

Ladungsfluktuationen  
in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen  
bei 30, 40, 80 und 160 AGeV

Diplomarbeit

vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
in Frankfurt am Main

von

Jacek Zaranek

Frankfurt am Main, Januar 2003

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Das Standardmodell . . . . .	1
1.2	Hadronische Materie und die starke Wechselwirkung . . . . .	3
1.3	Das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	5
1.3.1	Indizien für die Erzeugung von QGP . . . . .	6
1.3.2	Ladungsfluktuationen und die Motivation für die Diplomarbeit . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Ladungsfluktuationen</b>	<b>13</b>
2.1	Measures of charge fluctuations in nuclear collisions . . . . .	15
2.1.1	Introduction . . . . .	16
2.1.2	Measures $\tilde{D}$ and $\Delta\Phi_q$ . . . . .	17
2.1.3	Toy Models of Nuclear Collisions . . . . .	19
2.1.4	Summary and Conclusions . . . . .	26
2.1.5	Ein weiteres Modell: QGP + Resonanzen-Zerfall . . . . .	28
2.2	Experimentelle Resultate . . . . .	29
2.2.1	Das Experiment NA49 . . . . .	30
2.2.2	Verwendete Daten . . . . .	30
2.2.3	Datenanalyse und Fehlerrechnung . . . . .	34
2.2.4	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>47</b>

## Zusammenfassung

In Rahmen dieser Diplomarbeit sind Ladungsfluktuationen bei Kollisionen von Blei-Kernen bei den Energien 30, 40, 80 und 160 AGeV untersucht worden. Das Interesse an den Ladungsfluktuationen beruht darauf, dass sie einen Hinweis auf die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas liefern könnten.

Im ersten Teil der Arbeit werden mit Hilfe von einfachen Modellen zwei Variablen untersucht,  $\tilde{D}$  und  $\Delta\Phi_q$ , um die optimale Observable zur Messung der Ladungsfluktuationen zu finden. Im zweiten Teil werden experimentelle Resultate präsentiert, die aus den Daten des CERN-SPS-Experiments NA49 gewonnen wurden. Die gemessenen Ladungsfluktuationen entsprechen denen, die von einem Pionen-Gas erwartet werden, wenn die Pionen nur aufgrund der Ladungserhaltung korreliert sind. Es wird jedoch gezeigt, dass diese Resultate nicht der Annahme widersprechen, dass das Quark-Gluon-Plasma bei SPS-Energien gebildet wird.



# Kapitel 1

## Einleitung

Die uns umgebende Natur gehorcht gewissen Gesetzen. Sind sie dem Menschen bekannt, so befriedigt das nicht nur seine Neugier, sondern er kann sein Wissen auch dafür einsetzen, das Leben zu sichern und die Lebensqualität zu steigern. Deshalb versucht man schon seit langem, diese Naturgesetze zu erforschen und zu verstehen. Sehr erfolgreich hat sich hierbei der Ansatz erwiesen, Systeme in ihre Bestandteile zu zerlegen und deren Wechselwirkung zu untersuchen. Das dabei gewonnene Wissen wird vertieft, indem man in gleicher Weise die Bestandteile erforscht. Diese Vorgehensweise führt zwangsläufig dazu, dass immer einfachere Systeme untersucht werden. Alle Systeme auf ein Wechselspiel einer möglichst kleinen Anzahl von elementaren Teilchen zurückzuführen und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte als Formen einer einzigen Wechselwirkung zu begreifen, ist ein Hauptziel der Physik. Den heutigen Stand dieser Bemühungen gibt das Standardmodell der Teilchenphysik wieder.

### 1.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell ist ein Versuch, die elementaren Teilchen und ihre Wechselwirkungen zu beschreiben. Inwieweit dieses Modell mit der Wirklichkeit übereinstimmt, lässt sich nicht abschließend beurteilen. Es ist möglich, dass sich in der Zukunft herausstellen wird, dass dieses Modell unzulänglich, unvollständig oder falsch ist. Bis heute konnte es jedoch durch kein Experiment falsifiziert werden, vielmehr bestätigen die Experimente Vorhersagen, die aus diesem Modell abgeleitet wurden.

Das Standardmodell besagt, dass es zwei Arten von Teilchen gibt: die Fermionen und die Bosonen. Als Fermionen werden alle Teilchen bezeichnet, deren

Spin<sup>1</sup> halbzahlige Werte annimmt. Teilchen mit ganzzahligem Spin heißen Bosonen. Da der Spin eines zusammengesetzten Teilchens sich aus den Spins seiner Bestandteile und dem Bahndrehimpuls, der nur ganzzahlige Werte annehmen kann, zusammensetzt, sind Teilchen, die aus einer beliebigen Anzahl von Bosonen oder einer geraden Anzahl von Fermionen bestehen, gemäß der obigen Definition ebenfalls Bosonen. Unter den Bosonen haben die elementaren Bosonen, also die, die nicht zusammengesetzt sind, einen besonderen Stellenwert. Sie sind Feldquanten, die in der Quantenmechanik allen Kräften zugeordnet werden und durch deren Austausch die Teilchen miteinander wechselwirken. Diese Bosonen sind in der Tabelle 1.1 aufgeführt<sup>2</sup>.

<b>BOSONEN</b>		
Ladung [e]		
0	<i>Graviton</i> (0eV/c <sup>2</sup> )	Gravitation
±1	<i>W</i> <sup>+</sup> , <i>W</i> <sup>-</sup> (80.2GeV/c <sup>2</sup> )	schwache Wechselwirkung
0	<i>Z</i> (91.2GeV/c <sup>2</sup> )	
0	<i>Photon</i> (0eV/c <sup>2</sup> )	elektromagnetische Wechselwirkung
0	<i>Gluon</i> (0eV/c <sup>2</sup> )	starke Wechselwirkung

Tabelle 1.1: Elementare Bosonen sind die Feldquanten der Kräfte. In den Klammern sind ihre Massen angegeben.

Die elementaren Bausteine der Materie sind Fermionen, die in zwei Gruppen, in die Leptonen und die Quarks unterteilt werden. Es sind jeweils drei Familien der Quarks und der Leptonen bekannt.

<b>FERMIONEN</b>			
<b>Leptonen</b>			
Ladung [e]			
0	<i>ν<sub>e</sub></i> (< 3eV/c <sup>2</sup> )	<i>ν<sub>μ</sub></i> (< 0.19MeV/c <sup>2</sup> )	<i>ν<sub>τ</sub></i> (< 18.2MeV/c <sup>2</sup> )
-1	<i>e</i> (511keV/c <sup>2</sup> )	<i>μ</i> (105.7MeV/c <sup>2</sup> )	<i>τ</i> (1777MeV/c <sup>2</sup> )
<b>Quarks</b>			
+2/3	<i>Up</i> (5MeV/c <sup>2</sup> )	<i>Charm</i> (1.5GeV/c <sup>2</sup> )	<i>Top</i> (180GeV/c <sup>2</sup> )
-1/3	<i>Down</i> (8MeV/c <sup>2</sup> )	<i>Strange</i> (160MeV/c <sup>2</sup> )	<i>Bottom</i> (4.25GeV/c <sup>2</sup> )

Tabelle 1.2: Die Fermionen können in die drei Familien der Leptonen und die drei Familien der Quarks aufgeteilt werden. In Klammern sind die Massen der Teilchen angegeben.

<sup>1</sup>Spin ist eine Eigenschaft der Teilchen, die als Eigendrehimpuls verstanden werden kann. Sie nimmt nur diskrete Werte an: 0, 0.5, 1... .

<sup>2</sup>1967 gelang es S. Weinberg die schwache und die elektromagnetische Kraft zu vereinigen [1].

In der obigen Tabelle ist nur die Hälfte der elementaren Fermionen aufgeführt. Die andere Hälfte bilden die sogenannten Antiteilchen. Dabei handelt es sich um folgendes:

Laut dem Standardmodell findet man nämlich zu jedem Teilchen ein Teilchen, das dieselbe Masse hat, jedoch die entgegengesetzte Ladung und das entgegengesetzte magnetische Moment aufweist. Diese Ähnlichkeit wird dadurch zum Ausdruck gebracht, dass man eines der Teilchen als Antiteilchen des anderen bezeichnet. Elektrisch neutrale Teilchen, die kein magnetisches Moment haben, also z.B. das Graviton, das  $Z$ -Boson, das Photon und das Gluon, sind ihre eigenen Antiteilchen. Aus diesem Grund ist die Tabelle 1.1 vollständig.

Unter allen oben aufgeführten Teilchen gibt es nun zwei, die nie einzeln, als freie Teilchen beobachtet worden sind: Es sind die Quarks und die Gluonen (die Feldquanten der starken Wechselwirkung). Die Annahme ihrer Existenz geht auf die Untersuchung der inneren Struktur der sogenannten Hadronen zurück. Der Hadronen-Aufbau sowie die Wechselwirkung, die zu dem Einschluss der Quarks und Gluonen in den Hadronen führt, werden im nächsten Abschnitt beschrieben.

## 1.2 Hadronische Materie und die starke Wechselwirkung

In dem statistischen Quarkmodell von Gell-Mann [2] und Zweig [3] werden Hadronen als eine Zusammensetzung aus Quarks und Antiquarks beschrieben. Man unterscheidet hierbei zwei Arten von Hadronen: die Baryonen (Antibaryonen) und die Mesonen. Baryonen (Antibaryonen) werden als Anordnungen von drei Quarks (Antiquarks) interpretiert. Die Mesonen können als Quark-Antiquark-Paare betrachtet werden. Die leichtesten und langlebigsten Mesonen sind die Pionen (deren mittlere Lebensdauer ( $\tau$ ) beträgt:  $\tau(\pi^\pm) = 2.6 \cdot 10^{-8} s$ ,  $\tau(\pi^0) = 8.4 \cdot 10^{-17} s$ ) und die Kaonen ( $\tau(K^\pm) = 1.24 \cdot 10^{-8} s$ ,  $\tau(K_S^0) = 8.94 \cdot 10^{-9} s$ ,  $\tau(K_L^0) = 5.17 \cdot 10^{-8} s$ ). Die leichtesten und die langlebigsten Baryonen sind die Protonen und Neutronen (die mittlere Lebensdauer eines Neutrons beträgt  $886.7 s$ , die der Protonen ist länger als  $10^{31} Jahre$ ).

Die innere Struktur der Protonen und Neutronen wird auch in dem Parton-Modell, das auf die Arbeiten von Feynman [4] zurückgeht, beschrieben. Diesem Modell liegen die Ergebnisse der inelastischen Lepton-Nukleon-Streuung sowie der Elektron-Positron-Vernichtung zu Grunde, die darauf hindeuten, dass Nukleonen aus punktförmigen Bestandteilen mit Spin- $\frac{1}{2}$  bestehen, deren elektrische

Ladung drittelzahlig ist und die in drei Zuständen vorkommen. Diese Objekte werden mit den Quarks aus dem Modell von Gell-Mann und Zweig identifiziert. Die Experimente zeigen jedoch, dass Protonen und Neutronen nicht nur aus drei Quarks bestehen. Die Hälfte des Nukleonen-Impulses fällt elektrisch neutralen Teilchen mit Spin-1 zu, der Rest sind Quarks und Antiquarks, wobei die Anzahl der Quarks um drei größer als die der Antiquarks ist. Das Parton-Modell deutet diese Befunde folgendermaßen:

Ein Nukleon besteht aus drei Quarks, den sogenannten constituents-Quarks. Sie unterliegen der starken Wechselwirkung, die durch Gluonen übermittelt wird. Die neutralen Bosonen, die in den oben erwähnten Experimenten gefunden wurden, sind diese Gluonen. Sie können mit gewisser Wahrscheinlichkeit Quark-Antiquark-Paare bilden, deshalb findet man im Experiment mehr als nur drei Quarks.

Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Als Ladung der starken Kraft führt die QCD die Farbladung ein, welche von den Quarks getragen wird. Die Farbladung tritt in folgenden sechs Formen auf: drei Farben (*rot, grün, blau*) und drei Antifarben (*antirod, anti-grün, antiblau*). Die drei Farben entsprechen den drei Zuständen eines Quarks, die im Experimenten beobachtet wurden. Gluonen, die Feldquanten der starken Wechselwirkung, tragen selbst auch eine Farbe-Antifarbe-Kombination, weswegen sie nicht farbneutral<sup>3</sup> sind und damit ebenfalls der starken Kraft unterliegen. Bei der Anwendung der QCD zur Berechnung von Vorgängen bei Energien, die heutzutage experimentell zugänglich sind, wird man mit dem zur Zeit unüberwindbaren Problem konfrontiert, dass wegen der Selbstwechselwirkung des Farbfeldes sowie wegen der Stärke der Wechselwirkung bei den Berechnungen unendlich viele Terme berücksichtigt werden müssen. Die Vorhersagekraft dieser Theorie ist deshalb gering, sie dient jedoch als Anregung für die Deutung und Vorhersage vieler Phänomene der starken Kraft. Auch die Form des Potentials der starken Wechselwirkung ist von der QCD inspiriert. Sie wird oft in der folgenden Form angesetzt:

$$V_{stark}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_{stark}}{r} + kr, \quad \alpha_{stark} \approx 1, \quad k \approx 1 \text{ GeV}/fm.$$

Der erste Term dieses Potentials rührt vom Ein-Gluon-Austausch her und ist dominant bei kleinen Abständen  $r$ , der zweite Term trägt der Selbstwechselwirkung des Farbfeldes Rechnung und hat mit dem Einschluss farbgeladener

---

<sup>3</sup>Zwar könnte ein Gluon die Farbkombination  $\frac{r\bar{r}+g\bar{g}+b\bar{b}}{\sqrt{6}}$  tragen und damit farbneutral sein. Diese Kombination ist jedoch verboten, denn falls solche Gluonen existierten, wäre die Reichweite der starken Kraft unendlich, was ein Widerspruch zu den Beobachtungen wäre.

Teilchen in Hadronen zu tun. Bei dem Versuch, ein Quark oder Gluon aus einem Hadron zu separieren, steigt mit zunehmendem Abstand die Feldenergie  $kr$  soweit an, dass es energetisch günstiger wird, aus der Feldenergie ein neues Quark-Antiquark-Paar zu bilden. Diese beiden neuen Teilchen rekombinieren anschließend mit den schon vorhandenen Quarks zu zwei farbneutralen Hadronen. So versucht man sich heutzutage zu erklären, warum keine freien Quarks und Gluonen beobachtet werden können.

### 1.3 Das Quark-Gluon-Plasma

Obwohl aus den Überlegungen des vorherigen Kapitels folgt, dass Quarks nur in Hadronen eingeschlossen vorkommen können, versucht man einen neuen Materiezustand zu erzeugen, in welchem die Quarks und die Gluonen innerhalb eines ausgedehnten Volumens frei beweglich sind. Diesen Materiezustand nennt man Quark-Gluon-Plasma (QGP). Eine einfache, intuitive Idee, wie dieser Zustand gebildet werden könnte, ist, die Hadronendichte so stark zu erhöhen, dass der mittlere Abstand zwischen zwei Hadronen kleiner als ihre typische Abmessung ist. Die Grenzen der Hadronen würden dann überlappen, und die Quarks und Gluonen könnten sich innerhalb dieses Volumens frei bewegen. Die dafür notwendige Hadronendichte wird auf das 5- bis 10-fache der Grundzustandsdichte der Kernmaterie geschätzt. Die Hadronendichte kann erhöht werden, indem die Anzahl der Teilchen in einem konstant gehaltenen Volumen durch Teilchenproduktion vergrößert wird, was sich durch Erhöhung der Temperatur erreichen lässt. Mit Hilfe der QCD-Gitterrechnungen kann vorhergesagt werden, bei welcher Temperatur der Phasenübergang stattfindet [5]: Schätzungen zufolge passiert das bei 150 - 200 MeV. Ferner lässt sich die Hadronendichte auch dadurch erhöhen, dass man eine feste Zahl von Baryonen auf ein kleineres Volumen zusammenpresst. Bei Mesonen funktioniert diese Methode allerdings nicht, da die Mesonenzahl keine Erhaltungsgröße ist und beim Zusammenpressen nicht konstant bleibt. Ein mögliches Phasendiagramm der Kernmaterie zeigt die Abbildung 1.1.

