

**Kernmaterie unter extremen  
Bedingungen  
– Die experimentelle Suche  
nach dem Quark-Gluon-Plasma –**

**Thomas Peitzmann  
November 1997**



**Kernmaterie unter extremen  
Bedingungen  
– Die experimentelle Suche  
nach dem Quark-Gluon-Plasma –**

**als Habilitationsschrift  
dem Fachbereich Physik  
der Westfälischen Wilhelms-Universität zu Münster**

**vorgelegt von  
Thomas Peitzmann  
November 1997**



Für Beate



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretischer Hintergrund</b>	<b>5</b>
2.1	Das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	5
2.1.1	Gittereichtheorie . . . . .	7
2.1.2	Thermodynamische Eigenschaften . . . . .	10
2.2	Signaturen des Phasenübergangs . . . . .	15
2.3	Photonenproduktion . . . . .	18
2.4	Das disorientierte chirale Kondensat . . . . .	22
2.4.1	Chirale Symmetrie und deren Brechung . . . . .	22
2.4.2	Das disorientierte Kondensat . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Schwerionenreaktionen</b>	<b>29</b>
3.1	Elementare Reaktionen . . . . .	29
3.1.1	Weiche Prozesse – das String Modell . . . . .	31
3.1.2	Harte Streuprozesse . . . . .	33
3.2	Proton-Kern-Reaktionen . . . . .	35
3.3	Konzepte . . . . .	37
3.3.1	Participant-Spectator-Bild . . . . .	37
3.3.2	Modelle für ultrarelativistische Kernreaktionen . . . . .	41
3.4	Stand der experimentellen Ergebnisse . . . . .	43
3.4.1	Globale Observable . . . . .	43
3.4.2	Thermisches und chemisches Gleichgewicht . . . . .	48
<b>4</b>	<b>Experimente mit mittelschweren Ionen</b>	<b>53</b>
4.1	Das WA80- und das WA93-Experiment . . . . .	53
4.1.1	Der Aufbau der WA80 und WA93 Experimente . . . . .	53
4.2	Reaktionsdynamik . . . . .	57
4.2.1	Teilchen-Interferometrie . . . . .	57
4.2.2	Azimutale Asymmetrie – kollektiver Fluß . . . . .	74
4.3	Photonen und neutralen Mesonen . . . . .	86

4.3.1	Produktion von inklusiven Photonen . . . . .	86
4.3.2	Produktion von neutralen Mesonen . . . . .	98
4.3.3	Produktion direkter Photonen . . . . .	127
4.4	Der „Zwischenstand“ . . . . .	135
<b>5</b>	<b>Reaktionen von Pb+Pb bei 158 AGeV</b>	<b>139</b>
5.1	Das WA98 Experiment . . . . .	139
5.1.1	Das Photonenspektrometer LEDA . . . . .	145
5.1.2	Der Charged-Particle-Veto-Detektor . . . . .	158
5.1.3	Datenerfassung, Trigger und durchgeführte Messungen	162
5.2	Globale Variablen . . . . .	165
5.3	Produktion von Hadronen . . . . .	172
5.3.1	Neutrale Mesonen . . . . .	174
5.3.2	Geladene Teilchen . . . . .	181
5.4	Kollektiver Fluß . . . . .	186
5.5	Produktion direkter Photonen . . . . .	192
5.5.1	Theoretische Vorhersagen . . . . .	192
5.5.2	Messung direkter Photonen . . . . .	195
5.6	Disorientierte chirale Kondensate . . . . .	198
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>207</b>
6.1	Zusammenfassung . . . . .	207
6.2	Ausblick und zukünftige Experimente . . . . .	210
6.2.1	Das PHENIX Experiment . . . . .	211
6.2.2	Das ALICE Experiment . . . . .	213
<b>A</b>	<b>Variablen der Hochenergiephysik</b>	<b>217</b>
<b>B</b>	<b>Näherung zur Massenabhängigkeit</b>	<b>221</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Physiker sind beständig auf der Suche nach den kleinsten Bausteinen der Materie und den Gesetzen, denen sie gehorchen. Sie hoffen, damit ein grundlegendes Verständnis des Mikrokosmos zu erlangen. In jüngster Zeit ist dabei vor allem die Hochenergiephysik sehr erfolgreich. Eine Vielzahl von Experimenten haben eine Theorie bestätigt, die die Materie als aus *Quarks* und *Leptonen* aufgebaut ansieht. Die beiden leichtesten Quarks, die *up*- und *down*-Quarks, die die Bestandteile der Nukleonen sind, sowie das leichteste geladene Lepton, das *Elektron*, sind danach die elementaren Bestandteile unserer alltäglichen Umgebung.

Dabei ist es vor allem gelungen, die Kräfte zwischen den Leptonen in einer Theorie der *elektroschwachen* Wechselwirkung mit hoher Präzision zu beschreiben. Für die *starke* Wechselwirkung, der die Quarks zusätzlich unterliegen, existiert ebenfalls eine fortgeschrittene Theorie, die *Quantenchromodynamik* (QCD). Die theoretische Beschreibung dieser Wechselwirkung hat aber mit zusätzlichen Schwierigkeiten zu kämpfen. So ist für die Mehrzahl möglicher Prozesse diese Wechselwirkung – ihrem Namen gemäß – sehr stark, so daß die Anwendung eines ansonsten erfolgreichen Rezeptes der theoretischen Physik, der *Störungsrechnung*, dort nicht möglich ist.

Die Stärke der Wechselwirkung von Quarks untereinander nimmt mit der Entfernung zu – im Gegensatz zu anderen Kräften. Diese Eigenschaft hat ihre extremste Ausprägung im „Confinement“, dem Einschluß der Quarks. Bisher ist es deshalb nicht gelungen, einzelne freie Quarks zu isolieren.

Am nächsten kommt man der Idee von Quarks als freien Teilchen in den sogenannten „tief-unelastischen Reaktionen“. Dabei werden z.B. Elektronen bei sehr hoher Energie an Protonen gestreut. Die Elektronen dienen dabei gewissermaßen als Sonden für das Innere der Protonen. In seltenen Fällen stellt man fest, daß sie dabei auf punktförmige, „harte“ Bestandteile stoßen, die für diese hochenergetischen Elektronen beinahe wie freie Teilchen wirken.

Dies sind die Quarks, die sich in diesen seltenen Streuprozessen ganz anders verhalten als in den viel häufigeren „sanfteren“ Wechselwirkungen. Die harten Streuungen lassen sich theoretisch gut beschreiben und waren vor allem wichtig als Nachweis der Quarks, helfen aber nicht wirklich beim Verständnis des Grundzustandes stark wechselwirkender Teilchen.

Das Studium der einzelnen Konstituenten wird den besonderen Eigenschaften der starken Wechselwirkung nicht ganz gerecht, da das Confinement gerade ein Zerlegen der Hadronen in Quarks verhindert. Das macht es naheliegend, nach anderen Ansätzen für Experimente mit stark wechselwirkender Materie zu suchen, die nicht die Isolierung einzelner Teilchen zum Ziel haben, sondern die Eigenschaften der starken Wechselwirkung in einem System vieler Teilchen studieren, das mit den Mitteln der Thermodynamik beschrieben werden kann.

Näherungsrechnungen der QCD für solche thermodynamischen Systeme sagen ein Aufheben des Confinements bei hohen Temperaturen oder Dichten voraus. Das mögliche Studium dieses *Phasenübergangs*, d. h. das Einsetzen bzw. Verschwinden des Quark-Einschlusses, sowie des neuen Aggregatzustands, des *Quark-Gluon-Plasmas*, sollte eine Schlüsselrolle im Verständnis des Verhaltens stark wechselwirkender Materie spielen.

Die notwendigen Bedingungen für das Auftreten des Quark-Gluon-Plasmas könnten im Inneren von Neutronensternen vorliegen; man erwartet sie auch in der heißen Frühphase des Universums kurz nach dem Urknall. Die größten Chancen, dieses Phänomen experimentell im Labor zu untersuchen, liegen sicherlich bei hochenergetischen Reaktionen schwerer Atomkerne vor, die eine Art „Urknall im Labor“ liefern können. In der vorliegenden Arbeit sollen solche experimentellen Untersuchungen von ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen dargestellt und diskutiert werden. Die präsentierten Ergebnisse wurden vor allem am SPS<sup>1</sup> des CERN<sup>2</sup> in Messungen mit <sup>32</sup>S-Projektilen im WA80- und WA93-Experiment (1990-1992) und mit <sup>208</sup>Pb-Projektilen im WA98-Experiment (1995-1996) gewonnen.

Das Studium der ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen stellt natürlich eine große Herausforderung dar – im theoretischen wie im experimentellen Sinne. Wie oben bereits erwähnt, läßt sich der Einfluß der starken Wechselwirkung für die wesentlichen, sogenannten „weichen“ Prozesse nicht exakt berechnen. Gleichzeitig sind thermodynamische Berechnungen erschwert, da die betrachteten Systeme eine dynamische Entwicklung durchmachen und damit Nichtgleichgewichtsphänomene eine große Rolle spielen.

Auf der experimentellen Seite werden Technologien benutzt, die denen der

---

<sup>1</sup>Super Proton Synchrotron

<sup>2</sup>Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

Elementarteilchenphysik sehr ähnlich sind. Allerdings sind die Bedingungen, unter denen die Messungen vorgenommen werden, meist viel schwieriger. Während in Reaktionen der Teilchenphysik bis zu  $\approx 10$  neue Teilchen produziert werden, beträgt diese *Multiplizität* in Schwerionenreaktionen einige 100. Das stellt wesentlich höhere Ansprüche an die Granularität und das Auflösungsvermögen der Detektoren.

Da außerdem Experimente mit mittelschweren Ionen erst seit 1986 und solche mit wirklich schweren Ionen seit 1994 durchgeführt werden, befindet sich dieses Teilgebiet der Physik in einer Art Übergang zwischen der Pionierphase und der systematischen Erforschung. Experimentelle Techniken und Analysemethoden, die meist ihren Ursprung in der Teilchenphysik oder der Kernphysik bei niedrigeren Energien haben, werden perfektioniert und bis zu ihren Grenzen ausgereizt, aber auch neu entwickelt.

Vor diesem Hintergrund versucht die vorliegende Arbeit, zunächst theoretische Grundlagen darzustellen, die für die Erforschung des Quark-Gluon-Plasmas wichtig sind. Anschließend werden einige Phänomene der Hochenergiephysik und Konzepte der Schwerionenphysik beschrieben; dieser phänomenologische Überblick schließt mit einer Auswahl bereits vorliegender experimenteller Ergebnisse der ersten Schwerionen-Experimente.

Im folgenden Kapitel werden die Experimente WA80 und WA93 und ihre neueren Ergebnisse aus Reaktionen mittelschwerer Atomkerne vorgestellt. Da die Spezialität dieser Experimente und auch ein besonderer Schwerpunkt meiner eigenen Arbeit die Messung der thermischen Photonenstrahlung eines möglichen heißen Anfangszustands ist, spielt die Messung von Photonen und, damit zusammenhängend, von neutralen Mesonen hierbei eine zentrale Rolle. Daneben werden ausgewählte Ergebnisse speziellerer Analysen zur Zwei-Teilchen-Interferometrie und zu hydrodynamischen Flußphänomenen präsentiert. Dies sind charakteristische Beispiele für Methoden, die speziell in der Schwerionenphysik weiterentwickelt wurden und die wertvolle Informationen über die Dynamik in den kurzlebigen, hoch angeregten Systemen liefern können, die in diesen Reaktionen entstehen. Ausführlich diskutiert wird auch ein systematischer Vergleich der Produktion neutraler Mesonen bei hohen Transversalimpulsen in unterschiedlichen Reaktionen.

Danach wird das letzte in der Reihe der „Photonenexperimente“ mit Schwerionen am CERN präsentiert, das Experiment WA98. Zunächst wird der experimentelle Aufbau besprochen, vor allem die Detektoren, an deren Entwurf, Konstruktion und Betrieb die Münsteraner Arbeitsgruppe maßgeblich beteiligt war, nämlich ein großes BleiglasKalorimeter und ein Veto-Detektor für geladene Teilchen.

Erste Ergebnisse der Messungen von Reaktionen von Pb+Pb bei einem

Strahlimpuls von  $\approx 33$  TeV/c werden dargestellt. Zuerst werden die Verteilungen globaler Variablen, wie der Multiplizität geladener Teilchen  $N_{charged}$  und der transversalen Energie  $E_T$ , vorgestellt und vor allem im Hinblick auf die zu erwartende Energiedichte bei den Reaktionen untersucht. Danach wird die Produktion von Hadronen, vor allem neutralen Pionen, diskutiert, wobei u.a. Abschätzungen für die Temperatur und die Geschwindigkeit einer möglichen kollektiven Expansion der Teilchenquelle vorgenommen werden. Die Produktion von Pionen mit hohem Transversalimpuls wird im Zusammenhang mit den Ergebnissen früherer Messungen betrachtet. Die Reaktionsebene und die damit zusammenhängende azimutale Asymmetrie der Teilchenemission wird analysiert. Abschließend werden erste Ergebnisse der Suche nach direkten Photonen als thermischer Strahlung des Plasmas und der Suche nach Isospinfluktuationen als Indikator des Phasenübergangs dargestellt.

# Kapitel 2

## Theoretischer Hintergrund

### 2.1 Das Quark-Gluon-Plasma

Die Bausteine des Atomkerns, die Protonen und Neutronen, zählt man zusammen mit anderen Baryonen (z.B. dem  $\Lambda$ -Hyperon) und den Mesonen (z.B. den Pionen) zur Gruppe der stark wechselwirkenden Teilchen, der *Hadronen*. Sie sind nicht wirklich *elementar*, sondern verhältnismäßig komplizierte Gebilde aus Quarks und Gluonen, wie man aus der sogenannten tiefinelastischen Streuung von Elektronen und Protonen weiß. Bei den Baryonen gibt es drei sogenannte *Valenzquarks*, die den Hauptteil des Impulses tragen und im wesentlichen die Ladung ausmachen, daneben aber noch eine Vielzahl von virtuellen Teilchen, den *Seaquarks* und *-gluonen*. Die Quarks und Gluonen tragen eine zusätzliche Quantenzahl, die *Farbladung*. Hadronen bilden nach außen hin farbneutrale Gebilde, die miteinander nur über den Austausch von wiederum farbneutralen Teilchen wechselwirken.

Dieser schon oben erwähnte Farbeinschluß, das *Confinement*, läßt sich anschaulich gut mit dem sogenannten Bagmodell beschreiben. Eine schematische Darstellung dieses Modells ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Die Farbladungen (Quarks und Gluonen) sind in einem *Bag* mit endlicher Dielektrizitätskonstante eingeschlossen.<sup>1</sup> Dieses ist von einem Medium mit verschwindender Dielektrizität umgeben. Innerhalb des Bags – im *perturbativen Vakuum* – können sich die Quarks und Gluonen frei bewegen, sie können aber dieses Volumen nicht verlassen.

Das äußere Medium übt einen Druck nach innen aus, den sogenannten Bag-Druck (auch *Bagkonstante*). Dieser wird kompensiert durch den kinetischen Druck der Quarks im Innern des Bags. Aus der einfachen Gleichge-

---

<sup>1</sup>Hier ist die Farb-Dielektrizität gemeint, die sich für das Farbfeld analog zur „normalen“ Dielektrizität für das elektrische Feld definieren läßt.

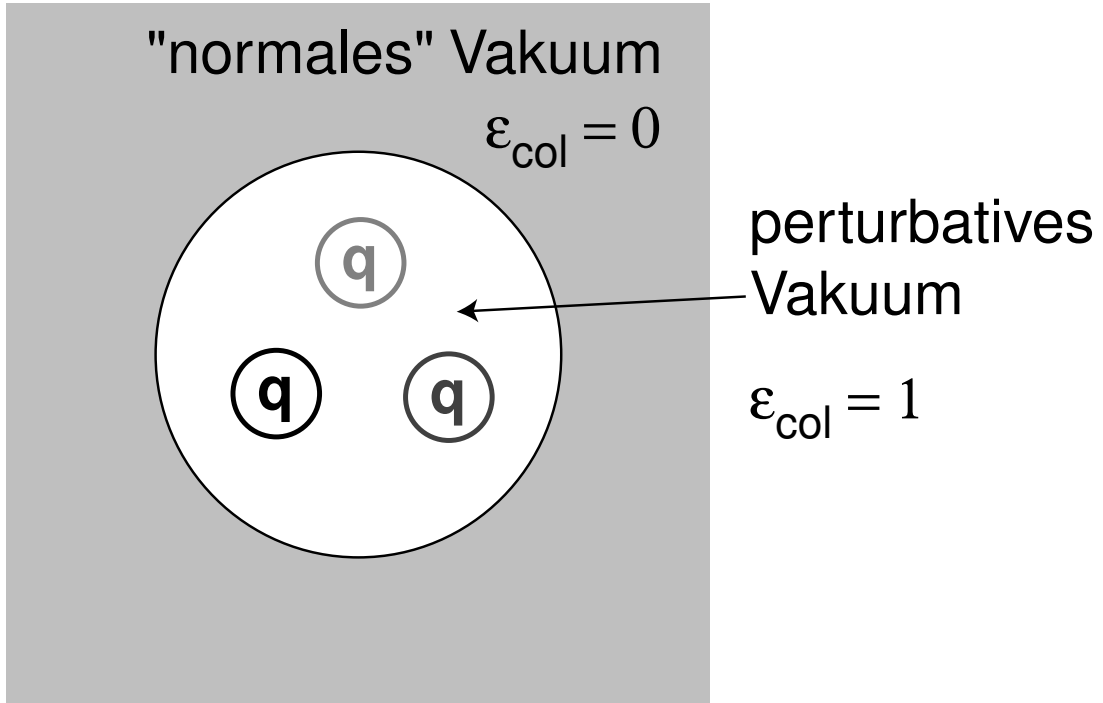


Abbildung 2.1: Illustration des Confinement im Bag-Modell. Im Inneren eines Hadrons (dem *Bag*) herrscht das *perturbative Vakuum*, in dem die Farbladungen (z.B. Quarks) frei beweglich sind. Das Bag ist von *normalem Vakuum* umgeben, das Farbfelder verdrängt und damit das Confinement bewirkt.

wichtsbedingung läßt sich folgender Zusammenhang zwischen dem Radius eines Baryonen-Bags und der Bagkonstante ableiten [Won94]:

$$B^{1/4} = \left( \frac{6.12}{4\pi} \right)^{1/4} \frac{\hbar c}{R}. \quad (2.1)$$

Für einen Baryonenradius von 0.8 fm erhält man so eine Bagkonstante von  $B^{1/4} = 206 \text{ MeV}$ . Die in diesem Modell verwendeten Werte für  $B^{1/4}$  liegen zwischen 145 MeV [Hax80] und 235 MeV [Has81].

Wenn also ein Bag (d.h. ein Hadron) eine definierte Größe hat, so ist es interessant, zu fragen, was passiert, wenn man mehrere Bags einander nähert, bis die Abstände kleiner werden als ihre Radien. Die Bags beginnen sich zu überlappen und die Zuordnung der Partonen zu jeweils einem der Bags ist nicht mehr möglich. Es macht keinen Sinn mehr, von individuellen Hadronen zu sprechen (siehe Abbildung 2.2). Das Confinement wird aufgehoben

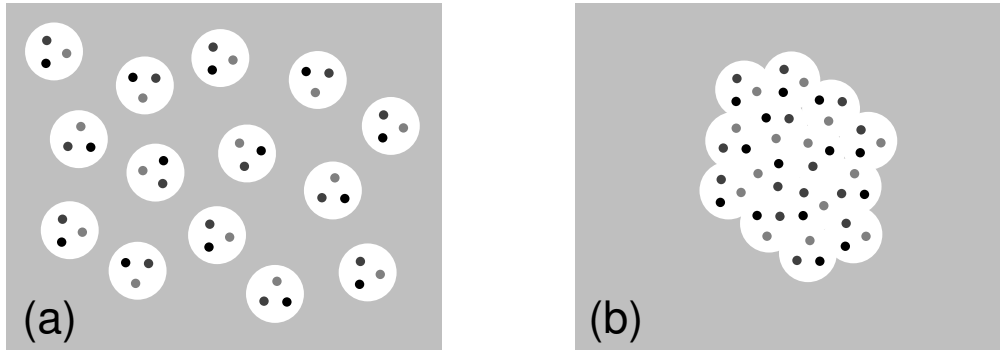


Abbildung 2.2: Illustration des Deconfinement-Phasenübergangs. Ein *Hadronengas* (a) besteht aus voneinander getrennten Bags, die in das normale Vakuum eingebettet sind. Das Quark-Gluon-Plasma (b) entsteht, wenn die Bags der einzelnen Hadronen sich überlappen und dadurch gewissermaßen ein makroskopischer Bereich des perturbativen Vakuums entsteht. Innerhalb dieses Bereiches ist dann das Confinement nicht mehr wirksam.

( $\rightarrow$  *Deconfinement*), ein neuer Materiezustand entsteht, das *Quark-Gluon-Plasma*.

Es soll hier noch darauf hingewiesen werden, daß das Bag-Modell auch einen einfachen Übergang zu einem anderen Modell hadronischer Zustände ermöglicht. Versucht man z.B. ein Quark eines Baryons von den anderen zu entfernen, so wird auch das Bag „deformiert“, bis es schließlich zu einem *Flußschlauch* wird, einer dünnen Verbindung zwischen den Bestandteilen, die das Farbfeld enthält. Dies bezeichnet man als einen *String*, eine Art „Gummiband“, das ein lineares Potential zwischen den Quarks liefert. Auf dieses Modell soll weiter unten noch eingegangen werden.

### 2.1.1 Gittertheorie

Die obige Darstellung liefert eine qualitative Begründung für eine neue Phase der hadronischen Materie. Zwar lassen sich einzelne Probleme der QCD mit Hilfe der Störungstheorie lösen, nämlich dann, wenn die effektive Kopplungskonstante klein wird, also für sehr kleine Abstände oder große Impulsüberträge, d.h. *harte Stöße*. Alle Probleme, die mit dem Confinement zusammenhängen, sind definitionsgemäß so nicht zu behandeln, da es sich gerade nicht um „kleine Störungen“ handelt, sondern um den Bereich, wo die Kopplungskonstante groß ist. Die bisher einzige Möglichkeit, quantitative Aussagen über diesen Bereich der starken Wechselwirkung zu treffen,

ist die *Gittereichtheorie* [Wil74]. In dieser Theorie wird das physikalische System auf einem diskreten Gitter statt des Raum-Zeit-Kontinuums betrachtet. (Eine genaue Beschreibung dieser Methode findet sich z.B. in [Won94].) Solche Gitter werden im Computer dargestellt und mögliche Konfigurationen in Monte-Carlo-Rechnungen simuliert. Auf diese Art lassen sich verschiedene Eigenschaften hadronischer Systeme berechnen, so z.B. Massen von Hadronen, aber auch thermodynamische Größen von Systemen von Quarks und Gluonen.

Verlässlich sind solche Rechnungen nur dann, wenn sie im sogenannten „Kontinuum-Limes“ stabile Ergebnisse liefern, d.h. wenn die Gitter sehr groß werden und die Gitterkonstanten klein. Meist werden die Gittereichtheorie-Simulationen durch die Leistungsfähigkeit der vorhandenen Computer beschränkt. Auch ist es schwer, Systeme zu behandeln, die Quarks mit ihrer physikalisch richtigen Masse beinhalten. So liefern die bisherigen Rechnungen nur eine Annäherung an die Wirklichkeit, die aber für Abschätzungen durchaus geeignet sein sollte.

Diese Rechnungen sagen einen Phasenübergang zu einem Quark-Gluon Plasma bei einer kritischen Temperatur von  $T_c \approx 150 \text{ MeV}$  voraus für ein System, das ein baryo-chemisches Potential von  $\mu_B = 0$  hat – das entspricht einer Baryondichte von  $\rho = 0$ . Die korrespondierende kritische Energiedichte liegt bei  $\epsilon \approx 2 - 3 \text{ GeV/fm}^3$ .

Neben dem Deconfinement sollte es bei hohen Temperaturen oder Dichten zu einer Wiederherstellung einer fundamentalen Symmetrie, der *chiralen* Symmetrie, kommen, die im normalen Grundzustand gebrochen ist (siehe Abschnitt 2.4). Diese beiden hier interessanten Aspekte der QCD, das Confinement und die chirale Symmetriebrechung, lassen sich durch Ordnungsparameter charakterisieren, die *Polyakov-Loop*<sup>2</sup> bzw. das *chirale Kondensat*<sup>3</sup>, sowie durch deren Ableitungen, die Suszeptibilitäten. In Abbildung 2.3 sind die Ordnungsparameter und ihre Ableitungen in Abhängigkeit von dem Temperaturparameter ( $6/g^2$ ) dargestellt.<sup>4</sup> Die Rechnungen benutzen zwei Quarkflavours, wobei die Quarkmasse zwar klein ist, aber vermutlich immer noch größer als realistische Werte [Kar94]. Man erkennt, daß sowohl der Deconfinement-Übergang (links) als auch die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie einen recht scharfen Übergang darstellen – beide finden hier auch bei der gleichen Temperatur statt.

Für endliches baryo-chemisches Potential sollte die kritische Temperatur

---

<sup>2</sup>Der Logarithmus der Polyakov Loop  $\ln(L)$  ist im wesentlichen die freie Energie, die man für das Hinzufügen einer statischen Farbladung aufbringen muß.

<sup>3</sup>Das chirale Kondensat ist der Vakuumerwartungswert von Quark-Antiquark-Paaren (siehe Abschnitt 2.4).

<sup>4</sup>Diese Skala wird durch eine Eichung in die wahre Temperaturskala umgerechnet.



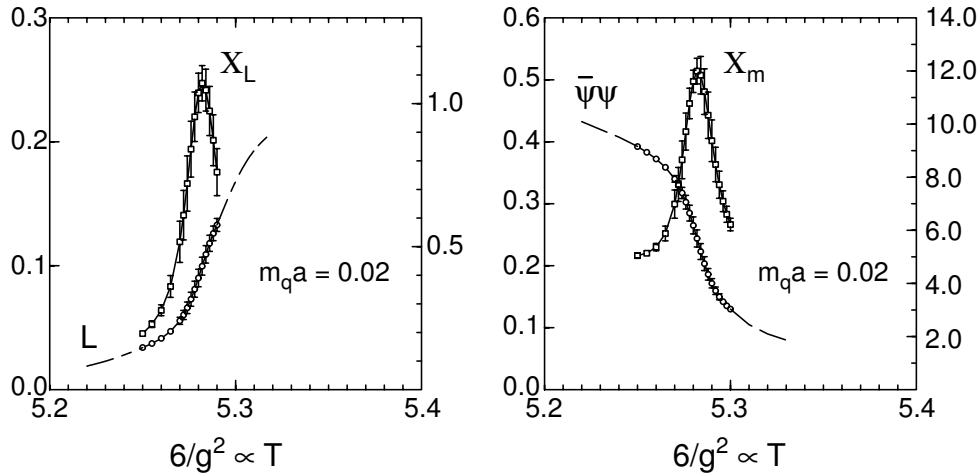


Abbildung 2.3: Ordnungsparameter der QCD Phasenübergänge für Rechnungen mit 2 Quarkflavours in Abhängigkeit von  $(6/g^2)$ , einer zur Temperatur proportionalen Größe. Links ist der Deconfinement-Parameter  $L$  (Polyakov-Loop) und die zugehörige Suszeptibilität gezeigt, rechts das chirale Kondensat  $\bar{\psi}\psi$  und die entsprechende Suszeptibilität (nach [Kar94]).

geringer werden, allerdings gibt es hier noch keine Rechnungen der Gittereichtheorie. Abschätzungen liefern einen Wert von  $\rho_c \approx 5\rho_0$ , also das fünffache der normalen Dichte im Kern, als kritische Baryondichte bei einer Temperatur  $T = 0$ .

Diese Ergebnisse lassen sich qualitativ in einem Phasendiagramm darstellen (Abbildung 2.4). Hier ist das Zustandsdiagramm der hadronischen Materie in Abhängigkeit von der Temperatur und der Baryondichte aufgetragen. Die normale Kernmaterie befindet sich bei  $T = 0$  und  $\rho = \rho_0$ . Bei endlichen, aber niedrigen Temperaturen und Dichten liegt ein Hadroengas vor. Es folgt eine Phasengrenze zum Quark-Gluon-Plasma, das man bei höheren Werten von  $T$  und  $\rho$  erhält. (Die Phasengrenze ist als Funktion der Baryondichte nicht scharf definiert, da sich diese während des Phasenübergangs ändert. Hier wäre das baryo-chemische Potential die richtige Größe, leider ist es aber etwas unanschaulicher.)

Zur Ordnung des Phasenübergangs liefern die Rechnungen bisher kein schlüssiges Ergebnis – es ist immer noch unklar, ob es sich um einen Übergang erster oder zweiter Ordnung handelt, oder ob der Übergang sogar kontinuierlich ist. Der momentane Stand der Rechnungen hierzu ist in Abbildung 2.5 zusammengefaßt.

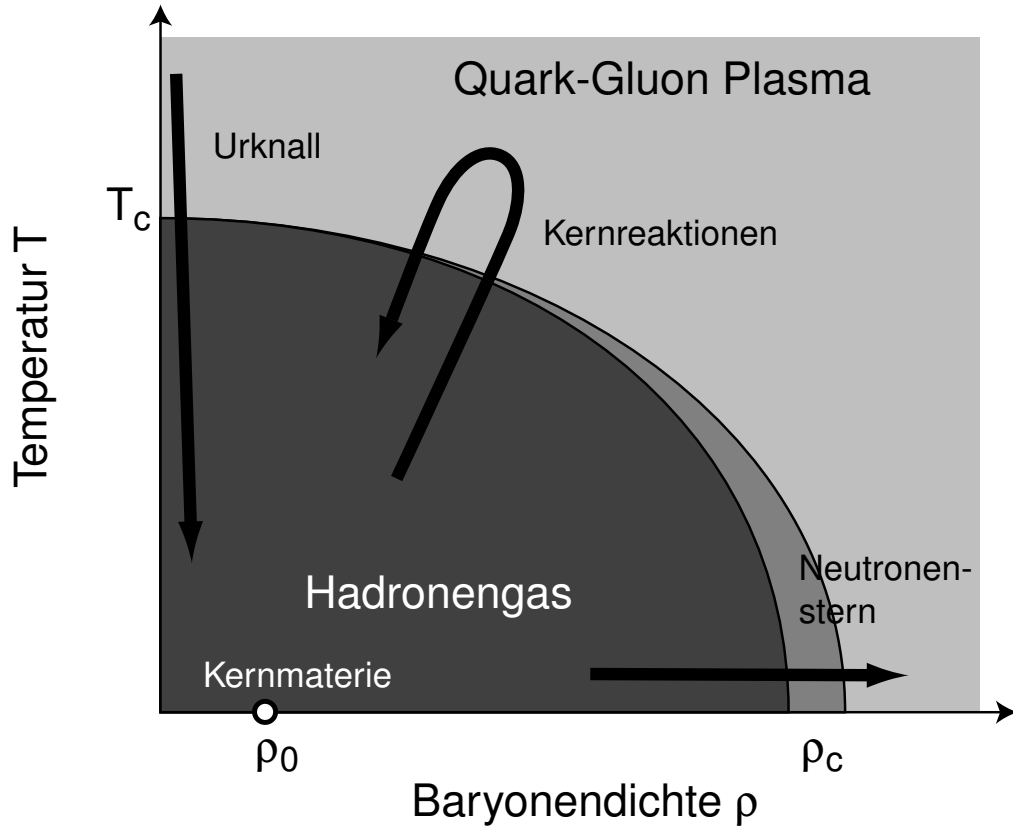


Abbildung 2.4: Phasendiagramm hadronischer Materie in Abhängigkeit von Temperatur und Baryonendichte. Angedeutet sind mögliche Wege von Systemen, in denen man ein QGP erwarten könnte.

### 2.1.2 Thermodynamische Eigenschaften

Ohne die oben erwähnte Gittereichttheorie zu bemühen, kann man schon mit relativ einfachen Überlegungen Aussagen zu den Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas machen [Won94].

Für ein baryo-chemisches Potential  $\mu_B = 0$ , d.h. für gleiche Zahl von Quarks und Antiquarks, kann man den Druck als Funktion der Temperatur ermitteln. Man erhält für ein ideales Gas

$$P = g_{total} \frac{\pi^2}{90} T^4, \quad (2.2)$$

wobei

$$g_{total} = g_{gluon} + \frac{7}{8}(g_q + g_{\bar{q}}) \quad (2.3)$$

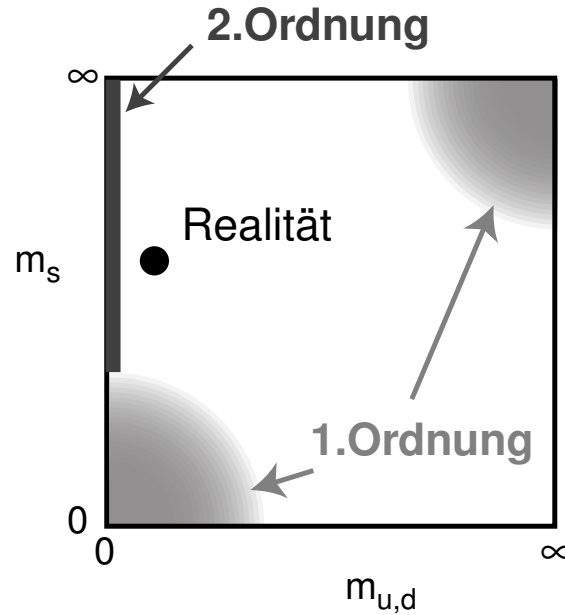


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Ordnung des Phasenübergangs in Abhängigkeit von den Quarkmassen in Gitterrechnungen. Eine unendliche Quarkmasse bewirkt dabei eine Unterdrückung der betreffenden Quarksorte, d.h. mit  $m_s = \infty$  erhält man eine reine  $SU(2)$ -Theorie ohne Seltsamkeit. Wie angedeutet liefern verschiedene Rechnungen Übergänge 1. oder 2. Ordnung. Für realistische Parameter (schwarzer Punkt) konnten die Rechnungen, wie für den gesamten weißen Bereich, noch nicht durchgeführt werden.

die Zahl der Freiheitsgrade ist. Setzt man für die Gluonen die Zahl der Farbzustände und die Polarisierungen ( $8 \times 2$ ) ein, und für die Quarks und Anti-quarks das Produkt aus der Zahl der Farben, der Spinrichtungen und der Flavors ( $3 \times 2 \times 2$ ),<sup>5</sup> so erhält man als Druck:

$$P = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4. \quad (2.4)$$

Analog dazu läßt sich die Energiedichte berechnen:

$$\epsilon = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4. \quad (2.5)$$

Natürlich gelten diese Werte nur für ein unendlich ausgedehntes Plasma. Für ein endliches System, das von „normalem“, nicht-perturbativem Vaku-

<sup>5</sup>Es wurden nur die leichten Quarks u und d berücksichtigt.

um umgeben ist, müssen die Gleichung durch die Bagkonstante modifiziert werden:

$$P_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (2.6)$$

und

$$\epsilon_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B. \quad (2.7)$$

Entsprechende Berechnungen lassen sich für den Fall verschwindender Temperatur und endlichen baryo-chemischen Potentials durchführen. Es soll hier aber an dem Fall  $\mu_B = 0$  der Vergleich mit dem Hadronengas angestellt werden. So ist z.B. der Druck in einem reinen Pionengas (3 Isospin-Freiheitsgrade):

$$P_{HG} = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (2.8)$$

und entsprechend die Energiedichte:

$$\epsilon_{HG} = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4. \quad (2.9)$$

Beim Phasenübergang muß für den Druck in den beiden möglichen Phasen gelten:

$$P_{HG} = P_{QGP}, \quad (2.10)$$

und es tritt eine latente Wärme auf:

$$\epsilon_{QGP} - \epsilon_{HG} = 4B. \quad (2.11)$$

Man erhält hier aufgrund der Art der Abschätzung einen Phasenübergang erster Ordnung. Die latente Wärme steht in Zusammenhang mit der enormen Zunahme der Zahl der Freiheitsgrade.

Auf sehr einfache Art kann man auch die Entropie in einem QGP und einem Hadronengas vergleichen (siehe [Won94]): Die Entropiezunahme pro produziertem Teilchen beträgt ungefähr

$$\frac{dS_\pi}{dN_\pi} = 3.6 \quad (2.12)$$

in einem Pionengas und

$$\frac{dS_q}{dN_q} = \frac{dS_{\bar{q}}}{dN_{\bar{q}}} = 1.4 \text{ bzw.} \quad (2.13)$$

$$\frac{dS_g}{dN_g} = 1.2 \quad (2.14)$$

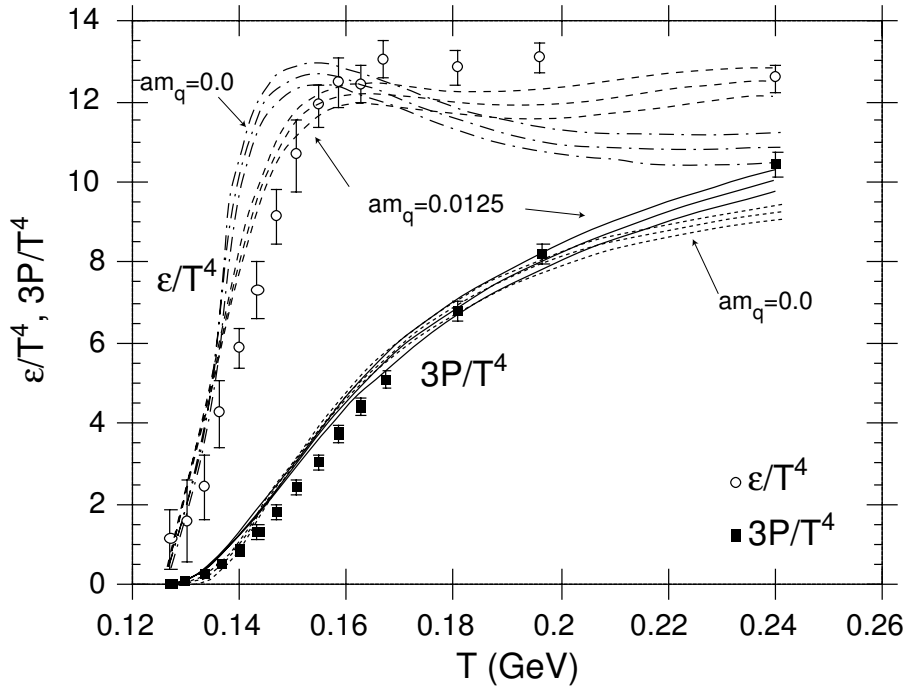


Abbildung 2.6: Energiedichte  $\epsilon/T^4$  und Druck  $3P/T^4$  in einem QCD-System als Funktion der Temperatur nach Rechnungen der Gittereichtheorie für zwei Quark-Flavours. Die Symbole zeigen die Simulationen für eine kleine endliche Quarkmasse ( $am_q = 0.0125$ ) zusammen mit einem Fit. Diese Fitfunktion ist auch zusätzlich in einer Extrapolation zum sogenannten „chiralen Limes“ ( $am_q = 0.0$ ) dargestellt [Lae96].

für Quarks/Antiquarks und Gluonen in einem QGP. Die Entropie je produziertem Teilchen ist für ein Pion zwar höher, berücksichtigt man aber wiederum die Zahl der Freiheitsgrade (3 gegenüber 37), so erkennt man, daß die Entropie bei gegebener Temperatur in einem QGP viel höher sein muß als in einem Pionengas.

Es soll hier angemerkt werden, daß die Annahme eines reinen Pionengases, die die Zahl der Freiheitsgrade des Hadronengases auf 3 beschränkt, unrealistisch ist. Genauere Rechnungen müssen schwerere Hadronen und Resonanzen berücksichtigen, was die Zahl der Freiheitsgrade deutlich erhöht (siehe Abschnitt 2.3).

Unabhängig vom Gültigkeitsbereich der obigen Abschätzung bleibt aber der Zusammenhang zwischen Teilchenzahl und Entropie. Interessant ist vor allem der konstante Betrag an Entropie für jedes produzierte Pion. Da im

Endzustand die Mehrzahl der produzierten Teilchen Pionen sind, bietet das eine Möglichkeit, experimentelle Meßgrößen, wie z.B. die Teilchenzahl, mit theoretischen Größen (Entropie), wie sie z.B. in statistischen oder hydrodynamischen Modellen zugänglich sind, zu verbinden.

Oben wurde außerdem ein ideales Gas angenommen – auch das ist vereinfacht. Rechnungen der Gittertheorie zeigen, daß das Quark-Gluon-Plasma in der Nähe des Phasenübergangs noch deutlich vom Verhalten des idealen Gases entfernt zu sein scheint.

Das genauere Verhalten des QGP oberhalb des Phasenübergangs nach solchen Rechnungen zeigt Abbildung 2.6. Man sieht, daß zwar die Energiedichte nahezu sprunghaft ansteigt, und damit in diesem Fall einen Übergang erster Ordnung andeutet, daß aber der Druck nur sehr allmählich anwächst. Der für das ideale Gas charakteristische Wert von  $P = \frac{1}{3}\epsilon$  wird erst für Temperaturen deutlich oberhalb der Phasenübergangstemperatur erreicht. Hier zeigt sich also, daß ein QGP in der Nähe des Übergangs sicher kein ideales Gas sein wird.

Außerdem gibt es Andeutungen in Gitterrechnungen, daß nicht alle hadronischen Zustände direkt oberhalb  $T_c$  verschwinden [Sch96].

## 2.2 Signaturen des Phasenübergangs

Das Quark-Gluon-Plasma ist vermutlich in der Frühphase des Universums kurz nach dem Urknall aufgetreten – dort hätte es sich um einen Zustand hoher Temperatur und geringer Dichte gehandelt (siehe Abbildung 2.4). Es gibt auch Vermutungen, daß ein QGP im Inneren von Neutronensternen auftreten könnte, wobei es sich dann um hochdichte, kalte Quarkmaterie handeln würde. Den einzigen experimentellen Zugang zu einem möglichen QGP gibt es wohl in Reaktionen von Atomkernen bei sehr hohen Energien – sogenannten *ultrarelativistischen Kernreaktionen*. Da es sich dabei um sehr kurzlebige Prozesse handelt, wird auch die mögliche Existenz eines QGP dort nur vorübergehend sein.

Es stellt sich also die Frage nach sogenannten Signaturen, d.h. charakteristischen Observablen, die den Nachweis des Plasmazustandes ermöglichen. Wichtig ist dabei natürlich die Dynamik der Reaktionen – nach der Plasma-phase wird das System wieder in ein Hadronengas übergehen, und alle Observablen können davon natürlich beeinflußt werden. Doch bevor die momentane Vorstellung vom Ablauf ultrarelativistischer Kernreaktionen skizziert wird, soll kurz auf die möglichen QGP-Signaturen eingegangen werden.

Diese lassen sich nach der Art der physikalischen Vorgänge, auf die sie sensitiv sind, folgendermaßen unterscheiden:

1. Signale, die auf das Deconfinement hinweisen,
2. Observable, die von der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie beeinflußt werden und
3. Größen, die von der Thermodynamik und Hydrodynamik der unterschiedlichen Phasen abhängen.

Zu der letzten Gruppe gehören Variablen, die direkt von der Eigenschaft des Phasenübergangs Gebrauch machen. So sollte sich eine latente Wärme, d.h. die abrupte Änderung der Zahl der Freiheitsgrade im System, in der **Abhängigkeit der Temperatur von der Entropie** äußern. Eine andere interessante Größe, die Schlüsse über die Zustandsgleichung erlaubt, ist der Druck bei gegebener Temperatur, der sich in unterschiedlich starker **kollektiver transversaler Expansion** zeigen sollte. Informationen über die Expansion des Systems erhält man auch aus der **Intensitäts-Interferometrie**, die Geometrie und Dynamik der Reaktion gleichermaßen studiert.

Ebenfalls eine Sonde für die thermodynamischen Eigenschaften des Systems läßt sich mit der Untersuchung thermischer Strahlung, vor allem von **direkten Photonen und Di-Leptonen**, machen. Solche nur elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen haben den Vorteil, daß sie nach ihrer

Erzeugung von der Entwicklung des hadronischen Systems nicht mehr beeinflußt werden und so einen direkteren Blick auf die heiße Anfangsphase der Reaktionen ermöglichen. Da die Messung der *thermischen direkten Photonen* ein Hauptthema dieser Arbeit ist, soll darauf im folgenden Abschnitt (2.3) noch genauer eingegangen werden.

Die chirale Symmetrie steht vor allem im Zusammenhang mit den Massen der Hadronen. **Veränderungen der Hadronmassen** sind somit ein wichtiges Indiz im Bezug auf die Wiederherstellung dieser Symmetrie, allerdings ist hier noch unklar, inwieweit solche Änderungen auch mit einem Phasenübergang verbunden sind.

Deutlicher wird eine solche Verbindung für das sogenannte **disorientierte chirale Kondensat**. Das Auftreten dieses noch recht exotischen Phänomens ist nur durch einen Übergang zu einer chiral symmetrischen Phase erklärbar. Auch auf diese Signatur soll im folgenden noch genauer eingegangen werden.

Die **Produktion seltsamer Teilchen** (Kaonen, Hyperonen) wird vor allem durch das Deconfinement beeinflußt. In einem hadronischen System führt die notwendige *assoziierte Produktion* von zwei Hadronen mit entgegengesetzter Seltsamkeit zu einer recht hohen Schwelle, die für die Produktionsprozesse von Seltsamkeit im QGP nicht gegeben ist, da hier einzelne Quark-Antiquark-Paare erzeugt werden können. Im chemischen Gleichgewicht hingegen ist diese Produktionsschwelle von untergeordneter Bedeutung, so daß man nicht mehr so leicht zwischen den verschiedenen Szenarien unterscheiden kann. Als vielversprechendste Untersuchungsobjekte gelten hier noch Teilchen mit mehrfacher Seltsamkeit, so z.B. die  $\Xi$ - und  $\Omega$ -Baryonen [Raf91]. Im allgemeinen liefert die Produktion seltsamer Teilchen, wie die ganze **Hadrochemie**<sup>6</sup>, vor allem weitere Informationen über die thermischen Bedingungen des Systems und seine Entwicklung.

Das bisher vielversprechendste Signal für das Deconfinement ist die **Unterdrückung von  $J/\psi$ -Mesonen** [Mat86]. Diese gebundenen Zustände von Charm- und Anticharm-Quarks ( $c\bar{c}$ ) haben eine verhältnismäßig große Masse ( $3.1 \text{ GeV}/c^2$ ) und können deshalb nur in den ersten heftigen Stößen bei einer Reaktion erzeugt werden. In einem QGP tritt aber nun eine Art *Debye-Screening* der Farbwechselwirkung auf – aufgrund der hohen Farbladungsdichte wird die Wechselwirkung abgeschirmt.<sup>7</sup> Der gebundene  $c\bar{c}$ -Zustand wird aufgelöst. Da es sehr unwahrscheinlich ist, daß die Charm-Quarks unter der Vielzahl der vorhandenen anderen Quarks gerade wieder miteinander

---

<sup>6</sup>Gemeint sind hier die relativen Häufigkeiten aller Hadronen.

<sup>7</sup>Dies ist analog zur Debye-Abschirmung einer elektrischen Ladung in der Quantenelektrodynamik.



eine Bindung eingehen, wird die Produktion der  $J/\psi$ -Teilchen unterdrückt.

Seit kurzer Zeit wird verstärkt die Möglichkeit diskutiert, daß sich der Energieverlust von primären Quarks aus harten Streuprozessen im QGP von dem in einem Hadronengas unterscheidet, was zum sogenannten **Jet-Quenching** führen könnte [Gyu90, Wan97].

Auf die experimentellen Befunde im Zusammenhang mit den Signaturen soll später noch eingegangen werden. Zusammenfassend läßt sich hier noch hinzufügen, daß sowohl die ersten experimentellen Ergebnisse als auch die Weiterentwicklung der Theorie den Schluß ziehen lassen, daß es keine universelle Signatur für den Phasenübergang gibt. Fast alle Signaturen werden auch durch Veränderungen in einem dichten, heißen System von Hadronen beeinflusst, für die kein Phasenübergang erforderlich ist. Einzelne Meßgrößen liefern nicht genug Informationen, um diesen „flüchtigen Zustand“ dingfest zu machen. Nur eine gleichzeitige Messung von verschiedenen Observablen und der Vergleich mit detaillierten Modellvorhersagen wird den Nachweis des QGP ermöglichen.

## 2.3 Photonenproduktion

Die Produktion direkter Photonen ist eines der Signale, die in dieser Arbeit genauer behandelt werden sollen. Gute Darstellungen der zugrundeliegenden Theorie gibt es allerdings schon in [Buc93, Kam93, Won94], so daß hier nur die wichtigsten Grundlagen dargestellt werden sollen.

Alle von Hadronen übermittelten Signaturen des Plasmas weisen das Problem auf, daß sie aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte z.T. mehrere Stöße mit der umgebenden Materie erfahren, bevor sie nachgewiesen werden. Das wird aber im allgemeinen die Informationen, die diese Teilchen tragen, verwischen. Bei einer regelrechten Äquilibrierung in der späteren Entwicklung des Systems wird jegliche Information über die Anfangsphase verloren gehen - man mißt dann mit Hilfe der Hadronen die Bedingungen im System zum Zeitpunkt des *Ausfrierens*, an dem die Teilchen entkoppeln.

Photonen (reelle und virtuelle) bieten demgegenüber den Vorteil, das sie nach ihrer Produktion mit der umgebenden Materie praktisch nicht mehr wechselwirken. So ist z.B. der Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien  $\sigma_{\gamma N} \approx 100 \mu\text{b}$ , damit sollte die freie Weglänge von Photonen in Kernmaterie ( $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^3$ )  $\lambda_\gamma = 1/\sigma_{\gamma N} \rho_0 \approx 600 \text{ fm}$  sein, d.h. mehr als 98% der Photonen verlassen die Reaktionszone ungehindert.

In einem QGP treten nun einige Produktionsprozesse für Photonen auf, die es in einem Hadrongas nicht gibt. Solche Prozesse sind

- die Quark-Antiquark-Annihilation:

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g, \quad (2.15)$$

- die Gluon-Quark-Comptonstreuung:

$$g + q \rightarrow \gamma + q \quad (2.16)$$

und

- die Quark-Bremsstrahlung:

$$q + q \rightarrow \gamma + q + q. \quad (2.17)$$

Die ersten beiden Prozesse sind die niedrigster Ordnung ( $\alpha_e \alpha_s$ ) und damit die wichtigsten, der dritte hat die Ordnung  $\alpha_e \alpha_s^2$ . Daneben gibt es noch Korrekturen höherer Ordnung wie Vertex- oder Selbstenergie-Korrekturen ( $\alpha_e \alpha_s^3$ ). Natürlich sind auch Prozesse wie  $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + \gamma$  unter Beteiligung zweier Photonen möglich. Solche Prozesse sind aber viel schwächer, da ein stark wechselwirkendes Teilchen durch ein nur elektromagnetisch wechselwirkendes ersetzt

wird. Dadurch stehen die Wahrscheinlichkeiten im Verhältnis  $\alpha_e/\alpha_s \approx 0.02$  zueinander.

Diese Prozesse sind für die thermische Produktion von Photonen im Plasma am wichtigsten. Auf diesen zusätzlichen Prozessen beruht auch die ursprüngliche Idee, daß eine erhöhte Anzahl von direkten Photonen ein Nachweis des QGP sein könnte.

Neben diesen Photonen aus der Plasmaphase gibt es aber auch immer Photonen aus dem Hadronengas. Entsprechende Prozesse in niedrigster Ordnung sind

- der Compton-artige Prozeß:

$$\pi^\pm + \rho^0 \rightarrow \gamma + \rho^0 \quad (2.18)$$

und

- die Annihilation:

$$\pi^+ + \pi^- \rightarrow \gamma + \rho^0. \quad (2.19)$$

Es ist nicht a priori klar, daß ein Quark-Gluon-Plasma eine höhere Rate an Photonen aussenden sollte als ein Hadronengas. Eine naive Vorstellung, die von den Raten für die einzelnen Elementarprozesse abstrahiert und das System einfach als „schwarzen Strahler“ der Thermodynamik auffaßt, läßt erwarten, daß die Zahl der Photonen in erster Linie von der Größe des Systems und seiner Temperatur abhängt, und nicht so sehr von der Art der vorliegenden Teilchen.

Für ein stationäres QGP bei einer Temperatur  $T$  ergibt sich angenähert folgende Photonenrate:

$$E \frac{dR_\gamma}{d^3p d^4x} \approx \left( \sum Q_f^2 \right) \frac{\alpha \alpha_s}{2\pi^2} \cdot T^2 e^{-E/T} \ln \left( \frac{c}{\alpha_s} \cdot \frac{E}{T} \right). \quad (2.20)$$

Für Beiträge eines Hadronengases erhält man ähnliche Ausdrücke – für eine detailliertere Diskussion siehe [Buc93].

Realistische Rechnungen müssen die Produktionsraten von Photonen über den gesamten Verlauf der Reaktion integrieren und dabei die Zustandsgleichung der möglichen Szenarien berücksichtigen. Der zeitliche Ablauf einer Kernreaktion wird detaillierter in Abschnitt 3.3.1 besprochen. Eine vereinfachte Darstellung gibt Abbildung 2.7 wieder.

Es wird angenommen, daß das System bei  $\tau = \tau_i$  thermalisiert ist und in einem QGP Zustand mit der Temperatur  $T_i$  vorliegt. Danach findet eine longitudinale Expansion statt (Bjørken-McLerran Bild, siehe Abschnitt 3.3.1) – in diesem Szenario hängen alle thermodynamischen Größen nur noch von

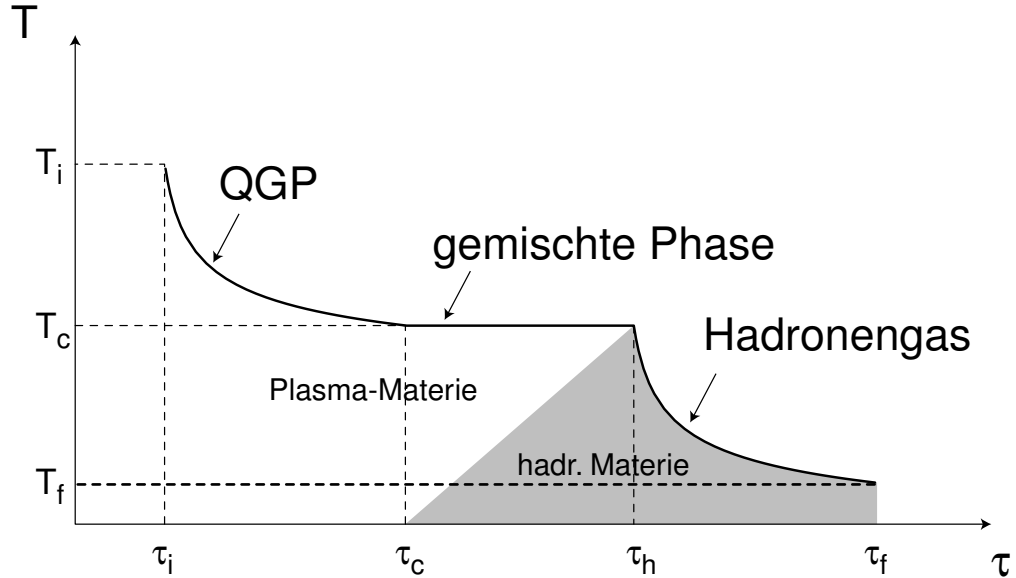


Abbildung 2.7: Zeitlicher Verlauf der Temperatur in einem eindimensional expandierenden System mit einem Phasenübergang erster Ordnung vom QGP zum Hadronengas.

der Eigenzeit  $\tau$  ab. Unter Annahme einer adiabatischen Entwicklung erhält man dann folgende Zeitentwicklung der Temperatur:

$$T(\tau) = T_i \cdot \left(\frac{\tau_i}{\tau}\right)^{1/3}. \quad (2.21)$$

Das System kühlt sich ab bis die kritische Temperatur  $T_c$  erreicht ist. Es folgt die gemischte Phase, in der sich QGP-Materie in hadronische Materie umwandelt. Dabei nimmt die Entropiedichte durch die Verringerung der Zahl der Freiheitsgrade weiter ab. Nach der Zeit  $\tau_h$  ist die Umwandlung vollständig vollzogen und das Hadronengas kühlt sich weiter ab. In Analogie zu Gleichung 2.21 ist dabei:

$$T(\tau) = T_c \cdot \left(\frac{\tau_h}{\tau}\right)^{1/3}. \quad (2.22)$$

Bei der expliziten Berechnung der Photonenemission muß natürlich geklärt werden, ob das gewählte Szenario die realen Kernreaktionen beschreibt. Man kann hierbei die Gültigkeit des Björken-McLerran Bildes in Zweifel ziehen, sicherlich muß in die Expansion auch die transversale Richtung einbezogen werden, was ein schnelleres Abkühlen und damit eine geringe Photonrate zur Folge hätte.

Außerdem müssen die freien Parameter festgelegt werden. Wichtig sind dabei vor allem

- die Anfangstemperatur  $T_i$  und
- die Anzahl der Freiheitsgrade  $f_{QGP}$  und  $f_{HG}$  in den beiden Phasen.

Der Unterschied in der Anzahl der Freiheitsgrade bestimmt vor allem die latente Wärme des Übergangs und damit die Lebensdauer der gemischten Phase. Für das QGP kann dies verhältnismäßig einfach abgeschätzt werden (siehe Abschnitt 2.1.2), eine gewisse Unsicherheit besteht durch das s-Quark, das aufgrund seiner größeren Masse oft als weiterer „halber“ Flavour-Freiheitsgrad berücksichtigt wird. Für das Hadronengas ist die Abschätzung schwieriger, da es eine große Zahl von Resonanzen gibt, die durch ihre unterschiedliche Masse aber auch verschieden stark zur *effektiven* Zahl der Freiheitsgrade beitragen. In [Sri92] z.B. wird  $f_{HG} = 6.6$  benutzt.

Die Anfangstemperatur ist mit der Anfangszeit verknüpft – man kann beide Parameter gemeinsam mit Hilfe der Entropiedichte festlegen. Die Entropiedichte selbst kann man analog zur Energiedichte (Gleichung 3.20) experimentell aus der Rapiditätsdichte<sup>8</sup> emittierter Teilchen  $dN/dy$  ermitteln. Man erhält dann:

$$T_i^3 \cdot \tau_i = \frac{3.6}{4f} \cdot \frac{1}{\pi R_{proj}^2} \cdot \frac{dN_\pi}{dy}. \quad (2.23)$$

Entscheidend für die Festlegung der Anfangstemperatur ist dann vor allem der Parameter  $\tau_i$ , der experimentell bisher leider nicht zugänglich ist. Er wird zumeist im Bereich  $\tau_i = 0.1 - 1.0 \text{ fm}/c$  gewählt. Kompliziert wird die Situation noch durch die Tatsache, daß Gluonen aufgrund ihres hohen Wirkungsquerschnitts viel schneller ein Gleichgewicht erreichen als die Quarks. Dies führt zu einem Ungleichgewicht zwischen Quarks und Gluonen, aber auch im allgemeinen zu einer höheren Temperatur des QGP [Shu93].

Durch einen Vergleich solcher Rechnungen mit den experimentellen Daten lassen sich dann Schlüsse ziehen im Bezug auf eben diese Zustandsgleichung und natürlich die Anfangsbedingungen, d. h. vor allem die Anfangstemperatur der Reaktion. Der Zusammenhang der Zahl der Freiheitsgrade mit der Entropie liefert für das Systems unterschiedliche Anfangstemperaturen je nachdem ob es als Hadronengas oder QGP vorliegt, so daß auf diese Weise wichtige Informationen für den Nachweis des QGP gewonnen werden können. Obwohl auch mit den direkten Photonen also kein eindeutiges qualitatives Signal für den Phasenübergang geliefert wird, ist dies die wohl einzige Observable, die einen so direkten Zugriff auf die heiße Anfangsphase dieser Kernreaktionen ermöglicht.

---

<sup>8</sup>Zur Definition der Rapidität siehe Anhang A.

## 2.4 Das disorientierte chirale Kondensat

Die zweite Signatur für das QGP, die hier näher besprochen werden soll, ist das disorientierte chirale Kondensat [Ans89, Ans91, Bjø92, Bla92, Kow92]. Da es sich dabei um eine verhältnismäßig neue Idee handelt, soll ausführlicher auf dieses Phänomen eingegangen werden.

### 2.4.1 Chirale Symmetrie und deren Brechung

Die Massen der u- und d-Quarks im Lagrangedichte-Operator – die sogenannten *Strom*-Massen – sind klein im Verhältnis zu den relevanten Skalen der QCD ( $m_u \approx 5 \text{ MeV}$ ,  $m_d \approx 9 \text{ MeV}$ ). Für viele praktische Anwendungen kann man deshalb diese Massen als Null annehmen.<sup>9</sup> Diese Annahme führt zu einer Entartung der beiden Flavour-Zustände und damit zu einer SU(2)-Symmetrie der Theorie, der *chiralen* Symmetrie. Das führt auch unter anderem zur Massenentartung der Nukleonen.

Eine weitere Konsequenz aus der Masselosigkeit der Quarks ist, dass es keine Kopplungen zwischen rechts- und linkshändigen Zuständen gibt.<sup>10</sup> Übergänge zwischen Zuständen unterschiedlicher Chiralität würden durch einen Masseterm in der Lagrangedichte vermittelt. Anschaulich könnte man sagen: Um die Händigkeit eines Teilchens zu ändern, müßte man es bis zum Stillstand abbremsen, um dann die Impulsrichtung umzudrehen, ohne den Eigendrehimpuls zu verändern. Das ist aber mit masselosen Teilchen nicht möglich.

Linkshändige und rechtshändige Quarks sind in diesem Bild also unabhängig und unterliegen getrennten Symmetrien, die SU(2)-Symmetrie ist *verdoppelt*. Diese doppelte Symmetrie hat nun aber zur Folge, daß es nicht nur Zustände einer Parität geben muss, sondern auch entsprechende entartete Partner der entgegengesetzten Parität. Das ist ganz offensichtlich in der Natur nicht der Fall. Hadronen treten immer mit wohldefinierter Parität auf, und solche Paritäts-Partner gibt es nicht. Die chirale Symmetrie ist spontan gebrochen.

Nimmt man die Existenz von masselosen pseudoskalaren Anregungszuständen an, so kann man durch Hinzufügen dieser „Teilchen“ die Parität eines Zustandes ändern, ohne dessen Energie zu beeinflussen. Diese Teilchen sind die Pionen, deren verhältnismäßig geringe Masse ein Hinweis auf die „Überreste“ der chiralen Symmetrie ist.<sup>11</sup>

<sup>9</sup>Manchmal wird auch die etwas größere Masse des s-Quarks vernachlässigt.

<sup>10</sup>Hier taucht der Begriff Händigkeit (= Chiralität) auf.

<sup>11</sup>Die Pionen sind die *Goldstone-Bosonen* der chiralen Symmetrie.

Zur chiralen Symmetrie gibt es natürlich einen zugeordneten Ordnungsparameter. Der Operator  $\bar{\psi}\psi$ , der auch Bestandteil des Masseterms in der Lagrangedichte ist, enthält Übergänge zwischen links- und rechtshändigen Quarks. In einem chiral symmetrischen Zustand sollte der Erwartungswert dieses Operators verschwinden. In der Realität ist der Erwartungswert des Vakuumzustandes:

$$\langle 0 | \bar{\psi}\psi | 0 \rangle \approx -250 \text{ MeV}^3.$$

Dies nennt man das *Quark-Kondensat*, dessen endlicher Wert die spontane Brechung der chiralen Symmetrie verdeutlicht. Die Größe dieses Kondensats hängt über die sogenannte *Gell-Mann-Oakes-Renner Gleichung* mit der Masse der Pionen zusammen:

$$M_\pi^2 = (m_u + m_d) \frac{\langle 0 | \bar{\psi}\psi | 0 \rangle}{F_\pi^2} + o(m^2).$$

Die wichtigsten Eigenschaften der chiralen Symmetrie lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Die QCD besitzt eine angenäherte  $SU(2) \times SU(2)$  Symmetrie.
2. Es gibt eine schwache *explizite* Brechung dieser Symmetrie durch die endlichen Quarkmassen.
3. Die Symmetrie des Grundzustandes ist spontan gebrochen. Der Ordnungsparameter, das Quark-Kondensat, ist endlich. Die Goldstone-Bosonen sind die Pionen.

Man geht nun davon aus, daß die chirale Symmetrie bei hadronischen Systemen hoher Temperatur oder Dichte wiederhergestellt wird, daß es also neben dem Deconfinement einen weiteren Phasenübergang gibt. Es ist hier wichtig, anzumerken, daß diese beiden Phasenübergänge nicht notwendigerweise identisch sind. Vereinfacht läßt sich sagen, daß das Confinement nicht bei Systemen auftreten sollte, die chirale Symmetrie besitzen. Das läßt sich am Bag-Modell verstehen: Die innerhalb des Bags frei beweglichen Quarks werden an den „Wänden“ des Bags reflektiert. Dabei ändern sie ihre Impulsrichtung ohne eine Spinänderung, d.h. die Chiralität bleibt nicht erhalten. Der Phasenübergang zum Deconfinement kann hiernach also bei geringerer oder gleicher Anregung passieren als der chirale Phasenübergang. Dies ist natürlich nicht als Beweis zu verstehen, da diese Form des Bag-Modells eine Vereinfachung darstellt.

