Analyse des Zwei-Teilchen-Korrelators	31
4.2.1. Berechnung der mittleren Transversalimpulse	33
4.2.2. Betrachtung der systematischen Unsicherheiten	37
5. Ergebnisse	43
5.1. pp-Kollisionen	43
5.1.1. Experimentelle Daten von ALICE	43
5.1.2. Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen	44
5.2. Pb-Pb-Kollisionen	44
5.2.1. Experimentelle Daten von ALICE	44
5.2.2. Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen	45
5.3. Vergleich von pp- und Pb-Pb-Kollisionen	46

5.4. Vergleich mit Daten des STAR-Experimentes am RHIC	48
5.5. Vergleich mit einer theoretischen Rechnung	51
5.6. Die Verteilung des Korrelators für einzelne Ereignisse	52
6. Zusammenfassung und Ausblick	55
A. Anhang	57
A.1. Einheiten	57
A.2. Kinematische Beschreibung von Schwerionenkollisionen	57
Literaturverzeichnis	63

1. Einleitung

In dieser Arbeit wird eine Analyse von Daten des ALICE-Experimentes am *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN präsentiert. Dabei werden Kollisionen von Protonen (pp) und Blei-Kernen (Pb–Pb) untersucht, die in den Jahren 2010 und 2011 gemessen worden sind. Für pp-Kollisionen werden Kollisionsenergien von $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV studiert, während Pb–Pb-Kollisionen bei einer Kollisionsenergie pro Nukleon-Nukleon-Stoß von $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV untersucht werden.

Im Rahmen dieser Einleitung wird zunächst ein Überblick über die zu Grunde liegende Physik gegeben. Nach einer kurzen Einführung in das *Standardmodell der Teilchenphysik* wird die *starke Wechselwirkung* näher beleuchtet. Diese ist für den Austausch zwischen den elementaren Bestandteilen der Nukleonen, den Quarks und Gluonen, verantwortlich. Besonders interessant ist hierbei der vermutete Phasenübergang in einen Materiezustand, in dem sich die Quarks und Gluonen frei bewegen können – dem *Quark-Gluon Plasma*. Abschließend wird darauf eingegangen, wie man versucht, diesen Zustand in *Schwerionen-Kollisionen* nachzuweisen und zu analysieren.

Eine Möglichkeit der Analyse ist das Betrachten von Fluktuationen globaler Größen der Kollisions-Ereignisse auf einer *event-by-event* Ebene. In der vorliegenden Arbeit wird dies auf die Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses angewendet. Dafür wird mit dem *Zwei-Teilchen-Korrelator* eine Größe genutzt, die unabhängig von statistischen Fluktuationen ist und nur die Fluktuationen beschreibt, die einen physikalischen Ursprung haben.

1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Im Standardmodell der Teilchenphysik sind die elementaren Teilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander zusammengefasst [1, 2, 3, 4, 5]. Dabei unterscheidet man zwischen „Materie“ [2], die von Spin-1/2-Teilchen (Fermionen) gebildet wird, und „Strahlung“ [2], die aus Spin-1-Teilchen (Bosonen) besteht. Bei letzteren handelt es sich um die Austausch-Teilchen, welche die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen vermitteln. Die Materieteilchen unterscheidet man in frei vorkommende Leptonen und Quarks, die stets in Hadronen eingeschlossen sind. Die leichtesten Leptonen sind das Elektron e^- und das Elektron-Neutrino ν_e ; bei den leichtesten Quarks handelt es sich um das up-Quark u und das down-Quark d . Protonen (uud) und Neutronen (udd) sind aus diesen Quarks aufgebaut. Zusammen mit den Elektronen bilden sie die gesamte Materie, die uns in Form von Atomen und Molekülen umgibt. Im Standardmodell der Teilchenphysik bilden sie gemeinsam mit dem Elektron-Neutrino die sogenannte erste *Familie* [1, 2, 5] oder *Generation* [4, 5]. Daneben gibt es noch zwei weitere Generationen, die ebenfalls je zwei Leptonen und zwei Quarks enthalten. In der zweiten Generation sind dies das Myon μ^- und das Myon-Neutrino ν_μ sowie das strange-Quark s und das charm-Quark c . Die dritte Generation wird von Tau τ^- , Tau-Neutrino ν_τ , bottom-Quark b und top-Quark t gebildet. Mit jeder Generation wächst die Masse der Teilchen. Deshalb sind diejenigen der zweiten und dritten Generation nicht stabil, sondern in der uns umgebenden Welt längst in die leichteren Teilchen zerfallen. In

	Fermionen			Bosonen		
	leicht	mittel	schwer	stark	el.mag.	schwach
Leptonen	ν_e	ν_μ	ν_τ			W^\pm, Z^0
	e^-	μ^-	τ^-		γ	
Quarks	u	c	t	g		
	d	s	b			

Tabelle 1.1.: Die Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik. Auf der linken Seite sind die Fermionen („Materie“-Teilchen) sortiert nach den drei Generationen abgebildet. Sie besitzen jeweils noch ein Antiteilchen, das eine entgegengesetzte elektrische Ladung aufweist. Die rechte Seite zeigt die Austausch- teilchen (Bosonen, „Stahlung“) der drei Wechselwirkungen (ohne Gravitation). Die Austausch- teilchen wirken ab der Reihe, in der sie eingetragen sind, auf alle Fermionen der linken Seite. Diese Darstellung des Standardmodells ist angelehnt an [2, Tab. 14.1, S. 632].

Experimenten – zum Beispiel bei der Kollision hochenergetischer Teilchen – können sie aber erzeugt und nachgewiesen werden.

In Tab. 1.1 sind alle Elementarteilchen zusammengefasst. Auf der linken Seite sind die fundamentalen Materie-Teilchen nach Quarks und Leptonen und nach den drei Familien sortiert eingetragen. Auf der rechten Seiten befinden sich die Austausch- teilchen der elektromagnetischen, starken und schwachen Wechselwirkung. Die Austausch- bosonen der elektromagnetischen Wechselwirkung (Photonen, γ) und der starken Wechselwirkung (Gluonen, g) besitzen nach heutigem Kenntnisstand keine Ruhemasse. Im Gegensatz zu Photonen kann dies bei Gluonen aber nicht direkt bewiesen werden, da Gluonen sich nicht frei bewegen können, sondern stets in größeren Objekten eingeschlossen sind. Darauf wird in Abschnitt 1.2 noch einmal näher eingegangen. Die Austausch- teilchen der schwachen Wechselwirkung (schwere Bosonen, W^\pm und Z^0) besitzen im Gegensatz zu den anderen eine Masse.

Wie in Tab. 1.1 zu sehen ist, beeinflusst die starke Wechselwirkung nur die Quarks und nicht die Leptonen. Die elektromagnetische Wechselwirkung wirkt auf alle geladenen Teilchen, also auf Quarks und geladene Leptonen, aber nicht auf Neutrinos. Als einzige Wechselwirkung beeinflusst die schwache Wechselwirkung alle Materieteilchen. Allerdings ist sie auf Grund der großen Masse ihrer Austausch- teilchen bei der Interaktion von elektrisch geladenen Teilchen deutlich gegenüber der elektromagnetischen Wechselwirkung unterdrückt. Bei Prozessen zwischen Quarks hingegen ist die starke Wechselwirkung dominant. Nur bei den Prozessen, an denen mindestens ein Neutrino beteiligt ist, ist die schwache Wechselwirkung für den Austausch verantwortlich.

Zählt man die Einträge in Tab. 1.1, so erhält man für die Summe aus Materie- und Austausch- teilchen 17 elementare Bausteine. Allerdings gibt es zwar nur ein Photon, aber acht verschiedene Gluonen, was mit der starken Ladung (Farbe, siehe Abschnitt 1.2) zusammenhängt. Außerdem besitzt jedes der zwölf Materieteilchen noch ein Antiteilchen, das im Wesentlichen die gleichen Eigenschaften besitzt wie das Teilchen (zum Beispiel Masse, Spin, Arten der Wechselwirkung), sich aber insbesondere im Vorzeichen der elektrischen Ladung unterscheidet. Das Antiteilchen des einfach negativ geladenen Elektrons e^- ist beispielsweise das einfach positiv geladene Positron e^+ . Damit kommt man nun auf insgesamt 36 fundamentale Teilchen. Zahlreiche Theorien sagen aber weitere Elementarteilchen vor-

aus, wie zum Beispiel ein oder mehrere *Higgs*-Teilchen, die für die Erzeugung der Masse verantwortlich sein sollen, oder *supersymmetrische* Teilchen [1, 3, 4]. Darauf wird hier nicht weiter eingegangen.

Auf großen Skalen kommt die Gravitation hinzu, die im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen sehr schwach ist, auf Grund ihrer großen Reichweite aber bestimmend ist für den Zusammenhalt von Sternen und Planeten und für die Bildung der Strukturen im Universum, angefangen bei unserem Sonnensystem bis hin zu Galaxien und Galaxienhaufen. Auf der Ebene der Kern- und Teilchenphysik spielt sie jedoch keine Rolle [1, 3, 5].

1.2. Die starke Wechselwirkung

In dieser Arbeit werden Schwerionenkollisionen untersucht. Da sich die schweren Ionen aus Nukleonen und diese wiederum aus Quarks und Gluonen zusammensetzen, kommt hier insbesondere die starke Wechselwirkung zum Tragen [1, 2, 3, 4, 5]. Deshalb wird sie in diesem Abschnitt noch einmal etwas detaillierter erklärt.

Sowohl Quarks als auch Gluonen sind bisher noch nicht frei beobachtet worden. Sie sind stets in einem Verbund von mindestens zwei Teilchen zusammengeschlossen und bilden sogenannte Hadronen. Diese werden in zwei Klassen unterteilt: Baryonen (und Antibaryonen) bestehen aus drei Quarks (drei Antiquarks) und tragen deswegen halbzahligen Spin. Es handelt sich also um Fermionen. Mesonen bestehen aus je einem Quark und einem Antiquark und sind damit Bosonen. Zusätzlich zu diesen zwei bis drei sogenannten Konstituenten- oder Valenzquarks, welche die Eigenschaften des Hadrons bestimmen, enthält dieses aber auch eine Vielzahl von Seequarks und Gluonen. Seequarks sind Quark-Antiquark-Paare, die innerhalb eines Hadrons ständig erzeugt und wieder vernichtet werden.

Wie oben bereits erwähnt, wird die Ladung der starken Wechselwirkung als *Farbe* bezeichnet [1, 2, 3, 4, 5]. Die Werte dieser Farbladung werden mit *rot* r , *grün* g und *blau* b sowie den dazugehörigen Antifarben *anti-rot* \bar{r} , *anti-grün* \bar{g} und *anti-blau* \bar{b} angegeben. Eine Besonderheit der starken Wechselwirkung ist, dass auch ihre Austauschteilchen, die Gluonen, Farbe tragen. Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das nicht der Fall: Photonen sind ungeladen. Die wichtigste Konsequenz davon ist, dass Gluonen auch selbst miteinander in Wechselwirkung treten können. Die Bosonen der schwachen Wechselwirkung tragen zwar analog zu den Gluonen auch die entsprechende, schwache Ladung, auf Grund ihrer großen Masse spielt die Interaktion dieser Vektorbosonen untereinander aber im Allgemeinen keine Rolle.

Während Quarks als starke Ladung immer eine Farbe tragen, ist es bei Antiquarks eine Antifarbe. Gluonen tragen gleichzeitig eine Farbe und eine Antifarbe, wobei das nicht die gleiche (also zum Beispiel r und \bar{r}) ist. Es hat sich gezeigt, dass Hadronen stets farbneutrale Objekte sind. In Bezug auf die Konstituentenquarks bedeutet dies, dass bei Mesonen Quark und Antiquark immer entgegengesetzte Farbladungen ($r\bar{r}$, $g\bar{g}$ oder $b\bar{b}$) tragen müssen. Bei Baryonen ergibt die Kombination aus allen drei Farben (rgb) beziehungsweise bei Antibaryonen aus allen drei Antifarben ($\bar{r}\bar{g}\bar{b}$) ein farbneutrales Objekt. Die Farben und Antifarben der Seequarks und Gluonen müssen sich in der Summe ebenfalls stets aufheben, sodass ein Hadron nach außen immer farbneutral bleibt.

Nach dem derzeitigen Wissensstand ist die Anzahl an Baryonen in den Reaktionen aller Wechselwirkungen immer erhalten [1, 4, 5]. Dabei wird einem Baryon die Baryonenzahl $B = 1$ zugeordnet, während für ein Antibaryon $B = -1$ gilt. Jedes der Konstituentenquarks eines Baryons trägt $B = 1/3$ zu der Baryonenzahl bei. Entsprechend gilt für jedes Antiquark

$B = -1/3$. Da Mesonen aus je einem Quark und einem Antiquark zusammengesetzt sind, ist ihre Baryonenzahl $B = 0$. Im Gegensatz zu Baryonen können sie in diversen Reaktionen erzeugt und vernichtet werden; ihre Anzahl ist nicht erhalten.

1.2.1. Quantenchromodynamik

Als Ausgangspunkt einer theoretischen Beschreibung der starken Wechselwirkung dient die Quantenelektrodynamik (QED) – also die theoretische Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung [3, 4, 5]. Es zeigt sich, dass sich zahlreiche Äquivalenzen in den beiden Theorien finden lassen. Eine wichtige Gemeinsamkeit, die zugleich auch einen Unterschied zur schwachen Wechselwirkung darstellt, sind die masselosen Feldquanten. Im Falle der QED sind das die Photonen, bei der starken Wechselwirkung die Gluonen. Mit der elektrischen Ladung vergleichbar ist die Farbladung der starken Wechselwirkung. Sie hat auch zur Benennung der Theorie der starken Wechselwirkung geführt: Quantenchromodynamik (QCD, von *griech.* „chromos“ = Farbe).

Es gibt aber auch wichtige Unterschiede: Während die QED nur eine Ladung kennt (in positiver und negativer Ausprägung), gibt es in der QCD drei verschiedene Farbladungen (rgb) und die entsprechenden Antifarben ($\bar{r}\bar{g}\bar{b}$). Weiter oben ist bereits ein sehr wichtiger Unterschied erwähnt worden: Gluonen tragen Farbladung im Gegensatz zu den ungeladenen Photonen. In der QCD muss also auch die Wechselwirkung der Feldquanten untereinander mit berücksichtigt werden, was sie im Vergleich zur QED deutlich komplizierter macht.

Ein weiterer Unterschied ergibt sich daraus, dass die QCD eine nicht-abelsche Theorie ist [2, 3]. Das bedeutet, dass die Reihenfolge von Operatoren, die auf einen Zustand angewendet werden – und damit die Reihenfolge von Prozessen – nicht beliebig ist. Dies wird durch ein Beispiel deutlich: Wenn ein Quark der Farbe r zunächst ein Gluon der Farbe $r\bar{g}$ abstrahlt und anschließend eines der Farbe $g\bar{b}$, so hat es am Ende selbst die Farbe b . Vertauscht man jetzt die beiden Prozesse, so stellt man fest, dass dies nicht möglich ist. Das Gluon mit $g\bar{b}$ kann gar nicht an das Quark mit r koppeln!

1.2.2. Die Kopplungsstärke der QCD

Analog zur Feinstrukturkonstante α , welche die Kopplungsstärke der elektromagnetischen Wechselwirkung angibt, gibt es auch bei der starken Wechselwirkung eine Größe α_s zur Beschreibung der Kopplungsstärke [2, 3, 4, 5]. Diese wird oft ebenfalls als Kopplungskonstante bezeichnet, wobei dieser Begriff hier irreführend ist, da α_s vom Quadrat des Viererimpulsübertrages q^2 abhängt. Streng genommen ist auch die Feinstrukturkonstante von q^2 abhängig. Die Vakuumpolarisation sorgt dafür, dass durch Bildung eines virtuellen Elektron-Positron-Paares bei einem Photon-Austausch zwischen zwei geladenen Teilchen die effektive Ladung für große q^2 und damit kleine Abstände größer wird. Dies führt zu einer stärkeren Kopplung, also auch zu einer größeren Kopplungskonstante α . Der Effekt ist allerdings relativ klein, sodass α für kleine Energien als konstant angenommen werden kann.

Bei der starken Wechselwirkung kommt es zu einem entsprechenden Effekt, indem ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar beim Austausch eines Gluons erzeugt wird. Allerdings tragen auch Gluonen Farbe, weshalb hier auch die Möglichkeit der Erzeugung eines Gluon-Paares besteht. Da Photonen ungeladen sind, existiert kein solcher Fall in der QED. Diese zweite Art der Vakuumpolarisation in der QCD hat den entgegengesetzten Effekt auf die effektive Ladung und damit auf die Kopplungsstärke. Sie stellt den überwiegenden Effekt in der

QCD dar und führt damit zu einer Verkleinerung der Kopplung bei großen q^2 und kleinen Abständen. In erster Näherung wird die Kopplungsstärke der QCD beschrieben durch [4, 5]

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2 \cdot N_f) \cdot \ln|q^2/\lambda^2|} . \quad (1.1)$$

Dabei ist N_f die Anzahl an Quark-Sorten, die an dem betrachteten Prozess beteiligt sind (also zwei bis sechs, je nach Impulsübertrag q) und λ die QCD-Konstante, welche die Stärke der Kopplung beschreibt und mit Hilfe von Messungen von α_s bestimmt werden kann. Für große Impulsüberträge mit $|q^2| \gg \lambda^2$ wird α_s und damit die Kopplung der starken Wechselwirkung sehr klein. Da α_s im Grenzwert für $|q^2| \rightarrow \infty$ – und damit für die asymptotische Annäherung zweier Teilchen – gegen Null strebt, wird dies auch als *asymptotische Freiheit* bezeichnet [2, 3, 4, 5].

Auf der anderen Seite wird α_s mit abnehmendem $|q^2|$ und damit mit zunehmender Entfernung immer größer. Die Kopplung zweier farbgeladener Objekte wird also immer größer, je weiter sie sich voneinander entfernen. Zur Veranschaulichung kann man sich vorstellen, dass zwischen den beiden Objekten immer mehr virtuelle Gluonen erzeugt werden und sich damit die Anzahl an möglichen Wechselwirkungspartnern erhöht [2]. Dies liefert eine mögliche Erklärung dafür, dass bisher noch keine freien Quarks oder Gluonen beobachtet worden sind. Wenn man zum Beispiel versucht, ein Quark und ein Antiquark auseinanderzuziehen, so benötigt man immer mehr Energie dafür, je weiter man sie schon auseinandergezogen hat. Es bleibt also nur eine Möglichkeit, die beiden Objekte durch „Auseinanderziehen“ voneinander zu trennen: Je mehr Energie man in das System steckt, um Quark und Antiquark zu trennen, desto größer wird die Energiedichte zwischen beiden. Ist die Energieschwelle für die Produktion eines neuen Quark-Antiquark-Paares erreicht, so kann dies im Zwischenraum erzeugt werden. Es bilden sich zwei neue Quark-Antiquark-Systeme (also zwei Mesonen), die nach außen farbneutral sind und sich deshalb voneinander entfernen können. Das ursprüngliche Quark ist jetzt zwar von dem ursprünglichen Antiquark getrennt, aber dafür ist es an ein neues Antiquark gebunden. Daraus ergibt sich, dass Quarks nicht frei beobachtet werden können. Dieses Phänomen wird als *Confinement*¹ (auf deutsch: „Einschluss“) bezeichnet [2, 3, 4, 5].

1.2.3. Das QCD-Phasendiagramm

Das *Confinement* verhindert die Beobachtung einzelner freier Quarks oder Gluonen. Auf Grund der *asymptotischen Freiheit* bei großen Impulsüberträgen und kleinen Abständen sollte es aber möglich sein, durch die Erzeugung hoher Energiedichten hadronische Materie aufzubrechen. Sie würde dann in einem Zustand vorliegen, in dem die Freiheitsgrade nicht mehr durch die farbneutralen Hadronen, sondern durch die farbgeladenen Partonen – also die Quarks und Gluonen – bestimmt wären. Ein analoges Beispiel ist die Auflösung von Atomen in ihre Bestandteile (Atomkerne und Elektronen) unter Bildung eines Plasmas. Deshalb wird der entsprechende Zustand stark wechselwirkender Materie *Quark-Gluon Plasma* (QGP) [5, 6, 7] genannt.

Prinzipiell gibt es zwei Wege eine hinreichend hohe Energiedichte für den Übergang ins QGP zu erzeugen. Zum einen kann man die Materiedichte erhöhen. Erreicht man eine

¹Zum Teil werden Begriffe auf Englisch verwendet, wenn dies dem üblichen Sprachgebrauch entspricht. Sie werden dann stets kursiv gesetzt. Deutsche Begriffe werden nur dann kursiv gesetzt, wenn es sich um einen Fachausdruck handelt, der erstmalig eingeführt wird. Sie werden im Folgenden aufrecht geschrieben.

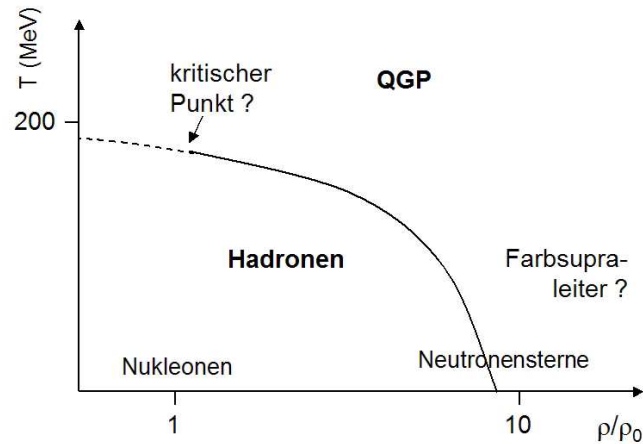


Abbildung 1.1.: Das QCD Phasendiagramm. Die durchgezogene Linie stellt den vermuteten Phasenübergang erster Ordnung von hadronischer Materie zum Quark-Gluon Plasma dar. Im Bereich niedriger Dichte und hoher Temperatur nimmt man an, dass der Phasenübergang an einem kritischen Punkt in einen *cross-over* übergeht (gestrichelte Linie). Nach [5, Abb. 19.8], [6, Abb. 1.3] und [7, Abb. 11.1].

Dichte, die in etwa dem Zehnfachen der Kerndichte ρ_0 entspricht, so beginnen die Nukleonen zu überlappen. Sie sind nicht mehr voneinander zu unterscheiden, sondern bilden einen gemeinsamen Zustand, in dem sich die Quarks und Gluonen frei bewegen können. Auf der andere Seite kann man die Nukleonendichte konstant halten, aber die Temperatur T erhöhen. Im Bereich von $kT \lesssim 200$ MeV wird die Energiedichte so hoch, dass zahlreiche Pionen und andere Hadronen erzeugt werden. Damit wird eine so hohe Hadronendichte erreicht, dass ebenfalls keine Zuordnung der Quarks und Gluonen zu einzelnen Hadronen mehr möglich ist. In beiden Fällen findet der Übergang von hadronischer zu partonischer (Quark-Gluon) Materie statt. Es handelt sich hierbei um einen Phasenübergang, dessen genaue Eigenschaften aber noch nicht bekannt sind. Als wahrscheinlich gilt, dass es sich bei hohen Dichten um einen Phasenübergang erster Ordnung handelt, während für den Fall hoher Temperaturen ein *cross-over* vorliegen könnte. Sollten beide Vermutungen zutreffen, so müsste ein kritischer Punkt existieren, an dem der Phasenübergang erster Ordnung in den *cross-over* übergeht [6, 7].

Abbildung 1.1 zeigt das Phasendiagramm der QCD, bei dem die Temperatur gegen die Dichte (in Einheiten der Kerndichte ρ_0) aufgetragen ist. Die uns umgebende Materie – also Hadronen in Form von Nukleonen – befindet sich in diesem Diagramm bei sehr kleinen Temperaturen $T \approx 0$ und bei der Kerndichte ρ_0 . Zu höheren Dichten beziehungsweise höheren Temperaturen hin erhält man eine Materie, die neben den Nukleonen auch andere Hadronen enthält. Das sind zunächst vor allem Pionen – die leichtesten Mesonen – mit zunehmender Energiedichte aber auch andere Mesonen und Baryonen. Die durchgezogene Linie stellt den Phasenübergang erster Ordnung zur partonischen Phase dar – also zum Quark-Gluon Plasma. Die gestrichelte Linie zeigt den vermuteten *cross-over* bei niedrigen Dichten und hohen Temperaturen. Bei sehr hohen Dichten und kleinen Temperaturen vermutet man einen Materiezustand, wie er im Inneren von Neutronensternen existieren

könnte. Geht man von diesem Zustand aus zu höheren Temperaturen, könnte dort ein weiterer Zustand liegen, der sich durch *Farbsupraleitung* [6, 7] auszeichnet.

1.2.4. Das Quark-Gluon Plasma im frühen Universum

Die uns umgebende (stark wechselwirkende) Materie besteht im Wesentlichen aus Nukleonen. Im Universum in seiner heutigen Form finden sich im Allgemeinen keine Energiedichten, die hoch genug für die Erzeugung eines QGP wären. Eine Ausnahme hiervon könnten Neutronensterne darstellen [7], die bei einem Durchmesser von lediglich 10–20 km die Masse von einer Sonnenmasse besitzen können und damit über sehr hohe Dichten im Inneren verfügen müssen.