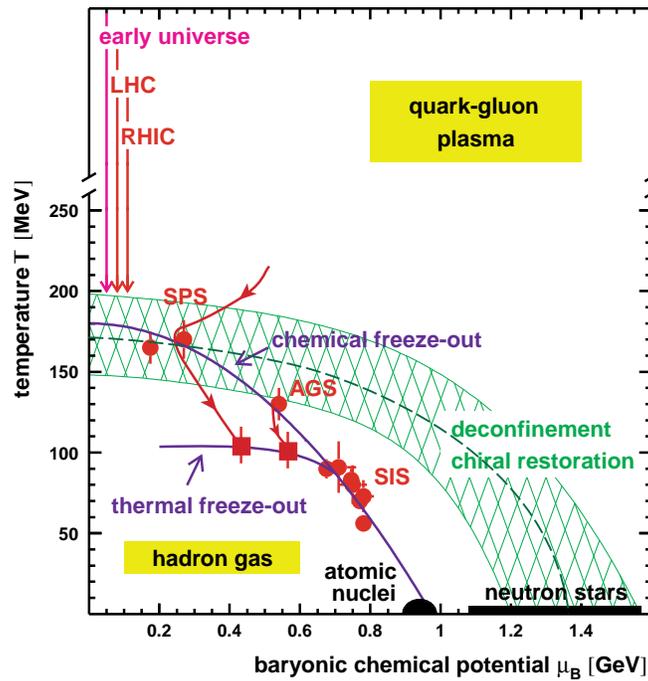


Abbildung 1.1: Das Bild zeigt ein mögliches Phasendiagramm der Kernmaterie. Als ein Maß der Baryondichte wird hier das baryo-chemische Potential  $\mu_B$  benutzt. Die grünen Linien markieren den Bereich in dem der Phasenübergang zwischen einem Hadronen-Gas (unterhalb der Kurve) und dem QGP (oberhalb der Kurve) stattfindet. Die Werte des baryo-chemischen Potentials und der Temperatur der Kernmaterie unter normalen Zuständen sowie während Kollisionen an den Beschleunigern SIS, AGS und SPS sind dargestellt. Auch die vermuteten Werte der beiden Größen im Inneren eines Neutronenstern und während der Entwicklung des frühen Universums sind angegeben.

QGP-Zustände werden zum Beispiel im Inneren der Neutronensterne vermutet, da dort eine ausreichend hohe Baryondichte herrschen müsste. Auch das frühe Universum kurz nach dem Urknall soll sich nach dem Standardmodell der Kosmologie in einem solchen Zustand befunden haben (bei verschwindender Baryondichte, aber hoher Temperatur). Die Entdeckung und Erforschung des QGP könnte aber nicht nur zum besseren Verständnis kosmologischer Fragen verhelfen, sondern sie würde auch zur Überprüfung von grundlegenden Annahmen der Physik dienen. Denn die Untersuchung des QGP als einem System von stark wechselwirkenden Teilchen wird uns Informationen über die starke Kraft liefern können.

### 1.3.1 Indizien für die Erzeugung von QGP

Das beste Mittel, um die notwendigen Bedingungen für einen Phasenübergang in das Quark-Gluon-Plasma im Labor zu schaffen, scheinen Kollisionen von

schweren Ionen zu sein, die sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Für Bruchstücke von Sekunden ( $10^{-23} - 10^{-22} s$ ) wird bei solchen Kollisionen die dafür notwendige Dichte und Temperatur erreicht. Solche Experimente werden an den Beschleunigern SIS<sup>4</sup>, AGS<sup>5</sup>, SPS<sup>6</sup>, RHIC<sup>7</sup> und, ab dem Jahr 2007, auch am LHC<sup>8</sup> durchgeführt. Da das QGP, falls es überhaupt erzeugt wird, nur eine sehr kurze Zeit ( $10^{-23} - 10^{-22} s$ ) existiert, kann es nicht direkt beobachtet werden. Auf seine ephemere Existenz versucht man deshalb aus der Zusammensetzung und Verteilung der beobachteten Teilchen zu schließen. Wie diese bei der Bildung des QGP aussehen müssten, kann bis jetzt nicht direkt aus der Quantenchromodynamik abgeleitet werden. Man benutzt hierfür phänomenologische Modelle, von denen viele statistischer Natur sind: Bei diesen Modellen wird angenommen, dass die starke Wechselwirkung Systeme schnell in einen Gleichgewichtszustand bringt, so dass zur Bestimmung ihrer Eigenschaften der Formalismus der Thermodynamik verwendet werden kann. Viele Phänomene, die als Hinweise auf das Quark-Gluon-Plasma in Frage kommen, werden unter anderem von diesen Modellen vorhergesagt: Emission harter thermischer Dileptonen und Photonen [6, 7],  $J/\psi$ -Unterdrückung [8, 9], Jet-Quenching [10], Transversalimpulsverbreiterung [11], Fluss [12], Event-by-Event-Fluktuationen [13] sowie anomale Strangness<sup>9</sup> [14, 15] und Pionenproduktion [17]. Viele dieser Phänomene sind in Experimenten am SPS beobachtet worden und gelten als Anzeichen für die Bildung von QGP am CERN SPS [16]. Neuere Ergebnisse bestätigen das und schränken den Energiebereich ein, in dem der Phasenübergang beginnt.

Zwei Phänomene, die im Experiment beobachtet wurden und am besten mit einem statistischen Modell [15], das einen Übergang in das QGP annimmt, erklärt werden können, werden im Folgenden näher erläutert.

## Pionenproduktion

Über 90% aller bei einer Schwerionenkollision produzierten Teilchen sind Pionen ( $\pi$ ). Sie tragen den Großteil der Entropie, die deswegen zur Pionenmultiplizität näherungsweise proportional ist. In dem betrachteten Modell ist nun die Entropie zu der Größe  $F = \frac{(\sqrt{s}-2m_N)^{3/4}}{(\sqrt{s})^{1/4}}$  proportional [17] ( $m_N$  steht hierbei für die Masse eines Nukleons und  $\sqrt{s}$  für die Schwerpunktsenergie), woraus folgt, dass

---

<sup>4</sup>Schwer-Ionen-Synchrotron

<sup>5</sup>Alternating Gradient Synchrotron

<sup>6</sup>Super Proton Synchrotron

<sup>7</sup>Relativistic Heavy Ion Collider

<sup>8</sup>Large Hadron Collider

<sup>9</sup>Als Strangness wird die Menge der Strange- und Antistrange-Quarks bezeichnet.

die Pionenmultiplizität in guter Näherung zu  $F$  proportional ist. Der Proportionalitätsfaktor hängt dabei von der Anzahl der effektiven Freiheitsgrade<sup>10</sup> ab, nimmt sie zu, dann steigt der Proportionalitätsfaktor. Da die Anzahl der Freiheitsgrade in der QGP-Phase höher ist als in der hadronischen Phase, müsste ein Graph, der die Anzahl der produzierten Pionen in Abhängigkeit von  $F$  zeigt, bei dem der Übergangsenergie korrespondierenden  $F$  seine Steigung ändern. Die Abbildung 1.2 zeigt diesen Graphen.

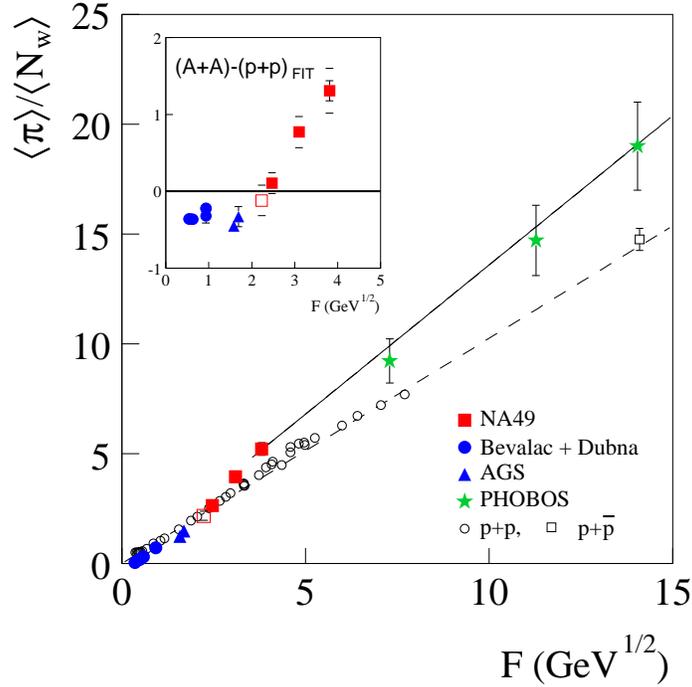


Abbildung 1.2: Die schwarzen Symbole zeigen die bei  $p+p$ - bzw.  $p+\bar{p}$ -Kollisionen erhaltenen Werte, die farbigen Punkte die bei Kern-Kern-Kollisionen. Eine Abweichung von der linearen Abhängigkeit der Pionenmultiplizität von der Variable  $F$  bei Kern+Kern-Kollisionen, die bei  $F \approx 2.5$  beobachtet wird, gilt als Zeichen für die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas.

Eine Änderung der Steigung bei  $F \approx 2.5$  ist zu sehen. Dieses  $F$  entspricht einer Energie von  $E_{Lab} \approx 40$  AGeV im Laborsystem.

<sup>10</sup>Die effektive Anzahl der Freiheitsgrade in der QGP-Phase setzt sich zusammen aus der Anzahl der Freiheitsgrade der Quarks und der Gluonen. Die erstere ist gleich der Anzahl der Quark- und Antiquarksorten, multipliziert mit einem Faktor, der mit steigender Masse der Teilchen kleiner wird, und mit der Anzahl möglicher Quarkzustände: 3 Ladungszustände und 2 Spinzustände. Die Anzahl der Freiheitsgrade der Gluonen ist gleich der Anzahl der Zustände, in denen sie vorkommen können (8 Ladungszustände mal 2 Spinzustände). In der Hadronenphase entsprechen die effektiven Freiheitsgrade der Anzahl verschiedener Hadronen, multipliziert mit dem oben erwähnten massenabhängigen Faktor und mit der Anzahl der Spin-Zustände, in denen sie auftreten können.

## Kaon-Pion-Verhältnis

Ein weiterer Hinweis für den Beginn der QGP-Bildung bei Energien um  $E_{Lab} \approx 40$  AGeV liefert das Kaon-Pion-Verhältnis. Kaonen sind die leichtesten Teilchen, die einen Strange-Quark tragen. Ihre Anzahl liefert eine gute Abschätzung für die in einer Kollision produzierte Strangness. Die Anzahl der Pionen ist, wie bereits oben erwähnt, ein Maß für die Entropie des Systems. Das Verhältnis von Strangness zur Entropie wurde in der QGP und im Hadronen-Gas berechnet [15]: Es hängt von dem Quotienten aus der Anzahl der Freiheitsgrade der Strange-Quarks und der Anzahl der übrigen Freiheitsgrade ab, der in der hadronischen Phase größer<sup>11</sup> als in dem QGP ist. Aus diesem Grund erwartet man bei der Bildung des QGP eine Verringerung des Kaon-Pion-Verhältnisses. Der Abbildung 1.3 kann man entnehmen, dass diese Reduktion bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} \approx 8$  AGeV, also bei  $E_{Lab} \approx 40$  AGeV stattfindet.

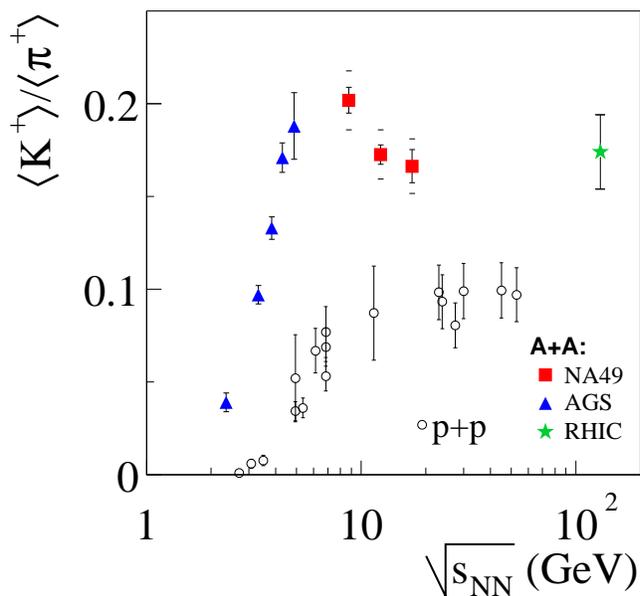


Abbildung 1.3: Die nicht-monotone Abhängigkeit des Kaon-Pion-Verhältnisses von der Kollisionsenergie gilt als ein weiteres Zeichen für die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas.

<sup>11</sup>Da das Verhältnis von Strangness zur Entropie in der hadronischen Phase mit der Temperatur steigt, ist es nur bei hohen Temperaturen ( $T \gtrsim 150$  MeV) größer als in der QGP-Phase.

### 1.3.2 Ladungsfluktuationen und die Motivation für die Diplomarbeit

Vor wenigen Jahren wurde eine Idee vorgestellt, wie man aus Ereignis-zu-Ereignis-Fluktuationen<sup>12</sup> von Erhaltungsgrößen (elektrischer Ladung oder Baryonenzahl) Informationen über den Zustand der Materie, die während einer Kollision schwerer Ionen gebildet wurde, gewinnen könnte [18, 19]. Der Gedankengang, den die Autoren in ihren Publikationen entwickeln, ist folgender: Da Fluktuationen einer Größe zum Quadrat ihrer Einheit proportional sind und die Einheit sowohl der elektrischen Ladung als auch der Baryonenzahl in der QGP-Phase  $\frac{1}{3}$  beträgt, in der hadronischen Phase aber 1, müssen die Fluktuationen von der Phase, aus der sie stammen, abhängen. Damit wir jedoch anhand der Ladungsfluktuationen entscheiden können, ob ein neuer Materiezustand gebildet wurde, muss gewährleistet sein, dass der Prozess, in dem aus dem QGP die in dem Detektor beobachtbaren Hadronen werden (Hadronisation), die Ladungsfluktuationen nicht stark beeinflusst, und dass die Relaxationszeit der QGP-Ladungsfluktuationen ausreichend lang ist, so dass sie nicht in der Zeit zwischen der Hadronisation und der Beobachtung der Teilchen im Detektor den für einen Hadronen-Gas typischen Wert annehmen können. Nun sind die Baryonenzahl und die elektrische Ladung Erhaltungsgrößen, d.h. deren Wert kann sich allein durch die Hadronisation nicht ändern, sondern nur durch Diffusion von Baryonen bzw. elektrisch geladenen Teilchen in einen anderen Bereich als den betrachteten. Zur Messung der Ladungsfluktuationen wählt man einen Bereich aus dem Impulsraum, der im Folgenden als Rapiditäts-Intervall bezeichnet wird<sup>13</sup>. Ist das Rapiditäts-Intervall entsprechend groß, so reicht die Zeit zwischen der Hadronisation und dem Zeitpunkt, ab dem sich die Impulse der Teilchen nicht mehr wesentlich ändern (*thermal – freezeout*), nicht für die Entstehung einer für das Hadronen-Gas typischen Verteilung aus. In diesem Fall bleiben die ursprünglichen QGP-Fluktuationen beobachtbar. Die Größe des betrachteten Rapiditäts-Intervalls müsste laut den Arbeiten [18] und [19] größer als eine Einheit der Rapidität sein. Die Fluktuationen werden auch von weiteren Effekten beeinflusst, die unabhängig von der QGP-Bildung sind. Die Kunst besteht deshalb darin, eine Variable zu definieren, die auf die vom Phasenwechsel verursachte Veränderung der Fluktuationen reagiert, deren Abhängigkeit von den anderen Effekten jedoch minimal ist. In den Publikationen [18] und [20] de-

---

<sup>12</sup>Als Ereignis-zu-Ereignis-Fluktuationen (event-by-event- bzw. e-b-e-Fluktuationen) werden Fluktuationen einer Größe bezeichnet, die für jede Kollision separat berechnet wird

<sup>13</sup>Rapidität  $y$  wird als ein Maß des longitudinalen Impulses  $p_z$  benutzt:  $y = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ . Zur Beschränkung des Impuls-Bereiches in den anderen Koordinaten ( $p_x$  und  $p_y$ ) wird der im Kapitel 2.2.2 beschriebene  $p_T$ -Cut benutzt.

finieren die Autoren die Variable  $\tilde{D}$ , bei der sie die Abhängigkeit der Ladungsfuktuationen von den Veränderungen der Kollisionszentralität, der Nettoladung sowie von den Korrelationen, die von der Ladungserhaltung herrühren, berücksichtigen. Eine genauere Beschreibung der Variable  $\tilde{D}$  findet man im Abschnitt 2.1.2. V. Koch und die Mitautoren berechneten für verschiedene Szenarien die Werte dieser Variablen:

$\tilde{D} = 4$  :ideales Pionen Gas

$\tilde{D} = 2.8 - 3$  :Hadronen Gas mit Resonanzen

$\tilde{D} \approx 1$  :Quark-Gluon-Plasma

Diesen Berechnungen zufolge müsste mit Hilfe von  $\tilde{D}$  der Phasenübergang leicht erkennbar sein. Dies und die Tatsache, dass Ladungsfuktuationen relativ leicht experimentell messbar sind, veranlasste das *NA49*<sup>14</sup>-Team diese Größe im Rahmen dieser Diplomarbeit zu bestimmen. Die dabei erhaltenen Resultat sind in der Abbildung 1.4 gezeigt. Der Wert von  $\tilde{D}$  ist ungefähr 4 – unabhängig von der betrachteten Energie und der Größe des Rapidity-Intervalls.