Rechnungen der Gittereichtheorie sagen für die chirale Symmetrie bei 2 relevanten Quark-Flavours einen Übergang 2.Ordnung voraus (siehe Abschnitt 2.1). Unsicherheit gibt es durch das strange-Quark – trotz seiner

größeren Masse ist es vorstellbar, daß man diese dritte Quarksorte berücksichtigen muß und daß die chirale Symmetrie als  $SU(3) \times SU(3)$  vorliegt. Für diesen Fall ist die Natur des Phasenübergangs noch unklar.

### 2.4.2 Das disorientierte Kondensat

Das chirale Kondensat läßt sich mathematisch als ein Vektor im Isospinraum beschreiben, der sich nach der  $O(4)$  Untergruppe der  $SU(2) \times SU(2)$  Symmetrie transformiert:

$$M = (\sigma, \vec{\pi}).$$

Das physikalische Vakuum ist ein Zustand, in dem  $M$  in die  $\sigma$ -Richtung zeigt. Die Pion-Moden sind wegen der endlichen Pionenmasse unterdrückt. Da die Pionenmasse allerdings klein ist, ist die Energie gering, die zur „Drehung“ dieses Vektors notwendig ist. Diese Energie verschwindet, wenn die chirale Symmetrie wiederhergestellt wird. Das chirale Kondensat kann sich dann in eine beliebige Richtung im Isospinraum orientieren. Zeigt  $M$  nicht mehr in  $\sigma$ -Richtung, so spricht man nach Bjørken vom *disorientierten chiralen Kondensat*, kurz DCC<sup>12</sup>. Besonders interessant wird es, wenn dieses Kondensat ein „kohärentes Pionenfeld“ bildet, also eine „makroskopische“ Ausrichtung des Isospins besitzt.

Die chirale Symmetrie hat nicht von ungefähr eine Analogie zum Heisenberg-Modell des Ferromagneten. Während die Theorie rotationssymmetrisch ist, kann der Grundzustand eine Raumrichtung auszeichnen (durch die Magnetisierung, die hier die Rolle des Ordnungsparameters spielt). Auch beim Ferromagneten existiert dieser Zustand, in dem die Symmetrie spontan gebrochen ist, nur unterhalb einer kritischen Temperatur. Oberhalb dieser Temperatur wird die Rotationssymmetrie wiederhergestellt, die Magnetisierung verschwindet aufgrund der eintretenden Unordnung.

Auch zur expliziten Symmetriebrechung, die im Falle der chiralen Symmetrie durch die endliche Pionenmasse manifest wird, gibt es ein Analogon beim Ferromagneten, nämlich ein äußeres Magnetfeld.

Illustrieren läßt sich dieser Zusammenhang für den zweidimensionalen Fall durch Abbildung 2.8. Gezeigt ist das Potential für das sogenannte  $\phi^4$ -Modell. Für ein solches Potential, das von der vierten Potenz des Feldes abhängt, kann eine Situation entstehen, bei der das Minimum der Energie nicht bei  $\phi = 0$ , sondern bei einem endlichen Feldwert erreicht wird (a).<sup>13</sup> Der Grundzustand des Vakuums könnte bei exakter Symmetrie einen beliebigen

---

<sup>12</sup>disorientated chiral condensate

<sup>13</sup>Die Darstellung eines solchen Potentials hat Ähnlichkeit mit einem Sombrero und wird daher als „mexican hat“ bezeichnet.



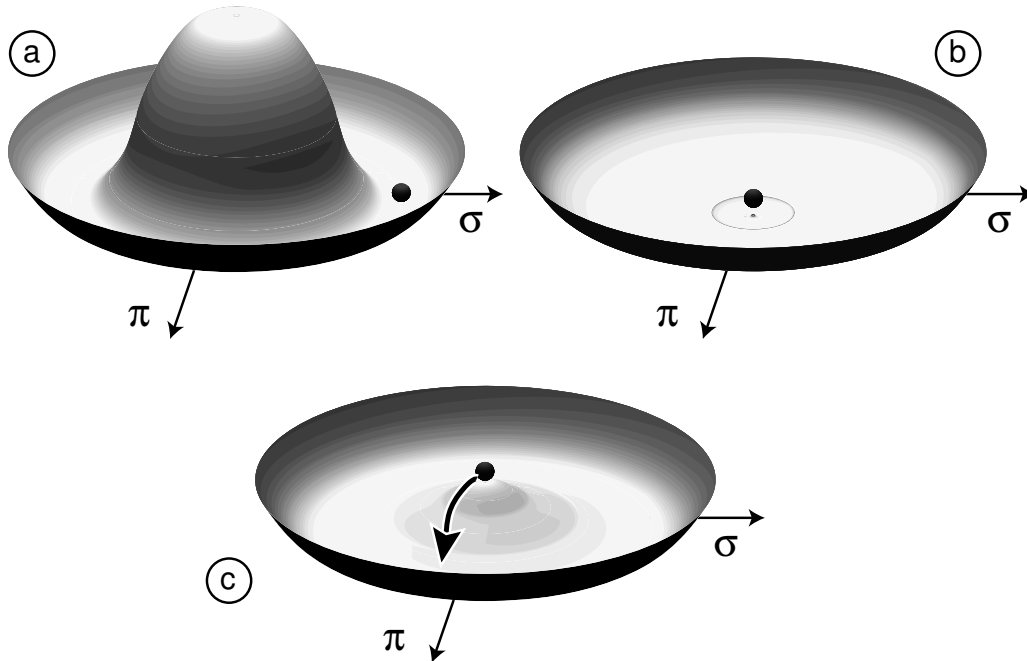


Abbildung 2.8: Illustration des Grundzustandes des QCD-Vakuums. a) Der normale Grundzustand mit spontan gebrochener Symmetrie, b) der Grundzustand bei wiederhergestellter chiraler Symmetrie und c) das Wiedereinsetzen der Symmetriebrechung bei einem Phasenübergang. Genauere Erläuterungen siehe Text.

Wert entlang des kreisförmigen Minimums annehmen. Drehungen im  $\sigma - \vec{\pi}$ -Raum wären ohne Energieaufwand möglich. Das wird natürlich verhindert durch die kleine, aber endliche explizite Symmetriebrechung. Eine Drehung in  $\pi$ -Richtung entspricht gewissermaßen einer Erzeugung von Pionen, die aufgrund der endlichen Masse der Pionen unterdrückt ist.

In einem Quark-Gluon-Plasma könnte die chirale Symmetrie wiederhergestellt sein. Das zusätzliche Maximum verschwindet und der Grundzustand liegt bei  $\phi = 0$  (b).

Wird der Phasenübergang dann wieder in Richtung auf die gebrochene Symmetrie überquert, so wird der Grundzustand wieder zu einem endlichen Wert verschoben. Zunächst einmal ist aber die Richtung frei, d.h. das Kondensat kann sich nun auch in  $\pi$ -Richtung orientieren (c).

Ein solcher DCC-Zustand könnte in ultrarelativistischen Kernreaktionen entstehen. Er ist dort natürlich nicht stabil, er kann zeitweilig in einem abgeschlossenen Raumbereich existieren, muß aber schließlich wieder in einen

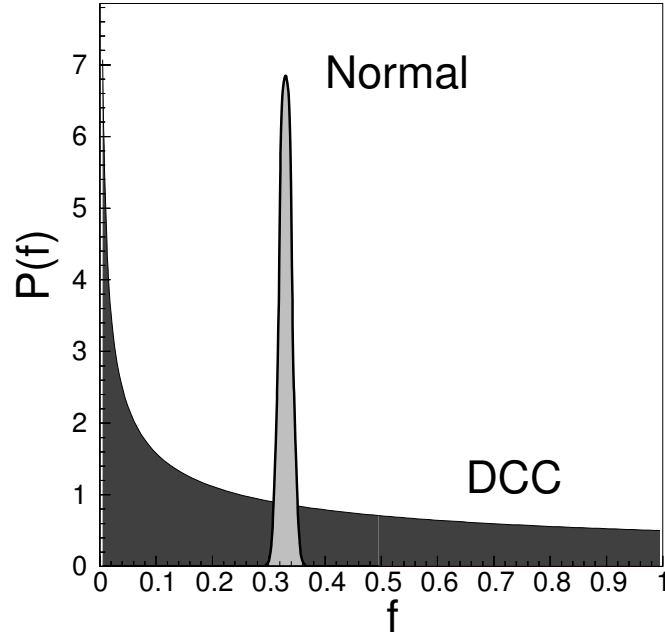


Abbildung 2.9: Wahrscheinlichkeitsverteilung für das Verhältnis  $f$  von neutralen Pionen zu allen Pionen (Gleichung 2.24) für „normale“ Teilchenproduktion und für die Emission aus einem DCC.

„physikalischen“ Zustand übergehen. Kehrt das Gesamtsystem allmählich, d.h. entlang des Gleichgewichts, in den „normalen“ Zustand gebrochener chiraler Symmetrie zurück, so kann auch das Kondensat allmählich zum  $\sigma$  Zustand zurückkehren und es bleibt keine „Erinnerung“ an die Disorientierung.

Passiert der Übergang allerdings sehr abrupt, ohne daß Zeit für eine Gleichgewichts-Relaxation des Kondensats bleibt, so sollte die Ausrichtung erhalten bleiben. Es könnten sich langwellige Oszillationen des chiralen Feldes in einer wohldefinierten Isospinrichtung bilden. Das chirale Feld würde dann in Cluster niederenergetischer Pionen übergehen, die ebenfalls eine bevorzugte Isospinkomponente haben.

Daraus ergibt sich eine charakteristische Signatur dieses Zustandes: Die bevorzugte zufällige Isospinrichtung sollte sich in einer Bevorzugung einer Sorte von Pionen im Endzustand widerspiegeln.

Üblicherweise wird das durch Betrachtung des Anteils neutraler Pionen

$$f = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^+} + N_{\pi^0} + N_{\pi^-}} \quad (2.24)$$

verdeutlicht. Die Zufallsvariable  $f$  ist für ein DCC verteilt nach:

$$\frac{dP(f)}{df} = \frac{1}{2\sqrt{f}}, \quad (2.25)$$

während sie „normalerweise“ einer Binomialverteilung mit Mittelwert  $1/3$  folgt (s. Abbildung 2.9). Gleichung 2.25 sagt nun ungewöhnlich starke Fluktuationen dieses Verhältnisses voraus, z.B. ist die Wahrscheinlichkeit 10%, unter 100 Pionen nur 1 neutrales zu finden! DCCs könnten also vielleicht eine Erklärung für die sogenannten „Centauro“-Ereignisse bieten, das sind Ereignisse fast ohne Photonen, aber mit einer großen Zahl geladener Teilchen, die in Experimenten mit kosmischer Strahlung gefunden wurden [Lat80].

Solche drastischen Fluktuationen sollten sicherlich auch in Beschleunigerexperimenten nachweisbar sein. Als Problem taucht hier allerdings sofort die Frage auf, ob solche DCCs groß genug sein würden, um einen deutlichen Meßeffect zu liefern. Mathematisch ist das die Frage nach der Korrelationslänge des Pionenfeldes. Numerische Rechnungen deuten hier an, daß die typische Korrelationslänge und damit die Ausdehnung des DCCs ca. 3-4 fm betragen sollte [Gav95]. Ein DCC würde also nur einen kleinen Bruchteil des Gesamtvolumens einer Kernreaktion umfassen, und damit auch nur einen Teil der produzierten Pionen beeinflussen. Das Signal würde dadurch natürlich abgeschwächt.

Allgemein spricht man davon (analog zum Ferromagnetismus), daß DCCs in sogenannten *Domänen* auftreten, wobei es eine einzelne große Domäne, aber auch ein Vielzahl sehr kleiner Domänen geben könnte. Da jede Domäne im Bezug auf die Isospinfluktuationen ein abgeschlossenes System darstellt, werden sich diese unterschiedlichen Szenarien natürlich in unterschiedlich deutlichen Effekten manifestieren.



# Kapitel 3

## Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

Im folgenden sollen die Grundlagen für die Untersuchung von ultrarelativistischen Kernreaktionen dargestellt werden. Für die Beschreibung von Vielteilchenreaktionen bei hohen Energien ist natürlich zunächst das Verständnis der elementaren Reaktionen, also der Stöße von Hadronen erforderlich. Anschließend soll erläutert werden, inwiefern sich die Beobachtungen verändern, wenn als ein Reaktionspartner ein Atomkern, also ein komplexeres Gebilde als ein einzelnes Hadron, vorliegt. Im weiteren werden Modelle eingeführt, die die Dynamik einer Schwerionenreaktion zu beschreiben versuchen. Abschließend wird der bisherige Stand der experimentellen Untersuchungen dieser Reaktionen dargestellt.

### 3.1 Grundlagen aus elementaren Reaktionen

Wirkungsquerschnitte für Hadronen sind bei sehr hohen Energien nur sehr schwach energieabhängig, während sie bei mittleren Energien noch relativ stark von Resonanzen beeinflusst werden. Ein Beispiel dafür ist die  $\Delta$ -Resonanz, die z.B. in der Reaktion



auftritt und die dieser Reaktion einen maximalen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma_{total} \approx 200$  mb bei einer kinetischen Energie der Pionen von  $E_{kin} \approx 200$  MeV gibt. Oberhalb einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 3$  GeV beträgt der totale Wirkungsquerschnitt für die  $\pi$ -p-Streuung nur noch ca. 25 mb, für die p-p-Streuung ca. 40 mb.

Die obigen Wirkungsquerschnitte umfassen elastische Streuungen, bei denen die beteiligten Teilchen keine Energie verlieren, und die inelastischen Stöße, die mit Energieverlusten der Hadronen einhergehen. Der Wirkungsquerschnitt für inelastische p-p-Streuung beträgt ungefähr 30 mb, stellt also den wesentlichen Anteil des totalen Wirkungsquerschnittes dar.

Der Energieverlust der Hadronen bei diesen Reaktionen geht im wesentlichen in die Produktion neuer Teilchen ein. Die Teilchenproduktion stellt also ein wesentliches Charakteristikum der hochenergetischen Hadron-Hadron-Reaktionen dar. Man kann die inelastischen Reaktionen noch weiter unterscheiden in sogenannte *diffraktive* und *nicht-diffraktive* Prozesse.

Diffraktive Reaktionen kann man gut in einem optischen Bild verstehen: Ein Nukleon läßt sich als eine absorbierende Scheibe betrachten, die auch zu einer entsprechenden Beugungsstruktur bei dieser Streuung führt. Die Hadronen verlieren verhältnismäßig wenig Energie und gehen nahezu unverändert aus der Reaktion hervor. Entsprechend wenig neue Teilchen werden bei solchen Stößen produziert.

Nicht-diffraktive Prozesse hingegen führen zu einem deutlichen Energieverlust und zu einer großen Zahl von produzierten Teilchen. Der Anteil nicht-diffraktiver Prozesse an allen inelastischen Stößen ist ungefähr 90%.<sup>1</sup>

Die Anzahl der produzierten Teilchen wächst mit der Schwerpunktsenergie an. Diese Abhängigkeit läßt sich wie folgt parametrisieren:

$$\langle N_{charged} \rangle = 0.88 + 0.44 \cdot \ln s + 0.118 \cdot (\ln s)^2, \quad (3.2)$$

wobei  $s$  in Einheiten von  $\text{GeV}^2$  gegeben ist. Ca. 80-90% der produzierten Teilchen sind Pionen, wobei alle drei Ladungszustände im Mittel in gleicher Anzahl vorkommen.

Die Verteilung dieser produzierten Teilchen im Impulsraum läßt sich durch die longitudinalen und transversalen Komponenten beschreiben. Die Rapiditätsverteilung<sup>2</sup>  $dN/dy$  der Pionen zeigt einen glockenförmigen Verlauf. Für sehr hohe Energien entwickelt sich ein Plateau, ein Bereich konstanter Rapiditätsdichte, das von Feynman postuliert wurde. Er nahm an, daß die Verteilung produzierter Teilchen energieunabhängig wird und sich näherungsweise in folgender Weise faktorisieren läßt:

$$d^2\sigma = \text{const.} \cdot f(p_T) \cdot d(p_T^2) \cdot dy, \quad (3.3)$$

wobei  $f(p_T)$  eine zunächst nicht näher bekannte Funktion sei. Daraus folgt  $d\sigma/dy = \text{const.}$

---

<sup>1</sup>Die genaue Unterscheidung von diffraktiven und nicht-diffraktiven Prozessen ist etwas willkürlich.

<sup>2</sup>Die Rapidität  $y$  ist ein Maß des Longitudinalimpulses (s. Anhang A).

Da die Größe des gesamten Rapiditätsbereichs der produzierten Teilchen logarithmisch mit der Schwerpunktsenergie wächst, steigt bei einem konstanten Rapiditätsplateau die Gesamtmultiplizität der Teilchen ebenfalls logarithmisch mit der Energie an. Daß die Multiplizität, wie in Gleichung 3.2 angegeben, sogar mit dem Quadrat des Logarithmus wächst, zeigt allerdings, daß die Höhe dieses Plateaus ebenfalls mit der Energie zunehmen muß.

Die Transversalimpulsverteilungen  $d^2 N/d(p_T^2)$  sind für  $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$  exponentiell abfallend und lassen sich dort angenähert schreiben als [Col84]:

$$\frac{d^2 N}{d(p_T^2)} \propto \exp(-6p_T). \quad (3.4)$$

Für höhere Transversalimpulse weichen die Verteilungen immer stärker von exponentiellem Verhalten ab. Sie lassen sich dann eher durch Potenzgesetze beschreiben (siehe Abschnitt 3.1.2).

Man stellt auch fest, daß die Verteilungen unterschiedlicher, produzierter Teilchen, wenn man sie als Funktion der transversalen Masse  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$  betrachtet, sich durch die gleiche spektrale Form beschreiben lassen. Diese Beobachtung wird oft auch als  $m_T$ -Skalierung bezeichnet.

### 3.1.1 Weiche Prozesse – das String Modell

Der mittlere Transversalimpuls der produzierten Teilchen in Nukleon-Nukleon-Reaktionen beträgt  $\approx 0.35 \text{ GeV}/c$ . Solche Impulse bezeichnet man oft als *weiche* Impulse – sie sind im Verhältnis zu den Skalen der QCD nicht sehr groß, die damit verbundenen charakteristischen Abstände relativ groß. Die sogenannten *weichen* Prozesse gehören in den Bereich der nicht-perturbativen QCD und lassen sich nicht exakt berechnen. Für diese sehr wichtigen Prozesse, die für den Großteil der Teilchenproduktion verantwortlich sind, muß man auf Modellvorstellungen zurückgreifen.

Ein solches Modell für die Beschreibung der Teilchenproduktion ist das String-Modell [Art74, And83], das vom *Dual-Resonance-Model* [Ven68] inspiriert wurde. Die Interpretation der Meson-Meson-Streuung in diesem Modell führt zu der Vorstellung von Mesonen als ausgedehnten Objekten, nämlich als *Strings*, die ein Quark und ein Antiquark miteinander verbinden. Man kann sich diesen String (wie in Abschnitt 2.1 angedeutet) als eine Flußröhre aus Farbfeldern vorstellen. Diese Flußröhre verbindet die Bestandteile des Hadrons wie ein „Gummiband“, das zwischen den Quarks ein Potential erzeugt, das linear mit dem Abstand anwächst.

Erstaunlicherweise kann man mit diesem simplen Modell einige Eigenschaften von Hadronen gut erklären. So gibt es z.B. die empirische Tatsache, daß Hadronresonanzen mit ähnlichen inneren Quantenzahlen, aber

unterschiedlichem Spin  $J$ , auf einer Linie liegen, wenn man den Spin in Abhängigkeit vom Quadrat der Masse  $M^2$  darstellt – diese Linien nennt man *Regge-Trajektorien*. Es zeigt sich, daß man diesen Zusammenhang zwischen  $J$  und  $M^2$  mit einem rotierenden linearen String gut reproduzieren kann. Man kann dann aus der Steigung der Regge-Trajektorien die sogenannte *String-Spannung* ermitteln:

$$\kappa \approx 1 \text{ GeV/fm.} \quad (3.5)$$

Das String Modell liefert eine plausible Beschreibung von Hadronen, kann aber nicht alle hadronischen Phänomene befriedigend erklären. So ist es nicht in der Lage, einige Eigenschaften von harten Streuprozessen (s. Abschnitt 3.1.2) zu beschreiben.

In diesem Modell läßt sich ein angeregtes  $q\bar{q}$ -System als ein String verstehen, dessen Quark und Antiquark an den Enden mit großem Impuls auseinanderstreben. Der String bricht dann in einzelne Stücke (er *fragmentiert*), und an den Bruchstellen entstehen neue  $q\bar{q}$ -Paare. Mit diesem Konzept kann man nun die Teilchenproduktion in hochenergetischen Reaktionen beschreiben.

Solche String Modelle, z.B. das symmetrische Lund-Modell [And83], werden meist zunächst an einfachsten Reaktionen überprüft, so z.B. in der  $e^+e^-$ -Annihilation bei hohen Energien. Hier erzeugen Elektron und Positron zunächst einen Quark-Antiquark-String, der sich schnell ausdehnt und dann fragmentiert. Die Orte der Teilchenproduktion, die *Vertizes*, lassen sich u.a. durch die Eigenzeit  $\tau$  und die Rapidität  $y$  charakterisieren.<sup>3</sup> Falls alle Vertizes bei einer konstanten Eigenzeit  $\tau_0$  liegen, erhält man für die Verteilung der produzierten Teilchen in der Rapidität ein Plateau – so wird es auch tatsächlich beobachtet. Außerdem sind die Teilchen in diesem Modell in der Raumzeit geordnet, d.h., daß Teilchen mit einer größeren Rapidität auch bei größerer Entfernung von dem ursprünglichen Kollisionspunkt erzeugt werden. Auch für diese Eigenschaft gibt es experimentelle Indizien in der Teilchen-Interferometrie.

Die Übertragung dieses Konzeptes auf Hadron-Hadron-Reaktionen nimmt man in diesen Modellen vor, indem dort die beiden beteiligten Hadronen angeregt werden und einen longitudinalen Quark-Antiquark- oder Quark-Diquark-String bilden. Diese Strings fragmentieren dann und sind für die Teilchenproduktion verantwortlich.

---

<sup>3</sup>Zur Definition der Rapidität siehe Anhang A.



### 3.1.2 Harte Streuprozesse

Die oben erwähnten String-Modelle können Streuprozesse mit großem Impulsübertrag, sogenannte harte Prozesse, nicht richtig beschreiben. Dabei handelt es sich z.B. um Prozesse, aus denen Teilchen mit großem Transversalimpuls ( $p_T \gg 1 \text{ GeV}/c$ ) hervorgehen. Für solche Fälle wird die Kopplungskonstante der QCD klein, und die Störungstheorie wird anwendbar. Es wird das Konzept der Partonen verwendet – dabei handelt es sich um die Konstituenten der beteiligten Teilchen, also um die Quarks und Gluonen bei Hadronen. (Das gleiche Konzept läßt sich prinzipiell auch auf Kerne anwenden, wenn man die Nukleonen dort als Partonen betrachtet.)

Eine *inklusive* Reaktion

$$A + B \rightarrow C + X \quad (3.6)$$

kann man beschreiben als einen Elementarprozeß zwischen den Konstituenten a (von A) und b (von B):

$$a + b \rightarrow c + d. \quad (3.7)$$

c fragmentiert anschließend in das Teilchen C.<sup>4</sup> Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion läßt sich dann schreiben als eine Faltung des elementaren Wirkungsquerschnitts mit den Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Partonen (den sogenannten *Strukturfunktionen*) und der *Fragmentationsfunktion*, d.h. der Wahrscheinlichkeit, daß c in C fragmentiert, summiert über alle möglichen Elementarreaktionen. Für Spezialfälle kann man sich dann über die sogenannten Abzählregeln (*counting rules*) einfache Abschätzungen für das Verhalten dieses Wirkungsquerschnittes verschaffen. Eine genauere Beschreibung dazu findet sich z.B. in [Won94], hier soll nur kurz auf ein Ergebnis eingegangen werden.

Betrachtet man die Reaktion  $pp \rightarrow \pi + X$ , wobei die Pionen mit großem Transversalimpuls unter einem Winkel  $\theta_{CM} = 90^\circ$  im Schwerpunktsystem beobachtet werden, so läßt sich der Wirkungsquerschnitt schreiben als:

$$E_\pi \frac{d^3\sigma}{dp_\pi^3} \propto \frac{(1 - x_T)^F}{p_T^{2N}}. \quad (3.8)$$

Dabei ist  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ . Die Exponenten lassen sich durch Abzählen der an der Reaktion teilnehmenden ( $n_p$ ) bzw. nicht teilnehmenden Partonen ( $n_s^{(A)}$  und  $n_s^{(B)}$ ) ermitteln:

$$N = n_p - 2 \quad \text{und} \quad (3.9)$$

$$F = 2(n_s^{(A)} + n_s^{(B)}) - 1. \quad (3.10)$$

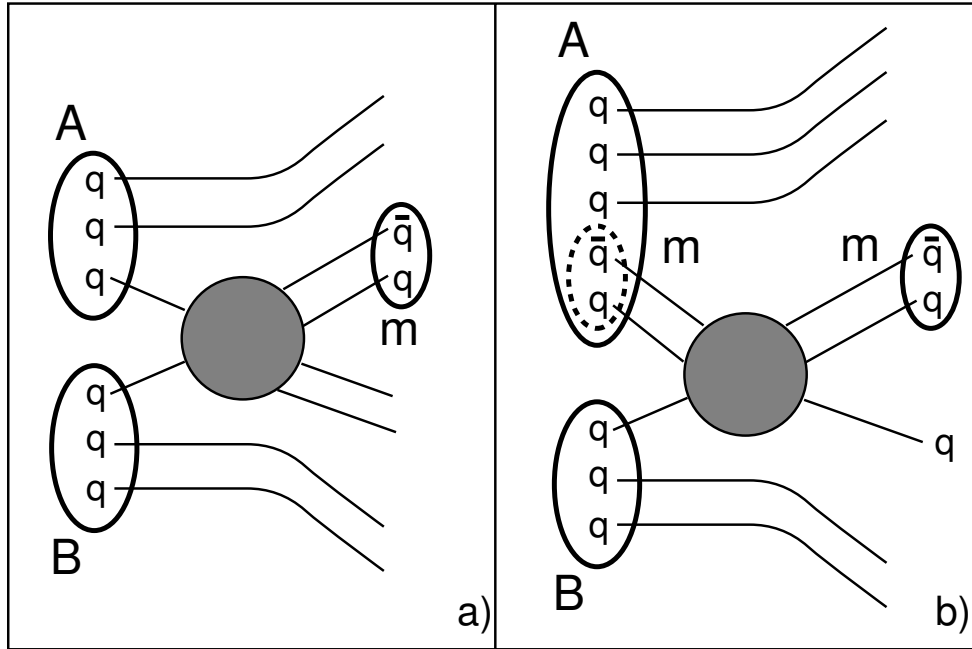


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Pion Produktion in harten pp Stößen nach dem Constituent Interchange Model für einen Elementarprozeß der Form  $qq \rightarrow qq$  (a) sowie für  $q + \text{Meson} \rightarrow q + \text{Meson}$  (b).

Nimmt man nun an, daß der entscheidende Elementarprozeß hier  $qq \rightarrow qq$  ist (siehe Abbildung 3.1 links), so erhält man aus den counting rules:  $n_p = 4$  und  $n_s^{(A)} = n_s^{(B)} = 2$  und damit:

$$2N = 4 \quad \text{und} \quad (3.11)$$

$$F = 7, \quad (3.12)$$

was allerdings nicht mit den experimentellen Daten [Ant77] übereinstimmt. Eine bessere Beschreibung erhält man unter der Annahme, daß der Elementarprozeß  $q + \text{Meson} \rightarrow q + \text{Meson}$  ist (siehe Abbildung 3.1 rechts). Ein Abzählen der Partonen ergibt hier  $n_p = 6$ ,  $n_s^{(A)} = 2$  und  $n_s^{(B)} = 3$ , woraus folgt:

$$2N = 8 \quad \text{und} \quad (3.13)$$

$$F = 9. \quad (3.14)$$

<sup>4</sup>Allgemeiner kann  $c$  auch ein zusammengesetztes Teilchen (ein Hadron) sein, das man direkt messen kann.

Diese Werte liegen recht nahe bei den experimentellen Werten von  $2N = 8.2$  und  $F = 9$  [Ant77]. Das diesem Bild zugrundeliegende sogenannte *Constituent Interchange Model* (CIM) [Siv76] wird auch durch weitere Daten (z.B. zu Pionen-Strukturfunktionen) unterstützt. Für Transversalimpulse  $p_T < 10 \text{ GeV}/c$  könnte die Streuung eines Quarks an einem Meson als Bestandteil des Protons der dominierende Prozeß sein.<sup>5</sup>

Spätere Experimente und auch weitere theoretische Überlegungen legen allerdings nahe, daß reine Parton-Parton-Elementarprozesse wie die Streuung von Valenzquarks vor allem bei sehr hohen Energien dominant sind. Abweichungen vom erwarteten Verhalten wie  $p_T^{-4}$  können dabei durch eine Reihe von Mechanismen entstehen, wie z.B. durch die impulsabhängige „laufende“ Kopplungskonstante  $\alpha_S$  oder durch intrinsischen Transversalimpuls der Partonen analog zur Fermi-Bewegung der Nukleonen im Atomkern.

Im allgemeinen geht man nun davon aus, daß die Prozesse des CIM, wie  $q + \text{Meson} \rightarrow q + \text{Meson}$ , bei hohen Energien vernachlässigbar sind. Signifikante Effekte erwartet man am ehesten für  $p_T \leq 6 \text{ GeV}/c$  und  $x_T \geq 0.5$ . Eine Übersicht über diese Diskussionen findet sich u.a. in [Owe87, Gei90].

## 3.2 Modifikationen in Proton-Kern-Reaktionen

Die Informationen, die man aus Experimenten mit Hadron-Hadron-Reaktionen und deren theoretischer Interpretation gewonnen hat, sollen als Grundlage für das Verständnis der ultrarelativistischen Kernreaktionen dienen. Durch einen Vergleich des Verhaltens dieser beiden Reaktionstypen hofft man über charakteristische Änderungen Hinweise auf neue physikalische Phänomene zu bekommen. So geht man momentan davon aus, daß in pp-Reaktionen (allgemeiner Hadron-Hadron-Reaktionen) *kein* Quark-Gluon-Plasma erzeugt wird, während das in Kernreaktionen bei gleicher Energie möglich sein sollte.<sup>6</sup>

Will man sich solche Vergleiche zu Nutzen machen, so muß man natürlich zunächst verstehen, welche Änderungen trivialerweise durch die Verwendung von Atomkernen auftreten, aber nicht auf wirkliche neue Effekte hindeuten.

Der entscheidende Unterschied zwischen pp-Reaktionen und Kernreaktionen ist die Zahl der beteiligten Teilchen oder gleichbedeutend die Größe des Reaktionsvolumens. Bei den kleinen Teilchenzahlen der pp-Reaktionen soll-

---

<sup>5</sup>Die Tatsache, daß die Spektren einem Potenzgesetz folgen, ist ein Hinweis auf die diskrete Zusammensetzung der Hadronen aus einer endlichen Zahl von Bestandteilen. Eine kontinuierliche Zusammensetzung würde sich in einem exponentiellen Spektrum niederschlagen.

<sup>6</sup>Es gibt Vermutungen, daß in pp-Reaktionen sehr hoher Energie ein QGP entstehen könnte – dafür gibt es allerdings bisher keinen wirklichen Nachweis.

te kein thermalisiertes System entstehen, es macht also gar keinen Sinn von einem Phasenübergang zu sprechen. Alle Phänomene, die mit thermischem Verhalten zu tun haben, sollten dort nicht auftreten.

Es gibt aber eine Reihe von mehr oder weniger trivialen Unterschieden zwischen diesen beiden Reaktionstypen, die mit herkömmlicher Physik verträglich sind:

1. Nukleonen im Kern sind nicht in Ruhe, sondern haben eine zusätzliche Energie, die maximal der sogenannten *Fermi-Energie* von 20-30 MeV entspricht. Diese steht als zusätzlicher Energie bei einer Reaktion zur Verfügung.
2. Nukleonen können in einem Kern mehrere Stöße erleiden. So sind bei einem Teil der Stöße die Eigenschaften eines (oder beider) Nukleonen verändert, z.B. kann ein Nukleon im ersten Stoß zu einer  $\Delta$ -Resonanz werden, so daß danach eine  $\Delta$ -Nukleon-Streuung stattfindet.
3. Die Anwesenheit von nicht an der primären Reaktion teilnehmenden Nukleonen kann die Verteilungen der produzierten Teilchen durch sekundäre Streuprozesse verändern (*Rescattering*, s. Abschnitt 3.4).

Daneben ist es möglich, daß Teilchen ihre Eigenschaften in Kernmaterie verändern:

4. Die Strukturfunktionen der Partonen können im Kern andere sein als im freien Nukleon.
5. Die Massen, Lebensdauern oder Wirkungsquerschnitte bestimmter Teilchen können im Kern verändert sein.

Es ist wichtig, diese nicht-thermischen Effekte, die bei Reaktionen von Atomkernen auftreten können, zu verstehen. Ein möglicher Weg dazu ist das Studium von Hadron-Kern-Reaktionen. Hier ist der eine Reaktionspartner ein Atomkern, trotzdem sollte das Reaktionsvolumen noch nicht so groß sein, daß thermische Effekte signifikant werden.

Einer der deutlicheren Unterschiede zeigt sich in den Transversalimpulsverteilungen. Betrachtet man z.B. das Verhältnis der Verteilung von Pionen für pA-Reaktionen zu der für pp-Reaktionen, so erkennt man eine verstärkte Teilchenproduktion für sehr kleine und für große Transversalimpulse. Die Verstärkung bei kleinen  $p_T$ , oft als *low- $p_T$ -Enhancement* bezeichnet, wird mit einer Zunahme der Produktion von  $\Delta$ -Resonanzen begründet.

Der Effekt bei höheren  $p_T$  steht mit dem sogenannten *Cronin-Effekt* in Zusammenhang. In Reaktionen von Protonen mit verschiedenen Targets wurde

die Produktion von Mesonen bei hohen  $p_T$  untersucht [Ant77]. Zum Vergleich der unterschiedlichen Targets wurde dort der Wirkungsquerschnitt folgendermaßen parametrisiert:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto A^{\alpha(p_T)}. \quad (3.15)$$

Die Werte für  $\alpha$  liegen bei kleinen Transversalimpulsen zwischen 0.6 und 0.8 und steigen bis zu einem Wert von 1 bei  $p_T = 2 \text{ GeV}/c$  an. Für die Produktion bei kleinem Transversalimpuls gibt es also so etwas wie einen „Oberflächeneffekt“, während zu größeren  $p_T$  alle Nukleonen des Targets gleichermaßen zu der Produktion beitragen. Besonders interessant ist darüber hinaus allerdings das „anomalous nuclear enhancement“: Bei noch größerem Transversalimpuls wird der Exponent  $\alpha$  schließlich deutlich größer als 1. Dies deutet man als ein Symptom der Vielfachstreuung [Krz79, Lev83]. Ein Nukleon (bzw. Parton) bekommt in einem ersten Streuprozeß einen endlichen Transversalimpuls. Für den darauffolgenden Streuprozeß ist dann die Achse der Streuung verdreht, und die Reaktionsprodukte dieses Prozesses erhalten, bezogen auf die ursprüngliche Streuachse, einen größeren Transversalimpuls.

### 3.3 Konzepte für ultrarelativistische Kernreaktionen

#### 3.3.1 Raum-Zeit-Entwicklung – das Participant-Spectator-Bild

Für den hier interessierenden Energiebereich ist die DeBroglie-Wellenlänge der Teilchen klein gegenüber ihrer Ausdehnung, so daß die Wellennatur der Teilchen für den Ablauf der Reaktion unwesentlich ist. Deshalb können die Atomkerne zunächst als eine Ansammlung von einzelnen Nukleonen angesehen werden. Man kann dann durch reine Geometrieüberlegungen zwischen primär an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen (*Participants*) und den verbleibenden, „zuschauenden“ Nukleonen (*Spectators*) unterscheiden (siehe Abbildung 3.2).

Dieses *Participant-Spectator-Modell* [Gos77] ist sehr hilfreich beim Verständnis der globalen Eigenschaften dieser Reaktionen. Im Extremfall sollten sich danach die Spectators in der ursprünglichen Richtung weiterbewegen, ohne von der eigentlichen Reaktion beeinflusst zu werden. Sie sollten dann bei Rapiditäten gemessen werden, die ungefähr den ursprünglichen Target- bzw. Projektilrapiditäten entsprechen – die entsprechenden Rapiditätsbereiche nennt man den Target- bzw. Projektilfragmentationsbereich. Im Labor-

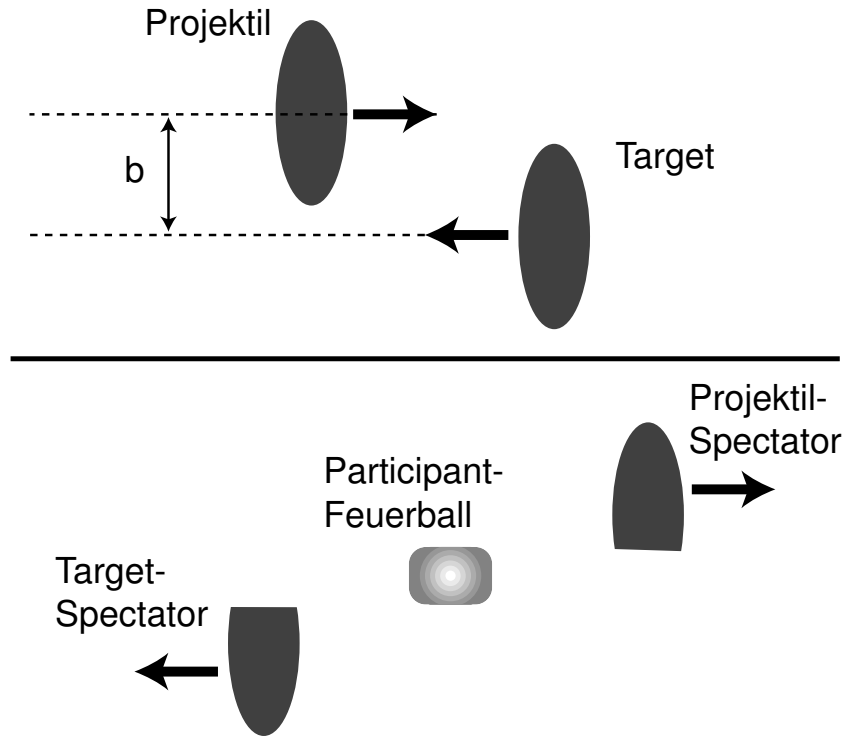


Abbildung 3.2: Eine schematische Darstellung einer ultrarelativistischen Kernreaktion. Die beteiligten Kerne erscheinen aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit Lorentz-kontrahiert. Die Nukleonen im geometrischen Überlappbereich nehmen an der Reaktion teil und werden Participants genannt. Die übrigen Nukleonen sind die Target- bzw. Projektil-Spectators.

system befinden sich diese Bereiche bei kleinen bzw. großen Rapiditäten. Die Participants und die neu produzierten Teilchen hingegen bevölkern den zentralen Bereich mittlerer Rapiditäten.

Man kann nun dieses Verständnis der Reaktionen benutzen, um den Stoßparameter einer Kernreaktion zu charakterisieren. Die in den Fragmentationsbereichen gemessene Energie stammt in erster Linie von den Spectators. Da deren Energie durch die Reaktion nicht verändert wurde, läßt sich daraus direkt ihre Anzahl ablesen, was direkten Rückschluß auf den Stoßparameter zuläßt.

Zur genauen Abschätzung der Zahl der Participants und Spectators in einer Reaktion kann man sich sogenannter *Glauber-Rechnungen* bedienen (siehe z.B. [Won94]). Dabei werden im wesentlichen die transversalen Dichtever-

teilungen zweier Atomkerne bei einem gegebenen Stoßparameter miteinander gefaltet.

Wie sich die Participants in diesem Bild genau verhalten, hängt natürlich vom Bremsvermögen der Kernmaterie ab, dem sogenannten *Stopping*. Eine schematische Darstellung dazu findet sich in Abbildung 3.3. Im Extremfall des vollständigen Stoppings kommen die Participants beider Kerne im Schwerpunktsystem zur Ruhe. Die kinetische Energie wird in thermische und potentielle Freiheitsgrade umgewandelt, es bildet sich ein sogenannter *Feuerball*. Dieses Szenario nennt man das *Fermi-Landau-Bild* [Lan53].

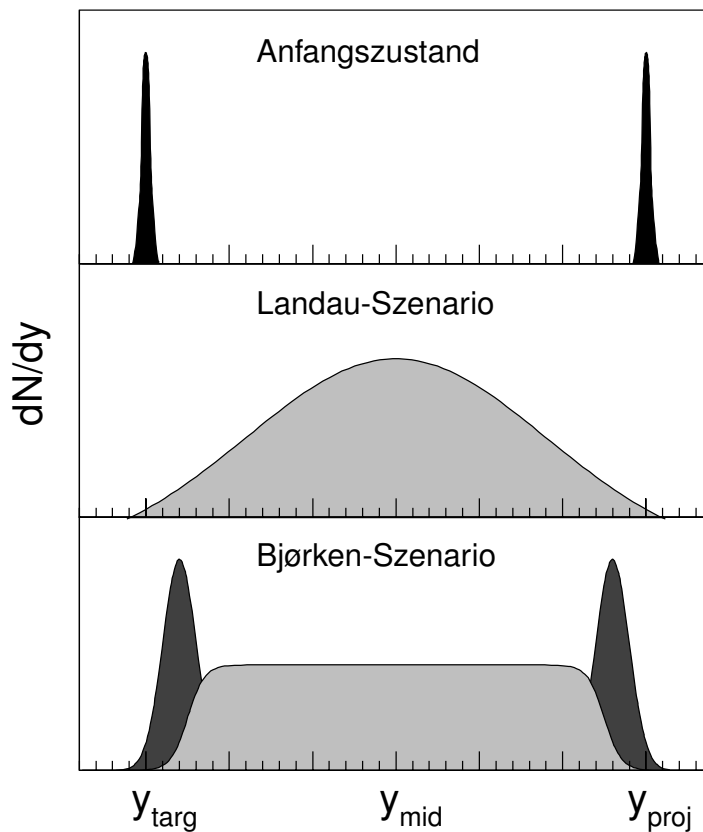


Abbildung 3.3: Rapidityverteilungen der Nukleonen (dunkelgrau) und der produzierten Teilchen (hellgrau) für zentrale Stöße schwerer Kerne. Oben ist der Anfangszustand mit den zwei einlaufenden Kernen gezeigt, darunter die Verteilung im Fermi-Landau-Bild und ganz unten im Bjørken-McLerran-Bild (siehe Text).

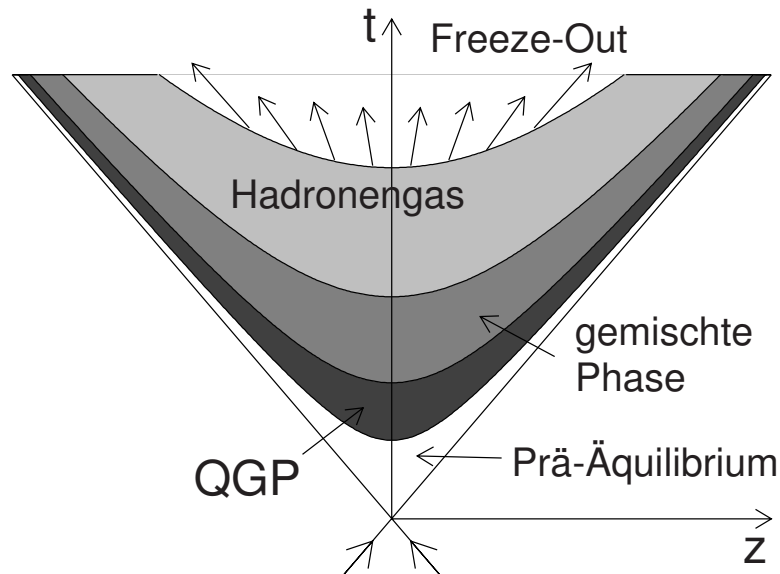


Abbildung 3.4: Ein Raum-Zeit-Diagramm einer ultrarelativistischen Kernreaktion. Die von links und rechts unten einlaufenden Pfeile stellen die stoßenden Kerne dar, die sich bei  $z = 0$  und  $t = 0$  treffen. Nach einer kurzen Vergleichgewichtsphase könnte sich ein QGP bilden, das anschließend in eine gemischte Phase und in ein Hadronengas übergeht. Schließlich folgt das Ausfrieren der Teilchen. Die hyperbelförmigen Kurven sind Linien konstanter Eigenzeit.

Der entgegengesetzte Fall tritt im *Bjorken-McLerran-Bild* [McL82] ein. Das Bremsvermögen der Kerne ist in diesem Fall minimal, man spricht von *Transparenz*. Auch die Participant-Baryonen bleiben also eher in den Target- und Projektilbereichen. Bei mittleren Rapiditäten finden sich die produzierten Teilchen, also vor allem Mesonen.

Im allgemeinen erwartet man ein weitgehendes Stopping bei Reaktionen bis zu Energien von  $\sqrt{s} \approx$  einige GeV. Bei höheren Energien findet nur noch eine partielle Abbremsung statt, man nähert sich der Transparenz. Für sehr hohe Energien sollte dann ein ähnliches Rapiditätsplateau auftreten, wie es auch in pp-Reaktionen beobachtet wurde (siehe Abschnitt 3.1).

Die Dynamik der Materie nach der Bildung eines Feuerballs kann man sich gut an einem Raum-Zeit-Diagramm verdeutlichen (s. Abbildung 3.4). Die Kerne treffen sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit. Nach einer Vergleichgewichtsphase bildet sich möglicherweise ein Quark-Gluon-Plasma bei



einer bestimmten Eigenzeit  $\tau_i$ . Der Phasenübergang erfolgt dann über eine gemischte Phase zum Hadronengas. Nach einer Eigenzeit  $\tau_f$  koppeln die Teilchen im Feuerball thermisch voneinander ab, sie „frieren aus“, und fliegen dann ohne Wechselwirkung weiter.

### 3.3.2 Modelle für ultrarelativistische Kernreaktionen

Modelle für ultrarelativistische Kernreaktionen lassen sich in unterschiedliche Gruppen aufteilen:

1. *Mikroskopische* Modelle, die alle auftretenden Teilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander in einer Simulationsrechnung verfolgen, und
2. *makroskopische* Modelle, die lokales thermisches Gleichgewicht annehmen und das Verhalten des Systems mit Hilfe der Hydrodynamik vorhersagen.

Zu den ersteren gehören die Stringmodelle, wie z.B. FRITIOF [Nil87, And87, And93], VENUS [Wer88, Wer93] und RQMD [Sor89]. Es gibt noch eine Vielzahl anderer solcher Modelle, die aber nicht weiter behandelt werden sollen, da die obigen die größte Verbreitung gefunden haben.

Alle diese Modelle enthalten – mehr oder weniger modifiziert – Elemente des String-Modells für  $e^+e^-$  oder hadronische Reaktionen, wie es oben skizziert wurde. Das RQMD-Modell behandelt zusätzlich Resonanzanregungen der Hadronen in detaillierter Form, spielt also noch eine Sonderrolle.

In diesen Modellen fliegen zwei Atomkerne mit einem vorgegebenen Stoßparameter aufeinander zu. Die Stoßparameter der möglichen Nukleon-Nukleon-Stöße sind dann durch die Geometrie der Kerne festgelegt. Wechselwirken zwei Nukleonen miteinander, so geschieht dies durch Anregung von Strings. Dabei kann man zwei unterschiedliche Prinzipien unterscheiden: In der einen Gruppe von Modellen (z.B. VENUS) findet ein *Farbladungsaustausch* zwischen den Nukleonen statt, dem eigentlichen Grundgedanken des Dualen-Resonanz-Modells folgend (s. Abschnitt 3.1.1). In den übrigen Modellen (z.B. FRITIOF, RQMD) benutzt man die Idee des Lund-Modells, d.h. den *Impulsaustausch* zwischen zwei hadronischen Strings. Diese beiden unterschiedlichen Ansätze werde in Abbildung 3.5 verdeutlicht. In beiden Fällen gibt es nach der Kollision zwei angeregte Strings – beim Farbaustausch zwischen einem Quark des einen Baryons und dem Diquark des anderen und umgekehrt, beim Impulsaustausch zwischen Quark und Diquark der ursprünglichen Nukleonen.

Nach der Erzeugung der Strings kommt es schließlich zur *Fragmentation* – die Strings brechen auf und gehen in physikalische Teilchen über. Dabei

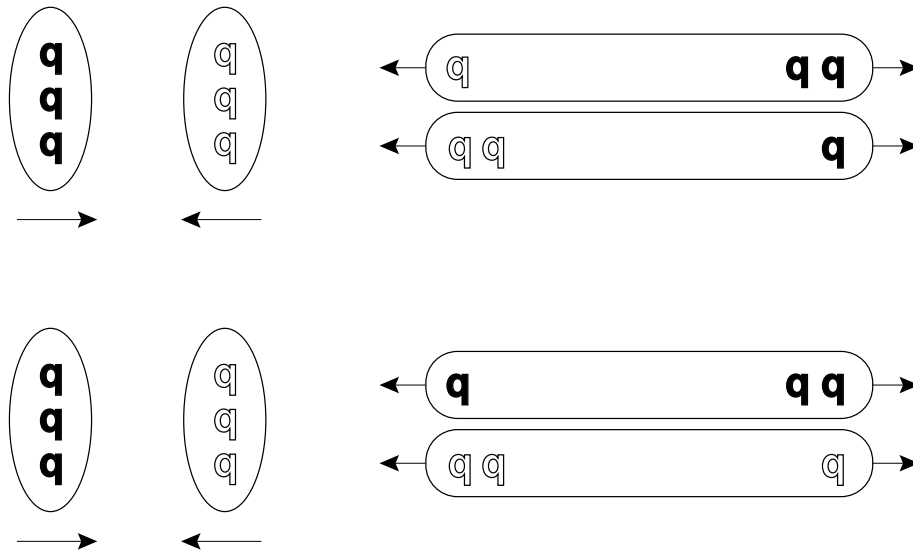


Abbildung 3.5: Konfigurationen der Quarks in den beiden Stringanregungs-Modellen mit Farbaustausch (oben) und mit Impulsaustausch (unten).

wird den Bruchstücken Masse und Transversalimpuls zugeordnet. Für diese Fragmentation gibt es wiederum unterschiedliche Ansätze, auf die hier aber nicht näher eingegangen werden soll.

Natürlich enthalten die Modelle eine Reihe von freien Parametern, die meist durch den Vergleich mit  $e^+e^-$ -Streuung angepaßt werden. Dazu gehören u.a.:

- der mittlere Transversalimpuls der produzierten Teilchen,
- ein Parameter, der die Rapiditätsverteilung und die gesamte Multiplizität produzierter Teilchen beeinflusst,
- der Parameter, der bestimmt, wann die Fragmentation beendet wird und
- ein Parameter, der den Flavourinhalt bestimmt.

Sind die Modelle an elementare Reaktionen gut angepaßt, so beschreiben sie auch das globale Verhalten von Kernreaktionen verhältnismäßig gut. Für einen Vergleich verschiedener Modelle mit experimentellen Daten siehe z.B. [Awe89b]. Später wird auf solche Vergleiche noch eingegangen werden.

Von der Grundidee handelt es sich bei solchen Modellen um eine unabhängige Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Stößen. Auch die gebildeten Strings werden unabhängig voneinander betrachtet. Nun ist aber, wie später noch deutlich wird, die Teilchendichte und damit in diesen Modellen die Stringdichte sehr groß, so daß man eigentlich die Wechselwirkung der Strings untereinander berücksichtigen muß. Das geschieht auch in neueren Versionen von z.B. VENUS oder RQMD.

Hydrodynamische Modelle verwenden eine makroskopische Beschreibung von hadronischer Materie als Flüssigkeit. Ein solcher Ansatz setzt natürlich die Existenz eines lokalen thermischen Gleichgewichts voraus. Der Zustand solcher Flüssigkeiten wird durch den Energie-Impuls-Tensor charakterisiert, der für eine ideale Flüssigkeit gegeben ist durch:

$$T^{\mu\nu}(x) = [\epsilon(x) + p(x)] u^\mu(x) u^\nu(x) - p(x) g^{\mu\nu}. \quad (3.16)$$

Die Entwicklung wird durch die Erhaltungssätze für Energie, Impuls und die Baryonenzahl bestimmt. Ganz entscheidend geht hier aber zusätzlich die Zustandsgleichung ein, d.h. der Zusammenhang zwischen Druck  $p = p(\epsilon, \rho_B)$  und Energiedichte und Baryondichte.

Vor einer Rechnung muß man dann die thermodynamischen Anfangsparameter und das Volumen wählen. Die folgende Zeitentwicklung läßt sich meist nur in aufwendigen numerischen Simulationen ermitteln. Ein Beispiel für eine solche Rechnung findet sich in [Sol97b].

## 3.4 Stand der experimentellen Ergebnisse

### 3.4.1 Globale Observable

Die globale Charakterisierung von Schwerionenreaktionen kann über Größen wie die transversale Energie  $E_T$ , die Multiplizität geladener Teilchen  $N_{charged}$  oder die Vorwärtsenergie  $E_F$  erfolgen. Während die Vorwärtsenergie im wesentlichen die Anzahl der Projektilspectator repräsentiert (vergl. Abschnitt 3.3.1), mißt man mit Hilfe der Transversalenergie die Anregungsenergie in der Reaktion.

Abbildung 3.6 zeigt die Verteilung der Vorwärtsenergie (links) und der transversalen Energie (rechts) für Schwefel-induzierte Reaktionen. Bei Reaktionen mit einem schweren Target (z.B. Au) erkennt man, daß vor allem der Wirkungsquerschnitt für Reaktionen zunimmt, bei denen nur ein geringer Bruchteil der Energie in Vorwärtsrichtung gemessen wird. Bei solchen zentralen Stößen nimmt durch die Dicke des Targets das Abstopfvermögen der

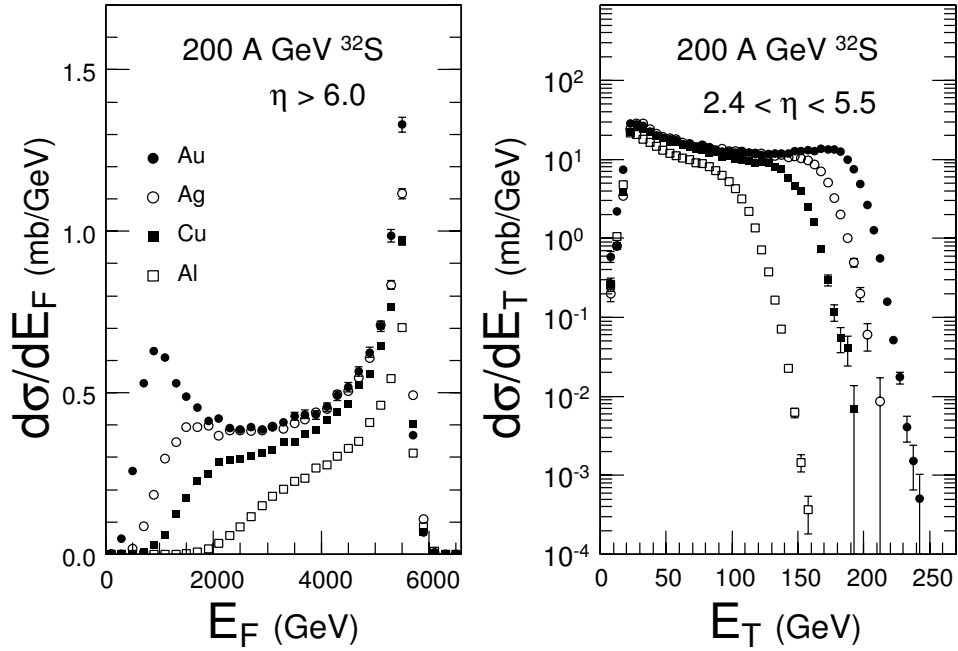


Abbildung 3.6: Verteilungen der Vorwärtsenergie  $E_F$  (links) und der transversale Energie  $E_T$  (rechts) für Reaktionen von  $200 \text{ A GeV } ^{32}\text{S}$  mit verschiedenen Targets. Die Messungen erfolgten mit dem Zero-Degree Calorimeter und dem Mid-Rapidity Calorimeter im WA80-Experiment [Alb91].

Kerne zu. Gleichzeitig wird in zentralen Reaktionen eine höhere Transversalenergie produziert – bis zu 250 GeV bei S+Au.

Da der mittlere Transversalimpuls (und damit die mittlere transversale Energie) pro Teilchen sich nicht drastisch ändert, enthält die Multiplizität geladener Teilchen  $N_{charged}$  ähnliche Informationen wie  $E_T$ . Abbildung 3.7 zeigt die Verteilungen der geladenen Multiplizität für Reaktionen von S mit verschiedenen Targets [Alb92]. Die maximale Multiplizität nimmt natürlich mit der Masse des Targets zu, für  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  erreicht sie hier Werte bis zu 700.

Die Form der Verteilungen ist im wesentlichen durch die Stoßgeometrie bestimmt, d.h. durch die Wahrscheinlichkeit für unterschiedliche Stoßparameter. Die transversale Energie ist im Mittel mit der Multiplizität korreliert, während beide Größen eine Antikorrelation zur Vorwärtsenergie zeigen. Für große Werte von  $E_F$  bzw. kleine Werte von  $E_T$  oder  $N_{charged}$  wurden die Reaktionen während der Messung elektronisch unterdrückt – dieser sogenannte *Trigger-Bias* bestimmt dort die Form der Verteilungen.

Abbildung 3.7 zeigt außerdem die Pseudorapiditätsdichten der Multipli-

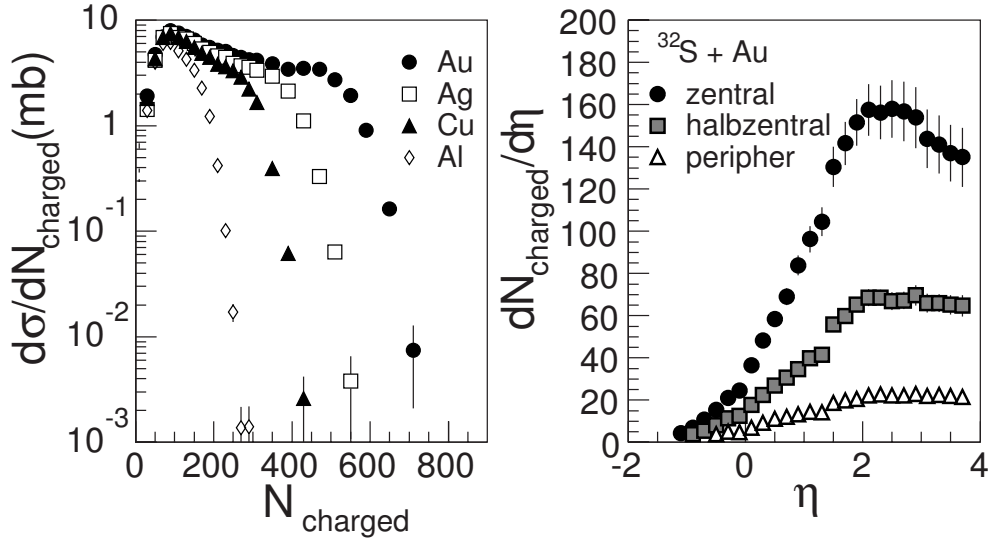


Abbildung 3.7: Verteilungen der geladenen Multiplizität  $N_{\text{charged}}$  für Reaktionen von 200 AGeV  $^{32}\text{S}$  mit verschiedenen Targets (links) sowie Pseudorapiditätsverteilungen der geladenen Multiplizität  $dN_{\text{charged}}/d\eta$  für Reaktionen von 200 AGeV  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  unterschiedlicher Zentralität (rechts). Die Messungen erfolgten mit Streamer-Tube Detektoren und dem Plastic Ball Detektor im WA80-Experiment [Alb92].

zität  $dN_{ch}/d\eta$ . Die Verteilungen zeigen eine Glockenform, deren Maximum in der Nähe der mittleren Rapidity von  $y_{\text{mid}} = 2.9$  liegt. Sie lassen sich verhältnismäßig gut durch Gaußverteilungen beschreiben. Die Verteilungen für zentrale Reaktionen zeigen höhere Werte als die für periphere, außerdem fällt auf, daß das Maximum dabei zu kleineren Rapiditäten hin verschoben ist.

Diese Variation hängt vor allem mit der unterschiedlichen Anzahl von Participants zusammen – so stoßen bei einer zentralen Reaktion von  $^{32}\text{S}$  mit Au die 32 Nukleonen des Schwefel mit bis zu ca. 80 Nukleonen des Goldkerns zusammen. Es läßt sich zeigen [Alb91], daß der effektive Schwerpunkt angenähert mit der Zahl der Target- und Projektilparticipants ( $W_T$  bzw  $W_P$ ) wie folgt zusammenhängt:

$$\bar{\eta} \approx y_{CM} \approx \frac{1}{2} \left[ y_T + y_P + \ln \left( \frac{W_P}{W_T} \right) \right]. \quad (3.17)$$

Das entspricht auch ungefähr der Pseudorapidity des Maximums der obigen Verteilungen.

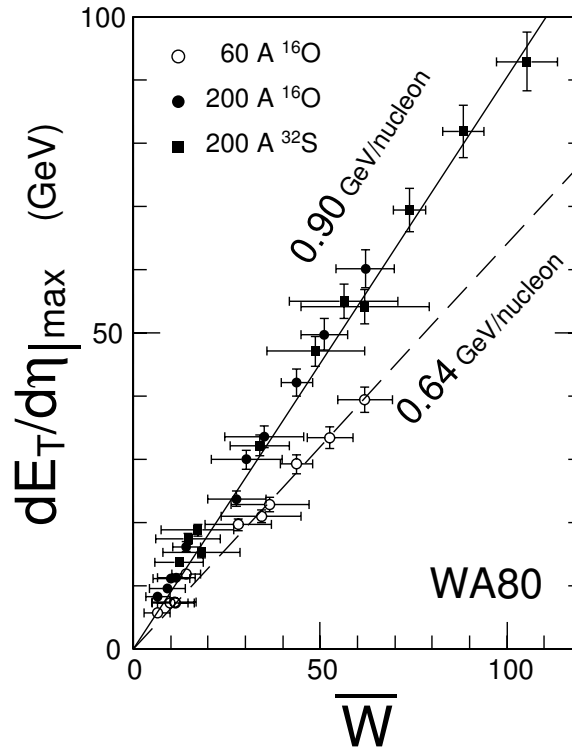


Abbildung 3.8: Maximalwert der Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie  $dE_T/d\eta|_{max}$  für Reaktionen von  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$  mit unterschiedlichen Targets und bei unterschiedlicher Zentralität in Abhängigkeit von der Anzahl der Participants  $W$  (aus [Alb91]).

Die entscheidende Rolle der Anzahl der Participants bei diesen Reaktionen läßt sich auch an Abbildung 3.8 verdeutlichen. Dort ist der Maximalwert der Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie  $dE_T/d\eta|_{max}$  aufgetragen gegen die Anzahl der Participants. Die ausgefüllten Symbole zeigen dabei Reaktionen bei 200 GeV pro Nukleon, die leeren Symbole solche bei 60 GeV pro Nukleon (auch kurz AGeV). Man erkennt, daß die transversale Energie in Reaktionen bei einer bestimmten Strahlenergie linear von der Anzahl der Participants  $W$  abhängt. Die im Maximum emittierte transversale Energie pro Pseudorapiditätsintervall beträgt bei 200 AGeV  $dE_T/d\eta|_{max} = 0.9 \text{ GeV} \cdot W$ .

Die Breite der Pseudorapiditätsverteilungen zeigt für zentrale Reaktionen Werte von  $\sigma_\eta \approx 1.4$ . Das zeigt schon, daß sich diese Verteilung nicht mit einem sogenannten *isotropen Feuerball* erklären lassen. Isotrope Emission von Teilchen aus einer thermische Quelle läßt sich näherungsweise beschreiben

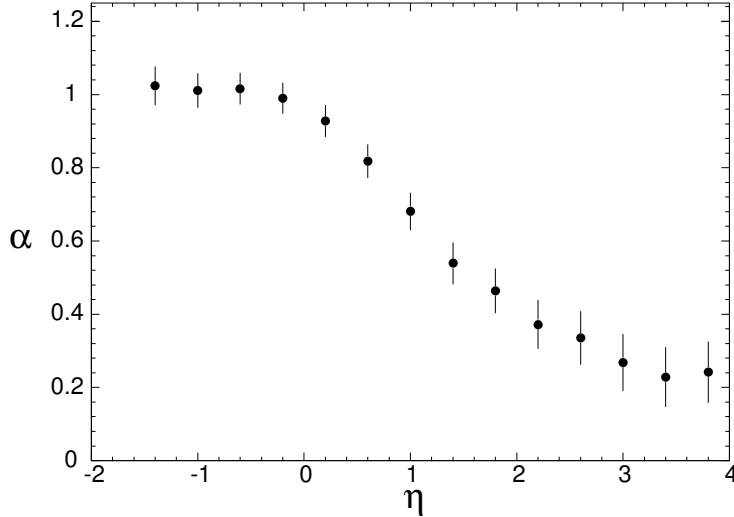


Abbildung 3.9: Targetmassenabhängigkeit  $\alpha$  der Multiplizitäten als Funktion der Pseudorapidität  $\eta$  nach der Parametrisierung in Gleichung 3.19 (aus [Alb92]).

durch:

$$\frac{d\sigma}{dy} \propto \frac{1}{\cosh^2(y)}. \quad (3.18)$$

Eine solche Verteilung kann durch eine Gaußverteilung mit einer Standardabweichung von  $\sigma = 0.88$  angenähert werden. Die experimentellen Daten zeigen eine deutlich breitere Verteilung, was man als Hinweise auf ein nicht vollständiges Abstoppen oder eine anschließende kollektive longitudinale Expansion deutet.