In der Geschichte des Universums könnte das jedoch anders gewesen sein. In der heute gängigen Theorie zur Beschreibung der Entstehung des Universums geht man davon aus, dass es aus einer unendlich dichten und unendlichen heißen Singularität entstanden ist – dem *Urknall* [5]. Seitdem hat es sich ausgedehnt und ist dabei abgekühlt auf eine heutige Temperatur von 2.7 K, was anhand der kosmischen Hintergrundstrahlung gemessen werden kann. Diese Strahlung im Mikrowellen-Bereich wird als Überrest des Urknalls interpretiert. Nach der Urknalltheorie waren zu Beginn alle Wechselwirkungen miteinander zu einer einzigen Wechselwirkung vereinigt und die Materieteilchen standen in einem thermodynamischen Gleichgewicht zueinander. Im Laufe der Abkühlung und damit der abnehmenden Energiedichte ist es zu mehreren Phasenübergängen gekommen, bei denen jeweils eine der Wechselwirkungen von den anderen entkoppelt ist. Dies hat dazu geführt, dass die verschiedenen Eigenschaften der Materieteilchen zum Tragen gekommen sind. Dem derzeitigen Stand der Theorie zu Folge [5] ist die starke Wechselwirkung bereits 10^{-35} s nach dem Urknall von den anderen entkoppelt. Nach etwa 10^{-11} s ist demnach auch die schwache Wechselwirkung entkoppelt. Das Universum befand sich dann in einem Zustand, in welchem bereits alle heutigen Elementarteilchen existierten, sich aber auf Grund der nach wie vor hohen Energiedichte noch keine zusammengesetzten Objekte – wie zum Beispiel Hadronen – bilden konnten. Dieser Zustand entspricht dem oben beschriebenen Quark-Gluon Plasma. Nach einem weiteren Phasenübergang ungefähr 10^{-6} s nach dem Urknall und bei einer Temperatur von $kT \approx 100\text{--}200$ MeV haben sich die Quarks und Gluonen zu den Hadronen verbunden. Die weiteren Stufen haben dann unter anderem zur Bildung der Atomkerne und schließlich der Atome, bestehend aus Atomkern und Elektronen, geführt. Letzteres bedeutete auch die Entkopplung von Strahlung und Materie. Dies ist bei einer Temperatur von $T \approx 3000$ K und nach etwa $4 \cdot 10^5$ Jahren geschehen. Im Zuge dessen ist die Strahlung emittiert worden, die heute noch als Mikrowellen-Hintergrund beobachtbar ist.

1.3. Schwerionenkollisionen

Die kosmische Hintergrundstrahlung bildet zusammen mit der andauernden Expansion des Universums einen experimentellen Befund, der die Urknall-Theorie unterstützt [5]. Man versucht aber, weitere Bestätigungen für diese Theorie zu finden. Ein besonders interessanter Ansatz ist hierbei, den Materiezustand im Labor zu erzeugen, der kurz nach dem Urknall (nach der Entkopplung der Wechselwirkungen, aber vor dem Zusammenschluss der Quarks zu Hadronen) existiert haben soll. Sollte es gelingen, dieses Quark-Gluon Plasma zu erzeugen und nachzuweisen, so wäre dies ebenfalls ein experimenteller Befund, der die

Urknall-Theorie unterstützen würde. Die Untersuchung dieses Zustandes und des entsprechenden Phasenübergangs ist aber auch für das Verständnis der Eigenschaften der starken Wechselwirkung von Interesse. Ziel ist dabei auch, die theoretischen Vorhersagen für das Phasendiagramm der QCD experimentell zu überprüfen [6, 8].

Man versucht also, im Labor so hohe Energiedichten zu erzeugen, dass sie für den Phasenübergang zu einem QGP ausreichen. Die derzeit einzige Möglichkeit dafür besteht darin, schwere Ionen auf hoch-relativistische Energien zu beschleunigen und zur Kollision zu bringen. Bei diesen Energien unterliegen die Ionen der Lorentzkontraktion. Das heißt, dass sie im Laborsystem nicht mehr sphärisch sind, sondern dünnen Scheiben entsprechen, die sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit aufeinander zu bewegen. Kommt es dann zur Kollision, so finden alle Nukleon-Nukleon-Stöße fast zeitgleich und in einem sehr kleinen Raum statt, sodass hier sehr hohe Energiedichten erzeugt werden [8].

Bei Schwerionen handelt es sich um ausgedehnte Objekte, die aus zahlreichen Nukleonen zusammengesetzt sind. Allerdings nehmen an einer Kollision im Allgemeinen nicht alle Nukleonen teil. Die Anzahl der teilnehmenden Nukleonen hängt in erster Linie davon ab, inwieweit sich die beiden Schwerionen bei der Kollision überdecken. Man spricht hierbei von der *Zentralität* einer Kollision [6]. An einer zentralen Kollision nehmen nahezu alle Nukleonen teil, bei einer peripheren Kollision streifen sich die beiden Schwerionen lediglich und es kollidieren nur wenige Nukleonen. Die beteiligten Nukleonen werden als *Participants* bezeichnet, während man bei den unbeteiligt weiterfliegenden Nukleonen von *Spectators* spricht [6]. Da an einer zentralen Kollision deutlich mehr Nukleonen beteiligt sind als an einer peripheren, können hier auch deutlich höhere Energiedichten erreicht werden. Da sich eine Änderung verschiedener Observablen mit zunehmender Energiedichte einstellen kann, ist es interessant, die Kollisionen als Funktion der Zentralität zu untersuchen. Eine Erläuterung zur kinematischen Beschreibung von Schwerionenkollisionen mit Einführung der wichtigsten Größen befindet sich im Anhang A.2.

Die ersten Hinweise auf die Erzeugung eines Zustandes, der auf Grund seiner Eigenschaften nicht mehr als rein hadronische Materie interpretiert werden kann, sind am *Super-Proton-Synchrotron* (SPS) [9, 10] am europäischen Kernforschungszentrum CERN und am *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) [10, 11, 12] am *Brookhaven National Laboratory* (BNL, USA) gefunden worden. Es ist jedoch bisher nicht gelungen, einen eindeutigen Beleg für die Erzeugung eines reinen QGPs zu finden.

Mit dem *Large Hadron Collider* (LHC) [13] am CERN ist Ende 2009 der bisher leistungsfähigste Beschleuniger weltweit in Betrieb gegangen. Die bisher maximal erreichte Schwerpunktsenergie ist für die Kollision zweier Protonen (pp) $\sqrt{s} = 7$ TeV und für die Kollision von zwei Blei-Kernen (Pb–Pb) $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Bei der Kollision schwerer Ionen wird die Schwerpunktsenergie üblicherweise als Schwerpunktsenergie pro Nukleon-Nukleon-Stoß (NN) angegeben. Ein Blei-Kern enthält 208 Nukleonen. Für eine zentrale Kollision steht also insgesamt eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 208 \cdot 2.76$ TeV ≈ 574 TeV zur Verfügung. Die geplante Maximalenergie ist für den LHC sowohl für pp- als auch für Pb–Pb-Kollisionen doppelt so hoch wie die bisher erreichten Energien. Für zentrale Pb–Pb-Kollisionen ergibt sich damit zukünftig eine maximale Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 208 \cdot 5.52$ TeV ≈ 1148 TeV.

Inhaltliche Struktur

Nach dieser Einführung in die Grundlagen der Physik der starken Wechselwirkung und ihrer Untersuchung im Rahmen von Experimenten, bei denen schwere Ionen zur Kollision gebracht werden, beschäftigt sich das nächste Kapitel mit event-by-event Analysen solcher Kollisionen. Insbesondere wird hier auf die Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses eingegangen, die in der vorliegenden Arbeit am ALICE-Experiment untersucht werden. Das Experiment selbst wird in Kap. 3 kurz beschrieben, wobei hier nur auf die für diese Analyse wesentlichen Detektoren eingegangen wird. Die Auswertung der Daten, angefangen bei der Auswahl der Datensätze über die Auswahl von Ereignissen und Teilchenspuren bis hin zu den eigentlichen Berechnungen, wird in Kap. 4 erläutert. Die Ergebnisse werden in Kap. 5 dargestellt. In der abschließenden Zusammenfassung (Kap. 6) wird auch ein kurzer Ausblick darauf gegeben, mit welchen Schritten diese Analyse fortgesetzt werden könnte.

2. Event-by-Event Fluktuationen

Die Analyse der Fluktuationen von diversen Observablen ist eine grundlegende Methode für die Charakterisierung eines physikalischen Systems [14]. Dabei muss prinzipiell zwischen *trivialen* und *dynamischen* Fluktuationen [14] unterschieden werden. Unter trivialen Fluktuationen versteht man solche, die keinen physikalischen Ursprung haben, sondern auf Grund der Messung selbst entstehen. Dazu zählen zum Beispiel statistische Fluktuationen, die in jedem System auftreten, dessen Anzahl an Teilchen endlich ist. Die dynamischen Fluktuationen umfassen alle Effekte, denen physikalische Phänomene zu Grunde liegen.

Ein Bereich, in dem Fluktuationen häufig sehr deutlich in Erscheinung treten, sind Phasenübergänge [14]. Ein einfaches Beispiel dafür ist der Phasenübergang erster Ordnung von siedendem Wasser, bei dem es durch die Bildung von Dampfblasen zu heftigen Dichtefluktuationen kommt. In Abschnitt 1.2.3 wird das Phasendiagramm der QCD eingeführt. Auch hier werden verschiedene Phasenübergänge vorhergesagt, deren Ordnung aber noch nicht abschließend geklärt werden konnte. Dabei können Fluktuations-Analysen eine wichtige Rolle spielen.

Bei der Analyse von Schwerionenkollisionen werden Fluktuationen auf einer event-by-event Ebene untersucht [14]. Das heißt, dass eine Observable für jedes Ereignis bestimmt wird, um Fluktuationen von einem Ereignis zum nächsten feststellen zu können. Diese Fluktuationen können Aufschluss über die zu Grunde liegenden physikalischen Effekte geben. Zu den untersuchten Observablen zählen Fluktuationen der Nettoladung und des mittleren Transversalimpulses.

Für den Bereich des QCD-Phasendiagramms um den kritischen Punkt werden deutlich verstärkte Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses vorhergesagt [15, 16]. Sollte es diesen Übergang von einem Phasenübergang erster Ordnung zu einem *cross-over* tatsächlich geben, so müsste er hier ein deutliches Signal verursachen. Eine *Thermalisierung* des untersuchten System würde hingegen zu kollektivem Verhalten der Teilchen und damit zu einer Reduktion der Fluktuationen führen [17].

Die Fluktuation der elektrischen Nettoladung sind eng verknüpft mit der Tatsache, dass Quarks drittelzahlige elektrische Ladung tragen. Für diese Fluktuationen wird deshalb erwartet, dass sie bei der Bildung eines QGPs deutlich im Gegensatz zur hadronischen Phase unterdrückt sind, da Hadronen stets über ganzzahlige elektrische Ladung verfügen. Andere Observablen, die im Rahmen von event-by-event Fluktuationen untersucht werden können, sind zum Beispiel Fluktuationen von Teilchenverhältnissen und *Balance Functions* [14]. Letztere bestehen aus einer Kombination von Korrelationsfunktionen, zum Beispiel von Teilchenzahlen mit gleichem und entgegengesetztem Ladungsvorzeichen. Es wird erwartet, dass sich ihre Breite bei der Bildung eines QGPs in etwa halbiert.

Die Analyse von event-by-event Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses gehörte zu den ersten Fluktuations-Analysen, die im Rahmen von Schwerionenkollisionen durchgeführt worden sind. Das erste Experiment war dabei NA49 [18] am CERN SPS. Es konnten zunächst keine signifikanten Hinweise auf dynamische Fluktuationen gefunden werden; die Ergebnisse von NA49 sind konsistent mit rein statistischen Fluktuationen. Mit CERES [19]

und STAR [20] konnten zwei andere Experimente aber eindeutig dynamische Fluktuationen nachweisen. Darauf wird in Abschnitt 2.1.2 detaillierter eingegangen.

Ein wichtiger Aspekt bei der Untersuchung von event-by-event Fluktuationen in Schwerionenkollisionen ist die Analyse von pp-Kollisionen unter gleichen Bedingung. Dies dient der Unterscheidung von Effekten, die bereits im einfachen System zweier Nukleonen vorkommen, von solchen, die ausschließlich in Schwerionenkollisionen präsent sind. Im Falle der Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses zählen zu ersteren zum Beispiel die Zerfälle von Resonanzen, die Fragmentierung von Mini-Jets und der Hanbury-Brown Twiss Effekt. Bei letzteren können Effekte wie beispielsweise Fluss oder Thermalisierung hinzukommen.

2.1. Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses

Der Anteil des Impulses eines in einer Kollision erzeugten Teilchens, der senkrecht zur Strahlachse steht, ist der Transversalimpuls \vec{p}_T . Bei der Betrachtung von mittleren Transversalimpulsen ist nur der Betrag des Transversalimpulses p_T von Bedeutung (siehe Gl. A.6). Im Folgenden wird der Transversalimpuls mit seinem Betrag gleichgesetzt, sofern es nicht anders angegeben ist. Der mittlere Transversalimpuls \bar{p}_T von einem Ereignis k wird berechnet über

$$\bar{p}_{T,k} = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} p_{T,i} , \quad (2.1)$$

wobei N_k die Anzahl an Teilchen in diesem Ereignis darstellt. Analysiert man Ereignisse in einem Multiplizitäts-Intervall m , so ist der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ von allen Teilchen aller Ereignisse in diesem Intervall gegeben durch

$$\langle p_T \rangle_m = \frac{1}{\sum_{k=1}^{n_{ev}} N_k} \sum_{k=1}^{n_{ev}} \sum_{i=1}^{N_k} p_{T,i} . \quad (2.2)$$

Hier ist n_{ev} die Anzahl an Ereignissen im Intervall m . Im Falle der Berechnung von $\langle p_T \rangle_m$ für $\Delta N_k = 1$, also für Ereignisse mit genau der gleichen Anzahl an Teilchen, vereinfacht sich Gl. 2.2 zu

$$\langle p_T \rangle_m = \frac{1}{n_{ev}} \sum_{k=1}^{n_{ev}} \bar{p}_{T,k} . \quad (2.3)$$

Bei der Analyse von vielen Ereignissen stellt man fest, dass die Ergebnisse für \bar{p}_T um den mittleren Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ fluktuieren. Diese Fluktuationen können verschiedene Beiträge besitzen. Zunächst gibt es immer statistische Fluktuationen, die darin begründet liegen, dass die Teilchenzahl in jedem Ereignis endlich ist. Nur im Grenzwert von unendlich vielen Teilchen würden die statistischen Fluktuationen verschwinden. Hinzu kommen meist auch dynamische Fluktuationen, deren Ursprung verschiedene physikalische Effekte sind. Die Untersuchung dieser Fluktuationen kann Aufschluss über die zu Grunde liegende Physik geben.

2.1.1. Die Dispersion

Eine einfache Möglichkeit, Fluktuationen der mittleren Transversalimpulse zu untersuchen, ist die Dispersion [21, 22]. Sie ist definiert über

$$D_m(\bar{p}_T) = \frac{\langle \bar{p}_T^2 \rangle_m - \langle \bar{p}_T \rangle_m^2}{\langle \bar{p}_T \rangle_{sample}^2}. \quad (2.4)$$

Entsprechend der Definition der mittleren Transversalimpulse stellt \bar{p}_T den Mittelwert eines Ereignisses dar, während die Klammern $\langle \rangle_m$ die Mittelung über alle Ereignisse eines Intervalls m bedeuten¹. Es wird auf das Quadrat des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle_{sample}^2$ aller betrachteter Ereignisse normiert. Durch ziehen der Wurzel aus der Dispersion erhält man die Fluktuationen relativ zu $\langle p_T \rangle_{sample}$.

Die Dispersion enthält sowohl statistische als auch dynamische Fluktuationen. Die statistischen Fluktuationen verschwinden im Grenzwert $N_k \rightarrow \infty$, also für unendliche viele Teilchen pro Ereignis. Unter der Annahme, dass die dynamischen Fluktuationen unabhängig von der Multiplizität sind, kann man die Ergebnisse zu diesem Grenzwert hin extrapolieren. Dafür wird $D_m(\bar{p}_T)$ als Funktion der inversen Multiplizität $1/N_k$ dargestellt. Für die statistischen Fluktuationen erwartet man in dieser Darstellung einen linearen Abfall der Dispersion für steigende Multiplizitäten, also für sinkende Werte von $1/N_k$. Sollten die dynamischen Fluktuationen tatsächlich unabhängig von der Multiplizität sein, so ließe sich $D_m(\bar{p}_T)$ als Funktion von $1/N_k$ durch einen linearen Fit beschreiben. Die resultierende Gerade kann leicht zu $1/N_k \rightarrow 0$ extrapoliert werden. Gilt in diesem Grenzwert $D_m(\bar{p}_T) = 0$, so liegen rein statistische Fluktuationen vor. Ist der Grenzwert hingegen von Null verschieden, so gibt er die Größe der dynamischen Fluktuationen an.

Erste Messungen der Dispersion sind an den *Intersecting Storage Rings* (ISR) am CERN durchgeführt worden [21]. Die Ergebnisse für pp-, $\alpha\alpha$ - und $p\alpha$ -Kollisionen können durch lineare Fits beschrieben werden. Die oben getroffenen Annahmen scheinen hier also gerechtfertigt zu sein. Für die relativen Fluktuationen $\sqrt{D_m(\bar{p}_T)}$ ergeben sich im Grenzwert $1/N_k \rightarrow 0$ von Null verschiedene Werte. Dies belegt zunächst einmal die Existenz von dynamischen Fluktuationen der mittleren Transversalimpulse. Für pp-Kollisionen sind Werte von etwa 12% und für die anderen Kollisionen von ungefähr 9% gemessen worden. Sie zeigen keine Abhängigkeit von der Kollisionsenergie. Spätere Messungen, zum Beispiel des CDF-Experimentes am *Fermilab Tevatron Collider* [22], haben jedoch Zweifel aufkommen lassen, ob die dynamischen Fluktuationen tatsächlich unabhängig von der Multiplizität sind.

Deshalb versucht man Größen zu finden, die unabhängig von den statistischen Fluktuationen sind und nur den dynamischen Anteil beschreiben. Eine solche Größe ist der sogenannte Zwei-Teilchen-Korrelator, der so konstruiert ist, dass er im Falle von rein statistischen Fluktuationen verschwindet. Damit kann die Abhängigkeit der dynamischen Fluktuationen von der Multiplizität direkt gemessen werden.

¹Die Notation wird entsprechend derjenigen in [22] gewählt.

2.1.2. Der Zwei-Teilchen-Korrelator

Dynamische Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses ergeben sich aus Korrelationen von Teilchen eines Ereignisses untereinander. Da diese Korrelationen immer einen physikalischen – also nicht-statistischen – Ursprung haben, kann man sich dies für die Trennung von statistischen und dynamischen Fluktuationen zu Nutze machen. Der Zwei-Teilchen-Korrelator $C = \langle \Delta p_{T,i} \Delta p_{T,j} \rangle$ beschreibt die sich aus den Korrelationen ergebenden Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses [19, 20, 23]. Er stellt den Mittelwert der Kovarianzen aller Teilchenpaare (i, j) in einem Ereignis in Bezug auf den mittleren Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ aller Ereignisse in einem Multiplizitäts-Intervall m dar. Gemittelt über alle Ereignisse im Intervall m erhält man den Zwei-Teilchen-Korrelator in der Form

$$C_m = \frac{1}{\sum_{k=1}^{n_{\text{ev}}} N_k^{\text{pairs}}} \cdot \sum_{k=1}^{n_{\text{ev}}} \sum_{i=1}^{N_k} \sum_{j=i+1}^{N_k} (p_{T,i} - \langle p_T \rangle_m) \cdot (p_{T,j} - \langle p_T \rangle_m) , \quad (2.5)$$

wobei n_{ev} die Anzahl an Ereignissen im Multiplizitäts-Intervall m und N_k die Anzahl an Teilchen im Ereignis k ist. $\langle p_T \rangle_m$ ist in Gl. 2.2 definiert und entspricht dem mittleren Transversalimpuls aller Teilchen aller Ereignisse der Multiplizitäts-Klasse m . Die Größe

$$N_k^{\text{pairs}} = 0.5 \cdot N_k \cdot (N_k - 1) \quad (2.6)$$

beschreibt die Anzahl an Teilchenpaaren (i, j) im Ereignis k . Bei dieser Betrachtung werden nur Paare von verschiedenen Teilchen berücksichtigt, da die Korrelation von einem Teilchen mit sich selbst keinen Sinn ergibt. Deshalb ist der Korrelator in Gl. 2.5 identisch mit der in der Literatur oft gebräuchlichen Form

$$C_m^{\text{lit}} = \frac{1}{\sum_{k=1}^{n_{\text{ev}}} N_k \cdot (N_k - 1)} \cdot \sum_{k=1}^{n_{\text{ev}}} \sum_{i=1}^{N_k} \sum_{j=1, i \neq j}^{N_k} (p_{T,i} - \langle p_T \rangle_m) \cdot (p_{T,j} - \langle p_T \rangle_m) , \quad (2.7)$$

bei der jedes Paar zwei Mal berechnet wird, zum Beispiel für das Paar $(i, j) = (3, 5)$ also auch das Paar $(5, 3)$. In Gl. 2.5 wird jedes Teilchenpaar nur einmal berechnet, was den zusätzlichen Faktor 0.5 im Nenner bedingt.

Neben dem reinen Korrelator C_m kann man diesen auch in einer Darstellung relativ zum mittleren Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ untersuchen. Da der Korrelator selbst aus Quadraten von Impulsen besteht, muss zunächst die Wurzel gezogen werden, sodass man $\sqrt{C_m} / \langle p_T \rangle_m$ erhält. Der Vorteil dieser Darstellung liegt darin begründet, dass sich Effekte auf Grund von Effizienz-Verlusten oder anderen systematischen Unsicherheiten teilweise aufheben, da sie den Korrelator und die $\langle p_T \rangle_m$ -Werte in ähnlicher Weise beeinflussen. Für eine detailliertere Betrachtung ist es möglich, den Zwei-Teilchen-Korrelator c_k für jedes einzelne Ereignis zu untersuchen. Dieser wird dann über

$$c_k = \sum_{i=1}^{N_k} \sum_{j=i+1}^{N_k} (p_{T,i} - \langle p_T \rangle_m) \cdot (p_{T,j} - \langle p_T \rangle_m) , \quad (2.8)$$

berechnet. In dieser Darstellung ist c_k nicht auf die Anzahl an Ereignissen N_k^{pairs} normiert. Es handelt sich also um eine Größe, für die mit zunehmender Multiplizität und damit steigender Anzahl an Teilchenpaaren rein mathematisch betragsmäßig höhere Werte möglich sind. Eine Betrachtung von c_k als Funktion der Multiplizität kann Aufschluss darüber geben, wie sich die Werte für C_m aus der zu Grunde liegende Verteilung von c_k zusammensetzen. Nach Gl. 2.5 ergibt sich zwischen C_m und c_k die Beziehung

$$C_m = \frac{1}{\sum_{k=1}^{n_{ev}} N_k^{\text{pairs}}} \cdot \sum_{k=1}^{n_{ev}} c_k . \quad (2.9)$$

Die CERES-Kollaboration am CERN SPS hat eine detaillierte Analyse der event-by-event Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses durchgeführt [19]. Dafür sind Pb–Au-Kollisionen bei einer Kollisionsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 158$ GeV untersucht worden. Neben dem Zwei-Teilchen-Korrelator $C = \langle \Delta p_{T,i} \Delta p_{T,j} \rangle$ ist für zentrale Kollisionen die Größe Σ_{p_T} bestimmt worden, welche ein Maß für relative Fluktuationen darstellt und in etwa $\sqrt{C_m} / \langle p_T \rangle_m$ entspricht. Der Zwei-Teilchen-Korrelator ist auch für ausschließlich positiv oder negativ geladene Teilchenpaare und für solche mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen untersucht worden. Außerdem ist die Analyse in Intervallen der Differenz in der Pseudorapidität und im Azimut-Winkel ($\Delta\eta, \Delta\phi$) der Teilchenpaare durchgeführt worden. Die relativen Fluktuationen Σ_{p_T} betragen für zentrale Kollisionen etwa ein Prozent. Die zentralitätsabhängige Analyse von $C = \langle \Delta p_{T,i} \Delta p_{T,j} \rangle$ zeigt eine Reduzierung der Fluktuationen mit zunehmender Zentralität – also mit steigender Multiplizität. Die ursprüngliche Annahme, dass dynamische Fluktuationen der mittleren Transversalimpulse unabhängig von der Multiplizität seien, ist also nicht gerechtfertigt.

Die Kollaboration des STAR-Experimentes am RHIC hat ebenfalls den Zwei-Teilchen-Korrelator untersucht [20]. Grundlage dafür sind Au–Au-Kollisionen bei verschiedenen Kollisionsenergien von $\sqrt{s_{NN}} = 20$ –200 GeV. Für relative Fluktuationen ergeben sich bei zentralen Kollisionen ebenfalls Werte von etwa einem Prozent, wobei sich herausstellt, dass dies unabhängig von der Kollisionsenergie ist. Auch die Reduzierung der Fluktuationen mit steigender Multiplizität wird von den STAR-Daten bestätigt.

Der LHC ist Ende 2009 in Betrieb gegangen. Neben Protonen werden dort auch Blei-Kerne mit bisher nicht erreichten Strahlenergien zur Kollision gebracht. Das ALICE-Experiment [24] ist das dedizierte Schwerionen-Experiment am LHC und gut für die Untersuchung von Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses geeignet. Die vorliegende Arbeit nutzt Daten des ALICE-Experimentes aus den Jahren 2010 und 2011. Das Experiment selbst wird im nächsten Kapitel kurz beschrieben.

3. Das ALICE Experiment am LHC

Der Name des ALICE-Experimentes – *A Large Ion Collider Experiment* – gibt einen Hinweis auf seine Ausrichtung. Im Gegensatz zu den anderen Experimenten am LHC ist ALICE explizit für die Untersuchung von Kollisionen schwerer Ionen konzipiert [24]. Ziel ist es, neue Einblicke in die Physik stark wechselwirkender Materie zu gewinnen. Dazu zählen zum Beispiel der Nachweis und die Untersuchung des Quark-Gluon Plasmas (siehe Abschnitt 1.2). Neben den Kollisionen von Blei-Kernen ist aber auch die Analyse von pp-Kollisionen interessant, die unter anderem als Referenz für die Pb–Pb-Daten benötigt werden. Als Zwischenstufe wäre auch die Messung von p–Pb-Kollisionen von großer Bedeutung. Erste Versuche werden damit wahrscheinlich noch im Jahr 2011 durchgeführt.

Die ALICE-Kollaboration umfasst mittlerweile über 1000 Physiker und Ingenieure, die aus über 100 Instituten in mehr als 30 Ländern der ganzen Welt stammen. Das Experiment hat in etwa die Dimensionen von $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$. Ungefähr drei Viertel des Gesamtgewichts von etwa 10 000 t macht allein der große Solenoid-Magnet aus. Er wurde ursprünglich für das L3-Experiment am *Large Electron-Positron Collider* (LEP) gebaut und ist von ALICE übernommen worden.