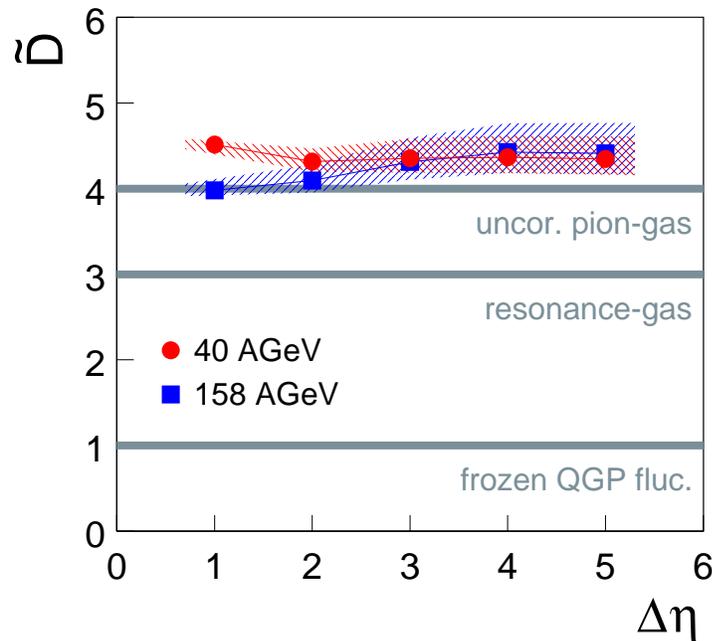


Abbildung 1.4: Das Bild zeigt an, wie  $\tilde{D}$  von der Größe des betrachteten Pseudo-Rapidity-Intervalls abhängt. Die Definition der Pseudo-Rapidity lautet:  $\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \frac{|p|+p_z}{|p|-p_z}$ . Bei hohen Impulsen ist der Unterschied zwischen der Rapidity und der Pseudo-Rapidity gering. Die Werte für die Energien 40 und 160 AGeV sind dargestellt.

<sup>14</sup>Experiment am CERN SPS. Eine Beschreibung dieses Experiments wird im Abschnitt 2.2.1 gegeben.

Auch in anderen Experimenten wurde mittlerweile  $\tilde{D}$  bestimmt – mit übereinstimmendem Ergebnis [21, 22]. Eine starke Reduktion der Fluktuationen, die auf die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas hindeuten würde, ist nicht beobachtet worden. Ein überraschendes Ergebnis! Denn die im Abschnitt 1.3.1 beschriebenen Indizien suggerieren einen Phasenübergang bei Energien um 40 AGeV.

Im weiteren Teil dieser Diplomarbeit wird der Versuch unternommen, die Diskrepanz zwischen den theoretischen Vorhersage  $\tilde{D} \approx 1$  und der experimentellen Beobachtung  $\tilde{D} \approx 4$  zu verstehen. Zu diesem Zweck werden die Eigenschaften von  $\tilde{D}$  mit Hilfe von einfachen Modellen untersucht. Außerdem wird eine neue Variable  $\Delta\Phi_q$  zur Messung der Ladungsfluktuationen definiert, und auch ihre Eigenschaften werden studiert. Nachdem sich die neue Variable  $\Delta\Phi_q$  als bessere Observable herausstellt, wird ihr Wert bei vier Kollisionsenergien bestimmt. Dazu werden die von dem Experiment NA49 gesammelten Daten verwendet.

## Kapitel 2

# Ladungsfluktuationen

Die Ergebnisse der Untersuchung der Eigenschaften von  $\tilde{D}$  und  $\Delta\Phi_q$  wurden in dem Artikel Physical Review C66:024905, 2002 publiziert. Dieser Artikel und die Beschreibung eines weiteren Modells, das nicht in der Publikation beschrieben wurde, das QGP+Resonanzen-Zerfall-Modell, bildet den ersten Teil dieses Kapitels.

Im zweiten Teil wird die Vorgehensweise erläutert, wie die Ladungsfluktuationen experimentell gemessen wurden, und die erhaltenen Resultate werden dort präsentiert.



## 2.1 Measures of charge fluctuations in nuclear collisions

### Measures of Charge Fluctuations in Nuclear Collisions

**Jacek Zaranek** *Institut für Kernphysik, Universität Frankfurt*

*D-60486 Frankfurt, Germany*

The properties of two measures of charge fluctuations  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  are discussed within several toy models of nuclear collisions. In particular their dependence on mean particle multiplicity, multiplicity fluctuations, and net electric charge are studied. It is shown that the measure  $\Delta\Phi_q$  is less sensitive to these trivial biasing effects than the originally proposed measure  $\tilde{D}$ . Furthermore the influence of resonance decay kinematics is analysed and it is shown that it is likely to shadow a possible reduction of fluctuations due to QGP creation.

PACS: 25.75.-q, 24.60.-k

### 2.1.1 Introduction

Recently Jeon, Koch [1] and Asakawa, Heinz, and Mueller [2] argued that the study of event-by-event fluctuations of electric charge in high energy nucleus-nucleus collisions may provide information on the state of matter in an early stage of the collision. The authors calculated the magnitude of the charge fluctuations in the quark-gluon Plasma (QGP) and in a hadron gas. These calculations show that the fluctuations in the QGP should be significantly smaller than in a hadron gas. Thus they can be used as a signal for the creation of the deconfined phase providing that the initial fluctuations survive hadronization and their relaxation time is significantly longer than the time of the hadronic stage of the collisions [1, 2, 3].

The charge fluctuations should also be sensitive to other effects like the number of resonances at chemical freeze-out [4, 5] and fluctuations occurring in the initial stage [6]. Consequently their analysis is interesting also beyond the QGP hypothesis.

First experimental results on charge fluctuations in central collisions of heavy nucleus at SPS [7] and RHIC [8, 9] are already available and do not show the expected large reduction of fluctuations due to QGP creation. These results are surprising, because recently the NA49 Collaboration presented results [7] which suggest [10] that the onset of deconfinement at the early stage of Pb+Pb collision takes place at about 40A GeV.

The analysis of charge fluctuations is relatively easy to perform experimentally due to the typically good resolution of the measurement of electric charge in tracking detectors positioned in a magnetic field.

The magnitude of the measured charge fluctuations is, however, also dependent on trivial, uninteresting effects, which may shadow the studied physics. The two most important of these effects are the fluctuations in the event multiplicity, introduced mostly by the variation of the impact parameter and changes in the mean multiplicity due to changes of the colliding system (e.g.,  $p + p$ , Pb+Pb), changes of collision energy and due to changes of the size of the acceptance in which fluctuations are studied.

In order to minimize the sensitivity to these effects two measures of fluctuations were proposed:  $\tilde{D}$  [11] and  $\Phi$  [12, 13]. The aim of this paper is to study the properties of these measures using simple toy models of particle production in nuclear collisions.

In Sec. II the fluctuation measures will be introduced. Their properties will be tested in Sec. III. Summary and conclusions are given in Sec. IV.

### 2.1.2 Measures $\tilde{D}$ and $\Delta\Phi_q$

The measure  $\tilde{D}$  is defined as follows [1, 11] :

$$\tilde{D} = \frac{\langle \delta R^2 \rangle \cdot \langle N_{ch} \rangle}{C_y \cdot C_\mu}, \quad (2.1)$$

where

$$R = \frac{N_{pos}}{N_{neg}}, \quad (2.2)$$

$$\delta R = R - \langle R \rangle, \quad (2.3)$$

$$N_{ch} = N_{pos} + N_{neg}, \quad (2.4)$$

$$C_y = 1 - \frac{\langle N_{ch} \rangle}{\langle N_{ch} \rangle_{tot}}, \quad C_\mu = \frac{\langle N_{pos} \rangle^2}{\langle N_{neg} \rangle^2}. \quad (2.5)$$

$N_{pos}$  and  $N_{neg}$  are measured multiplicities of positively and negatively charged particles within the analyzed acceptance. The symbol  $\langle \dots \rangle$  represents averaging over events.  $\langle N_{ch} \rangle$  is the mean number of charged particles within the acceptance and  $\langle N_{ch} \rangle_{tot}$  denotes the mean total event multiplicity of charged particles in full phase space. The factors  $C_y$  and  $C_\mu$  were introduced to remove the influence of global charge conservation ( $C_y$ ) and effect of nonzero net charge ( $C_\mu$ ). Under the assumption of Poissonian distribution of  $N_{pos}$  and  $N_{neg}$  (providing the number of accepted particles is much smaller than the total number of particles  $\Rightarrow C_y \approx 1$ ) and assuming zero net charge ( $Q = N_{pos,tot} - N_{neg,tot} = 0 \Rightarrow C_\mu = 1$ ) one obtains  $\tilde{D} = 4$  [1, 11]. Many hadrons measured in the final state originate from the decay of resonances. Therefore those are correlated in kinematic quantities such as rapidity. Consequently if we consider an acceptance window in a kinematic variable which is large compared to the mean separation of the decay products in this variable the probability that all decay products will fall into it is high and therefore the charge fluctuations should be reduced significantly [1, 4, 11]. In the QGP phase the unit of charge is  $\frac{1}{3}$  instead of 1 as in the hadron phase. Smaller charge units cause smaller charge fluctuations. Assuming that the QGP fluctuations are frozen one expects  $\tilde{D} \approx 1$  [1, 11].

A well established measure of event-by-event fluctuations is the variable  $\Phi$  [12] which is defined in the following way:

$$\Phi = \sqrt{\frac{\langle Z^2 \rangle}{\langle N \rangle}} - \sqrt{\overline{z^2}}, \quad (2.6)$$

where

$$z = x - \bar{x}, \quad Z = \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}). \quad (2.7)$$

$x$  is a single particle variable,  $N$  is the event multiplicity within acceptance and overline denotes averaging over a single particle inclusive distribution. By construction, for a system which is an independent sum of identical particle sources the value of  $\Phi$  is equal to the value of  $\Phi$  for a single particle source independent of the number of superimposed particle sources and its distribution [12]. In the original proposal [12]  $\Phi$  was introduced as a measure of fluctuations of a kinematic variable such as transverse momentum. Furthermore it was proposed [13] to use  $\Phi$  as a measure of fluctuations of discrete quantities. Following this suggestion in this publication  $x$  in the Eqs. (6) and (7) is identified with the particle charge  $q$ . The measure defined in this way is called  $\Phi_q$ . Some properties of the  $\Phi$  measure for discrete quantities were derived in Ref. [14]. For a scenario in which particles are correlated only by global charge conservation (*GCC*) and providing  $Q = 0$  we calculated the value of  $\Phi_q$ :

$$\Phi_{q,GCC} = \sqrt{1 - P} - 1, \quad (2.8)$$

where

$$P = \frac{\langle N_{ch} \rangle}{\langle N_{ch} \rangle_{tot}}. \quad (2.9)$$

Thus the value of  $\Phi_{q,GCC}$  depends only on the fraction of accepted particles. In order to remove the influence of *GCC* we suggest therefore to use the difference:

$$\Delta\Phi_q = \Phi_q - \Phi_{q,GCC}. \quad (2.10)$$

Consequently the value of  $\Delta\Phi_q$  is zero if the particles are correlated only by global charge conservation. It is negative in case of an additional correlation between positively and negatively charged particles and positive if there are anti-correlations. One possible source of additional correlations could be the creation of a QGP. The first part in the definition of  $\Phi$  takes into account all, statistical and dynamical fluctuations. The second part quantifies only the statistical ones. Therefore the value of  $\Phi$  calculated for different systems is independent of their degrees of freedom (quarks and gluons or hadrons) of the considered system if its fluctuations are only statistical. However, experimentally we measure the fluctuations of particles only after hadronization. A hadronization which conserves charge and entropy produces correlations. Consequently the measured value of  $\Phi_q$  and  $\Delta\Phi_q$  should be smaller, if a QGP was created in the early stage of the collision.

### 2.1.3 Toy Models of Nuclear Collisions

In this section properties of the fluctuation measures  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  are discussed. First we will assume that the only source of correlations is the global charge conservation. In this case (models A–D) the results depend only on the fraction of accepted particles. Thus if they are plotted as a function of  $\langle N_{ch} \rangle$ , as in this paper, the values of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  are independent of the particles distribution in momentum space. Under this assumption we will study the behavior of the measures at small  $\langle N_{ch} \rangle$  and their response to nonzero net charge and fluctuations of event multiplicity. Furthermore we also calculate their values in two toy models, a ' $\rho$ '-gas model and a QGP model in which additional correlations are present. In the study we use a simple Monte Carlo (MC) procedure, which simulates the particle distribution in momentum space. The values of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  are calculated for particles falling into rapidity windows centred around midrapidity. In the MC simulations we used values of total multiplicity ( $\langle N_{ch} \rangle_{tot}$ ) and net charge ( $Q$ ) which are typical for central Pb + Pb collisions at 40 AGeV as measured by the NA49 Collaboration [7]. This energy is, as already mentioned in the introduction, of special interest because indices exist for the onset of QGP creation at this energy. In the figures the measures are plotted as a function of  $\langle N_{ch} \rangle$ , which is a positive monotonic function of the size of the rapidity window. The ranges of the measures  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  plotted on the vertical scales are chosen in order to make both measures similar sensitive to resonance decay kinematics and QGP creation. Statistical errors of the MC simulations are plotted but in most of the cases they are smaller than the symbol size.

#### Model A

In the first model we analyse the dependence of the measures  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  on  $\langle N_{ch} \rangle$ . It is assumed that the total multiplicity is fixed  $N_{ch,tot} = 850$ , and the net charge in each event is zero ( $Q = 0$ ). The dependence of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  on  $\langle N_{ch} \rangle$  is shown in Fig.2.1.

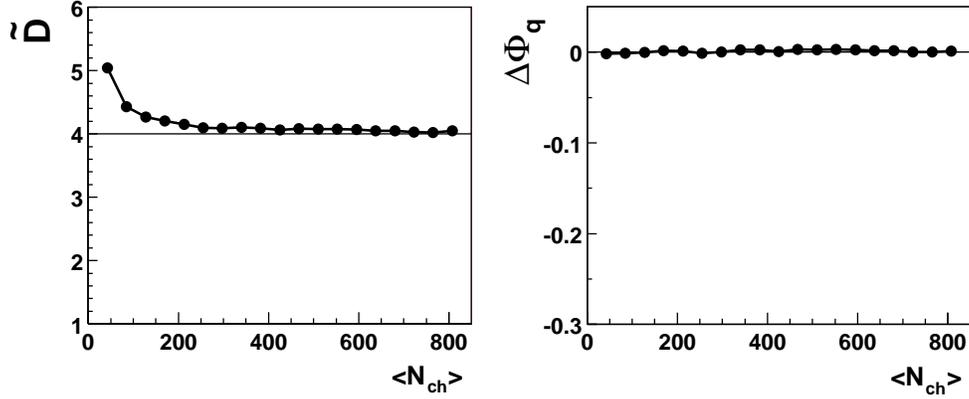


Abbildung 2.1: The dependence of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  on  $\langle N_{ch} \rangle$  obtained in model A. As expected the value of  $\Delta\Phi_q$  is zero and the value of  $\tilde{D}$  is close to 4 for large  $\langle N_{ch} \rangle$ . However for  $\langle N_{ch} \rangle$  smaller than 200 a significant deviation of  $\tilde{D}$  from 4 is observed. It is because the assumptions used to derive the value  $\tilde{D} = 4$  [1, 11] are not fulfilled in the limit  $\langle N_{ch} \rangle \rightarrow 0$ .

### Model B

Both measures are constructed in order to be independent of the fluctuations of  $N_{ch,tot}$ . To test it we varied the total number of charged particles from event to event according to a Gaussian distribution with a mean value 850 and a dispersion of 60 and 120. As in the model A, the global net charge was assumed to be zero. The results of this simulation are shown in Fig. 2.2.

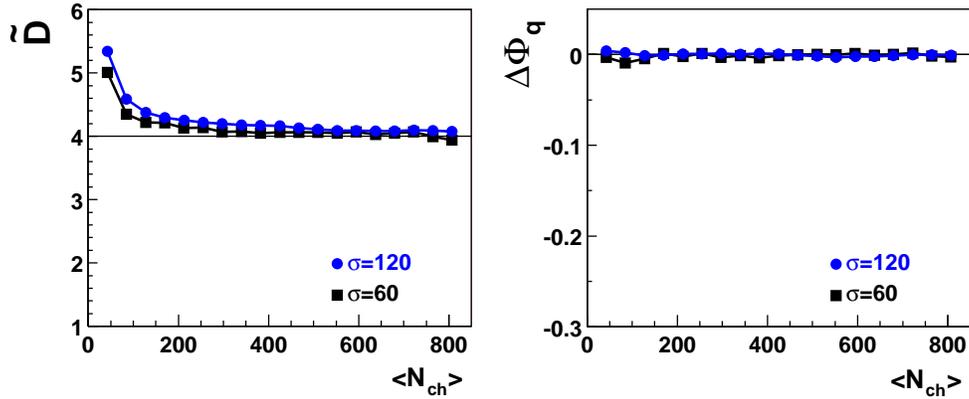


Abbildung 2.2: The dependence of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  on  $\langle N_{ch} \rangle$  and  $\sigma(N_{ch,tot})$  obtained in model B.