Die explizite Abhängigkeit der Multiplizitäten von der Größe des Targetkerns kann man analog zum Cronin-Effekt (Gleichung 3.2) durch eine Parameterisierung der Daten untersuchen:

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta} \propto A_{target}^\alpha, \quad (3.19)$$

wie es in Abbildung 3.9 dargestellt ist.

Man erkennt, daß der Parameter  $\alpha$  bei mittleren Rapiditäten den Wert  $\alpha \approx 1/3$  annimmt, d.h. daß die Teilchenproduktion in diesem Bereich mit der Dicke des Targetkerns skaliert, was man auch in einem naiven Participant-Spectator-Bild erwarten würde. Für kleine Werte von  $\eta$ , also im Targetfrag-

mentationsbereich, ändert sich der Parameter allerdings drastisch und nimmt Werte in der Gegend von 1 an. Hier ist offensichtlich das ganze Target an der Reaktion beteiligt, auch die Spectator-Nukleonen nehmen hier an der Teilchenproduktion teil. Dieser Effekt hat mit dem sogenannten *Rescattering* (siehe Abschnitt 3.2) der in den primären Stößen produzierten Teilchen in der Spectatormaterie zu tun.

Aus den Meßergebnissen für diese globalen Größen lassen sich Abschätzungen für gewisse thermodynamische Variablen gewinnen, wobei diese allerdings meist modellabhängig sind. So kann man z.B. einem Vorschlag von Bjørken folgend [Bjø83] die Energiedichte bei zentralen Rapiditäten berechnen:

$$\epsilon_{Bjorken} = \frac{dE_T/d\eta|_{max}}{\pi R_p^2 \tau_0 c}. \quad (3.20)$$

Dabei ist  $\pi R_p^2$  die transversale und  $\tau_0 c$  die longitudinale Ausdehnung der Reaktionszone. Die charakteristische Zeit  $\tau_0$  wird oft als *Formationszeit* bezeichnet, die vergeht, bevor ein neu produziertes Teilchen seine physikalischen Eigenschaften erhält. Im strengeren Sinne müßten man allerdings für  $\tau_0$  eine Thermalisierungszeit ansetzen, d.h. die Zeit, die dafür notwendig ist, daß die beteiligten Teilchen mehrere Stöße untereinander durchführen können, damit man überhaupt von einer thermodynamischen Größe wie der Energiedichte sprechen kann. Der „kanonische“ Wert für diesen Parameter ist  $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$ . Die Unsicherheit dieses Wertes schlägt sich natürlich als Unsicherheit in den berechneten Energiedichten nieder.

Mit Hilfe von Gleichung 3.20 erhält man z.B. für zentrale Stöße von  $^{16}\text{O}$  oder  $^{32}\text{S}$  mit Au bei 200 AGeV eine mittlere Energiedichte von  $\epsilon \approx 2.0 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Diese Energiedichte liegt durchaus in der Größenordnung dessen, was man für den Phasenübergang zum QGP erwartet (s. Abschnitt 2.1.1), d.h. eine der notwendigen Voraussetzungen für die Erreichung des Phasenübergangs könnte bereits in diesen Reaktionen gegeben sein.

Allerdings sind die erzeugten Volumina bei Reaktionen mit leichten Projektilen noch recht klein. Es ist also fraglich, ob die Teilchen in der Reaktionszone vor der Expansion ausreichend viele Stöße machen, um zu einer Thermalisierung des Systems zu führen. Hier setzt man größere Hoffnung auf Reaktionen mit Blei-Projektilen, wie sie in Kapitel 5 diskutiert werden.

### 3.4.2 Thermisches und chemisches Gleichgewicht

Inzwischen gibt es zu den Reaktionen von 200 AGeV  $^{32}\text{S}$  mit verschiedenen Targets eine große Zahl von experimentellen Daten. Eine Übersicht dazu findet man u.a. in den Proceedings der *Quark Matter* Konferenzen [QM95,



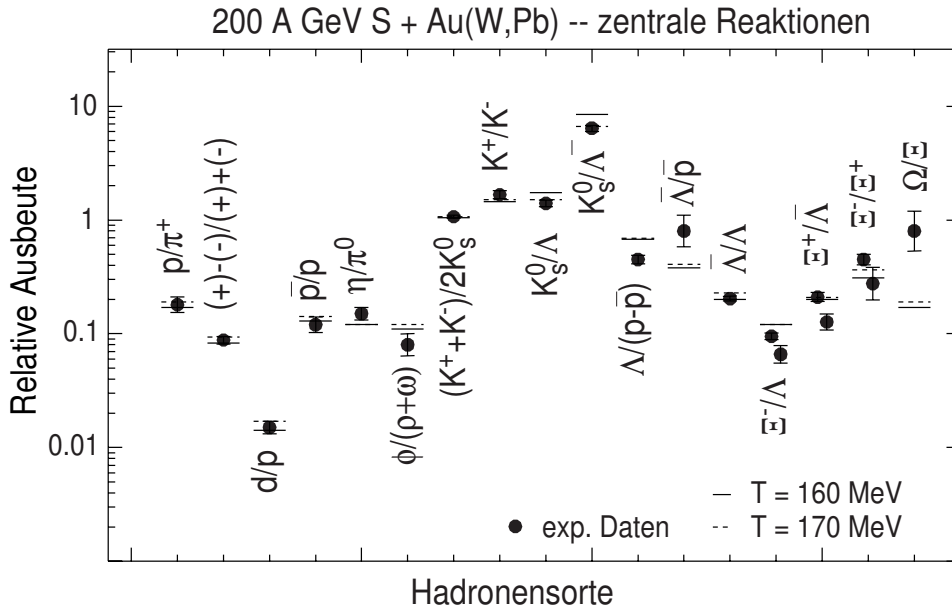


Abbildung 3.10: Relative Teilchenausbeuten von Hadronen in zentralen Reaktionen von 200 A GeV  $^{32}\text{S} + (\text{Au}, \text{Pb}, \text{W})$  im Vergleich mit einem thermischen Modell (nach [Sta96, Bra96b]).

QM96]. Hier soll nur als ein weiteres Beispiel diskutiert werden, was sich durch einen Vergleich der Ausbeuten verschiedener Teilchensorten im Bezug auf die Äquilibration der Reaktionssysteme lernen läßt.

In einem einfachen thermischen Modell (siehe z.B. [Sta96, Bra96b]) lassen sich die Teilchenausbeuten mit einer Reihe von Parametern vollständig bestimmen. Dazu gehören die Temperatur zum Ausfrierzeitpunkt  $T_f$  und das baryonische chemische Potential  $\mu_b$ . Aus thermischen Verteilungen lassen sich dann die Multiplizitäten der Teilchen entsprechend ihrer Masse berechnen. Natürlich erhält man aus so einem Modell zunächst keine absoluten Zahlen, weil die Größe des Reaktionssystems unbekannt ist. Man kann aber definierte Aussagen über die Verhältnisse von Teilchenausbeuten machen. Diese können dann mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden. Ein solcher Vergleich wurde in Abbildung 3.10 angestellt. Für das thermische Modell wurde hier  $T_f = 160(170)$  MeV und  $\mu_b = 0.17(0.18)$  GeV gewählt. Die Übereinstimmung ist verhältnismäßig gut – im Großen und Ganzen stimmen also die Teilchenverhältnisse mit der Annahme eines Gleichgewichts überein.

In einem ähnlichen Modell [Bec96, Bec97c, Bec97a, Sat97] wird ein zusätzlicher Faktor  $\gamma_s$  eingeführt, der die Unterdrückung der Seltsamkeit beschreibt.

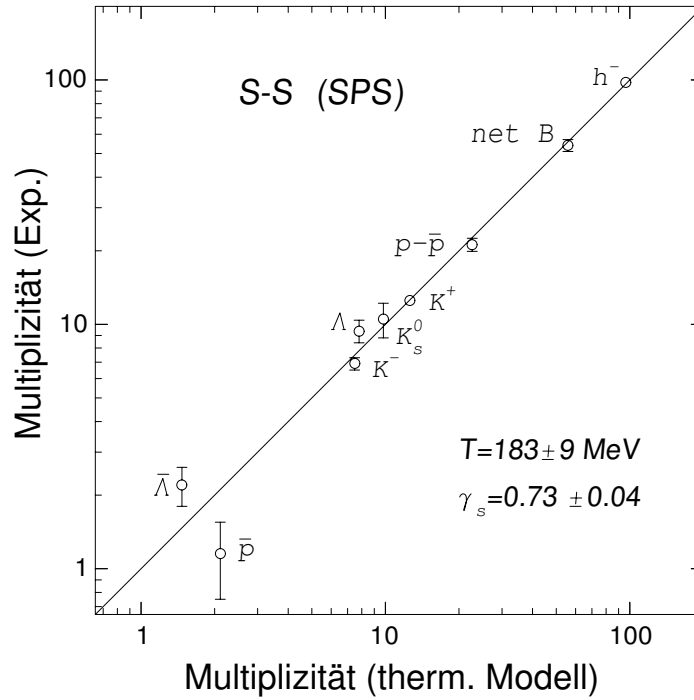


Abbildung 3.11: Relative Teilchenausbeuten von Hadronen in zentralen Reaktionen von  $200 \text{ AGeV } ^{32}\text{S} + \text{S}$  im Vergleich mit einem thermischen Modell (nach [Bec96, Bec97c, Bec97a, Sat97]).

Für dieses Modell ergibt sich aus Daten für Reaktionen von  $\text{S}+\text{S}$  am SPS eine Temperatur von  $T_f = 183 \pm 9$  MeV und ein Strangeness-Unterdrückungsfaktor von  $\gamma_s = 0.73 \pm 0.04$  (s. Abbildung 3.11). Die Autoren kommen zu dem Schluß, daß die Äquilibration für die seltenen Teilchen noch nicht vollständig ist.

Interessanterweise gelingt mit diesem Modell auch eine Anpassung an Daten von  $pp$ - oder  $e^+e^-$ -Reaktionen. Zusammen mit der in Abschnitt 3.1 erwähnten exponentiellen Form der Spektren wird manchmal ein thermischer Ursprung der Teilchenproduktion bei niedrigen  $p_T$  schon in  $pp$ -Reaktionen abgeleitet. Allerdings ist hier  $\gamma_s$  sehr viel kleiner, d.h. die seltenen Teilchen sind vom chemischen Gleichgewicht hier noch deutlich weiter entfernt. Dieser Vergleich legt nahe, daß die seltenen Teilchen am aussagekräftigsten im Bezug auf ein chemisches Gleichgewicht sind.

Es sollte hier erwähnt werden, daß solche recht einfachen Modelle ihre Schwächen haben. Zunächst bestimmt man hier nur den Zeitpunkt des che-

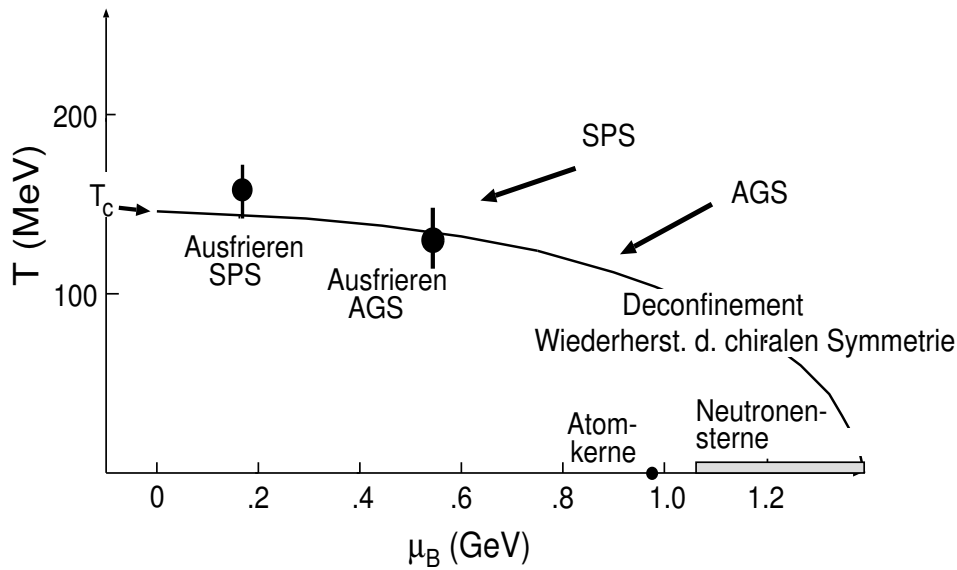


Abbildung 3.12: Das Phasendiagramm hadronischer Materie in Abhängigkeit von Temperatur  $T$  und baryonischem chemischem Potential  $\mu_b$  (nach [Bra96a]). Die ausgefüllten Punkte geben die mit einem thermischen Modell extrahierten Ausfrierparameter in Kernreaktionen am CERN SPS und am AGS des BNL an. Die Pfeile deuten mögliche Wege der Materie in diesen Reaktionen vor dem Ausfrieren an.

mischen Ausfrierens, d.h. die Reaktionen, die die Teilchensorten ändern, kommen in diesem Augenblick zum Erliegen. Der Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens, d.h. des vollständigen Entkoppelns der Teilchen auch innerhalb einer Spezies, kann ein anderer sein, und damit auch die entsprechende Temperatur. Da es die Temperatur des thermischen Ausfrierens ist, die man z.B. mit Transversalimpulsspektren bestimmen kann, lassen sich diese beiden Temperaturen nur bedingt vergleichen. Außerdem ist es recht unwahrscheinlich, daß alle „sortenändernden“ Reaktionen zum gleichen Zeitpunkt ausfrieren – es muß also nicht unbedingt *eine* chemische Ausfrieretemperatur geben.

Auch ist die Annahme eines statischen Gleichgewichts sehr vereinfacht. Es handelt sich um ein dynamisches, expandierendes System, in dem verschiedene Bereiche unterschiedliche Dichte (und damit unterschiedliches chemisches Potential) und Temperatur haben. Eine detaillierte kritische Diskussion solcher einfacher thermischer Modelle findet sich in [Sol97a].

Trotz dieser Vereinfachungen ist es aufschlußreich, daß diese Modelle eine relativ gute Beschreibung der Daten erlauben. Nimmt man die extrahierten

Parameter der ersten oben zitierten Modellrechnung ernst, so kann man den chemischen Ausfrierpunkt dieser Reaktionen in das Phasendiagramm hadronischer Materie einzeichnen, wie es in Abbildung 3.12 gezeigt ist. Hier werden zusätzlich auch die Ergebnisse von ähnliche Analysen für Reaktionen am AGS<sup>7</sup> bei 14.6 AGeV dargestellt. Offenbar befinden sich die eingezeichneten Ausfrierpunkte in der Nähe der Phasengrenze zum Quark-Gluon-Plasma, für die Reaktionen am SPS möglicherweise leicht darüber.

---

<sup>7</sup>Alternating Gradient Synchrotron

# Kapitel 4

## Experimente mit mittelschweren Ionen

### 4.1 Das WA80- und das WA93-Experiment

In den Jahren 1986 bis 1992 wurden am SPS<sup>1</sup>-Beschleuniger des CERN in Genf Experimente mit Strahlen von mittelschweren Atomkernen (Sauerstoff und Schwefel) bei einer Strahlenergie von 200 AGeV durchgeführt. Zu diesen gehörten auch die Experimente WA80 und WA93, die man als Vorläufer des WA98-Experimentes (s. Kapitel 5) ansehen kann.

Einige Ergebnisse der Experimente am CERN SPS wurden bereits im vorigen Kapitel im Überblick dargestellt. In diesem Kapitel wird eine detailliertere Darstellung der Resultate einiger spezieller Messungen in den Experimenten WA80 und WA93 gegeben, darunter Ergebnisse zur Pionen-Interferometrie, zum kollektiven Materiefluß und zur Produktion von Photonen und neutralen Mesonen.

#### 4.1.1 Der Aufbau der WA80 und WA93 Experimente

Bisher wurden alle diese Experimente mit schweren Ionen als sogenannte *Fixed-Target-Experimente*<sup>2</sup> durchgeführt. Abbildung 4.1 zeigt den experimentellen Aufbau des WA80 Experimentes. Der Strahl des SPS-Beschleunigers gelangt von links zum Experiment und muß dabei zunächst die Strahldetektoren, zwei sogenannte *Startzähler*, die als Quartz-Cherenkov-Detektoren das Projektil über seine Ladung identifizieren und seine Ankunftszeit definieren, durchqueren. Der zusätzliche *Little-Veto*-Detektor unterdrückt Teilchen,

---

<sup>1</sup>Super-Proton-Synchrotron

<sup>2</sup>Das Target ruht im Laborsystem.

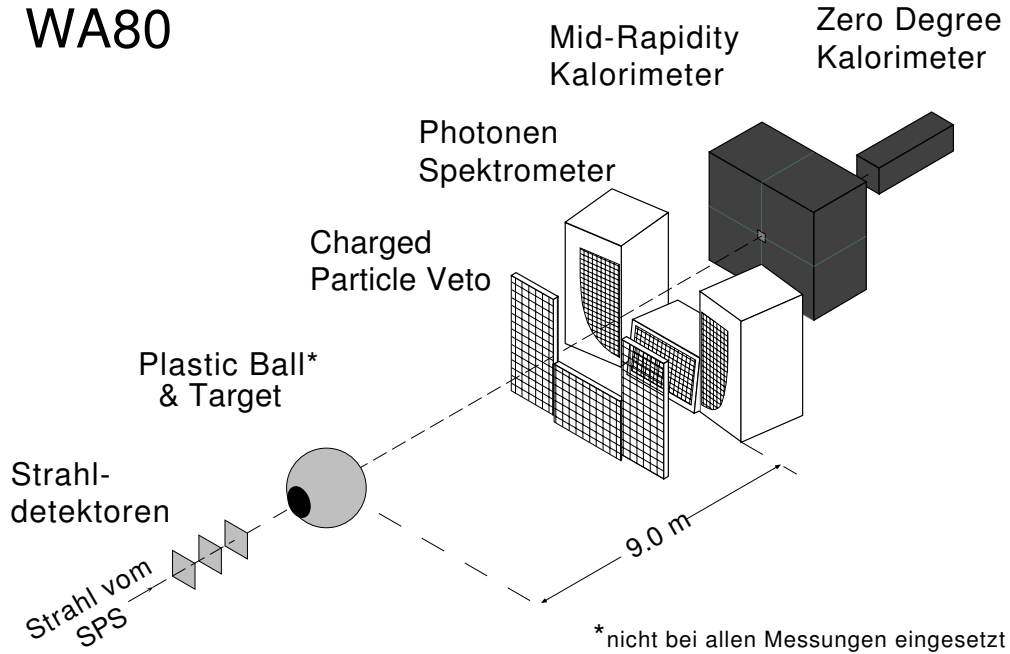


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des WA80 Experimentes.

die nicht zentriert auf das Target gelangen. Der Strahl trifft dann auf das Target im Zentrum des *Plastic Balls* [Bad82], der mit 655  $\Delta E$ - $E$ -Teleskopen Pionen, Protonen und leichte nukleare Fragmente im Targetbereich messen kann. Der Plastic Ball wurde allerdings nur in einem Teil der Messungen des WA80 Experimentes verwendet.

In Vorwärtsrichtung befindet sich das *Null-Grad-Kalorimeter* (ZDC<sup>3</sup>) [You89], ein Sandwich-Kalorimeter aus Uran- und Szintillatorschichten. Es mißt die Energie  $E_F$  der mit einem Winkel  $\theta < 0.3^\circ$  emittierten Teilchen und damit im wesentlichen die Projektilspektatoren. Das erlaubt eine Charakterisierung der Zentralität der gemessenen Reaktionen. Bei mittlerer Rapidität befindet sich das *Mid-Rapidity-Calorimeter* (MIRAC) [Awe89a], wiederum ein Sandwich-Kalorimeter, das sowohl Blei als auch Eisen als Absorbermaterial verwendet. Es mißt die transversale Energie – auch diese Messung charakterisiert die Heftigkeit und damit in erster Linie die Zentralität der Reaktion.

<sup>3</sup>Zero-Degree-Calorimeter

Das Photonen-Spektrometer, bestehend aus den Bleiglas-Kalorimetern SAPHIR<sup>4</sup> [Bau90] und TOWER1 und TOWER2, umfaßt insgesamt 3798 Einzelmodule von  $3.5 \times 3.5 \times 46 \text{ cm}^3$  (SAPHIR) bzw.  $4.0 \times 4.0 \times 40 \text{ cm}^3$  (TOWER1 und TOWER2) Größe, die jeweils mit einzelnen Photomultipliern ausgelesen werden. Sie messen Photonen und erlauben die Rekonstruktion neutraler Mesonen (vor allem  $\pi^0$ ).

Außerdem enthält der Aufbau noch mehrere großflächige Plastik-Streamertube Detektoren [Alb89], die als Detektoren für geladene Teilchen einerseits die Multiplizität dieser Teilchen und ihre Pseudorapiditätsverteilung messen, andererseits als Veto-Detektor für das Bleiglas-Kalorimeter dienen, um dort den Untergrund durch geladene Teilchen zu verringern.

Im WA93 Experiment (Abbildung 4.2) wurde der Aufbau von WA80 durch den *Photonen-Multiplizitäts-Detektor* (PMD) [Agg96] und durch ein Magnetspektrometer für negative Teilchen ergänzt. Der PMD ist als Pre-Shower-Detektor konzipiert: In einer  $3.2 \text{ m}^2$  großen Blei-Konverterplatte schauen Photonen auf und diese Schauer werden in 7500 kleinen Szintillatorplättchen mit anschließender CCD-Kamera-Auslese registriert. Das Magnetspektrometer besteht aus dem 1.6 Tm Magneten *GOLIATH* und den *Multistep-Avalanche-Chambers* (MSAC) zur Spurrekonstruktion [Izi91, Ang94]. Diese Spurkammern liefern nach mehrfacher Gasverstärkung einer primären Ionisation schließlich durch Anregung von TEA-Molekülen<sup>5</sup> Lichtsignale, die ebenfalls mit CCD-Kameras ausgelesen werden. Für einen Teil der Messungen wurde zusätzlich ein kleiner BGO<sup>6</sup> Detektor [Kam94] zur Photonen-Messung eingesetzt. Der Plastic Ball Detektor wurde im WA93 Experiment aus dem Aufbau entfernt.

---

<sup>4</sup>Single-Arm Photon Detector for Heavy Ion Reactions

<sup>5</sup>Tri-Ethylamin

<sup>6</sup>Wismut-Germanat-Szintillator

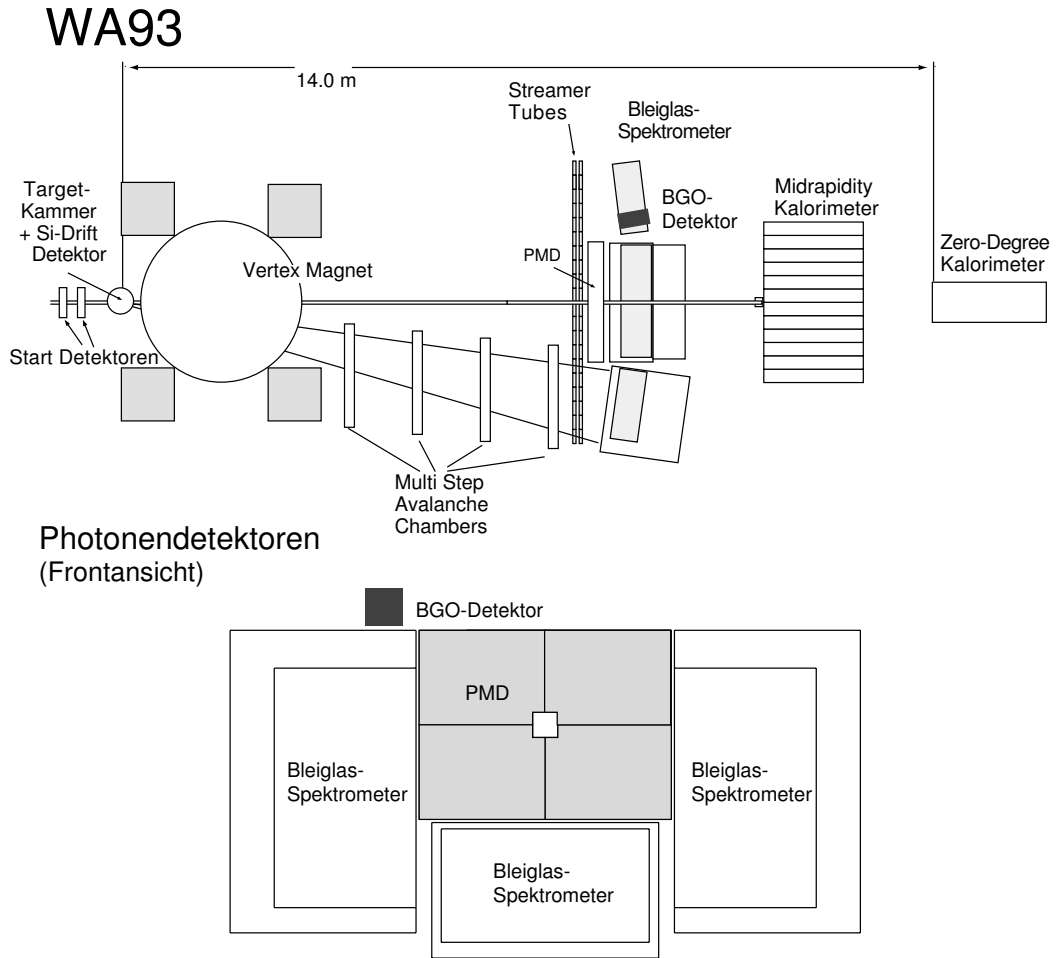


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des WA93 Experimentes. Oben: Aufsicht, unten: Frontansicht der Photonendetektoren.



## 4.2 Reaktionsdynamik

Zum Verständnis der Dynamik in diesen Reaktionen sollen hier vor allem Beispiele aus zwei Bereichen dargestellt werden:

- Die Teilcheninterferometrie, von der man sich Informationen über die Ausdehnung und die zeitliche Entwicklung der Reaktionszone erhofft und
- die Analyse von azimutalen Asymmetrien, die Aufschluß geben soll über hydrodynamische Phänomene, d.h. kollektives Verhalten in Kernreaktionen.

### 4.2.1 Teilchen-Interferometrie

#### Methodik

Die Teilchen-Interferometrie ist eine inzwischen etablierte Meßmethode in der Hochenergie- und Kernphysik. Sie geht zurück auf das Hanbury-Brown-Twiss-Experiment in der Astronomie [Han56] zur Messung von Sterndurchmessern, das von Goldhaber auf die Teilchenphysik übertragen wurde [Gol60]. Einen Überblick über die Methode findet man u.a. in [Gyu79, Boa90, Zaj93, Pei90].

Die *Intensitäts-Interferometrie* beruht vereinfacht gesagt darauf, daß die Zwei-Teilchen-Wellenfunktion für Bosonen symmetrisch gegenüber der Vertauschung der beiden identischen Teilchen sein muß. Dies führt zu Interferenz der Intensitäten – es ist hier nicht notwendig, daß die Strahlungsquelle kohärent ist, im Gegenteil tritt dieser Effekt sogar nur für chaotische, d.h. inkohärente Emission auf. Da dieser Interferenzeffekt sensitiv auf die Größe einer Phasenraumzelle der betreffenden Teilchen ist, stellt die Messung einen Zusammenhang zwischen Orts- und Impulsverteilung der Emission her. Paare von Bosonen, die aus derselben Phasenraumzelle stammen, d.h. für die gilt:

$$\Delta p \cdot \Delta x \leq \hbar, \quad (4.1)$$

werden mit höherer Wahrscheinlichkeit emittiert.

Obige qualitative Argumentation läßt sich natürlich auch exakter durchführen. Hier soll nur kurz der Formalismus der Intensitäts-Interferometrie dargestellt werden. (Die Nomenklatur folgt weitgehend der Darstellung in [Hei96].) Die Quelle der Teilchen (meist handelt es sich um Pionen) kann durch eine Emissionsfunktion beschrieben werden:

$$S(x, K) = \int \frac{d^4 y}{2(2\pi)^3} e^{-K \cdot y} \left\langle J^*(x + \frac{y}{2}) J(x - \frac{y}{2}) \right\rangle, \quad (4.2)$$

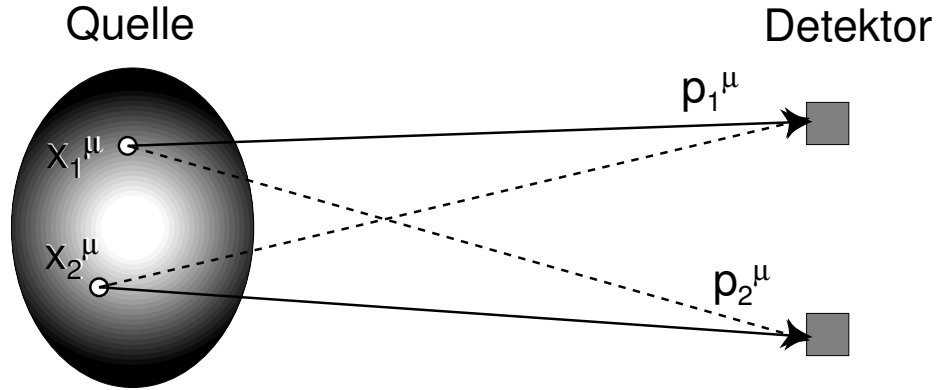


Abbildung 4.3: Emission zweier identischer Teilchen aus einer Teilchenquelle. Die Ununterscheidbarkeit führt zur Interferenz der beiden eingezeichneten Prozesse (s. Text).

wobei  $J$  eine klassische Quellenamplitude für die Erzeugung eines freien Teilchens ist.  $S$  gibt die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Teilchens mit Viererimpuls  $K$  am Ort  $x$  an. Man erhält z.B. das Ein-Teilchen-Spektrum daraus als:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 K} = \int d^4 x S(x, K). \quad (4.3)$$

Die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion ist definiert als:

$$C(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{\langle N \rangle^2}{\langle N(N-1) \rangle} \frac{P_2(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{P_1(\vec{p}_1)P_1(\vec{p}_2)}, \quad (4.4)$$

wobei  $P_1$  und  $P_2$  die Ein-Teilchen- bzw. Zwei-Teilchen-Verteilungen sind. Experimentell wird der Nenner in Gleichung 4.4, das Produkt der Ein-Teilchen-Verteilungen, durch das sogenannte *Event-Mixing* Verfahren bestimmt. Dabei werden zwei Teilchen aus verschiedenen Ereignissen miteinander kombiniert - die entsprechende Verteilung kann durch diese Konstruktion nur Effekte der Ein-Teilchen-Verteilungen und keine Korrelationen enthalten.

Die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion ergibt sich nun in guter Näherung zu:

$$C(\vec{q}, \vec{K}) \approx 1 \pm \frac{|\int d^4 x S(x, K) e^{iq \cdot x}|^2}{|\int d^4 x S(x, K)|^2} = 1 \pm \left| \langle e^{iq \cdot x} \rangle \right|^2, \quad (4.5)$$

wobei  $q = p_1 - p_2$  und  $K = (p_1 + p_2)/2$  ist. Die rechte Seite in Gleichung 4.5 ist im wesentlichen eine Fouriertransformation. Für eine statische Quelle kann dies geschrieben werden als:

$$C(\vec{q}) = 1 + |\tilde{\rho}(\vec{q})|^2, \quad (4.6)$$

wobei  $\tilde{\rho}(\vec{q})$  die Fouriertransformierte der räumlichen Verteilung der Quelle ist – dies ist die häufig verwendete einfache Form der Korrelationsfunktion. Für Bosonen sollte diese Funktion nach ihrer Konstruktion den Wert 1 für große Relativimpulse  $q$  annehmen, für  $q \rightarrow 0$  sollte  $C = 2$  werden.

Im allgemeinen Fall einer dynamischen Quelle wie man sie in Kernreaktionen erwartet, die z.B. Temperaturgradienten oder kollektive Expansion aufweisen, also eine Korrelation zwischen Orts- und Impulsverteilung, ist dies nicht mehr gültig. Außerdem gilt noch die *On-Shell Bedingung*<sup>7</sup>  $q \cdot K = 0$ , die eine Abhängigkeit zwischen den verschiedenen Viererimpulskomponenten der Teilchen bewirkt:

$$q^0 = \vec{\beta} \cdot \vec{q} \text{ mit } \vec{\beta} = \frac{\vec{K}}{K^0}. \quad (4.7)$$

Deshalb läßt sich die Fouriertransformierte im allgemeinen nicht invertieren. Die Analyse von solchen Korrelationsfunktionen erfordert deshalb immer zusätzliche Modellannahmen. Außerdem wird die Zwei-Teilchen-Korrelation durch die Wechselwirkungen zwischen den beiden Teilchen beeinflusst – hier ist vor allem die Coulomb-Kraft wichtig, aber für genaue Rechnungen sollte man auch die starke Wechselwirkung berücksichtigen.

Die einfachste Möglichkeit der Analyse bietet sich natürlich unter Annahme einer statischen Quelle, die sich durch eine analytische Form, wie z.B. eine Gaußverteilung, beschreiben läßt. Der Einfluß der Coulomb-Wechselwirkung kann durch eine lokale nichtrelativistische Näherung, den sogenannten *Gamow-Faktor* [Gyu79], aus der gemessenen Korrelationsfunktion herauskorrigiert werden. An diese korrigierte Funktion wird dann die Fouriertransformierte der Ortsverteilung angepaßt – man erhält aus solchen Fits charakteristische Radiusparameter. Die ersten experimentellen Untersuchungen zeigten allerdings, daß die Korrelationsfunktion für kleine Relativimpulse meist nicht den Wert 2 annimmt, wie theoretisch vorhergesagt. Um trotzdem eine Anpassung der analytischen Funktionen zu ermöglichen, wurde ein zusätzlicher Parameter  $\lambda$  eingeführt [Deu82], den man am ehesten als eine Korrelationsstärke bezeichnen kann:

$$C_2(q) = 1 + \lambda \cdot |\tilde{\rho}(q)|^2. \quad (4.8)$$

Von einigen Autoren (siehe z.B. [Wei89]) wird die Beobachtung, daß  $\lambda$  zumeist deutlich kleiner als 1 ist, als ein Indiz für kohärente Emission eines Teils der gemessenen Bosonen angesehen. Tatsächlich würde kohärente Strahlung keine *Intensitäts-Interferenz* zeigen, so daß dies eine mögliche Erklärung ist. Gleichzeitig gibt es aber noch eine Reihe von anderen Möglichkeiten ([Pei92, Pei93]), dieses Phänomen zu erklären, so u.a.:

---

<sup>7</sup>Die Teilchen müssen die korrekte Ruhemasse haben.

- eine ungenügende Impulsauflösung des Detektors,
- Beiträge von langlebigen Resonanzen,
- eine ungeeignete analytische Form der Korrelationsfunktion oder
- eine nicht ausreichende Korrektur der Zwei-Teilchen Wechselwirkung im Endzustand.

Da sich die Auswirkungen all dieser Effekte nur schwer exakt berechnen lassen, gibt es bisher auch keinen Beweis für das Auftreten von Kohärenz in der Teilchenproduktion. Deshalb soll an dieser Stelle auch nicht näher darauf eingegangen werden. Man sollte sich aber vor Augen halten, daß der Stärke-Parameter der Korrelation interessante Informationen enthält und daß zu einer vollständigen Beschreibung der Korrelationen auch ein Verständnis dieses Parameters gehört. Dies wurde bisher von vielen Autoren vernachlässigt.

Für eine allgemeinere Analyse muß man die Anzahl der freien Parameter kennen. Nach [Hei96] läßt sich die Korrelationsfunktion schreiben als:

$$C_2(\vec{K}, \vec{q}) = 1 + \exp \left[ -q^\mu q^\nu \langle x_\mu x_\nu \rangle(\vec{K}) \right]. \quad (4.9)$$

Dabei handelt es sich bei  $\langle x_\mu x_\nu \rangle(\vec{K})$  um impulsabhängige Varianzen der räumlichen Verteilung der Quelle. Aufgrund der On-Shell Bedingung 4.7 gibt es nur sechs unabhängige solche Kombinationen – für den wichtigen Fall einer azimuthalen Symmetrie um die Strahlachse reduziert sich diese Zahl sogar auf vier. Diese Größen enthalten – bis auf Anteile dritter Ordnung und höher – die vollständige Information über die Quellenverteilung.

In der Analyse gibt es dann unterschiedliche Ansätze zur Parameterisierung der Korrelationsfunktionen. Eine Möglichkeit ist die Wahl einer *longitudinalen* (*l*), einer *auswärts* (*o*) und einer *seitwärts* (*s*) gerichteten Komponente (s. Abb. 4.4). Die auswärts gerichtete Komponente steht dabei parallel zur transversalen Geschwindigkeit des Teilchenpaares  $\beta_T$ . Es ist also  $\beta_S = 0$  und  $\beta_O = \beta_T$  und damit  $q^0 = \beta_T q_O + \beta_L q_L$ . Für eine azimuthal symmetrische Quelle kann man dann als sinnvolle Parameterisierung schreiben:

$$C_2(\vec{K}, \vec{q}) = 1 + \exp \left[ -R_S^2(\vec{K})q_S^2 - R_O^2(\vec{K})q_O^2 - R_L^2(\vec{K})q_L^2 - 2R_{OL}^2(\vec{K})q_Oq_L \right]. \quad (4.10)$$

Die Parameter dieser Standard-Parameterisierung hängen wie folgt von den oben angegebenen Varianzen ab:

$$R_S^2(\vec{K}) = \langle y^2 \rangle \quad (4.11)$$

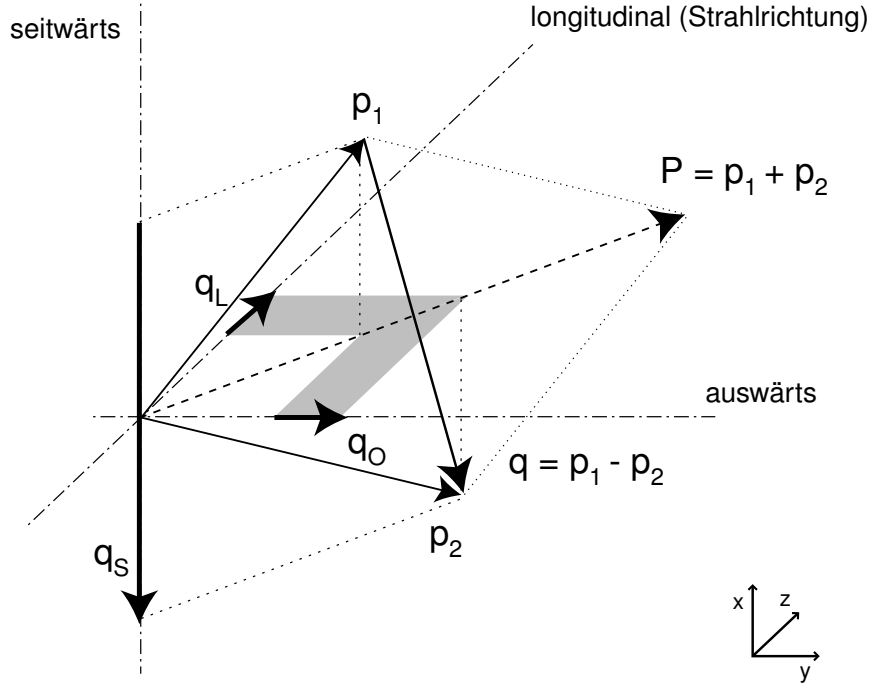


Abbildung 4.4: Illustration der unterschiedlichen Komponenten bei der Analyse der Zwei-Teilchen-Korrelationen. Die longitudinale Komponente des Relativimpulses steht in Strahlrichtung, die auswärts gerichtete Komponente in Richtung des Transversalimpulses des Teilchenpaares. Die seitwärts gerichtete Komponente steht senkrecht auf den beiden vorigen.

$$R_O^2(\vec{K}) = \langle (x - \beta_T)^2 \rangle \quad (4.12)$$

$$R_L^2(\vec{K}) = \langle (z - \beta_L t)^2 \rangle \quad (4.13)$$

$$R_{OL}^2(\vec{K}) = \langle (x - \beta_T t)(z - \beta_L t) \rangle \quad (4.14)$$

Eine andere mögliche Parameterisierung im azimuthal symmetrischen Fall ist die sogenannte *Yano-Koonin-Podgoretskii* Parameterisierung (YKP). Hier wird an Stelle von  $q_L$ ,  $q_O$  und  $q_S$  der Variablensatz  $q_L$ ,  $q_T$  und  $q^0$  verwendet, und es ergibt sich die Parameterisierung:

$$C_2(\vec{K}, \vec{q}) = 1 + \exp \left[ -R_T^2(\vec{K}) q_T^2 - R_{||}^2(\vec{K}) (q_L^2 - (q^0)^2) - (R_0^2 + R_{||}^2) (q_\mu U^\mu) \right], \quad (4.15)$$

wobei  $U$  eine Vierergeschwindigkeit ist:

$$U(\vec{K}) = \gamma(\vec{K}) (1, 0, 0, v(\vec{K})). \quad (4.16)$$

Die drei Radien  $R_T$ ,  $R_{||}$  und  $R_0$  und diese Geschwindigkeit (die YKP Geschwindigkeit) sind natürlich äquivalent zu den obigen Parametern der Standard-Parameterisierung – beide lassen sich ineinander umrechnen, wie z.B. in [Hei96] angegeben.

Ermittelt man die Parameter dieser Korrelationsfunktionen für die verschiedenen Bereiche von  $\vec{K}$  und  $y$ , so lassen sich vielfältige Informationen über die Ausdehnung und die Dynamik des Systems gewinnen. In den meisten bisherigen Experimenten erlaubt aber die Statistik der Daten oder die Meßgenauigkeit keine solche Analyse. Im einfachsten Fall wird eine eindimensionale Analyse der Korrelationen (z.B. abhängig vom Betrag der Viererimpulsdifferenz  $Q_{inv} = \sqrt{(p_1^\mu - p_2^\mu)^2}$ ) vorgenommen. Hier wird es schwierig, die absolute Größe der ermittelten Radiusparameter zu interpretieren, da z.B. Effekte von Lorentz-Transformationen entlang der Strahlachse sich nicht mehr einfach korrigieren lassen. Vergleiche von Parametern unterschiedlicher Messungen, die mit der gleichen Methode ausgewertet wurden, können aber auch in diesem Fall sinnvolle Informationen liefern.

Auf ähnlichen Überlegungen beruhen Analysen von Proton-Paar-Korrelationen. Auch hierbei werden Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit vom Relativimpuls untersucht. Dabei ist der dominierende Effekt die attraktive starke Wechselwirkung, die zu einer positiven Korrelation bei endlichem Relativimpuls führt, die bei noch kleineren Relativimpulsen von Coulomb-Wechselwirkung und Fermi-Dirac-Antisymmetrisierung wieder unterdrückt wird. Diese Korrelation ist in ihrer Ausprägung nur schwach richtungsabhängig, so daß in den meisten Fällen eine eindimensionale Analyse ausreichend ist. Die Stärke der Korrelation wird dabei im wesentlichen davon bestimmt, welcher Teil der Protonen sich bei ihrer letzten Streuung in Reichweite der gegenseitigen Wechselwirkung befindet. Man kann also aus der Stärke der Korrelation Aufschluß erhalten über die Ausdehnung der Protonenquelle. Diese Korrelationsstärke ist im Gegensatz zum Parameter  $\lambda$  aus Gleichung 4.8 nicht prinzipiell eingeschränkt.

### Ergebnisse des WA80 Experimentes im Targetbereich

Im WA80 Experiment wurden in Reaktionen von p,  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$  bei 200 GeV/Nukleon mit verschiedenen Targets die Korrelationen von Protonen und positiven Pionen im Targetbereich untersucht. Die Identifikation der Protonen und Pionen fand mit dem Plastic Ball Detektor statt, der eine Messung von Energieverlust  $\Delta E$  und Gesamtenergie  $E$  ermöglicht – für positive Pionen wurde die Identifizierung durch eine zusätzliche Messung des Zerfalls  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \nu_\mu$  ergänzt.

Korrelationen von Protonenpaaren wurden im Rapiditätsbereich  $-1 \leq y \leq 0.6$  untersucht. Zur Analyse wurden nur Protonen benutzt, die vollständig im Detektor abgestoppt werden konnten – das schränkt den Energiebereich auf  $40 \text{ MeV} \leq E_{kin} \leq 200 \text{ MeV}$  ein. Durch die hohe Teilchendichte in den untersuchten Reaktionen ergab sich natürlich die Möglichkeit, daß Doppeltreffer anderer Teilchen die Signale von Protonen vortäuschten. Die Beimischung solcher falsch identifizierter Teilchen wurde zu maximal 8 % abgeschätzt. Für die Reaktionssysteme mit geringer Multiplizität liegt diese Kontamination deutlich niedriger. In den Analysen wurde der jeweilige Untergrund durch eine Korrektur berücksichtigt.

Weitere Details der Analyse sind z.B. [Awe95, Blu93] zu entnehmen.

Die Abbildung 4.5 zeigt Beispiele für die gemessenen Korrelationsfunktionen. Man erkennt die positive Korrelation bei einem Relativimpuls von  $Q \approx 20 \text{ MeV}$ . Die Unterdrückung bei sehr kleinen Werten von  $Q$  durch die Coulomb-Wechselwirkung und die Fermi-Dirac-Antisymmetrisierung ist aufgrund der begrenzten Auflösung des Plastic-Ball Detektors nicht zu sehen. Man erkennt sofort, daß die Stärke der Korrelation für größere Targets abnimmt, was auf eine größere Quelle hindeutet. Zu einer genaueren quantitativen Analyse werden die Daten mit Simulationsrechnungen verglichen, die für Teilchenpaare die Wellenfunktion unter Berücksichtigung der kompletten Wechselwirkung und der Teilchenstatistik (hier Fermi-Dirac) berechnen [Pra92] – daraus kann dann direkt die Korrelationsfunktion ermittelt werden. In diese Rechnungen wurde außerdem eine realistische Simulation des Detektors eingebaut, um die Effekte des begrenzten Auflösungsvermögens zu berücksichtigen. Diese Rechnungen wurden für Gaußsche Quellenverteilungen mit unterschiedlichen Radiusparametern durchgeführt und die Ergebnisse mit den experimentellen Daten verglichen. Auf diese Weise konnte ein optimaler Radiusparameter für jedes untersuchte Reaktionssystem bestimmt werden.

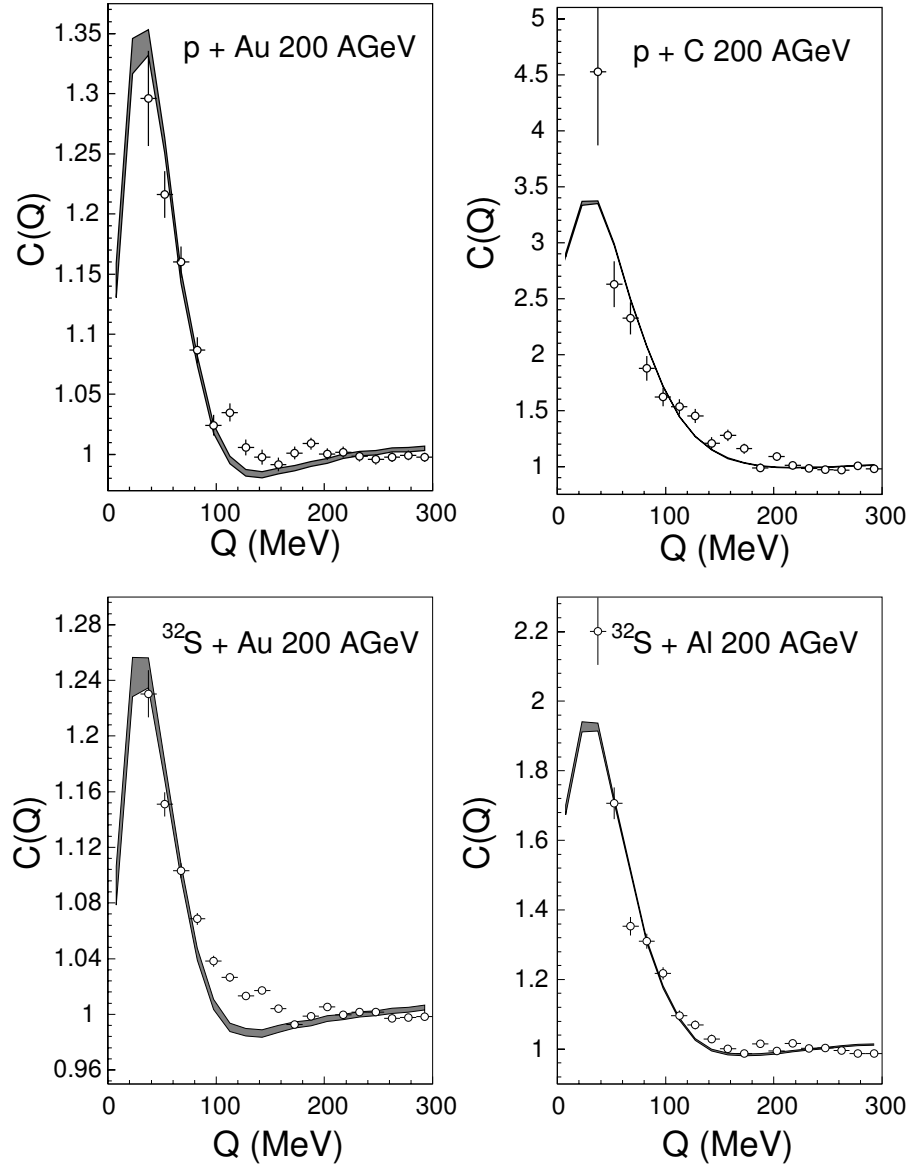


Abbildung 4.5: Zwei-Protonen-Korrelationsfunktion in Abhängigkeit vom Relativimpuls  $Q$  für Reaktionen von Protonen und  $^{32}\text{S}$  bei 200 AGeV mit verschiedenen Targets. Die gefüllten Symbole zeigen die experimentellen Daten, das Band die Ergebnisse der angepaßten Modellrechnungen (s. Text). Die Breite dieses Bandes deutet die 1- $\sigma$  Variationsbreite dieser Rechnungen an.



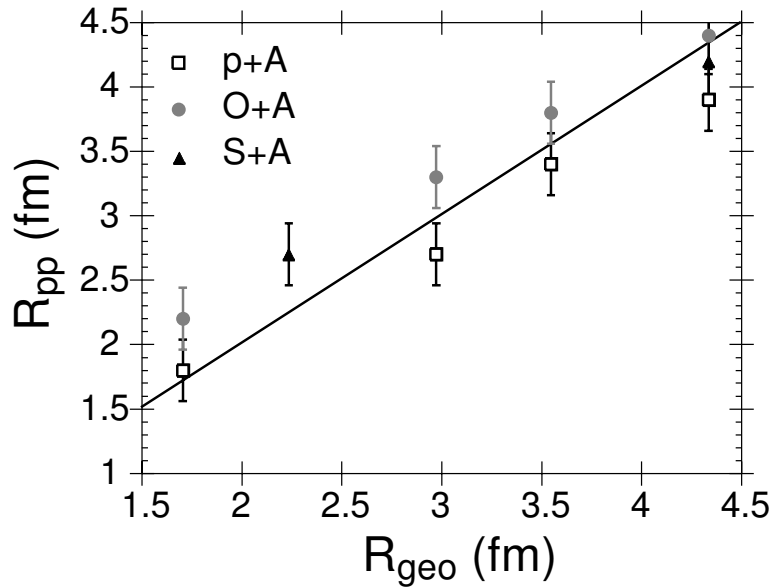


Abbildung 4.6: Radien der Protonenquelle bestimmt aus Protonenkorrelationen für unterschiedliche Reaktionssysteme als Funktion des geometrischen Radius des Targets.

Abbildung 4.6 zeigt die Radien der Protonenquelle in Abhängigkeit vom geometrischen Radius des Targets. Man erkennt, daß die Radien recht genau einem linearen Zusammenhang  $R_{pp} = R_{geo}$  folgen. Im Gegensatz dazu erkennt man in Abbildung 4.7, in der die Radien (rms) als Funktion der Zahl der Participants studiert werden, daß es praktisch keine Abhängigkeit der Quellengröße von der Zentralität, d.h. der Größe des eigentlichen Reaktionsvolumens gibt. Die Protonen in diesen Reaktionen stammen also aus dem gesamten Targetvolumen, das Target fragmentiert vollständig bereits bei peripheren Stößen. Dieses Ergebnis ist konsistent mit früheren Beobachtungen, daß die Zahl der geladenen Teilchen im Targetbereich direkt proportional zur Zahl der Targetnukleonen ist [Alb92] (siehe auch Abbildung 3.9) und daß im Targetbereich auch die gemessene transversale Energie, die ein Maß für die Anregung ist, recht hoch ist [Alb90].

Korrelationen von Paaren positiver Pionen wurden ebenfalls mit dem Plastic Ball im Rapiditätsbereich  $-1.3 \leq y \leq 1$  untersucht. Die Pionen mußten im Detektor abgestoppt werden und das verzögerte Signal des Positrons aus dem folgenden sequentiellen Zerfall nachgewiesen werden. Dadurch konnten nur Pionen mit  $20 \text{ MeV} \leq E_{kin} \leq 120 \text{ MeV}$  untersucht werden. Die Bei-

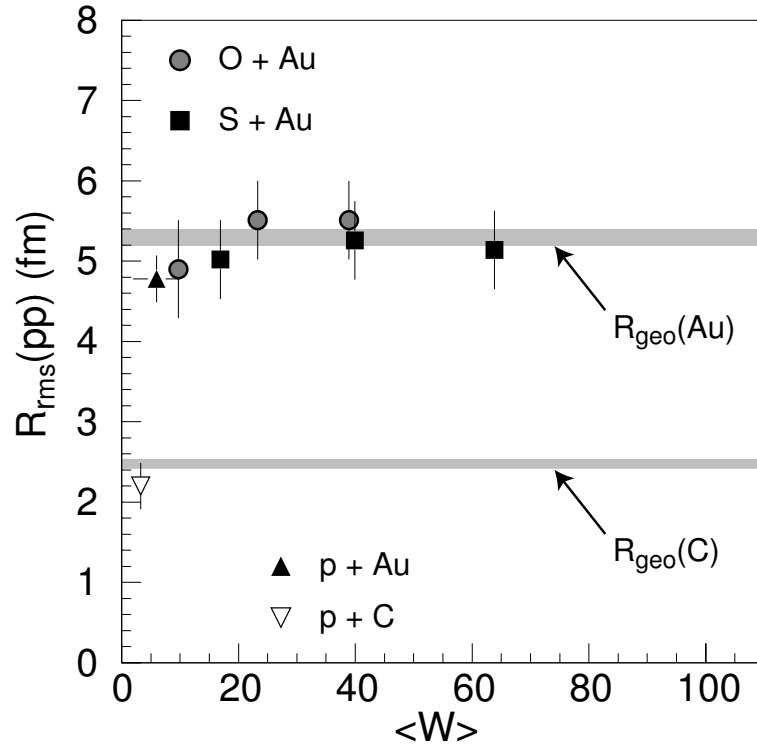


Abbildung 4.7: Radien (rms) der Protonenquelle bestimmt aus Protonenkorrelationen für unterschiedliche Reaktionssysteme als Funktion der Anzahl der Participants  $W$ .

mischung falsch identifizierter Teilchen liegt bei dieser Art der Identifikation unter 5%. Auch hier fand eine Korrektur für den jeweiligen Untergrund statt. Genaueres zur Analyse findet man in [Awe96c, Pei90].

Die Abbildung 4.8 zeigt Beispiele für die gemessenen Korrelationsfunktionen. Auch hier gibt es eine positive Korrelation bei kleinen Relativimpulsen, wie von den Bose-Einstein-Korrelationen erwartet.

Wie oben im Falle der Protonen werden die Daten mit Simulationsrechnungen verglichen, die für Pionen natürlich eine entsprechend angepaßte Wechselwirkung und statt der Fermi-Dirac-Statistik die Bose-Einstein-Statistik berücksichtigen müssen [Pra92]. Im übrigen können dann mit der gleichen Methode Quellenradien bestimmt werden.

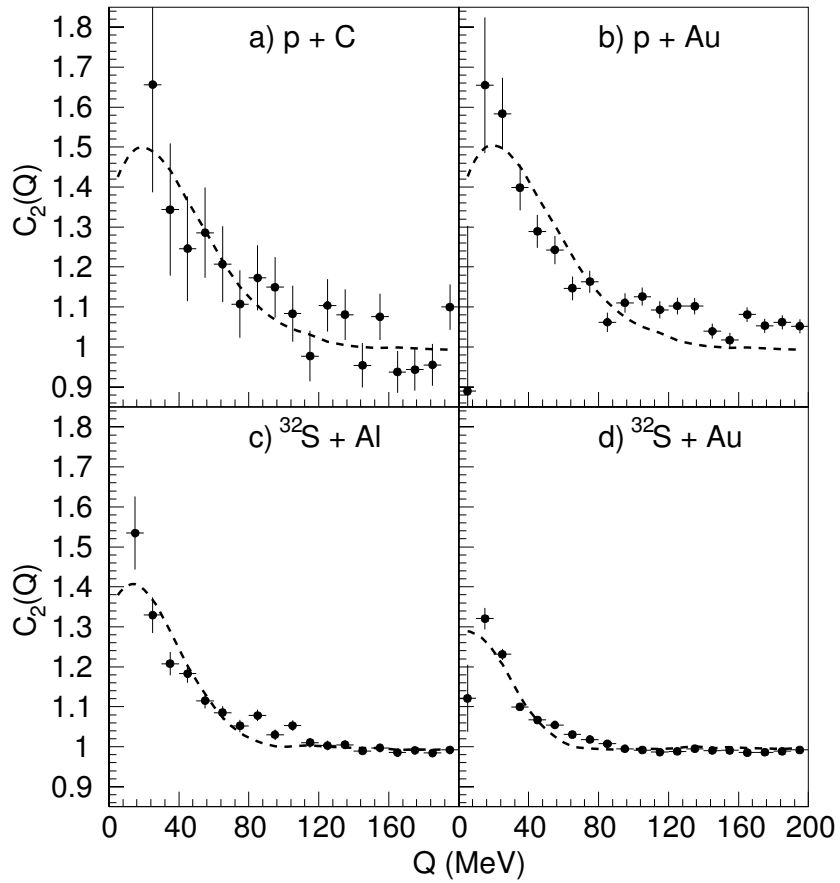


Abbildung 4.8: Zwei-Pionen-Korrelationsfunktion in Abhängigkeit vom Relativimpuls  $Q$  für Reaktionen von Protonen und  $^{32}\text{S}$  bei 200 AGeV mit verschiedenen Targets. Die gefüllten Symbole zeigen die experimentellen Daten, die Linien die Ergebnisse der angepaßten Modellrechnungen (s. Text).

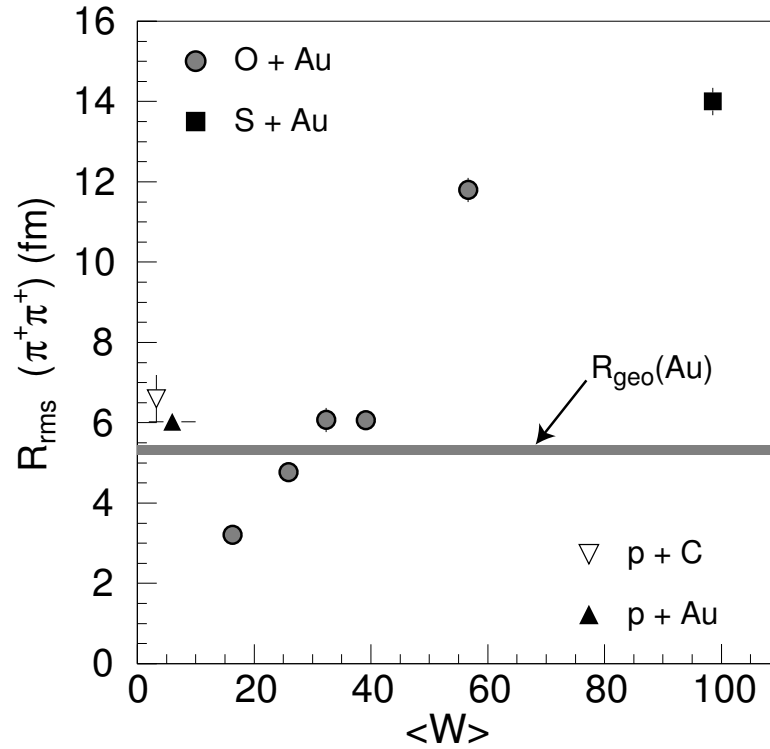


Abbildung 4.9: Radien (rms) der Pionenquelle bestimmt aus Pionenkorrelationen für unterschiedliche Reaktionssysteme als Funktion der Anzahl der Participants  $W$ .

Die sonst bei Bose-Einstein-Korrelationen üblichen Fits analytischer Funktionen an experimentelle Daten, die auf Effekte der Coulomb-Wechselwirkung korrigiert wurden, sind zwar auch möglich [Awe96c], sollen hier aber nicht genauer behandelt werden, da sie die Detektorauflösung nicht korrekt und auch die Wechselwirkung meist nur in einer Näherung berücksichtigen. Für Vergleiche mit anderen Daten soll allerdings darauf zurückgegriffen werden.

Abbildung 4.9 zeigt die Radien der Pionenquelle als Funktion der Zahl der Participants. Man sieht, daß für Reaktionen von  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$  mit Gold-Targets die gemessene Quellengröße mit der Zentralität, d.h. der Zahl der Participants ansteigt. Bei sehr zentralen Reaktionen ist die Quelle dann deutlich größer als die geometrische Ausdehnung des Targets. Die Radien für Proton-induzierte Reaktionen weichen aber von diesem Trend ab. Auch die Targetgröße selbst bietet, anders als im Fall der Protonen, keine einfache Möglichkeit der Klassifizierung der Daten.

Die vorliegenden Informationen bieten hier noch keine befriedigende Erklärung für die Systematik der Pionen-Quellengrößen – darauf soll weiter unten nochmals eingegangen werden.

### Ergebnisse des WA93 Experimentes bei mittlerer Rapidität

Im Rapiditätsbereich von  $2.2 \leq y \leq 4.4$ , d.h. bei mittlerer Rapidität, mißt das magnetische Spektrometer des WA93 Experimentes (s.o.) negative Teilchen und ermöglicht dort ebenfalls Analysen von Zwei-Teilchen-Korrelationen. Zwar handelt es sich bei den benutzten Teilchen nicht nur um identische Paare, da es eine Beimischung von negativen Kaonen und Antiprotonen gibt. Die Pionen sollten allerdings ungefähr 90% aller negativen Teilchen ausmachen. Damit liefern die hier untersuchten Korrelationen eine gute Abschätzung für die Quelleneigenschaften der Pionenquelle, auch wenn sie durch die Beimischung anderer Teilchen möglicherweise leicht verfälscht werden.

Das Spektrometer für geladene Teilchen verwendet das 1.6 Tm Dipol-Magnetfeld des GOLIATH Magneten und vier Parallelplatten-Avalanche-kammern (MSAC, s. Abschnitt 4.1) mit einer jeweiligen Fläche von  $1.2 \times 1.6 \text{ m}^2$ , die über CCD-Kameras ausgelesen werden. Da die Kammern sich im feldfreien Bereich befinden, können Teilchenspuren als gerade Linien zwischen den Trefferpositionen in den einzelnen Detektoren rekonstruiert werden. Eine genaue Beschreibung der Analysemethoden zur Spurrekonstruktion und Impulsmessung findet sich z.B. in [Nys96, Sle95]. Die mittlere Spurrekonstruktionseffizienz dieses Systems ist mit 33% relativ niedrig, was mit der langen Erholungszeit der Kammern nach einer möglichen Funkenentladung zusammenhängt.

Beispiele für Korrelationsfunktionen negativer Teilchen in zentralen Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  zeigt Abbildung 4.10. Das obere Bild zeigt eine Korrelationsfunktion in Abhängigkeit von  $Q_{inv}$ , unten sind Darstellungen einer Korrelationsfunktion in Abhängigkeit von  $Q_T$  und  $Q_L$  projiziert auf jeweils eine dieser Komponenten. Die Daten wurden mit dem Gamow-Faktor für die Coulomb-Wechselwirkung korrigiert, der eine lokale Näherung für die Paar-Wechselwirkung ist. Man erhält so aufgrund der endlichen Ausdehnung der Quelle eine geringfügig zu starke Korrektur der Daten, die in diesem Reaktionssystem aber noch vertretbar ist.