3.1. Der Large Hadron Collider am CERN

Derzeit ist der *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN der größte und leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger weltweit [13]. Er ist im Tunnel des früheren LEP entstanden. Dieser ringförmige Tunnel mit einem Umfang von etwa 26.7 km verläuft in der Nähe von Genf im schweizerisch-französischen Grenzgebiet. In den zwei Strahlrohren des LHC können Protonen oder Schwerionen in entgegengesetzten Richtungen auf Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Nach der Bereitstellung der Ionen durch eine Ionenquelle werden sie zunächst in mehreren Vorbeschleunigern auf eine Energie von bis zu 450 GeV pro Nukleon gebracht. Über zwei Transfer-Tunnel von jeweils ungefähr 2.5 km Länge werden sie dann in beide Richtungen in den LHC eingespeist. Innerhalb der Experimente gibt es Kreuzungspunkte der beiden Rohre, sodass die Teilchenstrahlen dort zur Kollision gebracht werden können.

Der gesamte LHC wird mit supraleitenden Magneten betrieben. Die größte Gruppe stellen dabei die 1232 Dipolmagnete dar, welche bei einer Temperatur von knapp 2 K mit einem Feld von bis zu 8.33 T dafür sorgen, dass die Teilchen auf einer Kreisbahn gehalten werden. Dazu kommen noch zahlreiche andere Magnete für die Fokussierung der Strahlen. Jeder Strahl wird an zwei Stellen innerhalb eines kurzen geraden Abschnittes mit Hilfe von vier Hochfrequenz-Kavitäten pro Abschnitt beschleunigt.

Das ALICE-Experiment ist eines von vier großen Experimenten am LHC. Mit ATLAS [25] und CMS [26] sind zwei Experimente für die Analyse von Hochenergiephysik in pp-Kollisionen ausgelegt. LHCb [27] untersucht den Unterschied zwischen Materie und Antimaterie, der sich in der bloßen Existenz unseres Universums manifestiert. Mit LHCf [28] und TOTEM [29] gibt es noch zwei weitere kleinere Experimente.

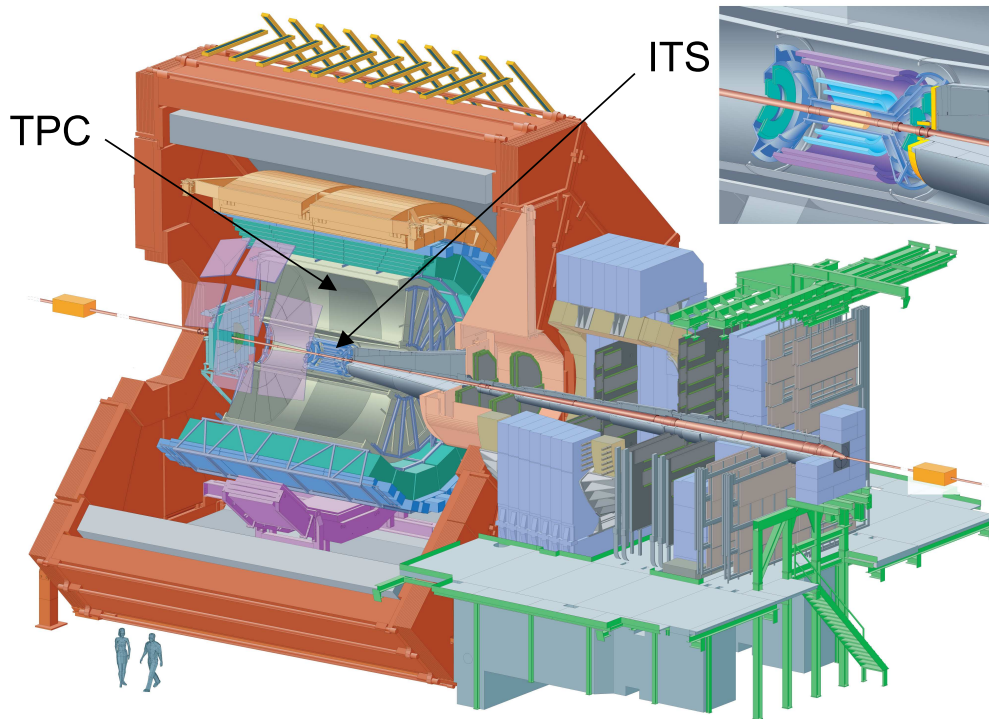


Abbildung 3.1.: Aufbau des ALICE-Experimentes mit dem *central barrel* innerhalb des großen, roten L3-Magneten und dem Myonen-Arm rechts außerhalb des Magneten. Der Kasten (oben, rechts) zeigt eine Vergrößerung des ITS mit seinen sechs Detektor-Lagen. Nach [24, Abb. 1.1].

3.2. Das ALICE Experiment - Überblick

Das ALICE-Experiment ist in zwei Hauptbereiche eingeteilt [24]. Der *central barrel* (auf deutsch: „zentrales Fass“) umfasst eine Vielzahl von Detektoren, die zentral und symmetrisch um den nominellen Interaktionspunkt herum aufgebaut sind. Diese werden von dem großen L3-Magneten eingeschlossen. Es handelt sich hierbei um den größten konventionellen – also nicht supraleitenden – Magneten weltweit, der ein homogenes Solenoidfeld von bis zu 0.5 T erzeugen kann. Direkt um das Strahlrohr und den Interaktionspunkt befinden sich die sechs aufeinanderfolgenden Lagen des *Inner Tracking System* (ITS). Daran schließt sich die *Time-Projection Chamber* (TPC) an, die für die vorliegende Analyse den wichtigsten Detektor darstellt. Auch das ITS ist von Bedeutung für diese Analyse, weshalb diese beiden Detektoren unten noch einmal näher erläutert werden.

Die weiteren Detektoren des *central barrel* werden nicht für diese Analyse genutzt und sollen deshalb hier nur kurz erwähnt werden: Der *Transition Radiation Detector* (TRD) ist mit 18 um die TPC gruppierten Supermodulen à sechs Lagen und mit fünf in Strahlrichtung hintereinanderliegenden Kammern die aufwändigste Teilkonstruktion des Experimentes. Bisher sind zehn von 18 Supermodulen installiert, weitere werden beim nächsten technischen Stop im Winter 2011/2012 folgen. Die TRD dient vor allem der Identifikation hochenergetischer Elektronen. Als äußerster Detektor, der den vollen Azimut-Winkel abdeckt, schließt sich der *Time-of-Flight Detector* (TOF) an. Dieser dient ebenfalls der

Teilchenidentifikation, wird aber zum Beispiel auch für die Erkennung und Unterdrückung von *Pile-Up* verwendet, also von mehreren Kollisions-Ereignissen, die zeitlich so nah auftreten, dass sie von anderen Detektoren – vor allem von der TPC – nicht mehr getrennt aufgezeichnet werden können.

Weitere Detektoren im *central barrel* sind das Photonen-Spektrometer (PhoS), das Elektromagnetische Kalorimeter (EmCal) und der *High-Momentum Particle Identification Detector* (HMPID). Dazu kommen noch einige kleinere Detektoren, die für das Triggern oder für die Bestimmung von Zentralitätsklassen in Schwerionenkollisionen benötigt werden. Zu letzteren zählen die VZERO-Detektoren, die Grundlage für die in dieser Analyse verwendete Zentralitätsdefinition sind.

Der Myonen-Arm and der C-Seite des *central barrel* stellt den zweiten Hauptbereich des Experimentes dar. Mit Hilfe mehrerer Absorberschichten und eines Dipol-Magneten sowie mehrerer Detektorlagen zwischen den Absorbern erhält man ein fast reines Myonen-Spektrum, das hinsichtlich zahlreicher Observablen untersucht werden kann.

3.3. Die Time-Projection Chamber

Die große Spurendriftkammer (*Time-Projection Chamber*, TPC) [24, 30] des ALICE-Experimentes ist dessen wichtigster Detektor für die Spurrekonstruktion und die Impulsbestimmung von geladenen Teilchen. Außerdem wird sie zusammen mit dem ITS für die Berechnung des Vertex – also des Kollisionsmittelpunktes – genutzt und bietet auch Möglichkeiten zur Teilchenidentifikation.

Die TPC hat die Form eines Zylinders. Mit einer Länge entlang der Strahlachse von 5 m, einem äußeren Radius von 2.5 m und einem inneren Radius von 0.85 m nimmt sie ein Volumen von etwa 90 m³ ein. Damit ist sie die größte bisher gebaute Spurendriftkammer der Welt. Aus ihrer Konstruktion ergibt sich, dass Teilchen bis zu einem Winkel von 45° zur Strahlachse die komplette TPC durchlaufen. Das entspricht einer Pseudorapazität von $|\eta| \lesssim 0.88$ (siehe Gl. A.14). Innerhalb dieses Bereichs weist die TPC eine im Wesentlichen flache Akzeptanz auf, wobei Randeffekte dazu führen, dass der tatsächliche Bereich voller Akzeptanz etwas kleiner ausfällt. Darüber hinaus können Teilchen bis zu $|\eta| \approx 1.5$ gemessen werden, wobei die Akzeptanz außerhalb von $|\eta| \approx 0.9$ deutlich fällt.

3.4. Das Inner Tracking System

Vor allem die Bestimmung des primären Vertex und sekundärer Vertices (zum Beispiel aus schwachen Zerfällen) ist die Hauptaufgabe des *Inner Tracking System* (ITS) [24]. Es kann aber auch zur Spurrekonstruktion und Impulsbestimmung verwendet werden und dient der Teilchenidentifizierung bei kleinen Transversalimpulsen unterhalb von 200 MeV/c.

Insgesamt besteht das ITS aus sechs Detektorlagen, die sich aus je zwei aufeinanderfolgenden Lagen dreier verschiedener Typen zusammensetzen. Die beiden innersten Lagen, die mit Radien von 3.9 cm beziehungsweise 7.6 cm sehr dicht am Strahlrohr und der Wechselwirkungszone liegen, werden vom *Silicon Pixel Detector* (SPD) gebildet. Mit einem Pseudorapidity-Bereich von $|\eta| \lesssim 2$ hat der SPD den größten Akzeptanz-Bereich der Detektoren des ITS. Aus je einem Spurpunkt in den beiden Lagen des SPD und der Extrapolation zum Vertex lassen sich Spursegmente rekonstruieren, die zum Beispiel für die Multiplizitäts-Bestimmung genutzt werden können.

Es schließen sich die zwei Lagen des *Silicon Drift Detectors* (SDD) an, die bei Radien von 15.0 cm und 23.9 cm liegen. Sie decken einen Akzeptanz-Bereich von $|\eta| \lesssim 0.9$ ab. Die äußeren beiden Lagen werden bei Radien von 38.0 cm und 43.0 cm vom *Silicon Strip Detector* (SSD) gebildet. Dieser verfügt mit $|\eta| \lesssim 0.97$ wieder über eine etwas größere Akzeptanz als der SDD.

4. Datenanalyse

Bei der Analyse der Daten geht es zunächst um die Auswahl der Datensätze des ALICE-Experimentes und der Monte-Carlo-Simulationen, mit denen die Ergebnisse verglichen werden. Es schließen sich die Auswahlkriterien sowohl auf der Ebene der Ereignisse als auch auf der Ebene einzelner Teilchenspuren an. Anhand einiger Verteilungen wird gezeigt, dass die so erhaltenen Datensätze eine gute Qualität aufweisen. Bei der Analyse des Zwei-Teilchen-Korrelators besteht ein wichtiger Teil aus der Bestimmung der mittleren Transversalimpulse. Abschließend werden die systematischen Unsicherheiten betrachtet.

4.1. Auswahl der Daten, Ereignisse und Teilchenspuren

4.1.1. Verwendete Datensätze und Monte-Carlo Simulationen

In der vorliegenden Arbeit werden experimentelle Daten des ALICE-Experimentes [24] aus den Jahren 2010 und 2011 analysiert. Diese werden mit Monte-Carlo Simulationen (MC) verglichen, die ebenfalls innerhalb der ALICE-Kollaboration gerechnet worden sind und eine vollständige Simulation der Detektoren des ALICE-Experimentes mit den entsprechenden Akzeptanzen und Effizienzen enthalten. Proton-Proton-Kollisionen (pp) sind im Jahr 2010 mit Kollisionsenergien von $\sqrt{s} = 900$ GeV und $\sqrt{s} = 7$ TeV aufgezeichnet worden. Zum Abschluss des Jahres 2010 sind Blei-Blei-Kollisionen (Pb–Pb) mit einer Kollisionsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV aufgenommen worden und als Referenz dazu im Jahr 2011 pp-Kollisionen ebenfalls mit $\sqrt{s} = 2.76$ TeV.

Alle verwendeten experimentellen Datensätze sind zusammen mit den Monte-Carlo Simulationen in Tab. 4.1 aufgelistet. Nach dem Kollisionssystem ist dort zunächst angegeben, ob es sich um experimentelle Daten oder MC Simulationen handelt und im letzteren Fall, welcher Generator verwendet wird. Für pp werden hier PYTHIA6 mit der Perugia0-Tune [31] und PHOJET [32] verglichen, für Pb–Pb wird HIJING [33] benutzt. Es folgen die Kollisionsenergie sowie die Aufnahmeperiode und – für die experimentellen Daten – die verwendete Rekonstruktions-Version (*Pass*). Den Abschluss bildet die Anzahl an Ereignissen, die im jeweiligen Datensatz analysiert werden. Diese Zahlen beziehen sich auf die letztendlich in der Analyse verwendeten Ereignisse, also nach der Auswahl physikalischer Ereignisse (*Physics Selection*) mit Hilfe eines *Minimum Bias* Triggers [34] und nach Anwendung aller weiteren Auswahlkriterien sowohl auf der Ebene der Ereignisse, als auch auf derjenigen einzelner Teilchenspuren. Diese Auswahlkriterien werden in den nächsten Abschnitten näher erläutert. Abschließend werden die Ergebnisse mit theoretischen Berechnungen verglichen.

4.1.2. Auswahl von Ereignissen

Bei der Auswahl von Ereignissen wird zunächst die sogenannte *Physics Selection* mit dem *Minimum Bias* (MB) Trigger [34] verwendet. Diese enthält mehrere Kriterien, die alle erfüllt sein müssen, damit ein Ereignis für die Analyse ausgewählt wird. Zuerst muss das

System	Daten/MC	Energie	Periode	Pass	Ereignisse
pp	Daten	$\sqrt{s} = 0.9$ TeV	LHC10c	3	4.7 M
pp	Daten	$\sqrt{s} = 2.76$ TeV	LHC11a	2	45.8 M
pp	Daten	$\sqrt{s} = 7$ TeV	LHC10d+e	2	204.9 M
MC pp	PYTHIA6 [31]	$\sqrt{s} = 0.9$ TeV	LHC10e13	-	3.9 M
MC pp	PYTHIA6 [31]	$\sqrt{s} = 2.76$ TeV	LHC11b10a	-	900 k
MC pp	PYTHIA6 [31]	$\sqrt{s} = 7$ TeV	LHC10f6a	-	95.4 M
MC pp	PHOJET [32]	$\sqrt{s} = 7$ TeV	LHC10f6	-	58.6 M
Pb–Pb	Daten	$\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV	LHC10h	2	16.4 M
MC Pb–Pb	HIJING [33]	$\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV	LHC11a10a	-	855 k

Tabelle 4.1.: In der Analyse verwendete Datensätze. Bei den Ereignissen handelt es sich um deren Anzahl nach Anwendung der *Physics Selection* und aller anderer Auswahlkriterien. PYTHIA6 wurde mit dem Perugia0-Tune verwendet.

Ereignis prinzipiell als „physikalisch“ gekennzeichnet sein. Dies ist zum Beispiel nicht der Fall, wenn es sich bei dem entsprechenden Run um einen Luminositäts-Scan handelt. Der Trigger muss das Ereignis als „*bunch crossing*“ gekennzeichnet haben, das heißt, es muss in beiden Strahlrohren ein Teilchenpaket registriert worden sein, welches sich zum Zeitpunkt der Kollision in der Wechselwirkungszone im Zentrum des Experimentes befunden haben muss. Die Trigger-Bedingungen (hier für den MB Trigger) müssen *online* während der Datennahme erfüllt gewesen sein und dies muss *offline* im Rahmen der Rekonstruktion bestätigt worden sein. Das Ereignis darf von keinem der beiden VZERO-Detektoren (VZERO-A und VZERO-C) als Kollision eines Strahl-Paketes mit dem Restgas gekennzeichnet sein. Für pp-Kollisionen muss hier dieselbe Bedingung auch für die Korrelation von Spurpunkten und Spursegmenten der beiden Detektorlagen des SPD erfüllt sein. Schließlich darf das Ereignis im Falle von Pb–Pb-Kollisionen nicht auf Grund des *ZDC timing cut* als „*debunched*“ markiert sein.

Zusätzlich zur *Physics Selection* werden nur Ereignisse benutzt, deren primärer Vertex entlang der Strahlachse in einem Bereich von ± 10 cm um den nominellen Interaktionspunkt in der Mitte der Detektoren des *central barrel* liegt. Bei Ereignissen mit einem primären Vertex außerhalb dieses Bereichs können Akzeptanz und Effizienz verschiedener Detektoren asymmetrisch bezüglich der Strahlachse werden. Außerdem wird verlangt, dass zum primären Vertex mindestens eine Teilchenspür beiträgt. Hiermit werden Ereignisse ausgeschlossen, bei denen trotz vorhandener Teilchenspuren kein primärer Vertex bestimmt werden kann. Bei diesen Ereignissen wird der Vertex auf den nominellen Interaktionspunkt festgelegt. Ohne das Kriterium von mindestens einer beitragenden Spur wären sie also nicht von den anderen Ereignissen zu unterscheiden, obwohl sie de facto keinen rekonstruierten Vertex besitzen. Für pp-Kollisionen wird schließlich noch verlangt, dass sie nicht durch den SPD als *Pile-Up*-Ereignis gekennzeichnet sind. *Pile-Up* bedeutet, dass mehrere Kollisionen fast gleichzeitig stattgefunden haben, sodass sie nicht mehr auseinander gehalten werden können. Sie sind in einem einzigen Ereignis gespeichert. Mit Hilfe des SPD ist es jedoch möglich, viele dieser Ereignisse dadurch zu erkennen, dass mehrere primäre Vertices rekonstruiert werden. Es kann zwar vorkommen, dass zwei oder mehr Kollisionen so dicht beieinander stattfinden, dass nur ein Vertex rekonstruiert wird, aber die Wahrscheinlichkeit dafür ist sehr klein, weshalb dieser Effekt als vernachlässigbar angenommen wird.

Die Auswahlkriterien für Ereignisse sind zusammen mit den Akzeptanz-Schnitten (siehe Kap. 4.1.4) in Tab. 4.2 aufgelistet.

4.1.3. Berechnung des Vertex

Der primäre Vertex ist der Punkt, an dem zwei Protonen oder Schwerionen kollidieren. Er wird deshalb auch als Kollisionspunkt bezeichnet und bestimmt das Zentrum eines Ereignisses. Hier werden durch Prozesse der starken Wechselwirkung neue Teilchen erzeugt. Dies kann durch harte Stöße passieren, aber zum Beispiel auch durch die Hadronisierung eines Zustandes, in dem die Freiheitsgrade durch die Partonen gegeben sind, also durch Quarks und Gluonen (siehe Abschnitt 1.2). Da die Prozesse der starken Wechselwirkung bei hohen Impuls- beziehungsweise Energieüberträgen stattfinden, sind sie sehr kurzreichweitig und finden auf sehr kleinen Zeitskalen statt. Der vollständige Ablauf der primären Kollision bis hin zur Hadronisierung läuft auf einer Zeitskala von lediglich 10^{-23} s ab. Alle primären Teilchen eines Ereignisses müssen also direkt dem primären Vertex entspringen. Die Teilchenproduktion durch schwache Prozesse kann vernachlässigt werden (siehe Abschnitt 1.1). Schwache Zerfälle – zum Beispiel von Teilchen, die Strangeness enthalten wie das Λ – müssen aber berücksichtigt werden. Auf Grund der relativ großen Lebensdauer dieser Teilchen ($\tau(\lambda) \approx 2.6 \cdot 10^{-10}$ s [35]) zerfallen sie in sekundären Vertices, die klar vom primären Vertex getrennt liegen.

können daher in messbarer Entfernung zum primären Vertex auftreten und sekundäre Vertices bilden. Teilchen, die einem sekundären Vertex zugeordnet werden, werden in dieser Analyse nicht berücksichtigt.

Es gibt verschiedenen Methoden, den primären Vertex zu berechnen, die jedoch alle nach dem gleichen Prinzip funktionieren. Alle Teilchenspuren, die bestimmten Kriterien entsprechen, werden von den innersten berücksichtigten Detektoren zur Strahlachse hin extrapoliert. In einem iterativen Verfahren wird der Punkt berechnet, der am besten den Ursprung aller Teilchen beschreibt. Die Methoden unterscheiden sich in der Auswahl der verwendeten Detektoren und somit in der Anzahl an Teilchenspuren und in ihrer Präzision in Bezug auf die Rekonstruktion der Spuren. Die globale Methode nutzt Spuren, die mit allen zur Verfügung stehenden Detektoren erstellt worden sind. Die wesentlichen Detektoren sind hierbei die TPC und die sechs Lagen des ITS. Die TPC ist sehr gut zur Spur-Rekonstruktion geeignet, da sie ein großes Volumen abdeckt und die Spuren somit über eine lange Bahn bestimmt werden können. Außerdem weist sie eine im Wesentlichen gleichförmige Akzeptanz auf. Die Detektoren des ITS haben den Vorteil, dass sie dichter am Strahl liegen als die TPC und damit eine genauere Berechnung der Vertices ermöglichen. Außerdem decken sie einen größeren Bereich in der Pseudorapidität ab und können damit eine größere Anzahl an Teilchen registrieren. Ein Nachteil sind Lücken in der Akzeptanz der Detektoren des SPD. Eine weitere Methode nutzt ausschließlich die TPC um die Akzeptanz-Lücken im SPD zu umgehen. In der dritten Methode werden nur Spursegmente verwendet, die aus je zwei Punkten im SPD zusammengesetzt sind und keine Informationen der anderen ITS-Schichten oder anderer Detektoren enthalten. Die Vorteile liegen hierbei darin, dass der SPD am dichtesten an der Strahlachse und damit der Kollisionsregion liegt, und dass die Anzahl an Spuren größer ist, weil keine Spuren dadurch verloren gehen, dass sie nicht mit solchen aus den äußeren ITS-Lagen oder der TPC verbunden werden können. Nachteilig hingegen sind die oben erwähnten Lücken in der Akzeptanz, die unter anderem auch dazu führen, dass die Genauigkeit der Vertex-Bestimmung mehr als bei den anderen Methoden von der Position des Vertex abhängt. In dieser Analyse wird sowohl für pp- als auch für

Pb–Pb-Kollisionen die globale Methode verwendet. Allerdings können die anderen Methoden dazu genutzt werden, im Rahmen einer geplanten Überarbeitung der systematischen Unsicherheiten einen weiteren Beitrag zu liefern (siehe Ausblick, Kap. 6).

4.1.4. Auswahl von Teilchenspuren

Die Auswahlkriterien für Teilchenspuren teilen sich in zwei Gruppen auf. Zum einen müssen die Akzeptanzen der Detektoren berücksichtigt sowie der betrachtete Bereich des Transversalimpulses eingegrenzt werden. Auf der anderen Seite ist eine Reihe an Schnitten nötig, um zu gewährleisten, dass die verwendeten Spuren eine hinreichende Qualität aufweisen und auch tatsächlich dem primären Vertex der Kollision entspringen. Bei den meisten Ereignissen werden auch Teilchen registriert, die entweder einem sekundären Vertex zugehören oder gar nichts mit der Kollision zu tun haben, wie zum Beispiel kosmische Spuren.

In Bezug auf die Akzeptanz muss vor allem die TPC [30] berücksichtigt werden. Auf Grund ihrer Konstruktion hat sie die volle Akzeptanz bis zum einem Winkel von 45° , was einer Pseudorapidität von $|\eta| \lesssim 0.88$ entspricht (siehe Gl. A.14). Auch unter größeren Winkeln können Teilchen detektiert werden, welche aber nicht mehr auf der kompletten Projektionsebene der TPC eine Spur abbilden. Sie besitzen also im Mittel weniger Spurpunkte und haben eine größere Wahrscheinlichkeit, nicht rekonstruiert zu werden. Auf Grund von Randeffekten beginnt die Effizienz der TPC schon etwas unterhalb von $|\eta| \approx 0.88$ zu sinken, weshalb nur Teilchen innerhalb von $|\eta| \leq 0.8$ betrachtet werden. In diesem Bereich ist die Akzeptanz der TPC flach. Die Detektor-Lagen des ITS weisen einen größeren Akzeptanz-Bereich auf als die TPC, sie beeinflussen den Akzeptanz-Schnitt also nicht. Wegen zu niedriger Effizienz in der TPC bei niedrigen Transversalimpulsen p_T werden auch nur Teilchenspuren berücksichtigt mit $p_T \geq 150$ MeV/c. Zu hohen Transversalimpulsen hin wird bei $p_T \leq 2$ GeV/c geschnitten, da in dieser Analyse nur der weiche Teil des Spektrums untersucht werden soll, der globalen Phänomenen bei der Kollision zugeordnet werden kann. Teilchen mit hohem Transversalimpuls stammen meistens von Jets oder allgemein von harten Stößen und fließen deshalb nicht in die Untersuchung mit ein. Ferner werden die Daten auch mit denen des STAR-Experimentes am RHIC verglichen, die ebenfalls in einem Bereich von $0.15 \leq p_T \leq 2$ GeV/c untersucht worden sind [20]. Akzeptanz- und p_T -Bereich sind in Tab. 4.2 zusammengefasst.