The behavior of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  is similar to this obtained in model A. Thus the influence of multiplicity fluctuations is small, especially on  $\Delta\Phi_q$ .

### Model C

After we have observed that the measures are insensitive to fluctuations of  $N_{ch,tot}$  we turn to check the influence of nonzero net charge. We assume  $N_{ch,tot} = 850$  and  $Q = 60$ . Figure 2.3 shows the results.

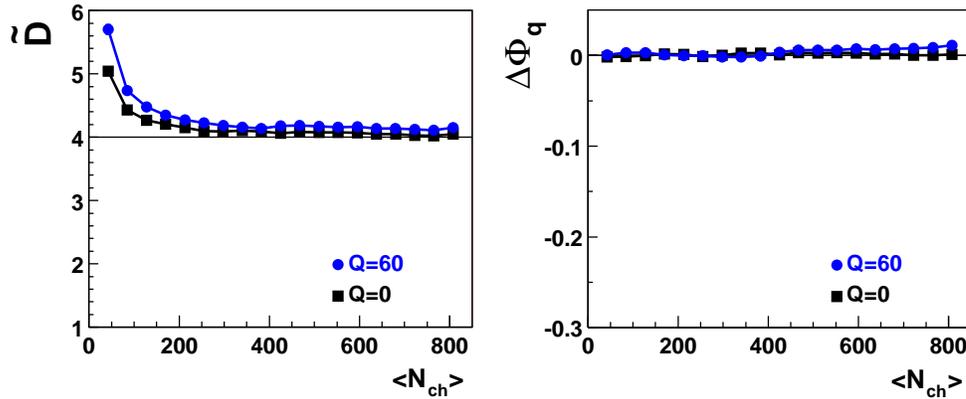


Abbildung 2.3: The dependence of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  on  $\langle N_{ch} \rangle$  and net charge  $Q$  obtained in model C.

The measure  $\tilde{D}$  is explicitly corrected for nonzero net charge by the factor  $C_\mu$ , but still shows a significant dependence on it. Much weaker dependence on the net charge is observed for  $\Delta\Phi_q$ . For an acceptance larger than 50% its value is somewhat higher than the calculated one assuming  $Q = 0$ .

### Model D

In nuclear collisions the number of charged particles fluctuates and the net charge is approximately proportional to  $N_{ch,tot}$ . To see how the measures behave under these assumptions we used a model in which  $N_{ch,tot}$  was generated from a Gaussian distribution ( $\langle N_{ch,tot} \rangle = 850$ ,  $\sigma(N_{ch,tot}) = 80$ ) and  $N_{pos,tot} = \frac{7}{12} \cdot N_{ch,tot}$ ,  $N_{neg,tot} = \frac{5}{12} \cdot N_{ch,tot}$ . The results of this simulation are presented in Fig. 2.4.

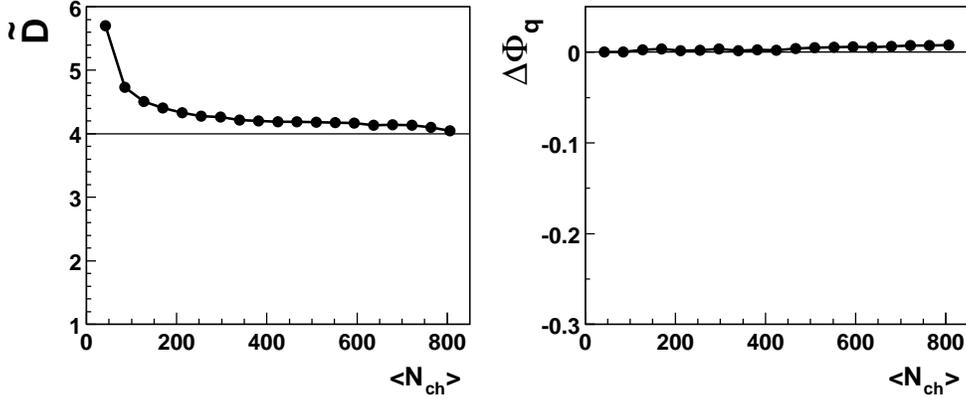


Abbildung 2.4: The dependence of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  on  $\langle N_{ch} \rangle$ , for fluctuating  $N_{ch,tot}$  and for net charge which is proportional to  $N_{ch,tot}$  obtained in model D.

The value of  $\tilde{D}$  is significantly higher than 4 in the full range of  $\langle N_{ch} \rangle$ .  $\Delta\Phi_q$  is much less dependent on the studied effects. It deviates slightly from 0 for  $\langle N_{ch} \rangle > 0.5 \cdot \langle N_{ch,tot} \rangle$ .

### QGP model

Following Ref. [1] we construct a simple toy model of the QGP. Under the assumption of zero baryochemical potential and providing zero quark mass we calculate the ratio of up, down, antiup and antidown quarks and gluons in equilibrium. Assuming entropy and net charge conservation in each rapidity window during the evolution from the QGP to the final hadron state the number of pions ( $N$ ) and their net charge is calculated. The number of charged pions is taken to be  $N_{ch} = \frac{2}{3} \cdot N$  based on isospin symmetry. Using this model we obtain the results shown in Fig. 2.5.

Our simulation confirms results published in Ref. [1], the  $\tilde{D}$  value in our QGP toy model is close to 1. The new result is the calculation of  $\Delta\Phi_q$  in this model. Its value is mostly significantly smaller than zero. It increases from  $-0.5$  for small  $\langle N_{ch} \rangle$  to  $-0.1$  for the largest multiplicity. In case all particles are used, there is no net charge fluctuations due to charge conservation and therefore the value of  $\Delta\Phi_q$  should be 0. We note that the previously discussed trivial effects were increasing  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  to values above 4 and 0, respectively. Thus they can not mimic suppression of fluctuations observed in the QGP toy model. This model also shows that the predicted [1, 2] large suppression of fluctuations due

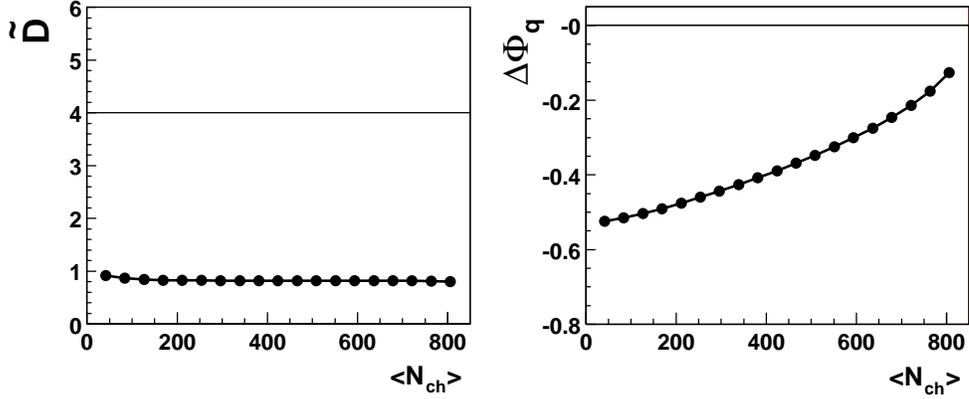


Abbildung 2.5: The dependence of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  on  $\langle N_{ch} \rangle$  obtained in a QGP toy model.

to QGP creation is much stronger than the influence of trivial effects. Thus in the case of large effect due to QGP creation, both measures can be used.

### ' $\rho$ '-gas Model

In this model we study the influence of the resonance decay kinematics on  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$ . We use a MC simulation which generates 400 neutral resonances (' $\rho$ ') in each event. The mass of the ' $\rho$ ' is fixed to  $770 \text{ MeV}/c^2$ . The ' $\rho$ ' rapidity distribution is Gaussian with  $\sigma(y) = 0.8, 1, 2$  or  $3$  and the transverse mass distribution is 'thermal':  $\frac{d^2n}{dm_T \cdot dy} = C \cdot m_T \cdot e^{-m_T/T}$  with  $T = 170 \text{ MeV}$ . All ' $\rho$ 's decay into two charged pions which are then used to calculate values of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$ . In Fig. 2.6 we show the results of a simulation for  $\sigma(y) = 1.0$ .

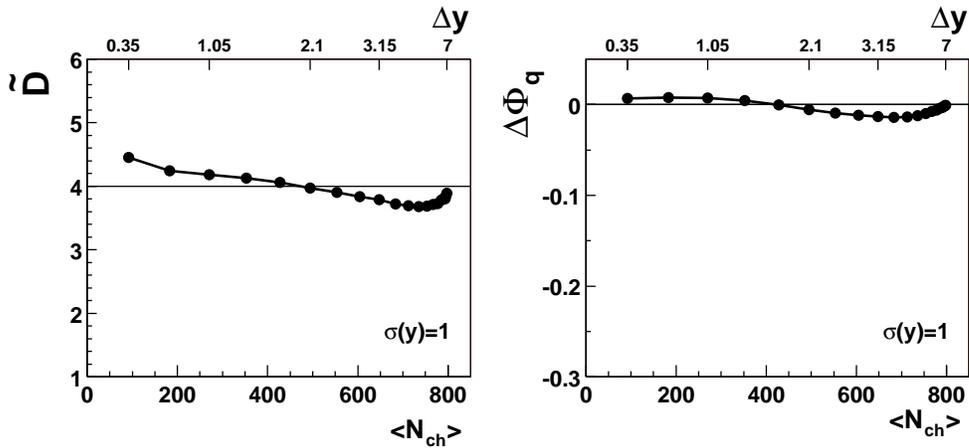


Abbildung 2.6: The dependence of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  on  $\langle N_{ch} \rangle$  obtained in ' $\rho$ '-gas model for  $\sigma(y) = 1.0$ .

For low  $\langle N_{ch} \rangle$  the values of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  are higher than 4 and 0, respectively. With increasing  $\langle N_{ch} \rangle$  these values decrease. Resonance decay kinematics influences charge fluctuations in two different ways. It dilutes the effect of global charge conservation if only one of the decay products falls into the acceptance. This will increase the values of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$ . If both decay products fall into the acceptance  $\langle N_{ch} \rangle$  increases but the net charge does not change.  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  measure charge fluctuations normalised by the number of charged particles. Therefore their values will drop in this case. Which effect dominates depends on the size of acceptance window ( $\Delta y$ , upper scale on the plots), mass of the decaying resonances and their rapidity distribution. The sensitivity on the last one is shown in Fig. 2.7.

At SPS energies  $\sigma(y)$  of the  $\rho$  distribution is expected to be close to 1 [15]. One sees that in this case the deviations from 4 and 0 for  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$ , respectively, are relatively small and in the case of  $\tilde{D}$  they can easily be shadowed by the influence of previously studied trivial effects. Therefore, to be nevertheless sensitive to the resonance decays, it is of advantage to use  $\Delta\Phi_q$ . In Figs. 6 and 7 (upper plots) we see that small changes of  $\sigma(y)$  around 1 have strong influence on the values of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$ . For  $\sigma(y) = 1$  we observe a transition from fluctuation enhancement to suppression with an increasing rapidity window. For  $\sigma(y) = 0.8$  the values of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  are above or equal to their values expected for independent particle production with global charge conservation for all  $\Delta y$ . We would like to stress here that in our model the  $\rho$ 's are neutral and therefore there are no charge fluctuations before the  $\rho$ 's decay. In Fig. 2.6 and Fig. 2.7 (upper plots) we see that for  $\sigma(y)$  values expected at CERN SPS the resonance decay kinematics increases the initial zero charge fluctuations to values which are close to 4 or 0, respectively. The fluctuations are significantly lower for larger values of  $\sigma(y)$ , e.g.,  $\sigma(y) = 2$  and 3, as are expected at RHIC and LHC energies. In the case of QGP creation the measured fluctuations will be composed of the initial QGP fluctuations and fluctuations produced by the decay of resonances. The latter ones are, as our model shows, still larger than the predicted QGP fluctuations even for  $\sigma(y) = 2$  and 3. Therefore we conclude that resonance decay kinematics may significantly shadow charge fluctuations developed at the early stage of the collision.

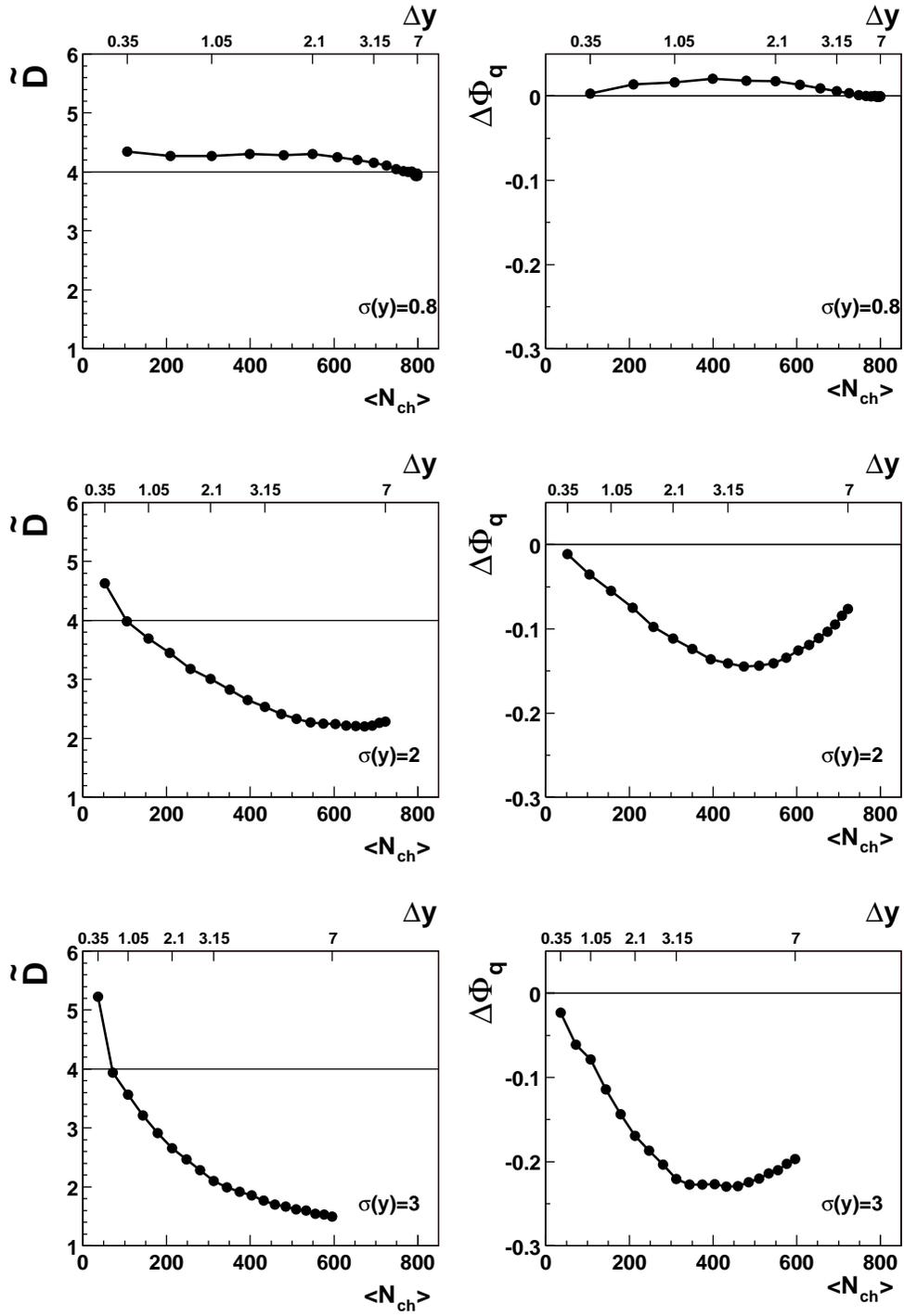


Abbildung 2.7: The dependence of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  on  $\langle N_{ch} \rangle$  obtained in ' $\rho$ '-gas model for  $\sigma(y) = 0.8, 2.0$  and  $3$ . Note that horizontal upper scale ( $\Delta y$ ) changes with  $\sigma(y)$ .