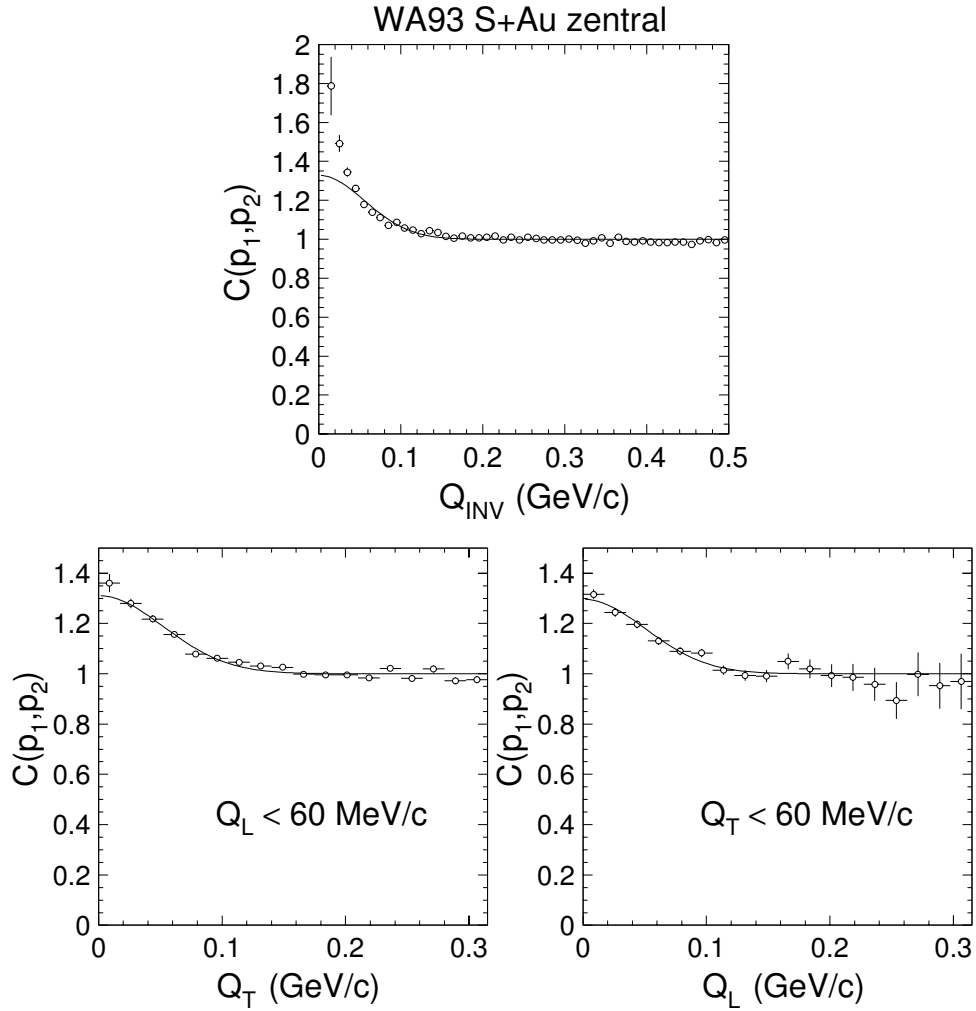


Abbildung 4.10: Korrelationsfunktionen für negative Teilchen in einer Dimension (oben) sowie als Projektionen der zweidimensionalen Funktion auf  $Q_{\text{T}}$  und  $Q_{\text{L}}$  in zentralen Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$ . Die Daten wurden für die Effekte der Coulomb Wechselwirkung korrigiert mit Hilfe des Gamow-Faktors. Die Kurven zeigen Gaußfits an die Daten.

Fits mit einer Gaußverteilung:

$$C(Q_{inv}) = 1 + \lambda \cdot \exp\left(-\frac{R_{inv}^2 Q_{inv}^2}{2}\right) \quad (4.17)$$

für die eindimensionale Funktion und mit:

$$C(Q_T, Q_L) = 1 + \lambda \cdot \exp\left(-\frac{R_T^2 Q_T^2 + R_L^2 Q_L^2}{2}\right) \quad (4.18)$$

für die Korrelation in zwei Dimensionen sind ebenfalls in Abbildung 4.10 gezeigt.

Die entsprechenden Fitparameter finden sich in Tabelle 4.1. Alle Werte der Korrelationsstärke  $\lambda$  sind ähnlich und liegen im Bereich  $0.23 - 0.35$ . Der verhältnismäßig kleine Wert von  $\lambda$  hängt zum einen damit zusammen, daß es, wie oben erwähnt, eine Beimischung von Nicht-Pionen in der Messung gibt, zum anderen damit, daß der benutzte Algorithmus zur Spurrekonstruktion zu einer relativ großen Zahl von Untergrundspuren führt, die nichts mit wahren Teilchen zu tun haben. Dieser zweite Effekt sollte aber nur den Wert von  $\lambda$  und nicht die Werte der Radien beeinflussen.

Die Radien betragen ungefähr 4 fm für zentrale und halb-zentrale Reaktionen, für periphere Reaktionen hingegen erhält man für  $R_{inv}$  und  $R_T$  deutlich kleinere Werte.

Zusätzlich wurde in zentrale Reaktionen die Abhängigkeit des invarianten Radius vom Transversalimpuls des Paares bestimmt – die zugehörigen Fitparameter sind in Abbildung 4.11 dargestellt – eine Impulsabhängigkeit der Radien kann Informationen über die Dynamik der Pionenquelle liefern. In der Abbildung erkennt man, daß der Radius von Werten um 5 fm für kleine Transversalimpulse abnimmt bis zu ungefähr 2 fm bei höheren Transversalimpulsen. Zum Vergleich wurde eine Kurve der Form  $R_{inv} \propto 1/\sqrt{m_T}$  an die Datenpunkte angepaßt – sie liefert eine recht gute Beschreibung der Abhängigkeit. Einen funktionalen Verlauf dieser Form erwartet man z.B. für den longitudinalen Radius, falls das System eine sogenannte *boost-invariante* longitudinale Expansion zeigt (s.a. Björken-McLerran-Bild). In unserem Fall kann sich dies im invarianten Radius widerspiegeln, der ja in gewisser Weise eine Mittelung zwischen der longitudinalen und der transversalen Komponente darstellt.

Die Interpretation der Pionenquellengrößen ist momentan noch nicht vollständig geklärt. Die ursprüngliche transversale Größe des Reaktionsvolumens sollte dem Radius des Projektilkerns entsprechen. Nun mißt man aber bei Midrapidity deutlich größere Radien – die hier angegebenen Ergebnisse sind auch in weitgehender Übereinstimmung mit Messungen anderer Ex-

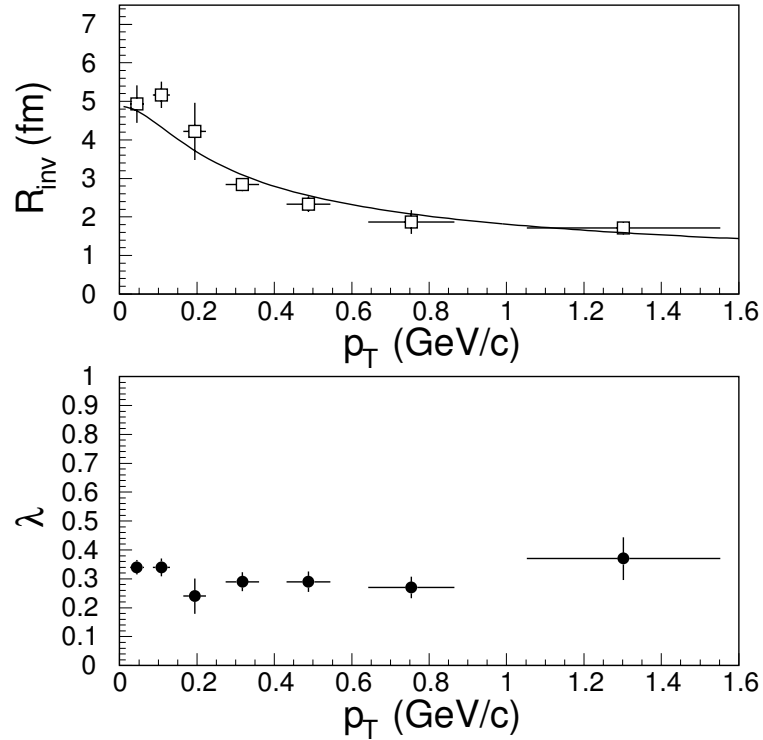


Abbildung 4.11: Parameter von Gaußfits an die eindimensionalen Korrelationsfunktionen für negative Teilchen in zentralen Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der betrachteten Teilchenpaare.

perimente [Bek94, Bek95, Alb95a, Alb95b]. Diese vergrößerten Radien versteht man als Resultat einer transversalen Expansion vor dem Ausfrieren. Da das Ausfrieren das Unterschreiten einer bestimmten Teilchendichte, also eine „Verdünnung“ durch die Expansion voraussetzt, sollten die gemessenen Radien mit der lokalen Teilchenmultiplizität  $dN/dy$  ansteigen. Es wurden dazu Abhängigkeiten der Form  $R \propto (dN/dy)^{1/2}$  [Sto91] oder  $R \propto (dN/dy)^{1/3}$  [Lør89] vorgeschlagen, die genaue Form ist allerdings noch umstritten. Kompliziert wird eine solche Systematik noch dadurch, daß nicht alle Teilchen in gleicher Weise am Ausfrieren beteiligt sind [Pei92].

Wenn dieses Bild auch einigermaßen zufriedenstellend die Radien bei Mid-rapidity erklärt, so ergeben sich Widersprüche für die Meßdaten im Targetbereich. Werden die Korrelationen dort mit ähnlichen vereinfachten Methoden durchgeführt (Gaußfits und Gamowkorrektur, siehe [Awe96c]), so erhält man ähnliche Werte für  $\lambda$  und ebenfalls ähnliche oder sogar größere Werte für die



Tabelle 4.1: Parameter der Gaußfits an die Korrelationsfunktionen für Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  unterschiedlicher Zentralität bei Midrapidity.

Zentralität	$R_{inv}$ (fm)	$\lambda$	$R_T$ (fm)	$R_L$ (fm)	$\lambda$
zentral	$4.54 \pm 0.27$	$0.28 \pm 0.03$	$4.18 \pm 0.22$	$4.47 \pm 0.19$	$0.23 \pm 0.02$
halb-zentral	$4.21 \pm 0.51$	$0.35 \pm 0.02$	$4.03 \pm 0.43$	$3.83 \pm 0.55$	$0.25 \pm 0.04$
peripher	$2.94 \pm 0.69$	$0.32 \pm 0.07$	$2.31 \pm 0.18$	$3.68 \pm 0.33$	$0.24 \pm 0.02$

Radien als bei Midrapidity (Tabelle 4.2).

Hinzu kommt, daß detailliertere Analysen in [Awe96c] eine zweite, noch größere Quellenkomponente zeigen. Nun kann man vermuten, daß diese sehr große Komponente z.B. mit Resonanzzerfällen zu tun hat und daß eine ähnliche Komponente auch bei Midrapidity existiert, daß diese aber einem noch größeren Radius entspricht, der aufgrund der begrenzten Auflösung nicht mehr meßbar ist.

Auch unter dieser Annahme bleibt aber die Beobachtung der verhältnismäßig großen Radien im Targetbereich, die mit dem obigen Freeze-Out-Bild nicht verträglich sind, da die Multiplizitäten im Targetbereich viel geringer sind. Hier müssen also andere Mechanismen an der „Vergrößerung“ der Quelle beteiligt sein. Wichtig ist dabei sicherlich die Streuung („Rescattering“) der Pionen an der Spectatormaterie. Unklar bleibt aber, ob dies die beobachteten Radien vollständig erklären kann.

Tabelle 4.2: Parameter der Gaußfits an die Korrelationsfunktionen im Targetbereich für zentrale Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$ .

Zentralität	$R_{inv}$ (fm)	$\lambda$	$R_T$ (fm)	$R_L$ (fm)	$\lambda$
zentral	$5.39 \pm 0.24$	$0.33 \pm 0.04$	$4.96 \pm 0.21$	$4.71 \pm 0.23$	$0.32 \pm 0.03$

### 4.2.2 Azimutale Asymmetrie – kollektiver Fluß

Die Untersuchung von azimutalen Asymmetrien in der Emission von Teilchen in Kernreaktionen geht zurück auf Experimente bei Energien von einigen 100 MeV pro Nukleon am Bevalac Beschleuniger in Berkeley. Dort wurde mit unterschiedlichen Analysemethoden eine kollektive gerichtete Bewegung der Kernmaterie gefunden. Man hoffte, aus den dort gefundenen Effekten, dem *Bounce-Off* und dem *Squeeze-Out*, etwas über die Zustandsgleichung der Kernmaterie zu lernen. Es zeigte sich, daß der Bounce-Off, d.h. der kollektive Seitwärtsfluß der Fragmente, der mit einem endlichen Netto-Transversalimpuls verbunden ist, am ehesten als ein Voneinander-Abprallen der Fragmente in der frühen Phase der Reaktion aufgrund der impulsabhängigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zu interpretieren ist. Der Squeeze-Out, beobachtet als azimutale Asymmetrie der Teilchenemission oder auch des Energieflusses, wird aber eher einem Abschattungseffekt durch Projektil- und Targetkern im Verlaufe der Reaktion zugeschrieben (siehe Abbildung 4.12). Während der Bounce-Off also innerhalb der Reaktionsebene liegt, die durch den Stoßparameter festgelegt wird, findet die Teilchenemission beim Squeeze-Out vor allem senkrecht dazu statt. Allerdings sind die Eigenschaften der Kernmaterie durch die bisherigen experimentellen Daten nicht eindeutig festzulegen. Eine Übersicht zu den Ergebnissen findet sich z.B. in [Kam89].

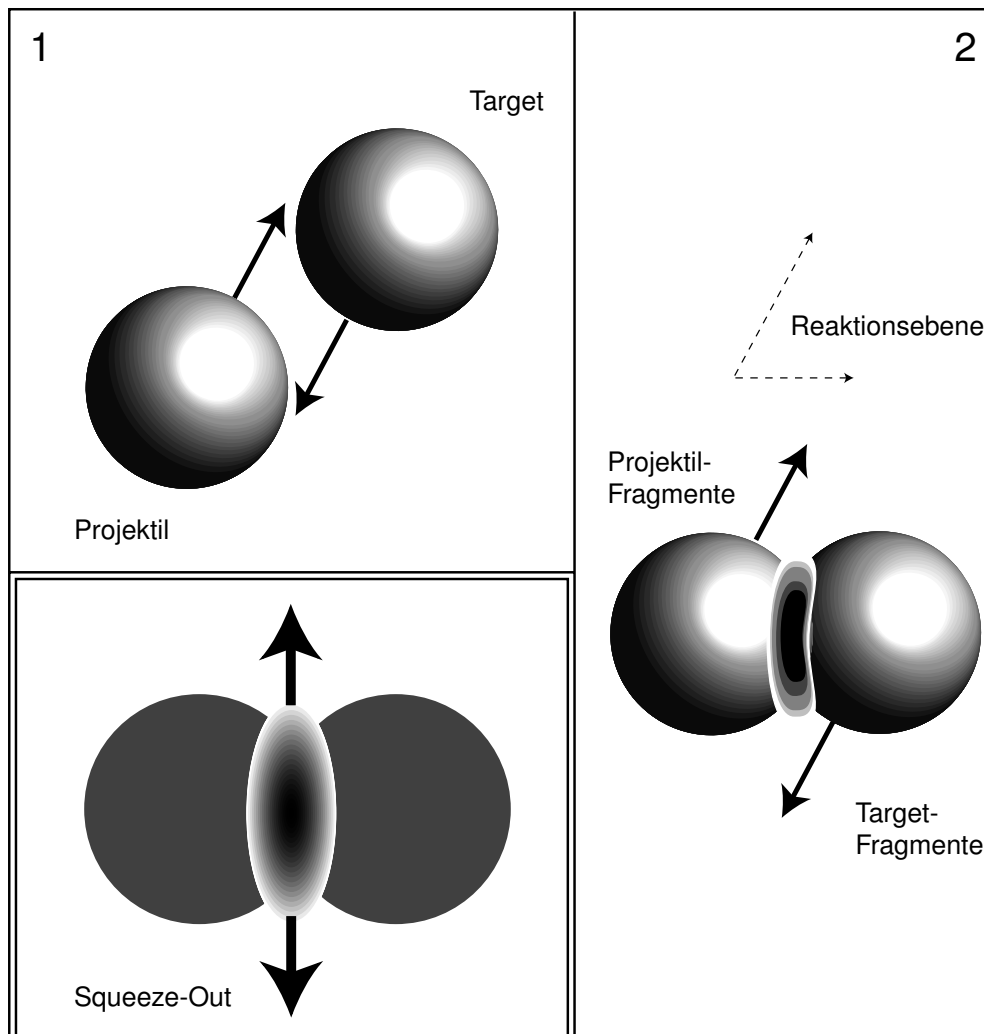


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Entstehung azimuthaler Asymmetrie in relativistischen Kernreaktionen vor (1) und während (2) des Stoßes. Links unten ist ein Schnitt durch das Zentrum der Reaktionszone während des Stoßes gezeigt. Der sogenannte „Squeeze-Out“-Effekt beruht im wesentlichen auf einer Abschattung bestimmter Winkelbereiche durch Target- und Projektilrestkerne.

**Azimutale Asymmetrie im Target-Bereich**

Die ersten Untersuchungen zur azimutalen Asymmetrie in Kernreaktionen bei 200A GeV fanden im WA80 Experiment mit Hilfe des Plastic Ball Detektors statt [Sch92, Awe96b]. Dazu wurde der Targetbereich in zwei „Hemisphären“ aufgeteilt. Da die Protonenverteilung im Targetbereich ein Maximum bei einer Pseudorapidität von  $\eta_{max} \approx 0.2$  aufweist, wurden Transversalimpulssummen von Teilchen mit Rapiditäten  $y \leq y_0 \equiv \eta_{max}$  (*backward*) bzw.  $y > y_0$  (*forward*) gebildet:

$$\vec{Q}_{back} \equiv \sum_{y_i \leq y_0} \vec{p}_T^{(i)} \quad \text{und} \quad \vec{Q}_{forw} \equiv \sum_{y_i > y_0} \vec{p}_T^{(i)}. \quad (4.19)$$

Man kann dann eine Korrelationsfunktion

$$C(\Delta\phi) \equiv \frac{dN}{d(\Delta\phi)} \quad (4.20)$$

berechnen, wobei  $\Delta\phi$  der Relativwinkel zwischen den beiden Summenvektoren ist:

$$\Delta\phi = \arccos \left( \frac{\vec{Q}_{back} \cdot \vec{Q}_{forw}}{|\vec{Q}_{back}| \cdot |\vec{Q}_{forw}|} \right). \quad (4.21)$$

Für Pionen wurde in Gleichung 4.19  $\vec{p}_T$  durch den Richtungsvektor  $\vec{r}_T$  ersetzt.

Abbildung 4.13 zeigt solche Korrelationsfunktionen von positiven Pionen für zentrale und periphere Reaktionen von p,  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$  mit Au bei 200A GeV. An der Erhöhung bei  $0^\circ$  erkennt man, daß die Pionen in beiden Hemisphären vorzugsweise in die gleiche Richtung emittiert werden. Für Protonen ergibt eine solche Analyse eine Antikorrelation, d.h. eine Emission der Teilchen in entgegengesetzter Richtung. Man kann nun diese Korrelationsfunktion mit einer Funktion der Form

$$C(\Delta\phi) \propto 1 + \xi \cos(\Delta\phi) \quad (4.22)$$

anpassen, wobei sich aus dem Verhältnis

$$\zeta \equiv \frac{C(0^\circ)}{C(180^\circ)} = \frac{1 + \xi}{1 - \xi} \quad (4.23)$$

die Stärke der Korrelation ablesen läßt. Die Werte für die Korrelationsstärke  $\zeta$  sind in Abbildung 4.13 mit eingetragen. Man erkennt, daß die azimutale Korrelation mit der Zentralität und mit der Größe des Projektils abnimmt.

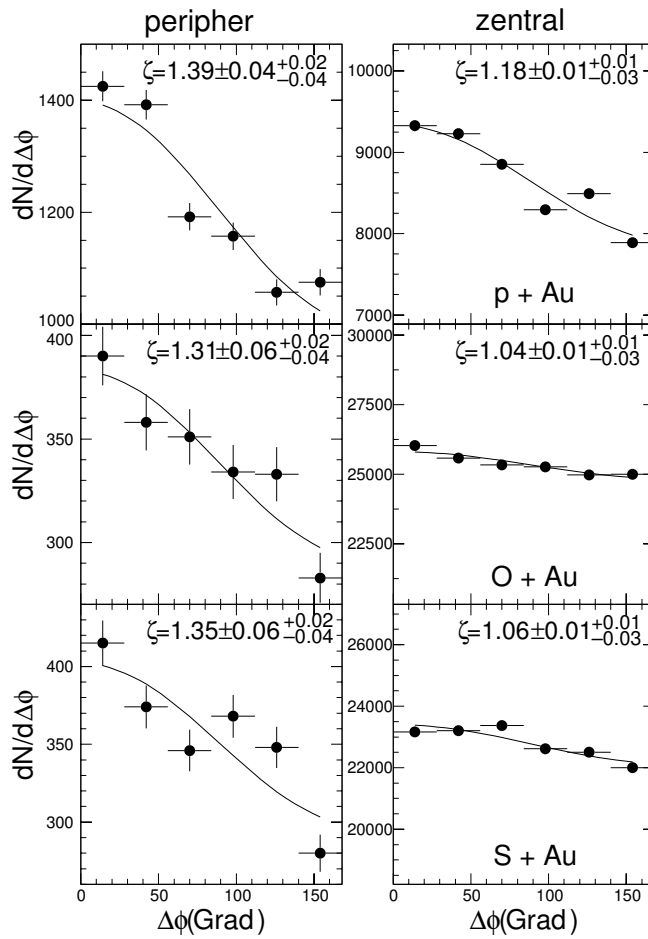


Abbildung 4.13: Azimutale Winkelkorrelationen von positiven Pionen aus der vorderen und hinteren Hemisphäre des Targetbereichs für zentrale und periphere Reaktionen von p,  $^{16}\text{O}$  und  $^{32}\text{S}$  mit Au bei 200A GeV. Die Kurven zeigen Fits von Gleichung 4.22.

Als weiteres Beispiel sind in Abbildung 4.14 die Korrelationsstärken für Pionen und Protonen in Proton-induzierten Reaktionen in Abhängigkeit von der Targetmasse gezeigt. Die Asymmetrie der Pionenemission ist sehr gering bei sehr kleinen Targets und wächst mit der Targetmasse. Die Antikorrelation der Protonen ist maximal für kleine Targetmassen und verschwindet bei großen Targets.

Die Korrelation der Pionen läßt sich am einfachsten durch einen Abschattungseffekt durch die Spectatornukleonen des Targetkerns erklären. Tatsächlich nimmt die Zahl der Spectators zu, wenn man zu schwereren Targets, leichteren Projektilen oder weniger zentralen Stößen geht, d.h. die systematischen Trends der Korrelationsstärke stimmen mit dieser Hypothese überein. Der Teil der Pionen, der in Richtung der Spectatormaterie emittiert wird, wird durch Streuprozesse wie



im Impulsraum umverteilt oder sogar durch Prozesse wie z.B.



absorbiert, wodurch die azimutale Verteilung ihre Symmetrie verliert.

Die Antikorrelation der Protonen läßt sich hingegen durch eine relativ triviale Ursache erklären: Geht man von lokaler Erhaltung des Transversalimpulses im Targetbereich aus, so führt eine leichte Asymmetrie in einer Hemisphäre, die z.B. auch durch reine Fluktuationen hervorgerufen werden kann, automatisch zu einer entgegengesetzten Ausrichtung der Protonenemission in der anderen Hemisphäre. Die Fluktuationen, die hier eine Rolle spielen, sind für kleine Teilchenzahlen am stärksten, was den in Abbildung 4.14 gezeigten Trend der Korrelationsstärke mit der Targetmasse erklärt.

Unterstützt wird diese Interpretation durch Modellvergleiche: Während die Ereignisgeneratoren VENUS und RQMD beide die Antikorrelation der Protonen qualitativ richtig wiedergeben, gelingt es nur RQMD, das Verhalten der Pionen richtig zu beschreiben. Nun haben beide Simulationen sicher Effekte der Impulserhaltung eingebaut, aber nur RQMD hat in der vorliegenden Version die Streuprozesse wie in 4.24 oder 4.25 in der Spectatormaterie korrekt berücksichtigt.

### Azimutale Asymmetrie bei Midrapidity

Während die Untersuchungen im Targetbereich wichtige Informationen über das Rescattering der Pionen im Target liefert, erhält man daraus eigentlich keinen Beweis für ein kollektives hydrodynamisches Verhalten. Das Verhalten ist recht ähnlich dem des sogenannten Squeeze-Out (s.o.), bei dem die

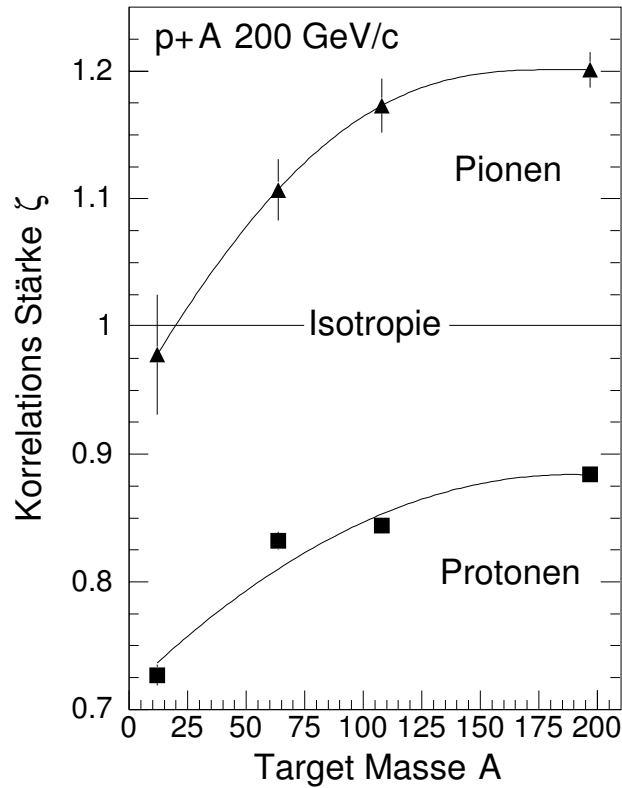


Abbildung 4.14: Korrelationsstärke der azimutalen Winkelkorrelation für Protonen und positive Pionen in Proton-induzierten Reaktionen in Abhängigkeit von der Targetmasse.

Asymmetrie der Teilchenemission im wesentlichen durch Abschattungseffekte entsteht [Kam89]. Abbildung 4.12 zeigt eine schematische Darstellung der Entstehung dieses Phänomens. Für weitere Analysen können Messungen im Targetbereich aber sicherlich helfen, eine Reaktionsebene zunächst einmal zu bestimmen.

Interessanter für das kollektive Verhalten in diesen Reaktionen ist aber wohl die Untersuchung von azimutalen Asymmetrien bei Midrapidity. Hier hofft man, daß eine eventuelle Asymmetrie verursacht wird durch unterschiedliche Druckgradienten in der heißen Reaktionszone, die in nicht völlig zentralen Stößen ja aufgrund der Geometrie selbst eine Asymmetrie aufweist (s. Abbildung 4.15).

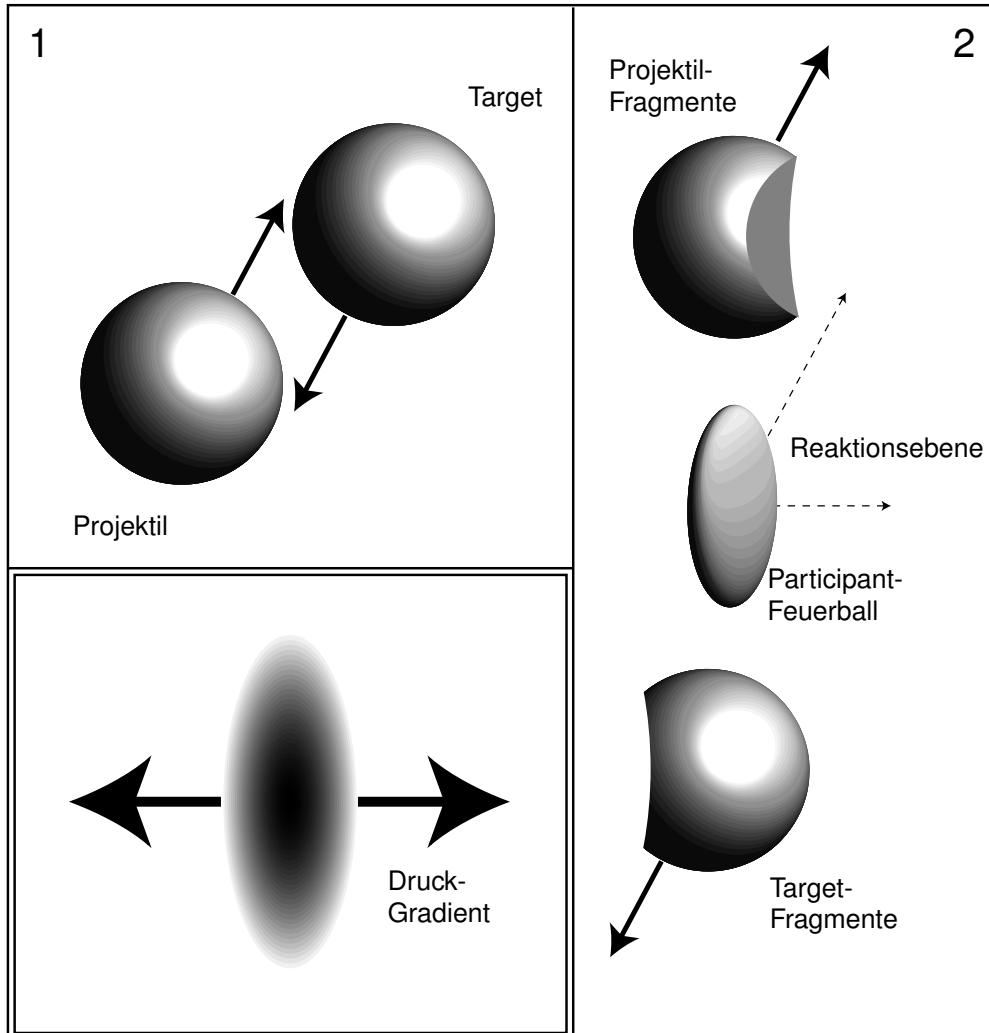


Abbildung 4.15: Schematische Darstellung der Entstehung azimuthaler Asymmetrie bei Midrapidity in ultrarelativistischen Kernreaktionen vor (1) und kurz nach (2) dem Stoß. Links unten ist ein Schnitt durch das Zentrum der Reaktionszone kurz nach dem Stoß gezeigt. Ein bevorzugter Teilchenfluß entsteht hier durch unterschiedliche Druckgradienten der asymmetrischen Reaktionszone.



Die Entstehung einer solchen Asymmetrie durch Druck, d.h. einen thermodynamischen Effekt, setzt aber zumindest ein lokales thermisches Gleichgewicht in der Reaktionszone voraus. In diesem Fall entsteht ein kollektiver Fluß der Materie mit einer Geschwindigkeit, die dem Druckgradienten proportional ist [Oll92, Oll93, Oll95]. Die Teilchen werden vorzugsweise innerhalb der Reaktionsebene emittiert und erhalten eine zusätzliche Flußgeschwindigkeit.

Im WA93 Experiment wurde nach solchen *Flow*-Effekten in S+Au Reaktionen mit Hilfe des Photonen-Multiplizitäts-Detektors gesucht (zur Beschreibung des Detektors siehe Abschnitt 4.3.1). Da die Photonen vor allem aus Zerfällen neutraler Pionen stammen, mißt man dadurch indirekt die Asymmetrie der Pionenverteilung. Die azimutale Verteilung der Photonen im Pseudorapiditätsbereich  $3.4 \leq \eta \leq 4.7$  wurde einer Fourier-Analyse unterzogen. Im allgemeinen bestimmt man dabei die Fourier-Koeffizienten

$$\vec{Q}_n = \sum_{\nu=1}^N \omega_\nu \exp(in\phi_\nu) \quad (4.26)$$

für ein Ereignis, wobei die Summierung über alle  $N$  Teilchen im Ereignis erfolgt. Die  $\omega_\nu$  sind Gewichtungsfaktoren, die z.B. von der Energie der Teilchen abhängen können – in unserem Fall werden sie = 1 gesetzt, da der PMD nur eine sehr eingeschränkte Energieauflösung hat.

Sind die Fourier-Koeffizienten  $\neq 0$ , so deutet das auf eine jeweilige charakteristische Form der Asymmetrie hin, so beim Koeffizienten erster Ordnung  $\vec{Q}_1$  auf eine gerichtete Teilchenemission, die z.B. von einer dipolartigen Asymmetrie herrühren kann. Dies wird oft als „gerichteter Fluß“ im eigentlichen Sinne bezeichnet.

Ist der Koeffizient zweiter Ordnung  $\vec{Q}_2 \neq 0$ , so zeigt das eine periodische Asymmetrie an. Es gibt eine Vorzugsachse in der Winkelverteilung, aber keine ausgezeichnete Richtung mehr, da bei diesem Koeffizienten  $\phi = 0^\circ$  und  $\phi = 180^\circ$  die gleiche Bedeutung haben. Dieser Effekt wird auch als „elliptischer Fluß“ bezeichnet. Die Analyse des Koeffizienten zweiter Ordnung ist äquivalent zu der sogenannten „Sphärizitäts-Tensor“-Analyse [Dan88], allerdings hier beschränkt auf die transversale Ebene.

Aus den Daten des PMD im WA93 Experiment konnte nun nach Korrekturen für Detektoreffekte [Agg97a] die Anisotropie der Reaktionen ermittelt werden als  $\alpha = |\vec{Q}_2|/Q_0$ , wobei  $Q_0 = N_\gamma$  einfach die Multiplizität der Photonen ist. Die auf diese Weise bestimmte Anisotropie enthält nun einen Anteil einer echten Teilchenkorrelation sowie einen Beitrag aufgrund der endlichen Multiplizität. Der Mittelwert  $\langle \alpha \rangle$  der Anisotropie für vier verschiedene Zentralitätsklassen (charakterisiert durch die Photonenmultiplizität) ist in Abbildung 4.16 gezeigt. Es werden hier experimentelle Daten (für Messungen

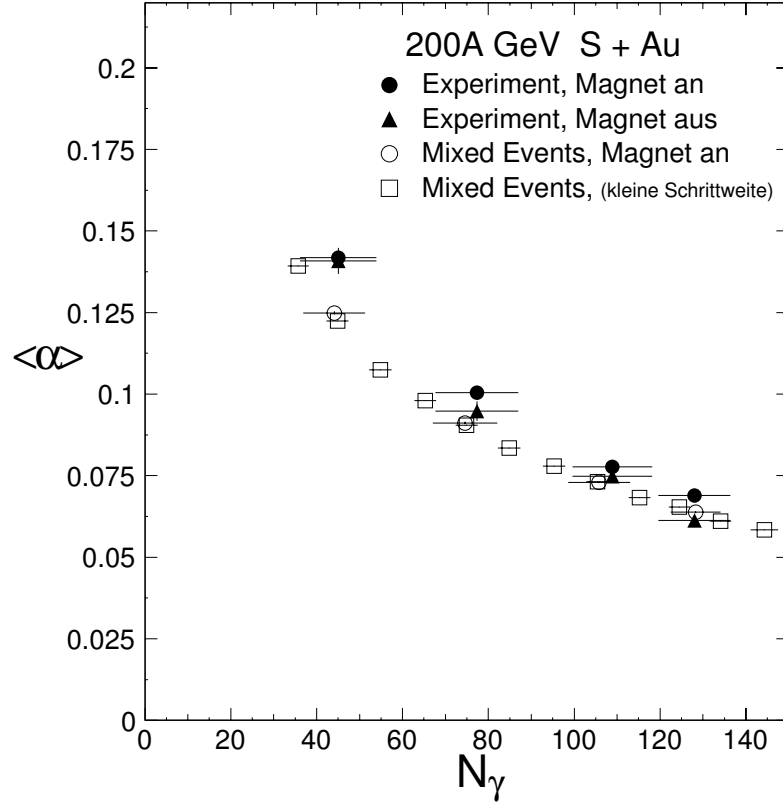


Abbildung 4.16: Anisotropie-Parameter  $\alpha$  bestimmt aus Photonen gemessen mit dem PMD als Funktion der Photonenmultiplizität. Die ausgefüllten Symbole zeigen experimentelle Daten, die leeren Symbole Ergebnisse von sogenannten „Mixed-Events“.

mit und ohne Magnetfeld) und Ergebnisse aus sogenannten „Mixed-Events“ gezeigt. Diese Mixed-Events sollten natürlich keine echten Korrelationen enthalten. Man erkennt, daß alle Datenpunkte von einem Verhalten  $\langle \alpha \rangle \propto 1/N_\gamma$  dominiert werden, wie man es durch die Effekte endlicher Teilchenzahl erwartet.

Ein echter physikalischer Effekt sollte sich in einer Abweichung der experimentellen Daten von den Mixed-Events zeigen – man sieht in Abbildung 4.16 nur eine schwache Andeutung einer solchen Abweichung. Es handelt sich also bei einer möglichen Asymmetrie um einen kleinen Effekt, der mit sensitiveren Methoden untersucht werden muß. Eine solche Methode ist die azimutale Korrelationsanalyse [Oll93, Oll95]. Die Teilchen jedes Ereignisses

werden in zwei unabhängige Untermengen (*Unterereignisse*) aufgeteilt. Diese Aufteilung kann rein zufällig erfolgen, man kann die Teilchen aber zum Beispiel auch nach ihrer Pseudorapidität aufteilen. Für beide Unterereignisse werden die Fourierkoeffizienten  $\vec{Q}_2^{(1)}$  und  $\vec{Q}_2^{(2)}$  sowie der Winkel zwischen diesen Vektoren  $\Psi = \phi^{(1)} - \phi^{(2)}$  berechnet.

Die Asymmetrie durch Fluktuationen aufgrund der endlichen Teilchenzahl sollte für beide Unterereignisse verschieden sein – der Winkel  $\Psi$  würde dann keine Vorzugsrichtung haben. Für eine echte Korrelation sollten die Unterereignisse aber die gleiche Ausrichtung haben, was sich in einem gehäuften Auftreten kleiner Werte von  $\Psi$  zeigen sollte.

Abbildung 4.17 zeigt die Verteilungen des Differenzwinkels  $\Psi$  in den experimentellen Daten. Die Unterereignisse wurden durch die Aufteilung in zwei getrennte Pseudorapiditätsintervalle erzeugt. Man erkennt eine deutliche Korrelation in den experimentellen Daten, während Simulationen mit VENUS sowie Ergebnisse von Mixed-Events praktisch keinen Effekt zeigen.

Aus diesen Verteilungen kann man nun eine Korrelationsstärke  $\bar{\chi}^2$  bestimmen durch [Oll93]:

$$\frac{N(\Psi > 45^\circ)}{N(\Psi < 45^\circ)} \approx \frac{1}{2e^{\bar{\chi}^2} - 1}. \quad (4.27)$$

Daraus ergibt sich nun wiederum die wahre Anisotropie  $\bar{\alpha}$  durch:

$$\bar{\chi}^2 = \left[ c + \left( \frac{\bar{\alpha} N_\gamma}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (4.28)$$

Dabei ist  $c$  ein zusätzlicher direkter Korrelationsterm (z.B. durch  $\pi^0$ -Zerfall für Photonen), der hier allerdings vernachlässigt werden kann. Außerdem gilt in unserem Fall in guter Näherung  $\sigma = \sqrt{N_\gamma}$  [Agg97a].

Die wahre Anisotropie als Funktion der Photonenzahl ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Zum Vergleich sind hier wiederum Simulationen mit dem Ereignisgenerator VENUS gezeigt, die keine oder nur eine sehr geringe Anisotropie aufweist. Die experimentellen Daten für 200A GeV  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  zeigen einen zwar kleinen, aber signifikanten Effekt, der mit zunehmender Zentralität geringer zu werden scheint.

Dies ist ein erster Hinweis auf die vermuteten Flußphänomene, die durch thermischen Druck im heißen Feuerball getrieben sein könnten. Leider läßt sich an diesen Daten allein die Orientierung der Asymmetrie relativ zur Reaktionsebene, die durch den Stoßparameter definiert wird, nicht feststellen. Dazu müßte eine weitere unabhängige Messung dieser Reaktionsebene erfolgen.

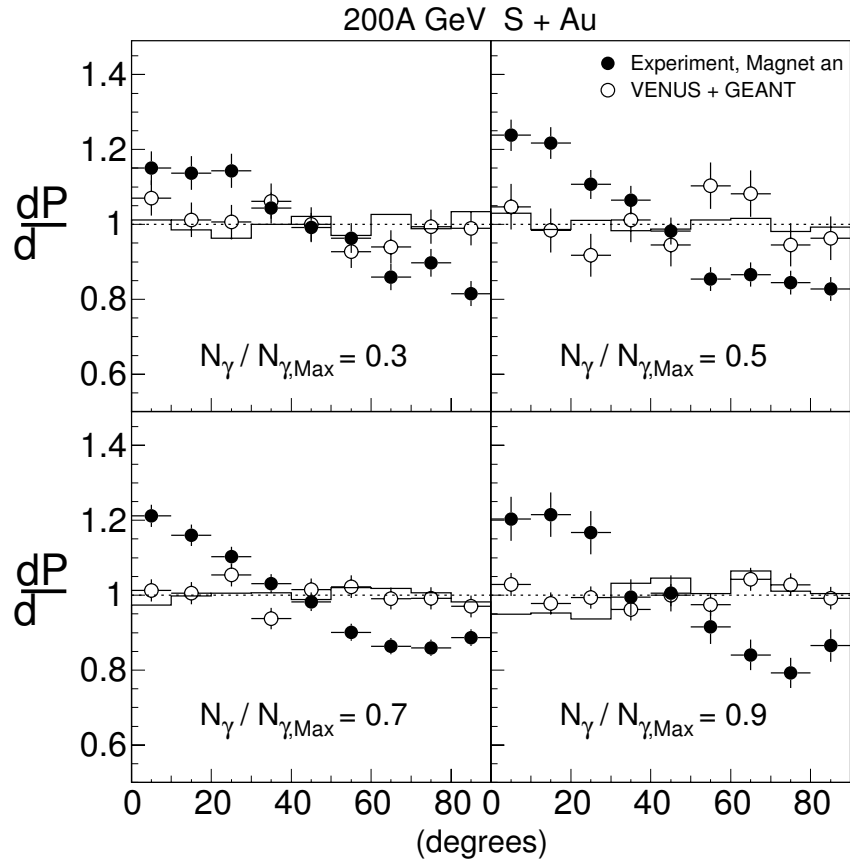


Abbildung 4.17: Verteilung des Relativwinkels  $\Psi$  der Asymmetrie zweier Unterereignisse (s.Text) für Reaktionen von 200A GeV  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei unterschiedlicher relativer Photonenmultiplizität  $N_\gamma / N_{\gamma,Max}$ . Die schwarzen Kreise zeigen die experimentellen Daten, außerdem sind Ergebnisse von VENUS Simulationen (leere Kreise) und Mixed-Events (Histogramme) gezeigt.

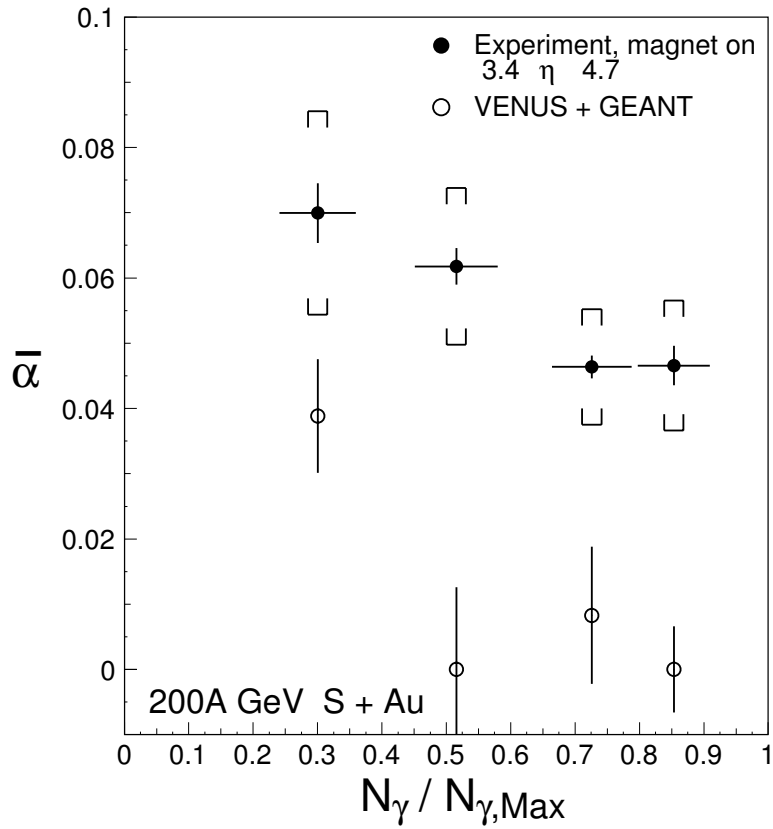


Abbildung 4.18: Wahre Anisotropie  $\bar{\alpha}$  in Abhängigkeit von der relativen Photonenmultiplizität  $N_\gamma/N_{\gamma,Max}$ . Gezeigt sind die experimentellen Daten (schwarze Kreise) und Ergebnisse von VENUS Simulationen (leere Kreise). Die Fehlerbalken zeigen die statistischen Fehler, die eckigen Klammern die systematischen Fehler.

## 4.3 Produktion von Photonen und neutralen Mesonen

### 4.3.1 Produktion von inklusiven Photonen

Photonen entstehen in Schwerionenreaktionen vor allem als Zerfallsprodukte von Hadronen – dabei stammen etwa  $\approx 85\%$  aus  $\pi^0$ -Zerfällen. Dadurch sind die sogenannten *inklusive* Photonen, bei denen der Ursprung nicht im einzelnen bekannt ist, im wesentlichen ein Maß für die  $\pi^0$ -Multiplizität. Benutzt man sie in diesem Sinne als globale Variable, so hat die Photonenmultiplizität den Vorteil gegenüber der Messung geladener Teilchen, daß die Participants nicht beitragen und man eine reine Verteilung produzierter Teilchen mißt. Natürlich kann man auch Spektroskopie damit betreiben, wodurch man ebenfalls indirekt Informationen über die produzierten Mesonen erhält.

Photonen wurden im WA80 Experiment mit dem Bleiglasdetektoren gemessen. Im WA93 Experiment wurde dies durch die Messung mit dem PMD und einem kleinen BGO Detektor [Kam94] ergänzt. Während es sich bei Bleiglas- und BGO-Detektoren um Kalorimeter handelt, die die Gesamtenergie eines elektromagnetischen Schauers messen, ist der PMD ein Pre-Show-er Detektor. Hierbei konvertieren Photonen in einem Konverter. Der Beginn des Schauers wird dann in Szintillatorplättchen nachgewiesen, die wiederum mit CCD<sup>8</sup>-Kameras ausgelesen werden. Geladene Hadronen erzeugen meist nur ein wesentlich schwächeres Signal in diesem Detektor, trotzdem befinden sich unter den gemessenen Teilchen neben Photonen ca. 30% Hadronen. Deren Anteil muß in Simulationsrechnungen bestimmt werden.

Als Beispiele zur Produktion von inklusiven Photonen sollen Messungen mit dem PMD und dem BGO Detektor beschrieben werden. Auf die Daten des Bleiglas-Detektors soll später noch eingegangen werden.

Der PMD in WA93 mißt Photonen im Pseudorapiditätsbereich  $2.8 \leq \eta \leq 5.2$ . Dabei besitzt er innerhalb von  $3.3 \leq \eta \leq 4.8$  eine vollständige Azimutalwinkelabdeckung. Die gemessenen Photonenzahlen werden dann korrigiert für die Ineffizienz des Detektors und die Kontamination durch Hadronen (s.o.). Genauere Details zur Analyse finden sich in [Agg96, Agg97c].

Abbildung 4.19 zeigt die Multiplizitätsverteilung von Photonen in  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  Reaktionen, deren Form, wie von anderen globalen Variablen bekannt, vor allem durch die unterschiedlichen Stoßparameter bestimmt ist. Man erkennt, daß in sehr zentralen Reaktionen bis zu 200 Photonen pro Ereignis im PMD gemessen werden. Die zum Vergleich eingezeichneten VENUS Ergebnisse liefern eine leicht niedrigere maximale Photonenzahl. Zusätzlich erlaubt

---

<sup>8</sup>Charge Coupled Device

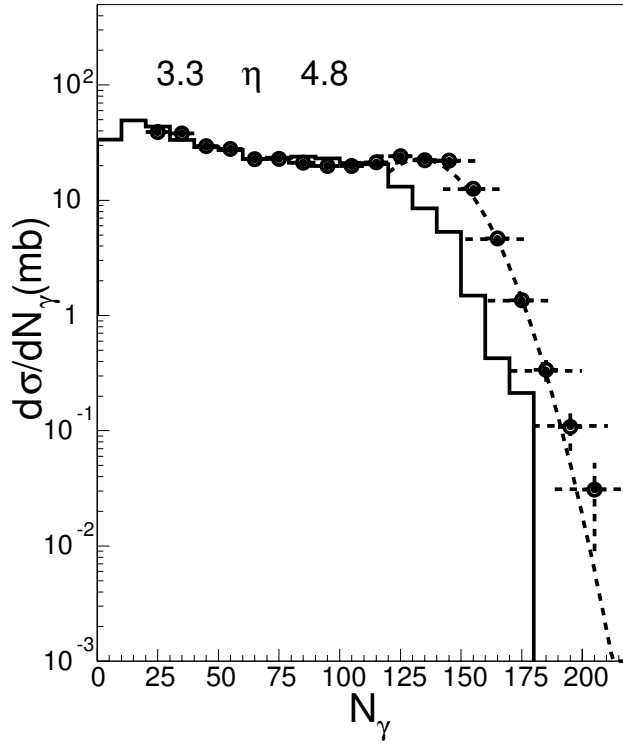


Abbildung 4.19:

Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Photonenzahl  $d\sigma/dN_\gamma$  in  $^{32}\text{S} + \text{Au}$ , gemessen im Pseudorapiditätsbereich  $3.3 \leq \eta \leq 4.8$  mit dem PMD. Das Histogramm zeigt Vorhersagen des VENUS 4.12 Ereignisgenerators. Die gestrichelte Kurve stellt einen Gaußfit an die rechte Flanke der Verteilung dar.

der PMD die Ermittlung der Pseudorapiditätsverteilung von Photonen, die in Abbildung 4.20 zu sehen ist. Hier sind die Verteilungen für drei verschiedene Zentralitätsklassen gezeigt. Die Histogramme zeigen wiederum VENUS 4.12 Daten, die wie in Abbildung 4.19 etwa 10% geringere Photonenzahlen liefern.

Die Daten lassen sich recht gut durch Gaußverteilungen

$$\frac{dN}{d\eta} = \rho_{max} \cdot \exp\left(-\frac{(\eta - \eta_{peak})^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.29)$$

beschreiben, die in Abbildung 4.20 als gestrichelte Kurven eingezeichnet sind. Die Parameter dieser Gaußfits sind zusammenfassend in Abbildung 4.21 in

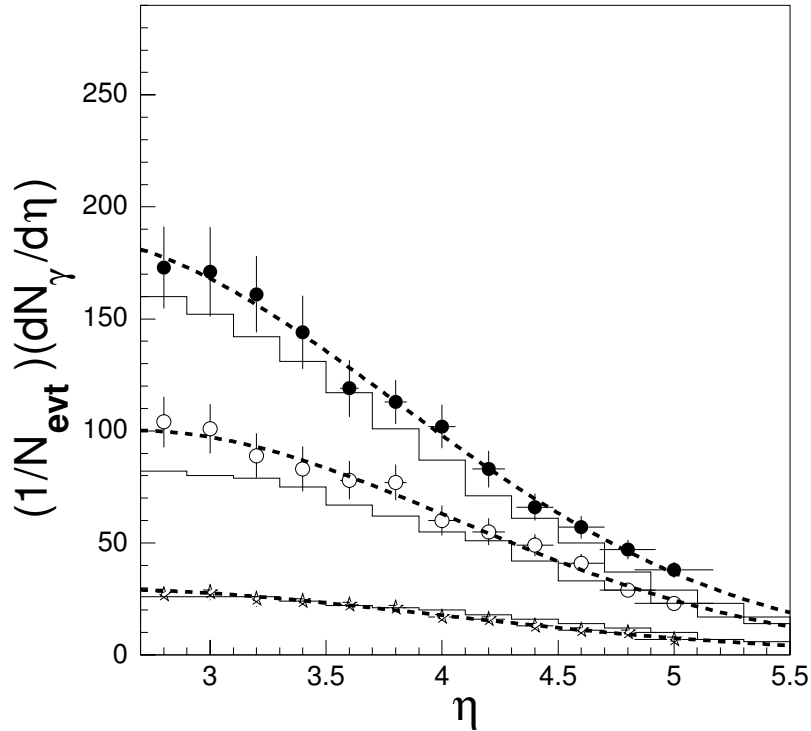


Abbildung 4.20: Pseudorapiditätsverteilung von Photonen in zentralen (gefüllte Kreise), halb-zentralen (leere Kreise) und peripheren (Sterne) Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$ . Die Histogramme zeigen Vorhersagen von VENUS 4.12 und die gestrichelten Kurven Gaußfits an die experimentellen Daten.

Abhängigkeit von der transversalen Energie aufgetragen, die ein direktes Maß für die Zentralität der Reaktionen ist. Der Maximalwert der Photonenpseudorapiditätsdichte steigt deutlich linear mit der transversale Energie. Die Breite der Verteilungen und auch die Position des Maximums ändern sich nur schwach mit der Zentralität. Dies zeigt einen signifikanten Unterschied der Photonenmultiplizitäten zu denen geladener Teilchen. So ist z.B die Breite der Pseudorapiditätsverteilung für geladene Teilchen im allgemeinen größer als die für die Photonen [Alb92] – sie steigt dort von 1.5 für zentrale Reaktionen mit zunehmendem Stoßparameter bis zu 1.9 an.



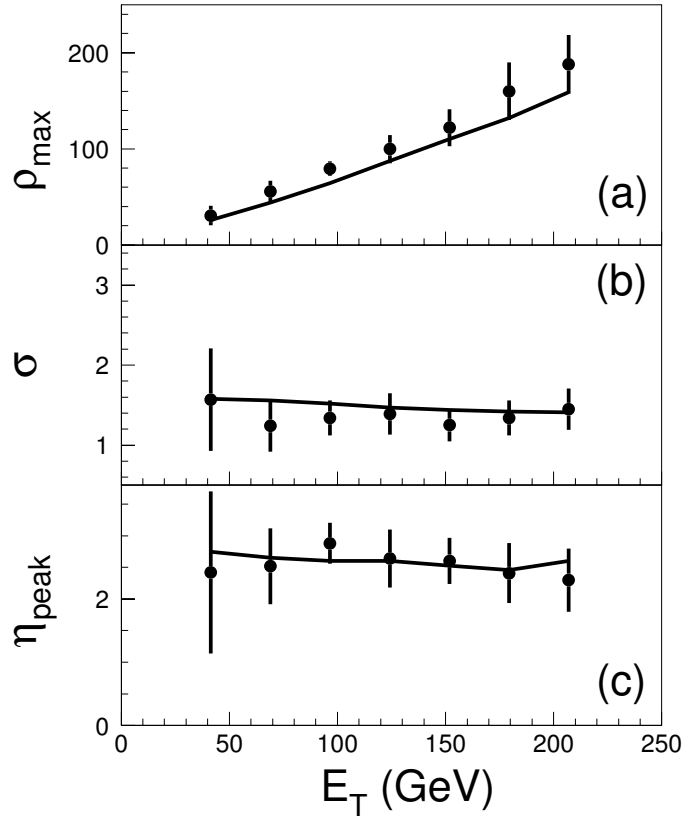


Abbildung 4.21: Parameter von Gaußfits an die Pseudorapiditätsverteilungen in  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  in Abhängigkeit von der gemessenen transversalen Energie. Gezeigt sind der Maximalwert (a), die Breite (b) und die Position des Maximums (c) – dabei stellen die ausgefüllten Symbole die experimentellen Daten dar und die Linien die Ergebnisse für VENUS 4.12.

Eine Erklärung für diesen Unterschied bietet der Anteil der Spectatorprotonen unter den geladenen Teilchen, die gerade bei peripheren Reaktionen die Verteilung verbreitern. Da die Photonen keinen Anteil von Spectatornukleonen haben, sind sie ein besserer Indikator für das Verhalten der produzierten Teilchen, und deren Verteilung ist offensichtlich schmaler und verändert sich weniger mit der Zentralität.

Neben diesen globalen Untersuchungen läßt sich die große Akzeptanz des PMD auch für die Studien einzelner Ereignisse und der von Ereignis zu Ereignis auftretenden Fluktuationen nutzen. So kann man z.B. das Verhältnis der im MIRAC gemessenen elektromagnetischen transversalen Energie  $E_T^{(em)}$  zur Zahl der im PMD gemessenen Photonen  $N_\gamma$  im jeweils gleichen Winkelbereich in einzelnen Ereignissen messen.

Da die elektromagnetische Energie im wesentlichen von Photonen herrührt, kann man  $E_T^{(em)}$  näherungsweise mit der Summe der Transversalimpulse der gemessenen Photonen identifizieren. Dazu sind natürlich neben den erwähnten Korrekturen für die Photonenzahl auch eine Reihe von Korrekturen der gemessenen Energie im Kalorimeter notwendig, die in [Agg97b] genauer erklärt sind. Das obige Verhältnis ist dann ein Maß für den mittleren Transversalimpuls der Photonen:

$$\langle p_T^\gamma \rangle \approx E_T^{(em)} / N_\gamma. \quad (4.30)$$

Abbildung 4.22 zeigt Verteilungen des so bestimmten  $\langle p_T \rangle$  für zentrale und periphere Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$ . Beide Verteilungen lassen sich recht gut durch Gaußfits beschreiben. Es ist deutlich zu sehen, daß die Streuung der Werte für zentrale Reaktionen geringer ist als für periphere – das hängt natürlich in erster Linie mit den geringeren statistischen Fluktuationen aufgrund der größeren Teilchenzahl in zentralen Ereignissen zusammen. Außerdem ist der Mittelwert des  $\langle p_T \rangle$  für zentrale Reaktionen geringfügig höher. Abbildung 4.23 faßt die Abhängigkeit dieses Mittelwertes von der Zentralität der Reaktion zusammen und enthält einen Vergleich der experimentellen Daten mit VENUS Simulationen. Die Werte liegen sämtlich bei 170-180 MeV. Während die experimentellen Daten einen leichten Anstieg zu zentralen Reaktionen zeigen, ist ein solcher bei den Simulationen nicht zu erkennen. Es sollte allerdings an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß der so bestimmte Wert für  $\langle p_T \rangle$  einen systematischen Fehler von 13-15 % aufweist, was bei Vergleichen der absoluten Werte von VENUS und den experimentellen Daten berücksichtigt werden sollte. Die Veränderung des Mittelwertes mit der Zentralität sollte aber nur einen geringeren Fehler von  $\approx 5$  % aufweisen [Agg97b].

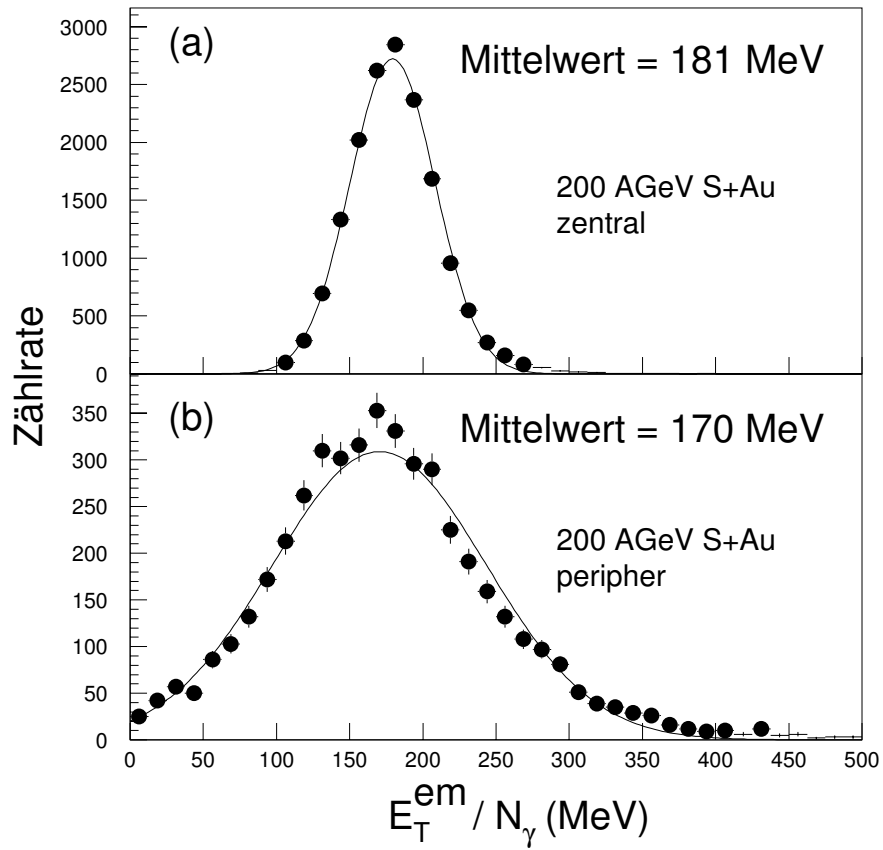


Abbildung 4.22: Verteilung des Verhältnisses  $E_T^{(em)}/N_\gamma$  für zentrale (a) und periphere (b) Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$ . Die Kurven zeigen Gaußfits an die Daten.

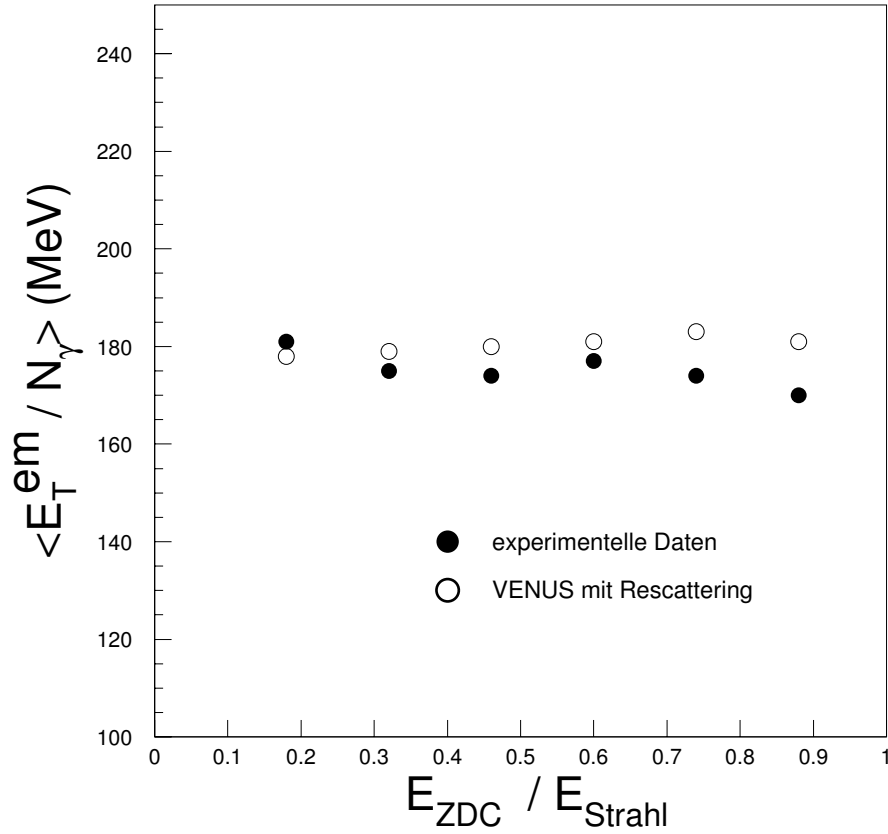


Abbildung 4.23: Mittelwerte des Verhältnisses  $E_T^{(em)}/N_\gamma$  in Abhängigkeit vom Anteil  $E_{ZDC}/E_{Strahl}$  der Vorwärtsenergie an der Strahlenergie für Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$ . Die ausgefüllten Symbole zeigen die experimentellen Daten, die leeren Symbole Ergebnisse von VENUS Simulationen.

Genauere Untersuchungen der Impulsverteilungen inklusiver Photonen lassen sich mit Hilfe des BGO-Detektors durchführen. BGO<sup>9</sup> ist ein Szintillatormaterial mit hoher Dichte und recht guter Energieauflösung, was es für die Detektion von Photonen sehr gut geeignet macht. Im WA93 Experiment wurde ein Detektor aus 64 BGO-Kristallen eingesetzt, die eine Länge von 250 mm und einen Querschnitt von  $25 \times 25 \text{ mm}^2$  hatten. 35 der Kristallen waren zusätzlich longitudinal segmentiert. Die Auslese erfolgte mit Hilfe von Photodioden [Kam94].

Die Identifikation von Photonen konnte nun mit zwei sich ergänzenden Methoden durchgeführt werden:

- durch die Untersuchung der lateralen Dispersion [Ber92] und
- durch die Untersuchung der Eindringtiefe der Teilchenschauer, die durch die longitudinale Segmentierung ermöglicht wird.

Details zur Analyse finden sich in [Agg97e, Lan93].

Mit diesem Detektor konnten zentrale Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei 200 A GeV untersucht werden. Abbildung 4.24 zeigt den Wirkungsquerschnitt für inklusive Photonen im Rapiditätsbereich  $2.35 \leq y \leq 2.45$  aus diesen Messungen. Man sieht, daß der BGO Detektor vor allem die Messung von Photonen bei recht niedrigen Impulsen ermöglicht.