Physics Selection	Minimum Bias
Vertex Z Position	$ z_{\text{vtx}} \leq 10$ cm
Vertex-Spuren	≥ 1
Pseudorapiditäts-Bereich	$ \eta \leq 0.8$
Transversalimpuls-Bereich	$0.15 \leq p_T \leq 2$ GeV/c

Tabelle 4.2.: Auswahl von Ereignissen sowie Akzeptanz in der Pseudorapidität und berücksichtigter Transversalimpuls-Bereich.

Bei den Qualitätskriterien für die Teilchenspuren werden zwei Versionen verwendet. In einer Version werden ausschließlich Kriterien angewendet, die sich auf die TPC beziehen. Auf Grund der oben erwähnten Lücken im SPD wird diese Version auch für die Analyse verwendet, da so eine gleichförmige Akzeptanz sowohl entlang der Strahlachse als auch in der transversal dazu verlaufenden Ebene erreicht werden kann. Als Vergleich und als ein Beitrag für die Abschätzung der systematischen Unsicherheiten wird aber auch eine

zweite Version genutzt, die neben Kriterien für die TPC auch solche im ITS sowie Refits zwischen TPC und ITS einschließt. Hierbei werden auch für die Spur-Rekonstruktion TPC und ITS verwendet, was den Vorteil hat, dass die Spuren deutlich präziser zum Vertex hin rekonstruiert werden können, weshalb die Schnitte mit der größten Annäherung an den Vertex (*Distance to Closest Approach* – DCA) deutlich enger gesetzt werden können.

In beiden Versionen werden sogenannte *kink daughters* verworfen. Das sind Teilchen, die einem schwachen Zerfall und damit einem sekundären Vertex zugeordnet werden können. Mit der Mindestanzahl von 70 von maximal 159 Clustern in der TPC und einem χ^2 pro TPC-Cluster von höchstens vier soll sichergestellt werden, dass die Rekonstruktion der Teilchenspuren gut ist. Spuren, die diese Anforderungen nicht erfüllen, könnten zum Beispiel keine echten Teilchenspuren sein, oder zumindest über eine schlechte Auflösung in Bezug auf den Transversalimpuls verfügen. Es ist auch möglich, dass für ein Teilchen zwei dicht beieinander verlaufende Spuren rekonstruiert werden, dass also ein reales Teilchen zwei rekonstruierte Teilchen zur Folge hat. Dies würde jedoch meistens dazu führen, dass mindestens eine der beiden rekonstruierten Teilchenspuren nicht genügend Cluster enthalten würde. Eine andere Möglichkeit ist die Kombination zweier eng beieinander verlaufender realer Teilchenspuren zu einer rekonstruierten Spur. In diesem Fall ist aber ein höheres χ^2 pro Cluster zu erwarten, sodass auch diese falsch rekonstruierten Spuren zumindest teilweise eliminiert werden.

Generell ist jedoch anzumerken, dass auch nach der Anwendung der verschiedenen Schnitte immer noch falsch rekonstruierte Spuren übrigbleiben können. Außerdem sinkt durch jeden Schnitt die Effizienz auch für die realen Teilchenspuren, da es immer auch vorkommen kann, dass eine solche Spur nicht alle Qualitätsanforderungen erfüllt. Die verschiedenen Schnitte werden deshalb im Rahmen der Betrachtung der systematischen Unsicherheiten variiert um eventuelle Einflüsse auf die Ergebnisse festzustellen (siehe Abschnitt 4.2.2). Alle Qualitätskriterien für die Teilchenspuren sind in Tab. 4.3 zusammengefasst.

Kriterium	TPC+ITS	TPCOnly
Min. TPC Cluster	70	70
Max. χ^2 pro TPC Cls.	4	4
Reject kink daughters	ja	ja
TPC und ITS Refit	ja	nein
Min. Treffer im ITS	1 (Any)	nein
Max. DCA zum Vertex (xy)	$0.0182 + 0.0350/p_T^{1.01}$ cm	2.4 cm
Max. DCA zum Vertex (z)	2 cm	3.2 cm

Tabelle 4.3.: Qualitätskriterien für Teilchenspuren. Für die Analyse genutzt wird nur die Version ausschließlich mit der TPC (TPCOnly), als Vergleich und Beitrag zu den systematischen Unsicherheiten dient die kombinierte Version von TPC und ITS.

4.1.5. Multiplizitäts-Definition und Zentralitäts-Bestimmung

Es gibt einen wichtigen Unterschied zwischen pp- und Schwerionenkollisionen in Bezug auf die grundlegende Klassifizierung von Ereignissen: Protonen haben nur eine sehr kleine räumliche Ausdehnung, sodass Stöße von Protonen nicht in Klassen von zentralen und peripheren Kollisionen eingeteilt werden können, wie das bei Schwerionenkollisionen der Fall

ist (siehe Abschnitt 1.3). Als Maß für die Einteilung der Ereignisse dient die Anzahl an geladenen Teilchen N_{ch} , die in dem Ereignis produziert werden. Diese kann jedoch nicht direkt gemessen werden, da auf Grund von Akzeptanz- und Effizienzverlusten meist weniger Teilchen detektiert werden. Es kann sogar vorkommen, zum Beispiel durch die Aufspaltung einer Teilchenspur in zwei Spuren im Rahmen der Rekonstruktion, dass mehr Teilchen gemessen werden, als tatsächlich vorhanden sind. In Analysen, die mit Mittelwerten über viele Ereignisse arbeiten, kann man solche Effekte mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen abschätzen und korrigierte Werte für N_{ch} angeben. In der vorliegenden Analyse hingegen ist es wichtig, für jedes einzelne Ereignis die genaue Anzahl an Teilchen zu kennen, die in die Berechnung des Korrelators (Gl. 2.5) einfließen. Deshalb kann hier nur die Anzahl an Teilchen verwendet werden, welche im Experiment nachgewiesen und rekonstruiert worden sind und sämtlichen Auswahlkriterien entsprechen. Sie müssen also im betrachteten Akzeptanz- und Transversalimpulsbereich liegen und den Qualitätskriterien genügen (siehe Abschnitt 4.1.4). Die sich daraus ergebende Anzahl an Teilchenspuren wird als *akzeptierte Multiplizität* N_{acc} bezeichnet. Alle Ergebnisse für pp-Kollisionen werden in Intervallen von N_{acc} dargestellt. Auch die Pb–Pb-Daten werden als Vergleich zu den pp-Daten gegen N_{acc} aufgetragen.

Bei schweren Ionen – wie zum Beispiel Blei-Kernen – kann man die Kollisionen nicht nur danach einteilen, wie viele Teilchen in der Kollision produziert (und gemessen) worden sind, sondern auch danach, wie zentral der Stoß gewesen ist (siehe Abschnitt 1.3). Im Mittel werden mehr Teilchen produziert, je zentraler eine Kollision verlaufen ist. Die Anzahl an Teilchen ist also ein mögliches Maß für die Bestimmung der Zentralität. Allerdings kann es vorkommen, dass in einer Kollision relativ viele Teilchen produziert werden, die im Mittel nur einen geringen Impuls tragen, während in einer anderen, etwas zentraleren Kollision weniger Teilchen mit höheren Impulsen entstehen. Deswegen versucht man, ein Maß für die Zentralität zu finden, das von solchen Effekten möglichst unabhängig ist.

Eine solche Zentralitätsbestimmung wird mit Hilfe der beiden VZERO-Detektoren erstellt [36]. Es handelt sich hierbei um segmentierte Szintillationszähler, die in einiger Entfernung vom Kollisions-Zentrum um die Strahlrohre aufgestellt sind und bei vollem Azimut-Winkel folgende Pseudorapiditäts-Bereiche abdecken: $2.8 < \eta < 5.1$ (VZERO-A) und $-3.7 < \eta < -1.7$ (VZERO-C). Die aufsummierte Amplitude der in den VZERO-Zählern deponierten Energie eines Ereignisses ergibt ein Maß für die Zentralität der Kollision. Um diese zu bestimmen wird die Verteilung der VZERO-Amplituden integriert und dann in Intervalle eingeteilt, die jeweils einem bestimmten Anteil des kompletten hadronischen Wirkungsquerschnittes entsprechen. In dieser Analyse werden 5%-Intervalle im Bereich von 0–5% bis 75–80% verwendet. Die Verteilung der VZERO-Amplituden wird außerdem mit einem Glauber-Modell gefittet [36]. Damit erhält man für jedes Zentralitäts-Intervall die mittlere Anzahl von an der Kollision beteiligten Nukleonen (*Number of Participants*, $\langle N_{\text{part}} \rangle$).

Eine andere Methode ist die Bestimmung der Zentralität mit Hilfe von Kalorimetern, die weit entfernt vom Kollisionspunkt (bei ALICE jeweils 116 m) dicht an den Strahlrohren positioniert sind. Mit diesen sogenannten *Zero Degree Calorimeters* (ZDCs) misst man die Spektatoren, also die Nukleonen, die nicht an der Kollision beteiligt gewesen sind. Wenn man diese von der gesamten Zahl an Nukleonen in der Kollision abzieht (bei Pb–Pb-Kollisionen sind das 416), erhält man die Anzahl der an der Kollision beteiligten Nukleonen N_{part} . In dieser Analyse wird nur die VZERO-Methode genutzt.

4.1.6. Einige Verteilungen zur Qualitätskontrolle

Im Folgenden werden einige Verteilungen präsentiert, anhand derer die Qualität der Datensätze nach Anwendung der verschiedenen Schnitte überprüft wird. Bei einigen Verteilungen sind die Schnitte mit eingezeichnet. Alle hier gezeigten Abbildungen beziehen sich auf Pb–Pb-Daten bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV. Entsprechende Verteilungen werden auch für die pp-Daten und die MC Simulationen angefertigt und überprüft. Die Abbildungen 4.1 – 4.5 zeigen die verschiedenen Verteilungen, wobei die Erklärung jeweils in der Bildunterschrift gegeben wird.

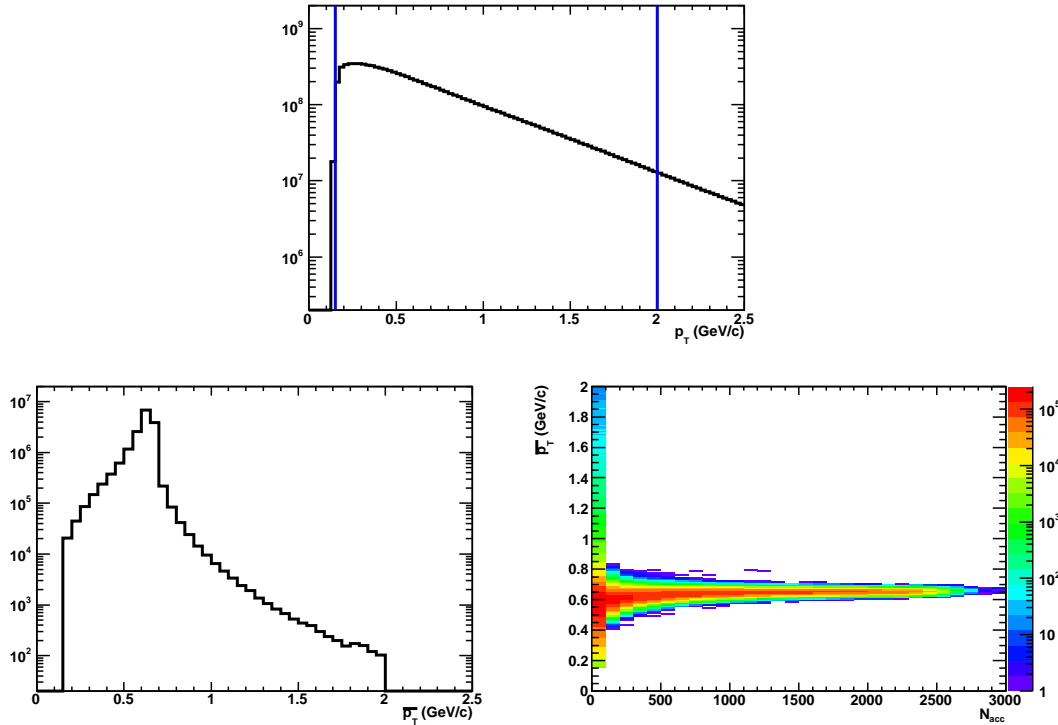


Abbildung 4.1.: Verteilungen des Transversalimpulses p_T der betrachteten Teilchen (oben), der mittleren Transversalimpulse der Ereignisse \bar{p}_T (unten, links) und letzterer aufgetragen in einer zweidimensionalen Darstellung als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} (unten, rechts) für Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV. Im p_T -Spektrum sind die Schnitte bei $p_T = 0.15$ und $p_T = 2$ GeV/c mit eingezeichnet. Die anderen Verteilungen sind nach Anwendung dieser Schnitte erstellt worden.

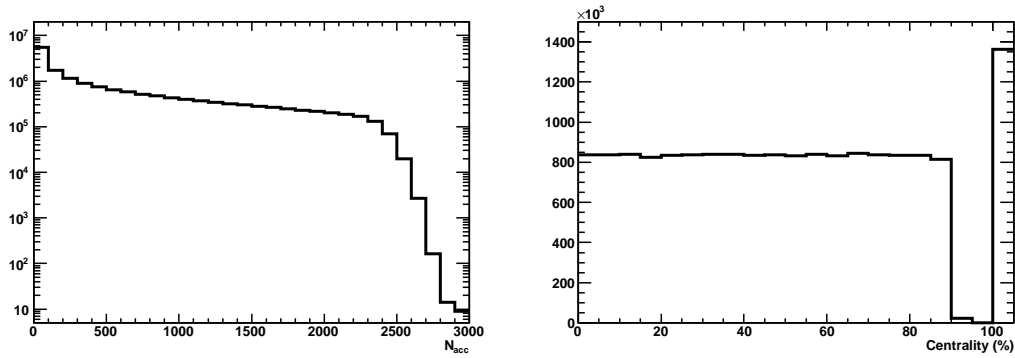


Abbildung 4.2.: Verteilungen der akzeptierten Multiplizität N_{acc} (links) und der Zentralität (rechts) für Pb-Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

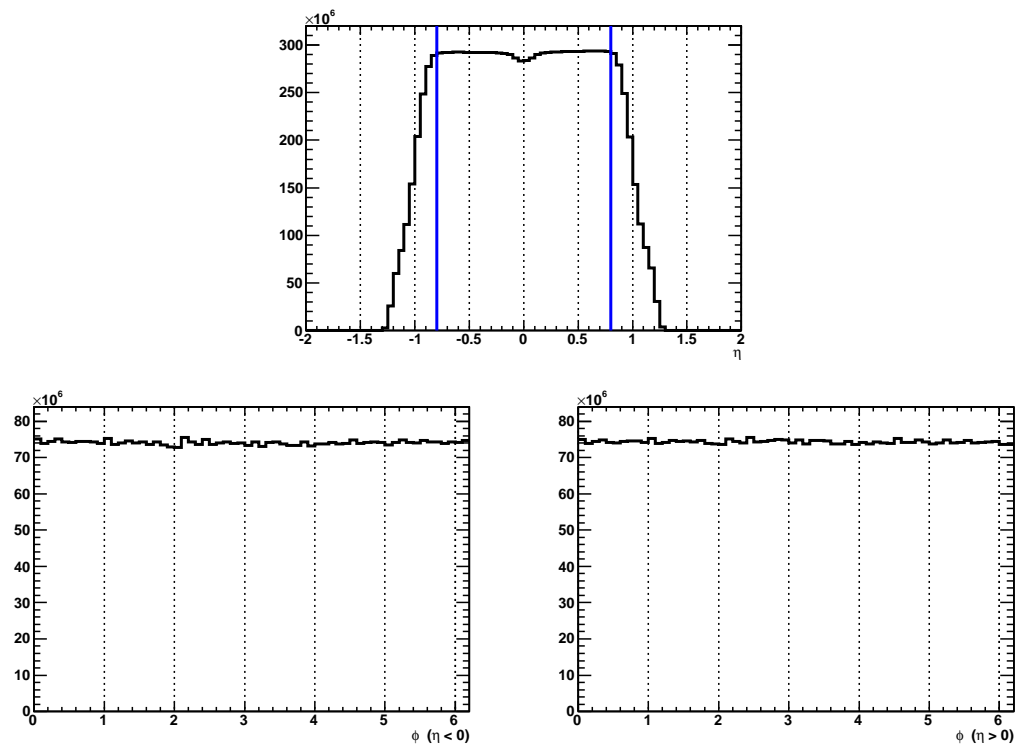


Abbildung 4.3.: Verteilungen der Teilchenspuren als Funktion der Pseudorapidität η (oben) und als Funktion des Azimut-Winkels ϕ für $\eta < 0$ (unten, links) und für $\eta > 0$ (unten, rechts) für Pb-Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Für die η -Verteilung sind die Schnitte bei $\eta = \pm 0.8$ mit eingezeichnet. Die anderen Verteilungen sind nach Anwendung dieser Schnitte erstellt worden.

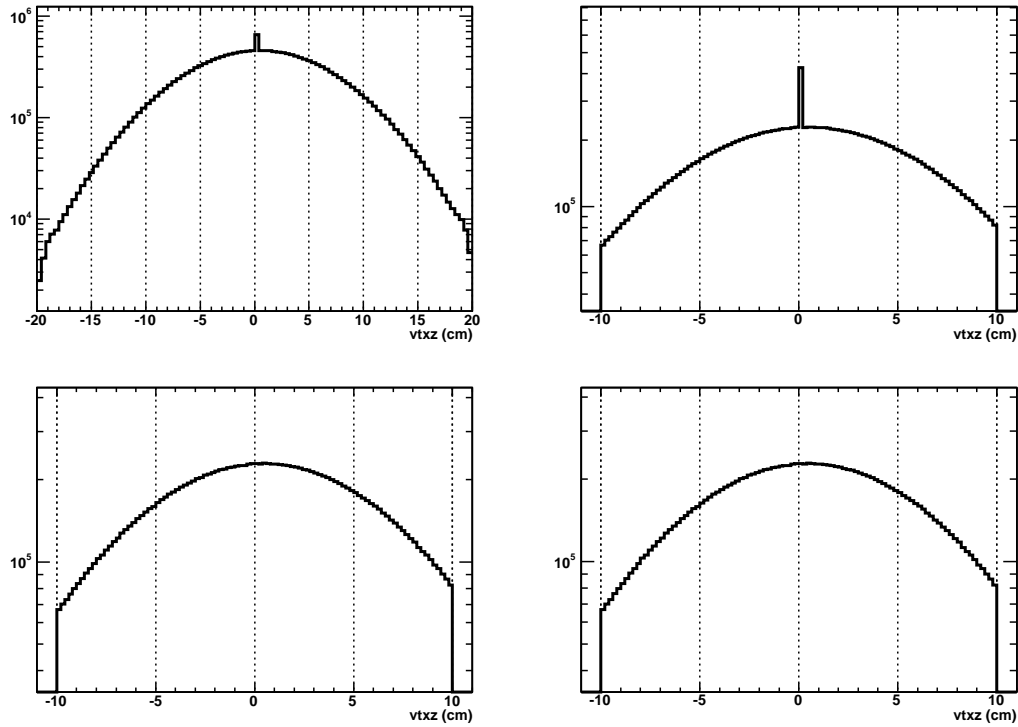


Abbildung 4.4.: Verteilungen der Vertices entlang der Strahlachse (z -Richtung) nach der *Physics Selection*, aber vor allen weiteren Schnitten (oben, links), nach dem Schnitt auf die z -Position des Vertex (oben, rechts), nach der Anforderung mindestens einer zum Vertex beitragender Spur (unten, links) und nach Anwendung aller Schnitte auf der Ebene der Ereignisse und auf der Ebene der Teilchenspuren (unten, rechts) für Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV.

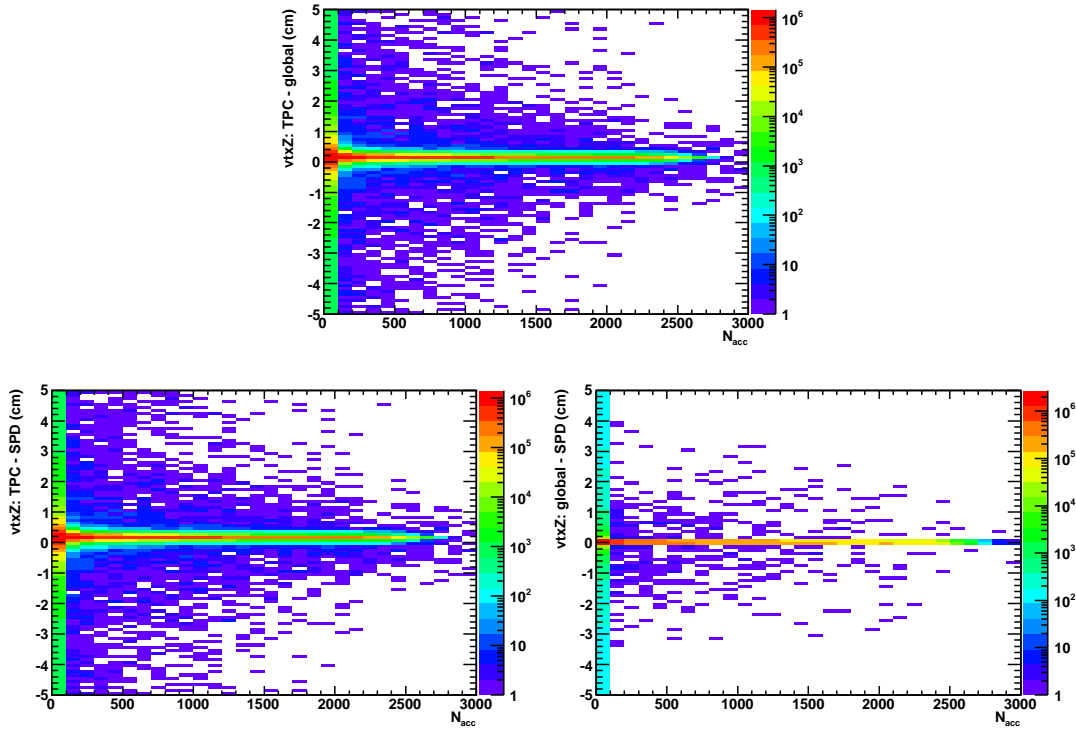


Abbildung 4.5.: Differenzen in der z -Komponente zwischen den verschiedenen Vertex-Berechnungen aufgetragen in zweidimensionaler Darstellung gegen die akzeptierte Multiplizität N_{acc} für die Methoden TPC-Spuren – globale Spuren (oben), TPC-Spuren – SPD-Spursegmente (unten, links) und globale Spuren – SPD-Spursegmente (unten, rechts) für Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

4.2. Analyse des Zwei-Teilchen-Korrelators

Wie in Kap. 2 beschrieben, ist der Zwei-Teilchen-Korrelator (Gl. 2.5) eine Größe, mit Hilfe derer man die dynamischen Fluktuationen der mittleren Transversalimpulse beschreiben kann. Auf Grund seiner Konstruktion wäre der Korrelator für rein statistische Fluktuationen Null. In die Berechnung des Korrelators gehen zunächst einmal die Transversalimpulse aller rekonstruierten und durch die Qualitätskriterien akzeptierten Teilchenspuren ein. Außerdem benötigt man die Anzahl an Teilchenpaaren, die sich aus der Anzahl an akzeptierten Teilchenspuren – also aus der Multiplizität $N_{\text{acc}} = N_k$ der jeweiligen Kollision – ergibt und nach Gl. 2.6 berechnet wird. Schließlich müssen die mittleren Transversalimpulse $\langle p_T \rangle_m$ bestimmt werden, auf deren Berechnung in Abschnitt 4.2.1 näher eingegangen wird.

Bei der Analyse des Zwei-Teilchen-Korrelators werden pp-Kollisionen stets in Intervallen der akzeptierten Multiplizität N_{acc} mit $\Delta N_{\text{acc}} = 1$ betrachtet. Für den Vergleich mit den pp-Daten werden auch die Pb–Pb-Daten in Intervallen von N_{acc} berechnet, wobei hier $\Delta N_{\text{acc}} = 25$ für $N_{\text{acc}} \leq 100$ und $\Delta N_{\text{acc}} = 100$ für $N_{\text{acc}} > 100$ verwendet wird. Besonders wichtig ist hierbei das richtige Setzen der Bins auf der N_{acc} -Achse. Da die Multiplizitätsverteilung im Allgemeinen nicht flach ist, sondern insbesondere im Bereich der peripheren und der sehr zentralen Ereignisse zum Teil stark fällt (siehe Abb. 4.2), ist es nicht möglich, den Datenpunkt für ein Intervall einfach in die Mitte dieses Intervalls zu setzen. Eine einfache Korrektur des Bins anhand der Multiplizitätsverteilung liefert ebenfalls ein falsches Ergebnis, da der Korrelator nicht von der akzeptierten Multiplizität N_{acc} , sondern von der Anzahl an Paaren N_k^{pairs} abhängt, die in erster Näherung dem Quadrat von N_{acc} entspricht. Den genauen Wert kann man mit Hilfe von Gl. 2.6 berechnen. Als Mittelwert eines Intervalls m geschrieben und unter Berücksichtigung von $N_k = N_{\text{acc}}$ ergibt diese

$$\langle N_k^{\text{pairs}} \rangle_m = 0.5 \cdot \langle N_{\text{acc}} \rangle_m \cdot (\langle N_{\text{acc}} \rangle_m - 1) . \quad (4.1)$$

Man bestimmt nun die mittlere Anzahl an Paaren $\langle N_k^{\text{pairs}} \rangle_m$ für jedes Intervall m , indem man N_k^{pairs} für alle Ereignisse in m aufsummiert und dies dann durch die Anzahl an Ereignissen in m teilt. Mit Hilfe von Gl. 4.1 kann nun die mittlere Multiplizität $\langle N_{\text{acc}} \rangle_m$ bestimmt werden, die dem richtigen Mittelwert des Intervalls m entspricht. Dafür wird die Gleichung umgestellt zu

$$0 = \langle N_{\text{acc}} \rangle_m^2 - \langle N_{\text{acc}} \rangle_m - 2 \cdot \langle N_k^{\text{pairs}} \rangle_m . \quad (4.2)$$

Dies kann man nach $\langle N_{\text{acc}} \rangle_m$ auflösen und erhält

$$\langle N_{\text{acc}} \rangle_m = 0.5 \pm \sqrt{0.25 + 2 \cdot \langle N_k^{\text{pairs}} \rangle_m} . \quad (4.3)$$

Da $\langle N_k^{\text{pairs}} \rangle_m \geq 1$ sein muss¹, führt die Lösung, bei welcher der Wurzelterm von 0.5 abgezogen wird, stets zu negativen Werten von $\langle N_{\text{acc}} \rangle_m$. Sie ist also unphysikalisch, womit sich Gl. 4.3 reduziert auf

$$\langle N_{\text{acc}} \rangle_m = 0.5 + \sqrt{0.25 + 2 \cdot \langle N_k^{\text{pairs}} \rangle_m} . \quad (4.4)$$

Für den Vergleich mit Ergebnissen des STAR-Experimentes am RHIC wird eine andere Definition benötigt. Dafür wird die Analyse der Pb–Pb-Daten nochmal in Bezug auf die

¹Der Korrelator kann nur für Ereignisse mit mindestens zwei Spuren und damit $N_k^{\text{pairs}} \geq 1$ bestimmt werden.