## 2.1.4 Summary and Conclusions

The properties of two measures of charge fluctuations  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  were studied within several models. We have shown the dependence of both measures on trivial effects, in particular, on number of particles used per event, on the net electric charge and on fluctuations in the total event multiplicity. Furthermore their response to resonances decay kinematics and to the reduction of fluctuations due to QGP creation were analyzed, too. In the case where the only correlation is due to global charge conservation the values of  $\tilde{D}$  and  $\Delta\Phi_q$  depend only on the fraction of accepted particles, independent how the selection was done, e.g., acceptance cuts, random efficiency losses. If additional correlations are present the influence of acceptance cuts and of another sources of particles losses depends on the form of this correlations. From our simulations we learned that the measure  $\Delta\Phi_q$  is significantly less dependent on trivial effects than  $\tilde{D}$  and that both measures are sensitive to frozen QGP fluctuations and to resonance decay kinematics. Therefore the predicted strong suppression of fluctuations caused by QGP creation could easily be observed with both measures. However, experimentally one measures fluctuations which are close to the fluctuations expected for a gas of independent produced particles with superimposed global charge conservation. To extract physically important informations from these results, it is necessary to use measures which are as much as possible insensitive to trivial effects. Therefore we suggest to use  $\Delta\Phi_q$  as a proper measure of charge fluctuations. Using the ' $\rho$ ' gas model we have shown that the influence of resonance decay strongly depends on their rapidity distribution and on the acceptance window. Given the typical widths of the rapidity distributions of  $\rho$ 's at CERN SPS energies they can easily increase charge fluctuations from QGP values to values expected for independent particle production with global charge conservation. A further development of methods which allow us to distinguish various sources of charge fluctuations is obviously necessary.

## Acknowledgements

I am very indebted to Marek Gaździcki for numerous fruitful discussions and ideas. I'm also grateful to S. Mrówczyński, V. Koch, H. Ströbele, R. Stock, G. Roland, P. Seyboth, R. Renfordt, and J. Bertsch for helpful comments.

# Literaturverzeichnis

- [1] S. Jeon and V. Koch, Phys. Rev. Lett. **85**, 2076 (2000).
- [2] M. Asakawa, U. Heinz and B. Mueller, Phys. Rev. Lett. **85**, 2072 (2000).
- [3] E. V. Shuryak and M. A. Stephanov, Phys. Rev. **C63**, 064903 (2001).
- [4] S. Jeon and V. Koch, Phys. Rev. Lett. **83**, 5435 (1999).
- [5] J. Sollfrank and U. Heinz, Phys. Lett. B **289**, 132 (1992).
- [6] M. Gaździcki and S. Mrówczyński, nucl-th/0012094.
- [7] S. V. Afanasiev *et al.*, NA49 Collaboration, Nucl. Phys. **A698**, 104c (2002).
- [8] S. A. Voloshin and STAR Collaboration, nucl-ex/0109006.
- [9] K. Adcox *et al.* PHENIX Collaboration, nucl-ex/0203014.
- [10] M. Gaździcki and M.I. Gorenstein, Acta Phys. Polon. **B30**, 2705 (1999).
- [11] V. Koch, M. Bleicher and S. Jeon, Phys. Rev. **C62**, 061902 (2000).
- [12] M. Gaździcki and S. Mrówczyński, Z. Phys. **C54** 127 (1992).
- [13] M. Gaździcki, Eur. Phys. J. **C8** 131 (1999).
- [14] S. Mrówczyński, Phys. Lett. **B459**, 13 (1999).
- [15] S. V. Afanasev *et al.* (NA49 Collaboration), Phys. Lett. **B491** 59 (2000).

### 2.1.5 Ein weiteres Modell: QGP + Resonanzen-Zerfall

Ein Modell, das aus einem QGP- und einem ' $\rho$ '-Gas-Modell (ähnlich dem aus dem Abschnitt 2.1.3) besteht, wird hier vorgestellt. Es besagt, dass das am Anfang vorhandene QGP in ein Gas aus ' $\rho^0$ ', ' $\rho^+$ '- und ' $\rho^-$ '-Mesonen hadronisiert, die danach in Pionen zerfallen. Während der Hadronisation bleibt die Entropie und die elektrische Ladung in den betrachteten Intervallen erhalten.

Im Detail ist dieses Modell folgendermaßen aufgebaut:

Als erstes wird die Anzahl der Gluonen, der Up-, Antiup-, Down- und Antidown-Quarks bestimmt, die notwendig ist, um so viele Pionen zu erzeugen, wie sie bei Kollisionen mit 40 AGeV vorkommen, also etwa 800. Dazu wird die Entropie von 800 masselosen Bosonen berechnet (die Masse der Pionen wird hierbei also vernachlässigt). Diese Entropie soll der Entropie der Quarks und Gluonen entsprechen. Die Anzahl der Quarks verschiedener Sorten wird als gleich vorausgesetzt, und das Verhältnis der Quarks zu den Gluonen ergibt sich aus der Anzahl ihrer Freiheitsgrade sowie aus der Bose-Einstein- und Fermi-Dirac-Statistik, wobei man annimmt, dass die Masse der Quarks und Gluonen gleich Null ist. Mit Kenntnis dieser Verhältnisse und der Entropie, die ein Quark (4.2 Einheiten) und ein Gluon (3.6 Einheiten) besitzt<sup>1</sup>, kann ihre absolute Anzahl berechnet werden.

Diesen Teilchen werden anschließend Rapidityswerte so zugeordnet, dass deren Verteilung eine Gauß-Form mit dem Mittelwert 0 und der Breite  $\sigma = 0.8$  ergibt.  $\sigma$  wird so gewählt, weil die Rapidityverteilung der  $\Phi$ -Mesonen, die die gleichen Quantenzahlen und eine vergleichbare Masse wie die  $\rho$ -Mesonen haben, diese Breite aufweist [24]. Als nächstes wird der Rapiditybereich von  $-3$  bis  $3$  in mehrere gleichgroße Intervalle aufgeteilt. Um zu prüfen, wie die Wahl der Intervallgröße sich auf die Vorhersagen des Modells auswirkt, wurde der Rapiditybereich erst in 10, dann in 20 Intervalle unterteilt, wobei sich herausstellt, dass die unterschiedlichen Unterteilungen kaum einen Einfluss auf das Ergebnis haben. Die  $\Delta\Phi_q$ -Werte werden auf die folgende Art und Weise berechnet: In jedem der Intervalle wird die elektrische Ladung sowie die Entropie bestimmt. Ferner beträgt die von einem  $\rho$  getragene Entropie Berechnungen zufolge 7.36 Einheiten. Aus diesen Zahlen wird nun mit der Annahme, dass die Entropie und die Ladung in jedem Intervall erhalten bleibt und dass ein Drittel aller ' $\rho$ 's neutral sind, die Zahl der ' $\rho^+$ ', ' $\rho^-$ ' und ' $\rho^0$ ' in jedem Intervall bestimmt.

---

<sup>1</sup>Die von einem Teilchen getragene Entropie kann in Rahmen der statistischen Physik berechnet werden. Bei den in dieser Arbeit benutzten Werten wurde angenommen, dass die Masse der Quarks, der Gluonen sowie der Pionen gleich Null ist und die Masse der ' $\rho$ '-Mesonen  $770 \text{ MeV}/c^2$  beträgt.

Diese Teilchen zerfallen nun isotrop in zwei Pionen. Die Rapidityverteilung der Pionen wird in 20 Intervalle unterteilt, in denen die Zahl der positiven und negativen Pionen gezählt wird. Aus diesen Werten werden die Ladungsfluktuationen berechnet, was zu den in der Abbildung 2.8 dargestellten Resultaten führt.

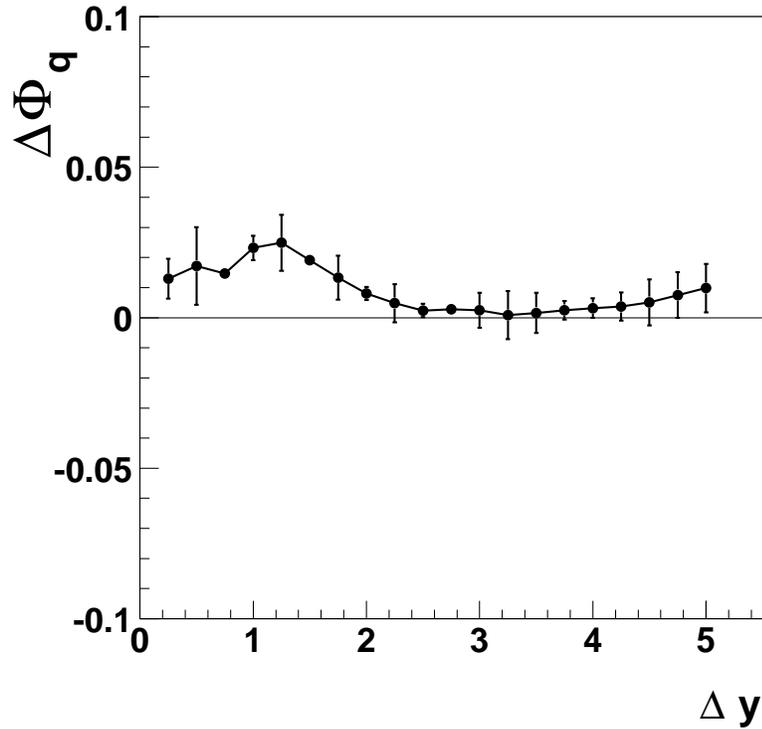


Abbildung 2.8: Die  $\Delta\Phi_q$ -Abhängigkeit von  $\Delta y$ , die in dem Modell QGP+Resonanzen-Zerfall erhalten wurde. Der gezeigte  $\Delta\Phi_q$ -Wert ist der Mittelwert aus den beiden Verfahren (mit 10 bzw. 20 Rapidity-Intervallen), die Fehlerbalken geben die Differenz der Resultate beider Verfahren an.

## 2.2 Experimentelle Resultate

Aus den Untersuchungen, die im Kapitel 2.1 beschrieben sind, geht hervor, dass zur Messung von Ladungsfluktuationen die Variable  $\Delta\Phi_q$  besser geeignet ist als  $\tilde{D}$ . Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde der Wert von  $\Delta\Phi_q$  für zentrale Blei-Blei-Kollisionen bei den Energien 30, 40, 80 und 160 AGeV bestimmt. Die untersuchten Daten sind von dem CERN-SPS-Experiment NA49 gesammelt worden, das nun im Folgenden Abschnitt kurz beschrieben wird.

### 2.2.1 Das Experiment NA49

Das NA49 Experiment wird am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) in Genf (siehe Abbildung 2.9) betrieben. Mit ihm werden Kollisionen von Pionen, Protonen und verschiedenen Ionen mit Protonen sowie Ionen bei Energien von 20 AGeV bis 160 AGeV im Laborsystem untersucht. Das Experiment ist konzipiert, um die Kollisionen möglichst vollständig aufzuzeichnen, d.h. einen Großteil der Teilchen mit deren Massen sowie Impulsen zu registrieren. Dazu werden verschiedene Detektoren verwendet, von denen die wichtigsten vier Spurendriftkammern (TPC) sind. Zwei von denen, die sich näher am Target befinden und Vertex-TPCs genannt werden, sind in einem starken Magnetfeld platziert. Das Magnetfeld fächert zum einen die Teilchenspuren so auf, dass einzelne Spuren besser voneinander unterschieden werden können, zum anderen wird aus der Krümmung der Teilchenspuren der Impuls der Teilchen berechnet. Aus dem Ionisationsvermögen der Teilchen in den TPCs und aus ihrer Flugzeit, die mit anderen Detektoren, den sogenannten Flugzeitwänden (TOF), gemessen wird, kann die Masse der Teilchen bestimmt werden. Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Experiments ist das Veto-Kalorimeter, das zur Bestimmung der Kollisionszentralität benutzt wird. Eine schematische Darstellung des Experiments mit allen hier erwähnten Detektoren zeigt die Abbildung 2.10. Weitere Informationen über den experimentellen Aufbau können der Publikation [25] und den dort zitierten Arbeiten entnommen werden.

### 2.2.2 Verwendete Daten

Aus der Fülle der im Experiment NA49 gesammelten Daten wurden für die Untersuchung der Ladungsfluktuationen die Aufzeichnungen zentraler Blei-Blei-Kollisionen bei den Energien 30, 40, 80 und 160 AGeV ausgewählt. Die 30 AGeV-Daten sind erst vor kurzen, im Herbst 2002, aufgezeichnet worden, weshalb zur Zeit nur ein Teil von ihnen, in einem Test-Satz zusammengestellt, für die Analyse verwendet werden kann. Die 20 AGeV-Daten, die kurz nach den 30 AGeV-Daten aufgezeichnet worden sind, konnten noch nicht ausgewertet werden, da bei ihnen die Kalibrierung bis jetzt noch nicht beendet worden ist. Die genaue Bezeichnung der verwendeten Datensätze, die Anzahl der für die Analyse benutzten Ereignisse und deren Kollisionszentralität können der Tabelle 2.1 entnommen werden.

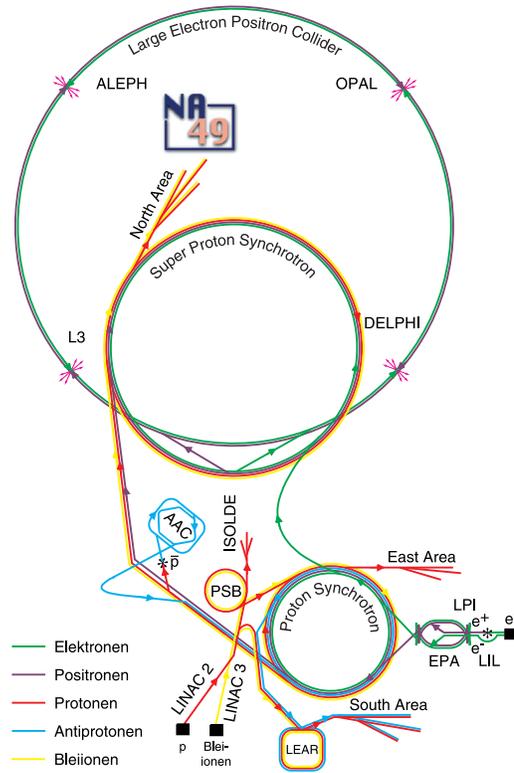


Abbildung 2.9: Das NA49-Experiment befindet sich in der North Area des Super Proton Synchrotrons, der ein Teil des hier gezeigten Beschleunigerkomplexes von CERN ist.

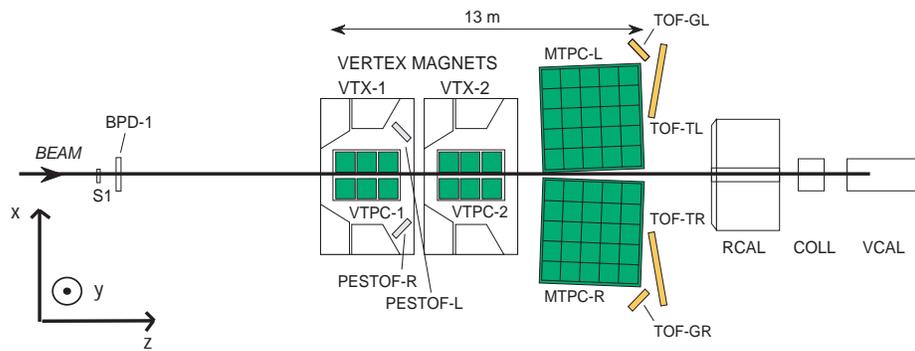


Abbildung 2.10: Eine schematische Darstellung des NA49-Experiments.

Name des Datensatzes	Energie [AGeV]	Anzahl der ausgewerteten Ereignisse	Zentralität
30GeV-test	30	25k	7.2%
1/4std+-40GeV-central-00W	40	50k	7.2%
1/2std+-80GeV-01E	80	50k	7.2%
std+-160GeV-00B	160	50k	10%

Tabelle 2.1: Charakteristika der verwendeten Datensätze.

Für die Datenanalyse wurden aus den oben erwähnten Datensätzen diejenigen Kollisionen ausgesucht, bei deren Rekonstruktion keine Probleme auftraten und bei denen es sich wirklich um Kollisionen zweier Bleikerne handelte, denn es besteht eine geringe Wahrscheinlichkeit, dafür dass der Projektilkern nicht mit dem Target, sondern mit Material, das sich vor oder hinter dem Target befindet, wechselgewirkt hat. Um die richtigen Ereignisse zu erhalten, wurden zwei Kriterien (*Event-Cuts*) verwendet, die jede Kollision erfüllen musste. Diese *Event-Cuts* sind in der Tabelle 2.2 aufgelistet.