Zum besseren Verständnis dieser Verteilung wurde sie mit den Vorhersagen von VENUS 4.12 und von Rechnungen, die das Spektrum der Zerfallsphtononen von  $\pi^0$ -,  $\eta$ -,  $\eta'$ - und  $\omega$ -Mesonen simulieren, verglichen. Die letzteren benutzen die in WA80 gemessenen  $\pi^0$  Spektren (s.u.) und die Annahme der  $m_T$ -Skalierung<sup>10</sup>. Da die Spektren der Mesonen bei sehr niedrigen  $p_T$  nur ungenau bekannt sind, wurden hier zwei unterschiedliche Annahmen verglichen. Zum einen wurde das Spektrum der Pionen zu niedrigen  $p_T$  mit der Funktion

$$\frac{d^2 N}{dp_T^2} \propto \exp \frac{-m_T}{T_1} \quad (4.31)$$

mit einem inversen Steigungsparameter  $T_1 = 210 \text{ MeV}$  extrapoliert (Simulation 1 in Abbildung 4.24), zum anderen wurde eine zusätzliche Komponente mit einem Steigungsparameter von  $T_2 = 100 \text{ MeV}$ , die die Pionenausbeute bei niedrigen  $p_T$  um 20% erhöht, zu der Verteilung dazu addiert (Simulation 2). Diese zweite Simulation trägt damit einem Effekt Rechnung, der allgemein als „low- $p_T$ -enhancement“ bezeichnet wird, und z.B. in [Bøgg96] beobachtet wurde. Alle diese Rechnungen wurden an die experimentellen Daten

---

<sup>9</sup>Wismut-Germanium-Oxid

<sup>10</sup>Die  $m_T$ -Skalierungshypothese besagt, daß Spektren unterschiedlicher Teilchensorten die gleiche Form als Funktion der transversalen Masse  $m_T$  haben.

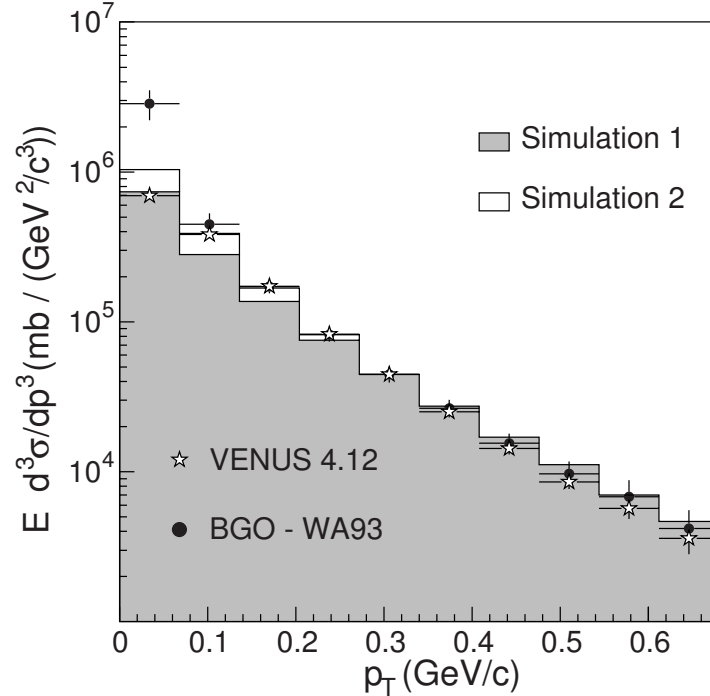


Abbildung 4.24: Invarianter Wirkungsquerschnitt inklusiver Photonen in zentralen Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei  $200A$  GeV (ausgefüllte Kreise). Zum Vergleich sind Ergebnisse des VENUS 4.12 Ereignisgenerators (Sterne) und von Simulationen der Photonen aus Mesonenzerfällen (Histogramme, Erläuterung s.Text) gezeigt. Die Simulationen wurden an die experimentellen Daten bei  $p_T = 0.3$  GeV/c normiert.

bei  $p_T = 0.3$  GeV/c normiert. Man sieht, daß die Daten bei höheren Transversalimpulsen recht gut beschrieben werden, alle Modelle versagen aber bei niedrigen  $p_T$ . Dort gibt es einen deutlichen Überschuß an Photonen im Experiment, der sich offensichtlich nicht durch Zerfälle von Mesonen erklären läßt. Man kann den Überschuß quantifizieren als:

$$R = \frac{\int_{p_T^{(min)}}^{p_T^{(max)}} dp_T dN_{Exp}/dp_T}{\int_{p_T^{(min)}}^{p_T^{(max)}} dp_T dN_{Ref}/dp_T} - 1. \quad (4.32)$$

Werte für dieses Verhältnis sind in Tabelle 4.3 angegeben. Selbst im konservativsten Fall (Simulation 2) ergibt sich ein Überschuß an Photonen bei

Tabelle 4.3: Der Photonenüberschuß im Bezug auf unterschiedliche Referenzverteilungen (s. Text) integriert über die angegebenen Transversalimpulsbereiche (Gleichung 4.32). Die angegebenen Fehler sind eine quadratische Summe aus systematischen und statistischen Fehlern.

Referenz- Verteilung	Photonenüberschuß $R$		
	$p_T \leq 68 \text{ MeV}/c$	$p_T \leq 884 \text{ MeV}/c$	$68 \text{ MeV}/c \leq p_T \leq 884 \text{ MeV}/c$
VENUS 4.12	$3.12 \pm 0.82$	$0.53 \pm 0.16$	$0.07 \pm 0.07$
Simulation 1	$2.89 \pm 0.78$	$0.65 \pm 0.17$	$0.18 \pm 0.08$
Simulation 2	$1.75 \pm 0.55$	$0.40 \pm 0.14$	$0.05 \pm 0.07$

niedrigen  $p_T$  von 1.75, was  $\approx 40\%$  der gesamten Ausbeute an Photonen ausmacht.

In anderen Messungen von Reaktionen von p+Be bei 450 GeV/c [Ant93] und von p+(Be,W) bei 18 GeV/c [Tin96], in denen ein ähnlicher Überschuß niederenergetischer Photonen beobachtet wurde, konnte dieser durch Photonen erklärt werden, die als Bremsstrahlung der geladenen Hadronen während der Reaktion entstehen. Hier soll deshalb ein Versuch gemacht werden, ähnlich, wie in [Ant93, Tin96] beschrieben, diese *hadronische Bremsstrahlung* zu berechnen.

Die Berechnung dieser niederenergetischen Bremsstrahlung kann klassisch durchgeführt werden und beruht auf dem *Low Theorem* [Low58]. Die Anzahl-dichte der Photonen kann geschrieben werden als:

$$\frac{d^2 N}{d\eta dp_T} = \frac{\alpha p_T}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} |J^\mu(\eta, \Phi) J_\mu(\eta, \Phi)| d\Phi, \quad (4.33)$$

wobei die Vierervektor-Stromdichte gegeben ist durch:

$$J^\mu(\eta, \Phi) = \frac{1}{p_T} \left[ \sum_f \frac{Q_f p_f^\mu}{m_{T_f} \cosh(y_f - \eta) - p_{T_f} \cos(\phi_f - \Phi)} - \sum_i \frac{Q_i p_i^\mu}{m_{T_i} \cosh(y_i - \eta) - p_{T_i} \cos(\phi_i - \Phi)} \right]. \quad (4.34)$$

In diese Gleichungen müssen die kinematischen Variablen und Ladungen  $Q_X$  aller Teilchen im Anfangszustand ( $X = i$ ) und im Endzustand ( $X = f$ ) eingesetzt werden.

Die Berechnung für die hier betrachteten Reaktionen wurden mit Hilfe der Viererimpulse der Teilchen aus Monte-Carlo-Simulationen mit VENUS 4.12 durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Abbildung 4.25

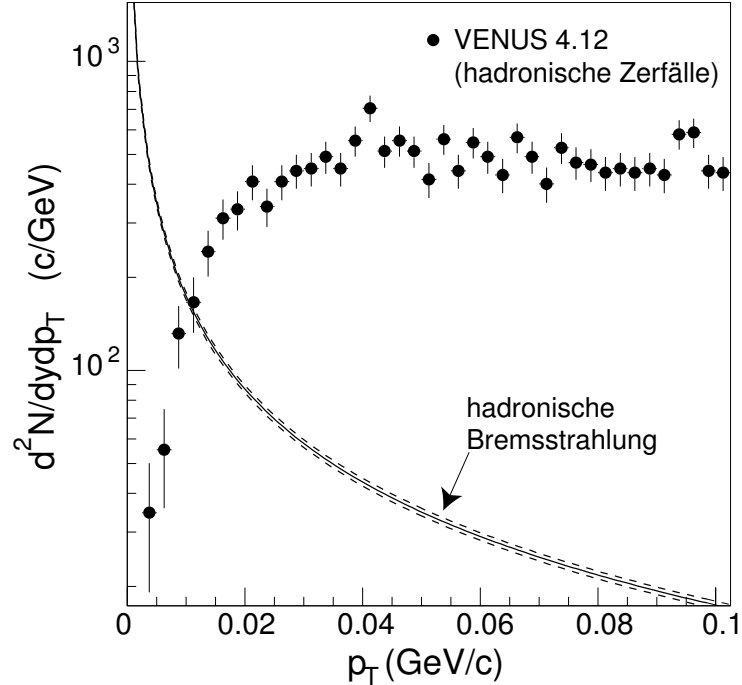


Abbildung 4.25: Transversalimpulsverteilung der Photonen aus hadronischen Bremsstrahlung für zentrale Reaktionen von S+Au berechnet nach Gleichung 4.33 (durchgezogene Linie). Die zusätzlichen gestrichelten Linien deuten die statistische Unsicherheit der Normierung durch die Berechnung in einer Monte-Carlo-Simulation an. Zum Vergleich sind die Photonen aus hadronischen Zerfällen aus VENUS 4.12 gezeigt.

dargestellt. Man erhält ein Photonenspektrum, das wie  $1/p_T$  vom Transversalimpuls abhängt und dessen relative Normierung zum Photonenspektrum durch hadronische Zerfälle man direkt aus den VENUS-Simulationen erhält. Man sieht, daß die hadronische Bremsstrahlung nur für sehr kleine Transversalimpulse signifikante Beiträge liefert. Für  $p_T \leq 5$  MeV/c wird sie allerdings dominant gegenüber den hadronischen Zerfällen. Die in Abbildung 4.25 angedeuteten statistischen Fehler sind recht klein, die systematischen Fehler, die durch die Modellabhängigkeit der obigen Rechnung entstehen, sind hierbei noch nicht berücksichtigt. Untersuchungen dazu und weitere Details über diese Rechnungen finden sich in [Krü98].

Für einen Vergleich dieser Berechnungen mit den experimentellen Daten muß eine Integration über die  $p_T$ -Bin-Größe vorgenommen werden, wobei



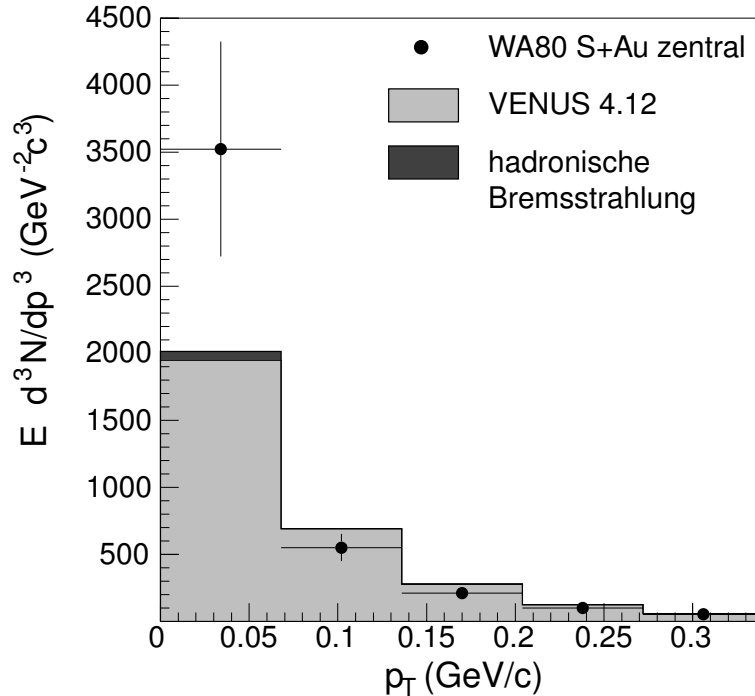


Abbildung 4.26: Transversalimpulsverteilungen von Photonen in zentralen Reaktionen von S+Au. Die schwarzen Kreise zeigen die experimentellen Daten, das hellgraue Histogramm den Beitrag der hadronischen Zerfälle aus VENUS 4.12 und das dunkelgraue Histogramm den zusätzlichen Anteil hadronischer Bremsstrahlung. Die Simulationsdaten wurden in diesem Fall nicht nachträglich normiert, sondern stellen eine absolute Vorhersage dar.

vor allem die untere Energieschwelle des Detektors bei  $E = 50$  MeV berücksichtigt werden muß. Die Unsicherheit im Bezug auf diese Schwelle<sup>11</sup> ist vermutlich die größte Fehlerquelle. Für den folgenden Vergleich wurde deshalb eine konservative Annahme im Bezug auf diese Energieschwelle gemacht, d.h. eine minimale Schwelle, die zu einem maximalen Beitrag der hadronischen Bremsstrahlung führt. Abbildung 4.26 zeigt die Ergebnisse der Rechnung zusammen mit den experimentellen Daten. Es wird deutlich, daß die hadronische Bremsstrahlung den Photonenerüberschuß nicht erklären kann.

Hier sollte angemerkt werden, daß die absolute Normierung der Simulationen relativ zu den experimentellen Daten eine zusätzliche Fehlerquelle dar-

<sup>11</sup>Diese Unsicherheit ist u.a. bedingt durch die Energieauflösung und durch Kalibrationsfehler.

stellt, da die VENUS Vorhersage die Photoneneraten im Bereich  $0.068 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 0.34 \text{ GeV}/c$  überschätzt. Der Überschuß bei kleinen  $p_T$  würde in Abbildung 4.26 deutlich stärker ausfallen, wenn man in jenem  $p_T$ -Bereich eine Normierung vornehmen würde. Auch zeigt sich eine systematische Unsicherheit der VENUS Daten: Für die Ergebnisse in Abbildung 4.26 wurde die Anpassung der Simulation an die Detektorakzeptanz gegenüber Abbildung 4.24 verbessert, was zu einer geringfügigen Veränderung der gezeigten Spektren führt. Dieser systematische Fehler hat aber nur geringen Einfluß auf den hier beobachteten Photonenerüberschuß und soll darum nicht weiter beachtet werden.

Der Ursprung des Überschusses niederenergetischer Photonen ist also zunächst noch ungeklärt. Weitere Untersuchungen, z.B. über den Einfluß schwacher Zerfälle wie z.B.  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ , sind in Vorbereitung.

Aus den hier ermittelten Photonerverteilungen läßt sich natürlich auch ein mittlerer Transversalimpuls bestimmen. Man erhält einen Wert von  $\langle p_T \rangle = 159 \pm 15 \text{ MeV}/c$ . Dieser Wert ist niedriger als der oben mit Hilfe des PMD gewonnene. Diese Diskrepanz ist aber nicht überraschend: Die Korrekturen für die PMD-Daten wurden unter Zuhilfenahme des VENUS Ereignisgenerators bestimmt. Falls die reale Photonerverteilungen, wie sie mit dem BGO gemessen wurde, davon deutlich abweicht, so weisen auch die Korrekturen für den PMD systematische Fehler auf, die das  $\langle p_T \rangle$  wie beobachtet verändern können.

### 4.3.2 Produktion von neutralen Mesonen

Mesonen können in Schwerionenreaktionen Aufschluß über die Prozesse zur Teilchenproduktion geben. Bei niedrigen und mittleren Transversalimpulsen sagen manche Modelle ein thermodynamisches Verhalten voraus. Hier sollte es möglich sein, die Parameter zu ermitteln, die den Endzustand des Reaktionssystems beschreiben. Bei hohen Transversalimpulsen dagegen sollten vor allem harte Streuprozesse eine Rolle spielen, die in den ersten Stößen auftreten. Dadurch sollten die Spektren dort Informationen über den Anfangszustand der Reaktion enthalten.

Neutrale Mesonen wurden im WA80 Experiment mit Hilfe der Bleiglas-kalorimeter rekonstruiert. Die technischen Grundlagen eines solchen Kalorimeters sollen später genauer im Zusammenhang des WA98 Experimentes erklärt werden, so daß hier nur eine sehr kurz gefaßte Beschreibung eines Teils der Methodik folgen soll.

Zur Rekonstruktion von neutralen Mesonen, die vorzugsweise in zwei Photonen zerfallen, wie z.B. das  $\pi^0$  oder das  $\eta$ , untersucht man alle mögli-

chen Paar-Kombinationen von Photonen und berechnet die charakteristischen Größen dieser Paare:

- die invariante Masse  $m_{\gamma\gamma} = \sqrt{(k_1^\mu + k_2^\mu)^2}$ ,
- den Impuls  $\vec{p} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$  und daraus
- den Transversalimpuls  $p_T$  bzw. die transversale Masse  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$  und die Rapidität  $y$ .

Betrachtet man nun für einen gegebenen Wert z.B. des Transversalimpulses die Verteilung der invarianten Masse, so erkennt man unter geeigneten Bedingungen eine Anhäufung von Paaren in der Nähe der Masse der auftretenden Mesonen oberhalb einer kontinuierlichen Untergrundverteilung. Dieser Untergrund stammt von Photonenpaaren, die unabhängig voneinander erzeugt wurden, und stellt somit im wesentlichen eine statistische Phasenraumverteilung dar. Die Erhöhung dagegen stammt von Photonenpaaren aus Mesonenzerfällen – daraus läßt sich die Zahl der in der untersuchten Reaktion erzeugten Mesonen bei diesem Transversalimpuls bestimmen. Eine genauere Beschreibung der Methodik findet sich auch in [Stü98].

Transversalimpulsverteilungen von neutralen Pionen im Rapiditätsbereich  $2.1 \leq y \leq 2.9$  in Reaktionen von  $^{32}\text{S}$  bei 200 AGeV mit S und Au Targets wurden auf diese Weise bestimmt. Die Abbildung 4.27 zeigt Beispiele solcher Verteilungen als Funktion von  $m_T$ . Die Wirkungsquerschnitte erstrecken sich über einen Transversalimpulsbereich von 0.2 GeV/c bis zu 4.8 GeV/c, wobei sich ihre Werte um bis zu 9 Größenordnungen ändern. Die Spektren zeigen einen stark abfallenden Verlauf, der nur angenähert exponentiell ist.

Die Interpretation solcher Transversalimpulsspektren hat mit einigen Ungewißheiten zu kämpfen. Die in Abschnitt 3.4.2 diskutierten Modelle legen eine thermische Teilchenproduktion nahe, was für Pionen zu einer Bose-Einstein-Verteilung führen müßte. Diese wird in vielen Fällen durch die in guter Näherung gültige Boltzmannverteilung ersetzt. Integriert man eine solche Verteilung über den Longitudinalimpuls, so erhält man:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C \cdot m_T K_1 \left( \frac{m_T}{T} \right). \quad (4.35)$$

Für große Werte des Transversalimpulses (bzw. der transversalen Masse  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ ) geht diese Verteilung über in:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C' \cdot \sqrt{m_T} e^{-m_T/T}. \quad (4.36)$$

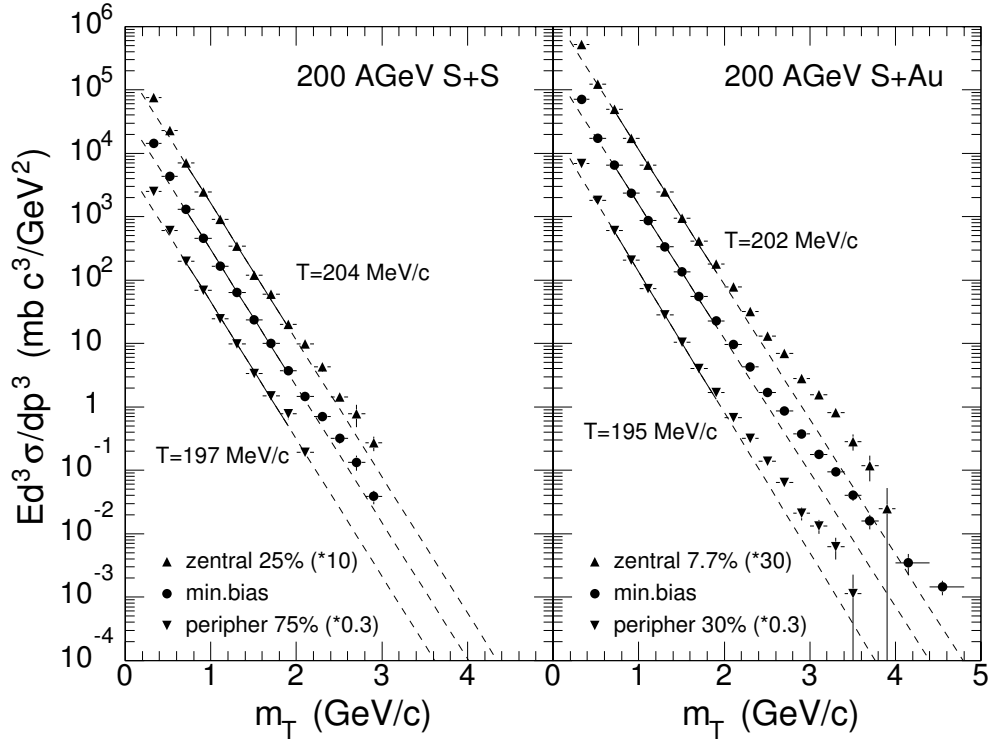


Abbildung 4.27: Invariante Wirkungsquerschnitte für die Produktion neutraler Pionen in Reaktionen von  $^{32}\text{S} + (\text{S}, \text{Au})$  bei  $200\text{AGeV}$  in Abhängigkeit von  $m_T$ . Die ausgefüllten Kreise zeigen Minimum-Bias-Reaktionen, die unterschiedlichen Dreiecke jeweils zentrale und periphere Reaktionen. Die Linien zeigen exponentielle Fits, die im Bereich  $0.4 \leq m_T \leq 2.0$  angepaßt wurden.

Für sehr große Transversalimpulse kann man einerseits  $m_T$  durch  $p_T$  ersetzen, andererseits wird oft auch der Wurzelterm vernachlässigt. Aus diesem Grund wird häufig eine reine Exponentialfunktion in  $p_T$  zur Beschreibung der Transversalimpulsspektren eingesetzt. Dabei muß man sich klar machen, daß diese Funktion den Bereich niedriger Transversalimpulse nicht beschreiben kann und daß auch der Steigungsparameter nicht die gleiche Bedeutung hat wie in den Gleichungen 4.35 oder 4.36.

Bei einem thermischen Ursprung der Pionen erwartet man also eine exponentielle Form des Spektrums für höhere Werte des Transversalimpulses. Abbildung 4.27 zeigt Vergleiche der Spektren mit exponentiellen Verteilungen. Dazu wurde eine Darstellung in Abhängigkeit von  $m_T$  gewählt und die Verteilungen wurden mit einer Funktion der Form  $\exp(-m_T/T)$  angepaßt.

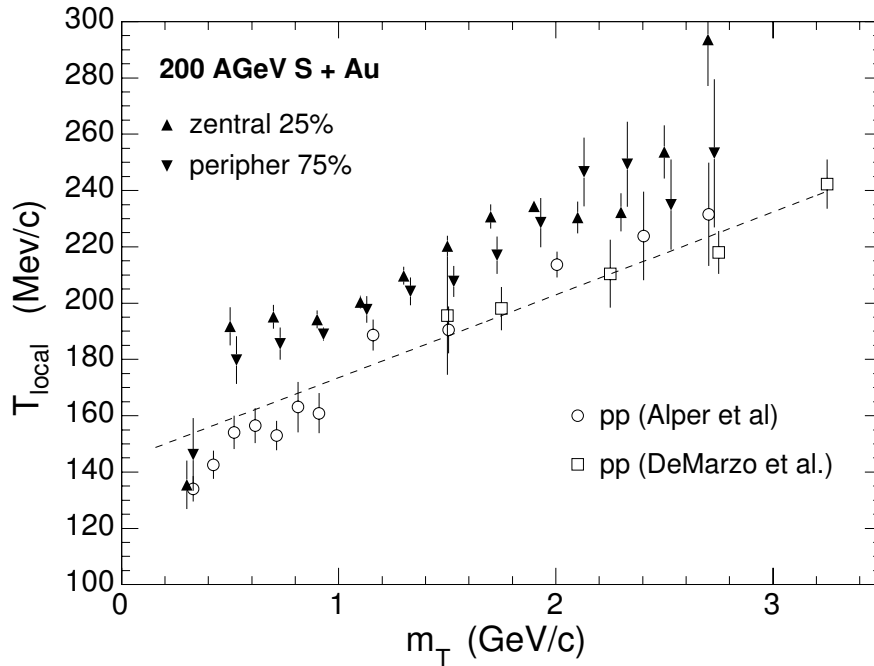


Abbildung 4.28: Lokale Steigungen der Transversalimpulsspektren von zentralen und peripheren Reaktionen von S+Au und für pp-Daten [Alp75, DeM87a]. Die gestrichelte Linie zeigt den Steigungsparameter, der sich aus einer Parameterisierung von Daten in pp-Reaktionen ergibt.

Auch wenn dies nicht die exakte Form einer thermischen Verteilung ist, so handelt es sich doch um eine sehr gebräuchliche Form, die gewählt wird, um eine Vergleichbarkeit mit anderen Datensätzen zu vereinfachen. Man sieht, daß sich die Spektren nur in einem begrenzten Bereich durch eine exponentielle Form beschreiben lassen.

Die gemessenen Spektren weichen sowohl zu hohen als auch zu niedrigen Transversalimpulsen vom exponentiellen Verlauf ab. Noch deutlicher wird dies, wenn man die sogenannten *lokalen Steigungen* betrachtet. Hierzu wurde an jeweils drei benachbarte Datenpunkte eines Spektrums eine Exponentialfunktion  $\exp(-m_T/T_{local})$  angepaßt. In Abbildung 4.28 sind solche lokalen Steigungen als Funktion des mittleren transversalen Masse dargestellt. Man erkennt, daß die Steigung der Spektren sich kontinuierlich ändert – im strengen Sinne gibt es keinen Teilbereich der Spektren, der sich wirklich mit einer Exponentialfunktion beschreiben läßt.

Ebenfalls eingezeichnet sind hier die lokalen Steigungen aus pp-Reaktionen

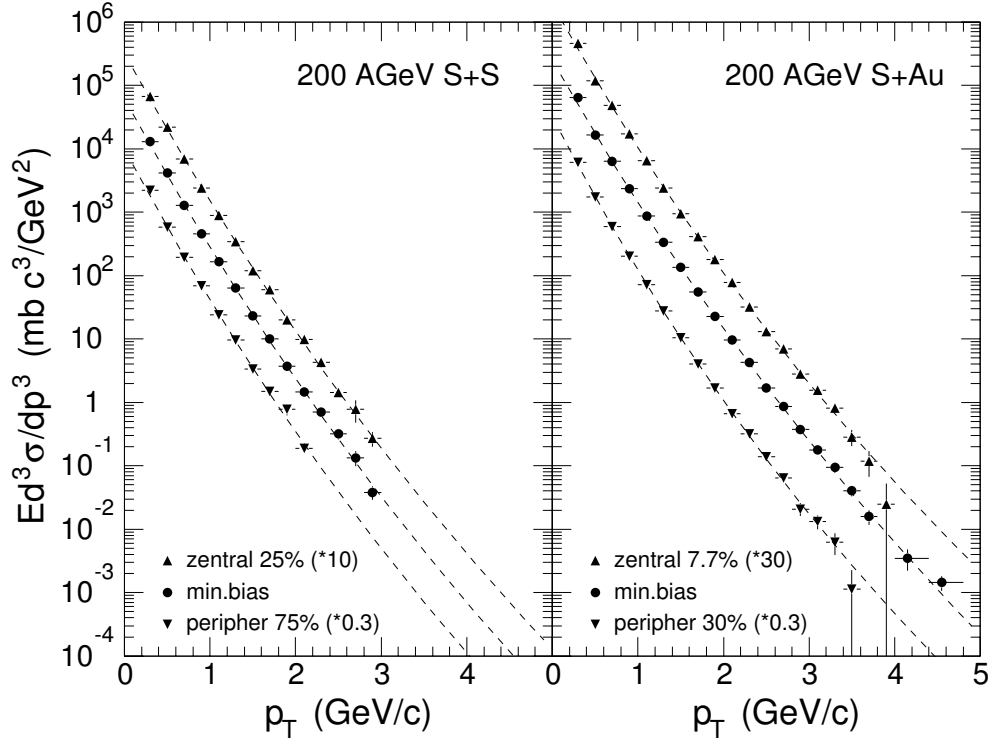


Abbildung 4.29: Invariante Wirkungsquerschnitte für die Produktion neutraler Pionen in Reaktionen von  $^{32}\text{S} + (\text{S}, \text{Au})$  bei  $200 \text{ AGeV}$  in Abhängigkeit von  $p_T$ . Die ausgefüllten Kreise zeigen Minimum-Bias-Reaktionen, die unterschiedlichen Dreiecke jeweils zentrale und periphere Reaktionen. Die gestrichelten Linien zeigen Fits mit Gleichung 4.37.

[Alp75, DeM87a] sowie eine Kurve, die aus einer Parameterisierung von pp-Daten gewonnen wurde [Höl93]. Auch diese Daten zeigt einen kontinuierlichen Anstieg der lokalen Steigung, sie liegen allerdings deutlich niedriger als die Schwerionendaten.

Die Beobachtung einer veränderlichen Steigung schließt eine naive Interpretation der Transversalimpulsspektren als rein thermisch (mit *einer* Temperatur) bereits aus. Hier gibt es eine Reihe von Effekten, die an einer Modifikation beteiligt sein können: So würde sich z.B. kollektiver transversaler Fluß ausgelöst durch Druck in der Quelle dem thermischen Spektrum überlagern. Bei niedrigen Transversalimpulsen erwartet man Abweichungen durch Beiträge von Resonanzzerfällen, bei hohen  $p_T$  einen Einfluß des sogenannten „hard scattering“, das einen Verlauf nach einem Potenzgesetz vorhersagen

würde, wie es auch z.B. bei pp-Reaktionen gefunden wurde.

Inspiziert von einem solchen Potenzgesetz ist folgende Fitfunktion [Hag83]:

$$f(p_T) = A \cdot \left( \frac{p_0}{p_0 + p_T} \right)^n. \quad (4.37)$$

Diese Funktion ist in der Lage, die hier gemessenen Transversalimpulsspektren insgesamt zu beschreiben, was verständlich wird, wenn man die lokale inverse Steigung daraus berechnet:

$$T_{local} = - \left[ \frac{d}{dp_T} (\ln [f(p_T)]) \right]^{-1} = \frac{p_0}{n} + \frac{p_T}{n}. \quad (4.38)$$

Dieser Parameter wächst linear mit dem Transversalimpuls an, wie es auch bei den experimentellen Daten beobachtet wurde. Beispiele für Fits dieser Funktion sind in Abbildung 4.29 eingezeichnet. Leider sind die ermittelten Parameterwerte nur schwer zu interpretieren, so daß die Fitparameter hier nicht weiter diskutiert werden sollen.

Der oben erwähnte transversale Fluß läßt sich durch die Aufprägung einer zusätzlichen transversalen Geschwindigkeitskomponente auf die produzierten Teilchen beschreiben. Eine mögliche Formulierung der spektralen Form unter diesem Einfluß läßt sich schreiben als [Sol91, Sch93]:

$$\frac{dN}{dy m_T dm_T} = \frac{gV}{\pi^2} \int_0^1 \xi d\xi m_T I_0 \left( \frac{p_T \sinh y_T}{T} \right) K_1 \left( \frac{m_T \cosh y_T}{T} \right). \quad (4.39)$$

Dabei steht  $\xi = r/R_A$  in Zusammenhang mit der Flußgeschwindigkeit über ein Geschwindigkeitsprofil:

$$\tanh y_T = \beta_T = \langle \beta \rangle \frac{\alpha + 2}{2} \left( \frac{r}{R_A} \right)^\alpha. \quad (4.40)$$

Abbildung 4.30 zeigt einen Fit dieser Funktion an das Spektrum für zentrale Reaktionen  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei 200 AGeV. Da die Spektren bei kleinen Transversalimpulsen stark durch Resonanzzerfälle beeinflusst werden, die auf andere Art durch den transversalen Fluß verändert werden, bleiben hierbei die Datenpunkte für  $p_T < 1 \text{ GeV}/c$  unberücksichtigt. Für den Fall der zentralen Reaktionen gelingt es, den optimalen Parametersatz mit  $T = 100 \text{ MeV}$  und  $\langle \beta \rangle = 0.5$  verhältnismäßig genau zu bestimmen. Im allgemeinen ist das nicht der Fall – meist können eine Reihe von Parameterwerten die Transversalimpulsspektren ähnlich gut beschreiben.

Das ist in Abbildung 4.31 illustriert. Dort sind die möglichen Parameterwerte für zentrale und periphere Reaktionen aufgetragen. Man erkennt eine

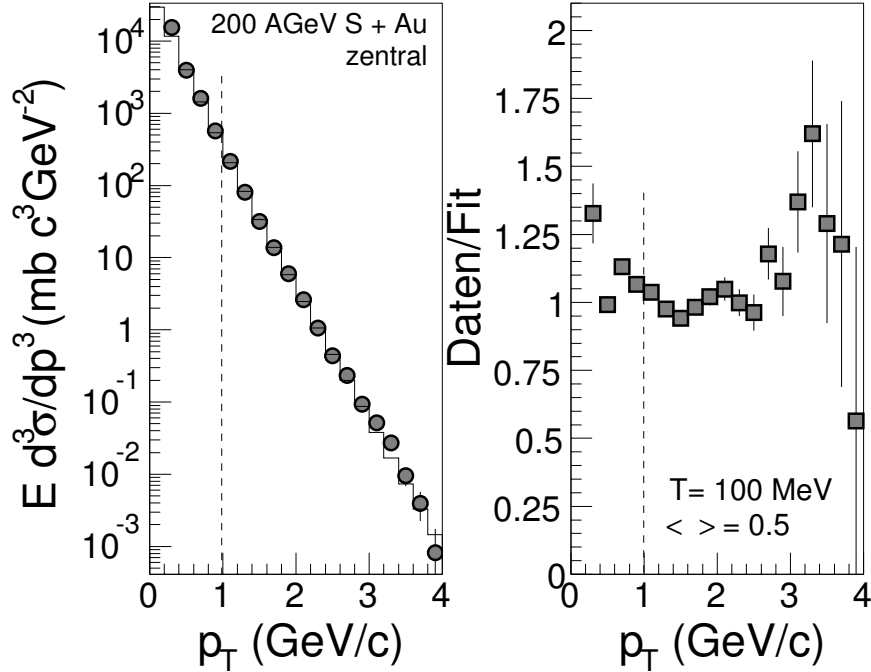


Abbildung 4.30: Transversalimpulsspektren neutraler Pionen in zentralen Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei  $200 \text{ AGeV}$  (links). Eingezeichnet ist ein Fit mit Gleichung 4.39, die eine thermische Quelle mit einem Anteil von transversalem Fluß beschreibt. Auf der rechten Seite ist das Verhältnis der Daten zur Fitfunktion gezeigt. Berücksichtigt wurden nur Datenpunkte für  $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ .

deutliche Korrelation der Werte: Eine hohe Flußgeschwindigkeit erfordert eine niedrige Temperatur und umgekehrt. In Abbildung 4.31 sind die Bereiche, in denen sich die Güte der Fits nicht signifikant unterscheidet, durch die ausgefüllten Symbole angedeutet.

Für periphere Reaktionen ist ein sehr weiter Bereich der Parameterwerte zulässig, nur sehr kleine Flußgeschwindigkeiten ( $\langle \beta \rangle < 0.15$ ) sind recht unwahrscheinlich. Für zentrale Reaktionen läßt sich dies, wie oben erwähnt, weiter einschränken. Die optimalen Flußgeschwindigkeiten liegen zwischen 0.45 und 0.58, was Temperaturen zwischen 70 MeV und 115 MeV erfordert.

An dieser Stelle sei angemerkt, daß diese Parameterwerte sich bei einem Fit des Spektrums bis zu hohen Transversalimpulsen ergeben. Dort gibt es möglicherweise einen Einfluß der harten Streuung, die mit kollektivem Fluß natürlich nichts zu tun hat und damit die Parameterwerte verfälschen könnte.



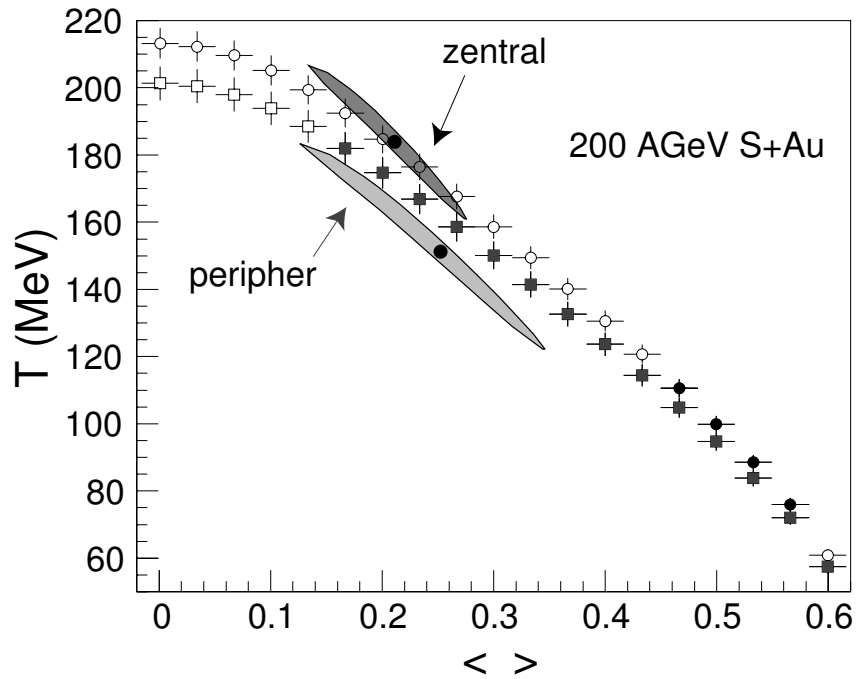


Abbildung 4.31: Temperaturparameter in Abhängigkeit von der mittleren Flußgeschwindigkeit für zentrale und periphere Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei 200 AGeV. Die Symbole (Kreise: zentral, Quadrate: peripher) zeigen Temperaturen für Fits mit Gleichung 4.39 bei vorgegebenem Wert von  $\langle \beta \rangle$ . Der mit einer Standardabweichung zulässige Bereich ist durch die gefüllten Symbole gekennzeichnet. Die ausgefüllten Flächen (dunkelgrau: zentral, hellgrau: peripher) zeigen die mit  $1-\sigma$  zugelassenen Bereiche des thermischen Modells mit Resonanzen (Gleichung 4.41). Die optimale Werte sind durch einen schwarzen Punkt gekennzeichnet.

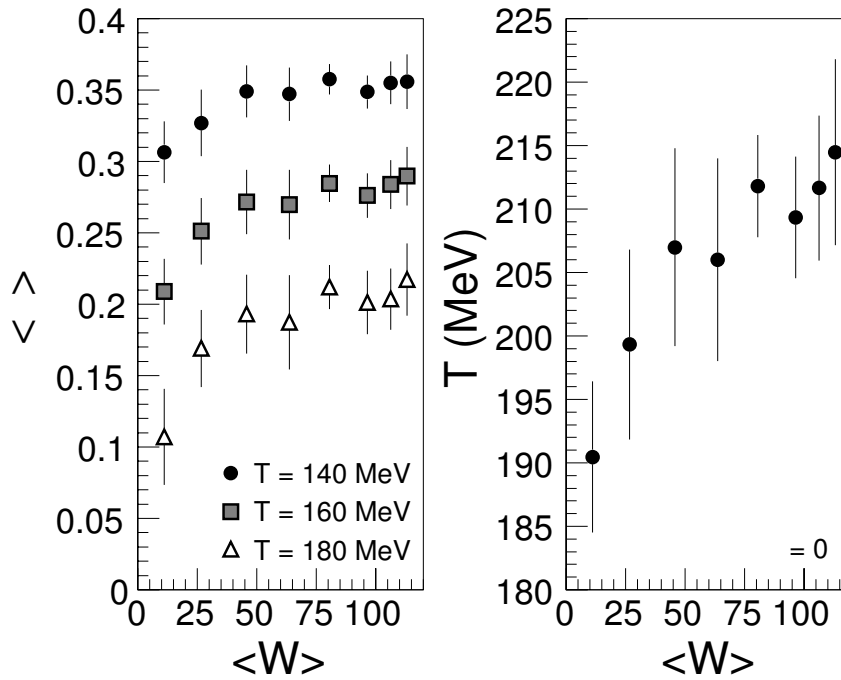


Abbildung 4.32: Parameter der Fits mit Gleichung 4.39 in Abhängigkeit von der Anzahl der Participants  $\langle W \rangle$  für Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei  $200 \text{ A GeV}$ . Links sind mittlere Flußgeschwindigkeiten für konstante Temperaturparameter gezeigt, rechts Temperaturparameter bei verschwindender Flußgeschwindigkeit.

Selbst für den Fall, daß sich die Parameter nicht wie in Abbildung 4.30 einschränken lassen, kann man aus diesen Fits aber den optimalen Wert eines Parameters bei Vorgabe des anderen bestimmen. Abbildung 4.32 zeigt Werte für  $\langle \beta \rangle$  bei vorgewählter Temperatur sowie Werte für  $T$  bei  $\langle \beta \rangle = 0$  in Abhängigkeit von der Anzahl der Participants.  $\langle \beta \rangle$  und  $T$  steigen beide mit der Anzahl der Participants (d.h. mit der Zentralität) an. Für eine Temperatur von  $T = 160 \text{ MeV}$ , wie sie z.B. die Analysen des chemischen Gleichgewichts in Abbildung 3.10 suggerieren, steigt die Flußgeschwindigkeit von 0.21 bis 0.28 an.

Für eine genaue Beschreibung der Spektren, vor allem auch zu kleineren Transversalimpulsen hin, müssen Resonanzzerfälle berücksichtigt werden. Dies ist wesentlich aufwendiger, da Spektren und Zerfälle aller Hadronen berechnet werden müssen, die zur Produktion der betreffenden Teilchen – hier

neutraler Pionen – nennenswert beitragen. Für solche Berechnungen soll hier auf den Arbeiten von Heinz und Mitarbeitern aufgebaut werden [Wie96]. Die Autoren beschreiben die Ein-Teilchen-Spektren durch folgende Verteilung:

$$\frac{dN_\pi}{dm_T^2} = \pi \int dy \tilde{S}_\pi^{dir}(0; m_T, y) + \sum_{r \neq \pi} \pi \int dy \tilde{S}_{r \rightarrow \pi}(0; m_T, y), \quad (4.41)$$

wobei  $\tilde{S}_\pi^{dir}(0; m_T, y)$  die Fourier-Transformierte der Emissionsfunktion (Gleichung 4.2) für einen Relativimpuls  $q = 0$  ist. Die Teilchenproduktionsrate enthält also einen Anteil direkter Produktion (1. Term in Gleichung 4.41) und eine Summe von Resonanzbeiträgen. Die Resonanzbeiträge kann man schreiben als:

$$\tilde{S}_{r \rightarrow \pi}(0; m_T, y) = 2M \int_{\mathbf{R}} \tilde{S}_\pi^{dir}(0; M_T, Y). \quad (4.42)$$

Dabei steht  $\int_{\mathbf{R}}$  für ein recht kompliziertes Integral über die Impulse der Resonanz mit einem zusätzlichen Phasenraumfaktor für den betreffenden Zerfall.

Für die Rechnungen wurde ein Programm verwendet [Wie97], das eine endliche thermische Quelle mit sogenannter *Boost-invarianter longitudinaler Expansion*<sup>12</sup> und transversaler Expansion mit einem linearen Geschwindigkeitsprofil enthält. Die raum-zeitliche Ausdehnung wird parameterisiert mit Gaußverteilungen in der transversalen Raumrichtung sowie in der Raum-Zeit-Rapidity  $\eta$  (siehe Anhang A) und der longitudinalen Eigenzeit  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ . Alle wichtigen Resonanzen ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\Delta$ ,  $K^*$ ,  $K_S^0$ ,  $\Sigma$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma^*$ ) sind enthalten und tragen zur Pionenproduktion bei.

Die Spektren hängen dann noch von der Temperatur  $T$  der Quelle, einem Flußparameter, der das transversale Geschwindigkeitsprofil beschreibt – z.B. die mittlere transversale Geschwindigkeit  $\langle \beta \rangle$ , und den chemischen Potentialen für die Baryonenzahl  $\mu_B$  und die Seltsamkeit  $\mu_S$  ab. Für die hier angegebenen Ergebnisse wurden beide Potentiale = 0 gesetzt. Während dies für die Seltsamkeit sicher in guter Näherung gilt, ist es für die Baryonenzahl weniger sicher, da durch die beteiligten Nukleonen der Kerne eine endliche Netto-Baryonendichte vorhanden ist. Dadurch würde sich der relative Einfluß der Baryon-Resonanzen (z.B.  $\Delta$ ) gegenüber den Mesonen verändern.

Eine weitere Unsicherheit entsteht dadurch, daß in den Rechnungen über einen großen Rapiditybereich integriert wird, während die Messungen in einem recht schmalen Rapidityintervall vorgenommen wurden. Dieser Unterschied sollte aber aufgrund der Boost-Invarianz (s.o.) der Rechnungen nicht sehr bedeutsam sein.

Dieses Modell wurde an die S+Au Daten bei unterschiedlicher Zentralität angepaßt. Abbildung 4.33 zeigt den besten Fit an die Daten für zentrale

<sup>12</sup>Das entspricht dem Björken-McLerran-Bild (siehe Abschnitt 3.3.1).

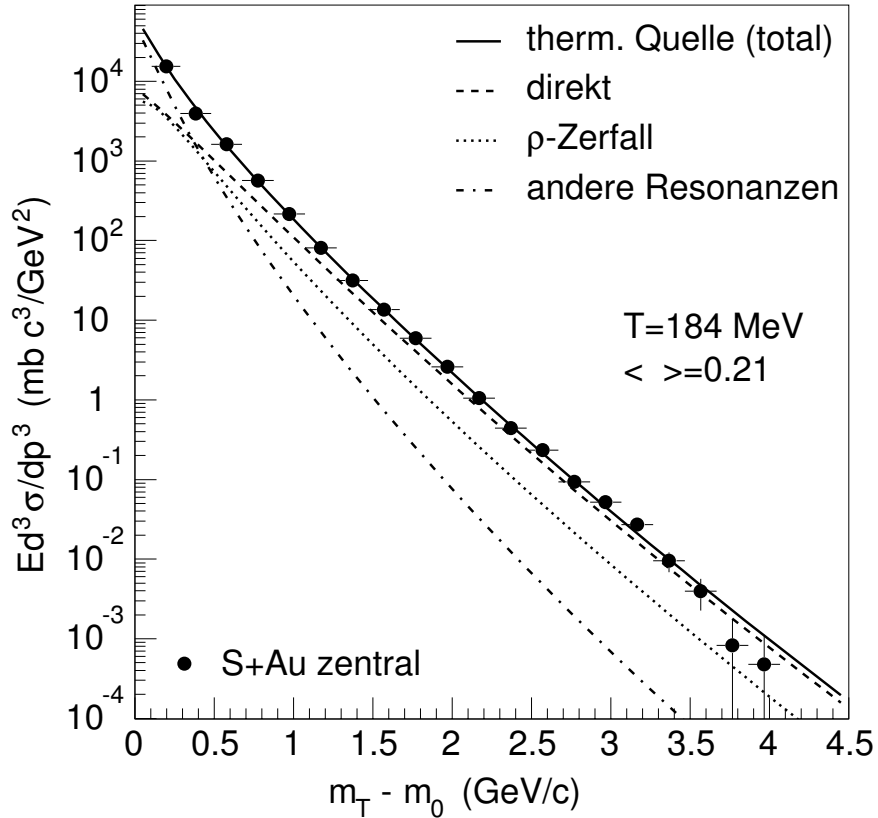


Abbildung 4.33: Spektren neutraler Pionen in Abhängigkeit von  $m_T - m_0$  in zentralen Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei  $200A \text{ GeV}$ . Eingezeichnet ist ein Fit eines thermischen Modells mit einem Anteil von transversalem Fluß und Resonanzzerfällen nach [Wie96]. Als gestrichelte Linie ist der Anteil der direkt erzeugten Pionen gezeigt, gepunktet der Anteil der Zerfälle des  $\rho$ -Mesons und strich-punktiert der anderer Resonanzen. Die durchgezogene Linie gibt die Summe aller Beiträge an.

Reaktionen. Man sieht, daß hier im Gegensatz zu Abbildung 4.30 eine sehr gute Anpassung über den gesamten Transversalimpulsbereich möglich ist. In Abbildung 4.33 sind als unterschiedliche Kurven verschiedene Anteile zu den Produktionsraten dargestellt. Der Anteil der direkt produzierten Pionen nimmt dabei mit steigendem Transversalimpuls zu; er dominiert oberhalb  $m_T - m_0 = 0.5 \text{ GeV}/c$ . Einzig das  $\rho$ -Meson trägt bei höheren  $p_T$  nennenswert bei, was seinen Grund in der relativ niedrigen Masse, dem großen Spin-Entartungsfaktor und dem gleichzeitig verhältnismäßig hohen  $Q$ -Wert des Zerfalls  $\rho^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$  hat. Alle anderen Resonanzen tragen vor allem bei niedrigen  $p_T$  bei und dominieren das Spektrum für  $m_T - m_0 \leq 0.4 \text{ GeV}/c$ . Damit wird auch deutlich, daß die Vernachlässigung des baryonischen chemischen Potentials keine entscheidende Bedeutung hat, da dadurch nur die baryonischen Resonanzen beeinflusst werden, die vor allem bei niedrigen  $p_T$  beitragen.

Abbildung 4.31 zeigt die optimalen Fitparameter dieses Modells für zentrale und periphere Reaktionen und den mit einer Standardabweichung zugelassenen Bereich. Wie oben bei den Fits mit Gleichung 4.39 gibt es eine deutliche Korrelation der beiden Parameter, die Werte lassen sich aber vor allem für zentrale Reaktionen auf einen engeren Bereich einschränken: Man erhält  $T = (184 + 8 - 12) \text{ MeV}$  und  $\langle\beta\rangle = (0.21 + 0.06 - 0.08)$  für zentrale Reaktionen und  $T = (151 + 12 - 16) \text{ MeV}$  und  $\langle\beta\rangle = (0.25 + 0.09 - 0.13)$  für periphere.

Diese Werte stimmen zwar nicht mit den optimalen Parametern der Rechnung ohne Einfluß der Resonanzen überein, sind aber mit dem Trend der Parameter in Abbildung 4.31 verträglich. Die Fits liefern hier eher eine höhere Temperatur und einen geringeren transversalen Fluß. Wie oben erhält man in zentralen Reaktionen systematisch höhere Temperaturen.

Für ein thermalisiertes System sind diese Fits, die den Einfluß von Resonanzen einschließen, sicherlich realistischer als die, die man mit Gleichung 4.39 erhält. Ihnen liegt allerdings die Annahme vollständiger Thermalisierung zugrunde. Für den Fall, daß das nicht erfüllt ist und daß z.B. ein chemisches Gleichgewicht zwischen den unterschiedlichen Spezies nicht erreicht wird, sind deshalb auch die Fits mit Gleichung 4.39 von Interesse, da sie durch die Einschränkung auf höhere Transversalimpulse nicht allzu stark vom Einfluß der Resonanzen abhängen.

Die Unterschiede in den optimalen Fitergebnissen für diese beiden Modelle – mit bzw. ohne Resonanzen – ist zu einem großen Teil durch folgenden Mechanismus zu verstehen: Bei dem Ansatz ohne Resonanzeinflüsse muß die Abweichung der Spektren von der exponentiellen Form („Krümmung“ in der logarithmischen Darstellung) allein durch Effekte des transversalen Flusses

erzeugt werden. Dies erzwingt einen verhältnismäßig größeren Anteil der kollektiven Bewegung an den Transversalimpulsen der Teilchen. Bei dem Modell mit Resonanzen hingegen kann die Krümmung vor allem bei niedrigen  $p_T$  durch Resonanzzerfälle beschrieben werden. Eine Anpassung gelingt mit geringerem transversalen Fluß, auch ist die Anpassung insgesamt besser.

In den bisherigen Analysen zeigte sich, daß die Steigungsparameter (bzw. Temperaturen) bei zentralen Reaktionen systematisch höher sind als bei peripheren – beide zeigen größere Werte als pp-Reaktionen. Dieses Verhalten kann man auch mit Hilfe des mittleren Transversalimpulses untersuchen – ein generell größerer Steigungsparameter eines Spektrums (z.B. auch eine höhere Temperatur im Falle eines thermischen Spektrums) würde sich in einem höheren mittleren  $p_T$  niederschlagen. Da die Spektren der neutralen Pionen bei kleinen  $p_T$  allerdings sehr große Unsicherheiten aufweisen, ist man hier darauf angewiesen, nur einen eingeschränkten Bereich des Spektrums zu betrachten. Den mittleren Transversalimpuls definieren wir wie folgt:

$$\langle p_T \rangle_c \equiv \frac{\int_{p_T^{cut}}^{\infty} p_T dN/dp_T}{\int_{p_T^{cut}}^{\infty} dN/dp_T} - p_T^{cut}. \quad (4.43)$$

Als untere Integrationsgrenze wählen wir  $p_T^{cut} = 0.4 \text{ GeV}/c$ . Dieser Wert wird in Gleichung 4.43 wieder vom Mittelwert abgezogen – das wurde so gewählt, damit sich im Falle eines exponentiellen Spektrums für  $dN/dp_T$  aus dieser Formel der wahre Mittelwert ergibt, den man für  $p_T^{cut} = 0$  erhalten würde. Dieses  $\langle p_T \rangle_c$  wurde für Reaktionen von S+Au für unterschiedliche Zentralität ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.34 dargestellt – der Wert von  $\langle p_T \rangle_c$  nimmt von ca. 250 MeV/c bei peripheren Reaktionen auf ca. 290 MeV/c zu.

Beim Vergleich dieser mittleren Transversalimpulse mit anderen Messungen muß man natürlich die Wirkung der unteren Schwelle beachten. Da die Spektren gegenüber exponentiellen Verteilungen gekrümmt sind, liefert diese Auswertung eher zu kleine Werte für  $\langle p_T \rangle_c$ . Zum Vergleich kann man auf die gleiche Art den mittleren Transversalimpuls für pp-Reaktionen aus einem eingeschränkten Integrationsbereich bestimmen – dazu soll wieder die Parameterisierung aus [Höl93] benutzt werden. Man erhält einen Wert von  $\langle p_T \rangle_c \approx 217 \text{ MeV}$ , der deutlich unter den Werten für S+Au liegt.

Zum Abschluß dieses Abschnitts sollen die Spektren mit den Vorhersagen von Monte-Carlo-Simulationen verglichen werden. Dazu wurden in Abbildung 4.35 die Daten mit Rechnungen von FRITIOF 7.02 [Nil87] und VENUS 4.12 [Wer88, Wer93] verglichen. Die Teilchenraten pro Ereignis sind hierbei absolute Vorhersagen – die verschiedenen Datensätze wurden nicht aufeinander normiert.

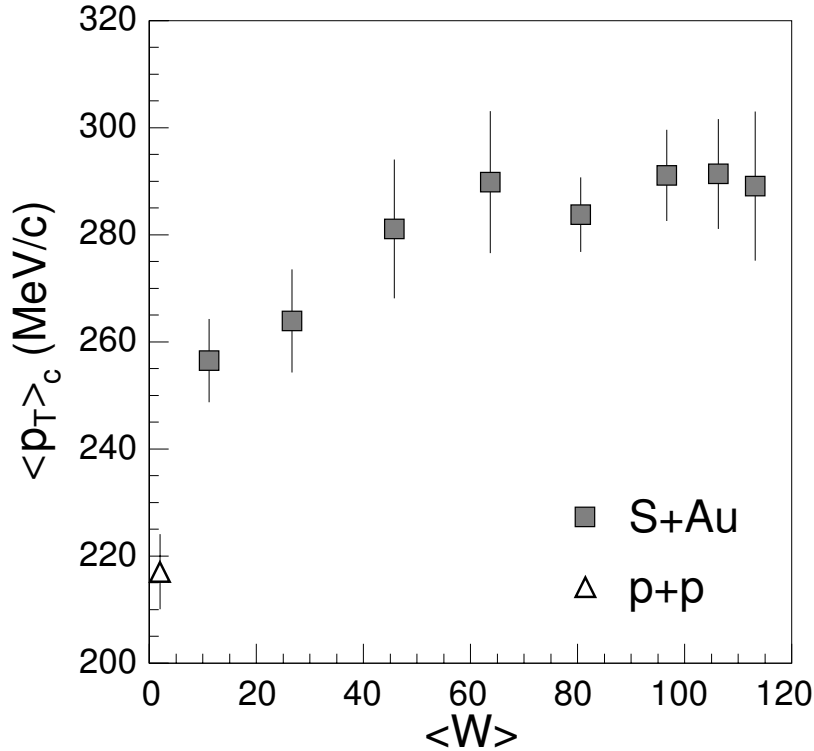


Abbildung 4.34: Mittlerer Transversalimpuls neutraler Pionen (s.Text) für Reaktionen von S+Au als Funktion der mittleren Anzahl der Participants ( $W$ ), die die unterschiedliche Zentralität charakterisieren.

Beide Ereignisgeneratoren beschreiben die Teilchenproduktion bei niedrigen  $p_T$  recht gut. Mit zunehmendem Transversalimpuls weicht FRITIOF sehr deutlich nach unten ab. Für  $p_T \geq 2 \text{ GeV}/c$  liegt die Vorhersage des Modells um mehr als einen Faktor 4 unter den experimentellen Daten.

VENUS kann die Daten wesentlich besser beschreiben. Allerdings gibt es auch hier Diskrepanzen: Das Modell sagt eine signifikant stärkere Teilchenproduktion bei höheren  $p_T$  voraus.

Der Unterschied zwischen den beiden Modellen läßt sich qualitativ folgendermaßen verstehen: Während FRITIOF im wesentlichen eine Extrapolation von  $e^+e^-$  und  $pp$  Reaktionen zu Schwerionenreaktionen darstellt, die eine weitgehend inkohärente Überlagerung der einzelnen Stoßprozesse benutzt, enthält VENUS weitere Elemente, deren wichtigstes hier wohl das *Rescattering* ist, d.h. eine sekundäre Wechselwirkung der produzierten Teilchen.

Die Abweichung der Daten von FRITIOF zeigt also in erster Linie, daß

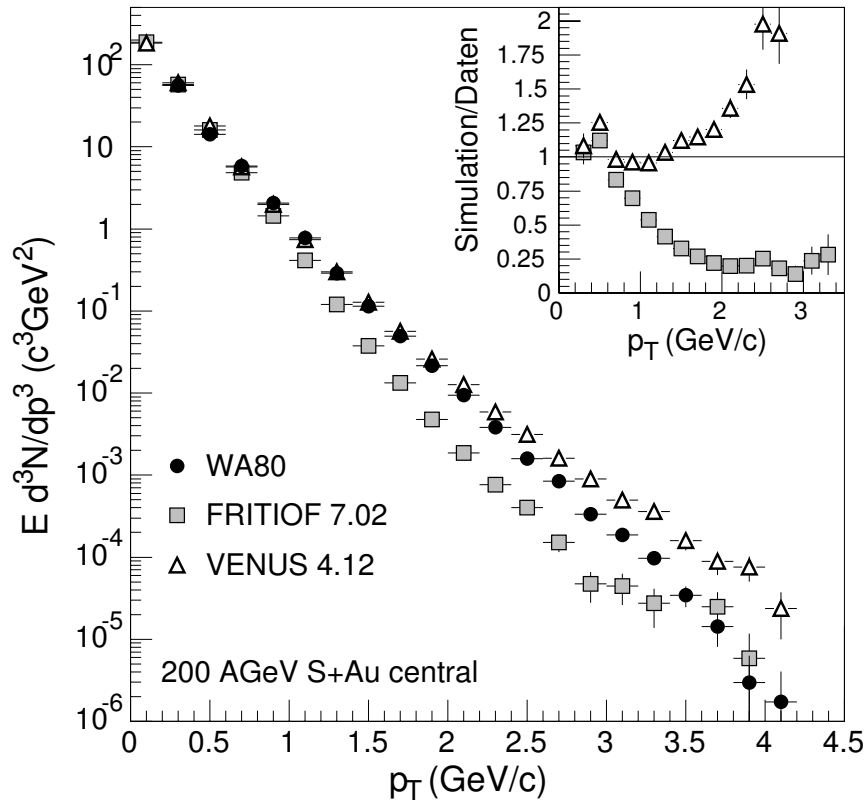


Abbildung 4.35: Transversalimpulsspektren neutraler Pionen in zentralen Reaktionen von S+Au. Die schwarzen Kreise zeigen die experimentellen Daten, die grauen Quadrate die Vorhersagen von FRITIOF 7.02 und die weißen Dreiecke die von VENUS 4.12. Der Ausschnitt rechts oben zeigt das Verhältnis der beiden Modellvorhersagen zu den experimentellen Daten.



sich Schwerionenreaktionen nicht als inkohärente Überlagerung von Nukleon-Nukleon Reaktionen verstehen lassen. VENUS ist durch zusätzliche Mechanismen in der Lage, die Spektren besser zu beschreiben. Dies erkauft man aber mit zusätzlichen freien Parametern, die bisher nicht konsequent aus fundamentalen Größen abgeleitet wurden. Außerdem erkennt man, daß auch die Anpassung von VENUS für hohe Transversalimpulse nicht perfekt ist.

Dieses Beispiel macht deutlich, daß sich charakteristische Unterschiede in der Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen zeigen. Es soll als Anstoß dienen, im folgenden Abschnitt diesen Aspekt genauer zu untersuchen.

### Kernmassenabhängigkeit der Pionenproduktion

Wie schon in Abschnitt 3.2 erläutert gibt es charakteristische Veränderungen der Teilchenproduktion, wenn man von p+p-Reaktionen zu Proton-Kern-Reaktionen geht. Um zu verstehen, ob mit der Untersuchung von Stößen zweier Atomkerne noch weitergehende Veränderungen verbunden sind, oder ob sich dort alle Effekte aus einer Extrapolation von p+A ergeben, ist es nützlich, die Skalierung der Teilchenproduktion mit der Masse der beteiligten Kerne zu studieren. Dazu kann man zunächst einmal Verhältnisse der Pionenspektren betrachten.

Abbildung 4.36 zeigt Verhältnisse von Spektren aus zentralen und peripheren Reaktionen von S+Au zu p+p. Man erkennt, daß dieses Verhältnis für hohes  $p_T$  ansteigt. Bei  $p_T = 0.5 \text{ GeV}/c$  deutet sich ein Minimum an mit einem leichten Anstieg zu niedrigerem  $p_T$ . Dies ist qualitativ ähnlich zu den als *low- $p_T$* - und *high- $p_T$ -enhancement* bezeichneten Phänomenen in p+A-Reaktionen (siehe Abschnitt 3.2) – allerdings läßt sich das *low- $p_T$ -enhancement* in den Spektren neutraler Pionen nicht eindeutig nachweisen, da deren Messung gerade bei niedrigem  $p_T$  sehr schwierig wird.

Zusätzlich wird deutlich, daß der Anstieg zu hohem  $p_T$  bei zentralen Reaktionen stärker ausfällt als bei peripheren, was mit den oben bereits erwähnten größeren Steigungsparametern zusammenhängt.

Die Massenabhängigkeit kann man auch analog zu Gleichung 3.15 mit einem Potenzgesetz parameterisieren:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto (A \cdot B)^{\alpha(p_T)}. \quad (4.44)$$

Einen Vergleich der so gewonnenen Exponenten aus S+Au- und S+S-Reaktionen zu den in anderen Experimenten [Ant79, Pov83, Åke90] bestimmten Werten zeigt Abbildung 4.37. Man erkennt, daß die Werte aus allen Messungen einen qualitativ ähnlichen Verlauf zeigen. Vor allem wurden für hohe

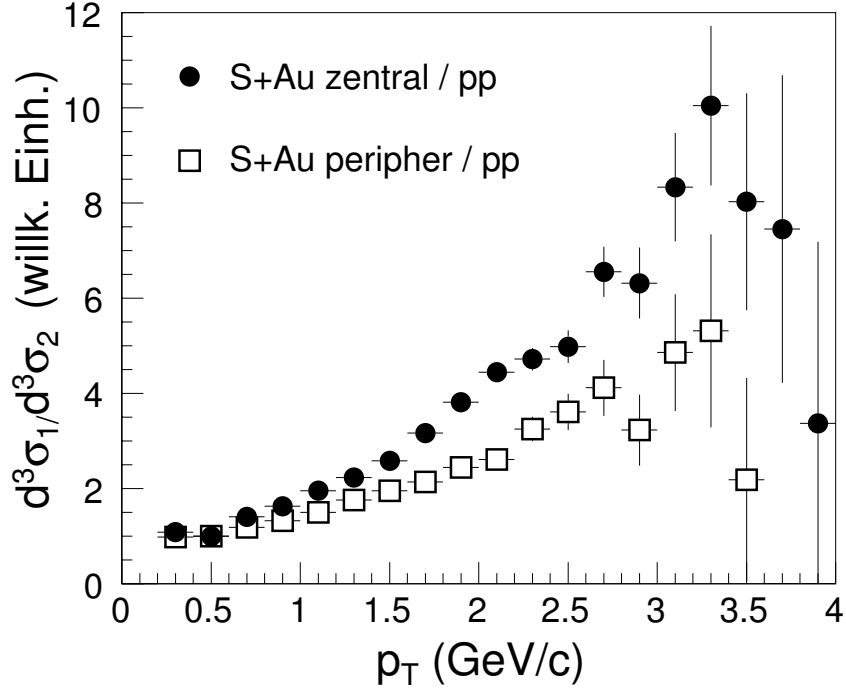


Abbildung 4.36: Verhältnisse der Transversalimpulsspektren für zentrale und periphere Reaktionen von S+Au zu denen in p+p. Die Daten sind bei  $p_T = 0.5$  GeV/c aufeinander normiert.