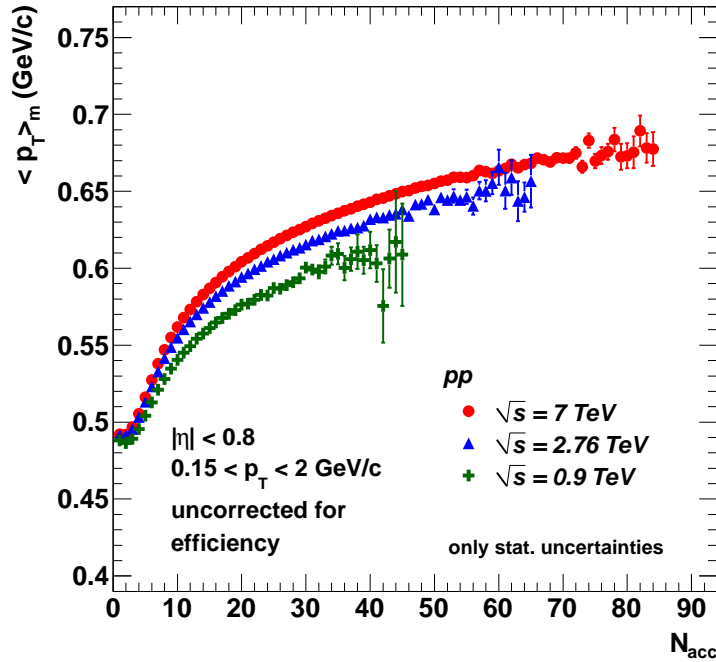


Abbildung 4.6.: Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für pp-Kollisionen bei drei verschiedenen Energien: $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76 und 7 TeV.

Zentralität der Kollisionen durchgeführt (siehe auch Abschnitt 4.1.5). Hierbei werden 5%-Intervalle in einem Bereich von 0–5% bis 75–80% benutzt. Für jedes Intervall wird die mittlere Anzahl an teilnehmenden Nukleonen $\langle N_{part} \rangle$ bestimmt. Diese Größe wird für die Präsentation der Ergebnisse verwendet, da sie auch gut vergleichbar mit anderen Experimenten ist. Als alternative Darstellung werden die Werte auch in die Multiplizitäts-Dichte geladener Teilchen $dN_{ch}/d\eta$ umgerechnet. Für eine detaillierte Darstellung der Bestimmung der Werte von $\langle N_{part} \rangle$ und $dN_{ch}/d\eta$ sowie deren Relation zueinander siehe [36]. Da lediglich die Werte für $\langle N_{part} \rangle$ in 5%-Intervallen vorhanden sind, berechnen wir die Werte für $dN_{ch}/d\eta$ mit Hilfe des folgenden Fits, welcher die Relation zwischen $\langle N_{part} \rangle$ und $dN_{ch}/d\eta$ gut beschreibt:

$$dN_{ch}/d\eta = (1.33 \pm 0.08) \cdot \langle N_{part} \rangle^{(1.19 \pm 0.01)}. \quad (4.5)$$

Neben den Ergebnissen für den Zwei-Teilchen-Korrelator nach Gl. 2.5 wird dieser auch relativ zu den mittleren Transversalimpulsen $\langle p_T \rangle_m$ untersucht. Dabei muss beachtet werden, dass der Korrelator aus Termen besteht, die dem Produkt von je zwei Impulsen entsprechen. Seine Einheit ist also $[C_m] = (\text{MeV}/c)^2$. Wenn man die Fluktuationen relativ zum mittleren Transversalimpuls betrachten will, muss man also zunächst aus dem Korrelator die Wurzel ziehen und erhält somit für die relativen Fluktuationen $\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$. In dieser Darstellung fallen Unterschiede zwischen verschiedenen Datensätzen heraus, die aus unterschiedlichen $\langle p_T \rangle_m$ -Werten resultieren – sei es wegen verschiedener Strahlenergien, auf Grund von unterschiedlichen experimentellen Aufbauten oder wegen Unterschieden von Monte-Carlo Simulationen gegenüber experimentellen Daten. Diese Darstellung ist also

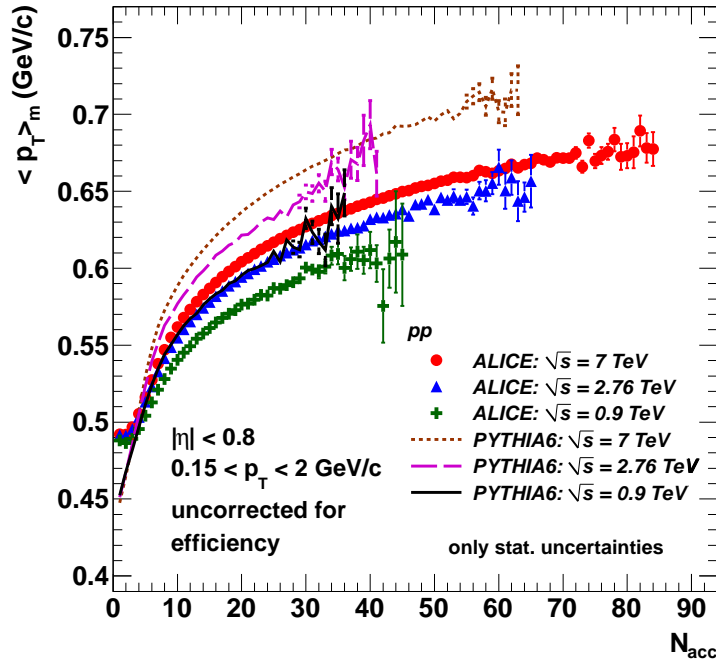


Abbildung 4.7.: Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV und als Vergleich PYTHIA6 (Tune: Perugia0) bei den gleichen Energien.

besonders gut für Vergleiche mit anderen Experimenten oder mit Simulationen geeignet. Außerdem sind die meisten Beiträge zu den systematischen Unsicherheiten in der relativen Version kleiner, da sie in ähnlicher Weise den Korrelator und die $\langle p_T \rangle_m$ -Werte beeinflussen.

4.2.1. Berechnung der mittleren Transversalimpulse

Die mittleren Transversalimpulse $\langle p_T \rangle_m$ von Multiplizitäts- oder Zentralitäts-Intervallen m werden nach Gl. 2.2 berechnet. Dafür werden alle Ereignisse im Intervall m benutzt, die den Anforderung der Ereignis-Auswahl entsprechen (siehe Abschnitt 4.1.2). Von diesen werden nun die Transversalimpulse p_T aller Teilchen verwendet, die gemessen worden sind und den Auswahlkriterien genügen (siehe Abschnitt 4.1.4). Insbesondere muss ihr Transversalimpuls im Bereich $0.15 \leq p_T \leq 2$ GeV/c liegen und sie müssen in den Akzeptanz-Bereich $|\eta| \leq 0.8$ fallen. Die Analyse des Zwei-Teilchen-Korrelators (Gl. 2.5) bedingt, dass der mittlere Transversalimpuls eines Intervalls m auch tatsächlich dem Mittelwert über alle Transversalimpulse der berücksichtigten Teilchen entspricht. Es ist also nicht möglich, die Ergebnisse auf die Detektor-Effizienz hin zu korrigieren. Eine solche Korrektur würde das Ergebnis des Korrelators verfälschen. Deswegen stellen die hier präsentierten Ergebnisse für $\langle p_T \rangle_m$ nur die Grundlange für die Berechnung des Zwei-Teilchen-Korrelators dar. Sie können sich von den voll korrigierten Werten [37] unterscheiden.

Für pp-Kollisionen werden die mittleren Transversalimpulse $\langle p_T \rangle_m$ so wie der Korrelator in Intervallen mit $\Delta N_{acc} = 1$ berechnet. Für diese Berechnung kann also Gl. 2.3 genutzt werden. Die Ergebnisse für die drei Energien $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV sind in Abb. 4.6 darge-

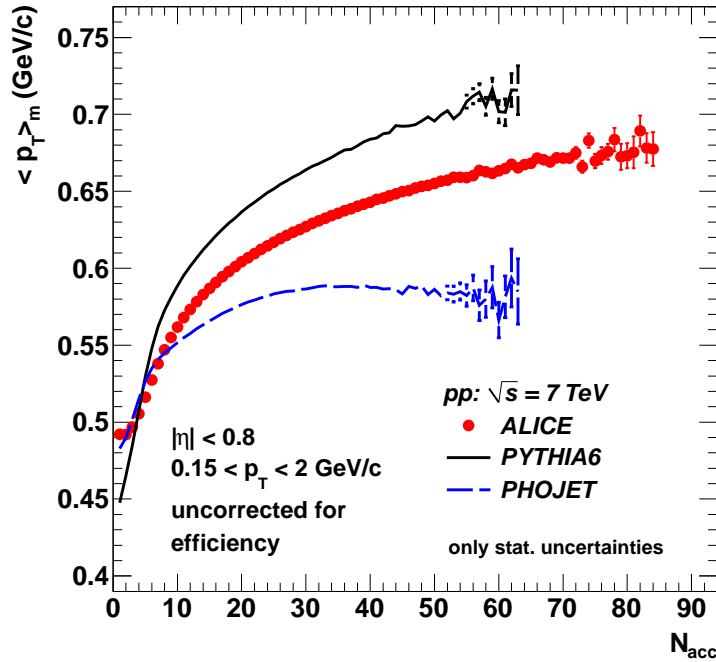


Abbildung 4.8.: Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV im Vergleich mit den MC Simulationen PYTHIA6 (Tune: Perugia0) und PHOJET.

stellt. Bei allen drei Energien steigt $\langle p_T \rangle_m$ mit der Multiplizität an. Außerdem steigt $\langle p_T \rangle_m$ mit der Strahlenergie. Als Vergleich sind die Ergebnisse in Abb. 4.7 zusammen mit denen der Monte-Carlo Simulation PYTHIA6 dargestellt. Hierbei wurde der Perugia0-Tune verwendet. PYTHIA beschreibt den Anstieg mit der Multiplizität und mit der Strahlenergie, überschätzt die Werte aber für alle drei Energien über den größten Teil der Verteilungen. Zu kleinen Multiplizitäten hin fällt PYTHIA steiler ab als die experimentellen Daten. Bei sehr kleinen Multiplizitäten unterschätzt PYTHIA die Daten; der Kreuzungspunkt liegt etwa bei $N_{acc} = 5$. Zusätzlich wird mit den Ergebnissen der PHOJET-Simulation verglichen. Die Ergebnisse für $\sqrt{s} = 7$ TeV werden in Abb. 4.8 zusammen mit den Daten und PYTHIA6 (für die gleiche Energie) gezeigt. Im Gegensatz zu PYTHIA6 beschreibt PHOJET nicht einmal den Verlauf richtig. Für niedrige N_{acc} bis ungefähr $N_{acc} = 8$ beschreibt PHOJET die Daten relativ gut, knickt dann aber zu einem flacheren Verlauf hin ab und saturiert bei mittleren N_{acc} . Für hohe $N_{acc} \geq 40$ fallen die Werte sogar wieder leicht.

Für Pb–Pb-Kollisionen werden zunächst in der Analyse in Bezug auf die akzeptierte Multiplizität N_{acc} Intervalle mit $\Delta N_{acc} = 100$ und in der Analyse in Bezug auf die Zentralität der Kollisionen Intervalle von 5% genommen, was im Wesentlichen den Intervallen bei der Berechnung des Korrelators entspricht. Allerdings steigen die mittleren Transversalimpulse innerhalb der periphärsten Intervalle steil an, was zu zusätzlichen Korrelationen führt. Deshalb wird eine weitere Berechnung mit Intervallen von $\Delta N_{acc} = 1$ durchgeführt, was den Intervallen für pp-Kollisionen entspricht. Die zusätzlichen Korrelationen fallen hier weg. Um die verschiedenen Berechnungen direkt miteinander vergleichen zu können, wird für jedes Zentralitäts-Intervall die mittlere Anzahl an akzeptierten Teilchen bestimmt, indem

von allen betrachteten Ereignissen die Multiplizitäten N_{acc} aufsummiert und durch die Anzahl an Ereignissen im entsprechenden Intervall geteilt werden.

Die Ergebnisse aller drei Methoden für Pb–Pb-Daten werden in Abb. 4.9 gezeigt. Sie stimmen sehr gut miteinander überein. Abbildung 4.10 zeigt die Werte für die Monte-Carlo Simulation HIJING, die ebenfalls mit allen drei Methoden berechnet werden. Auch hier findet sich eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Auf Grund der geringeren Statistik streuen die Werte in der Version mit $\Delta N_{\text{acc}} = 1$ allerdings deutlich mehr als bei den experimentellen Daten. Dies kann zu Problemen führen, da es vorkommt, dass bei der Analyse der kompletten Datensätze einzelne Prozesse fehlschlagen und somit nicht bei jedem Durchlauf die exakt gleiche Anzahl an Ereignissen verwendet werden kann. Bei hinreichend großer Statistik – zum Beispiel bei den Pb–Pb-Daten im peripheren Bereich – hat dies keinerlei Auswirkungen auf die Ergebnisse. Bei HIJING kann dies aber wegen der deutlich kleineren Anzahl an Ereignissen zu sichtbaren Effekten führen. Deshalb werden die Werte mit $\Delta N_{\text{acc}} = 1$ im Intervall $6 \leq N_{\text{acc}} \leq 1000$ parametrisiert. Es zeigt sich, dass die Werte am Besten durch eine Potenzfunktion der Form

$$\langle p_{\text{T}} \rangle_m = [0] \cdot (N_{\text{acc}})^{[1]} + [2] \cdot (N_{\text{acc}})^{[3]} + [4] \cdot (N_{\text{acc}})^{[5]} \quad (4.6)$$

beschrieben werden können. Die Parameter sind in Tab. 4.4 aufgelistet. Dieser Fit ist gegenüber kleinen Veränderungen in der Anzahl der Ereignisse deutlich robuster. Er wird auf den gesamten betrachteten Bereich extrapoliert und zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den anderen Ergebnissen.

Parameter	Wert
[0]	$-1.57949 \cdot 10^{-1}$
[1]	-1.03476
[2]	$+5.96654$
[3]	$+9.24919 \cdot 10^{-3}$
[4]	-5.45853
[5]	$+9.11103 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 4.4.: Parameter für den Fit an die HIJING- $\langle p_{\text{T}} \rangle_m$ -Werte (Gl. 4.6).

Für die experimentellen Daten werden nun im peripheren Bereich die Werte mit $\Delta N_{\text{acc}} = 1$ benutzt. Im Falle von HIJING werden aus dem Fit (Gl. 4.6) neue Werte bestimmt – ebenfalls für $\Delta N_{\text{acc}} = 1$. Für Multiplizitäten von $N_{\text{acc}} > 1000$ (für Daten) bzw. $N_{\text{acc}} > 500$ (für die HIJING-Simulation) werden die $\langle p_{\text{T}} \rangle_m$ -Werte in den gleichen Intervallen genommen, in denen auch der Korrelator berechnet wird, also mit $\Delta N_{\text{acc}} = 100$ bzw. in 5%-Intervallen der Zentralität. In diesem Bereich ändern sie sich kaum noch und sind innerhalb eines Intervalls so gut wie konstant. Der verbleibende leichte Anstieg hat keine Auswirkungen auf die Ergebnisse für den Korrelator. Der Vorteil von größeren Intervallen liegt aber darin, dass für die Berechnung mit $\Delta N_{\text{acc}} = 1$ die Statistik für zentrale Ereignisse zu klein wird und kleine Veränderungen in der Anzahl der Ereignisse hier größere Auswirkungen auf die $\langle p_{\text{T}} \rangle_m$ -Werte haben können.

Abbildung 4.11 zeigt eine Betrachtung der HIJING-Werte aller drei Methoden und des Fits im periphärsten Bereich bis etwa $N_{\text{acc}} = 200$. In dieser Detail-Ansicht erkennt man, dass der Fit auch den deutlich steileren Abfall der $\langle p_{\text{T}} \rangle_m$ -Werte im Bereich $N_{\text{acc}} \leq 20$ gut beschreibt. Bei ganz niedrigen Multiplizitäten mit $N_{\text{acc}} \leq 5$ saturieren die Werte aber und

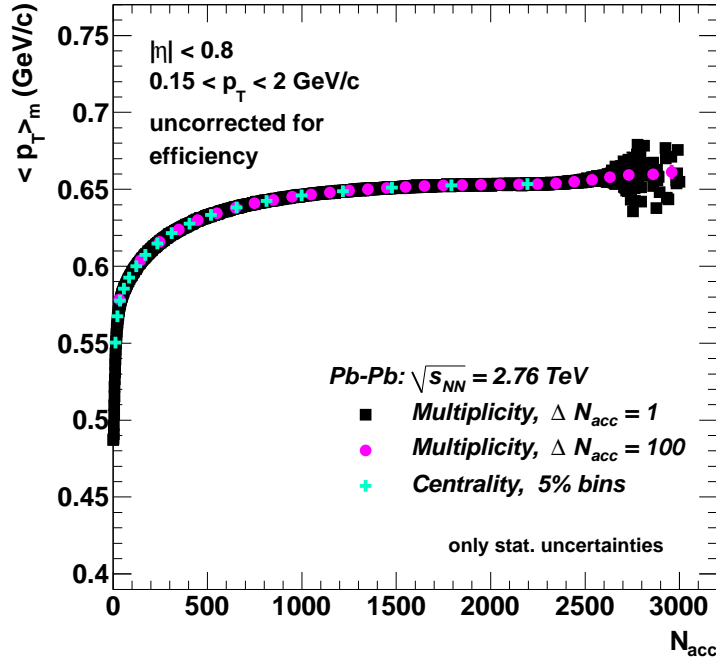


Abbildung 4.9.: Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Es werden verschiedene Berechnungen miteinander verglichen, wobei Multiplizitätsintervalle mit $\Delta N_{acc} = 1$ und $\Delta N_{acc} = 100$ sowie Zentralitätsintervalle von 5% verwendet werden.

liegen damit deutlich über dem Fit. Hier werden deshalb die Werte mit Intervallen von $\Delta N_{acc} = 1$ und nicht die aus dem Fit ermittelten Werte genommen.

In der folgenden Abb. 4.12 werden die Ergebnisse der experimentellen Pb–Pb-Daten mit denen der HIJING-Simulation verglichen. Dafür werden nur die Werte mit $\Delta N_{acc} = 1$ gezeigt, da die anderen Werte jeweils sehr gut mit diesen in Übereinstimmung sind und deshalb der Vergleich von einer Methode genügt. Man sieht, dass HIJING die experimentellen Daten deutlich unterschätzt, den Verlauf aber in etwa wiedergibt. Nach einem ähnlich steilen Anstieg bei kleinen Multiplizitäten gehen die Werte bei HIJING aber sehr schnell (bei etwa $N_{acc} = 20$) in einen flachen und fast linearen Anstieg über, während die experimentellen Daten deutlich stärker ansteigen und erst im Bereich $500 \leq N_{acc} \leq 1000$ in einen flachen Verlauf übergehen. Dies führt dazu, dass die experimentellen Daten über den größten Teil der Verteilung etwa 100 MeV/c oberhalb der HIJING-Werte liegen. Für sehr hohe N_{acc} sieht man eine Verbreiterung der Verteilung, was aber mit der kleinen Statistik in diesem Bereich erklärt werden kann.

Zum Abschluss der Betrachtung der mittleren Transversalimpulse $\langle p_T \rangle_m$ werden die Werte für pp-Kollisionen bei allen drei Energien mit Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV verglichen. Abbildung 4.13 zeigt diesen Vergleich in einer halb-logarithmischen Darstellung. Bei sehr kleinen Multiplizitäten stimmen die Werte von pp-Daten bei verschiedenen Energien und Pb–Pb-Daten gut überein. Zu höheren N_{acc} hin steigen die pp-Daten in der halb-logarithmischen Darstellung fast linear an, wobei dieser Anstieg bei zunehmender

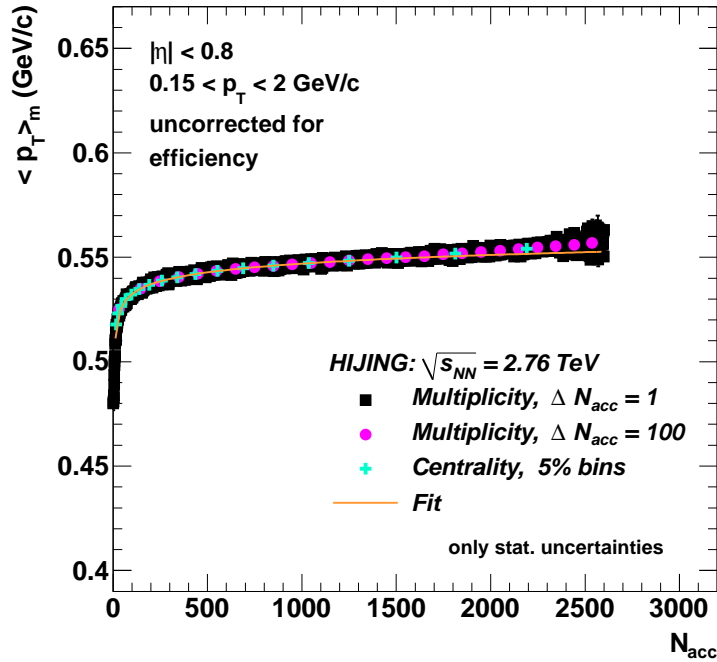


Abbildung 4.10.: Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für die Monte-Carlo Simulation HIJING bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Es werden verschiedene Berechnungen miteinander verglichen, wobei Multiplizitäts-Intervalle mit $\Delta N_{acc} = 1$ und $\Delta N_{acc} = 100$ sowie Zentralitäts-Intervalle von 5% verwendet werden. Zusätzlich wird ein Fit gezeigt, der mittels der Werte mit $\Delta N_{acc} = 1$ im Intervall $6 \leq N_{acc} \leq 1000$ erstellt worden ist.

Kollisionsenergie steiler ausfällt und somit zu höheren $\langle p_T \rangle_m$ -Werten führt. Im Bereich von $10 \leq N_{acc} \leq 30$ knicken die Pb–Pb-Daten in einen flacheren Verlauf ab. In erster Näherung ist auch dieser Verlauf linear. Bei näherer Betrachtung zeigt sich in dieser Darstellung jedoch eine Unterstruktur, die in der linearen Darstellung (vergleiche Abb. 4.9) nicht zu sehen ist.

4.2.2. Betrachtung der systematischen Unsicherheiten

Bei der Bestimmung der systematischen Unsicherheiten ist zu beachten, dass in der Darstellung des Korrelators relativ zum mittleren Transversalimpuls einige systematische Effekte herausfallen oder zumindest deutlich kleiner sind als für den reinen Korrelator. Dies liegt darin begründet, dass systematische Effekte den Korrelator und die $\langle p_T \rangle_m$ -Werte oft in ähnlicher Weise beeinflussen. Deswegen werden alle Effekte für den reinen Korrelator und in der Version relativ zu $\langle p_T \rangle_m$ getrennt voneinander analysiert. Es wird zusätzlich zwischen Pb–Pb- und pp-Daten und innerhalb letzterer zwischen den verschiedenen Energien unterschieden. Damit erhält man für vier Datensätze jeweils zwei verschiedene Sätze an systematischen Unsicherheiten.

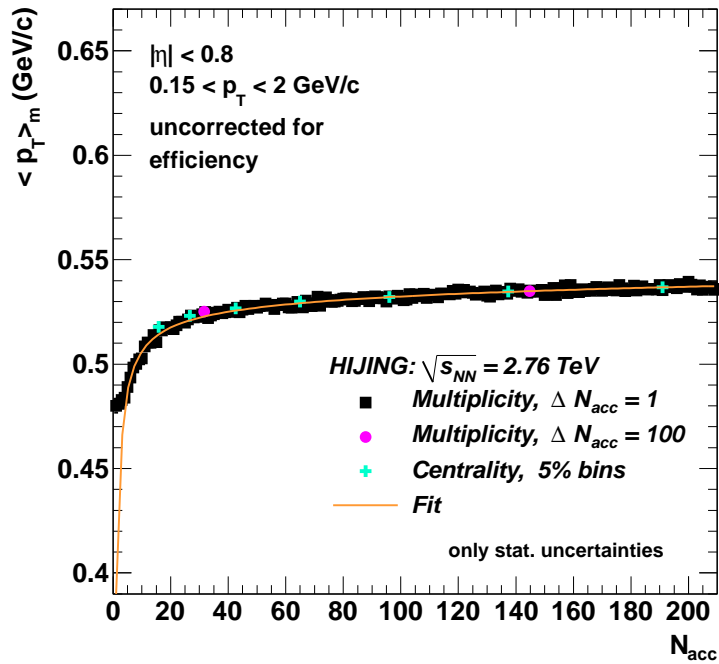


Abbildung 4.11.: Wie Abb. 4.10, aber nur für den periphärsten Bereich bis $N_{acc} \approx 200$.