<b>Event-Cuts</b>	
<b>30 AGeV</b>	<b>40 AGeV</b>
Iflag = 0	Iflag = 0
-0.2 < Vertex X < 0.25	-0.1 < Vertex X < 0.1
-0.15 < Vertex Y < 0.15	-0.2 < Vertex Y < 0.2
-581.55 < Vertex Z < -581	-581.3 < Vertex Z < -580.85
<b>80 AGeV</b>	<b>160 AGeV</b>
Iflag = 0	Iflag = 0
-0.15 < Vertex X < 0.0	-0.1 < Vertex X < 0.02
-0.3 < Vertex Y < 0.3	-1 < Vertex Y < 1
-581.4 < Vertex Z < -580.9	-579.2 < Vertex Z < -578.65

Tabelle 2.2: Event Cuts. Die Werte der *Vertex*-Koordinaten sind in *cm* angegeben.

Mit *Iflag* = 0 wurde gewährleistet, dass alle Ereignisse, bei denen Probleme bei der Rekonstruktion des Kollisionspunktes auftraten, entfernt wurden. Das zweite Kriterium stellt eine Beschränkung des Kollisionsortes dar, der aus den Spuren der Teilchen in den Detektoren rekonstruiert wird und durch die Koordinaten *VertexX*, *VertexY* und *VertexZ* gegeben ist. Bei Kollisionen, die außerhalb des Targets stattfanden, sind diese Werte besonders groß oder besonders klein. Die Häufigkeitsverteilung der *VertexX*-Werte bei Kollisionen mit der Energie von 160 AGeV wird als Beispiel in der Abbildung 2.11 gezeigt.

Der eingesetzte Cut wird dort mit roten Linien markiert.

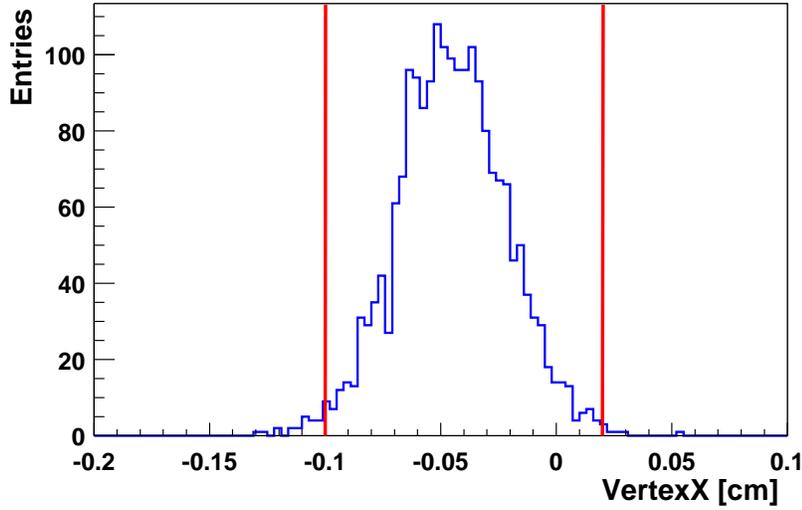


Abbildung 2.11: Die Häufigkeitsverteilung der  $x$ -Werte der Kollisionen bei 160 AGeV. Nur Kollisionen, deren  $VertexX$ -Wert zwischen den beiden roten Linien liegt, wurden verwendet.

Auch für die von einem Teilchen im Detektor hinterlassenen Spuren wurden Auswahlkriterien (*Track-Cuts*) benutzt. Diese kann man der Tabelle 2.3 entnehmen.

<b>Track-Cuts</b>	
<b>30 AGeV</b>	<b>40 AGeV</b>
Iflag = 0	Iflag = 0
$z_{first} < 200$	$z_{first} < 200$
NMP > 30	NMP > 30
$0.5 < \frac{NFP}{NMP} < 1.1$	$0.5 < \frac{NFP}{NMP} < 1.1$
$-2 < b_x < 2$	$-1.5 < b_x < 1.5$
$-1 < b_y < 1$	$-1 < b_y < 1$
$0.005 < p_t < 2.5$	$0.005 < p_t < 2.5$
<b>80 AGeV</b>	<b>160 AGeV</b>
Iflag = 0	Iflag = 0
$z_{first} < 200$	$z_{first} < 200$
NMP > 30	NMP > 30
$0.5 < \frac{NFP}{NMP} < 1.1$	$0.5 < \frac{NFP}{NMP} < 1.1$
$-1.6 < b_x < 1.6$	$-1.2 < b_x < 1.2$
$-0.6 < b_y < 0.6$	$-0.7 < b_y < 0.7$
$0.005 < p_t < 2.5$	$0.005 < p_t < 2.5$

Tabelle 2.3: Track Cuts. Die Werte von  $z_{first}$ ,  $b_x$  und  $b_y$  sind in  $cm$  angegeben, die von  $p_t$  in  $GeV$ .

Der  $Iflag=0$ -Cut entfernt alle Spuren, deren eindeutige Rekonstruktion nicht möglich war. Mit Hilfe des zweiten Cutes  $z_{first} < 200$  cm soll verhindert werden, dass Teilchen verwendet werden, die nur in den Detektoren außerhalb des Magnetfeldes (MTPCL oder MTPCR) eine Spur hinterlassen haben. Denn wenn man die Krümmung der Spur im Magnetfeld nicht kennt, kann ohne weitere Annahmen der Impuls dieser Teilchen nicht ermittelt werden. Die Anzahl der Teilchen, bei denen die Rekonstruktion wegen hoher Teilchendichte problematisch war, sowie derer, die nicht vom Kollisionspunkt stammen, wird reduziert, indem eine Mindestlänge der Spur verlangt wird. Dazu werden die Bedingungen  $NMP > 30$  und  $0.5 <^{NFP} /_{NMP} < 1.1$  benutzt. Der erste Cut verlangt, dass das Teilchen an mindestens 30 Punkten im Detektor gesehen werden kann. Die zweite Bedingung fordert, dass es an über 50% der möglichen Punkte auch wirklich beobachtet wurde. Die Bedingung  $0.5 <^{NFP} /_{NMP}$  beugt auch der Erzeugung künstlicher Korrelationen durch Doppelzählung einer Spur vor.  $b_x$  und  $b_y$  geben an, wie groß der Abstand zwischen der Spur und dem Kollisionspunkt in  $x$ - bzw.  $y$ -Richtung ist. Teilchen, die nicht direkt am Kollisionspunkt entstanden sind, sondern z.B. aus schwachen Zerfällen stammen, werden mit diesem Cut aussortiert. Bei der Analyse wurden nur der relativ unproblematischen Bereich des transversalen Impulses, der eine hohe Teilchendichte aufweist ( $0.005 < p_t < 2.5$  GeV), betrachtet. Zur Veranschaulichung der benutzten Cuts sind dieser Arbeit Diagramme (Abbildungen 2.12, 2.13, 2.14, 2.15, 2.16) beigefügt, die die Häufigkeitsverteilungen der Werte von  $z_{first}$ ,  $NMP$ ,  $^{NFP} /_{NMP}$ ,  $b_x$ ,  $b_y$  und  $p_T$  exemplarisch für die 160-AGeV-Daten mit den eingesetzten Cuts zeigen.

### 2.2.3 Datenanalyse und Fehlerrechnung

Die Vorhersage, dass bei einem entsprechend großen Rapiditäts-Intervall ( $\Delta y$ ) die ursprünglichen QGP-Fluktuationen beobachtbar sein sollten, war der Anlass, Ladungsfluktuationen in Abhängigkeit von  $\Delta y$  zu untersuchen. Die Rapiditäts-Intervalle sind dabei in folgender Weise gewählt worden: Aus der Rapiditätsverteilung wurde ein Bereich ausgewählt, der über 90% der beobachteten Teilchen erfaßt und dessen Mitte mit dem Maximum der Verteilung zusammenfällt. Dieser Bereich wurde in 20 gleichgroße Abschnitte unterteilt. Die Größe eines Abschnitts beträgt bei den 30- und 40-AGeV-Daten 0.115, bei den 80- und 160-AGeV-Daten 0.12 Einheiten der Rapidität. Das kleinste Rapiditäts-Intervall bilden die zwei mittleren Abschnitte, das nächstgrößere die vier mittleren Abschnitte usw. Diese Prozedur wird in der Abbildung 2.17 veranschaulicht.

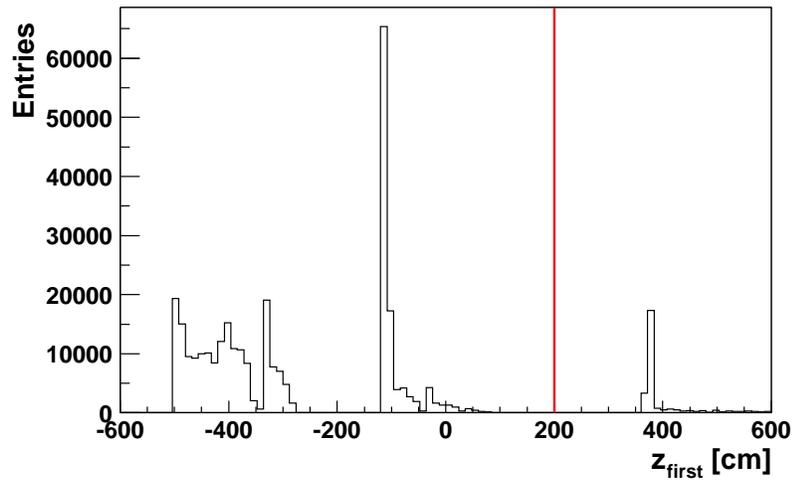


Abbildung 2.12: Die Häufigkeitsverteilung der  $z$ -Werte des ersten Punktes, an dem die Spur bei Kollisionen mit 160 AGeV gesehen wurde ( $z_{first}$ ). Nur Spuren mit  $z_{first} < 200$  wurden verwendet.

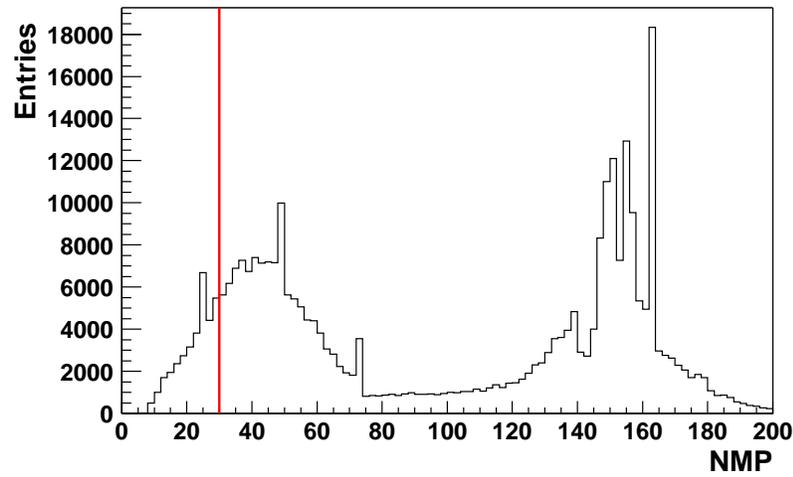


Abbildung 2.13: Die Häufigkeitsverteilung der Anzahl der möglichen Punkte ( $NMP$ ), die die beobachteten Spuren bei Kollisionen mit 160 AGeV in den Detektoren hinterlassen könnten. Für die Datenanalyse sind nur Spuren mit  $NMP > 30$  verwendet worden.

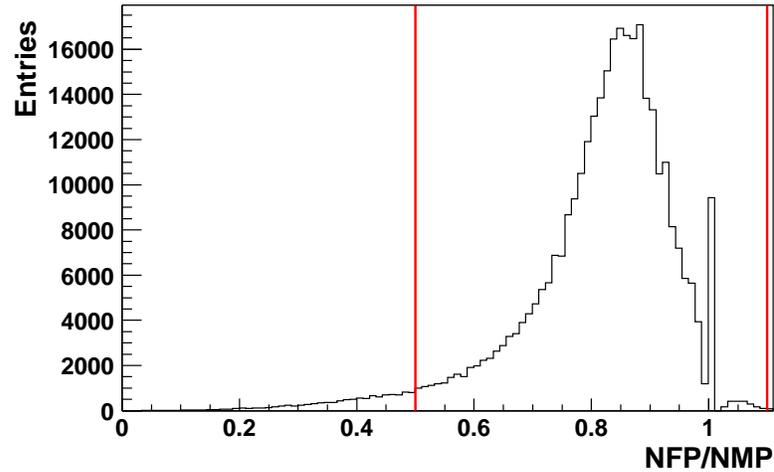


Abbildung 2.14: Die Häufigkeitsverteilung des Verhältnisses der Punkte, an denen ein Teilchen im Detektor gesehen wurde ( $NFP$ ), zu der Anzahl der möglichen Punkte, an denen es gesehen werden könnte, bei Kollisionen mit 160 AGeV. Für die Datenanalyse sind nur Spuren mit  $0.5 < NFP/NMP < 1.1$  verwendet worden.

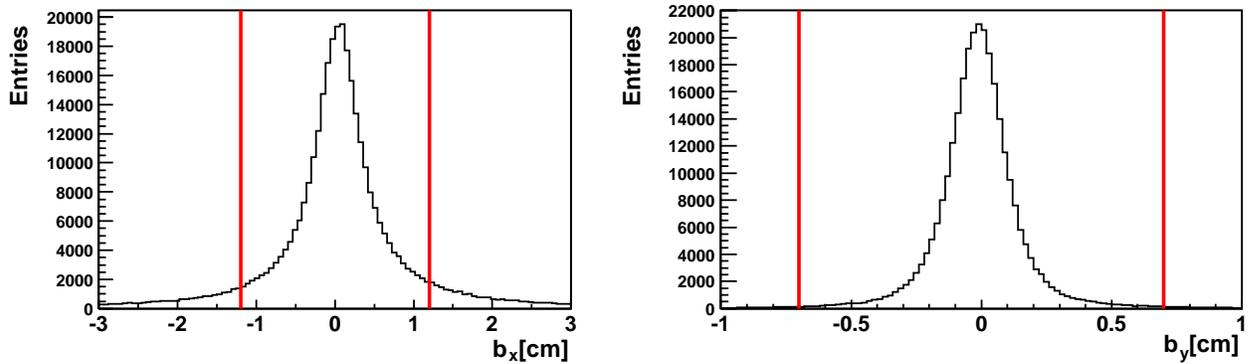


Abbildung 2.15: Die Häufigkeitsverteilung von  $b_x$  und  $b_y$  bei Kollisionen mit 160 AGeV. Für die Datenanalyse sind nur Spuren, deren  $b_x$ - und  $b_y$ -Werte zwischen den beiden roten Linien liegen, verwendet worden.

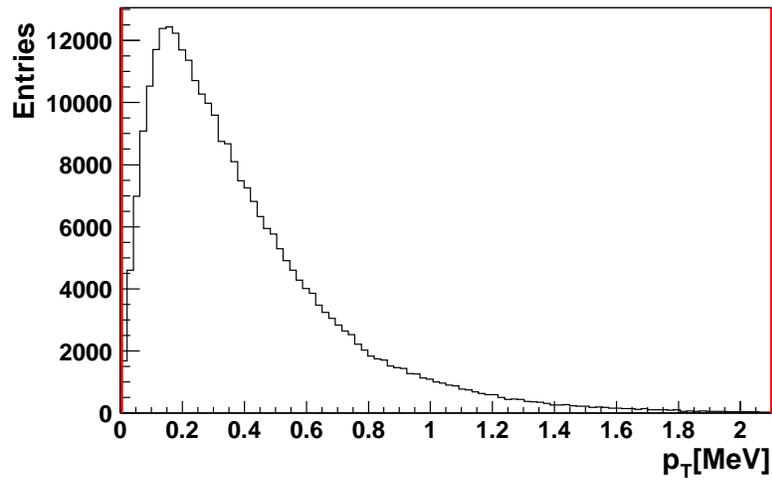


Abbildung 2.16: Die Häufigkeitsverteilung des transversalen Impulses ( $p_t$ ) bei Kollisionen mit 160 AGeV. Für die Datenanalyse sind nur Spuren mit  $0.005 < p_T < 2.5$  MeV verwendet worden.

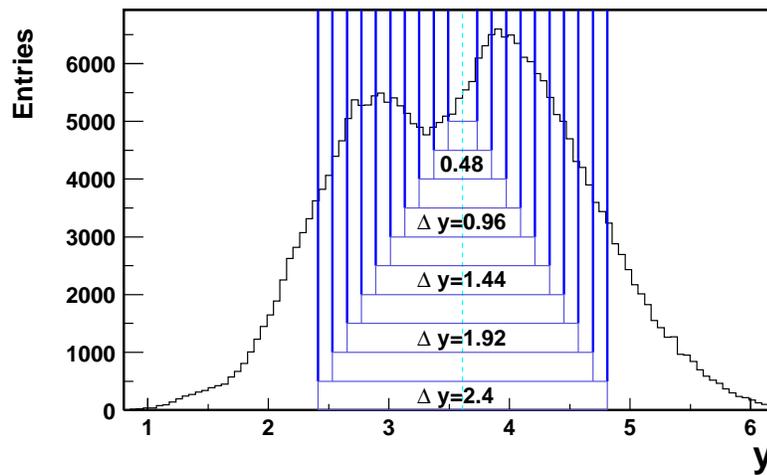


Abbildung 2.17: Rapiditätsverteilung der bei Kollisionen mit 160 AGeV erzeugten Teilchen und die dazugehörige Unterteilung.