Transversalimpulse systematisch Werte von  $\alpha > 1$  ermittelt. Für niedrige Transversalimpulse ist der hier ermittelte Exponent allerdings deutlich größer als der der anderen Experimente.

Vor einer weiteren Diskussion eventueller Abweichungen zwischen p+A- und A+B-Reaktionen ist es sinnvoll, zunächst einmal die Gültigkeit bzw. den Nutzen der hier verwendeten Parameterisierung zu untersuchen.

Die obige Parameterisierung ist für Prozesse sinnvoll, in denen

1. der Wirkungsquerschnitt für einen einzelnen Prozeß sehr klein ist, so daß die Atomkerne gewissermaßen transparent sind und
2. keinerlei Modifikationen des Elementarprozesses entstehen durch die Tatsache, daß andere Teilchen gleichzeitig anwesend sind.

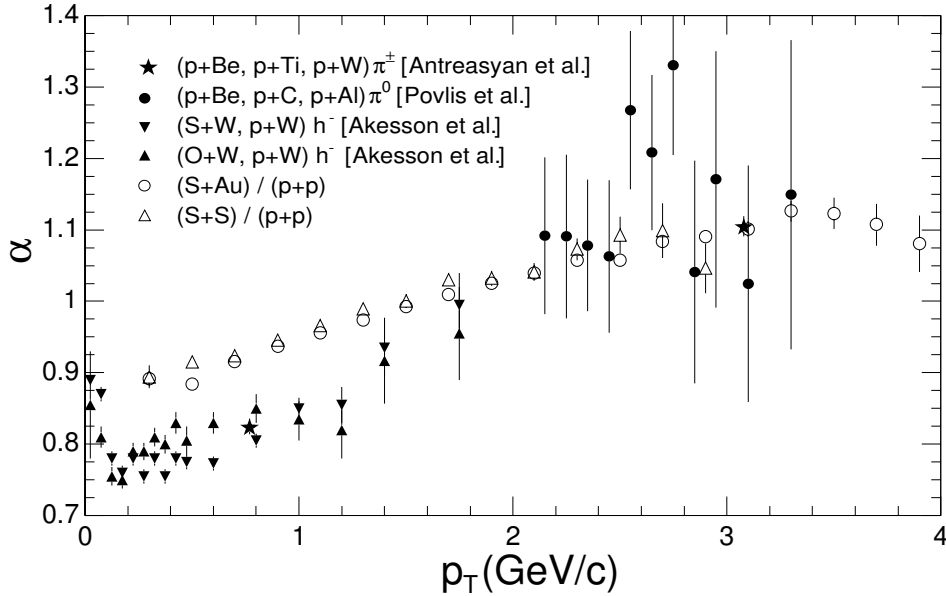


Abbildung 4.37: Exponent einer Potenzgesetzkalisierung der Pionenproduktion nach Gleichung 4.44 als Funktion des Transversalimpulses in S+Au- und S+S-Reaktionen. Zum Vergleich ist der Exponent in p+A-Reaktionen nach [Ant79, Pov83] und in Schwerionenreaktionen nach [Åke90] gezeigt.

In einem solchen Fall würde jede mögliche binäre Kollision zwischen einem Target- und einem Projektilnukleon einen gleichen Beitrag zum Gesamtwirkungsquerschnitt liefern, alle  $A \cdot B$  möglichen Beiträge könnte man summieren. Das lieferte eine direkte Proportionalität des Wirkungsquerschnitts zu  $AB$  und damit einen Exponenten von  $\alpha = 1$ .

Die erste Forderung oben schließt natürlich die Pionenproduktion bei niedrigen  $p_T$  aus, da der Wirkungsquerschnitt für die relevanten „weichen“ Prozesse sehr groß ist, die Forderung nach Transparenz also nicht erfüllt ist. Hier muß man nach anderen Wegen suchen, die Massenabhängigkeit zu untersuchen. Die oben bereits erwähnte Skalierung der globalen Größen (transversale Energie, Multiplizität) legt auch schon eine Untersuchung der Abhängigkeit der Teilchenproduktion von der Zahl der Participants nahe.

Für die Prozesse bei hohem  $p_T$  ist die Forderung nach „Transparenz“ eher erfüllt. Hier zeigt sich aber schon an den Ergebnissen von  $\alpha > 1$ , daß unsere zweite Forderung nicht erfüllt ist. Bereits bei p+A Reaktionen hatte man ja gerade die als „anomalous nuclear Enhancement“ bezeichnete Modifikation

entdeckt (siehe Abschnitt 3.2).

Im allgemeinen ergibt sich eine kompliziertere Abhängigkeit der Prozesse von den Kernmassen: Der totale Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion  $A+B$  (integriert über alle Stoßparameter) hängt natürlich von den Kernradien ab – vereinfacht läßt sich sagen, daß der totale Wirkungsquerschnitt proportional zu  $(R_A + R_B)^2 \propto (A^{1/3} + B^{1/3})^2$  sein sollte. Bei einem bestimmten Stoßparameter sollte die Rate der produzierten Teilchen dann in erster Linie von der Zahl der möglichen Kollisionen abhängig sein. Dabei kann diese Abhängigkeit auch von einer Proportionalität abweichen, was eben zu einem „Enhancement“ führen kann.

Für Proton-Kern-Reaktionen läßt sich diese Abschätzung noch weiter vereinfachen durch die Annahme, daß der Protonenradius gegen den Radius des Atomkerns vernachlässigbar ist. Dann sollte der Wirkungsquerschnitt proportional zu  $A^{2/3}$  und die mittlere Zahl der Kollisionen proportional zur Dicke, d.h.  $N_{coll} \propto A^{1/3}$  sein, womit sich wieder eine einfache Proportionalität des Produktionswirkungsquerschnitts zu  $A$  wie oben ergibt.

Modifikationen der Teilchenproduktion bei hohem  $p_T$  können nun einerseits z.B. durch Vielfachstreuung der einlaufenden Partonen erfolgen, wie es auch bisher als Erklärung des Cronin-Effektes angenommen wird [Krz79, Lev83]. Betrachtet man z.B. ein Parton  $a$  in einem Projektilnukleon, das mit einem anderen Parton  $b$  im  $k$ -ten Targetnukleon, das sich auf seinem Weg befindet, einen harten Stoß erleidet. Parton  $a$  kann vor der harten Streuung mit einem der  $k - 1$  davor liegenden Nukleonen eine elastische oder quasi-elastische, weiche Streuung erfahren (siehe auch Abbildung 4.39c und die zugehörige Diskussion im Text). Ein solcher Effekt ließe sich durch eine Abhängigkeit von der Kernmasse beschreiben, wie es ja auch für  $p+A$  Reaktionen möglich ist.

Andererseits könnte man auch eine erneute Streuung der Mesonen nach ihrer Produktion als Ursache vermuten. An diesem *Rescattering* könnte der gesamte Targetkern beteiligt sein (siehe Abbildung 4.39d). Auch dies würde zu einer Abhängigkeit des Effektes von der Targetmasse führen, so daß diese beiden möglichen Ansätze qualitativ in  $p+A$  Reaktionen nicht unterscheidbar sind.

In Kern-Kern-Reaktionen sind die Verhältnisse komplizierter: Prinzipiell sollte man mehr Informationen über die oben skizzierten Mechanismen erhalten, allerdings ist eine einfache Analyse der Targetabhängigkeit der Minimum Bias Wirkungsquerschnitte<sup>13</sup> wie in  $p+A$  nicht sinnvoll. Zusätzlich ergibt sich

---

<sup>13</sup>Damit sind experimentelle Wirkungsquerschnitte gemeint, die dem theoretischen totalen Wirkungsquerschnitt sehr nahe kommen und deshalb über einen weiten Bereich von Stoßparametern integriert sind.

die experimentelle Schwierigkeit, daß der Trigger-Bias, d.h. der systematische Fehler, der durch das Verwerfen von sehr peripheren, oder „sanften“ Reaktionen entsteht, nur schwer kontrollierbar ist und unterschiedliche Datensätze oft nicht vergleichbar sind. Hier ist es naheliegend, die Zentralität der Reaktionen genau zu kontrollieren und sich diese zusätzliche Information zunutze zu machen.

Auf diesem Wege soll hier ein Vergleich der Pionenproduktion bei hohen  $p_T$  in p+A und S+Au Reaktionen durchgeführt werden, um zu ermitteln, ob diese Datensätze durch einen universellen Erklärungsansatz beschrieben werden können. Dazu soll die Teilchenproduktionsrate pro Ereignis  $1/p_T dN/dp_T$  in Abhängigkeit von der Zahl der *möglichen* binären Kollisionen  $N_{coll}$  studiert werden.  $N_{coll}$  wird für die verschiedenen Reaktionssysteme aus Glauber-Rechnungen ermittelt (siehe Abschnitt 3.3.1 oder auch in [Won94]). Aus solchen Rechnungen erhält man auch Abschätzungen über die Anzahl der Participants; auch diese Zahl kann hier zum Vergleich herangezogen werden. Die Wirkungsquerschnitte für Proton+Kern sind [Ant79] entnommen; sie wurden mit den bekannten inelastischen Wirkungsquerschnitten [PDG94] auf Teilchenraten umgerechnet. Zum Vergleich der Daten aus [Ant79] wird der Mittelwert für die positiven und negativen Pionen mit den hier gemessenen neutralen Pionen verglichen.

Abbildung 4.38 zeigt die Pionenraten bei einem Transversalimpuls von  $p_T = 3.08 \text{ GeV}/c$  in Abhängigkeit von der Anzahl der Participants (links). Die Teilchenausbeuten in den Reaktionen p + (p, Be, Ti, W) sind durch leere Quadrate gekennzeichnet. Sie lassen sich recht gut mit einem Potenzgesetz:

$$\frac{1}{E} \frac{d^3N}{dp^3} \propto W^{\alpha_p} \quad (4.45)$$

beschreiben, die Anpassungen liefert als Exponenten  $\alpha_p = 2.09 \pm 0.09$ . Die Daten für S+Au Reaktionen unterschiedlicher Zentralität, die als ausgefüllte Kreise in die Abbildung aufgenommen sind, zeigen für sich ebenfalls eine Skalierung mit der Zahl der Participants mit einer ähnlichen Steigung, der Absolutwert der Ausbeuten paßt jedoch nicht zu einer universellen Skalierung. Eine Extrapolation der Teilchenproduktion von Proton-Kern- zu Kern-Kern-Stößen anhand der Anzahl der Participants versagt also völlig bei hohen Transversalimpulsen. Das ist nicht überraschend, da hinter diesem Ansatz am ehesten eine Art thermisches Bild steckt (siehe Abbildung 4.39b), das für hohe  $p_T$  sowie vor allem für Reaktionen von Protonen mit leichten Targets nur begrenzt anwendbar sein sollte.

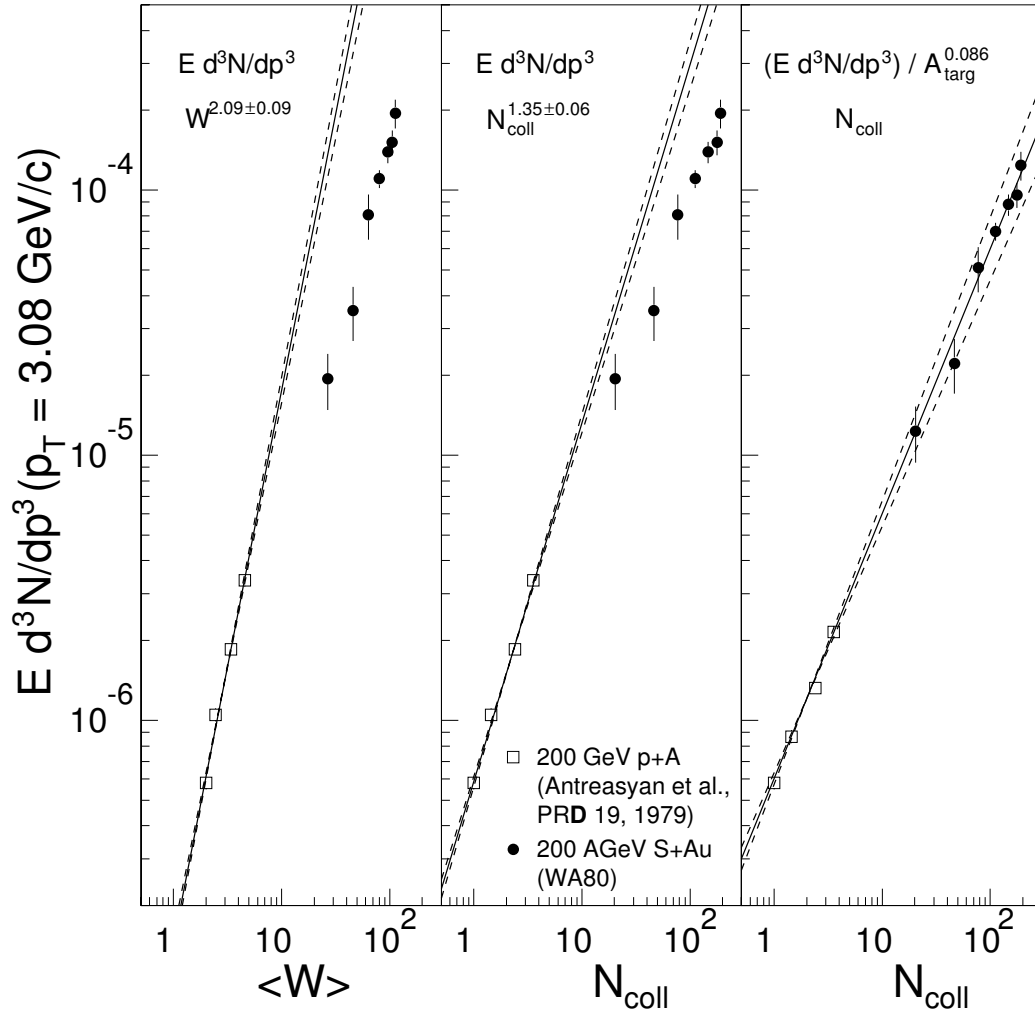


Abbildung 4.38: Teilchenproduktionsrate pro Ereignis bei  $p_T = 3.08 \text{ GeV}/c$  für p+A Reaktionen [Ant79] und für Reaktionen von S+Au bei 200 AGeV als Funktion der Anzahl der Participants (links) und als Funktion der Anzahl der binären Kollisionen (Mitte und rechts). Rechts wurden die Teilchenraten zusätzlich mit einem Target-Skalierungsfaktor normiert (s. Text). Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit an die Protonendaten, die gestrichelten Linien deuten den zugehörigen Fehler des Fits an.

Naheliegender ist es da, eine ähnliche Extrapolation mittels der Anzahl der binären Kollisionen zu untersuchen. Dieser Ansatz setzt voraus, daß die Kerne im wesentlichen transparent sind und dadurch vor allem die Zahl der Kollisionen  $N_{coll}$  relevant ist. Modifikationen könnten durch Streuungen vor dem eigentlichen Stoß verursacht werden (siehe Abbildung 4.39c).

Eine entsprechende Darstellung findet sich in der mittleren Graphik in Abbildung 4.38. Hier wird eine entsprechende Skalierungsfunktion:

$$\frac{1}{E} \frac{d^3 N}{dp^3} \propto N_{coll}^{\alpha_c} \quad (4.46)$$

an die Proton-induzierten Reaktionen angepaßt, woraus man einen Exponenten  $\alpha_c = 1.35 \pm 0.06$  erhält. Die Diskrepanz dieser Funktion, die die Proton-Daten wiederum recht gut beschreibt, zu den S-induzierten Reaktionen ist nicht so kraß wie bei der Skalierung aus Gleichung 4.45, die Abweichungen betragen dennoch bis zu einem Faktor 3-4. Auch dieser Ansatz überschätzt die Teilchenproduktion in Kernreaktionen bei hohem Transversalimpuls.

Als ein weitere Möglichkeit soll deshalb untersucht werden, ob eine Kombination der Anzahl der Kollisionen und der Targetmassen eine zufriedenstellende Beschreibung erlaubt. Dazu soll folgende Abhängigkeit getestet werden:

$$\frac{1}{E} \frac{d^3 N}{dp^3} \propto A_{targ}^{\alpha_t} \cdot N_{coll}. \quad (4.47)$$

Diesem Ansatz liegt die Annahme zugrunde, daß jede Kollision zunächst den gleichen Beitrag zur Teilchenproduktion liefert, die Stärke dieses Beitrags aber wiederum von der Targetmasse abhängt.

So könnte z.B. durch Rescattering der produzierten Teilchen die Rate bei einem bestimmten Transversalimpuls erhöht werden (siehe Abbildung 4.39d). Dieses Bild steht allerdings im Widerspruch zu dem üblichen Konzept einer *Formationszeit*  $\tau_0$  der produzierten Teilchen, die sie nach der eigentlichen Streuung benötigen, um als wirkliche Teilchen in Erscheinung zu treten. Da sie innerhalb der Formationszeit praktisch keine Wechselwirkung mit anderen Teilchen haben, sollten gerade die Teilchen mit hohem Impuls das Target ungehindert verlassen können.

Mögliche andere Effekte betreffen z.B. Modifikationen der Strukturfunktionen von Quarks und Gluonen oder der virtuellen Mesonenwolke in den Nukleonen.

Zunächst wurde in Proton-Kern-Reaktionen der Exponent der Targetabhängigkeit bestimmt zu:  $\alpha_t = 0.086$ . In der rechten Graphik in Abbildung 4.38 wurden dann die Pionenausbeuten durch  $A_{targ}^{\alpha_t}$  geteilt. Die so normierten Daten werden in Abhängigkeit von der Anzahl der Kollisionen dargestellt.

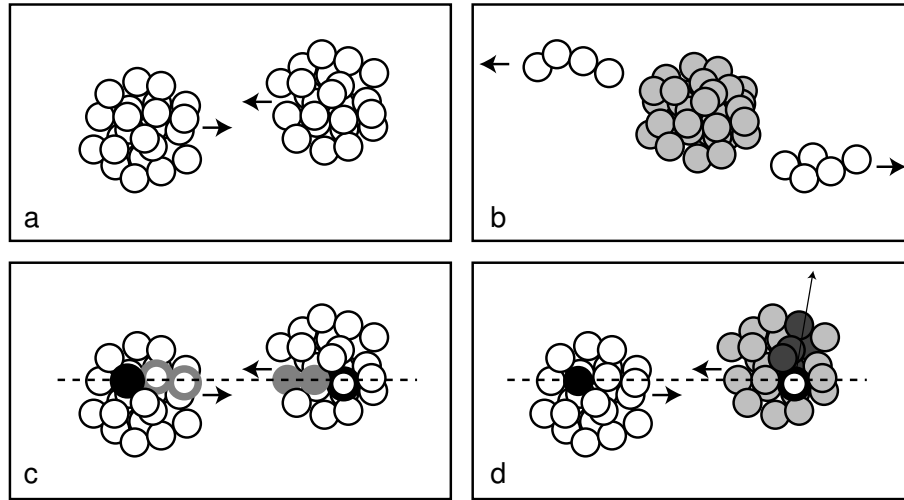


Abbildung 4.39: Illustration zu unterschiedlichen Reaktionsmechanismen in Schwerionenreaktionen. a) Die beiden Atomkerne vor dem Stoß. b) Nach dem Stoß bilden die Participants eine thermische Quelle – ihre Anzahl bestimmt die Teilchenproduktion. c) Zwei Stoßpartner einer harten Streuung (schwarze Kreise – ausgefüllt bzw. fett umrandet) können auf ihrer Bahn vor dem Stoß weiche Streuungen mit anderen Nukleonen durchführen (graue Kreise). Diese Prä-Streuprozesse verändern den Transversalimpuls der Stoßpartner und damit auch den der produzierten Teilchen. Die Teilchenproduktion hängt von der Anzahl der Stoßpartner ab. d) Ein in einem harten Stoßproduziertes Teilchen durchquert den Targetkern und erleidet möglicherweise Streuungen mit den Targetnukleonen. Deren Anzahl wird auch relevant für die Spektren der produzierten Teilchen.

Es ist deutlich zu sehen, daß die Übereinstimmung der verschiedenen Datensätze nach dieser Anpassung sehr gut ist. Der Ansatz in Gleichung 4.47 liefert von den hier untersuchten als einziger eine mögliche Beschreibung der Abhängigkeit der Teilchenproduktion vom Reaktionssystem.

Daß die Anzahl der Participants nicht die geeignete Variable ist, um die Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen zu beschreiben, ist nicht überraschend. Zusätzlich zeigt diese Analyse aber, daß auch die Anzahl der binären Kollisionen nicht der allein bestimmende Faktor ist. Eine der möglichen Erklärungen für das sogenannte „nuclear Enhancement“, die Vielfachstreuung der Partonen im Anfangszustand, d.h. vor dem eigentlichen harten Stoß, ([Leo96]) steht dazu in Widerspruch: Die Zahl der harten Stöße sollte direkt der Zahl der binären Kollisionen proportional sein, aber auch die Zahl



der weichen Stöße vor dieser harten Streuung sollte von diesem Parameter direkt abhängen. Die gesamte Produktionsrate sollte angenähert bestimmt sein durch  $N_{coll}$ , was offensichtlich nicht der Fall ist.

Hingegen liefert das Szenario harter Streuprozesse mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zu  $N_{coll}$ , die eine Modifikation durch nukleare Effekte erfahren, eine Abhängigkeit wie in Gleichung 4.47, welche eine universelle Beschreibung von p+A und S+Au Daten ermöglicht. Der Exponent  $\alpha_i$  enthielte dann den Einfluß dieser nuklearen Effekte.

Die Beschreibung der Zunahme der Teilchenproduktion mit der Systemgröße bei einem bestimmten Transversalimpuls durch Potenzgesetze ist natürlich auch eine Modellannahme, die sich allerdings für Spezialfälle rechtfertigen läßt (siehe Anhang B). Zusätzlich soll aber an dieser Stelle eine andere Form der Beschreibung dieser Skalierung mit den Daten verglichen werden.

Dabei wird eine Idee aus [Leo96] aufgegriffen. Die Autoren versuchen, die Zunahme des mittleren Transversalimpulses bei schwereren Systemen durch das sogenannte „Random-Walk-Modell“ zu beschreiben. Nukleonen erhalten durch jede Streuung vor dem eigentlichen Produktionsprozeß einen endlichen Beitrag zum Transversalimpuls ( $p_T$ -Kick). Diese zusätzlichen Beiträge kann man dann methodisch ähnlich wie den transversalen Fluß in Gleichung 4.39 behandeln. In [Leo96] ist der zusätzliche  $p_T$ -Kick gaussverteilt – daher taucht auch der Begriff Random-Walk auf.

Hier soll vereinfacht ein konstanter Beitrag  $\delta$  für jede zusätzliche Kollision angenommen werden. Die Anzahl relevanter Nukleonen ergibt sich aus der mittleren Zahl der Nukleonen  $N_{row}$ , die sich im Bereich eines N-N-Wirkungsquerschnittes in einer Reihe hintereinander befinden, als  $(N_{row} - 2)/2$ .  $N_{row}$  kann wie oben  $N_{coll}$  aus Glauber-Rechnungen ermittelt werden. Der gesamte Beitrag aus diesen Vielfachstreuungen ergibt sich dann in der transversalen Rapidität  $\rho = \text{atanh}(\beta_T)$  zu:

$$\rho = \delta \frac{N_{row} - 2}{2}. \quad (4.48)$$

Die Teilchenrate läßt sich dann unter Annahme einer thermischen Form der Verteilung (mit einem Temperaturparameter  $T$ ) schreiben als:

$$\frac{dN}{m_T dm_T} = C \cdot N_{coll} \cdot I_0 \left( \frac{p_T \sinh \rho}{T} \right) K_1 \left( \frac{m_T \cosh \rho}{T} \right). \quad (4.49)$$

Die Parameter werden nun in zwei Schritten an die Daten angepaßt: Zunächst werden die Konstante  $C$  und die Temperatur  $T$  an die pp-Daten aus [Ant79] angepaßt. Das liefert einen Wert von  $T = 261$  MeV. Der  $p_T$ -Kick-Parameter  $\delta$  wird dann bei  $p_T = 3.08$  GeV/c durch die pA-Reaktionen festgelegt – man erhält  $\delta = 0.116 \pm 0.006$ .

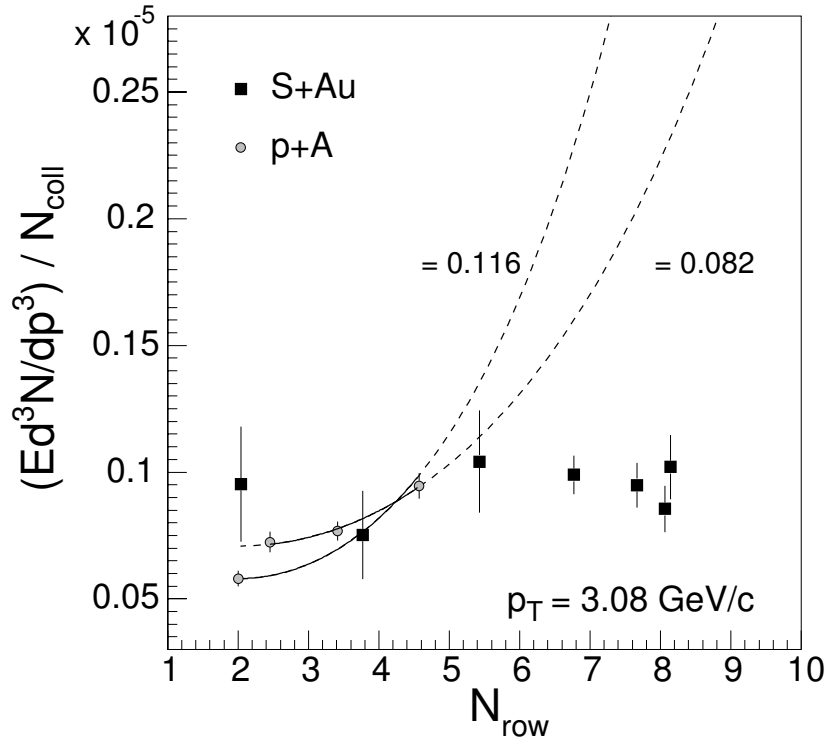


Abbildung 4.40: Pionenausbeute bei  $p_T = 3.08 \text{ GeV}/c$  für p+A Reaktionen [Ant79] und für Reaktionen von S+Au bei 200 AGeV normiert auf die Anzahl der binären Kollisionen in Abhängigkeit von der mittleren Dichte von Nukleonen pro transversaler Flächeneinheit. Die Kurven zeigen Modellvorhersagen, die an die p+A Daten angepaßt wurden (Erklärung s. Text).

Abbildung 4.40 zeigt die Daten für p+A und S+Au Reaktionen nach einer Normierung auf die Anzahl der binären Kollisionen in Abhängigkeit von dem Parameter  $N_{\text{row}}$ . Ebenfalls eingezeichnet ist die Vorhersage von Gleichung 4.49 mit den vorher bestimmten Parametern. Man sieht, daß die experimentellen Daten für die S-induzierten Reaktionen mit einer Konstanten verträglich sind, während der Fit an die p-induzierten Daten eine deutliche Zunahme vorhersagt. Hierbei sollte allerdings angemerkt werden, daß der Fit bereits die p-induzierten Daten nicht perfekt beschreibt. Ignoriert man den Datenpunkt für p+p Reaktionen, so kann man die p+A Daten mit diesem Modell gut beschreiben. Man erhält dann einen Parameter  $\delta = 0.082 \pm 0.013$ . Auch die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Abbildung 4.40 mit eingezeichnet. Sie sagen ebenfalls einen Anstieg voraus, der mit den Daten für S+Au

nicht vereinbar ist. Dieses Modell kann also ebenfalls keine Extrapolation von sehr leichten Systemen zu schwereren leisten.

In [Leo96] gelingt die Beschreibung von Spektren in S- und Pb-induzierten Reaktionen mit einem mittleren Wert von  $\delta_{rms} \approx 0.2$ . Dort werden allerdings nur die spektralen Formen für  $p_T < 2 \text{ GeV}/c$  verglichen, während hier ein Vergleich der absoluten Teilchenausbeuten bei  $p_T = 3.08 \text{ GeV}/c$  vorgenommen wurde. Diese Beobachtungen stehen also nicht unbedingt im Widerspruch zueinander.

Natürlich ist es interessant, an dieser Stelle neben der Pionenproduktion bei hohen  $p_T$  auch die bei niedrigen bis mittleren Transversalimpulsen zu untersuchen. Hierzu sollen wiederum Daten aus [Ant79] herangezogen werden – der niedrigste dort vermessene Transversalimpuls ist  $p_T = 0.77 \text{ GeV}/c$ . Abbildung 4.41 zeigt diese Daten in ähnlichen systematischen Vergleichen mit den Ergebnissen für S+Au Reaktionen wie schon in Abbildung 4.38. Man sieht, daß es für keinen der drei Ansätze gelingt, die Schwerionendaten durch eine Extrapolation der Proton-induzierten Reaktionen zu beschreiben. In allen Fällen liegen die Daten für S+Au deutlich oberhalb dieser Extrapolationen. Bei diesen mittleren Transversalimpulsen ist also die Teilchenproduktion stärker erhöht, als man es von Proton-Kern-Reaktionen erwarten würde – sie zeigt also ein völlig anderes Verhalten als die Produktion bei hohen  $p_T$ .

Wenn auch eine Extrapolation von p+A hier nicht sinnvoll ist, so erkennt man doch, daß es mit Hilfe der Anzahl der Participants (linke Graphik in Abbildung 4.41) am ehesten möglich ist, eine universelle Beschreibung zu erhalten. Ein Fit an die S-induzierten Daten liefert eine Abhängigkeit  $\alpha_p = 1.26 \pm 0.07$  – dieses Potenzgesetz kann auch die p-induzierten Reaktionen mit schweren Targets (Ti und W) beschreiben. Allerdings weichen die Daten für die leichten Targets (p bzw. Be) von dieser Funktion ab.

Die Zunahme der Anzahl der produzierten Teilchen bei diesem Transversalimpuls kann man mit der Zunahme der Anregungsenergie in diesen Reaktionen in Verbindung bringen. Wie in Abschnitt 3.4.1 dargestellt, wächst die transversale Energie linear mit der Anzahl der Participants. Das bedeutet gleichzeitig, daß die Anzahl der Teilchen mit niedrigem  $p_T$  ( $\approx 0.3\text{--}0.4 \text{ GeV}/c$ ) eine ähnliche Abhängigkeit zeigen müssen, da sie die Mehrzahl der produzierten Teilchen ausmachen und damit auch im wesentlichen die transversale Energie tragen. Bei dem hier untersuchten, etwas höheren Wert von  $p_T$  ist die Abhängigkeit jedoch stärker.

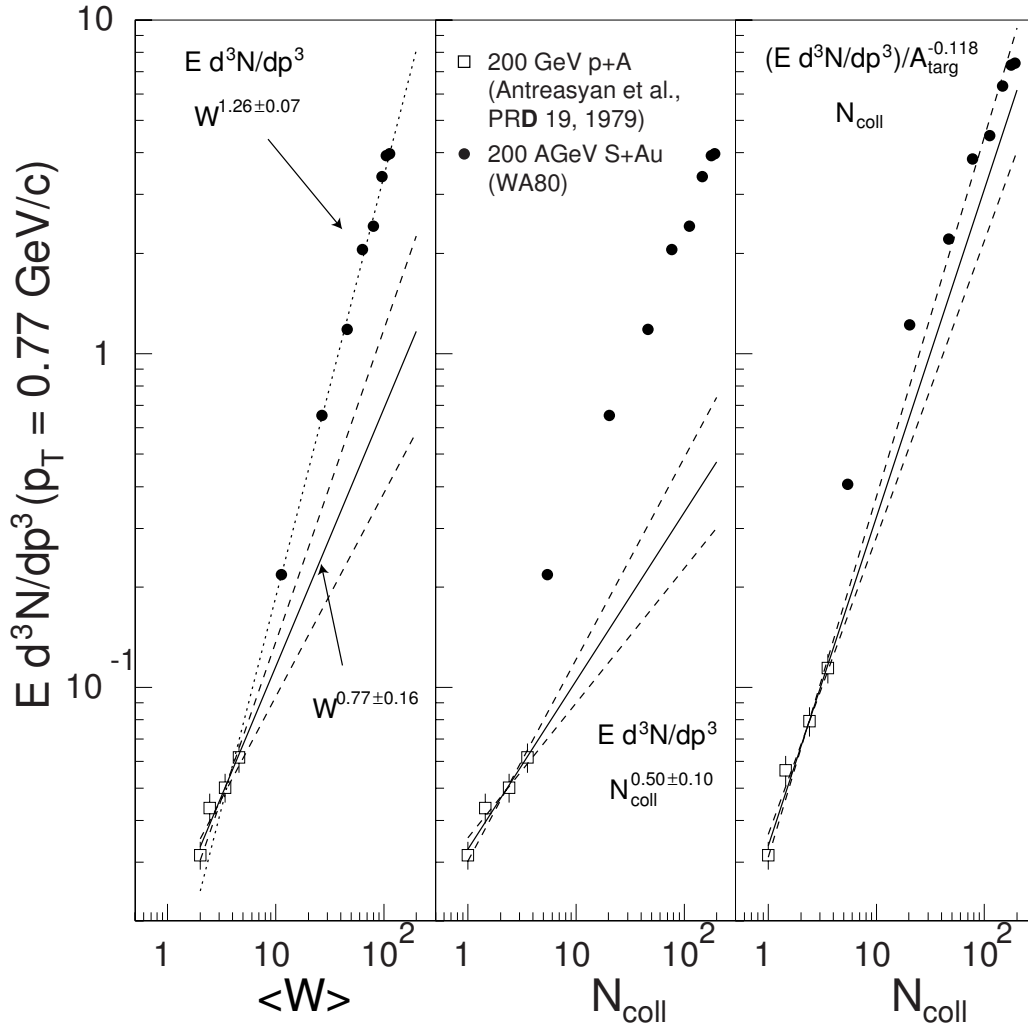


Abbildung 4.41: Teilchenproduktionsrate pro Ereignis bei  $p_T = 0.77 \text{ GeV}/c$  für p+A Reaktionen [Ant79] und für Reaktionen von S+Au bei 200 AGeV als Funktion der Anzahl der Participants (links) und als Funktion der Anzahl der binären Kollisionen (Mitte und rechts). Rechts wurden die Teilchenraten zusätzlich mit einem Target-Skalierungsfaktor normiert (s. Text).

Diese Beobachtung kann man in einem thermischen Bild wie folgt verstehen: In erster Linie bestimmt die Anzahl der Participants die Anregungsenergie des Feuerballs. Das verursacht ein in guter Näherung lineares Anwachsen der transversalen Energie mit der Zahl der Participants. Zusätzlich nimmt aber die Temperatur des Feuerballs etwas zu (siehe Abbildung 4.34), die Form der Spektren verändert sich und die Teilchenproduktion bei etwas höheren  $p_T$  nimmt überproportional zu.<sup>14</sup>

Diese Beobachtung bestätigt die obige Untersuchung der  $p_T$ -Spektren; zusätzlich ist interessant, daß die Proton-induzierten Reaktion nicht in gleicher Weise diesen Effekt zeigen.

Diese Analysen sollen in erster Linie illustrieren, daß keine triviale Extrapolation von  $p+p$  über  $p+A$  zu  $A+B$  Reaktionen möglich ist. Auch wenn für hohe  $p_T$  der Rescattering-Ansatz eine „universelle“ Skalierung liefert, ist dies aufgrund der konzeptionellen Schwierigkeiten mit der Formationszeit unbefriedigend.

In diesem Zusammenhang ist es interessant, ob z.B. nukleare Modifikationen der Strukturfunktionen einen Beitrag zur Erklärung liefern können.

Eine andere Interpretation könnte einfach auf die Möglichkeit einer Extrapolation von  $p+p$  nach  $A+B$  verzichten. Eventuell lassen sich mittelschwere Systeme (z.B.  $p+W$ ,  $S+Au$ ) durch konsistente Modellvorstellungen beschreiben: Die Teilchenproduktionsrate bei niedrigen  $p_T$  ist im wesentlichen abhängig von der Anzahl der Participants, die Rate bei hohen  $p_T$  von der Zahl der binären Kollisionen.

Bei  $p+p$  (und z.B.  $p+Be$ ?) hingegen sind diese Modellvorstellungen nicht anwendbar – hier sind andere Produktionsmechanismen wichtig.

### Harte Streuung oder kollektiver Fluß?

Abschließend soll nun noch die Auswirkung des kollektiven Flusses auf die Spektren bei hohen Transversalimpulsen untersucht werden. Abbildung 4.42 zeigt das Spektrum für zentrale Reaktionen (gefüllte Kreise). Zum Vergleich ist als durchgezogene Kurve die oben bereits verwendete Parameterisierung von  $pp$ -Daten, die mit der Zahl der binären Kollisionen in den Schwerionendaten skaliert wurde, eingetragen. Diese Kurve liegt bei hohen  $p_T$  deutlich unter den Daten. Ein  $high-p_T$ -Enhancement ist hier nicht berücksichtigt worden, da es, wie oben gezeigt, die Daten klar überschätzen würde. Außerdem wäre eine Korrektur dafür  $p_T$ -abhängig. Die Kurve stellt also eine *Minimalannahme* dar, die den in  $p+A$  beobachteten Cronin-Effekt ignoriert.

---

<sup>14</sup>Natürlich könnte auch eine Zunahme einer kollektiven Flußkomponente zu diesem Effekt beitragen.

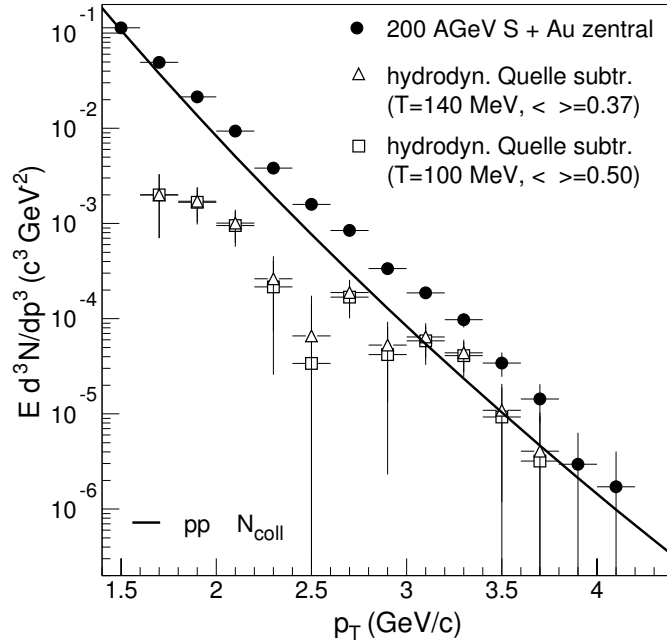


Abbildung 4.42: Transversalimpulsverteilungen neutraler Pionen in zentralen Reaktionen von S+Au bei 200 AGeV. Die gefüllten Kreise zeigen die gemessenen Daten. Als offene Quadrate und Dreiecke sind die Ausbeuten nach Abzug der Vorhersage einer hydrodynamischen Quelle mit unterschiedlichen Parametern gezeigt. Die durchgezogene Linie gibt die Verteilung für p+p Reaktionen an, die mit der mittleren Anzahl binärer Kollisionen skaliert wurde.

Eine Reihe von experimentellen Befunden, unter anderem auch die Fits an die  $\pi^0$  Spektren deuten auf die Existenz von verhältnismäßig starkem transversalem Fluß hin. Teilchen, die durch eine expandierende thermische Quelle emittiert werden, stammen nun aber aus dem Endzustand der Reaktion und haben nichts mit primären harten Streuprozessen zu tun. In Abbildung 4.42 sind zusätzlich die Teilchenraten eingetragen, die sich nach der Subtraktion einer thermischen Quelle, die den Bereich  $1.0 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1.5 \text{ GeV}/c$  gut beschreibt, ergeben. Dazu wurden als Parameterkombinationen  $T = 100 \text{ MeV}$ ,  $\langle\beta\rangle = 0.5$  sowie  $T = 140 \text{ MeV}$ ,  $\langle\beta\rangle = 0.37$  gewählt – beide Fälle unterscheiden sich im hier diskutierten Transversalimpulsbereich allerdings nur geringfügig.

Diese korrigierten Datenpunkte liegen für  $p_T \leq 2.5 \text{ GeV}/c$  deutlich unter der pp-Extrapolation, für  $p_T \geq 3 \text{ GeV}/c$  stimmen sie recht gut überein.

Beschreibt man das Spektrum für zentrale Reaktionen mit einem Fit, der die Effekte von Resonanzzerfällen enthält, wie in Abbildung 4.35 gezeigt, so wird auch die Produktionsrate bei hohen  $p_T$  dadurch vollständig beschrieben – es bleibt kein Platz mehr für die Produktion durch harte Streuung.

Versucht man, diese unterschiedlichen Beobachtungen in Einklang zu bringen, so ergibt sich folgendes Bild:

- Die Mesonenproduktion für  $p_T \geq 3 \text{ GeV}/c$  ist in Reaktionen mit schweren Targets erhöht gegenüber p+p. Für annähernd gleiche Targetmasse skaliert sie mit der Zahl der binären Kollisionen.
- Falls die Beschreibung der Spektren im mittleren  $p_T$ -Bereich durch eine expandierende Quelle korrekt ist, so lassen die Daten bei zentralen S+Au Reaktionen oberhalb  $p_T = 3 \text{ GeV}/c$  wenig Raum für ein „anomalous Enhancement“. Schließt man die Produktion durch Resonanzen mit ein, so läßt sich das Transversalimpulsspektrum im gesamten Meßbereich dadurch beschreiben.
- Unabhängig von solchen anderen Produktionsmechanismen (wie z.B. Hydrodynamik) liefert die Vielfachstreuung im Anfangszustand keine konsistente Beschreibung aller Daten.

### 4.3.3 Produktion direkter Photonen

Die Messung direkter Photonen, die aufgrund der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Eigenschaften Aufschluß über die Temperatur  $T_i$  der heißen Anfangsphase in diesen Kernreaktionen geben sollten und damit möglicherweise Informationen über den Zustand der vorliegenden Materie liefern können, ist mit großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden. Die Mehrzahl der gemessenen Photonen ( $> 90\%$ ) stammt aus den Zerfällen von Hadronen, vor allem von neutralen Pionen, aber auch von  $\eta$ -,  $\eta'$ - oder  $\omega$ -Mesonen. Bei sehr niedrigen Transversalimpulsen werden noch die Zerfallsphotonen von Baryonen (z.B.  $\Delta$ ) und auch hadronische Bremsstrahlung wichtig (s. Abschnitt 4.3.1).

Bei hohen Transversalimpulsen ( $p_T \geq 3 - 4 \text{ GeV}/c$ ) sollte zusätzlich die Produktion von direkten Photonen in harten Parton-Parton-Stößen einsetzen. Solche *harten direkten Photonen* wurden in mehreren Experimenten in Hadron-Hadron-Reaktionen nachgewiesen [Bad86, DeM87b, Bon88, Bon89]. Es zeigte sich dort, daß die Rate dieser Photonen unterhalb von  $p_T = 4 \text{ GeV}/c$  sehr gering wird. Aus diesen Experimenten stammt auch die Konvention, zur Untersuchung direkter Photonen das Verhältnis von Photonen zu neutralen

Pionen ( $\gamma/\pi^0$ ) zu betrachten. Diese Art der Auftragung als Verhältnis ist praktisch, da sie zum einen den stark exponentiellen Abfall der Spektren vermeidet und zum anderen sich einige systematische Fehler, die die Messung von Pionen und Photonen gleichermaßen betreffen, so herauskürzen.

Diese Photonen aus harten Prozessen können Informationen über die Strukturfunktionen der Partonen (Quarks und Gluonen) in den beteiligten Hadronen oder Kernen liefern – man könnte auf diesem Wege möglicherweise Aufschluß darüber erhalten, wie diese Strukturfunktionen in Kernen modifiziert werden. Bei diesen hohen Transversalimpulsen ( $\equiv$  kleine Abstände) spielt das Confinement allerdings keine große Rolle mehr, deshalb liefern diese Daten zunächst keine Informationen über einen möglichen Phasenübergang.

Der Transversalimpulsbereich für die Suche nach *thermischen direkten Photonen* ist dadurch eingeschränkt. Oberhalb  $p_T = 4 \text{ GeV}/c$  wird die harte Streuung wichtig, unterhalb  $p_T \approx 1 \text{ GeV}/c$ , spielen, wie oben erwähnt, immer mehr andere Prozesse eine Rolle, außerdem sind mögliche Vorhersagen aus QCD-Rechnungen für so niedrige Impulse nicht verlässlich. Nach thermischen Photonen wird man also vorrangig im Bereich  $1 \text{ GeV}/c \geq p_T \geq 4 \text{ GeV}/c$  schauen.

Selbst in diesem „günstigen“  $p_T$ -Bereich sind die Photonen aber dominiert durch Untergrundprozesse wie z.B. Hadronenzerfälle. Für die Extraktion direkter Photonen muß man also zunächst vor allem die Hauptbeiträge, die Produktion von  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Mesonen genau messen. Diese beiden Mesonen tragen i.a.  $\approx 99\%$  der Zerfallsphotonen bei. Schwerere Mesonen wie  $\omega$  und  $\eta'$  sind von geringerer Bedeutung – für ihre Beiträge genügt es meist, ihren Anteil aus anderen Messungen und theoretischen Vorhersagen abzuschätzen.

Man bestimmt dann das  $\gamma/\pi^0$ -Verhältnis aus:

$$\frac{\gamma}{\pi^0}(p_T) = \frac{N_\gamma(p_T)}{N_{\pi^0}(p_T)} \frac{\epsilon_{\pi^0} A_{\pi^0}}{\epsilon_\gamma A_\gamma} - (R_{\pi^0} + R_\eta + R_X + \dots) \quad (4.50)$$

mit	$N_{\gamma,\pi^0}$	beobachtete $\gamma$ , $\pi^0$ -Verteilung
	$\epsilon_{\gamma,\pi^0}$	Rekonstruktionseffizienz
	$A_{\gamma,\pi^0}$	geometrische Akzeptanz
	$R_X$	Verhältnis der Photonen aus dem Zerfall des Teilchens X zur Anzahl der $\pi^0$ .

Alle obigen Größen tragen zum systematischen Fehler der Bestimmung der direkten Photonen bei. Im WA80-Experiment konnten mit Hilfe der Bleigaskalorimeter neben den inklusiven Photonen auch die Beiträge der neutralen Pionen (s.o.) und der  $\eta$ -Mesonen [Alb95c] experimentell bestimmt werden. Dadurch sind die wichtigsten Beiträge gut bekannt. Darüber hinaus



wurden die Akzeptanzen und die Rekonstruktionseffizienzen durch sorgfältige Simulationen ermittelt.

Dabei stellte sich die Rekonstruktionseffizienzen der Photonen und Pionen als die kritischsten Größen heraus. Gegenüber früheren Experimenten in der Elementarteilchenphysik ist die Multiplizität der Teilchen sehr hoch, und damit auch die Teilchendichte in den Detektoren. Das führt in einem Kalorimeter dazu, daß sich zwei Schauer im Detektor mit einer nicht vernachlässigbaren Wahrscheinlichkeit überlappen können. Die Messung der Energie oder des Eintreffortes eines Teilchens kann dadurch beeinflußt werden; im Extremfall kann es passieren, daß ein Photon und, falls es sich um ein Zerfallsphoton eines Hadrons handelt, eventuell auch das Hadron nicht mehr als solches gemessen werden kann. Diese Überlappeneffekte durch die hohe Teilchendichte verursachen eine Multiplizitätsabhängigkeit der Rekonstruktionseffizienzen.

Tabelle 4.4: Prozentuale Beiträge zum systematischen Fehler in der Messung des  $\gamma/\pi^0$ -Verhältnisses im WA80 Experiment für zentrale Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei 200 A GeV.

Fehlerquelle	zentrale Reaktionen	
	$p_T < 1.5 \text{ GeV}/c$	$p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$
$\gamma$ -Rekonstruktionseffizienz	2.0	2.0
$\pi^0$ -Messung (Statistik und Effizienz)	4.0	5.0
Detektorakzeptanz	0.5	0.5
Nichtlinearität	2.0	1.0
„Binsize“-Effekte	1.0-0.0	0.0
Identifikation geladener Teilchen	1.0	1.0
Photonenkonversion	1.0	1.0
Neutronen	1.5	0.5
Andere neutrale Teilchen	1.0	0.5
$\eta/\pi^0$ , $m_T$ -Skalierung	1.5	1.5
Andere Strahlungszерfälle	0.5	0.5
Gesamt: (quadratische Summe)	5.7	5.9

Deshalb wurden die Effizienzen getrennt für verschiedene Teilchenmultiplizitäten (und damit Zentralitäten der Reaktionen) bestimmt. Die Berechnung erfolgte mittels der Überlagerung simulierter Schauer auf echte gemessene Ereignisse, wodurch die Veränderung der Messung durch die hohe Teilchendichte studiert werden konnte. Eine ausführlichere Erläuterung dieser Methode findet sich in [Cle93, Stü98]. Auf die Analysemethoden soll später bei der Diskussion des WA98-Experimentes noch weiter eingegangen werden.

Im WA80 Experiment wurde in zentralen Reaktionen von  $^{32}\text{S} + \text{Au}$  bei

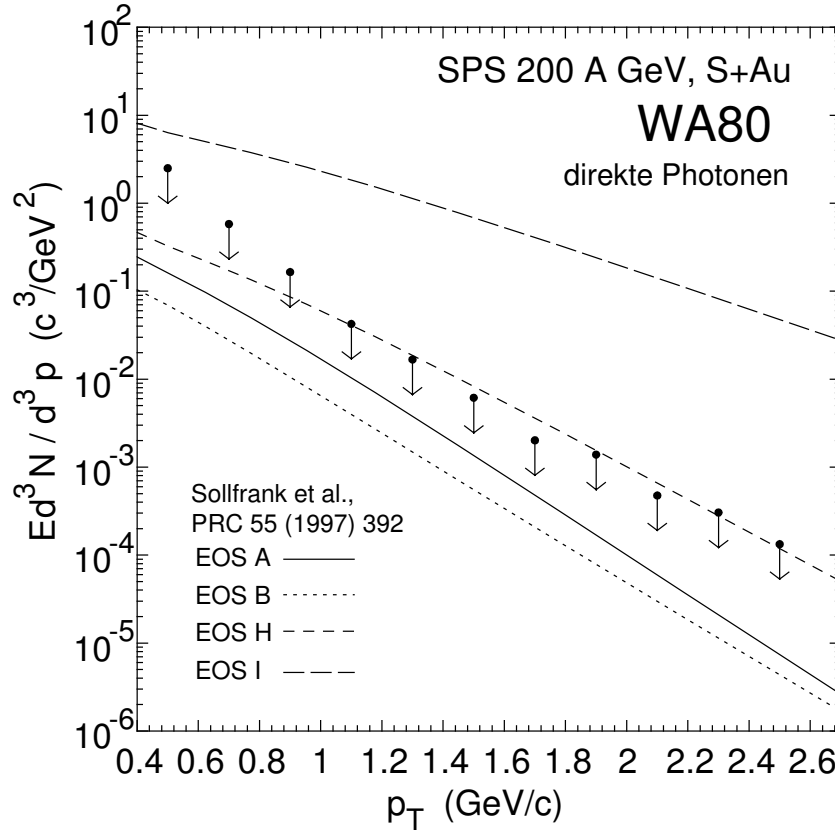


Abbildung 4.43: Rate der Photonemission für unterschiedliche Szenarien nach [Sol97b] im Vergleich mit der oberen Grenze des WA80 Experimentes.

200 A GeV eine Genauigkeit von besser als 6% bei der Extraktion der direkten Photonen erreicht [Alb96]. Eine genaue Aufstellung der Einzelbeiträge zu diesem systematischen Fehler findet sich in Tabelle 4.4. Die Analyse in diesen Reaktionen liefert einen mittleren Überschuß direkter Photonen im Bereich  $0.5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 2.5 \text{ GeV}/c$  von  $5.0\% \pm 0.8\%$  (statistisch)  $\pm 5.8\%$  (systematisch). Die Messung liefert also kein signifikantes Signal direkter Photonen, kann aber dazu benutzt werden, eine obere Grenze für die Rate an direkten Photonen zu ermitteln. Diese obere Grenze (für ein Konfidenzniveau von 90%) ist in Abbildung 4.43 gezeigt.

Diese Abbildung illustriert auch, daß ein solches oberes Limit wertvolle Informationen über diese Kernreaktionen liefern kann. Zum Vergleich sind Vorhersagen von hydrodynamischen Modellrechnungen aus [Sol97b] mit eingezeichnet. In dieser Veröffentlichung wurden unterschiedliche Szenarien stu-

diert, und zwar Reaktionen mit dem Auftreten eines Phasenübergangs zum QGP bei unterschiedlichen Zustandsgleichungen (EOS A und B), sowie solche mit einem Hadronengas mit einer Vielzahl von Resonanzen (EOS H) und mit einem idealen Pionengas (EOS I). Abbildung 4.44 verdeutlicht die Raum-Zeit-Entwicklung in diesen unterschiedlichen Szenarien. In den QGP-Szenarien (A und B) findet man bei  $t = 0$ ,  $z = 0$  einen Plasmazustand, der nach kurzer Zeit in eine gemischte Phase übergeht, anschließend vollständig zum Hadronengas wird und dann ausfriert. Die beiden Fälle A und B unterscheiden sich vor allem durch eine niedrigere Übergangstemperatur bei B, was sich in einer längeren Lebensdauer des gemischten Zustands niederschlägt. Die beiden hadronischen Szenarien (H und I) enthalten natürlich keinen Phasenübergang.

Während bei den Szenarien A, B und H die Anfangstemperatur sehr ähnlich ist, nämlich bei  $T_i = 240 - 250$  MeV, weist das Pionengas (I) eine Temperatur von  $T_i \approx 400$  MeV auf. Diese hohe Temperatur steht natürlich in Zusammenhang mit der geringen Zahl von Freiheitsgraden.

Die verschiedenen Rechnungen wurden mit hadronischen Spektren und der oberen Grenze der Photonenemission verglichen. Dort zeigt sich dann auch, daß das ideale Pionengas die Spektren nicht richtig beschreiben kann. Man erkennt in Abbildung 4.43, daß die Photonenrate deutlich zu hoch liegt. Ähnliches gilt allerdings auch bereits für die hadronischen Spektren – auch die Rate der produzierten Hadronen wird zu groß vorhergesagt [Sol97b]. Die anderen drei Szenarien sind in der Lage, die hadronischen Spektren verhältnismäßig gut zu reproduzieren.

Ein reines Pionengas, wie es auch von anderen Autoren (z.B. [Sri94], s.a. Abbildung 4.46) untersucht wurde, ist natürlich eine unrealistische Option, so daß die Diskrepanz zu den Daten nicht überrascht. Interessanter ist es, ob sich die Szenarien A und B auf der einen Seite und H auf der anderen durch Messungen unterscheiden lassen. Zwar sind sie alle mit den vorliegenden oberen Grenzen des WA80 Experimentes verträglich, aber man erkennt, daß das hadronische Szenario bei höheren Transversalimpulsen mehr als einen Faktor 10 höher liegt als die QGP-Szenarien. Generell läßt sich durch diese Vergleiche auf eine obere Grenze für die Anfangstemperatur von  $T_i \approx 250$  MeV schließen.

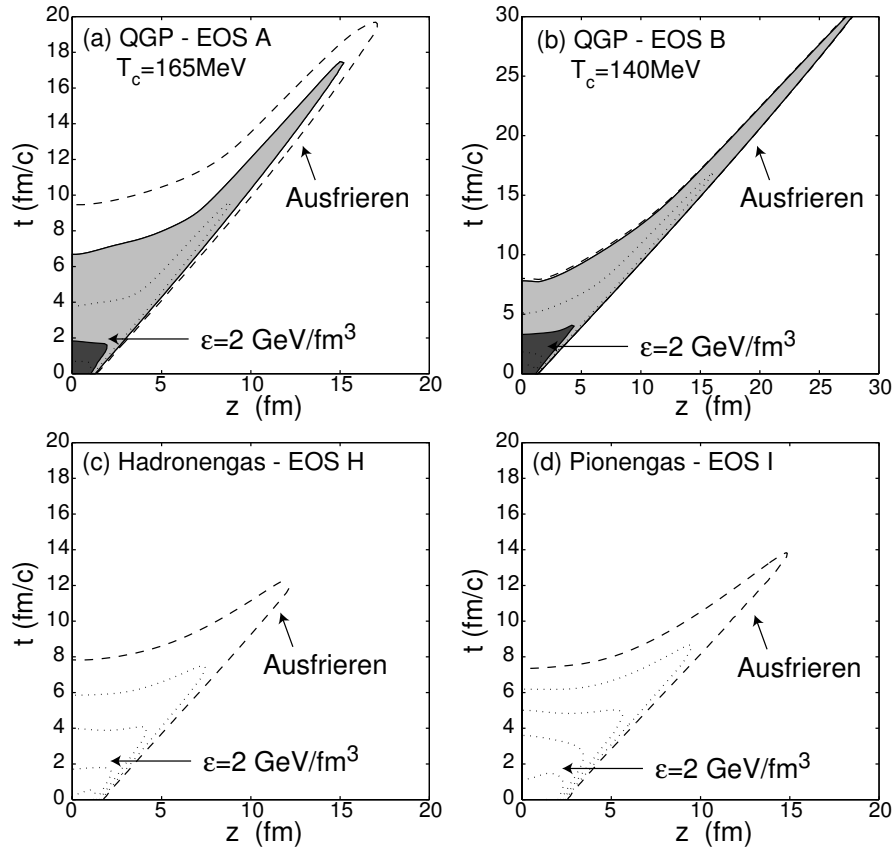


Abbildung 4.44: Höhenlinien der Energiedichte für die hydrodynamischen Rechnungen in [Sol97b] in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  und der longitudinalen Ortskomponente  $z$ . In (a) und (b) handelt es sich um Systeme mit einem Phasenübergang zum QGP mit zwei unterschiedlichen Zustandsgleichungen (EOS). Der Bereich des QGP ist dunkelgrau, die gemischte Phase hellgrau gekennzeichnet. (c) zeigt eine Rechnung für ein Hadronengas und (d) für ein reines ideales Pionengas. (Weitere Erläuterungen s. Text.) Man beachte die unterschiedliche Skala in (b).

In diesem Zusammenhang sind Ergebnisse des CERES-Experimentes zur Messung von Dileptonen in Schwerionenreaktionen erwähnenswert [Aga95]. Dileptonen entstehen vor allem auch aus virtuellen Photonen und tragen damit eine ähnliche physikalische Information wie die reellen Photonen, d.h. auch mit Hilfe der virtuellen Photonen hoffte man ursprünglich die thermische Emission aus dem QGP untersuchen zu können. Zusätzlich spielen hier vor allem Zerfälle von Vektormesonen, wie  $\rho$ ,  $\omega$  oder  $\phi$  eine Rolle. Das Studium dieser Vektormesonen liefert wiederum andere interessante Informationen, gleichzeitig macht es ihr Einfluß allerdings noch schwerer, etwas über thermische Dileptonen auszusagen.

Im CERES-Experiment wurden Messungen mit einem Dielektronen-Spektrometer in Reaktionen mit Protonen und Schwefelkernen mit verschiedenen Targets durchgeführt. Während sich die Massenverteilung  $d^2 N_{e^+e^-}/d\eta dm$  in Reaktionen von p+Be sowie p+Au bei 450 GeV vollständig durch hadronische Zerfallsprozesse, wie z.B. die sogenannten Dalitz-Zerfälle  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  oder Vektormesonzerfälle, beschreiben läßt, erhält man in zentralen Reaktionen von S+Au bei 200 AGeV einen Überschuß in den experimentellen Daten gegenüber den erwarteten Zerfällen.

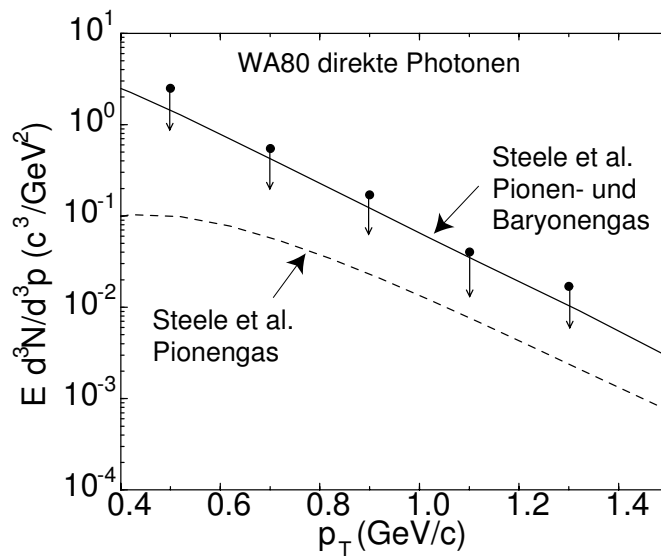


Abbildung 4.45: Rate der Photonenemission nach [Ste97] im Vergleich mit der oberen Grenze des WA80 Experimentes. Eingezeichnet sind Vorhersagen für ein Hadronengas mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Beitrag von Nukleonen.

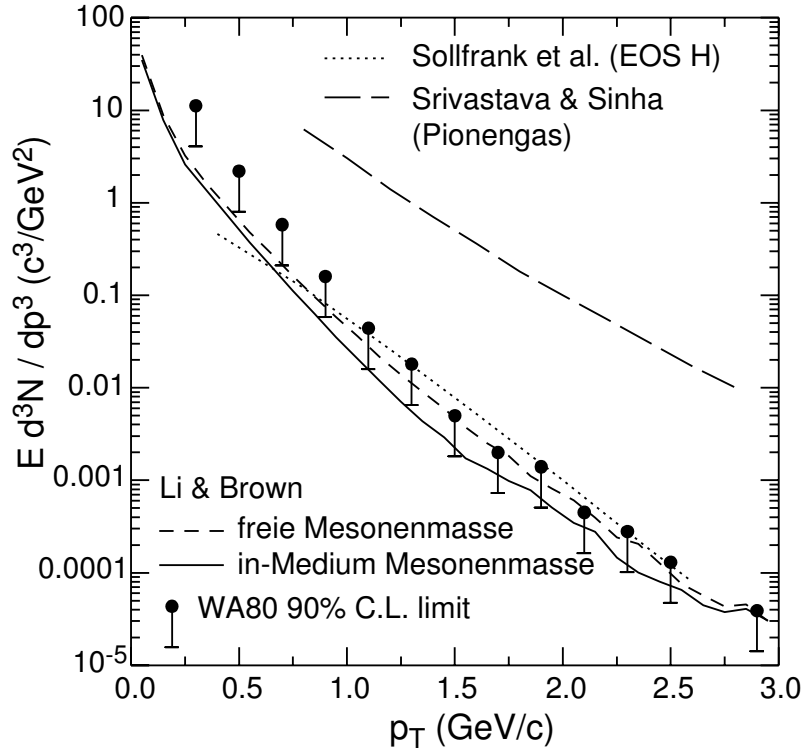


Abbildung 4.46: Rate der Photonemission für ein Hadronengas nach [Li97] im Vergleich mit der oberen Grenze des WA80 Experimentes. Die Abbildung zeigt Rechnungen unter Benutzung der freien Mesonenmassen sowie modifizierter In-Medium Massen. Ebenfalls eingezeichnet ist das hadronische Szenario (EOS H) aus [Sol97b] sowie eine Rechnung für ein Pionengas nach [Sri94].

Einen Teil dieses Überschusses kann man mit Annihilationsprozessen von  $\pi^+\pi^-$  erklären, für eine perfekte Beschreibung der Daten ist dies allerdings nicht ausreichend. Dazu werden zusätzliche Mechanismen untersucht, u.a. Modifikationen der Hadronen (speziell der Vektormesonen) in einem dichten Medium [Li96, Kli96, Hun96, Hat96, Rap97].

Alle Versuche, die erhöhte Dilepton-Produktion durch thermische Produktion zu beschreiben, müssen natürlich den bekannten Grenzen für die Photonemission Rechnung tragen. So zeigt z.B. eine Rechnung, die eine erhöhte Produktion durch Berücksichtigung der Pion-Nukleon-Wechselwirkung anstrebt [Ste97], daß dort die obere Grenze für die Photonen erreicht wird (siehe Abbildung 4.45), obwohl noch nicht genügend Dileptonen erzeugt

werden, um die Messungen in [Aga95] zu erklären.

Ein Mechanismus, der in der Lage sein könnte, den Dileptonen-Überschuß zu beschreiben, ist die Modifikation des  $\rho$ -Mesons in dichter Kernmaterie. Eine Annäherung an die chirale Symmetrie (s. Abschnitt 2.4) in solchen Reaktionen könnte die Masse des Vektormesons herabsetzen - eine solche geringere Masse hätte sicherlich eine Veränderung des Massenspektrums der Dileptonen zur Folge. Alternativ wird auch eine Verbreiterung der  $\rho$ -Resonanz im dichten Medium diskutiert. In [Li97] werden die Konsequenzen solcher In-Medium-Modifikationen für die Photonenspektren diskutiert. Es zeigt sich (s. Abbildung 4.46), daß diese Modifikationen nur geringen Einfluß auf die Photonenemission haben. Dieser Ansatz könnte also möglicherweise die Dileptonenmessungen erklären, ohne mit den Photonenmessungen unverträglich zu sein.