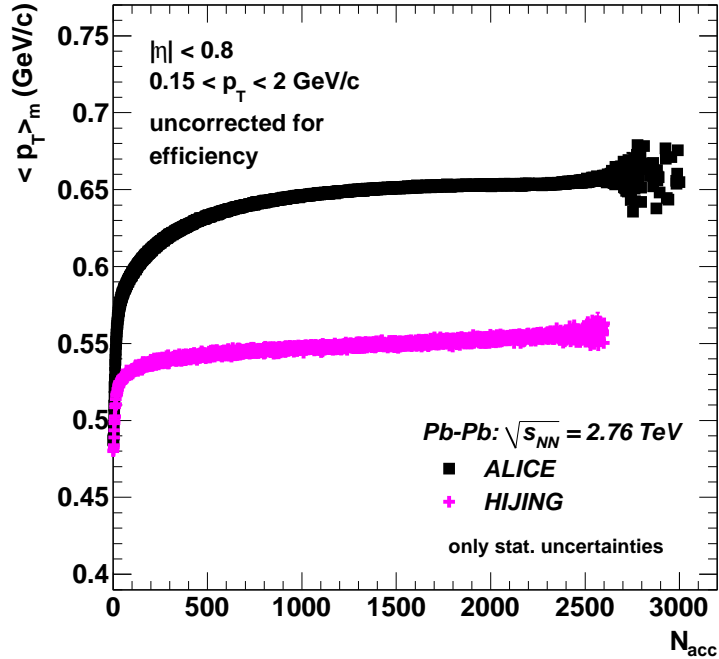


Abbildung 4.12.: Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für Pb–Pb-Kollisionen und HIJING bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. In beiden Fällen werden hier die Werte mit $\Delta N_{acc} = 1$ gezeigt.

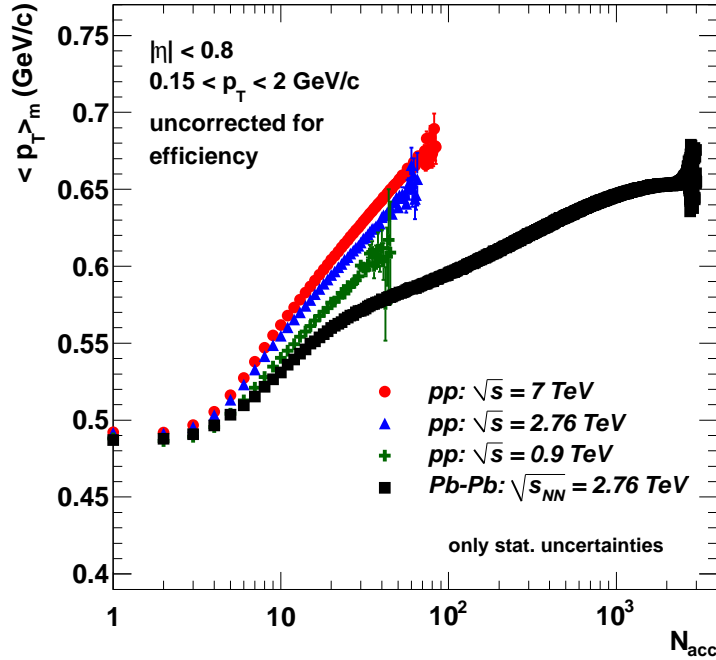


Abbildung 4.13.: Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV sowie Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$.

Wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben, wird bei den Auswahlkriterien für Teilchenspuren nur die TPC verwendet. Damit wird eine gleichförmige Akzeptanz sichergestellt, die auf Grund von Fehlstellen im SPD bei einer kombinierten Analyse von ITS und TPC nicht gegeben wäre. Das ITS birgt jedoch auch einige Vorteile; so liegt es zum Beispiel näher am Vertex, was für eine möglichst exakte Rekonstruktion der Spuren hilfreich ist. Deswegen wird die Analyse nochmals mit den in Tab. 4.3 aufgeführten Schnitten für TPC+ITS wiederholt. Der Unterschied in den Ergebnissen dieser beiden Methoden liefert einen wichtigen Beitrag zu den systematischen Unsicherheiten.

Auf der Ebene einzelner Teilchenspuren wird die Mindestanzahl an Clustern pro Spur in der TPC vom Standardwert von 70 Clustern um ± 10 Cluster auf 60 beziehungsweise 80 Cluster geändert. Die erforderliche dichteste Annäherung einer Spur an den berechneten Vertex (DCA) wird sowohl entlang der Strahlachse als auch in der transversal dazu verlaufenden Ebene um $\pm 25\%$ variiert. Auch bei der Variation dieser Auswahlkriterien für Teilchenspuren dient der Effekt auf den Korrelator als Beitrag zu den systematischen Unsicherheiten.

Während der Pb–Pb-Datennahme ist das Magnetfeld des L3-Magneten umgekehrt worden, sodass es Daten mit positiver sowie negativer Feldeinstellung gibt. Der gesamte Datensatz der Pb–Pb-Daten wird in einen Teil mit positiver und einen mit negativer Feldeinstellung unterteilt um die Differenz aus den unterschiedlichen Magnetfeldeinstellungen ebenfalls in die Unsicherheiten mit einfließen zu lassen. Da es keine vergleichbaren Daten für pp-Kollisionen gibt, wird hier als Abschätzung der Wert von den peripheren Pb–Pb-Kollisionen übernommen. Schließlich wird die Analyse der Pb–Pb-Daten nochmals in 10%

Intervallen der Zentralität durchgeführt. Die Ergebnisse werden mit denen der Analyse in 5%-Intervallen verglichen und tragen auch zu den Unsicherheiten bei. Hier gibt es keinen entsprechenden Beitrag für die pp-Kollisionen.

Alle Beiträge zu den systematischen Unsicherheiten werden nochmals in Tab. 4.5 für den Korrelator und in Tab. 4.6 für den Korrelator relativ zu $\langle p_T \rangle_m$ aufgelistet. Hier werden auch die resultierenden Werte für die einzelnen Datensätze angegeben. Diese erhält man durch Ziehen der Wurzel aus dem quadratischen Aufsummieren der einzelnen Beiträge. Die systematischen Unsicherheiten werden sowohl für pp- als auch für Pb–Pb-Kollisionen in jeweils drei Intervallen angegeben, innerhalb derer die einzelnen Beiträge relativ konstant sind. Die Einteilung für pp-Kollisionen sind Intervalle mit $N_{\text{acc}} = 2\text{--}4$, $5\text{--}7$ und $8\text{--}\infty$. Pb–Pb-Kollisionen werden in Bereiche der Zentralität unterteilt mit den Intervallen $0\text{--}10\%$, $10\text{--}65\%$ und $65\text{--}80\%$. Für die Darstellung der Pb–Pb-Daten als Funktion von N_{acc} werden die gleichen systematischen Unsicherheiten verwendet. Die Zuordnung ist dabei wie folgt:

$$\begin{aligned} 0 - 10\% &\hat{=} N_{\text{acc}} \geq 1700 \\ 10 - 65\% &\hat{=} 100 \leq N_{\text{acc}} \leq 1700 \\ 65 - 80\% &\hat{=} N_{\text{acc}} \leq 100 \end{aligned}$$

Es ist geplant, im Rahmen einer Überarbeitung der systematischen Unsicherheiten einige weitere Effekte zu berücksichtigen. Dazu zählen zum Beispiel die Variation des Schnittes auf die z -Position der Vertices und die verschiedenen Methoden mit denen die Vertices bestimmt werden.

ΔC_m (in %)	pp: 0.9 TeV	pp: 2.76 TeV	pp: 7 TeV	Pb–Pb
TPC – TPC+ITS	2	5	3	3.5
Min. TPC Cluster	2 / 2.5 / 4	0.5 / 1.5 / 2.5	0.5 / 2 / 3	4 / 3 / 2
DCA zum Vertex	2	4 / 2.5 / 2	2.5	3 / 2 / 1.5
B-Feld-Polarität	1	1	1	2.5 / 1 / 1
Zentralität 10%	-	-	-	2 / 2 / 5
Resultierend	3.5 / 4 / 5	6.5 / 6 / 6	3.5 / 4.5 / 5	7 / 5.5 / 6.5

Tabelle 4.5.: Die Beiträge zu den systematischen Unsicherheiten für den Korrelator C_m , aufgeteilt nach dem Kollisionssystem (pp oder Pb–Pb) und der Kollisionsenergie. Es sind jeweils drei Werte angegeben. Für pp-Kollisionen entspricht dies Intervallen mit $N_{\text{acc}} = 2\text{--}4 / 5\text{--}7 / 8\text{--}\infty$; für Pb–Pb-Kollisionen werden Intervalle in der Zentralität angegeben mit 0–10% / 10–65% / 65–80%. Ist nur ein Wert angegeben, so bezieht sich dieser auf den kompletten Multiplizitätsbeziehungsweise Zentralitätsbereich.

$\Delta\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$ (in %)	pp: 0.9 TeV	pp: 2.76 TeV	pp: 7 TeV	Pb–Pb
TPC – TPC+ITS	2	2	1.5	2
Min. TPC Cluster	1.5 / 2 / 3	1 / 1.5 / 2	1 / 1.5 / 2.5	2.5 / 2 / 1.5
DCA zum Vertex	1	1	0.5	1 / 1 / 0.5
B-Feld-Polarität	0.5	0.5	0.5	1.5 / 1 / 0.5
Zentralität 10%	-	-	-	1 / 1 / 3
Resultierend	3 / 3 / 4	2.5 / 3 / 3	2 / 2.5 / 3	4 / 3.5 / 4

Tabelle 4.6.: Die Beiträge zu den systematischen Unsicherheiten für den Korrelator in der relativen Darstellung $\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$, aufgeteilt nach dem Kollisionssystem (pp oder Pb–Pb) und der Kollisionsenergie. Die Einteilung in Intervalle der Multiplizität beziehungsweise Zentralität entspricht der in Tab. 4.5.

5. Ergebnisse

Nach der Beschreibung der Analyse im vorangehenden Kapitel werden nun die Ergebnisse für den Zwei-Teilchen-Korrelator präsentiert. Für pp-Kollisionen werden sowohl der reine Korrelator C_m (Gl. 2.5) als auch die Darstellung relativ zum mittleren Transversalimpuls $\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$ gezeigt. Für Pb–Pb-Kollisionen und die Vergleiche von pp- und Pb–Pb-Kollisionen sowie mit Ergebnissen des STAR-Experimentes wird die relative Darstellung gewählt. Nach dem Vergleich mit einer theoretischen Berechnung wird ein erster Ansatz der Untersuchung des Korrelators c_k für einzelne Ereignisse gezeigt. Sofern es nicht anders angegeben ist, werden die Unsicherheiten in allen Abbildungen wie folgt angegeben: Die statistischen Fehler werden als Balken dargestellt und die systematischen Unsicherheiten getrennt davon als Boxen.

5.1. pp-Kollisionen

5.1.1. Experimentelle Daten von ALICE

Als Erstes werden die Ergebnisse für pp-Kollisionen dargestellt. In Abb. 5.1 wird der Zwei-Teilchen-Korrelator C_m als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} bei den drei pp-Energien $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV gezeigt. Zunächst ist festzustellen, dass die Ergebnisse bei allen Energien signifikant größer sind als Null; es gibt also nicht-statistische Fluktuationen der mittleren Transversalimpulse in pp-Kollisionen im gesamten untersuchten Energiebereich. Der Mittelwert über viele Ereignisse, den jeder zu einem bestimmten N_{acc} gehörende Datenpunkt darstellt, ist stets positiv. Mit zunehmendem N_{acc} werden die Werte von C_m kleiner, außer zu sehr kleinen N_{acc} hin, wo sich der Trend umkehrt. In dieser Darstellung wird über den gesamten Verlauf eine Abhängigkeit von der Kollisionsenergie beobachtet, die jedoch gering ausfällt: Die Werte steigen mit zunehmender Energie leicht an.

Neben dem Korrelator C_m selbst wird auch die relative Darstellung $\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$ betrachtet. Dies wird in Abb. 5.2 ebenfalls als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} und bei $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV gezeigt. Im Gegensatz zum reinen Korrelator verschwindet in dieser Repräsentation der Unterschied zwischen den Energien fast vollständig. Lediglich bei kleinen N_{acc} wird noch ein leichter Anstieg mit der Energie beobachtet, der aber im Hinblick auf die in diesem Bereich verhältnismäßig großen systematischen Unsicherheiten nicht signifikant ist. Der leichte Anstieg mit der Kollisionsenergie beim Korrelator C_m ist also im Wesentlichen auf den Anstieg der mittleren Transversalimpulse $\langle p_T \rangle_m$ zurückzuführen. In der Version relativ zu $\langle p_T \rangle_m$ erhält man ein einheitliches Bild im betrachteten Energiebereich: Die relativen Fluktuationen sind für pp-Kollisionen nicht signifikant von der Kollisionsenergie abhängig.

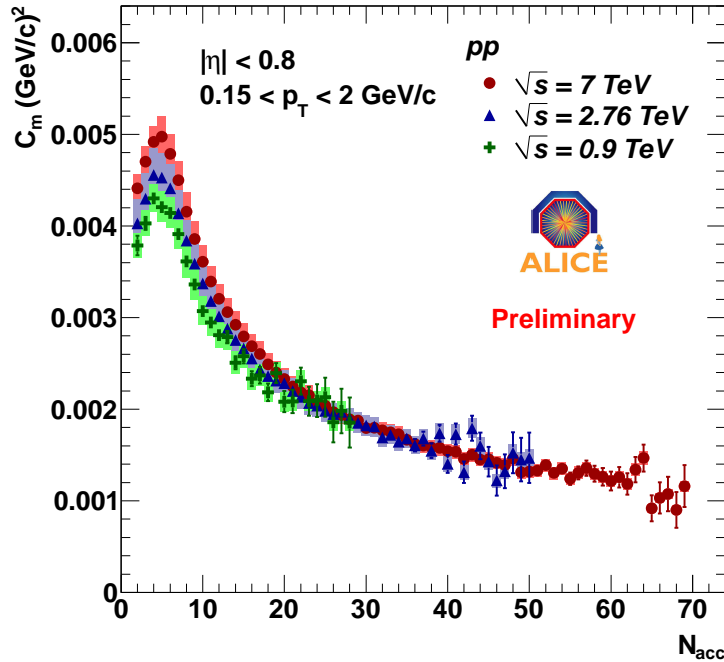


Abbildung 5.1.: Der Zwei-Teilchen-Korrelator C_m als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV.

5.1.2. Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen

Ebenfalls in Abb. 5.2 ist ein Vergleich mit zwei Monte-Carlo Simulationen gezeigt. Beide Simulationen wurden bei einer Energie von $\sqrt{s} = 7$ TeV gerechnet. Bei der einen Simulation handelt es sich um PYTHIA6, wobei der Perugia0-Tune [31] verwendet wird, die andere ist PHOJET [32], wofür keine unterschiedlichen Tunes zur Verfügung stehen. Für Multiplizitäten oberhalb von $N_{\text{acc}} \approx 7$ beschreibt PYTHIA die experimentellen Daten gut, wobei der Abfall mit steigendem N_{acc} etwas steiler ausfällt als in den Daten. Unterhalb von $N_{\text{acc}} \approx 7$ überschätzt PYTHIA die Daten deutlich. PHOJET beschreibt lediglich die Tendenz richtig, dass die Daten mit zunehmendem N_{acc} abfallen, trifft aber weder den Verlauf noch die Absolutwerte korrekt. Im Allgemeinen überschätzt PHOJET die Daten und lässt auf Grund einiger Knickstrukturen in den Ergebnissen vermuten, die weder von den Daten noch von PYTHIA bestätigt werden.

5.2. Pb–Pb-Kollisionen

5.2.1. Experimentelle Daten von ALICE

Prinzipiell sind die Beobachtungen für Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV ähnlich denen für pp-Kollisionen. Wie in Abb. 5.3 in der Darstellung relativ zum mittleren Transversalimpuls gezeigt wird, sind auch hier nicht-statistische Fluktuationen vorhanden. Sie ergeben im Mittel ebenfalls stets positive Werte für den Korrelator und fallen mit zunehmender Multiplizität ab. Auf Grund des hohen Multiplizitäts-Bereiches, der durch die Pb–Pb-Daten abgedeckt wird, sowie des resultierenden Bereiches in den relativen Fluk-

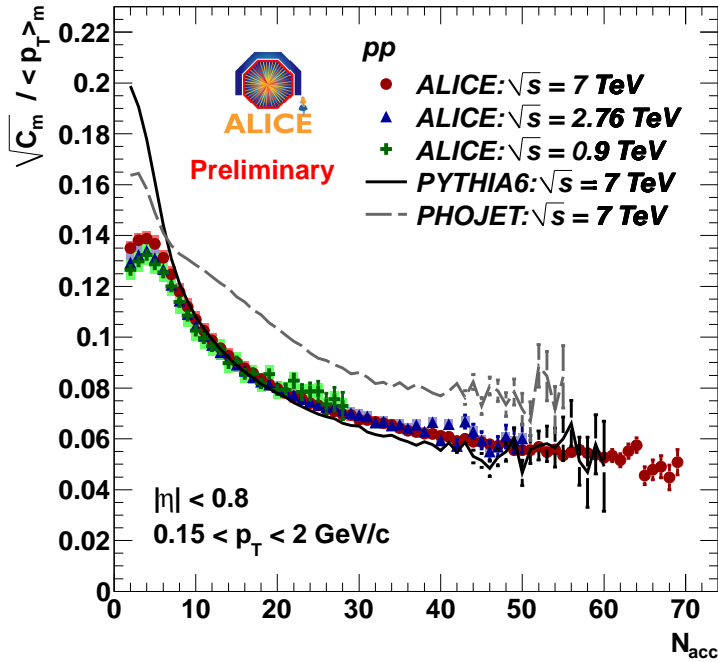


Abbildung 5.2.: Relative Fluktuationen $\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV. Als Vergleich sind die Ergebnisse der MC Simulationen PYTHIA6 (Perugia0-Tune, durchgezogene Linie) und PHOJET (gestrichelte Linie) bei $\sqrt{s} = 7$ TeV mit eingezeichnet.

tuationen, wird hier eine doppel-logarithmische Darstellung gewählt. Es fällt auf, dass die Daten im peripheren bis halb-zentralen Bereich durch eine Gerade beschrieben werden könnten, hier also einem Potenzgesetz folgen. Für zentrale Kollisionen – also hohe N_{acc} – scheinen die Daten jedoch steiler abzufallen. Auf diese Beobachtungen wird im Abschnitt 5.3 noch einmal näher eingegangen.

5.2.2. Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen

Auch die Pb–Pb-Daten werden mit einer Monte-Carlo Simulation verglichen, wobei hier HIJING [33] verwendet wird. Dies baut auf PYTHIA auf und berechnet eine Schwerionenkollision als Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Stößen. Die Ergebnisse für HIJING bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV sind ebenfalls in Abb. 5.3 dargestellt. Auch mit HIJING erhält man nicht-statistische, positive Fluktuationen, die mit steigendem N_{acc} abnehmen. Allerdings beschreibt HIJING die experimentellen Daten nur bei sehr peripheren Stößen und fällt dann steiler ab, wobei es scheint, dass die HIJING-Werte über den kompletten Multiplizitäts-Bereich mit einer Gerade beschrieben werden könnten. HIJING beschreibt also weder das Potenzgesetz richtig, noch die verstärkte Abnahme der Fluktuationen bei zentralen Stößen. Für sehr zentrale Kollisionen nähern sich Daten und HIJING wieder an, was aber wohl lediglich der Tatsache geschuldet ist, dass die Daten im zentralen Bereich

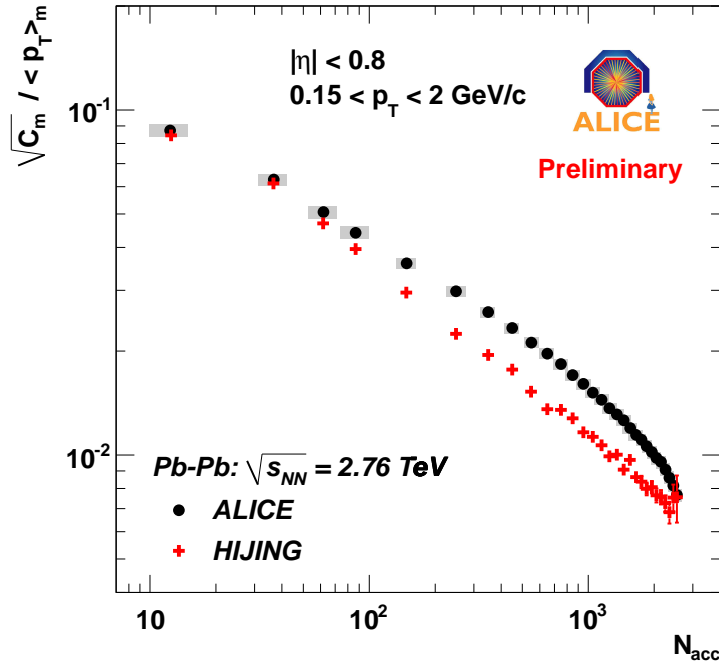


Abbildung 5.3.: Relative Fluktuationen $\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV zusammen mit den Ergebnissen der HIJING-Simulation bei derselben Energie.

stärker abfallen. Auch der Vergleich der Pb–Pb-Daten zu HIJING wird im Abschnitt 5.3 noch einmal aufgegriffen.

5.3. Vergleich von pp- und Pb–Pb-Kollisionen

Vergleicht man die Daten von pp- und Pb–Pb-Kollisionen direkt miteinander, so ergibt sich das in Abb. 5.4 gezeigte Bild. Es werden wieder die relativen Fluktuationen in doppellogarithmischer Darstellung gezeigt und man sieht jetzt, dass auch die pp-Daten über den größten Multiplizitäts-Bereich einem Potenzgesetz folgen. Hiervon ausgenommen sind die Daten bei kleinen N_{acc} , wo sich der Trend (wie in Abb. 5.2) umkehrt. Darüber hinaus liegen die Daten für pp- und Pb–Pb-Kollisionen im überlappenden Multiplizitätsbereich aufeinander und das von den pp-Daten beschriebene Potenzgesetz scheint demjenigen der peripheren Pb–Pb-Daten zu entsprechen. Fittet man ein Potenzgesetz

$$\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m = A \cdot N_{\text{acc}}^b \quad (5.1)$$

an die pp-Daten bei $\sqrt{s} = 2.76$ TeV (durchgezogene Linie in Abb. 5.5), so bestätigt sich diese Vermutung. Für den Fit werden ausschließlich die pp-Daten im Intervall $8 \leq N_{\text{acc}} \leq 40$ benutzt. Der Fit ergibt den Exponent

$$b_{\text{pp-data}} = -0.385 \pm 0.003 \text{ (stat.)} . \quad (5.2)$$

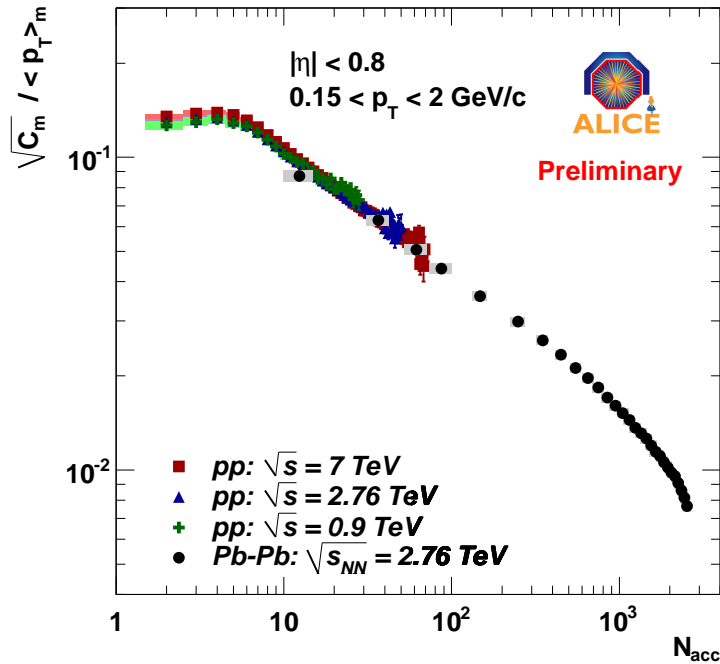


Abbildung 5.4.: Relative Fluktuationen $\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV sowie Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV.

Die Extrapolation zu höheren N_{acc} zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Pb–Pb-Daten bis hin zu einer Multiplizität von $N_{\text{acc}} \approx 600$, was einer Zentralität von etwa 30–40% entspricht. Für noch zentralere Stöße fallen die Werte der Pb–Pb-Daten steiler ab als die Extrapolation der pp-Daten. Im Bereich peripherärer Pb–Pb-Kollisionen und bei der betrachteten Energie von $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV werden die durch den Zwei-Teilchen-Korrelator beschriebenen Fluktuationen in der Darstellung relativ zum mittleren Transversalimpuls also durch die pp-Referenz beschrieben. Zusammen mit der Unabhängigkeit von der Kollisionsenergie in pp-Kollisionen im untersuchten Energie-Bereich ergibt sich hier ein sehr einheitliches Bild, das so nicht trivialerweise zu erwarten gewesen ist. Bei zentralen Stößen kommen jedoch Effekte zum Tragen, die in pp-Kollisionen nicht auftreten und zu einer zusätzlichen Reduzierung der Fluktuationen führen. Hier zeigt sich, dass die Beschreibung zentraler Schwerionenkollisionen durch eine Überlagerung von vielen Nukleon-Nukleon-Stößen nicht mehr ausreichend ist.