Die in die Rapiditäts-Intervalle fallenden positiven und negativen Teilchen wurden für jedes Ereignis gezählt, und anschließend wurden aus diesen Zahlen die Ladungsfluktuationen berechnet. Ein einfaches Maß für die Ladungsfluktuationen ist die Breite der Verteilung der Nettoladung ( $Q = N_+ - N_-$ ). Wie diese Verteilung bei Kollisionen mit 160 AGeV aussieht, zeigt die Abbildung 2.18.

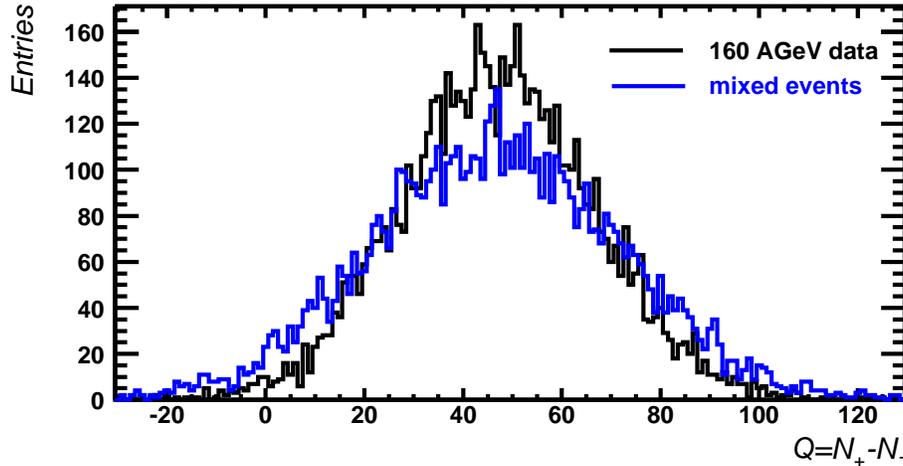


Abbildung 2.18: Verteilung der Nettoladung bei Kollisionen mit 160 AGeV.

Die blaue Kurve stammt aus der Untersuchung der so genannten *mixed Events*, die man dadurch erhält, indem Teilchen zufällig aus verschiedenen Ereignissen zusammengestellt werden. Dabei wird die Ladungserhaltung nicht berücksichtigt, worauf der Unterschied zwischen den Breiten der Verteilungen vor allem zurückzuführen ist. Wie stark die Ladungserhaltung die Ladungsfluktuationen beeinflusst, hängt von dem Verhältnis der mittleren Anzahl betrachteter Teilchen ( $\langle N_{ch} \rangle$ ) zu der mittleren Anzahl aller geladenen Teilchen ( $\langle N_{ch} \rangle_{tot}$ ) ab.  $\langle N_{ch} \rangle_{tot}$  (im Folgenden auch totale Multiplizität genannt) wird ermittelt, indem die mittlere Anzahl der in einer Kollision erzeugten Pionen und Kaonen den einschlägigen Arbeiten entnommen wird [26, 27], die Anzahl der Baryonen aus der Kollisionszentralität bestimmt wird und die Multiplizitäten weiterer Teilchen, die nicht direkt gemessen worden sind, anhand eines statistischen Modells abgeschätzt werden. Die bei dieser Analyse benutzten Werte für die totale Multiplizität sind in der Tabelle 2.5 angegeben. Aus der Anzahl der positiven und negativen Teilchen und aus der totalen Multiplizität kann jetzt berechnet werden, wie  $\Delta\Phi_q$  von der Intervallgröße der Rapidität abhängt.

Der systematische Fehler in dieser Messung wird abgeschätzt, indem untersucht wird, wie die Wahl der Track-Cuts sich auf  $\Delta\Phi_q$  auswirkt. Zu diesem

Zweck ist  $\Delta\Phi_q$  für zwei Cut-Sätze berechnet worden, für einen stark und für einen schwach restringierenden. Die Werte der verwendeten Cuts sowie die Abhängigkeit der Observablen von diesen Cuts bei verschiedenen großen Rapiditäts-Intervallen können der Tabelle 2.4 und der Abbildung 2.19 entnommen werden. Es zeigt sich, dass bei den fünf kleineren Rapiditäts-Intervallen  $\Delta\Phi_q$  viel schwächer von den verwendeten Cuts abhängt als bei den übrigen fünf. Deswegen wurde den fünf kleineren Intervallen ein anderer Fehlerwert zugeordnet als den übrigen fünf. In beiden Fällen wurde angenommen, dass der Mittelwert aus den entsprechenden fünf Differenzen der  $\Delta\Phi_q$ -Werte der Fehler ist.

30 AGeV		40 AGeV	
stark	schwach	stark	schwach
Iflag = 0	Iflag = 0	Iflag = 0	Iflag = 0
$z_{first} < 200$	$z_{first} < 200$	$z_{first} < 200$	$z_{first} < 200$
NMP > 35	NMP > 25	NMP > 35	NMP > 25
$0.5 <^{NFP} /_{NMP} < 1.1$			
$-1.5 < b_x < 1.5$	$-4 < b_x < 4$	$-1 < b_x < 1$	$-3 < b_x < 3$
$-0.7 < b_y < 0.7$	$-2 < b_y < 2$	$-0.7 < b_y < 0.7$	$-2 < b_y < 2$
$0.005 < p_t < 2.5$	kein $p_T$ -Cut	$0.005 < p_t < 2.5$	kein $p_T$ -Cut
80 AGeV		160 AGeV	
stark	schwach	stark	schwach
Iflag = 0	Iflag = 0	Iflag = 0	Iflag = 0
$z_{first} < 200$	$z_{first} < 200$	$z_{first} < 200$	$z_{first} < 200$
NMP > 35	NMP > 25	NMP > 35	NMP > 25
$0.5 <^{NFP} /_{NMP} < 1.1$			
$-1 < b_x < 1$	$-3.2 < b_x < 3.2$	$-1 < b_x < 1$	$-2.4 < b_x < 2.4$
$-0.5 < b_y < 0.5$	$-1.5 < b_y < 1.5$	$-0.5 < b_y < 0.5$	$-1.4 < b_y < 1.4$
$0.005 < p_t < 2.5$	kein $p_T$ -Cut	$0.005 < p_t < 2.5$	kein $p_T$ -Cut

Tabelle 2.4: Zwei Sätze von Track-Cuts, die zur Bestimmung des systematischen Fehlers benutzt wurden. Die Werte von  $z_{first}$ ,  $b_x$  und  $b_y$  sind in  $cm$  angegeben, die von  $p_t$  in  $GeV$ .

Der statistische Fehler ist ermittelt worden, indem jeder Satz der analysierten Ereignisse in 10 gleichgroße Teile zerlegt wurde und  $\Delta\Phi_q$  für jeden Teil berechnet worden ist. An die so erhaltene Verteilung der  $\Delta\Phi_q$ -Werte ist eine Gauß-Kurve angepasst worden, deren Breite als statistischer Fehler betrachtet wird. Da dieser viel kleiner als der systematische Fehler ist, wird er bei der Darstellung der Ergebnisse vernachlässigt.

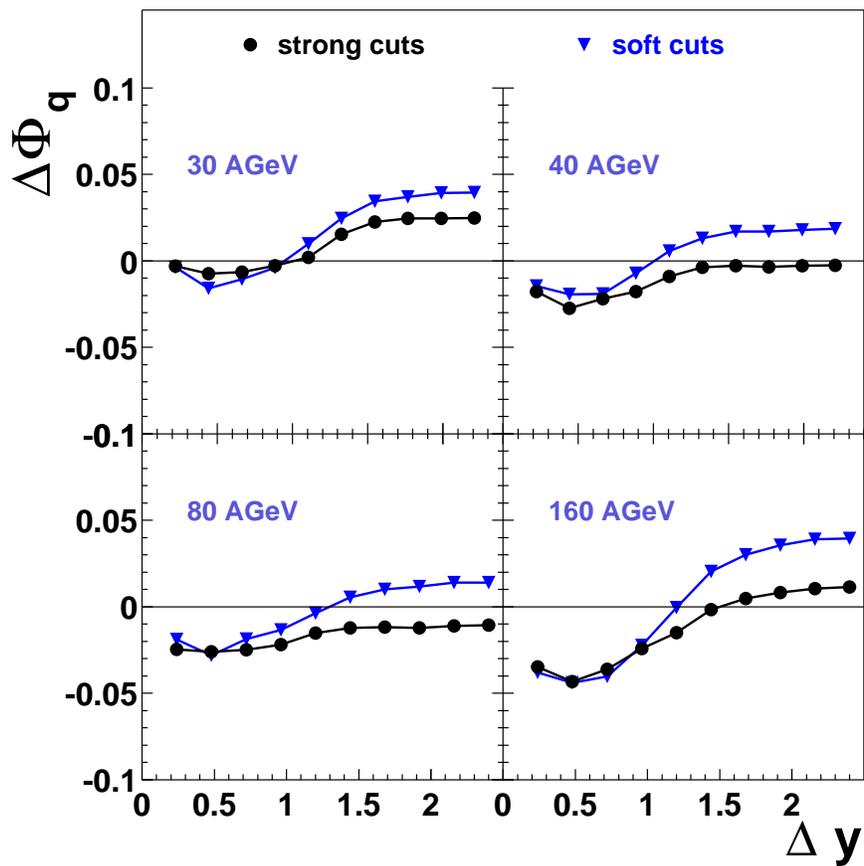


Abbildung 2.19: Zur Bestimmung des systematischen Fehlers ist  $\Delta\Phi_q$  mit zwei verschiedenen Cut-Sätzen berechnet worden. Die gemittelte Differenz beider Werte wird als systematischer Fehler angenommen.

## 2.2.4 Ergebnisse und Diskussion

Die erhaltenen Resultate mit den systematischen Fehlern sind in der Figur 2.20 abgebildet.

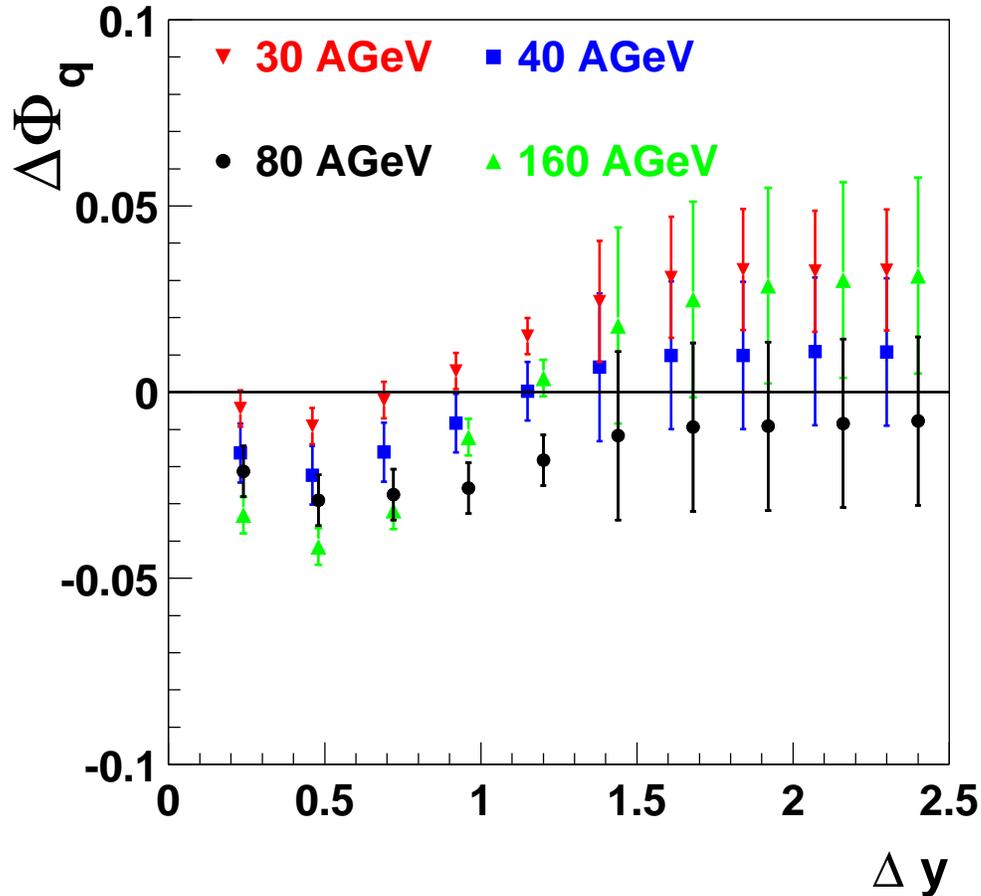


Abbildung 2.20: Die Werte von  $\Delta\Phi_q$  bei den Energien 30, 40, 80 und 160 AGeV.

Um die Energieabhängigkeit von  $\Delta\Phi_q$  besser studieren zu können, ist das Bild 2.21 angefertigt worden, das seine Werte beim maximalen Rapiditätsfenster zeigt. Diese Werte sind zusammen mit ihren Fehlern und einigen zusätzlichen Informationen auch der Tabelle 2.5 zu entnehmen.

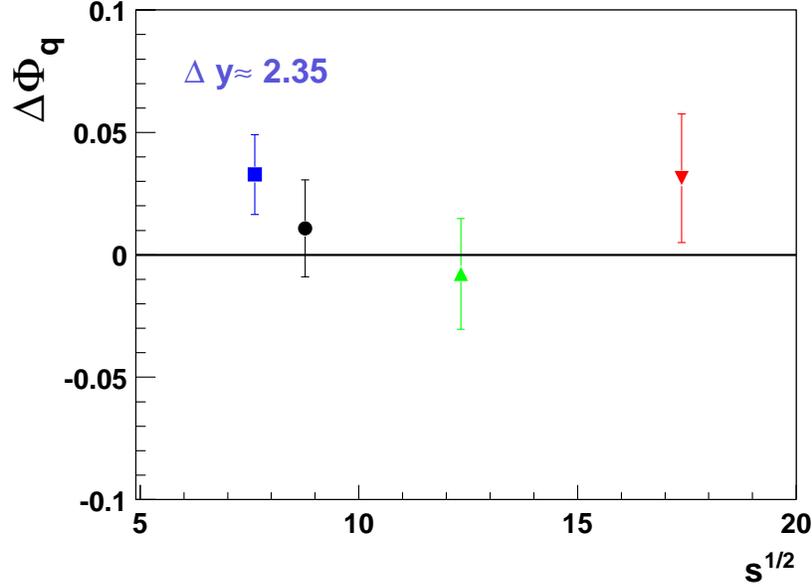


Abbildung 2.21: Die Abhängigkeit  $\Delta\Phi_q$  von der Kollisionsenergie. Für diese Abbildung sind die Werte von  $\Delta\Phi_q$  bei maximalen Rapidity-Intervallen genommen worden.

	30 AGeV	40 AGeV	80 AGeV	160 AGeV
$\Delta\Phi_q$	<b>0.033</b>	<b>0.017</b>	<b>-0.008</b>	<b>0.031</b>
statistischer Fehler	0.002	0.002	0.003	0.002
systematischer Fehler	0.016	0.020	0.023	0.026
$\langle N_{ch} \rangle_{tot}$	720	850	1170	1310
$\langle N_{ch} \rangle$	287	330	474	596

Tabelle 2.5: Resultate und die mittleren Multiplizitäten.  $\langle N_{ch} \rangle_{tot}$  bezeichnet die mittlere Multiplizität von geladenen Teilchen, die in einem Ereignis bei der gegebenen Energie entstehen. Die mittlere Anzahl zur Berechnung der Ladungsfuktuationen pro Ereignis benutzter Teilchen wird mit  $\langle N_{ch} \rangle$  abgekürzt.

Eine starke Reduktion der Fluktuationen, die als Zeichen für die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas vorausgesagt war, ist bei keiner Kollisionsenergie beobachtet worden. Die Resultate können mit Hilfe der in den Abschnitten 2.1.3 und 2.8 beschriebenen Modelle verstanden werden. Zur Veranschaulichung der folgenden Erklärung sind die Ergebnisse dieser Modelle, des QGP-Modells und des QGP+Resonanzen-Zerfall-Modells, zusammen mit den im Experiment gemessenen Werten in der Abbildung 2.22 gezeigt.