Ein solches Ergebnis wäre natürlich sehr interessant, da es einen möglichen Zugang zum Verhalten der chiralen Symmetrie in dichter Kernmaterie eröffnet. Leider ist dieser Zugang über die Dileptonenraten noch sehr indirekt - besser wäre es, wenn es gelänge, die Masse z.B. des  $\rho$ -Mesons direkt im Experiment zu messen, wie es für zukünftige Experimente geplant ist.

Gleichzeitig zeigt aber die bestehende Unsicherheit im Bezug auf die Dileptonenspektren, daß daraus, wie oben erwähnt, vermutlich nur schwer eindeutige Informationen zur Anfangstemperatur zu gewinnen sind. Um etwas über diese Anfangsparameter des Systems zu lernen, werden Messungen direkter Photonen um so wichtiger.

## 4.4 Der „Zwischenstand“

Durch die Meßergebnisse der Experimente mit mittelschweren Kernen, speziell auch durch die Daten der Experimente WA80 und WA93, ergibt sich folgendes Bild dieser Reaktionen:

Es werden in Kollisionen von  $^{32}\text{S}$  mit schweren Targets (z.B. Au) verdichtete, heiße Reaktionszonen geschaffen. Die Energiedichte in diesem Zustand beträgt nach Abschätzungen mit Formel 3.20 mehr als  $2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . An den primären Reaktionen nehmen in zentralen Stößen mehr als 100 Nukleonen teil, im Verlaufe der Reaktionen wächst die Zahl der Teilchen vor allem durch produzierte Mesonen auf bis zu  $\approx 600$  geladene Teilchen und  $\approx 200$  neutrale Mesonen<sup>15</sup>.

Auf die hohe Dichte des Anfangszustandes deuten vor allem auch Messungen des NA38 Experimentes [Bag89, Bag90], die eine deutliche Unter-

---

<sup>15</sup>Diese Multiplizität läßt sich näherungsweise aus der in einer Hälfte des Phasenraums gemessenen Photonenmultiplizität abschätzen (s. Abbildung 4.19).

drückung der Produktion von  $J/\psi$ -Mesonen in Schwerionenreaktionen anzeigen, aber auch die Messungen von Dielektronen des CERES Experimentes (siehe Abschnitt 4.3.3).

Gleichzeitig zeigen aber die Messungen des WA80 Experimentes zu direkten Photonen, daß die Anfangstemperatur auf maximal  $\approx 250$  MeV eingeschränkt ist. Das bedeutet, daß in dieser Anfangsphase eine sehr große Zahl von Freiheitsgraden im Reaktionssystem vorhanden sein muß. Ein solches System könnte ein Quark-Gluon-Plasma sein, aber auch ein Hadronengas mit einer Vielzahl von Resonanzzuständen. Keine der untersuchten Observablen bietet allerdings bisher einen eindeutigen Nachweis eines Phasenübergangs.

Wichtige Voraussetzung einiger dieser Abschätzungen ist die Anwendbarkeit thermodynamischer Konzepte. Thermische Modelle lassen sich an vielen Stellen mit den Daten vergleichen: So sind z.B. die Produktionsverhältnisse verschiedener Teilchen mit der Annahme eines hadrochemischen Gleichgewichts verträglich - die daraus ermittelte Temperatur (beim chemischen Ausfrieren) liegt bei 160 – 180 MeV. Das thermische Ausfrieren überprüft man anhand der Transversalimpulsspektren – hier entstehen durch den möglicherweise vorhandenen kollektiven Fluß Mehrdeutigkeiten.

Ein Fit mit einem hydrodynamischen Modell unter Berücksichtigung von Resonanzzerfällen liefert für zentrale Reaktionen von S+Au eine Temperatur von  $T = (184 + 8 - 12)$  MeV und eine mittlere transversale Flußgeschwindigkeit von  $\langle\beta\rangle = (0.21 + 0.06 - 0.08)$ . Interessant ist, daß die hier ermittelte Temperatur mit der chemischen Ausfrieretemperatur gut vereinbar ist.

Mehr Aufschluß über mögliche Temperaturen und Flußgeschwindigkeiten erhofft man sich von der Teilchen-Interferometrie. Die gemessenen Radien deuten auf eine Expansion der Quelle vor dem Ausfrieren hin. Durch die Impulsabhängigkeiten der Parameter sollte es möglich sein, das Ausmaß transversalen Flusses zu bestimmen.

Ein möglicher Nachweis des thermischen Ursprungs dieser Flußphänomene könnte am ehesten mit Analysen der Azimutalsymmetrie gelingen. Die Messungen des WA93 Experimentes mit Photonen (s. Abschnitt 4.2.2) zeigen erste Hinweise einer Asymmetrie der Teilchenemission, die vom Druckgradienten getrieben sein könnte.

Interessant sind auch die Veränderungen der Observablen bei der Vergrößerung des Reaktionssystems. Der bestimmende Parameter für die Multiplizität und die transversale Energie ist in erster Näherung die Anzahl der Participants.

Die Slope-Parameter nehmen ebenfalls mit der Anzahl der Participants zu – für ein thermisch-hydrodynamisches Modell impliziert das eine Zunahme der Temperatur oder der Expansionsgeschwindigkeit.



Die Produktion von neutralen Pionen bei hohen  $p_T$  zeigt eine charakteristische Veränderung bei Schwerionenreaktionen gegenüber p+A-Reaktionen. Die Zunahme der Produktion mit der Systemgröße, die bei p+A stärker als mit der Zunahme der Zahl der binären Kollisionen erfolgt, läßt sich nicht naiv zu  $^{32}\text{S}+\text{Au}$  extrapolieren. In den Schwerionenreaktionen ist die Produktion bei hohem Transversalimpuls recht genau proportional zur Zahl der Kollisionen.

Die Streuung im Anfangszustand kann dieses Phänomen nicht erklären, hingegen bietet sich möglicherweise eine Interpretation mit Hilfe des „Rescatterings“ im Endzustand an, die aber noch genauer quantitativ untersucht werden muß – vor allem steht sie mit dem Konzept einer Formationszeit in Konflikt. Falls dieses Rescattering zur Erklärung nicht ausreicht, ist die Frage zu klären, ob der Mechanismus, der für die erhöhte Produktion in p+A verantwortlich ist, in Schwerionenreaktionen durch neue Effekte, wie z.B. die Modifikation der Mesonenwolke oder der Strukturfunktionen der Partonen im Kern, gesättigt oder sogar unterdrückt wird. Besonders interessant ist in diesem Zusammenhang die Frage, ob an die Stelle der harten Streuung in Schwerionenreaktionen zumindest teilweise die thermische Produktion aus einer expandierenden Quelle tritt.

Daneben sind einige weitere Phänomene noch ungeklärt, die möglicherweise nicht direkt relevant für die Suche nach dem Phasenübergang sind, die aber wichtige Aufschlüsse über die Reaktionsdynamik liefern können. Hier sind zu nennen:

- Die Teilchenproduktion im Targetbereich. Hier liefert vor allem die Interferometrie Ergebnisse, die noch nicht voll verstanden sind, u.a. Anzeichen für eine sehr große Quellenkomponente der Pionen.
- Die Produktion von Photonen mit kleinem Transversalimpuls. Der Ursprung des Photonenüberschusses, der mit dem BGO Detektor festgestellt wurde, ist noch ungeklärt – weitere Untersuchungen sind in Vorbereitung.



# Kapitel 5

## Reaktionen von Pb+Pb bei 158 AGeV

### 5.1 Das WA98 Experiment

Seit 1994 steht am SPS Beschleuniger des CERN ein Bleistahl bei 158 GeV/Nukleon zur Verfügung.<sup>1</sup> Damit stehen zum ersten Mal mit Reaktionen von Pb+Pb wirklich schwere Atomkerne für solche ultrarelativistischen Reaktionen zur Verfügung. Man erhofft sich vor allem durch die erhöhte Teilchenzahl in den Reaktionssystemen eine weitergehende Thermalisierung und damit auch eine größere Chance für das Erreichen und den Nachweis eines möglichen Phasenübergangs.

Neben mehreren anderen Experimenten wurde auch das WA98 Experiment [Dön91] für Messungen mit diesem Bleistahl aufgebaut. Das WA98 Experiment steht in der Tradition der Experimente WA80 und WA93, d.h. auch hier sollen als primärer Schwerpunkt Photonen gemessen werden, zusätzlich aber auch geladene Hadronen und natürlich globale Größen. Das Experiment versucht, möglichst universell unterschiedliche Aspekte dieser Reaktionen zu erfassen, was nicht nur die Untersuchung einzelner Meßgrößen, sondern auch deren Korrelationen zuläßt. Die einzigartigen Fähigkeiten des Experimentes im Bezug auf den Nachweis und die Eigenschaften eines Phasenübergangs liegen im Nachweis von direkten Photonen und von möglichen Isospinfluktuationen. Außerdem eignet es sich durch mehrere azimutalsymmetrische Detektoren gut für die Untersuchung von azimutalen Asymmetrien.

---

<sup>1</sup>Die maximal erreichbare Strahlenergie ist aufgrund des Verhältnisses von Ladung zu Masse geringer als z.B. beim Schwefelstrahl.

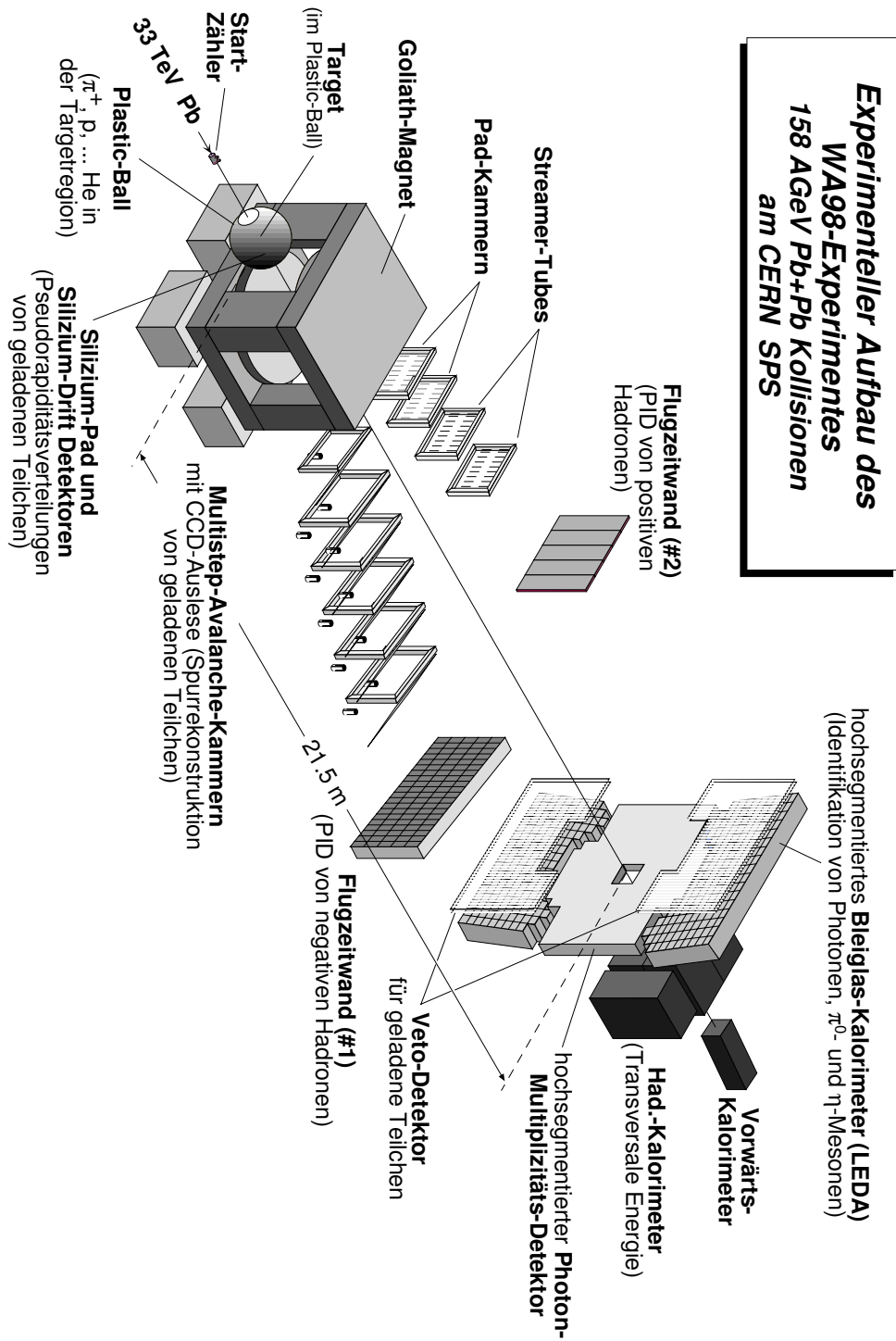


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus des WA98 Experimentes.

Eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus findet man in Abbildung 5.1. Der Teilchenstrahl trifft von links auf das Target, das sich im Inneren des Plastic-Ball-Detektors [Bad82] befindet. Dieser Detektor, der schon im WA80-Experiment Verwendung fand (siehe Abschnitt 4.1), dient hier wiederum dem Nachweis von Pionen, Protonen und leichten Fragmenten im Targetbereich mit Hilfe seiner 655  $\Delta E - E$ -Teleskope. Er deckt den Polarwinkelbereich  $30^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$  azimutalsymmetrisch ab.

Ebenfalls ein im WA80/WA93-Experiment bewährter Detektor ist das Mid-Rapidity-Kalorimeter (MIRAC) [Awe89a], daß die transversale Energie im Pseudorapiditysbereich  $3.5 \leq \eta \leq 5.5$  mißt. Es steht in einer Entfernung von 24m vom Target und deckt dadurch im Unterschied zum ursprünglichen Einsatz in WA80/WA93 den eigentlichen Bereich der mittleren Rapidity ( $\eta \approx 3$ ) hier nicht ab.<sup>2</sup> Das Kalorimeter ist in der sogenannten Sandwich-Bauweise gefertigt mit einem elektromagnetischen Teil aus Blei- und Szintillatorschichten (15.6 Strahlungslängen) und einem hadronischen Teil aus Eisen- und Szintillatorschichten (6.1 hadronische Absorptionslängen). Seine Energieauflösung beträgt  $17.9\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  für elektromagnetische Energie und  $46.1\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$  für hadronische Energie.

Das Null-Grad Kalorimeter (ZDC) registriert die in Vorwärtsrichtung emittierte Energie mit einer Auflösung von  $80\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ . Es hat die Maße  $105 \times 75 \times 202 \text{ cm}^3$  und ist transversal segmentiert in 35 Module, die jeweils mit einem Photomultiplier ausgelesen werden. Es ist ebenfalls in Sandwichbauweise aus Blei- und Szintillatorschichten konstruiert.

Diese beiden Kalorimeter erlauben durch die von ihnen gemessenen globalen Variablen eine Charakterisierung der Zentralität der Reaktionen. Die Messung einer weiteren globalen Größe, der Multiplizität geladener Teilchen, wird durch zwei Halbleiterdetektoren möglich, die sich in der Nähe des Targets innerhalb des Plastic Balls befinden.

Der Silicon Pad Multiplicity Detektor (SPMD) [Lin97] ist ein kreisförmiger Detektor aus vier überlappenden Quadranten, die aus einer einzelnen  $300 \mu\text{m}$  dicken Silizium-Einkristallscheibe (Wafer) gefertigt wurden. Der Detektor ist 32.8 cm vom Target entfernt und überstreicht den Pseudorapiditysbereich  $2.35 \leq \eta \leq 3.75$ . Die aktive Fläche ist mit  $\approx 4000$  Elektroden (Pads) bedeckt, die jeweils Bereiche von  $\Delta\phi = 2^\circ$  im Azimut und  $\Delta\eta = 0.064$  abdecken. Die Granularität des Detektors ist hoch genug, daß die Trefferwahrscheinlichkeit für einzelne Pads selbst bei höchsten Multiplizitäten nicht größer als 20% wird. Die recht seltenen Doppeltreffer sind an der Signalthöhe erkennbar und können entsprechend analysiert werden. Die

---

<sup>2</sup>Der Name wurde aus historischen Gründen beibehalten.

Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen ist nach Erfahrungen in Teststrahlungsmessungen größer als 99%. Gleichzeitig ist der Detektor „durchsichtig“ für hochenergetische Photonen, von denen nur  $\approx 0.2\%$  im Silizium wechselwirken.

Der Silizium Drift Detektor (SiDri) [Reh90] ist ebenfalls ein kreisförmiger Detektor – er besteht aus einem  $280\ \mu\text{m}$  dicken Wafer mit einem Durchmesser von 4 Inch (10.16 cm).<sup>3</sup> Es handelt sich auch um einen Halbleiterdetektor, der aber auf einem anderen Prinzip beruht. Zunächst erzeugen geladene Teilchen ebenfalls freie Ladungsträger im Silizium. Diese werden aber hier nicht wie im SPMD in der Nähe ihres Entstehungsortes aufgesammelt und durch kapazitiv gekoppelte Pads ausgelesen, sondern sie driften in einem radial angelegten elektrischen Feld an die Peripherie des Detektors. Dort werden die Ladungen durch 360 Anoden aufgesammelt, mit speziellen Vorverstärkern weiterverarbeitet und anschließend mit Flash-ADCs digitalisiert. Aus der Ankunftszeit des Signals läßt sich bei bekannter Driftgeschwindigkeit die radiale Position des Teilchentreffers mit einer Genauigkeit von  $\approx 100\ \mu\text{m}$  angeben. Zusammen mit der Position der Anode erhält man so die zweidimensionale Position des Treffers.

Beide Detektoren können neben der Multiplizität geladener Teilchen natürlich auch deren Pseudorapiditätsverteilung in ihrem jeweiligen Akzeptanzbereich messen.

Die Messung geladener Teilchen wird vervollständigt durch zwei magnetische Spektrometerarme für negativ bzw. positiv geladene Teilchen. Beide Arme verwenden den 1.6 Tm Dipolmagneten GOLIATH, der einen Luftspalt von  $2.4 \times 1.6\ \text{m}^2$  hat.

Der negative Spektrometerarm besteht aus sechs Spurkammern, sogenannten Multistep-Avalanche-Chambers (MSAC I) mit optischer Auslese [Izi91, Ang94, Izi95], wie sie ähnlich bereits im WA93 Experiment eingesetzt wurden. In diesen Kammern entstehen aus der primären Ionisation durch mehrfache Gasverstärkung Entladungslawinen. Um zu starke Raumladungseffekte zu vermeiden, müssen diese Kammern im Pulsbetrieb verwendet werden – eine der notwendigen Hochspannungen wird dann nur kurzzeitig während der Messung einer Reaktion angelegt. Mit Hilfe eines photoaktiven Gases (TEA<sup>4</sup>) werden UV-Photonen erzeugt, die mittels eines Wellenlängenschiebers in sichtbares Licht umgewandelt werden. Dieses Licht wird nach dem Austreten an dünnen Spiegeln reflektiert, die um  $45^\circ$  geneigt sind, und von CCD-Kameras ausgelesen. Einem CCD-Pixel entspricht dabei ei-

---

<sup>3</sup>Im WA98 Experiment wurden zu Testzwecken temporär auch kleine SiDri Detektoren mit einem Durchmesser von 3 Inch eingesetzt.

<sup>4</sup>Tri-Ethylamin

ne Fläche von  $3.1 \times 3.1 \text{ mm}^2$  auf den Detektorebenen. Die erste Kammer hat eine aktive Fläche von  $1.2 \times 0.8 \text{ m}^2$ , die fünf weiteren von  $1.6 \times 1.2 \text{ m}^2$ . Im WA98 Aufbau mißt dieser Arm negative Teilchen im Rapiditätsbereich  $2.1 \leq y \leq 3.1$ .

Der zweite Spektrometerarm für positive Teilchen benutzt zwei weitere Multistep-Avalanche-Chambers (MSAC II), die allerdings mit einer elektronischen Auslese (*Pad-Auslese*) versehen wurden. Da die Umwandlung in Licht hier nicht notwendig ist, kommt man bei dieser Bauart mit einer geringeren Gasverstärkung aus. Die Gasentladungen erzeugen einen Ladungsimpuls auf metallischen Elektroden, die sich auf speziellen Ausleseplatinen befinden. Auf diesen Platinen, die hinter der jeweils letzten Verstärkungsebene angebracht sind, befinden sich direkt integrierte Schaltkreise (IC), die die Ladung digitalisieren. Gleichzeitig bilden diese ICs Elemente einer Kette, über die die digitalisierten Werte zu digitalen Signalprozessoren (DSP) ausgelesen werden. Diese ICs und die DSP-Auslese wurden für das WA98-Experiment neu entwickelt [Car97].

Außerdem enthält dieser Arm zwei Ebenen von Streamer-Tube Detektoren (STD) einer ähnlichen Bauart, wie sie bereits im WA80/WA93 Experiment eingesetzt wurden [Alb89]. Hier wurde eine ähnliche Pad/DSP-Auslese gewählt wie bei den MSAC II, der ADC-Schaltkreis mußte allerdings für diesen Zweck modifiziert werden. Da ein gleichartiger Detektor als Veto-Detektor für die Photonenmessung eingesetzt wird, soll der Aufbau weiter unten genauer beschrieben werden.

Die Detektorebenen der beiden Spektrometerarme liefern Informationen über die „Durchstoßpunkte“ der Flugbahnen geladener Teilchen. Da dieser Teil der Bahnen außerhalb des Magnetfeldes verläuft, lassen sie sich als gerade Linien aus diesen Durchstoßpunkten zusammensetzen. Mit der Information über das Magnetfeld und die Position des Targets lassen sich so die Spuren bis zum Reaktionspunkt rekonstruieren und die Teilchenimpulse bestimmen. Zur Identifizierung der geladenen Teilchen wird in jedem Arm noch eine Flugzeitwand eingesetzt. Dabei handelt es sich um  $2 \times 1000$  Plastikszintillatoren mit Photomultipliern, die durch konventionelle TDCs<sup>5</sup> und ADCs<sup>6</sup> (negativer Arm) bzw. durch spezielle, neuentwickelte Elektronik (positiver Arm) ausgelesen werden.

Der Photon Multiplicity Detector (PMD) ist im wesentlichen eine vergrößerte Version des WA93 PMD [Agg96]. Er ist in einem Abstand von 21.5 m vom Target aufgebaut und deckt den Pseudorapiditätsbereich  $2.4 \leq \eta \leq 4.4$  ab – dabei ist der Detektor im Bereich  $3.0 \leq \eta \leq 4.2$  azimu-

---

<sup>5</sup>Time-Digital-Converter

<sup>6</sup>Analog-Digital-Converter

tal symmetrisch. Er besteht aus einer Bleiplatte, die mit einer Dicke von 3 Strahlungslängen als Konverter für Photonen dient, und 54000 dahinter angeordneten Szintillatorplättchen (Pads). Das Licht aus diesen Pads wird durch wellenlängenschiebende Lichtleiter zu CCD-Kameras transportiert.

Signale von mehreren benachbarten Pads werden zu sogenannten „Clustern“ kombiniert, aus denen man die Energiedeposition und die Position einzelner Treffer (Hits) bestimmt. Photonen mit einer Energie von mehr als 0.4 GeV bilden mit 92% Wahrscheinlichkeit einen elektromagnetischen Schauer im Bleikonverter aus und liefern dadurch ein hohes Signal, während geladene Hadronen zumeist als „minimal ionisierende“ Teilchen (MIP) nur sehr wenig Energie deponieren. Mit einer Schwelle auf die Energiedeposition von der Höhe des dreifachen MIP-Signals erhält man mit dem PMD eine Photonnachweiswahrscheinlichkeit von 70-80%. Dabei beträgt der Anteil der irrtümlich akzeptierten geladenen Hadronen unter den gemessenen Teilchen  $\approx 35\%$ .

Das Bleiglaskalorimeter LEDA<sup>7</sup> dient der Identifizierung und Energiemessung von Photonen und der Rekonstruktion von neutralen Mesonen. Es wird ergänzt durch einen Charged-Particle Veto Detector (CPV). Da diese beiden Detektoren für die Messung der direkten Photonen notwendig sind, und ihre Konstruktion und ihr Aufbau einen wesentlichen Teil der vorliegenden Arbeit ausmacht, sollen sie in den Abschnitt 5.1.1 und 5.1.2 genauer beschrieben werden.

Sehr wichtig für die Qualität der Messungen sind natürlich noch die Strahldetektoren. Hierzu gehören vor allem die Startdetektoren, zwei Gas-Čerenkovdetektoren mit Photomultiplierauslese. Diese liefern ein Signal, dessen Höhe von der Ladung der Projektile abhängt. Auf diese Weise können also korrekte Strahlteilchen ausgewählt werden. Außerdem definieren diese Detektoren für alle Zeitmessungen im Experiment das Startsignal mit einer Zeitauflösung von  $\approx 30$  ps. In Referenzmessungen mit einem Protonenstrahl wurden statt dieser Čerenkovdetektoren Szintillatoren eingesetzt.

Der sogenannte Little-Veto-Detektor, ein Szintillator mit einem kreisförmigen Loch von 3 mm Durchmesser stellt sicher, daß nur Projektile akzeptiert werden, die wohldefiniert auf die Mitte des Targets auftreffen. Er hilft auch, Ereignisse zu verwerfen, bei denen es z.B. mit den Restgasatomen im Strahlrohr zu Reaktionen vor dem Target kommt. Insgesamt wurde im WA98 Experiment der Versuch unternommen, den Strahl auch hinter dem Target so weit wie möglich im Vakuum zu transportieren, um die Wahrscheinlichkeit für zusätzliche Reaktionen von Strahlteilchen mit Gasatomen gering zu halten.

---

<sup>7</sup>Lead Glass Detector Array



Die Halo-Detektoren schließlich erlauben es, den Einfluß von strahlbegleitenden Teilchen, z.B. Muonen, die parallel zum Strahl außerhalb des Strahlrohres fliegen, auszuschließen.

Als Targets wurden Folien aus Pb (Dicke  $495 \text{ mg/cm}^2$ ), Nb ( $217 \text{ mg/cm}^2$ ), Ni ( $223 \text{ mg/cm}^2$ ) und C ( $1879 \text{ mg/cm}^2$ ) eingesetzt. Zusätzlich gab es die Möglichkeit, Referenzmessungen ohne ein Target durchzuführen.

### 5.1.1 Das Photonenspektrometer LEDA

Das Bleiglaskalorimeter LEDA ist eine Weiterentwicklung der Detektoren des WA80 Experimentes [Bau90]. Es umfaßt 10080 einzelne Bleiglasmodule mit Photomultiplierauslese. Es ist vorgesehen, den Detektor nach Abschluß des WA98-Experimentes im PHENIX-Experiment (siehe Abschnitt 6.2.1) am Schwerionencollider RHIC<sup>8</sup> des Brookhaven National Laboratory einzusetzen.

Um die Detektorgeometrie an die Anforderungen sowohl des Fixed-Target-Experimentes WA98 als auch des Collider-Experimentes PHENIX anpassen zu können, wurde der Detektor als modulares System aus weitgehend autarken Untereinheiten konzipiert, die auf unterschiedlichste Weise kombiniert werden können.

#### Detektorprinzip

Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise eines Bleiglasdetektors findet sich u.a. in [Höl93, Cle93, Kam93, Boh96, Cla96]. An dieser Stelle soll deshalb nur eine kurze Darstellung der allgemeinen Funktionsweise eines solchen Detektors folgen. Im weiteren wird sich die Darstellung vor allem auf die Veränderungen und Neuentwicklungen für das WA98-Experiment konzentrieren.

Hochenergetische, elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen (Elektronen, Positronen oder Photonen) können in einem Medium sogenannte elektromagnetische Schauer auslösen, Teilchenlawinen, in denen durch Produktionsprozesse wie Elektron-Positron-Paarbildung oder Bremsstrahlung ständig neue Teilchen erzeugt werden, bis deren mittlere Energie so gering geworden ist, daß diese Vorgänge zum Erliegen kommen. Die gesamte Weglänge aller an einem solchen Schauer beteiligten Teilchen ist in erster Näherung der Energie des primären Teilchen proportional. Auf dieser Grundeigenschaft beruht die Energiemessung für hochenergetische Teilchen in einem Kalorimeter. Die charakteristische Größe für die Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers

---

<sup>8</sup>Relativistic Heavy Ion Collider

ist die Strahlungslänge  $X_0$ .<sup>9</sup>

Der Nachweis der Schauerteilchen kann durch verschiedene Effekte erfolgen (z.B. Szintillation). In Bleiglas macht man sich den Čerenkoeffekt zu Nutze. Geladene Teilchen, deren Geschwindigkeit höher als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Bleiglas ist, emittieren Čerenkovlicht. Die Anzahl der emittierten Čerenkovphotonen pro Wellenlängenintervall auf einer Wegstrecke  $L$  ist [Kle92]:

$$dN = \frac{2\pi\alpha}{hc} L \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda. \quad (5.1)$$

Die durch ein Schauer im Bleiglas erzeugten Čerenkovphotonen sind also der Weglänge der geladenen Teilchen proportional, was eine Energiemessung ermöglicht. Diese Proportionalität bleibt allerdings für die nachweisbaren Photonen nicht exakt erhalten. Vor dem Nachweis durch den Photomultiplier wird ein Teil des Lichtes im Glas absorbiert. Die wirklich meßbare Lichtmenge hängt dadurch von der Eindringtiefe eines Schauers ab – bei sehr hochenergetischen Teilchen, deren Schauer tiefer in den Detektor eindringen, wird ein geringerer Bruchteil des Lichtes absorbiert als bei niederenergetischen, was zu einer Nichtlinearität der Energiemessung führt.<sup>10</sup>

Für das Bleiglaskalorimeter LEDA wurde erstmals der Effekt der Absorption des Čerenkovlichtes genau studiert. Mit Hilfe des Simulationsprogramms GEANT [Gro94], das in seiner neuesten Version auch das Verfolgen von Čerenkovphotonen erlaubt, wurde der mechanische und optische Aufbau des Detektors simuliert [Kee95, Bös97]. Die dadurch erhaltene verbesserte Kenntnis des Detektorverhaltens ermöglicht eine exaktere Auswertung der Messungen. So zeigt sich unter anderem, daß die Detektorantwort von einem linearen Verhalten wie in Abbildung 5.2 gezeigt abweicht. Der Anteil der meßbaren Energie ist für niederenergetische Teilchen deutlich geringer. Zusätzlich zeigt Abbildung 5.2 noch eine andere interessante Beobachtung: Die gemessene Energie ist für Photonen signifikant höher als für Elektronen. Das ist insofern wichtig, als alle Test- und Kalibrationsmessungen mit Elektronen durchgeführt wurden, im Schwerionenexperiment aber vor allem Photonen gemessen werden sollen. Eine Zusammenfassung weiterer Ergebnisse findet sich in [Bös97].

Hadronen zeigen im Bleiglasdetektor ein deutlich anderes Verhalten: Ein großer Teil wechselwirkt nicht hadronisch mit dem Detektormaterial. Da

<sup>9</sup>Nach der Strecke  $X_0$  ist die Energie eines Elektrons durch Bremsstrahlungsprozesse auf  $1/e$  abgesunken.

<sup>10</sup>Eine weitere Nichtlinearität entsteht durch das mögliche Herauslecken eines Schauers aus dem aktiven Detektormaterial.

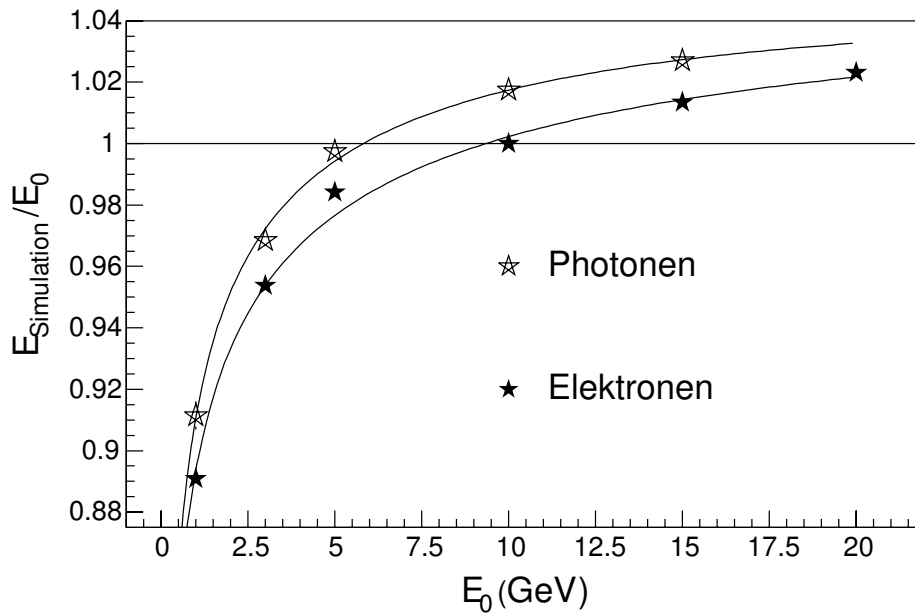


Abbildung 5.2: Verhältnis der meßbaren Energie im Bleiglasdetektor zur wahren Teilchenenergie als Funktion der Teilchenenergie  $E_0$  für Elektronen und Photonen aus einer Simulation (nach [Büs97]). Die Simulationsdaten wurden so normiert, daß für Elektronen von 10 GeV die korrekte Energie berechnet wird.

Bremsstrahlungsprozesse für schwerere Teilchen unterdrückt sind, deponieren geladene Hadronen ihre Energie dann im wesentlichen durch Ionisation und Čerenkovstrahlung. Solche Hadronen bezeichnet man oft vereinfachend als *minimal-ionisierende Teilchen* (MIP).<sup>11</sup> Das meßbare Signal eines solchen Teilchens ist meist um ein Vielfaches geringer als die wahre Teilchenenergie und näherungsweise konstant. Im Bleiglas des LEDA entspricht das Signal eines MIP einem Photon mit einer Energie von  $\approx 510$  MeV.

Einige Hadronen gehen eine hadronische Wechselwirkung ein. Dann kann sich ein hadronischer Schauer bilden und es wird ein größerer Anteil der primären Energie im Detektor deponiert. Da die hadronische Wechselwirkungslänge<sup>12</sup> in üblichen Detektormaterialien meist sehr viel größer ist als die Strahlungslänge, breiten sich hadronische Schauer weiter aus als elektro-

<sup>11</sup>Diese Bezeichnung ist insofern nicht ganz richtig, als die spezifische Ionisation nur bei einer bestimmten Geschwindigkeit der Teilchen ein Minimum annimmt.

<sup>12</sup>Die hadronische Wechselwirkungslänge ist ein der Strahlungslänge äquivalentes Maß für einen hadronischen Schauer.

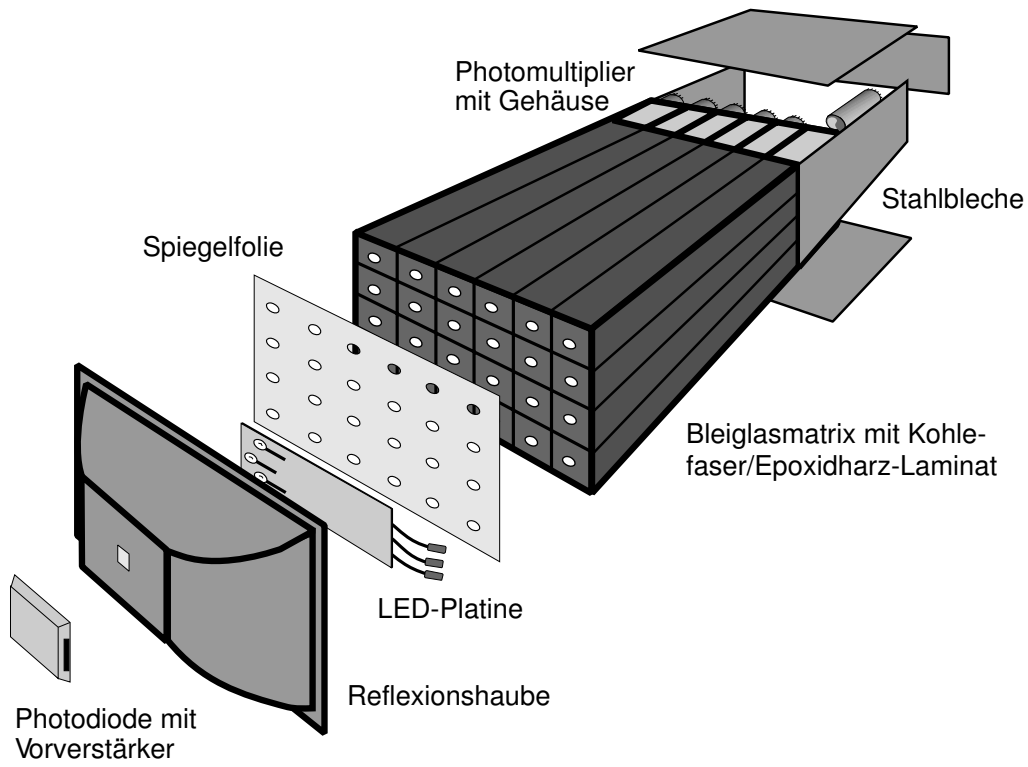


Abbildung 5.3: Ein Supermodul des Bleiglasdetektor LEDA.

magnetische und ihre Fluktuationen sind stärker.

### Aufbau des LEDA Detektors

LEDA besteht aus Quadraten vom Bleiglastyp TF1 mit einem Querschnitt von  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  und einer Länge von 40 cm ( $= 14.4X_0$ ), die mit je einem FEU-84 Photomultiplier ausgestattet sind. Je 24 solcher Module sind zu sogenannten *Supermodulen* zusammengefaßt – sie wurden in einer  $6 \times 4$  Matrix mit Kohlefaser und Epoxidharz verklebt (siehe Abbildung 5.3). Die Photomultiplier sind mit einer neu entwickelten aktiven Hochspannungsversorgung versehen [Neu95], die von außen nur mit Niederspannung und Steuersignalen versorgt werden muß. Jedes Supermodul besitzt an der Frontseite eine Kunststoffhaube, die die wesentlichen Komponenten eines Monitorsystems [Pei96] enthält, das an der Universität Münster für den Detektor entwickelt und gebaut wurde. Dieses Monitorsystem baut auf drei LEDs<sup>13</sup> je Supermodul auf, deren

<sup>13</sup>Light Emitting Diode

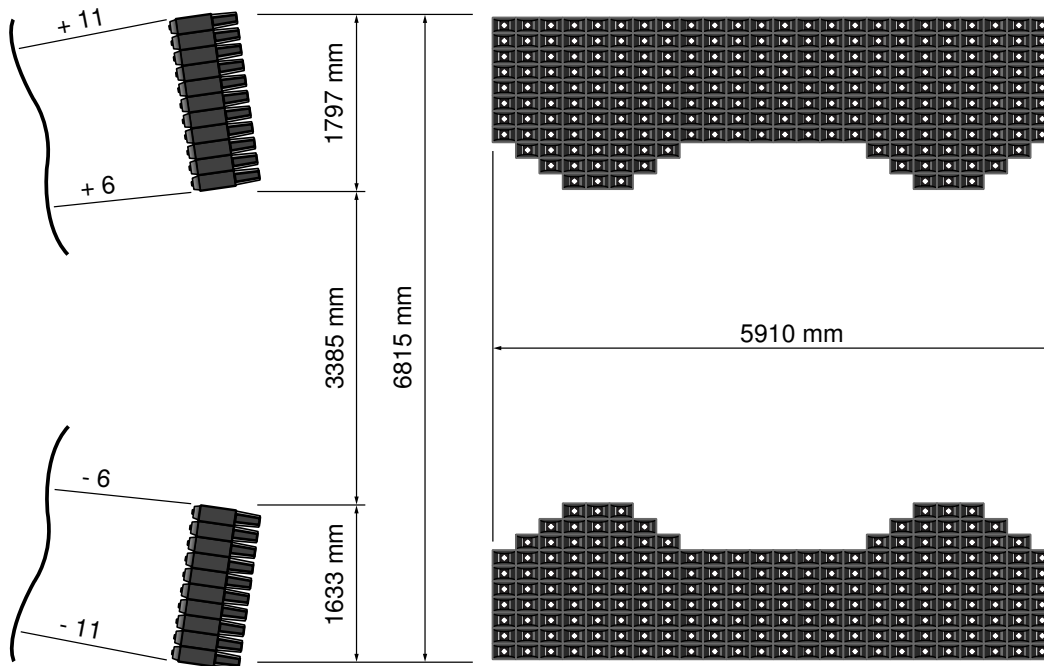


Abbildung 5.4: Seiten- (links) und Frontansicht (rechts) des LEDA Detektors.

Pulse zu den Photomultipliern geleitet werden, um deren Verstärkung kontrollieren zu können. Das LED-Licht wird gleichzeitig mit PIN-Photodioden gemessen, so daß eine Kontrolle der Lichtintensität möglich ist. Das Monitor-system erlaubt eine Verstärkungskontrolle mit einer Genauigkeit von besser als 1%.

Jeweils 6 Supermodule (= 144 Einzelmodule) wurden mit einer Platine mit Ausleseelektronik versehen, die ebenfalls speziell für diesen Detektor entwickelt wurde [Win94]. Diese umfaßt für jeden Kanal zwei ADCs, deren Vorverstärker eine um den Faktor  $\approx 8$  verschiedene Verstärkung haben, sowie einen Diskriminator und einen TDC. Zusätzlich enthält sie Elektronik, die ein logisches Signal liefert, das auf der Auswertung von Summen der Signale von jeweils  $4 \times 4$  Modulen beruht – das ermöglicht einen Trigger auf ein einzelnes hochenergetisches Photon und dadurch die Anreicherung der gemessenen Ereignisse mit den seltenen, in denen ein solches Photon auftritt.

Die Supermodule wurden zu zwei großen Detektorhälften mit je ca. 5000 Einzelmodulen zusammengebaut; diese wurden im Experiment in einem Abstand von 21.5 m vom Target aufgestellt (s. Abbildung 5.4). Der Detektor deckt dabei im Pseudorapiditätsbereich  $2.4 \leq \eta \leq 2.9$  ungefähr die Hälfte

des Azimutalwinkelbereichs ab. Die Photomultiplier und die zugehörige Ausleseelektronik ist so eingestellt, daß Photonen im Energiebereich zwischen  $0.12 \text{ GeV} \leq E \leq 40 \text{ GeV}$  gemessen werden können.

In speziellen Kalibrationsstrahlzeiten wurde jedes Einzelmodul mit einem Elektronenstrahl bei einer Energie von 10 GeV geeicht - diese Eichung dient als Grundlage zur späteren Umrechnung der Photomultipliersignale in Teilchenenergien. Genaueres zum Detektoraufbau und zur Kalibration findet sich in [Boh96, Cla96]. In diesen Testmessungen wurde auch die Energieauflösung des Detektors bestimmt. Sie läßt sich parameterisieren durch:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(5.5 \pm 0.6)\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + (0.8 \pm 0.2)\%. \quad (5.2)$$

### Datenanalyse

Hochenergetische Teilchen rufen im allgemeinen in mehreren Detektormodulen Signale hervor. Nach einer Korrektur für mögliche Verstärkungsschwankungen werden daher die Signale aus benachbarten Modulen zu sogenannten *Clustern* zusammengefaßt. Diese werden zunächst daraufhin untersucht, ob sich Signale verschiedener Teilchentreffer (*Hits*) isolieren lassen. Für diese Hits werden dann aus den Signalsummen die Gesamtenergien berechnet. Zusätzlich lassen sich aus der Breite der Hits Informationen über die Teilchensorte gewinnen, da hadronische Schauer sich bei gleicher Signalhöhe lateral zumeist sehr viel stärker ausbreiten. Anhand der Dispersion läßt sich so die Anzahl der Hadronen unter den gemessenen hochenergetischen Teilchen stark reduzieren [Ber92]. Für minimal ionisierende Teilchen ist die Dispersionsanalyse allerdings unbrauchbar, da solche Teilchen ihre Energie nur in sehr wenigen Modulen deponieren. Das führt dazu, daß sich Photonen mit einer Energie größer als 750 MeV zwar recht gut von Hadronen trennen lassen, unterhalb dieser Energieschwelle ist die Identifizierung von Photonen hingegen deutlich schwieriger.

Zusätzlich soll in Zukunft der eingebaute TDC noch zur Identifikation genutzt werden. Es hat sich in Testmessungen [Awe96a] und Simulationen [Büs97] herausgestellt, daß Bleiglas im Bezug auf Zeitmessungen eine besondere Eigenschaft hat. Das Čerenkovlicht hat eine Geschwindigkeit von  $c/n$ , d.h. hochenergetische Teilchen bewegen sich im Bleiglas schneller als dieses Licht. Das bewirkt, daß das Licht, was ein Teilchen am Ende seiner Bahn durch den Detektor in der Nähe der Photokathode des Multipliers aussendet, zu einem früheren Zeitpunkt registriert wird als dasjenige, was am Anfang der Bahn entstand. Nun sind Photonen, deren Energie ähnlich der Signalhöhe eines MIPs ist, anhand der lateralen Schauerausbreitung nicht von diesem un-

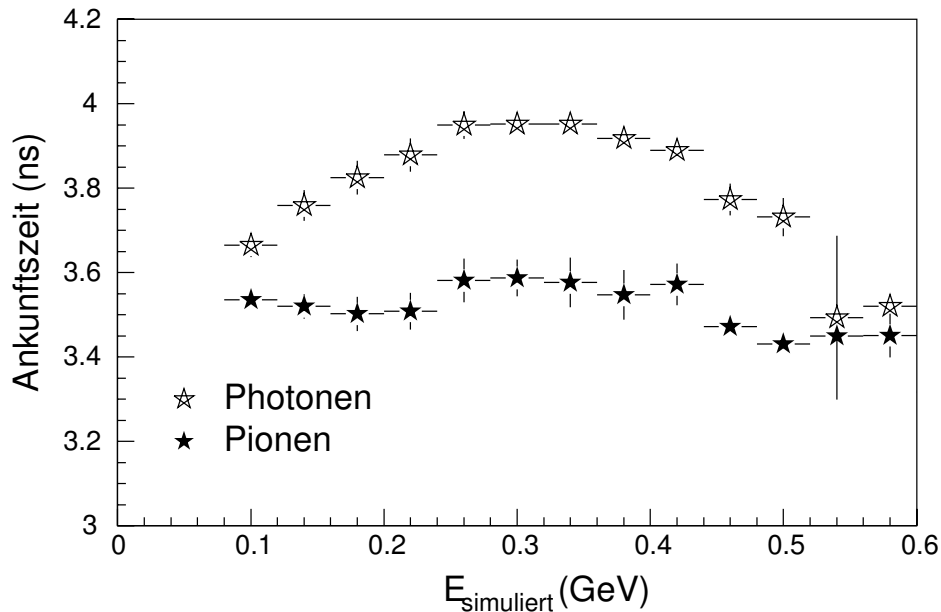


Abbildung 5.5: Ankunftszeit der Signale eines Photons und eines geladenen Pions in Abhängigkeit von der deponierten Energie aus einer GEANT Simulation [Büs97].

terscheidbar. Die longitudinale Verteilung ist allerdings unterschiedlich: Ein verhältnismäßig niederenergetisches Photon wird seine Energie vollständig im vorderen Teil des Detektors abgeben, während das minimal ionisierende Teilchen dies gleichmäßig auf seiner gesamten Wegstrecke tut. Das Čerenkovlicht des Photons wird also im Mittel später an der Photokathode ankommen als das des MIPs. Im Gegensatz zu einer herkömmlichen Flugzeitmessung wird hier also das Signal des schnelleren Teilchens später registriert! Die Ergebnisse einer GEANT Simulation in Abbildung 5.5 verdeutlichen dies. Die Signale eines geladenen Pions kommen um  $\approx 300$  ps früher an als die eines Photons, wenn die Signalhöhe bei  $\approx 500$  MeV liegt.

Natürlich wird diese Messung durch die „normalen“ Flugzeitunterschiede der Teilchen modifiziert, ein Effekt, der für hinreichend schnelle Teilchen vernachlässigbar ist: Der Flugzeitunterschied zwischen einem Photon und einem Pion mit 5 GeV beträgt  $\approx 28$  ps. Für langsamere Teilchen wird die Flugzeit den Verzögerungseffekt im Glas allerdings kompensieren – im Extremfall sollte man sehr langsame Teilchen durch ihre späte Ankunft wiederum von Photonen unterscheiden können.

Diese Information kann man zur Teilchenidentifizierung ausnutzen, falls

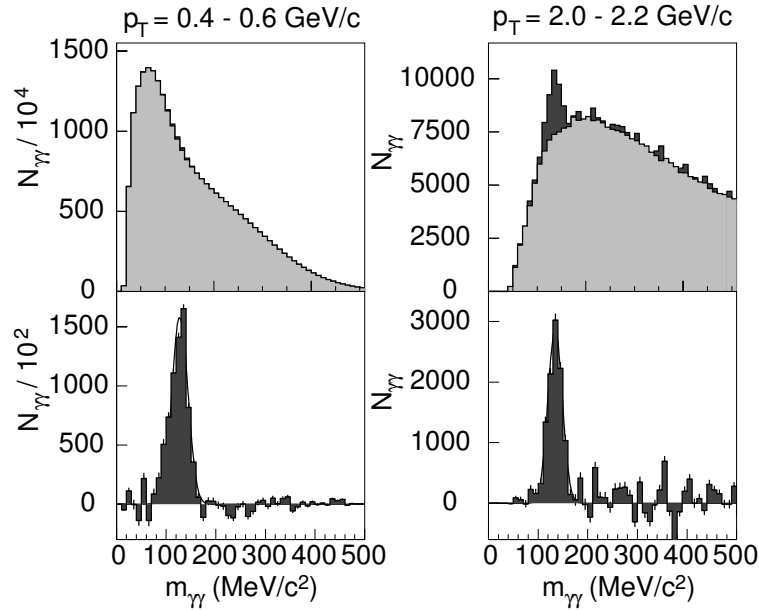


Abbildung 5.6: Verteilungen invarianter Massen für zentrale Reaktionen von 158AGeV Pb+Pb für unterschiedliche Transversalimpulse. Oben sind die „echten“ Verteilungen (dunkelgrau) zusammen mit den Untergrundverteilungen aus dem Event-Mixing (hellgrau, siehe Text) gezeigt, unten wurden die Untergrundverteilungen abgezogen.

die Zeitauflösung des Detektors einschließlich der Photomultiplier und TDCs das zuläßt. Erste Untersuchungen zeigen, daß die Zeitauflösung vor allem der TDCs nicht so gut ist wie erwartet – weitere Analysen werden zeigen, in wie weit sich die Zeitmessung zur Teilchenidentifizierung eignet.

Nach der Messung und Identifizierung der Photonen ist der nächste Schritt in der Analyse die Rekonstruktion neutraler Mesonen, vor allem solcher, die in zwei Photonen zerfallen, wie das  $\pi^0$ - und das  $\eta$ -Meson. Diese Zerfälle finden wegen der kurzen Lebensdauer dieser Mesonen zu praktisch 100% in der Targetfolie statt.

Eine Identifikation der Mesonen geschieht über die invariante Masse von Photonenpaaren:

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{(p_1^\mu + p_2^\mu)^2} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\psi)}, \quad (5.3)$$

wobei  $E_i$  die Energien der Photonen und  $\psi$  der Öffnungswinkel zwischen ihnen sind. Diese Berechnung führt man für alle Photonen-Paarkombinationen



durch. Bei einer Gesamtzahl von  $n$  gemessenen Photonen ist die Zahl solcher Kombinationen natürlich  $n(n-1)/2$ , während die Zahl der Mesonen proportional zur Zahl der Photonen ist. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis wird also mit wachsender Phasenraumdichte immer schlechter. Grundsätzlich ist schon, sobald die Multiplizität der Photonen im Ereignis größer als zwei ist, eine eindeutige Zuordnung der Photonen als Zerfallsprodukt zu einem bestimmten Meson nicht immer möglich.

In den hier untersuchten Schwerionenreaktionen mit ihren hohen Multiplizitäten ist eine Identifikation der Mesonen immer nur im statistischen Sinne möglich: Es läßt sich die Anzahl der Mesonen in einer größeren Zahl von Ereignissen aus der Verteilung der invarianten Massen ermitteln. Abbildung 5.3 zeigt solche Verteilungen. In der rechten oberen Graphik, für höhere Transversalimpulse, läßt sich die Häufung (*Peak*) durch die echten neutralen Pionen deutlich erkennen. Links hingegen ist das Signal-zu-Untergrund Verhältnis so schlecht, daß in der Verteilung ohne zusätzliche Informationen der Peak nicht sichtbar ist. Die Messung von neutralen Mesonen unter diesen Bedingungen stellt eine besondere Herausforderung dieser Schwerionenreaktionen dar.

Hier hilft die Methode des Event-Mixing weiter, die schon in Abschnitt 4.2.1 eingeführt wurde. Das Event-Mixing erlaubt es, eine Abschätzung des reinen kombinatorischen Untergrunds in diesen Verteilungen zu erhalten. Die unteren Graphiken in Abbildung 5.6 zeigen die Verteilungen nach Abzug des Event-Mixing-Untergrundes – hier ist auch links der  $\pi^0$ -Peak deutlich zu erkennen.

Transversalimpulsspektren werden bestimmt, in dem für kleine Bereiche in  $p_T$  solche Massenverteilungen analysiert werden. Der Peakinhalt liefert dann die Anzahl z.B. der  $\pi^0$  in diesem Transversalimpulsintervall.

Nach dieser Analyse müssen die gemessenen Verteilungen noch einer Reihe von Korrekturen unterzogen werden. Zunächst werden von einem Mesonenzerfall nur in einem Bruchteil der Fälle beide Zerfallsphotonen auch im Detektor registriert. Für Mesonen mit niedrigem Impuls ist z.B. der mittlere Öffnungswinkel beim Zerfall größer, und dadurch sinkt die Wahrscheinlichkeit, beide Zerfallsprodukte nachzuweisen. Dem trägt die sogenannte *geometrische Akzeptanz* Rechnung, die in Simulationsrechnungen bestimmt werden kann. Eine detailliertere Beschreibung der Akzeptanzberechnung ist in [Höl93, Kam93, Boh96] zu finden. Hier soll nur anhand von Abbildung 5.7 die Transversalimpulsabhängigkeit dargestellt werden. Die Akzeptanz verschwindet aus dem oben genannten Grund für kleine Werte von  $p_T$ . Die Akzeptanz für  $\eta$ -Mesonen ist aufgrund der größeren Masse kleiner als die für Pionen.

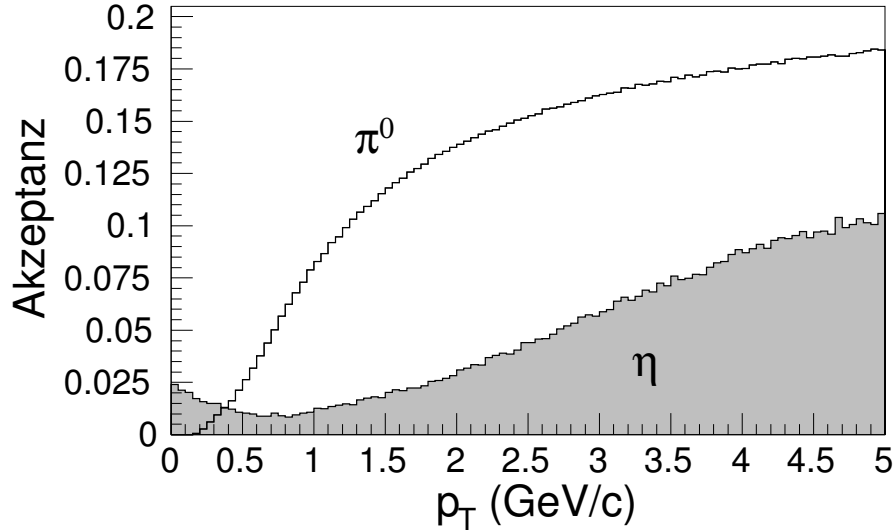


Abbildung 5.7: Geometrische Akzeptanz des Bleiglasdetektors LEDA für  $\pi^0$  und  $\eta$  in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

Hier tritt zusätzlich der interessante Effekt auf, daß bei sehr kleinen  $p_T$  der Öffnungswinkel der beiden Photonen so groß wird, daß sie in verschiedenen Detektorhälften nachgewiesen werden. Das bewirkt den leichten Anstieg der Akzeptanz für  $\eta$ -Mesonen bei  $p_T \rightarrow 0$ .

Für sehr hohe Transversalimpulse könnten die Öffnungswinkel dann so klein werden, daß die beiden Photonen im Detektor nicht mehr voneinander getrennt nachgewiesen werden können. Dieser Effekt tritt allerdings in WA98 durch den großen Abstand des Detektors zum Target für  $p_T \leq 5 \text{ GeV}/c$  noch nicht auf.

Komplizierter ist die Korrektur der Meßdaten für Photonen und Mesonen für die Nachweiseffizienz. Die Hits im Bleiglas werden in der Auswertung bestimmten Identifikationskriterien unterworfen, so z.B. der Dispersionsanalyse. Bei einem solchen Verfahren wird immer ein Anteil der nachzuweisenden Photonen irrtümlich verworfen werden. Auch werden Photonen z.T. mit verfälschten Eigenschaften (Energie, Eintreffort) registriert. Diese Nachweiseffizienz wird in Schwerionenreaktionen noch zusätzlich durch Teilchendichteeffekte beeinflusst. Durch die hohe Multiplizität in diesen Reaktionen ist die Wahrscheinlichkeit nicht zu vernachlässigen, daß zwei Schauer im Detektor überlappen. Das kann dazu führen, daß

- ein nachzuweisendes Teilchen verloren geht oder

- ein Teilchen mit falschem Impuls nachgewiesen wird.

Natürlich können in seltenen Fällen durch Fluktuationen aus einem ursprünglichen Photon im Detektor zwei Hits entstehen, die auch als zwei Teilchen registriert würden.

All diese Effekte lassen sich in einer Größe zusammenfassen, der sogenannten *Rekonstruktionseffizienz*-Matrix für die betreffende Teilchensorte:

$$N_{p'_T, y'}^{found} = \hat{E}_{p'_T, y'}^{p_T, y}(N_{LEDA}) \cdot N_{p_T, y}^{true}, \quad (5.4)$$

die gewissermaßen als eine Transformation der wahren Verteilungen in die gemessenen aufgefaßt werden kann, die von der Teilchenmultiplizität im Detektor  $N_{LEDA}$  abhängt. In vielen Fällen ist die explizite Rapiditätsabhängigkeit dieser Größen nur sehr schwach, so daß wir sie im folgenden meist vernachlässigen. Gleichung 5.4 läßt sich dann vereinfachen zu:

$$N_{p'_T}^{found} = \hat{E}_{p'_T}^{p_T}(N_{LEDA}) \cdot N_{p_T}^{true}. \quad (5.5)$$

Die Gleichungen 5.4 bzw. 5.5 geben die Rekonstruktionseffizienz in sehr allgemeiner Form an. Kennt man diese Matrizen für eine bestimmte Multiplizität, so lassen sich die Effizienzkorrekturen für eine beliebige Form der Verteilung durchführen.

Bestimmt wird die Rekonstruktionseffizienz in aufwendigen Simulationsrechnungen. Dabei werden Signale unterschiedlicher Teilchen in einer GEANT-Rechnung erzeugt. Diese einzelnen Teilchen werden dann einem realen, gemessenen Ereignis überlagert. Dieses „künstliche“ Ereignis wird dann mit den üblichen Analysemethoden bearbeitet. Aus den Veränderungen, die diese Teilchen erleiden, läßt sich dann direkt die Effizienz ermitteln.

Vereinfacht kann man die Rekonstruktionseffizienz auch als das Verhältnis zweier Verteilungen angeben:

$$\epsilon^{(\gamma, \pi^0)}(p_T, N_{LEDA}) = \frac{N_{found}^{(\gamma, \pi^0)}(p_T)}{N_{true}^{(\gamma, \pi^0)}(p_T)} \Big|_{N_{LEDA}}. \quad (5.6)$$

Eine solche Effizienz gilt natürlich streng nur für eine spezielle Form der zugrundeliegenden Verteilung. An dieser eindimensionalen Effizienz lassen sich aber die wesentlichen Effekte gut illustrieren (siehe Abbildung 5.8). Die Effizienzen sowohl für Photonen als auch für neutrale Pionen sind für niedrige Transversalimpulse sehr gering – niederenergetische Teilchen gehen am ehesten durch Überlappeffekte verloren, außerdem wurde bei der Analyse der neutralen Pionen in diesem Fall eine untere Energieschwelle für die Photonen verwendet, die die Nachweiswahrscheinlichkeit bei niedrigem  $p_T$  zusätzlich

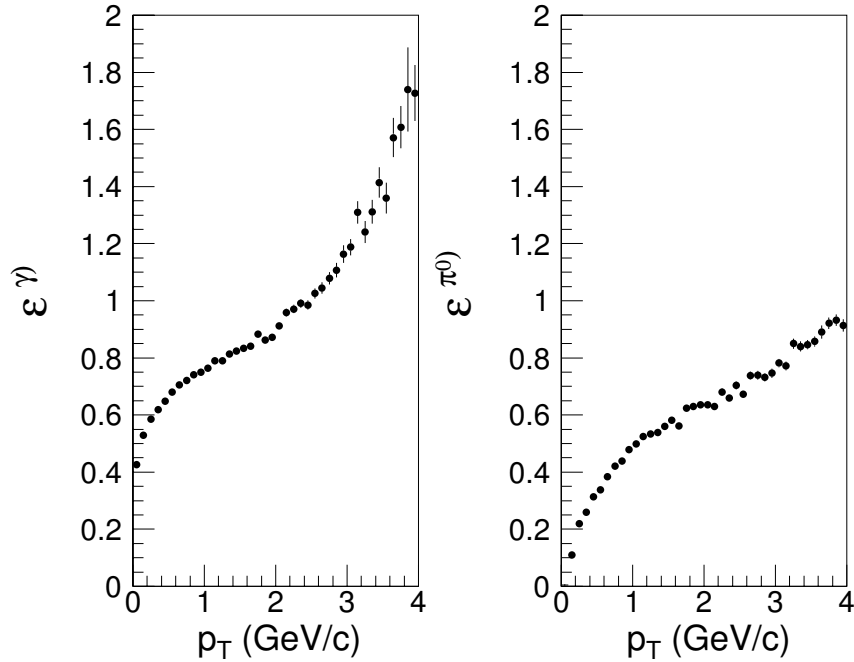


Abbildung 5.8: Eindimensionale Rekonstruktionseffizienz nach Gleichung 5.6 für Photonen (links) und neutrale Pionen (rechts) in zentralen Reaktionen von Pb+Pb.

herabsetzt.  $\epsilon$  steigt mit zunehmendem  $p_T$  an, da die Überlappverluste geringer werden. Zusätzlich werden einige Teilchen zu höheren  $p_T$  verschoben, da sie niederenergetischere Teilchen „verschlingen“ und so ihre scheinbare Energie erhöht wird. Dies führt im Falle der Photonen dazu, daß die Effizienz sogar größer als eins werden kann.<sup>14</sup>

Abbildung 5.8 zeigt die extremen Werte der Effizienzen für die hohen Teilchendichten in zentralen Ereignissen. Beide Effizienzen sind natürlich abhängig von der Teilchendichte und auch von der genauen Wahl der Identifikationskriterien. Für periphere Ereignisse nähern sich die entsprechenden Kurven stärker dem Wert  $\epsilon = 1$  an. Weitere Details zur Rekonstruktionseffizienz finden sich in [Buc98, Blu98].

<sup>14</sup>Dies macht deutlich, daß der Begriff Effizienz hier etwas allgemeiner gefaßt wird als sonst üblich, da Teilchenverluste und -modifikationen hier methodisch schwer zu trennen sind.

Neben dieser Rekonstruktionseffizienz, die Photonen und neutrale Mesonen beeinflusst, spielt natürlich für die gemessenen Photonen noch die Kontamination durch fehlidentifizierte andere Teilchen (geladene Pionen, Protonen, Neutronen etc.) eine Rolle. Analog zur Effizienz läßt sich diese Hadronenkontamination<sup>15</sup> durch eine Teilchensorte X schreiben als:

$$N_{p'_T}^{fake} = \hat{\kappa}_{p'_T}^{p_T}(N_{LEDA}) \cdot N_{p_T}^X. \quad (5.7)$$

Diese Gleichung kann man wiederum analog vereinfachen für den Fall einer bekannten Verteilung:

$$\kappa_X(p_T, N_{LEDA}) = \left. \frac{N_{fake}(p_T)}{N_X(p_T)} \right|_{N_{LEDA}}. \quad (5.8)$$

Zur Bestimmung der Hadronenkontamination  $\kappa$  kann man unterschiedliche Wege beschreiten:

- Auf ähnliche Art und Weise wie bei der Effizienz kann man  $\kappa$  vollständig aus GEANT-Simulationen bestimmen.
- Geladene Hadronen kann man mit Hilfe eines Veto-Detektors für geladene Teilchen identifizieren.

Zur Simulation sind natürlich Modellannahmen über die Häufigkeit und Verteilung der unterschiedlichen beitragenden Hadronen notwendig – eine Unsicherheit in diesen Verteilungen überträgt sich auf die erforderliche Korrekturfunktion. Ein Veto-Detektor hat den Vorteil, daß zumindest der Anteil der geladenen Hadronen direkt gemessen werden kann. Die Beiträge neutraler Teilchen (vor allem Neutronen und Antineutronen) müssen auch hier simuliert werden, und außerdem müssen Veto-Signale, die durch konvertierte Photonen entstehen, wieder herauskorrigiert werden. Genauer zu dem im WA98-Experiment verwendeten Veto-Detektor soll in Abschnitt 5.1.2 besprochen werden, Ergebnisse aus GEANT-Simulationen für die Hadronenkontamination finden sich in [Buc98].