Fittet man die Daten der Monte-Carlo Simulation HIJING (gestrichelte Linie in Abb. 5.5), so kann man fast den kompletten Multiplizitätsbereich dafür verwenden ($25 \leq N_{\text{acc}} \leq 2600$). Lediglich der erste Punkt, der dem Intervall $2 \leq N_{\text{acc}} \leq 25$ entspricht, liegt etwas unter dem Fit, alle übrigen Punkte sind innerhalb ihrer Fehlergrenzen mit dem Fit vereinbar. Für den Exponenten erhält man

$$b_{\text{HIJING}} = -0.508 \pm 0.004 \text{ (stat.)} , \quad (5.3)$$

was konsistent mit einer Skalierung mit $-1/\sqrt{N_{\text{acc}}}$ ist. Ein solches Skalierungs-Verhalten wird für die einfache Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Stößen erwartet. Die experimen-

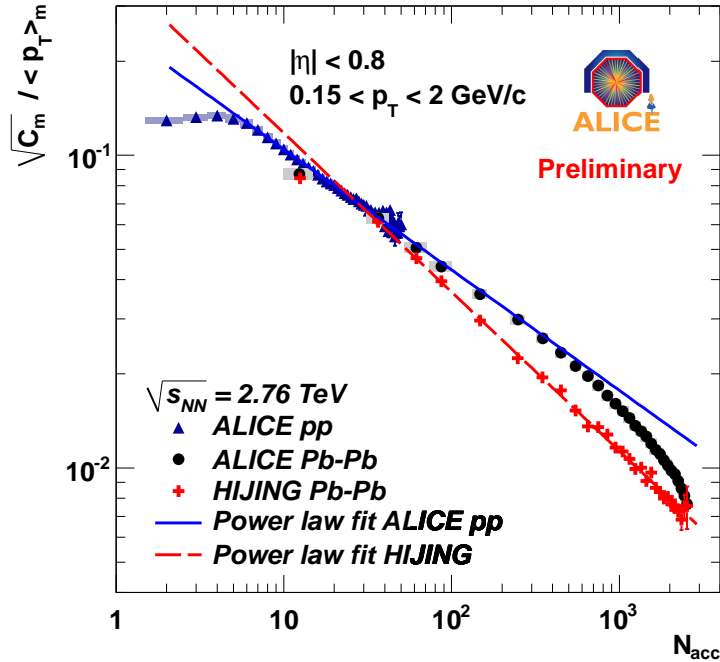


Abbildung 5.5.: Relative Fluktuationen $\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$ als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} für pp- und Pb–Pb-Kollisionen sowie für die HIJING-Simulation bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ TeV}$. Die durchgezogene Linie entspricht einem Potenzgesetz-Fit an die pp-Daten im Intervall $8 \leq N_{acc} \leq 40$ während die gestrichelte Linie einen Fit an die HIJING-Punkte im Intervall $25 \leq N_{acc} \leq 2600$ darstellt.

tellen Daten zeigen sowohl bei peripheren Pb–Pb- als auch bei pp-Kollisionen einen flacheren Verlauf. Das bedeutet, dass es Korrelationen zwischen Teilchen geben muss, die nicht aus einem einzelnen Wechselwirkungszentrum entstammen. Für Pb–Pb-Kollisionen kann das damit erklärt werden, dass Teilchen aus verschiedenen Nukleon-Nukleon-Stößen miteinander wechselwirken. Im Falle von pp-Kollisionen gibt es jedoch nur einen Nukleon-Nukleon-Stoß. Hier könnten *Multi-Parton Interactions* – also die Wechselwirkung mehrerer Partonen von jedem Nukleon – eine Rolle spielen. Bei zentralen Pb–Pb-Kollisionen ändert sich der Verlauf. Die Korrelationen fallen steiler ab als der Fit an die pp-Daten und für sehr zentrale Kollisionen sogar steiler als die bei HIJING beobachtete Skalierung mit $-1/\sqrt{N_{acc}}$. Es muss also Effekte geben, welche die Korrelationen bei zentralen Pb–Pb-Stößen unterdrücken. Eine Möglichkeit wäre eine einsetzende Thermalisierung des Systems, die dazu führen könnte, dass vorhandene Korrelationen aufgebrochen werden.

5.4. Vergleich mit Daten des STAR-Experimentes am RHIC

Die Kollaboration des STAR-Experimentes am RHIC hat ebenfalls Ergebnisse für den Zwei-Teilchen-Korrelator veröffentlicht [20]. Anstelle von Blei-Ionen (Pb) werden am RHIC Gold-Ionen (Au) verwendet, was jedoch keinen großen Unterschied machen sollte, da beide Ionen ähnlich große Ordnungs- (Z) und Massenzahlen (A) aufweisen (Pb: $Z = 82$, $A = 208$;

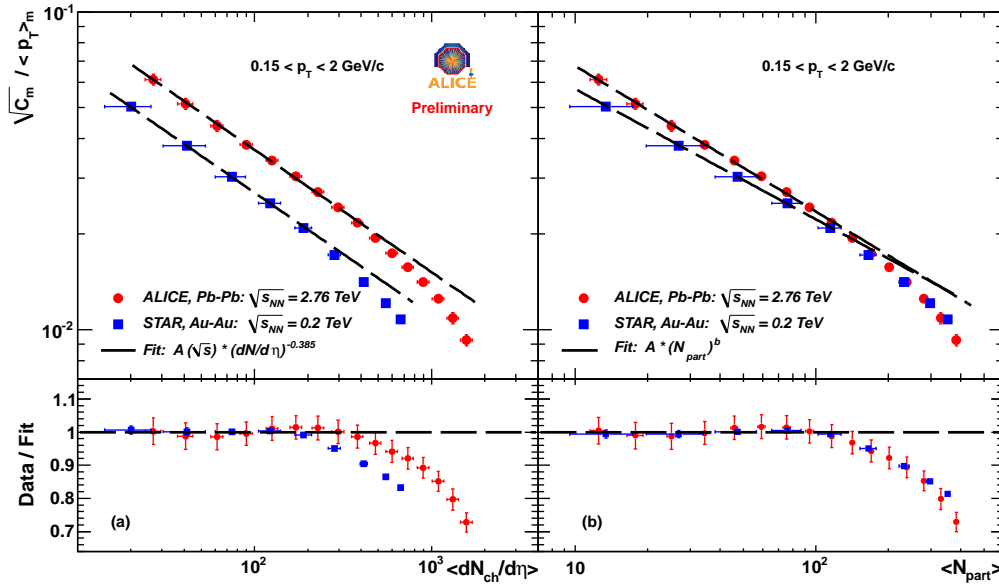


Abbildung 5.6.: Relative Fluktuationen $\sqrt{C_m}/\langle p_T \rangle_m$ als Funktion von $dN_{\text{ch}}/d\eta$ (a) und $\langle N_{\text{part}} \rangle$ (b) für Pb–Pb-Kollisionen gemessen von ALICE und Au–Au-Kollisionen gemessen von STAR. Die Fits werden im Text näher beschrieben. Das Verhältnis der Datenpunkte zu den Fits ist in den unteren Bildern dargestellt. Die Fehlerbalken auf den STAR-Daten enthalten statistische Fehler und systematische Unsicherheiten aus der Bestimmung von $dN_{\text{ch}}/d\eta$ oder $\langle N_{\text{part}} \rangle$ (nach [20]). Bei den ALICE-Daten sind die statistischen und systematischen Unsicherheiten hier im Fehlerbalken zusammengefasst (quadratisch addiert).

Au: $Z = 79$, $A = 197$). Hier werden nun die Pb–Pb-Daten des ALICE-Experimentes bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV mit den Au–Au-Daten des STAR-Experimentes bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 0.2$ TeV verglichen. Die am LHC pro Nukleon-Nukleon-Stoß verfügbare Energie ist also in etwa um den Faktor 14 größer als am RHIC.

Die Ergebnisse der STAR-Kollaboration liegen nicht als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} vor. Da diese Größe prinzipiell vom Experiment abhängig ist, eignet sie sich ohnehin nicht für Vergleiche der Ergebnisse von unterschiedlichen Experimenten. Stattdessen bietet sich die Anzahl der an der Kollision teilnehmenden Nukleonen $\langle N_{\text{part}} \rangle$ als Vergleichsgröße an, zumal die STAR-Daten als Funktion von $\langle N_{\text{part}} \rangle$ veröffentlicht sind. Näheres zur Bestimmung der $\langle N_{\text{part}} \rangle$ -Werte für die ALICE-Daten findet sich in Kapitel 4.2. Dort wird auch die Umrechnung der ALICE-Daten in die Multiplizitäts-Dichte geladener Teilchen $dN_{\text{ch}}/d\eta$ beschrieben. Diese Größe ist in erster Näherung durch einen einfachen Faktor mit der Anzahl an geladenen Teilchen N_{ch} verknüpft, welche sich wiederum in guter Näherung nur durch einen Faktor von der Anzahl akzeptierter Teilchen N_{acc} unterscheidet. Die Ergebnisse sollten also als Funktion von $dN_{\text{ch}}/d\eta$ ein ähnliches Bild ergeben wie als Funktion von N_{acc} . Die STAR-Daten sind nicht als Funktion von $dN_{\text{ch}}/d\eta$ publiziert. Sie liegen aber in den Darstellungen $C_m \cdot dN_{\text{ch}}/d\eta$ und C_m vor, womit man die Werte für $dN_{\text{ch}}/d\eta$ bestimmen kann.

Betrachten wir nun zunächst die Ergebnisse als Funktion von $dN_{\text{ch}}/d\eta$. Die Tatsache, dass N_{acc} und $dN_{\text{ch}}/d\eta$ im Wesentlichen durch einen einfachen Faktor verknüpft sind, führt auch dazu, dass die peripheren ALICE-Punkte mit einem Potenzgesetz beschrieben werden können, das den gleichen Exponenten $b_{\text{pp-data}}$ hat, wie er bereits mit einem Fit an die pp-Daten bestimmt worden ist (siehe Abschnitt 5.3). Lediglich den Faktor A aus Gl. 5.1 muss man für den neuen Fit als freien Parameter verwenden. Wie in Abb. 5.6 (a) zu sehen ist, liegen die Datenpunkte von STAR niedriger als die ALICE-Punkte, aber der Verlauf ist sehr ähnlich. Es zeigt sich, dass auch die peripheren STAR-Daten mit einem entsprechenden Fit ($b = b_{\text{pp-data}}$, A frei) gut beschrieben werden können. Der Exponent ist also nicht nur bei verschiedenen Energien und Kollisionssystemen im ALICE-Experiment, sondern auch für Au–Au-Kollisionen des STAR-Experimentes bei einer deutlich niedrigeren Energie derselbe. Im unteren Teil von Abb. 5.6 (a) ist das Verhältnis der Datenpunkte zu den jeweiligen Fits dargestellt. Sowohl die gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den Fits bei peripheren Kollisionen als auch die zusätzliche Reduktion – und damit Abweichung von den Fits nach unten – im zentralen Bereich sind hier gut zu sehen. Die Abweichung vom Fit findet bei STAR jedoch schon bei kleineren $dN_{\text{ch}}/d\eta$ statt, wobei auch die maximalen Werte für $dN_{\text{ch}}/d\eta$ bei STAR um etwa den Faktor zwei kleiner sind als bei ALICE. Für das Abknicken von den Fits ist also nicht die Multiplizitätsdichte sondern eher die Zentralität einer Kollision die relevante Größe.

Es bietet sich deshalb an, die Daten auch als Funktion von $\langle N_{\text{part}} \rangle$ zu betrachten. Der Vorteil hierbei ist, dass $\langle N_{\text{part}} \rangle$ auf Grund der ähnlichen Größe der kollidierenden Systeme (Blei bzw. Gold) im Wesentlichen nur von der Zentralität eines Stoßes abhängt. Es ist also innerhalb dieser Definition in guter Näherung möglich, Ereignisse gleicher Zentralität miteinander zu vergleichen. Zu beachten ist hierbei, dass die Daten von STAR in Zentralitäts-Intervallen von 0–5% und 5–10%, von da an aber in 10%-Intervallen bis 70–80% vorliegen, wohingegen die ALICE-Daten über den kompletten Bereich von 0–5% bis 75–80% in 5%-Intervallen dargestellt werden (siehe Abb. 5.6 (b)). Es zeigt sich, dass die Daten als Funktion von $\langle N_{\text{part}} \rangle$ wesentlich näher beieinander liegen denn als Funktion von $dN_{\text{ch}}/d\eta$. Im Rahmen der systematischen Unsicherheiten der STAR-Daten in Bezug auf die Berechnung von $\langle N_{\text{part}} \rangle$ sind die Daten sogar miteinander vereinbar. Die Beziehung von $\langle N_{\text{part}} \rangle$ und $dN_{\text{ch}}/d\eta$ zueinander folgt bei ALICE und STAR fast dem gleichen Verlauf, wenn man von einem Faktor ≈ 2 absieht (siehe auch [36]). Deshalb sollten die peripheren Daten beider Experimente auch in der $\langle N_{\text{part}} \rangle$ -Darstellung durch den ALICE-pp-Fit beschrieben werden können, wenn man ihn nach Gl. 4.5 umrechnet. Man erhält dabei für den Exponenten

$$b_{N_{\text{part}}} = -0.458 \pm 0.010 \text{ (stat.)} , \quad (5.4)$$

was auch gut zu den ALICE-Daten passt. Die STAR-Daten zeigen einen etwas flacheren Verlauf. Es ist nicht möglich, auch sie durch einen Fit mit dem gleichen Exponenten zu beschreiben; für einen Potenzgesetz-Fit muss man beide Parameter von Gl. 5.1 frei lassen. Für den Exponenten ergibt sich dann

$$b_{N_{\text{part-star}}} = -0.410 \pm 0.050 \text{ (stat.)} . \quad (5.5)$$

Allerdings verwenden die beiden Experimente verschiedene Glauber-Rechnungen für die Bestimmung der $\langle N_{\text{part}} \rangle$ -Werte. Dies könnte dazu führen, dass die Daten-Punkte nicht genau aufeinanderliegen und die STAR-Daten insgesamt etwas flacher abfallen. Die ALICE-Daten liegen am oberen Rand der systematischen Unsicherheiten der STAR- $\langle N_{\text{part}} \rangle$ -Daten.

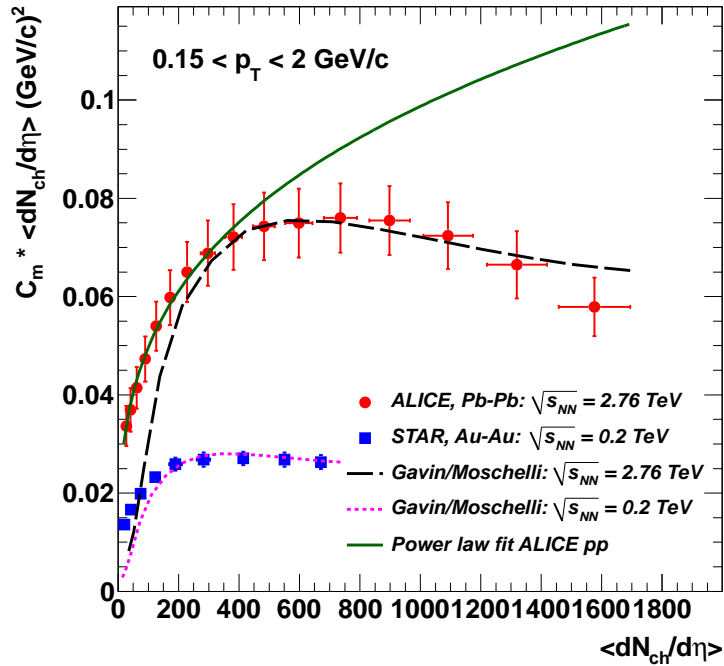


Abbildung 5.7.: Der Zwei-Teilchen-Korrelator multipliziert mit der Multiplizitäts-Dichte geladener Teilchen $C_m \cdot dN_{ch}/d\eta$ als Funktion von $dN_{ch}/d\eta$ für Pb-Pb-Kollisionen gemessen von ALICE und Au-Au-Kollisionen gemessen von STAR. Als Vergleich werden theoretische Rechnungen von Gavin und Moschelli für beide Energien sowie der ALICE-pp-Fit bei $\sqrt{s} = 2.76$ TeV gezeigt. Die Fehlerbalken auf den STAR-Daten enthalten statistische Fehler und systematische Unsicherheiten aus der Bestimmung von $dN_{ch}/d\eta$ (nach [20]). Bei den ALICE-Daten sind die statistischen und systematischen Unsicherheiten hier im Fehlerbalken zusammengefasst (quadratisch addiert).

Deshalb könnten auch die STAR-Daten mit dem gleichen Fit beschrieben werden wie die ALICE-Daten. Im unteren Teil von Abb. 5.6 (b) ist wieder das Verhältnis von den Daten zu den Fits aufgetragen. In dieser Darstellung beginnt das Abknicken relativ zu den Fits an der gleichen Stelle. Dieser Effekt scheint also ausschließlich davon abzuhängen, wie zentral die Stöße sind, und unabhängig von der Kollisionsenergie zu sein. Allerdings ist die zusätzliche Reduzierung gegenüber des pp-Fits bei den sehr zentralen Pb-Pb-Daten von ALICE stärker ausgeprägt als bei den Au-Au-Daten von STAR. Dies könnte mit der größeren Kollisionsenergie zusammenhängen, die ihrerseits eine größere Energiedichte in der Kollision und dadurch einen etwas höheren Grad an Thermalisierung erzeugen könnte.

5.5. Vergleich mit einer theoretischen Rechnung

Zum Abschluss werden die Ergebnisse beider Experimente mit einer theoretischen Rechnung von Gavin und Moschelli verglichen [38]. Als Grundlage verwenden sie sogenannte Glasma-Fluss-Röhren, von denen die Teilchenproduktion ausgeht. Das System wird insge-

samt als thermalisiert angenommen, sodass die Teilchen ein globales Verhalten zeigen. Des weiteren wird angenommen, dass es sich bei allen Teilchen um Pionen handelt. Da beide Experimente aber nicht identifizierte, geladene Teilchen messen, kann es hierbei zu einer Differenz in den Ergebnissen kommen. Für RHIC-Energien wird diese als vernachlässigbar angenommen, was bei LHC-Energien aber nicht mehr gut funktioniert. Deshalb werden die theoretischen Ergebnisse hier hinsichtlich der Teilchen-Verhältnisse korrigiert. In einer ersten Version sind dafür von niedrigeren Energien extrapolierte Werte genommen worden; die hier gezeigten Ergebnisse sind aber mit Hilfe der von ALICE gemessenen Werte erstellt und deshalb besser mit den experimentellen Daten vergleichbar.

Die Rechnung liegt in der Darstellung des Korrelators multipliziert mit der Multiplizitäts-Dichte geladener Teilchen $C_m \cdot dN_{\text{ch}}/d\eta$ als Funktion von $dN_{\text{ch}}/d\eta$ vor, die auch in Abb. 5.7 gezeigt wird. Sowohl für ALICE Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV als auch für STAR Au–Au-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 0.2$ TeV zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Theorie mit den gemessenen Daten für zentrale Ereignisse ab einer Zentralität von etwa 40%. Für periphere Kollisionen werden die experimentellen Daten durch die theoretischen Kurven deutlich unterschätzt. In diesem Bereich sollte die Annahme von Thermalisierung allerdings auch nicht mehr zutreffen, was den Unterschied begründen kann. Betrachtet man als Vergleich den Fit an die pp-Daten von ALICE (ebenfalls in Abb. 5.7), so zeigt sich, dass dieser ab etwa derselben Zentralität die Pb–Pb-Daten nicht mehr beschreiben kann, ab der die theoretische Berechnung eine gute Beschreibung liefert. In diesem Zentralitätsbereich von ungefähr 40% ändert sich also die Physik des kollidierenden Systems derart, dass eine einfache Extrapolation von pp-Kollisionen aus nicht mehr als Beschreibung ausreicht. Ein Modell, welches Thermalisierung annimmt, liefert hingegen eine gute Beschreibung. Für sehr zentrale Kollisionen fallen die Pb–Pb-Daten von ALICE allerdings noch etwas steiler ab als das Modell. Dieser Effekt ist bei den Au–Au-Daten von STAR nicht zu beobachten.

5.6. Die Verteilung des Korrelators für einzelne Ereignisse

Die bisher präsentierten Ergebnisse stellen Mittelwerte für den Zwei-Teilchen-Korrelator jeweils für ein Multiplizitäts- oder Zentralitäts-Intervall dar. Diese Mittelwerte ergeben sich aus Berechnungen des Korrelators c_k für jedes einzelne Ereignis k . Abbildung 5.8 zeigt die Verteilung des Korrelators c_k für die Pb–Pb-Daten (links) und eine zweite Version, bei der c_k für jedes Ereignis durch die Anzahl an Teilchenpaaren N_k^{pairs} in diesem Ereignis geteilt wird (rechts). Beide Verteilungen zeigen ein scharfes Maximum um $c_k = 0$. Man kann den Bereich unmittelbar um das Maximum vergrößern und stellt dabei fest, dass dieser nicht genau bei Null sondern bei einem kleinen negativen Wert liegt. Die Mittelwerte für den Korrelator C_m sind allerdings stets positiv. Der Grund hierfür liegt in der stark asymmetrischen Verteilung von c_k . Auf der negativen Seite fällt sie von Null kommend zunächst flacher ab als auf der positiven Seite. Im Bereich um $c_k \approx -200$ fällt sie dann jedoch sehr steil ab. Unterhalb von $c_k = -250$ sind keine Einträge mehr zu finden. Im Gegensatz dazu geht die Verteilung auf der positiven Seite in einen sehr flachen Abfall über, der auch noch über den hier betrachteten Bereich hinausgeht.

In der auf N_k^{pairs} normierten Version (Abb. 5.8, rechts) folgt die Verteilung einem sehr ähnlichen Verlauf. Auch hier befindet sich ein scharfes Maximum um $c_k/N_k^{\text{pairs}} = 0$ mit einer asymmetrischen Verteilung. Im Gegensatz zur Verteilung von c_k fällt sie hier aber auf der kompletten negativen Seite steiler ab als auf der positiven Seite. Auf der negativen

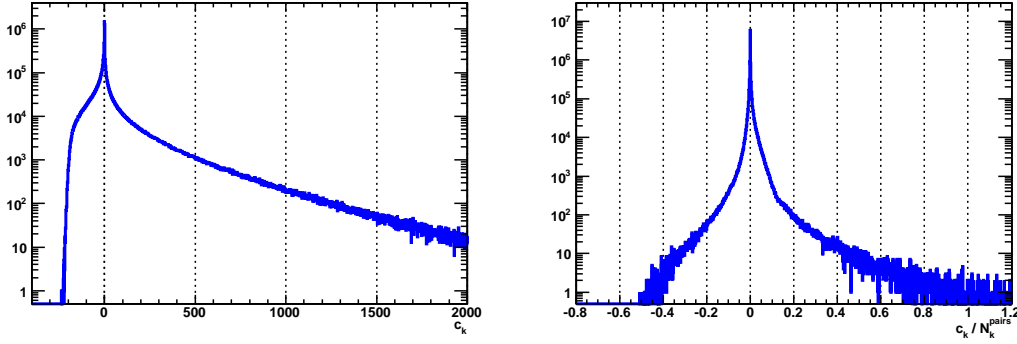


Abbildung 5.8.: Die Verteilung des Korrelators c_k für einzelne Ereignisse (links) sowie dieselbe Größe normiert auf die jeweilige Anzahl an Teilchenpaaren N_k^{pairs} (rechts) für Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV.

Seite befinden sich keine Einträge unterhalb von $c_k/N_k^{\text{pairs}} = -0.6$, während die Verteilung zur positiven Seite hin über den hier gezeigten Bereich hinausgeht.

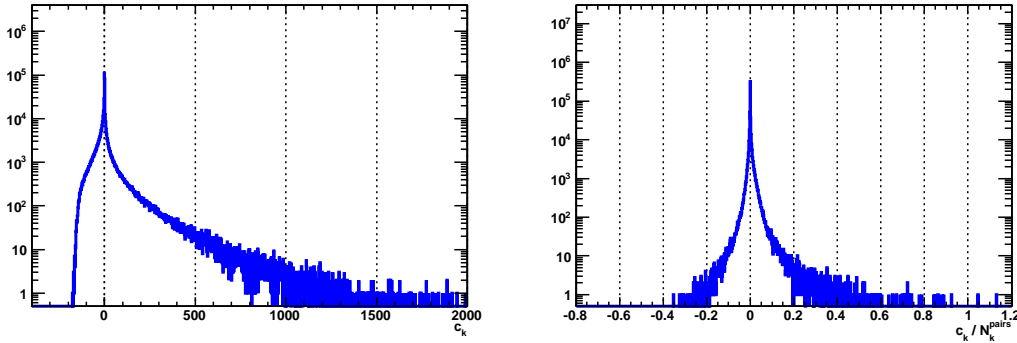


Abbildung 5.9.: Die Verteilung des Korrelators c_k für einzelne Ereignisse (links) sowie dieselbe Größe normiert auf die jeweilige Anzahl an Teilchenpaaren N_k^{pairs} (rechts) für die HIJING-Simulation bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV.

Der Grund für die Asymmetrie der Verteilungen ist im p_T -Spektrum (Abb. 4.1, oben) und in der Definition des Korrelators zu finden. Das p_T -Spektrum zeigt ein Maximum bei kleinen p_T und fällt zu größeren p_T hin deutlich ab. In der Analyse wird ein Bereich von $0.15 \leq p_T \leq 2$ GeV/c berücksichtigt. Die mittleren Transversalimpulse liegen für Pb–Pb-Daten im Bereich von $\langle p_T \rangle_m \approx 0.5\text{--}0.65$ GeV/c. In die Berechnung des Korrelators fließen die Differenzen $(\Delta p_T) = (p_T - \langle p_T \rangle_m)$ der Transversalimpulse jedes Teilchens zu den Mittelwerten ein. Für die Korrelation eines einzelnen Teilchenpaares erhält man einen negativen Wert, wenn für ein Teilchen $p_T < \langle p_T \rangle_m$ und für das andere $p_T > \langle p_T \rangle_m$ gilt. Ansonsten erhält man einen positiven Wert für die Korrelation¹. Die Asymmetrie der Verteilungen wird an einem Beispiel deutlich: Nimmt man einen mittleren Transversalimpuls von $\langle p_T \rangle_m = 0.6$ GeV/c an, so beträgt die maximale Differenz zu kleineren Transversalimpulsen

¹Wenn für eines oder beide Teilchen exakt $p_T = \langle p_T \rangle_m$ gilt, erhält man $c_k = 0$.