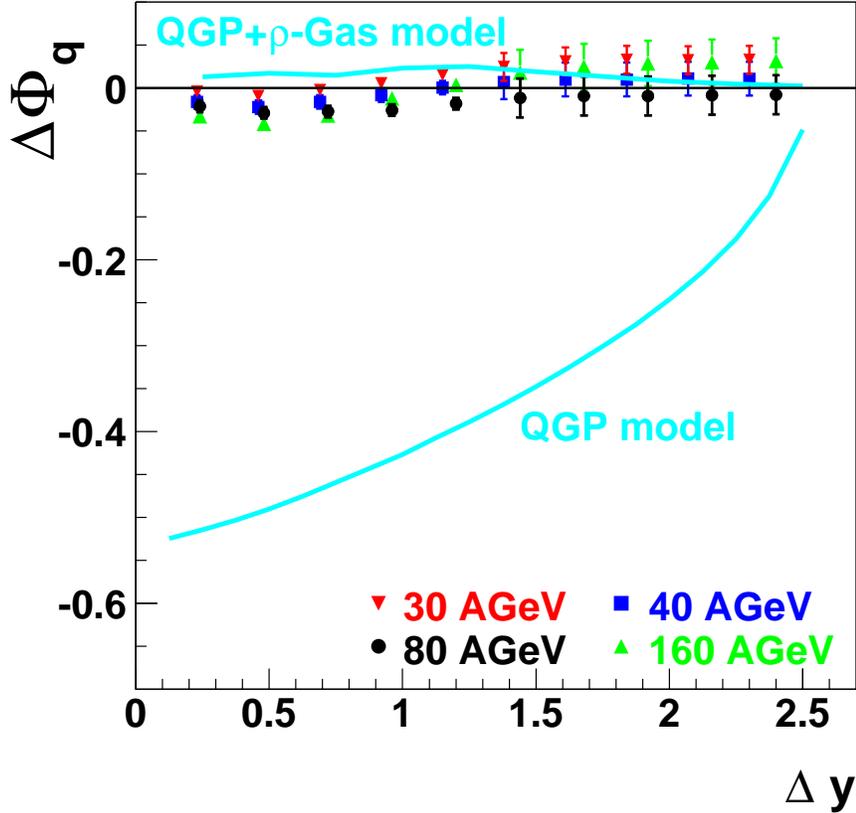


Abbildung 2.22: Die experimentellen Resultate und die Ergebnisse des QGP- und des QGP+Resonanzen-Zerfall-Modells.

Zur Erinnerung:  $\Delta\Phi_q$  ist so definiert, dass sein Wert gleich Null ist für ein System von einfach geladenen Teilchen, die nur aufgrund der Ladungserhaltung korreliert sind. Ein sehr nah bei Null liegender Wert ist auch im Experiment gemessen worden. Einen deutlich kleineren Werte liefert dagegen das QGP-Modell, weil – wie auch die Rechnungen [18, 19] zeigen wollen – die Ladungsfluktuationen durch die QGP-Bildung verringert werden müssen. Dieser Unterschied beweist jedoch nicht, dass kein QGP gebildet wurde, denn er kann auf die Unvollständigkeit des QGP-Modells (das in der Publikation [18] vorgeschlagen wurde und im Abschnitt 2.1.3 untersucht worden ist) zurückgeführt werden. In ihm wird nämlich angenommen, dass alle Pionen direkt aus dem QGP erzeugt werden, wohingegen einschlägige Untersuchungen zeigen [28], dass viele in einem Experiment beobachtbaren Teilchen aus Zerfällen von schwereren Teilchen stammen. Wie sich das auf die Ladungsfluktuationen auswirkt, wurde in den Arbeiten [18, 19, 20] diskutiert. Zwar bemerken die Autoren dort

richtig, dass dieser Einfluss gering sein wird, wenn das betrachtete Rapiditäts-Intervall viel größer als der mittlere Rapiditätsunterschied der aus einem Zerfall stammenden Teilchen ist, sie unterschätzen jedoch die nötige Größe des Intervalls, wenn sie schreiben, dass  $\Delta y \approx 1$  bereits ausreichend sei. Wenn man das QGP+Resonanzen-Zerfall-Modell zugrunde legt, zeigt sich nämlich folgendes: Allein dadurch, dass der Rapiditätsunterschied zwischen zwei aus einem  $\rho$ -Zerfall stammenden Pionen bereits größer als eine Einheit der Rapidität ist, wird die Ladung so verteilt, dass Ladungsfluktuationen in Intervallen, die nicht viel größer als 1 sind, so stark sind, als ob eine nur aufgrund von Ladungserhaltung korrelierte Teilchenproduktion vorliegen würde (siehe Abbildung 2.22). Um die aufgrund der QGP-Bildung verursachte Reduktion der Ladungsfluktuationen messen zu können, müsste man demnach das betrachtete Rapiditäts-Intervall viel größer als 1 wählen. Dabei würde man jedoch bei Experimenten am SPS auf prinzipielle Probleme stoßen, denn in ein so großes Intervall würden alle Teilchen hineinfallen. Dann würde man aber dort bei jedem Ereignis wegen der Ladungserhaltung dieselbe Ladung messen, weshalb Ladungsfluktuationen nicht beobachtbar wären. Bei SPS-Energien können also die Ladungsfluktuationen keine Auskunft über die Bildung des QGP geben. Bei höheren Energien, die am RHIC und LHC zu Verfügung stehen bzw. stehen werden, ist die Rapiditätsverteilung breiter, so dass dort die Rapiditäts-Intervalle größer gewählt werden können. Dort könnten also Untersuchungen der Ladungsfluktuationen Aussagen über die Bildung des QGP liefern.

Doch obwohl bei SPS-Energien keine QGP-Ladungsfluktuationen beobachtet werden können, könnte ihre Untersuchung trotzdem interessante Informationen über nukleare Materie liefern. So sieht man zum Beispiel, dass der Wert von  $\Delta\Phi_q$  bei kleinen Rapiditäts-Intervallen signifikant kleiner als Null ist (siehe Abbildung 2.23), d.h. die Teilchen unterliegen dort zusätzlichen Korrelationen. Diese könnten vielleicht von der elektromagnetischen (Coulomb-) Wechselwirkung herrühren oder quantenmechanischen Ursprungs (z.B. HBT) sein. Die Untersuchung dieser Effekte würde jedoch den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

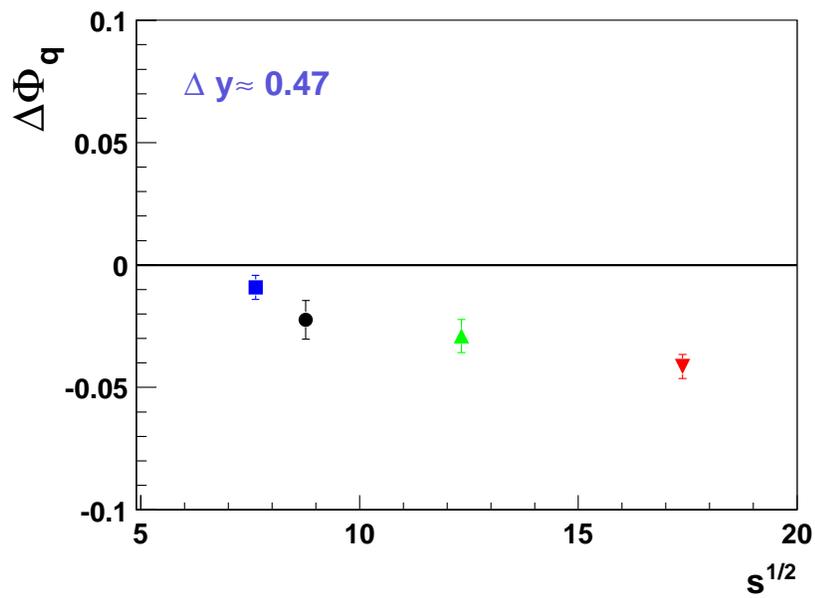


Abbildung 2.23: Die Abhängigkeit  $\Delta\Phi_q$  von der Kollisionsenergie. Für diese Abbildung sind die Werte von  $\Delta\Phi_q$  bei  $\Delta y = 0.46$  bzw.  $\Delta y = 0.48$  genommen worden.



# Kapitel 3

## Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit ist der Versuch unternommen worden, einen Hinweis auf die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas bei Kollisionen von Bleikernen bei Energien von 30, 40, 80 und 160 AGeV zu finden. Die dabei angewandte Methode beruht auf der Untersuchung der Ladungsfluktuationen. Für deren Messung wurde eine neue Variable  $\Delta\Phi_q$  definiert. Ihre Eigenschaften sind mit den Eigenschaften der in den Publikationen [18, 20] vorgeschlagenen Variable  $\tilde{D}$  verglichen worden. Mit Hilfe einfacher Modelle wurde zunächst untersucht, welche der beiden Variablen stärker von den Effekten beeinflusst wird, die nicht in direktem Zusammenhang mit den aufgrund der Bildung des Quark-Gluon-Plasmas verursachten Ladungsfluktuationen stehen. Im einzelnen wurde studiert, wie die Fluktuationen der Ereignis-Multiplizität, die Anzahl pro Ereignis benutzter Teilchen und die Nettoladung die Observablen beeinflussen. Dabei hat sich gezeigt, dass  $\Delta\Phi_q$  schwächer als  $\tilde{D}$  von diesen Effekten abhängt. Wie stark die – von der Bildung des Quark-Gluon-Plasmas und durch den Zerfall von Resonanzen verursachten – Korrelationen die Werte der Variablen verändern, wurde mit Hilfe weiterer Modelle untersucht. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist, dass eine starke Verringerung der Fluktuationen, wie sie bei der Bildung des Quark-Gluon-Plasmas vorausgesagt wurde, mit beiden Observablen beobachtbar wäre. Da jedoch  $\Delta\Phi_q$  von den störenden Effekten geringer beeinflusst wird, wurde es für die Messung der Ladungsfluktuationen benutzt.

Die Werte von  $\Delta\Phi_q$  wurden bei zentralen Kollisionen von Bleikernen bei den Energien 30, 40, 80 und 160 AGeV bestimmt. Dafür sind die von dem CERN-SPS-Experiment NA49 gesammelten Daten verwendet worden. Die gemessenen Fluktuationen entsprechen annähernd denen, die ein Gas aus einfach geladenen Teilchen aufweisen würde, wenn diese nur aufgrund der Ladungserhaltung korreliert wären. Eine starke Reduktion der Fluktuationen ist nicht beobachtet

worden. Dieses Resultat scheint anderen Beobachtungen zu widersprechen, die den Übergang in das Quark-Gluon-Plasma bei der Energie von 40 AGeV suggerieren.

Eine mögliche Erklärung dieser Diskrepanz liefern die Resonanzen-Zerfall-Modelle, die in dieser Diplomarbeit vorgeschlagen wurden. Sie zeigen nämlich, dass der Zerfall von Resonanzen die Ladung so verteilt, dass die ursprünglichen QGP-Fluktuationen nur dann gemessen werden können, wenn bei der Messung ein viel größeres Rapiditäts-Intervall als bei der Datenanalyse betrachtet wird. Das Rapiditäts-Intervall kann jedoch nicht beliebig ausgedehnt werden, denn wenn es zu groß gewählt wird, dann werden alle produzierten Teilchen in dieses Intervall fallen. In diesem Fall wäre die Ladung dort immer gleich, sie würde nicht fluktuieren. Die Rapiditätsverteilung der produzierten Teilchen ist bei SPS-Energien zu schmal, um ein Intervall wählen zu können, welches so groß ist, dass der Einfluss der Resonanzen-Zerfälle vernachlässigbar wird, und zugleich so klein ist, dass noch genügend Teilchen außerhalb dieses Intervalls liegen würden. Deshalb kann bei SPS-Energien die Untersuchung der Ladungsfluktuationen keine Auskunft über die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas geben. Bei höheren Energien aber, die am RHIC und LHC zur Verfügung stehen bzw. stehen werden, ist die Rapiditätsverteilung breiter. Dort könnte die Messung der Ladungsfluktuationen Informationen über die Bildung des Quark-Gluon-Plasmas liefern.

# Literaturverzeichnis

- [1] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19**,(1967) 1264-1266.
- [2] M. Gell-Mann, *A schematic model of baryons and mesons*, Phys. Lett. **8** (1964) 214-215.
- [3] G. Zweig, *An SU(3) Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking*. Developments in the Quark Theory of Hadrons. A Reprint Collection. Volume I: 1964-1978.
- [4] R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, Benjamin, New York (1972).
- [5] K. G. Wilson, *Confinement of quarks*, Phys. Rev. **D10** (1974) 2445-2459.
- [6] E. V. Shuryak, *Quark - Gluon Plasma And Hadronic Production Of Leptons, Photons And Psions*, Phys. Lett. B **78** (1978) 150.
- [7] K. Kajantie and H. I. Miettinen, *Temperature Measurement Of Quark - Gluon Plasma Formed In High-Energy Nucleus-Nucleus Collisions*, Z. Phys. C **9** (1981) 341.
- [8] T. Matsui and H. Satz, *J / Psi Suppression By Quark - Gluon Plasma Formation*, Phys. Lett. B **178** (1986) 416.
- [9] D. Kharzeev and H. Satz, *Quarkonium interactions in hadronic matter*, Phys. Lett. B **334** (1994) 155.
- [10] R. Baier, D. Schiff and B. G. Zakharov, *Energy loss in perturbative QCD*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 37.
- [11] L. Van Hove, *Multiplicity Dependence Of P(T) Spectrum As A Possible Signal For A Phase Transition In Hadronic Collisions*, Phys. Lett. B **118** (1982) 138.

- [12] H. Von Gersdorff, L. McLerran, M. Kataja and P. V. Ruuskanen, *Studies Of The Hydrodynamic Evolution Of Matter Produced In Fluctuations In Anti-P P Collisions And In Ultrarelativistic Nuclear Collisions*, Phys. Rev. D **34** (1986) 794.
- [13] R. Stock, *Event by event analysis of ultrarelativistic nuclear collisions: A new method to search for critical fluctuations*, in *Proceedings of NATO Advanced Study Workshop on Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment, Divonne-les-Bains, France, 27 Jun - 1 Jul 1994*.
- [14] J. Rafelski and B. Muller, *Strangeness Production In The Quark - Gluon Plasma*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066 [Erratum-ibid. **56** (1986) 2334].
- [15] M. Gazdzicki and M. I. Gorenstein, *On the early stage of nucleus nucleus collisions*, Acta Phys. Polon. B **30** (1999) 2705.
- [16] CERN Press Release Feb. 10, 2000: <http://info.web.cern.ch/info/Press/PressReleases/Releases2000/PR01.00EQuarkGluonMatter.html>.
- [17] M. Gazdzicki, *Entropy in nuclear collisions*, Z. Phys. C **66** (1995) 659-662.
- [18] S. Jeon and V. Koch, *Charged Particle Ratio Fluctuation as a Signal for Quark-Gluon Plasma*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2076-2079.
- [19] M. Asakawa, U. Heinz and B. Mueller, *Fluctuation Probes of Quark Deconfinement*, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 2072-2075.
- [20] M. Bleicher, S. Jeon and V. Koch, *Event-by-Event Fluctuations of the Charged Particles Ratio From Nonequilibrium Transport Theory*, Phys. Rev. C **62** (2000) 061902(R).
- [21] S. A. Voloshin and STAR Collaboration, nucl-ex/0109006.
- [22] K. Adcox *et al.*, PHENIX Collaboration, nucl-ex/0203014.
- [23] J. Zaraneek *Measures of Charge Fluctuations in Nuclear Collisions*, Phys. Rev. C **66** (2002) 024905.
- [24] S. V. Afanasiev for NA49-Collaboration *Recent Results on Spectra and Yields from NA49*, nucl-ex/0208014 (2002).

- [25] S. V. Afanasiev for NA49-Collaboration *The NA49 Large Acceptance Hadron Detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A430** (1999) 210.
- [26] T. Kollegger, *Kaonproduktion in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen*, Diplomarbeit, J.W. Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2001).
- [27] R. Bramm, *Pionproduktion Pb+Pb Kollisionen @ 40 A. GeV*, Diplomarbeit, J. W. Goethe-Universität, Frankfurt am Main (2001).
- [28] F. Becattini und U. Heinz, *Thermal Hadron Production in P P and P Anti-P Collisions*, Z. Phys. **C76** (1997) 269-288.



# Danksagung

Besonderer Dank an Reinhard Stock, Marek Gaździcki, Tristan Klemm und Tatjana Bender.

Dank an C. Adler, C. Alt, W. Amend, J. Berger, J. Berschin, R. Bramm, P. Dinkelaker, D. Flierl, T. Kollegger, S. Kniege, C. Loizides, M. Mitrovski, D. Pommerrenig, R. Renfordt, H. Rheinfels, H. Ströbele, B. Wagner, J. Wiechula, A. Wetzler, C. Blume, I. Kraus, A. Mischke, C. Meurer sowie meine Eltern und meinen Bruder.