$(\Delta p_T)^- = 0.45 \text{ GeV}/c$. Zu größeren p_T ist die maximale Differenz $(\Delta p_T)^+ = 1.4 \text{ GeV}/c$. Damit ergeben sich für die Korrelation eines einzelnen Teilchenpaares folgende möglichen Bereiche:

$$\begin{aligned} \text{Negative Werte: } & 0 > (\Delta p_T)^- \cdot (\Delta p_T)^+ \geq -0.63 \text{ (GeV}/c)^2 \\ \text{Positive Werte: } & 0 < (\Delta p_T)^+ \cdot (\Delta p_T)^+ \leq +1.96 \text{ (GeV}/c)^2 \end{aligned} \quad (5.6)$$

Bei Ereignissen mit mehr als zwei gemessenen Teilchen und damit mehreren Teilchenpaaren erhält man für den Korrelator c_k eine Überlagerung von verschiedenen Werten für die einzelnen Teilchenpaare. Dabei können die positiven Werte betragsmäßig größere Werte annehmen als die negativen, was auch zu größeren Werten für c_k führen kann und damit die Asymmetrie der Verteilungen erklärt.

Abbildung 5.9 zeigt die gleichen Verteilungen für die HIJING-Simulation. Der Verlauf beider Verteilungen entspricht im Wesentlichen dem der Pb–Pb-Daten. Es scheint allerdings, dass insbesondere die Verteilung von c_k auf der negativen Seite etwas steiler abfällt als bei den Daten, welche eine Art „Schulter“ im Bereich um $c_k \approx 100$ aufweisen. Dies ist bei der HIJING-Simulation deutlich weniger ausgeprägt, wobei hier auch die zur Verfügung stehende Statistik deutlich kleiner ist.

Es ist geplant, diese Untersuchungen weiter fortzuführen. Dabei könnte man die Verteilungen für Pb–Pb-Daten und HIJING auf die gleiche Anzahl an Ereignissen normieren und sie so direkt miteinander vergleichen. Außerdem können diese Verteilungen auch als Funktion der Multiplizität oder Zentralität analysiert werden. Auch für pp-Kollisionen und die entsprechenden MC-Simulationen PYTHIA und PHOJET kann eine Untersuchung dieser Verteilungen interessant sein. Möglicherweise erhält man dadurch weitere Anhaltspunkte, warum die verschiedenen Simulationen unterschiedliche Ergebnisse liefern.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit werden Daten analysiert, die mit dem ALICE-Experiment 2010 und 2011 am LHC gemessen worden sind. Dabei werden pp-Kollisionen bei Kollisionsenergien von $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV und Pb–Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV untersucht. Es wird eine event-by-event-Analyse der Fluktuationen des mittleren Transversalimpulses präsentiert, wobei mit dem Zwei-Teilchen-Korrelator eine Größe verwendet wird, die von statistischen Fluktuationen unabhängig ist. Erstmals werden für den Korrelator Ergebnisse für pp-Kollisionen als Funktion der Multiplizität gezeigt, was einen direkten Vergleich mit den Pb–Pb-Daten nicht nur in Bezug auf die Absolutwerte ermöglicht, sondern auch in Bezug auf die Multiplizitäts-Abhängigkeit.

Die große Spurendriftkammer (TPC) dient als wichtigster Detektor zur Spur-Rekonstruktion und Impulsbestimmung, aber auch zur Berechnung des Kollisionspunktes. Für letzteres wird zusätzlich das *Inner Tracking System* (ITS) verwendet. Um eine gleichförmige Akzeptanz zu gewährleisten, wird der betrachtete Pseudorapiditäts-Bereich auf $|\eta| \leq 0.8$ eingegrenzt. Es wird nur der Bereich „weicher“ Teilchenproduktion untersucht, weshalb nur Teilchen mit einem Transversalimpuls von $0.15 \leq p_{\text{T}} \leq 2$ GeV/c verwendet werden. Um eine gute Qualität der Daten zu erhalten, wird eine Reihe von Schnitten bei der Ereignis- und Spurauswahl angewendet.

Bei der untersuchten Observable handelt es sich um den Zwei-Teilchen-Korrelator, der den Mittelwert der Kovarianzen aller Teilchenpaare in einem Ereignis in Bezug auf den mittleren Transversalimpuls aller Ereignisse eines Intervalls angibt. Im Falle rein statistischer Fluktuationen ergäbe der Korrelator auf Grund seiner Konstruktion Null. Es werden aber in allen analysierten Datensätzen nicht-statistische Fluktuationen gefunden, die stets zu positiven Werten des Korrelators führen. Zunächst werden pp-Kollisionen bei Kollisionsenergien von $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ und 7 TeV als Funktion der akzeptierten Multiplizität N_{acc} untersucht. Es zeigt sich bei allen drei Energien, dass die Fluktuationen mit steigender Multiplizität abnehmen. Es wird ein leichter Anstieg der Fluktuationen mit der Kollisionsenergie festgestellt. Betrachtet man die Korrelationen relativ zu den mittleren Transversalimpulsen, so werden die Ergebnisse unabhängig von der Energie. Der Vergleich mit Monte-Carlo Simulationen zeigt eine gute Übereinstimmung mit PYTHIA6, allerdings deutliche Abweichungen bei PHOJET.

Pb–Pb-Kollisionen werden bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV analysiert. Auch hier findet man nicht-statistische Fluktuationen, die mit steigender Multiplizität abnehmen. Als Vergleich dient die Monte-Carlo Simulation HIJING, die den Verlauf der Daten aber nicht gut beschreibt. Besonders interessant ist der Vergleich von pp- und Pb–Pb-Daten. Im überlappenden Multiplizitäts-Bereich stimmen die Werte miteinander überein. In einer doppellogarithmischen Darstellung der relativen Fluktuationen zeigt sich, dass sowohl die pp- als auch die peripheren Pb–Pb-Daten sehr gut mit einem einfachen Potenzgesetz beschrieben werden können. Ein Fit an die pp-Daten ergibt dabei einen Exponenten $b_{\text{pp-data}} = -0.385 \pm 0.003$ (stat.). Dieser Fit beschreibt die Pb–Pb-Daten bis zu einer Zentralität von etwa 30–40%. Bei noch zentraleren Kollisionen weisen die Pb–Pb-Daten eine zusätzliche Reduktion auf. Die HIJING-Werte lassen sich über den kompletten Multiplizitäts-Bereich durch ein Potenzge-

setz beschreiben. Hier erhält man einen Exponenten von $b_{\text{HIJING}} = -0.508 \pm 0.004$ (stat.), was konsistent mit der Annahme einer Überlagerung unabhängiger Nukleon-Nukleon-Stöße ist. Der flachere Verlauf der experimentellen Daten zeigt, dass diese Annahme nicht gerechtfertigt ist. Offenbar gibt es Korrelationen zwischen Teilchen, die verschiedenen Kollisionszentren entstammen. Bei der Kollision von Schwerionen können diese Zentren mit Nukleon-Nukleon-Stößen identifiziert werden. Im Fall von pp-Kollisionen wären *Multi-Parton Interactions* eine mögliche Erklärung.

Außerdem werden die Pb–Pb-Daten von ALICE mit Au–Au-Daten bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 0.2$ TeV des STAR-Experimentes am RHIC verglichen. Betrachtet man die relativen Fluktuationen als Funktion der Multiplizitäts-Dichte geladener Teilchen $dN_{\text{ch}}/d\eta$, so werden die peripheren Au–Au-Daten ebenfalls gut durch ein Potenzgesetz mit dem Exponenten des ALICE-pp-Fits beschrieben. Die Absolutwerte sind allerdings kleiner als die der Pb–Pb-Daten, wobei hier auch berücksichtigt werden muss, dass die maximalen Multiplizitäts-Dichten in etwa um den Faktor zwei kleiner sind. Ein zweiter Vergleich als Funktion der an der Kollision teilnehmenden Nukleonen $\langle N_{\text{part}} \rangle$ zeigt im Rahmen der systematischen Unsicherheiten eine Übereinstimmung der Daten, wobei die Datenpunkte von STAR für periphere Ereignisse etwas unterhalb derjenigen von ALICE liegen und einen etwas flacheren Verlauf aufweisen. Dies kann aber mit unterschiedlichen Glauber-Rechnungen zur Bestimmung der $\langle N_{\text{part}} \rangle$ -Werte zusammenhängen.

Schließlich werden die Ergebnisse von ALICE und STAR mit einer theoretischen Berechnung verglichen, die eine Thermalisierung des Systems annimmt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung für zentrale Kollisionen bis zu einer Zentralität von etwa 40%, also in genau dem Bereich, der nicht mehr vom Fit der pp-Daten beschrieben werden kann.

Es wird ein erster Ansatz präsentiert, die dem Korrelator C_m als Funktion der Multiplizität zu Grunde liegenden Korrelatoren c_k jedes einzelnen Ereignisses zu untersuchen, wobei die Verteilung dieser Werte zunächst für Pb–Pb-Kollisionen analysiert wird. Interessant ist, dass das Maximum dieser Verteilung bei einem leicht negativen Wert liegt, obwohl die Mittelwerte letztlich immer positiv sind. Dies kann aber damit erklärt werden, dass die Verteilung sehr unsymmetrisch mit langen Ausläufern hin zu großen positiven Werten ist, während sie auf der negativen Seite steil abfällt. Ein Vergleich mit HIJING zeigt eine ähnliche Verteilung für c_k . Zukünftige Untersuchungen sollen klären, ob die Verteilungen tatsächlich miteinander übereinstimmen, oder ob es Differenzen gibt, die eventuell Aufschluss über die unterschiedlichen Ergebnisse für C_m geben können. Es ist geplant, den Korrelator c_k als Funktion der akzeptierten Multiplizität und der Zentralität zu untersuchen und diese Analysen auch für pp-Kollisionen durchzuführen.

Zunächst aber wird eine Überarbeitung der systematischen Unsicherheiten der vorliegenden Analyse angestrebt. Hier sollen einige zusätzliche Effekte mit berücksichtigt werden. Das sind zum Beispiel Unterschiede, die sich aus der Berechnung der Vertizes mit verschiedenen Methoden oder durch Variation des Schnittes auf die z -Position der Vertizes ergeben.

Darüber hinaus gibt es weitere Ideen, die Analyse des Zwei-Teilchen-Korrelators fortzuführen. Möglich sind beispielsweise die Betrachtung ausschließlich positiv oder negativ geladener Teilchenpaare oder solcher mit je einem positiv und einem negativ geladenen Teilchen. Auch eine Aufspaltung der Ergebnisse in Intervalle der Pseudorapidität η oder des Azimut-Winkels ϕ wäre denkbar. Diese Methoden könnten dabei helfen, Beiträge bekannter Phänomene – wie zum Beispiel Fluss oder Hanbury-Brown Twiss Effekt – zum Zwei-Teilchen-Korrelator zu untersuchen.

A. Anhang

A.1. Einheiten

Die in der Kern- und Teilchenphysik untersuchten Objekte besitzen zumeist sehr kleine Ausmaße. Ein Proton zum Beispiel hat einen Durchmesser von etwa 10^{-15} m und eine Masse von ungefähr 10^{-27} kg. Deshalb ist es üblich, andere Einheiten für die Beschreibung solcher Größen zu verwenden [3, 5]. In Bezug auf Längen benutzt man in der Regel Femtometer (auch „Fermi“ genannt), wobei gilt

$$1 \text{ fm} = 1 \cdot 10^{-15} \text{ m} . \quad (\text{A.1})$$

Für Energien wird das Elektronvolt verwendet. Es entspricht der Energie, die ein Teilchen erhält, welches genau eine Ladung von 1 e besitzt und eine Potenzialdifferenz von 1 V durchläuft. Damit ergibt sich für das Elektronvolt

$$1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \text{ V} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J} . \quad (\text{A.2})$$

Die typischerweise betrachteten Energien sind allerdings größer und liegen meist im Bereich von $\text{MeV} = 10^6 \text{ eV}$ oder $\text{GeV} = 10^9 \text{ eV}$. Mitterweile bewegt man sich sogar zum Teil im Bereich von $\text{TeV} = 10^{12} \text{ eV}$. Nach der Äquivalenz von Energie und Masse $E = mc^2$ wird die Masse in Einheiten von eV/c^2 beziehungsweise MeV/c^2 angegeben. Der Impuls, welcher der Multiplikation von Masse und Geschwindigkeit entspricht, wird demzufolge in MeV/c angegeben.

In der Literatur setzt man zum Teil die Planck-Konstante \hbar und die Lichtgeschwindigkeit c gleich eins. Damit können Energie, Masse und Impuls in MeV angegeben werden. Über die Beziehung

$$\hbar \cdot c = 197.327 \text{ MeV fm} , \quad (\text{A.3})$$

kann unter der Berücksichtigung von $\hbar = c = 1$ auch die Länge in MeV umgerechnet werden. In der vorliegenden Arbeit werden die Konstanten jedoch stets mitgeführt.

A.2. Kinematische Beschreibung von Schwerionenkollisionen

Für die Beschreibung von Schwerionenkollisionen werden einige kinematische Variablen benötigt [6, 8], die im Folgenden kurz eingeführt werden. Das Koordinatensystem wird üblicherweise so gewählt, dass die z -Achse entlang der Strahlachse verläuft. Die x - und die y -Achse spannen dann die Ebene senkrecht zur Strahlachse auf. Innerhalb dieser transversalen Ebene wird die Richtung eines Teilchens durch den Azimut-Winkel ϕ angegeben. Ein Raum-Zeit-Punkt wird durch einen Vierer-Vektor beschrieben mit den Komponenten

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, x, y, z) = (t, \vec{x}) . \quad (\text{A.4})$$

Dabei entspricht die Komponente x^0 der Zeit t , während die anderen drei Komponenten den Ort \vec{x} darstellen. Energie E und Impuls \vec{p} eines Teilchens werden im Vierer-Impuls (auch: Energie-Impuls-Vektor) zusammengefasst, der die Komponenten

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z\right) = \left(\frac{E}{c}, p_T, p_z\right) = \left(\frac{E}{c}, \vec{p}\right) \quad (\text{A.5})$$

enthält. Hierbei ist p_z der longitudinale Impuls entlang der Strahlachse und p_T der Transversalimpuls in der Ebene senkrecht zur Strahlachse. Seine Richtung ist durch den Winkel ϕ gegeben. Er ist definiert über

$$p_T = \sqrt{\vec{p}^2 - p_z^2} . \quad (\text{A.6})$$

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird in diesem Abschnitt im Folgenden $c = 1$ gesetzt. Weitere Informationen zur Verwendung der Einheiten sind in Anhang A.1 zusammengefasst.

Eine weitere wichtige Größe bei der kinematischen Beschreibung von Schwerionenkollisionen ist die Rapidity y . Sie ist abhängig von der Energie E und der Impulskomponente p_z eines Teilchens und wird berechnet über

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) . \quad (\text{A.7})$$

Man kann dies umformen zu

$$(a) \quad e^y = \sqrt{\frac{E + p_z}{E - p_z}} \quad \text{und} \quad (b) \quad e^{-y} = \sqrt{\frac{E - p_z}{E + p_z}} \quad (\text{A.8})$$

und erhält durch Addition dieser beiden Gleichungen und auflösen nach der Energie die Beziehung

$$E = m_T \cdot \cosh y . \quad (\text{A.9})$$

Subtrahiert man Gl. A.8 (a) und (b) voneinander, so ergibt sich der Impuls p_z in der Version

$$p_z = m_T \cdot \sinh y . \quad (\text{A.10})$$

In diesen beiden Beziehungen ist m_T die transversale Masse des Teilchens. Sie ist definiert über

$$m_T^2 = m_0^2 + p_T^2 , \quad (\text{A.11})$$

wobei m_0 die Ruhemasse des Teilchens darstellt. Man kann die Rapidity auch als Funktion der Geschwindigkeit $\beta = v/c$, also der Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit c , darstellen. Dazu formt man Gl. A.7 mit Hilfe der Beziehungen $E = \gamma m$ und $p_z = \gamma m \beta$ um zu

$$y = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) . \quad (\text{A.12})$$

Im nichtrelativistischen Fall mit $v \ll c$ und damit $\beta \ll 1$ entspricht die Rapidity näherungsweise der Geschwindigkeit β . Es handelt sich bei der Rapidity also um eine Größe,

welche indirekt die Geschwindigkeit eines Teilchens beschreibt. Sie hat aber gegenüber der Geschwindigkeit β den Vorteil, dass sie auch im relativistischen Fall einfach additiv ist. Rapiditäten lassen sich also sehr leicht von einem Bezugssystem in ein anderes umrechnen, wie zum Beispiel vom Laborsystem ins System des Massenzentrums. Dies kommt insbesondere bei *fixed target* Experimenten zum Tragen, wenn also einer der beiden Kollisionspartner vor der Kollision in Ruhe ist und sich die verschiedenen Bezugssysteme deshalb deutlich voneinander unterscheiden. Im Falle von *Collidern*, bei denen beide Kollisionspartner auf die gleiche Energie beschleunigt und aufeinandergeschossen werden, sind zumindest im Fall von gleichartigen Kollisionspartnern (also zum Beispiel zwei Protonen oder zwei Blei-Kernen) Laborsystem und das System des Massenzentrums gleich.

Ein Nachteil der Rapidität ist aber, dass man für ihre Bestimmung sowohl Energie als auch longitudinalen Impuls eines Teilchens messen muss. Man definiert deshalb noch eine weitere Variable, die Pseudorapidität

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right). \quad (\text{A.13})$$

Mit Hilfe des Winkels ϑ zwischen dem Impuls \vec{p} und dem longitudinalen Impuls p_z und durch die einfache Beziehung $\cos \vartheta = p_z/|\vec{p}|$ kann man dies umschreiben zu

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.14})$$

Man muss für die Bestimmung der Pseudorapidität also lediglich den Winkel messen, unter dem das Teilchen in Bezug zur Strahlachse auftritt. Vergleicht man Gl. A.13 mit der entsprechenden Gl. A.7 der Rapidität, so erkennt man, dass diese für große Impulse mit $|\vec{p}| \approx E/c$ annähernd gleich werden. Ein direkter Vergleich der Multiplizitäts-Dichten $dN/d\eta$ und dN/dy ergibt

$$\frac{dN}{d\eta} = \sqrt{1 - \frac{m_0^2}{m_T^2 \cosh^2 y}} \cdot \frac{dN}{dy}. \quad (\text{A.15})$$

Für große Rapiditäten sind beide Multiplizitäts-Dichten näherungsweise gleich. Im zentralen Rapiditäts-Bereich um $y \approx 0$ führt Gl. A.15 aber zu etwas kleineren Werten von $dN/d\eta$ im Vergleich zu dN/dy . Bei Experimenten mit sehr hohen Kollisionsenergien ist dN/dy in einem etwas weiteren Bereich um $y = 0$ flach. Dieses Plateau findet sich auch in der Darstellung von $dN/d\eta$, weist hier aber um $y = 0$ eine kleine Senke auf.

Literaturverzeichnis

- [1] AMSLER, C.: *Kern- und Teilchenphysik*. vdf Hochschulverl. AG an der ETH Zürich, 2007
- [2] BLECK-NEUHAUS, J.: *Elementare Teilchen*. Springer Berlin Heidelberg, 2010
- [3] GRIFFITHS, D.J.: *Introduction to elementary particles*. 2., rev. ed. Wiley-VCH, 2008
- [4] LOHRMANN, E.: *Hochenergiephysik*. 5., überarb. und erw. Aufl. Teubner, 2005
- [5] POVH, B. ; RITH, K. ; SCHOLZ, C. ; ZETSCHKE, F.: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. 8. Auflage. Springer Berlin Heidelberg, 2009
- [6] FLORKOWSKI, W.: *Phenomenology of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions*. World Scientific, 2010
- [7] SHURYAK, E.V.: *The QCD Vacuum, Hadrons and Superdense Matter*. 2. Edition. World Scientific, 2004
- [8] WONG, C.Y.: *Introduction to high-energy heavy ion collisions*. World Scientific, 1994
- [9] BRAUN-MUNZINGER, P. ; HEPPE, I. ; STACHEL, J.: Chemical Equilibration in Pb + Pb collisions at the SPS. In: *Phys.Lett.* B465 (1999), S. 15–20
- [10] TEANEY, D. ; LAURET, J. ; SHURYAK, E.V.: A Hydrodynamic Description of Heavy Ion Collisions at the SPS and RHIC. (2001). – arXiv:nucl-th/0110037v2
- [11] ADAMS, J. [u. a.]: Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration’s Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions. In: *Nucl.Phys.* A757 (2005), S. 102–183
- [12] ADCOX, K. [u. a.]: Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration. In: *Nucl.Phys.* A757 (2005), S. 184–283
- [13] EVANS, L. ; BRYANT, P.: LHC Machine. In: *JINST* 3 (2008), S. S08001
- [14] JEON, S. ; KOCH, V.: Event by event fluctuations. (2003). – Published in Quark-Gluon Plasma 3, eds. R.C. Hwa and X.N Wang, World Scientific
- [15] STEPANOV, M.A. ; RAJAGOPAL, K. ; SHURYAK, E.V.: Signatures of the tricritical point in QCD. In: *Phys.Rev.Lett.* 81 (1998), S. 4816–4819
- [16] STEPANOV, M.A. ; RAJAGOPAL, K. ; SHURYAK, E.V.: Event-by-event fluctuations in heavy ion collisions and the QCD critical point. In: *Phys.Rev.* D60 (1999), S. 114028
- [17] GAVIN, S.: Traces of thermalization from transverse momentum fluctuations in nuclear collisions. In: *Phys.Rev.Lett.* 92 (2004), S. 162301

-
- [18] APPELSHAUSER, H. [u. a.]: Event-by-event fluctuations of average transverse momentum in central Pb + Pb collisions at 158-GeV per nucleon. In: *Phys.Lett.* B459 (1999), S. 679–686
- [19] ADAMOVA, D. [u. a.]: Scale-dependence of transverse momentum correlations in Pb-Au collisions at 158A-GeV/c. In: *Nucl.Phys.* A811 (2008), S. 179–196
- [20] ADAMS, J. [u. a.]: Incident energy dependence of pt correlations at RHIC. In: *Phys.Rev.* C72 (2005), S. 044902
- [21] BRAUNE, K. [u. a.]: FLUCTUATIONS IN THE HADRONIC TEMPERATURE IN p p, p alpha AND alpha alpha COLLISIONS AT ISR ENERGIES. In: *Phys.Lett.* B123 (1983), S. 467
- [22] ACOSTA, D. [u. a.]: Soft and hard interactions in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1800$ -GeV and 630-GeV. In: *Phys.Rev.* D65 (2002), S. 072005
- [23] VOLOSHIN, S.A. ; KOCH, V. ; RITTER, H.G.: Event-by-event fluctuations in collective quantities. In: *Phys.Rev.* C60 (1999), S. 024901
- [24] AAMODT, K. [u. a.]: The ALICE experiment at the CERN LHC. In: *JINST* 3 (2008), S. S08002
- [25] AAD, G. [u. a.]: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. In: *JINST* 3 (2008), S. S08003
- [26] ADOLPHI, R. [u. a.]: The CMS Experiment at the CERN LHC. In: *JINST* 3 (2008), S. S08004
- [27] ALVES, A.A. [u. a.]: The LHCb Detector at the LHC. In: *JINST* 3 (2008), S. S08005
- [28] ADRIANI, O. [u. a.]: The LHCf Detector at the CERN Large Hadron Collider. In: *JINST* 3 (2008), S. S08006
- [29] ANELLI, G. [u. a.]: The TOTEM Experiment at the CERN Large Hadron Collider. In: *JINST* 3 (2008), S. S08007
- [30] ALME, J. ; ANDRES, Y. ; APPELSHAUSER, H. ; BABLOK, S. ; BIALAS, N. [u. a.]: The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A622 (2010), S. 316–367
- [31] SKANDS, P.Z.: Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes. In: *Phys.Rev.* D82 (2010), S. 074018
- [32] ENGEL, R. ; RANFT, J. ; ROESLER, S.: Hard diffraction in hadron hadron interactions and in photoproduction. In: *Phys.Rev.* D52 (1995), S. 1459–1468
- [33] DENG, W.T. ; WANG, X.N. ; XU, R.: Gluon shadowing and hadron production in heavy-ion collisions at LHC. In: *Phys.Lett.* B701 (2011), S. 133–136
- [34] TOIA, A. FOR THE ALICE COLLABORATION: Bulk Properties of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV measured by ALICE. (2011). – arXiv:nucl-ex/1107.1973

-
- [35] NAKAMURA, K. [u. a.]: Review of particle physics. In: *J.Phys.G* G37 (2010), S. 075021
- [36] AAMODT, K. [u. a.]: Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{sNN} = 2.76$ TeV. In: *Phys.Rev.Lett.* 106 (2011), S. 032301
- [37] AAMODT, K. [u. a.]: Transverse momentum spectra of charged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV with ALICE at the LHC. In: *Phys.Lett.* B693 (2010), S. 53–68
- [38] GAVIN, S. ; MOSCHELLI, G.: Fluctuation Probes of Early-Time Correlations in Nuclear Collisions. (2011). – arXiv:nucl-th/1107.3317v2

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Harald Appelshäuser für die Betreuung dieser Masterarbeit bedanken. Seine Erklärungen und die gemeinsamen Diskussionen waren immer sehr hilfreich.

Auch bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. Henner Büsching, der immer ein offenes Ohr für Fragen aller Art hatte.

Bei der gesamten Frankfurter Arbeitsgruppe und bei allen Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit, für die vielen Diskussionen und die Hilfe bei zahlreichen Problemen, aber auch für die freundliche Atmosphäre.

Meinen Bürokollegen Hans Beck und Pascal Dillenseger möchte ich für das gute Arbeitsklima danken.

Patrick Reichelt und Johannes Schwenk danke ich für ihre Korrekturen und Anmerkungen zu dieser Arbeit.

Michael Hauer und George Moschelli möchte ich für die anregenden Diskussionen danken.

Bei der gesamten ALICE-Kollaboration bedanke ich mich für die vielfältige Hilfe, die ich erfahren durfte.

Berit Körbitzer danke ich für die Zeit, die wir zusammen verbracht haben. Ich bedanke mich bei ihr auch für das Verständnis, das sie mir stets entgegengebracht hat, für das Vertrauen und für jede Hilfe, die ich von ihr erhalten habe.

Meinen Eltern danke ich für ihre Unterstützung in jeglicher Hinsicht.

Der Fachschaft Physik der Universität Frankfurt möchte ich für die vielen interessanten Projekte und für die schöne gemeinsame Zeit danken.

Bei der Studienstiftung des Deutschen Volkes bedanke ich mich für ihre Unterstützung meines Studiums.

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 31. Oktober 2011