---

<sup>15</sup>Obwohl prinzipiell auch andere Teilchen wie z.B. Muonen dazu beitragen können, ist deren Auftreten so selten, daß wir hier vereinfacht von einer Hadronenkontamination sprechen – es sind aber immer alle möglichen Verunreinigungen durch andere Teilchen gemeint.

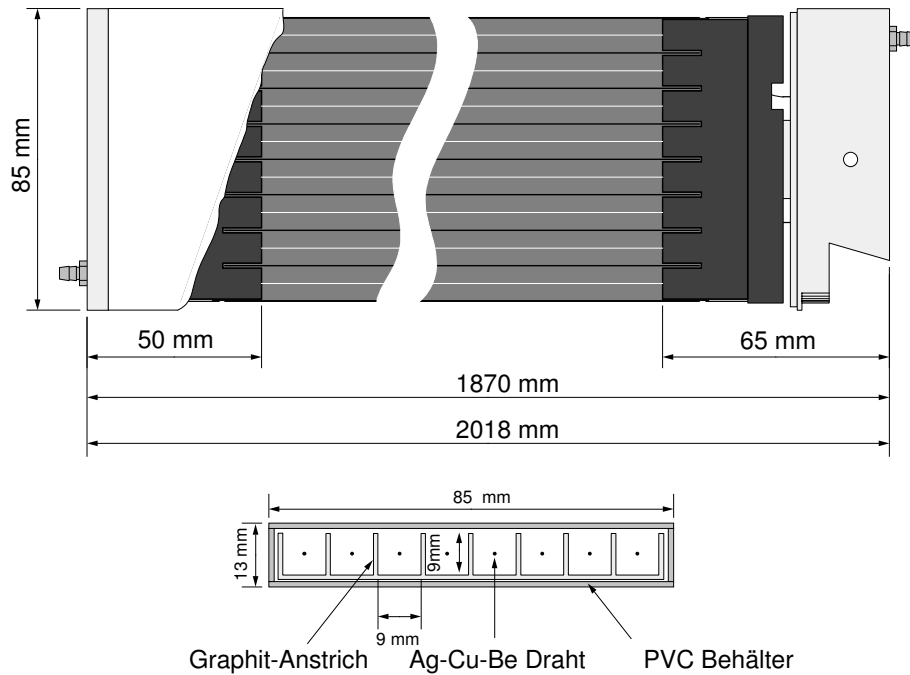


Abbildung 5.9: Der Aufbau einer Streamer-Tube. Unten ist ein Querschnitt durch die Tube gezeigt.

## 5.1.2 Der Charged-Particle-Veto-Detektor

### Funktionsweise und Aufbau

Der im WA98-Experiment eingesetzte *Charged-Particle-Veto-Detektor* (CPV) besteht aus Streamer-Tubes des Iarocci-Typs [Iar83]. Der Detektor selbst ist den in WA80 eingesetzten Streamer-Tubes sehr ähnlich. Eine solche Streamer-Tube (Abbildung 5.9) besteht im wesentlichen aus PVC und ist aus 8 Kammern aufgebaut, zwischen deren mit Graphit überzogenen Wänden als Kathode und einem  $100\ \mu\text{m}$  dicken Anodendraht eine Hochspannung von mehreren Tausend Volt angelegt wird. Die „Tube“ ist mit einer Gasmischung von 60% Kohlendioxid und 30% Isobutan (als sogenannte Löschgase) sowie 10% Argon (Zählgas) bei Atmosphärendruck gefüllt.

Die Streamer-Tubes werden im *limitierten Streamer-Modus* betrieben. Ein ionisierendes Teilchen setzt Ladungen im Gas frei, die durch die hohe Spannung eine Lawine auslösen, die in diesem Arbeitsbereich zusätzlich durch Ausbreitung von UV-Photonen verstärkt wird. Die freigesetzte Ladungsmenge ist etwa 100mal größer als im Proportionalmodus.

Genauer zur Funktion der Streamer-Tubes findet sich in [Ber90, Rey95,

Bat97, Bar98]. Die Auslese findet wie in WA80 über mit Elektroden versehene Platinen (Padboards) statt, die auf der Außenseite der Tubes angebracht sind. Im WA98-Experiment wurde aber eine neuentwickelte Elektronik ähnlich der für die MSAC II Pad-Kammern eingesetzt. Statt Diskriminatoren, die für jedes Pad nur ein logisches Signal liefern, werden nun speziell entwickelte ICs verwendet, die Vorverstärker, ADCs und Speicher enthalten [Car97] und über DSPs<sup>16</sup> ausgelesen werden. So erhält man für jedes Pad eine 6-Bit-Information über die Pulshöhe des Signals, wodurch grundsätzlich eine verbesserte Ortsauflösung möglich wäre.

Die Ausleseelektronik war für den Einsatz des Detektors im Proportionalmodus konzipiert. Nach der Produktion der ICs stellte sich allerdings heraus, daß das geforderte Signal/Rausch-Verhältnis nicht erreicht wurde, um die schwachen Signale entsprechend zu verarbeiten. Der Detektor wurde deshalb doch im Streamermodus betrieben. Das erforderte eine Reihe von Modifikationen, die zusammen mit weiteren Problemen bei der Produktion der ICs ein wesentlicher Grund dafür waren, daß der CPV erst bei den letzten Strahlzeiten im Jahre 1996 eingesetzt werden konnte. Durch diese Verzögerungen sind natürlich auch die Analysen der Meßdaten dieses Detektors zum Teil noch in einem vorläufigen Zustand.

Der CPV wurde im Experiment in einem Abstand von  $\approx 1$  m vor dem Bleiglaskalorimeter aufgebaut. Er besteht aus zwei Sektoren mit jeweils 86 Streamer-Tubes. Diese sind mit Padboards mit insgesamt 49120 Pads bestückt. Die einzelnen Pads haben eine Größe von  $7 \times 42$  mm<sup>2</sup>, die gesamte aktive Fläche beträgt  $\approx 19$  m<sup>2</sup>. Die Tubes wurden in einem Winkel von 30° zur Strahlrichtung aufgebaut – dadurch vermeidet man einen Verlust an Nachweiseffizienz, der für Teilchen auftreten würde, die den Detektor vollständig durch inaktives Material durchqueren. Der Aufbau des CPV ist schematisch in Abbildung 5.10 gezeigt.

## Datenanalyse

Von den Signalen des CPV werden nur diejenigen weiterverarbeitet, die eine geeignete Schwelle überschreiten. Diese Signale durchlaufen dann eine Clusteranalyse analog zu der in Abschnitt 5.1.1 erwähnten: Gruppen von angesprochenen Pads werden zu Clustern zusammengefaßt und schließlich werden einzelne Maxima als Hits identifiziert. Genauer zu den Datenanalysen des CPV findet sich in [Bar98, Rey98]. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen beträgt im Mittel 94.1% [Bat97].

---

<sup>16</sup>Digital Signal Processor

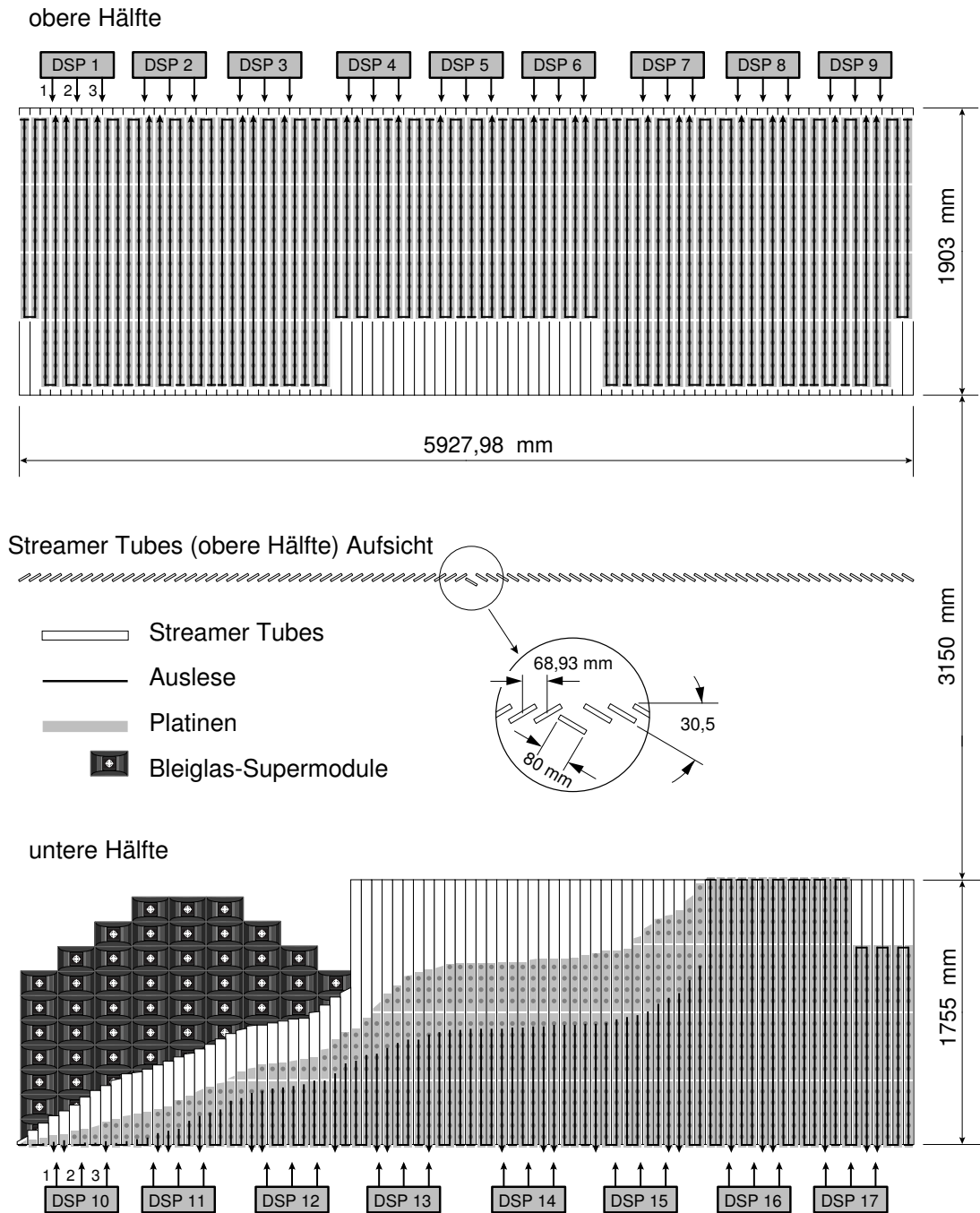


Abbildung 5.10: Schematische Darstellung des Gesamtaufbaus der Streamer Tubes mit Ausleseplatinen. Der Streamer Tube Detektor befindet sich vor dem Bleiglas-Detektor, der unten links zusätzlich angedeutet ist.



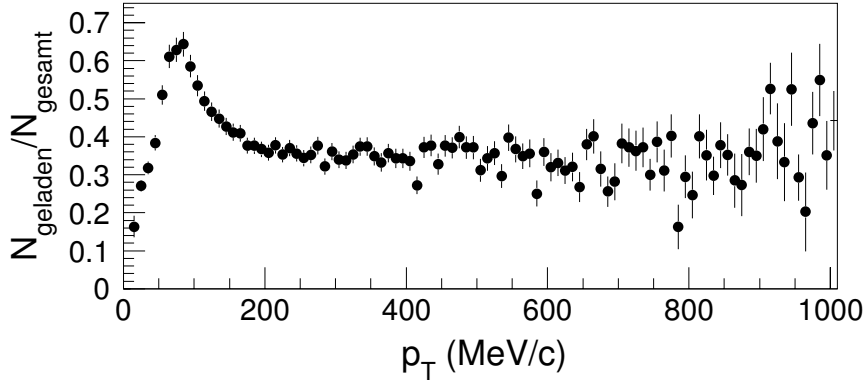


Abbildung 5.11: Anteil geladener Teilchen an den im Bleiglas gemessenen Teilchen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls für zentrale Reaktionen von Pb+Pb bestimmt mit dem CPV [Rey98, Bar98]. Es wurden alle Treffer im Bleiglas ohne weitere Identifikationskriterien verwendet, es wurde keine Korrektur für die Konversion von Photonen bzw. für Rückstreuungen durchgeführt.

Aus den Hits lassen sich zum einen Verteilungen geladener Teilchen ermitteln, zum anderen kann man durch eine Zuordnung zu Hits in LEDA die dort gemessenen geladenen Teilchen identifizieren. Dazu müssen die Positionen der Hits des CPV auf LEDA projiziert werden, wozu natürlich für Messungen mit und ohne Magnetfeld jeweils unterschiedliche Methoden verwendet werden. Für Messungen ohne Magnetfeld gelingt die Zuordnung der Hits mit einer relativen Ortsauflösung von ([Bat97]):

$$\sigma_x = 2.06 \text{ cm} \quad , \quad \sigma_y = 2.47 \text{ cm}. \quad (5.9)$$

Im Falle eines endlichen Magnetfeldes wird diese Auflösung geringfügig schlechter. Entsprechend der Auflösung ordnet man den LEDA-Hits je nach ihrem Abstand zu einem CPV-Hit diesen als *Veto* zu.

Da es vor allem bei Reaktionen mit hohen Teilchendichten auch zu einer zufälligen Übereinstimmung zwischen Hits beider Detektoren kommen kann, werden auf diese Weise auch wahre Photonen mit einem Veto versehen. Der Anteil dieser zufälligen Vetos kann aus Mixed-Event-Analysen (s.o.) gewonnen werden. Abbildung 5.11 zeigt den Anteil geladener Teilchen an allen in LEDA gemessenen Teilchen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls für zentrale Reaktionen von Pb+Pb. Dieser Anteil weist ein Maximum bei  $p_T \approx 100 \text{ MeV}/c$  auf, das von den sogenannten minimal ionisierenden Teilchen herrührt. Wendet man zusätzlich die oben erwähnte Dispersionsanalyse

an, so wird der Anteil geladener Teilchen nochmals deutlich reduziert. Beim momentanen Stand der Auswertung läßt sich nur in einer statistischen Analyse dieser Anteil geladener Teilchen bestimmen, die Identifizierung einzelner geladener Teilchen ist bisher noch mit sehr großen systematischen Fehlern behaftet.

### 5.1.3 Datenerfassung, Trigger und durchgeführte Messungen

Die Komplexität des WA98-Aufbaus erfordert ein sehr vielseitiges Datenerfassungssystem. Eine Vielzahl von Detektoren liefert bei jeder zu messenden Reaktion Daten im Umfang von bis zu einigen 100 kByte. Diese Daten stammen aus teilweise sehr unterschiedlichen elektronischen Systemen, der sogenannten „Front-End-Elektronik“, die verschiedenen Standards genügen (CAMAC, VMEbus, Fastbus etc.). Von all diesen Systemen müssen die Daten synchron zu einem zentralen Computer transportiert werden. Dies geschieht mit einem System von vielen Prozessoren.

Diese Prozedur der Datenerfassung muß durch ein explizites Trigger-Signal gestartet werden. Ein solcher Trigger wird aus den prompten Signalen einiger schneller Detektoren erzeugt:

- Eine Kombination der Signale des Startzählers und der Veto- und Halo-Detektoren liefert den *Beam-Trigger*, der die Ankunft eines erwünschten Strahlteilchens signalisiert.
- Das gemeinsame Auftreten des Beam-Triggers mit einem minimalen  $E_T$ -Signal im MIRAC deutet eine inelastische Reaktion des Strahlteilchens mit einem Targetkern an. Dies ergibt den sogenannten *Minimum-Bias-Trigger*.
- Der Minimum-Bias-Trigger läßt sich durch Anwendung unterschiedlicher Schwellen auf das  $E_T$ -Signal in *periphere* (wenig transversale Energie), *mittel-zentrale* und *zentrale* (mit jeweils höherem Wert für  $E_T$ ) Trigger einteilen.
- Darüber hinaus gibt es eine Reihe von *Test-Triggern*, die zur Funktionskontrolle der Detektoren benutzt werden, aber nichts mit physikalischen Ereignissen zu tun haben.

Nicht alle Trigger lösen automatisch die Datenauslese aus. Innerhalb des 19 s dauernden Beschleunigerzyklus am SPS werden während einer Dauer

von  $\approx 4$  s (der sogenannte „Spill“) einige 100000 Pb-Atomkerne auf das Target gelenkt. Deshalb sind Beam-Trigger sehr häufig. Gleichzeitig sind sie aber nicht sehr interessant, da im allgemeinen keine Kernreaktion stattfindet. Diese Trigger werden hauptsächlich zu Vergleichszwecken aufgezeichnet, deshalb genügt es, nur einen kleinen Bruchteil davon zu verwenden.<sup>17</sup> Andere Trigger können ähnlichen Skalierungen mit sogenannten „Scaledown-Faktoren“ unterworfen werden. So wurden zumeist alle zentralen Reaktionen aufgezeichnet (Scaledown-Faktor = 1), aber nur jede zweite periphere Reaktion (Scaledown-Faktor = 2). Auf diese Weise kann man die Gesamtheit der Meßdaten mit bestimmten Ereignissen anreichern. Die Scaledown-Faktoren müssen bei der Auswertung (z.B. bei der Ermittlung von Wirkungsquerschnitten) natürlich wieder herauskorrigiert werden. Dabei ist z.B. ein gemessenes peripheres Ereignis mit Scaledown-Faktor = 2 stellvertretend für zwei im Experiment aufgetretene Ereignisse.

Das „ausgewählte“ Triggersignal setzt ein sogenanntes Busy-Flip-Flop, das weitere Triggersignale automatisch blockiert, und leitet gleichzeitig die Auslese der Daten ein. Wenn die Auslese beendet ist, setzt der Prozessor das Flip-Flop zurück, so daß das nächste Triggersignal wieder berücksichtigt werden kann. Auf diese Weise wird sichergestellt, daß man genau die Detektorsignale mißt, die zu dem durchgelassenenen Triggersignal gehören, obwohl die Frequenz der Triggersignale meist deutlich höher ist, als die Datenerfassung die Ereignisse aufnehmen kann.

Um die Zeit, die für die Auslese benötigt wird, klein zu halten, besteht die Datenerfassung aus einer Vielzahl von Prozessoren, die die Daten parallel auslesen und verarbeiten. Diese Prozessoren haben u.a. die Aufgabe, die Daten durch eine Unterdrückung von leeren Auslesekanälen zu komprimieren und in ein kompaktes Format zu bringen. Ein Hauptprozessor kümmert sich fast ausschliesslich um die Steuerung der anderen Prozessoren und die Verwaltung der Daten. Er teilt den anderen Ausleseprozessoren mit, daß ein Ereignis zur Auslese bereit ist, wartet, bis alle Prozessoren mit ihrer Aufgabe fertig sind, und setzt dann das Busy-Flip-Flop zurück.

Für verschiedene Aspekte der Analyse (z.B. den Nachweis direkter Photonen) werden nicht die Daten aller Detektoren benötigt, sondern nur die der Kalorimeter. Durch die Auslesetechnik bedingt, beträgt die Totzeit der Kalorimeter ( $\approx 2$  ms) nur einen Bruchteil der Totzeit der magnetischen Spektrometersysteme ( $\approx 25$  ms). Daher wurde eine Abweichung von dem oben beschriebenen recht einfachen Schema eingeführt, die erlaubt, daß von den Kalorimetern weitere Ereignisse getriggert und ausgelesen werden, während

---

<sup>17</sup>Der im Experiment hierfür verwendete Skalierungsfaktor betrug je nach Meßbedingungen  $10^5 - 10^6$ .

andere Prozessoren noch mit der Auslese der „langsameren“ Detektoren beschäftigt sind. Man erhält auf diese Weise Ereignisse, die die „volle“ Information aller Detektoren enthalten, und solche, für die nur die Information der Kalorimeter ausgelesen wurde. Diese Information ist für viele Analysen völlig ausreichend, und man erhöht die am Ende verfügbare Statistik für diese Analysen um etwa einen Faktor 10.

Erkauft wird diese Erhöhung der Statistik mit einem erheblich vergrößerten Verwaltungs- und Hardwareaufwand, da sichergestellt werden muß, daß die Teile der verschiedenen Ereignisse immer richtig zusammengesetzt werden, was die Trigger-Logik erheblich verkompliziert. Nachdem dieser Aufwand einmal getrieben worden war, war es nun relativ einfach, statt zwei am Ende drei Klassen von Detektoren mit unterschiedlichen Totzeiten zu definieren, so daß es nun die Klassen „nur Kalorimeter“ (Typ 1), „Kalorimeter und PMD+SPMD“ (Typ 2) und „volle“ Ereignisse (Typ 3) gibt, wobei bei den ersteren eine Verbesserung der Statistik um einen Faktor 10 bzw. 4 erreicht wurde.

Die vom Hauptprozessor schließlich verwalteten Ereignisse enthalten eine Datenmenge von durchschnittlich jeweils  $\approx 100$  kB, was bei einer Ereignisrate von  $\approx 300/20$  s einer Datenrate von  $\approx 1.5$  MB/s entspricht. Sie werden auf einem speziellen Magnetband (DLT) gespeichert.

Mit dem WA98-Experimentaufbau wurde in den Jahren 1994-1996 eine Vielzahl von Messungen durchgeführt. Es wurden Reaktionen von  $^{208}\text{Pb}$  bei 158 AGeV mit Ni, Nb und Pb Targets und von Protonen bei 158 GeV mit C und Pb Targets gemessen. Tabelle 5.1 zeigt eine Aufstellung der Gesamtzahl gemessener Ereignisse für die unterschiedlichen Reaktionen mit Pb Projektilen.

Tabelle 5.1: Die Anzahl gemessener Reaktionen für verschiedene Projektil-Target-Kombinationen im WA98 Experiment.

Projektil Target	Pb		
	Ni	Nb	Pb
Ereignisse	$0.5 \cdot 10^6$	$0.5 \cdot 10^6$	$40 \cdot 10^6$
$\sigma_{minbias}(B = 0)$ (mb)	3599	4332	6202
$\sigma_{minbias}(B \neq 0)$ (mb)	3704	4496	6451

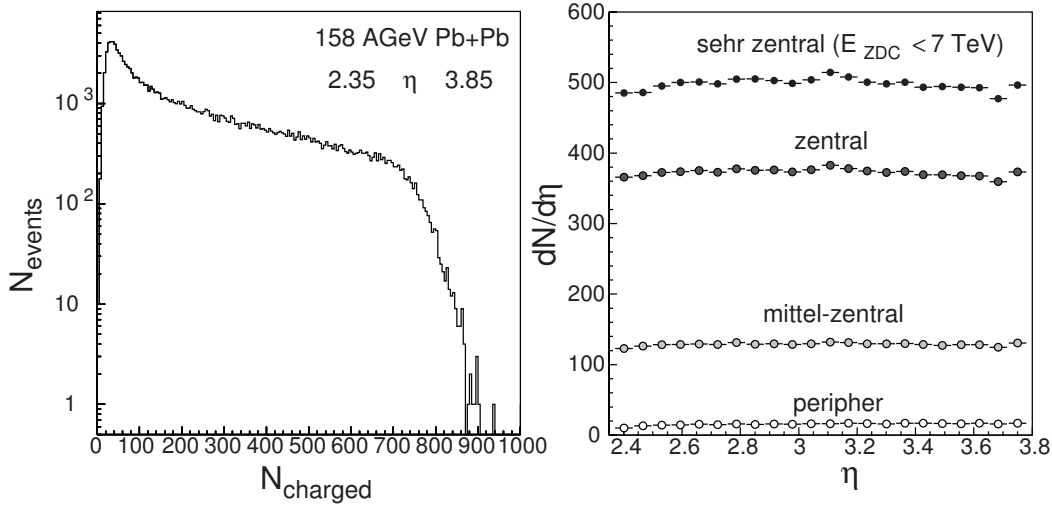


Abbildung 5.12: Verteilung der geladenen Multiplizität (links) und Pseudorapiditätsverteilungen (rechts) in Reaktionen von 158 AGeV Pb+Pb unterschiedlicher Zentralität gemessen mit dem Silicon Pad Multiplicity Detektor

## 5.2 Globale Variablen

Die globalen Variablen charakterisieren, wie schon in Abschnitt 3.4.1 diskutiert, vor allem die Zentralität der Reaktion. Gleichzeitig erlauben vor allem die Maximalwerte in den zentralsten Reaktionen eine Abschätzung der erreichten Energiedichten. Daneben geben sie natürlich auch einen guten Eindruck über die extremen Bedingungen in diesen Messungen und nicht zuletzt die damit verbundenen Anforderungen an die Detektoren.

Als Beispiel soll deshalb zunächst die Verteilung der Multiplizität geladener Teilchen betrachtet werden (Abbildung 5.12). Die Form der Verteilung spiegelt, wie in 3.4.1 besprochen, die Wahrscheinlichkeiten der unterschiedlichen Stoßparameter wider. In den zentralsten Reaktionen werden bei Mid-Rapidity in einem Intervall von 1.5 Einheiten in der Pseudorapidität mehr als 800 geladene Teilchen gemessen. Entsprechend sieht man, daß die Pseudorapiditätsdichte bei den 2% zentralsten Reaktionen („sehr zentral“ in Abbildung 5.12) einen Wert von 500 hat gegenüber Werten von 160-180 für Reaktionen von S+Au [Alb92] (s.a. Abschnitt 3.4.1). Die Teilchenmultiplizitäten liegen also offenbar nochmals um einen Faktor 3 höher als in den bisher schwersten untersuchten Reaktionssystemen. Damit bestätigt sich die Hoffnung, nun noch eher von einem Vielteilchensystem ausgehen zu können, für das thermodynamische Konzepte anwendbar sind.

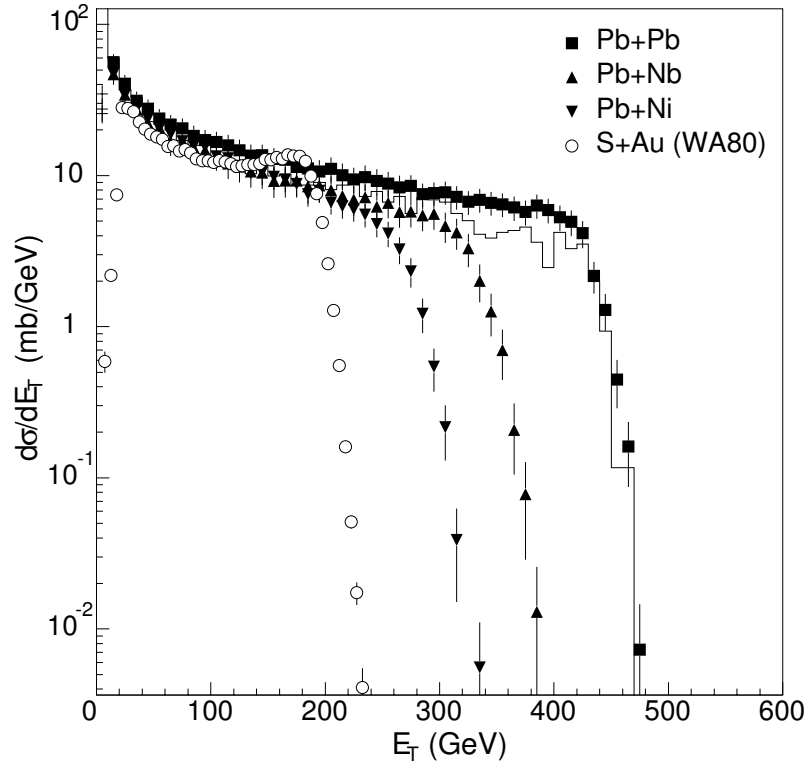


Abbildung 5.13: Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der transversalen Energie in Reaktionen von 158 AGeV Pb mit verschiedenen Targets gemessen mit MIRAC. Zum Vergleich ist auch die Verteilung für S+Au aus dem WA80 Experiment eingezeichnet. Das Histogramm zeigt eine Vorhersage des VENUS 4.12 Ereignisgenerators für Reaktionen von Pb+Pb.

Die transversale Energie ist eine weitere Standardgröße für die Charakterisierung der Schwerionenreaktionen. Zusätzlich wird sie in WA98 als Triggervariable während der Messung benutzt, d.h. anhand der transversalen Energie wird die Entscheidung gefällt, ob ein Ereignis ausgelesen wird (siehe Abschnitt 5.1.3). Deshalb ist  $E_T$  nicht nur als globale Variable, sondern auch für das Verständnis der Trigger-Auswahl wichtig.

Abbildung 5.13 zeigt die Verteilung  $d\sigma/dE_T$  für Reaktionen von 158 AGeV Pb mit Ni, Nb und Pb Targets. Für das System Pb+Pb ist als Histogramm das Ergebnis des Ereignisgenerators VENUS 4.12 mit eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist gut, d.h. die Verteilung dieser globalen Variablen wird von diesem Modell richtig beschrieben.

Zum Vergleich ist auch die  $E_T$ -Verteilung für S+Au aus dem WA80-Experiment (siehe auch Abschnitt 3.4.1) mit eingezeichnet. Zwischen dieser und den anderen Verteilungen läßt sich ein charakteristischer Unterschied feststellen: Die Verteilung für S+Au zeigt ein Maximum bei hohen Werten von  $E_T$ . Dies läßt sich dadurch erklären, daß bei einem solchen asymmetrischen Stoßsystem ab einem bestimmten Wert des Stoßparameters das Projektil vollständig mit dem Targetkern überlappt, so daß eine weitere Verringerung von  $b$  die Zahl der Participants nicht mehr drastisch erhöht. Das führt zu einem hohen Wirkungsquerschnitt in der Nähe des Maximalwerts.

Die Verteilungen für das Pb-Projektil zeigen dieses Effekt nicht. Der Grund dafür ist im Meßaufbau von WA98 zu suchen: Hier mißt das Kalorimeter vor allem in der Vorwärtshemisphäre nahe am sogenannten Projektil-Fragmentationsbereich. Hier wird die Verteilung vor allem durch die Projektil-Participants bestimmt, deren Zahl für abnehmende Stoßparameter bis zu  $b = 0$  monoton zunimmt. Dies bewirkt auch, daß die Verteilungen für die unterschiedlichen Targets recht ähnlich sind. Interessant ist es in diesem Zusammenhang auch, zu untersuchen, wie die Maximalwerte<sup>18</sup> der transversalen Energie sich mit dem Target ändern. Man erhält eine recht schwache Abhängigkeit proportional zu  $A_T^{0,32}$ .

Abbildung 5.14 zeigt Pseudorapiditätsverteilungen der transversalen Energie für die verschiedenen Reaktionssysteme. Diese Verteilungen lassen sich im allgemeinen gut durch Gauß-Funktionen beschreiben [Alb91]. Im WA98 Aufbau deckt das Kalorimeter den Maximumsbereich dieser Verteilungen bei Midrapidity ( $Y_{mid} \approx 3$ ) nicht ab, so daß sich diese Annahme für die Pb-induzierten Reaktionen hier nicht überzeugend testen läßt; allerdings sind die Verteilungen damit verträglich, wie man in Abbildung 5.14 erkennt. Dort sind als durchgezogene Kurven Gaußfits eingezeichnet, bei denen die Position des Maximums mit Hilfe des VENUS-Modells bestimmt wurde.

Diese Fits erlauben es nun, trotz des unterschiedlichen Akzeptanzbereiche in WA80 und WA98 die gemessenen transversalen Energien zu vergleichen. Dazu kann man am besten die Parameter der Gaußfunktionen benutzen. Eine systematische Zusammenstellung aller Ergebnisse für den Maximalwert der Pseudorapiditätsdichte in Abhängigkeit von der Anzahl der Participants ist in Abbildung 5.15 zu sehen. Dabei zeigen die leeren Symbole die Daten von WA80, die ausgefüllten Symbole die von WA98. Die durchgezogene Linie zeigt einen Geradenfit an alle Daten, als Vergleich sind die Fits an die S-Daten von WA80 aus Abbildung 3.8 als gestrichelte Linien ebenfalls eingezeichnet.

Es bestätigt sich wiederum, daß die Anzahl der Participants der wesent-

---

<sup>18</sup>Der Maximalwert sei hier definiert als der Punkt, an dem der Wirkungsquerschnitt auf 1/100 des Plateauwerts abgefallen ist.

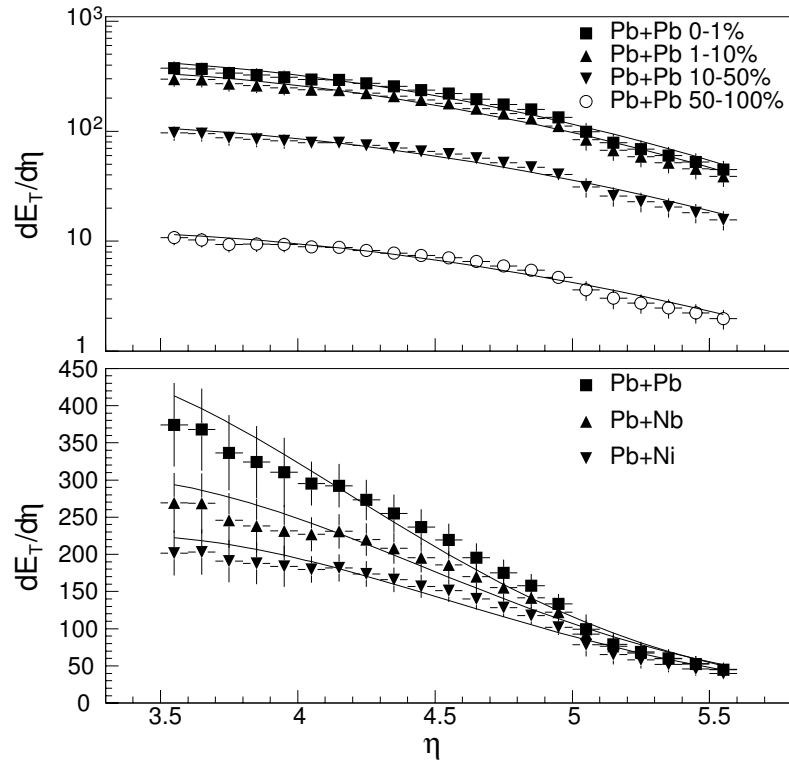


Abbildung 5.14: Pseudorapiditätsverteilungen der transversalen Energie in Reaktionen von 158 A GeV Pb+Pb unterschiedlicher Zentralität (oben) und von 158 A GeV Pb mit verschiedenen Targets (unten) gemessen mit MIRAC.

liche Parameter ist, der die Produktion der transversalen Energie beschreibt. Im Mittel wird  $1.04 \pm 0.02$  GeV an transversaler Energie pro Pseudorapiditätsintervall und Participant produziert entsprechend der linearen Parameterisierung in Abbildung 5.15. Allerdings scheint die Streuung der Daten für die schwereren Systeme größer zu sein: Die Datenpunkte für periphere Reaktionen von Pb+Pb liegen systematisch unterhalb, die Daten für die größte Anzahl der Participants systematisch oberhalb des mittleren Trends.

Der andere freie Parameter der Fits ist die Breite der Verteilungen – die Ergebnisse dazu sind in Abbildung 5.16 dargestellt. Es setzt sich der schon bei WA80 beobachtete Trend fort, daß die Verteilungen mit wachsender Zahl der Participants schmaler werden. Die Daten von WA98 liegen dabei systematisch unter den Erwartungen von leichteren Systemen, die durch die eingezeichnete Parameterisierung aus [Alb91] gegeben sind.



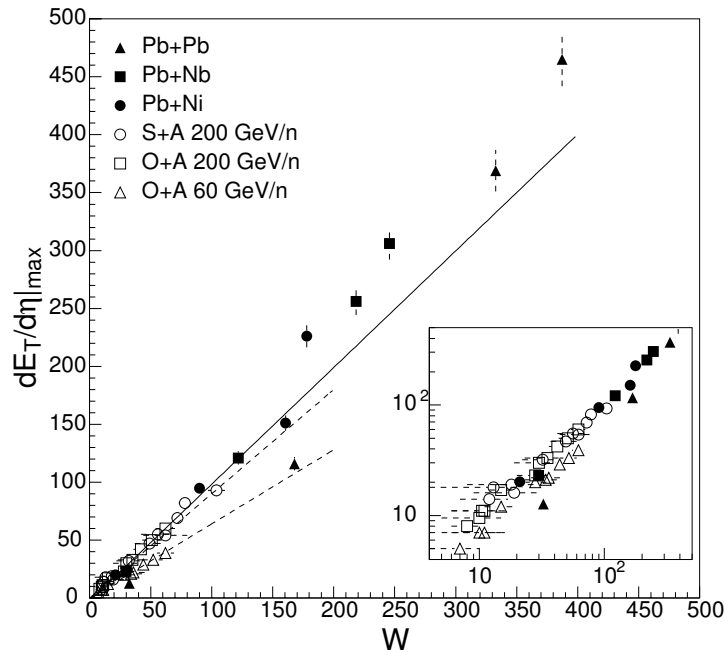


Abbildung 5.15: Pseudorapiditätsdichte der transversalen Energie im Maximum bestimmt durch Gaußfits an die Pseudorapiditätsverteilungen in Abhängigkeit von der Anzahl der Participants. Die ausgefüllten Symbole zeigen Reaktionen mit Pb Projektilen, die leeren Symbole solche mit S aus dem WA80 Experiment. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit an alle Daten, die gestrichelten Linien zeigen die im WA80 Experiment bestimmten Skalierungen ([Alb91], vergl. Abbildung 3.8).

Diese Beobachtung zusammen mit der Tatsache, daß die Maximumwerte für die zentralsten Reaktionen von Pb-induzierten Reaktionen systematisch höher liegen, könnte man als Hinweis deuten, daß der Grad der Thermalisierung in den schweren Systemen größer ist, als man von einer Extrapolation von leichteren Systemen her erwarten würde.

Die Pseudorapiditätsverteilungen kann man wieder wie in Abschnitt 3.4.1 zur Abschätzung der Energiedichte nach Gleichung 3.20 benutzen. Mit den gleichen Annahmen wie in [Alb91] erhält man die in Tabelle 5.2 angegebenen Werte. Die Werte für WA98 zeigen deutlich höhere Energiedichten. Auffallend ist, daß der Wert für das schwerste System geringer ist als für z.B. Pb+Ni. Das kann man verstehen, wenn man sich vor Augen führt, daß es sich bei diesen Werten um Mittelwerte über die gesamte transversale Ausdehnung der Reaktionszone handelt. In Reaktionen von Pb+Pb gibt es nun einen viel

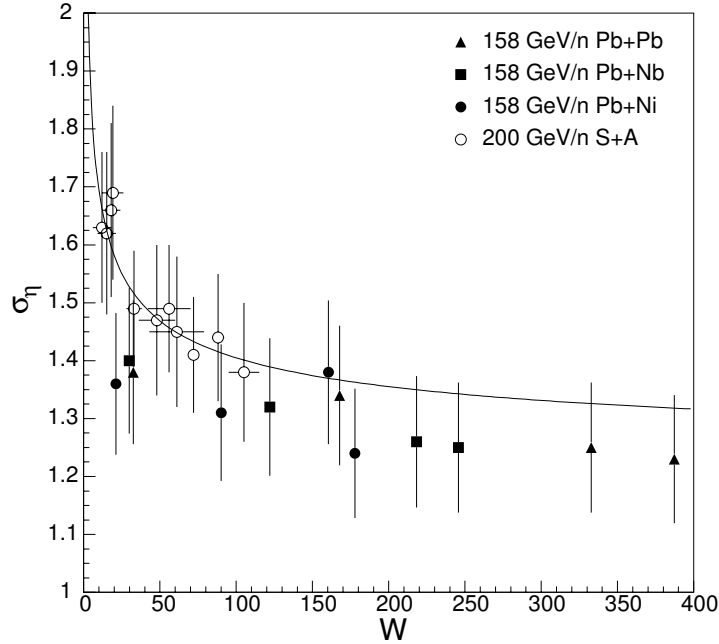


Abbildung 5.16: Breite der Pseudorapiditätsverteilungen der transversalen Energie in Abhängigkeit von der Anzahl der Participants. Die ausgefüllten Symbole zeigen Reaktionen mit Pb Projektilen, die leeren Symbole solche mit S aus dem WA80 Experiment.

deutlicheren Beitrag der Randbereiche, so daß der Mittelwerte über die viel weiter ausgedehnte Reaktionszone kleiner ausfällt.

Dies ist illustriert in Abbildung 5.17, in der transversale Verteilungen der Björken-Energiedichte für verschiedene Reaktionssysteme gezeigt sind. Diese Profile wurden mit Hilfe von Glauberrechnungen ermittelt und benutzen die transversale Verteilung der Participants. Man erkennt dort nochmals, daß die Energiedichte in Pb+Pb deutlich höher ist als in den S- oder O-induzierten Reaktionen. Vor allem aber erhält man in Pb+Pb Reaktionen ein deutlich größeres Volumen von heißer, dichter Kernmaterie.

Tabelle 5.2: Energiedichteabschätzungen nach Gleichung 3.20 für die zentralsten Reaktion von Pb+Ni, Pb+Nb und Pb+Pb. Zum Vergleich ist der entsprechende Wert für S+Au aus [Alb91] ebenfalls angegeben.

	S+Au	Pb+Ni	Pb+Nb	Pb+Pb
$\epsilon_{Bjorken}$ GeV/fm <sup>3</sup>	$2.0 \pm 0.1$	$3.3 \pm 0.1$	$3.3 \pm 0.1$	$2.9 \pm 0.1$

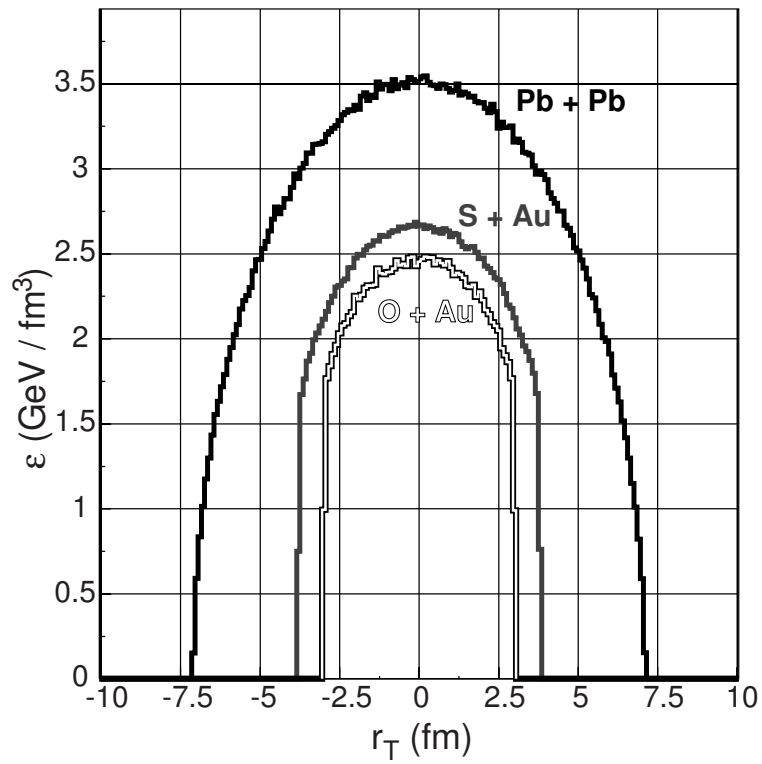


Abbildung 5.17: Verteilung der Energiedichte nach Gleichung 3.20 in Abhängigkeit des transversalen Abstandes  $r_T$  vom Zentrum des Stoßes für Reaktionen von O+Au und S+Au bei 200A GeV und Pb+Pb bei 158A GeV. Für diese Abschätzungen wurde ein Stoßparameter von  $b = 0$  angenommen.

### 5.3 Produktion von Hadronen

Wie in Abschnitt 4.3.2 am Beispiel der neutralen Pionen dargestellt, lassen sich aus Spektren identifizierter Hadronen vielfältige Informationen über die Eigenschaften des Endzustandes in Schwerionenreaktionen, den sogenannten Freeze-Out, gewinnen. Die spektrale Form läßt sich mit thermischen oder hydrodynamischen Parametern (Temperatur, Flußgeschwindigkeit) in Verbindung bringen. Die Produktionsverhältnisse unterschiedlicher Teilchen lassen Rückschlüsse auf ein mögliches chemisches Gleichgewicht zu (siehe Abschnitt 3.4.2). Außerdem ist auch die Rapidityverteilung interessant – vor allem die Verteilung der Protonen sagt viel über den Reaktionsverlauf und das Abbremsvermögen der Kernmaterie aus.

In Abschnitt 4.3.2 wurde zusätzlich der Versuch unternommen, die absoluten Produktionsraten mit Parametern in Zusammenhang zu bringen, die für die Größe des betrachteten Reaktionssystems charakteristisch sind. Hierbei liefert vor allem die Produktion der neutralen Pionen bei hohem  $p_T$  interessante Informationen, da sie zumindest teilweise bereits in der Anfangsphase der Reaktion stattfindet.

Im folgenden sollen die Meßdaten über die Produktion von Hadronen aus dem WA98 Experiment systematisch dargestellt werden.

Neutrale Mesonen ( $\pi^0$  und  $\eta$ ) wurden dabei mit Hilfe des Photonen-spektrometers LEDA (siehe Abschnitt 5.1.1) nachgewiesen. Dabei werden vor allem die Zwei-Photonen-Zerfälle ausgenutzt. Man erhält die Spektren durch die Analyse von Verteilungen der invarianten Masse von Photonenpaaren, sie werden korrigiert durch die geometrische Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz. Genaueres zur Analyse der Spektren findet sich in [Blu98, Bar98].

Geladene Mesonen ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ) und Baryonen ( $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $d$ ) wurden mit den Magnetspektrometer-Armen gemessen (siehe Abschnitt 5.1). Zunächst wählt man dazu Treffer in den verschiedenen Kammern (MSAC I & II, STD) aus, die sich zu einer geradlinigen Spur verbinden lassen. Dabei können unterschiedliche Anforderungen an die Anzahl der Treffer pro Spur gestellt werden.

Da die geladenen Teilchen im Magnetfeld praktisch nur in der Horizontalen ( $x$ -Richtung) abgelenkt werden, müssen gültige Spuren in ihrer Projektion auf die Targetebene in der Vertikalen ( $y$ ) mit der Position des Targets übereinstimmen.

Das Magnetfeld ist durch detaillierte Messungen genau bekannt, so daß man dann überprüfen kann, ob sich eine gegebene Spur bei einem bestimmten Wert des Impulses  $\vec{p}$  durch das Magnetfeld bis zum Target zurückverfolgen läßt. Man erhält so eine Reihe von Kandidaten für positiv bzw. negativ ge-

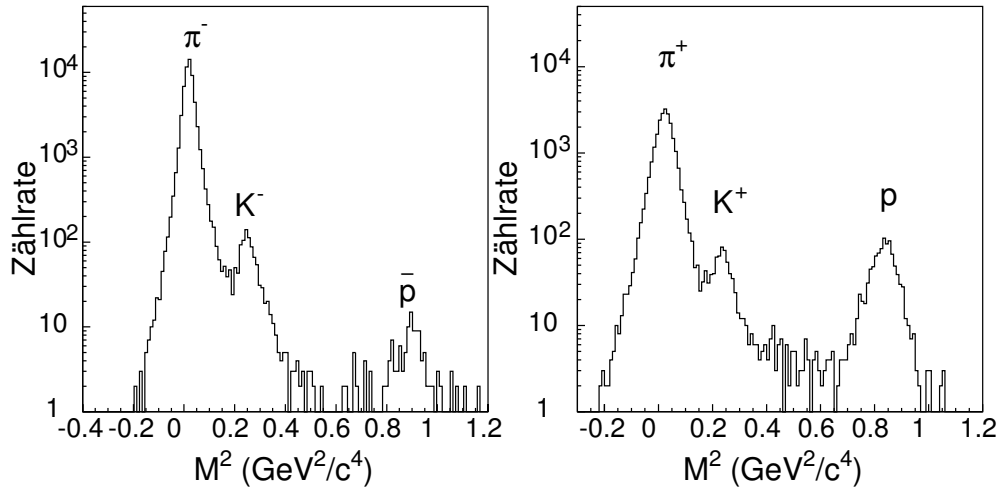


Abbildung 5.18: Spektrum des Massenquadrats für negativ (links) und positiv (rechts) geladene Teilchen bestimmt mit Hilfe der WA98 Magnetspektrometer und der Flugzeitwände [Nis97]. Die Peaks der unterschiedlichen Teilchen sind deutlich zu erkennen.

ladene Teilchen mit dem Impuls  $\vec{p}$ .

Findet sich für einen solchen Kandidaten ein passendes Signal in einer Flugzeitwand, so läßt sich aus dem Zeitsignal die Teilchengeschwindigkeit  $\vec{\beta}$  und zusammen mit  $\vec{p}$  natürlich die Masse  $m$  bestimmen. Abbildung 5.18 zeigt als Beispiel die Massenspektren negativ und positiv geladener Teilchen, in dem die Peaks von Pionen, Kaonen und Protonen (bzw. Antiprotonen) klar zu sehen sind.

Auf diese Weise erhält man also eine Impulsmessung und eine Identifizierung der geladenen Teilchen. Dieser Nachweis ist natürlich nur mit einer endlichen Effizienz möglich, zu der die Nachweiswahrscheinlichkeit in den Kammern und die Effizienz des Spurrekonstruktions-Algorithmus beiträgt. Dafür und für die geometrische Akzeptanz müssen die Meßdaten auch hier korrigiert werden. Da die Identifizierung nur für einen Teil der gemessenen Spuren möglich ist und damit der statistische Fehler verhältnismäßig groß ist, wird im folgenden noch häufig auf nicht identifizierte Teilchen zurückgegriffen. Dadurch entsteht bei der Interpretation der Daten eine mögliche Quelle systematischer Fehler; dieser wird aber vor allem für negative Teilchen nicht sehr groß sein, da mehr als 90% der gemessenen Teilchen Pionen sein sollten. Details zur Analyse der geladenen Teilchen finden sich in [Nae97, Rub97].

## 5.3.1 Neutrale Mesonen

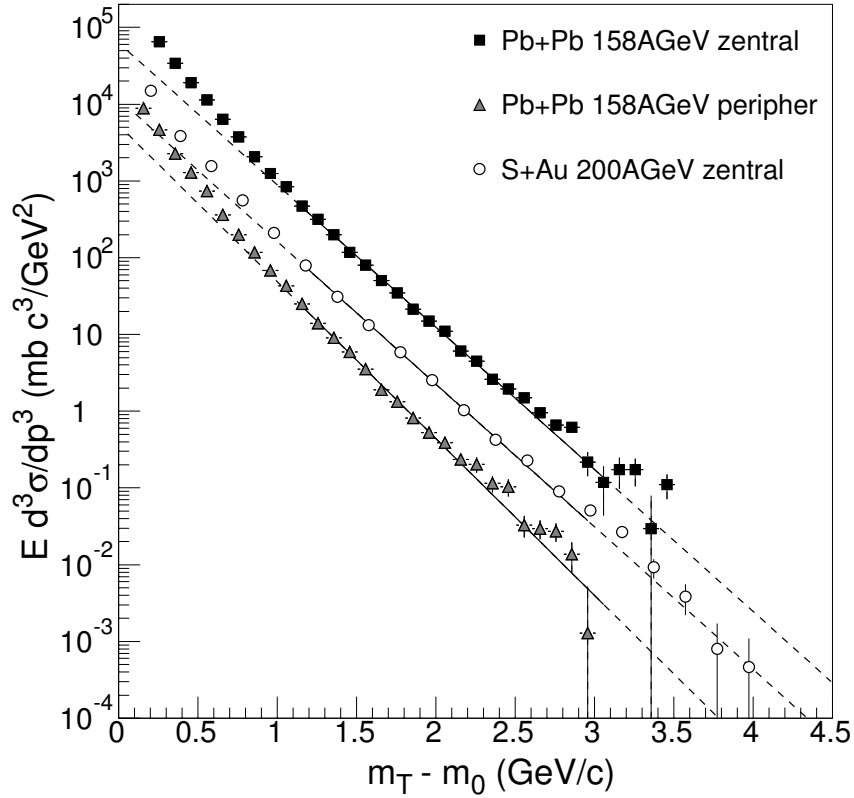


Abbildung 5.19: Invariante Wirkungsquerschnitte neutraler Pionen in Abhängigkeit von der transversalen Masse für periphere (graue Dreiecke) und zentrale (schwarze Quadrate) Reaktionen von 158 AGeV Pb+Pb. Die Daten entsprechen einem Anteil von 20% des Minimum-Bias Wirkungsquerschnitts bei geringster bzw. 10% bei größter transversaler Energie. Zum Vergleich sind hier nochmals die Daten für zentrale Reaktionen von 200 AGeV S+Au eingezeichnet (siehe auch Abbildung 4.27).

Abbildung 5.19 zeigt die Spektren neutraler Pionen in Abhängigkeit von der transversalen Masse. Diese Spektren enthalten  $\approx 50\%$  der gesamten gemessenen Daten für Pb+Pb. Ähnlich wie schon in Abbildung 4.27 können die Daten nur in einem sehr eingeschränkten Bereich durch Exponentialfunktionen beschrieben werden. In Abbildung 5.19 sind auch Fits von Exponentialfunktionen im Bereich  $1 \text{ GeV}/c \leq m_T - m_0 \leq 3 \text{ GeV}/c$  gezeigt. In diesem Bereich ist das Spektrum für zentrale Reaktionen von Pb+Pb sehr ähnlich

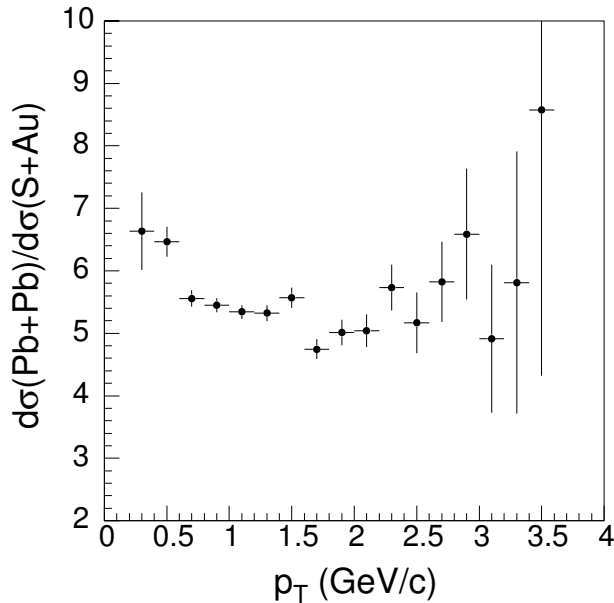


Abbildung 5.20: Verhältnis der Spektren neutraler Pionen in zentralen Reaktionen von Pb+Pb zu denen in zentralen Reaktionen von S+Au in Abhängigkeit von  $p_T$ .

zu dem für zentrale Reaktionen von S+Au.

Das schlägt sich auch in den ermittelten inversen Steigungs-Parameter nieder – da die exakten Werte solcher Parameter aber sehr stark vom Fitbereich abhängen, soll hier nicht weiter darauf eingegangen werden. Die Unterschiede in den beiden Spektren kann man recht gut am direkten Verhältnis untersuchen, das in Abbildung 5.20 gezeigt ist. Für niedriges und hohes  $p_T$  deutet sich dort ein leichter Anstieg an. Insgesamt ist das Verhältnis der Spektren für Werte von  $p_T > 0.6 \text{ GeV}/c$  aber mit einer Konstanten verträglich.

Zusätzlich sieht man in Abbildung 5.19, daß die experimentellen Daten bei höheren  $p_T$  leicht, bei niedrigen  $p_T$  deutlich vom Verlauf der exponentiellen Fits abweichen. Diese Krümmung der Spektren, die auch schon in Abschnitt 4.3.2 für S+Au diskutiert wurde, kann man am deutlichsten mit Hilfe der lokalen Steigung darstellen, die in Abbildung 5.21 zu sehen sind. Die Steigung verändert sich kontinuierlich von  $\approx 170 \text{ MeV}$  bei niedriger transversaler Masse bis zu nahezu  $280 \text{ MeV}$  bei hohen  $m_T$ . Diese Ergebnisse kann man direkt mit denen für S+Au in Abbildung 4.28 vergleichen, deren Verhalten sehr ähnlich ist.

Die globalen Veränderungen der Transversalimpulsspektren kann man

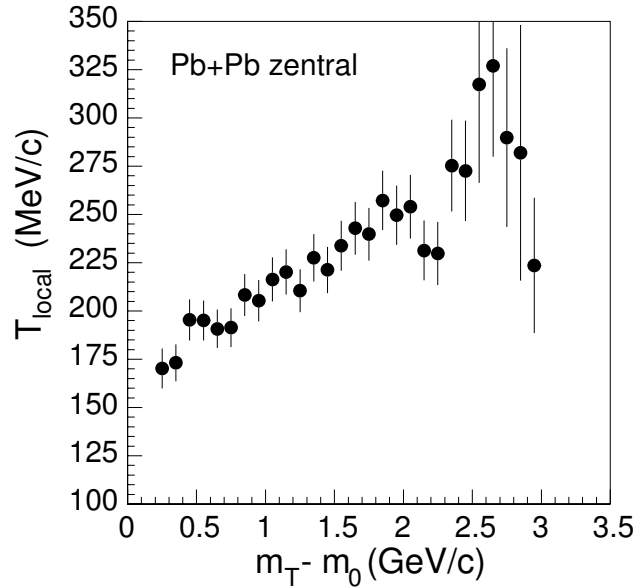


Abbildung 5.21: Lokaler inverser Steigungsparameter für zentrale Reaktionen von Pb+Pb in Abhängigkeit von  $m_T - m_0$ .

modellunabhängig mit Hilfe des mittleren Transversalimpuls analysieren, wie es schon in Abschnitt 4.3.2 für S-induzierte Reaktionen geschehen ist. Wiederum wird, wie dort beschrieben, der Mittelwert mit einer unteren Integrationsgrenze von  $p_T^{\text{cut}} = 0.4 \text{ GeV}/c$  berechnet. Links in Abbildung 5.22 sind die so berechneten mittleren Transversalimpulse für unterschiedliche Systeme in Abhängigkeit von der Anzahl der Participants aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Werte für Pb+Pb Reaktionen leicht unter denen für S+Au liegen. Diese Tatsache hängt offensichtlich mit der Form der Spektren im unteren und mittleren  $p_T$  Bereich zusammen: Die Spektren für Pb+Pb sind bei niedrigen  $p_T$  geringfügig steiler als die für S+Au, was den mittleren Transversalimpuls herabsetzt.

Analysiert man den mittleren Transversalimpuls mit einer unteren Grenze von  $p_T^{\text{cut}} = 0.8 \text{ GeV}/c$  (siehe Abbildung 5.22 rechts), so ergänzen die Pb+Pb Daten gut den Trend der anderen Datensätze. Während der mittlere Transversalimpuls in zentralen S+Au Reaktionen und mittel-zentralen Pb+Pb Reaktionen gegenüber p+p oder peripheren Schwerionenreaktionen zunimmt, wie schon in Abschnitt 4.3.2 gezeigt, steigt er bei weiterer Zunahme der Anzahl der Participants in zentralen Pb+Pb Reaktionen nicht weiter an. Die schon in S+Au Daten angedeutete Sättigung des mittleren  $p_T$  setzt sich offensichtlich über einen weiten Bereich in der Anzahl der Participants weiter



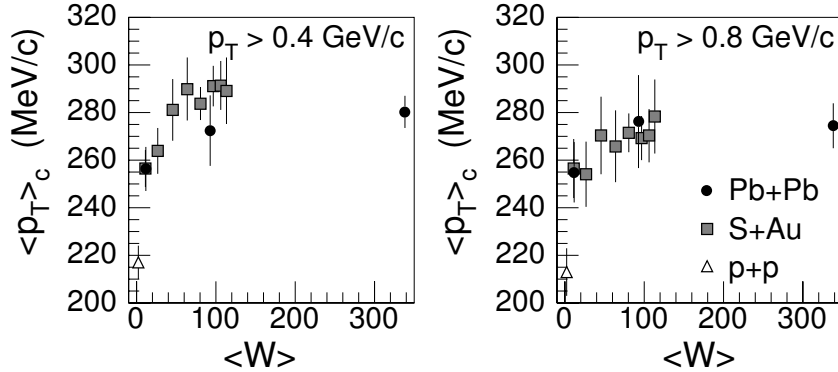


Abbildung 5.22: Mittlere Transversalimpuls neutraler Pionen nach Gleichung 4.43 als Funktion der mittleren Anzahl der Partizipanten. Die schwarzen Kreise zeigen Werte für Pb+Pb Reaktionen, die grauen Quadrate für S+Au und die weißen Dreiecke für p+p. Links sind Werte für eine untere  $p_T$ -Schwelle von 400 MeV/c wie in Abbildung 4.34, rechts für 800 MeV/c gezeigt.

fort.

Zu klären ist allerdings noch, inwieweit der Unterschied in den Spektren bei niedrigen  $p_T$  signifikant ist. Das läßt sich vermutlich erst nach Auswertung der gesamten Datenmenge und einem detaillierten Studium der systematischen Fehler, die für die neutralen Pionen bei sehr niedrigen Transversalimpulsen auftreten können, genauer untersuchen. Weitere Details zu Auswertung der Spektren neutraler Pionen in Pb+Pb Reaktionen und Ergebnisse zu Reaktionen mit anderen Targets finden sich in [Blu98].

Im folgenden soll noch wie in Abschnitt 4.3.2 ein Vergleich der Transversalimpulsspektren der neutralen Pionen mit einem thermischen Modell [Wie96] durchgeführt werden. Mit einer gleichartigen Analyse erhält man hier  $T = (132 + 36 - 26)$  MeV und  $\langle \beta \rangle = (0.34 + 0.08 - 0.10)$ , d.h. Werte, die sich von den bei S+Au ermittelten unterscheiden, obwohl die Spektren selbst sehr ähnlich sind. Aufgrund der bisher noch geringeren Aussagekraft der Daten sind die Fehler hier allerdings deutlich größer, so daß die Parametersätze letztlich miteinander verträglich sind. Die Ergebnisse deuten aber zumindest darauf hin, daß die Spektren am ehesten mit einer mittleren Temperatur und einem mäßig starken transversalen Fluß zu beschreiben sind.

Die auch hier wieder getroffene Wahl eines baryonischen chemischen Potentials  $\mu_B = 0$  beeinflusst die Ergebnisse nicht sehr stark. Zusätzlich könnten mögliche Fehler der Messung bei niedrigen  $m_T$  oder der Einfluß der harten

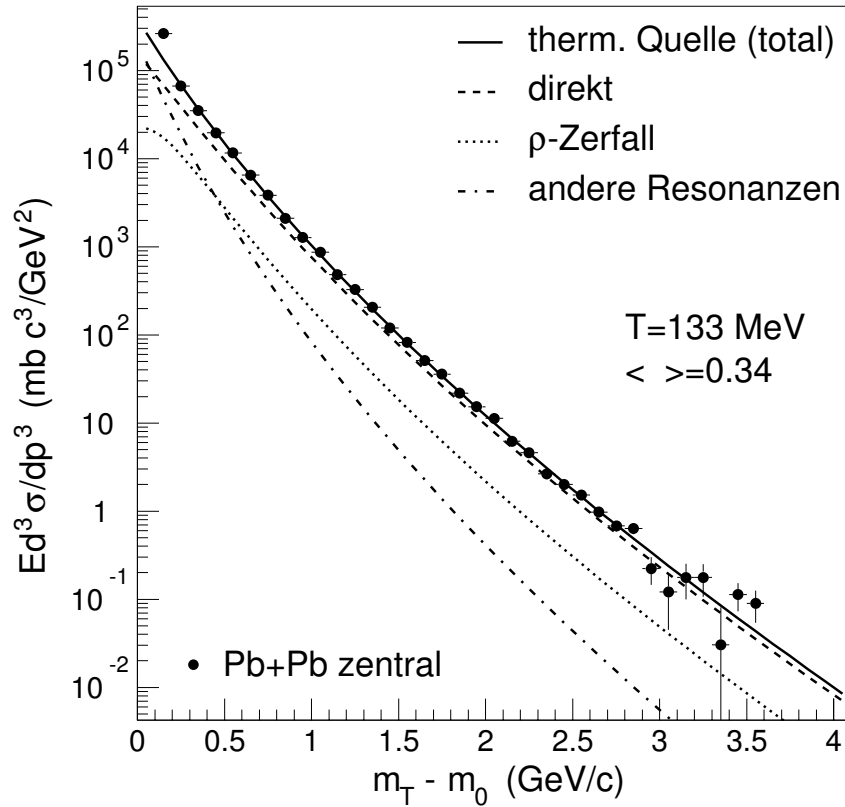


Abbildung 5.23: Spektren neutraler Pionen in Abhängigkeit von  $m_T - m_0$  in zentralen Reaktionen von  $^{208}\text{Pb} + \text{Pb}$  bei  $158 \text{ AGeV}$ . Eingezeichnet ist ein Fit eines thermischen Modells mit einem Anteil von transversalem Fluß und Resonanzzerfällen nach [Wie96]. Als gestrichelte Linie ist der Anteil der direkt erzeugten Pionen gezeigt, gepunktet der Anteil der Zerfälle des  $\rho$ -Mesons und strich-punktiert der anderer Resonanzen. Die durchgezogene Linie gibt die Summe aller Beiträge an.

Streuung bei hohen  $m_T$  die ermittelten Parameter von der Wahl des Fitbereiches abhängig machen. Es zeigt sich aber, daß eine leichte Veränderung des  $m_T$  Bereiches, d.h. der Ausschluß einiger Datenpunkte, keinen signifikanten Effekt hat. Auf die Ergebnisse soll weiter unten nochmals eingegangen werden.

### Pionenproduktion bei hohen Transversalimpulsen

In Abschnitt 4.3.2 wurde das Verhalten der Pionenproduktion bei hohen Transversalimpulsen für unterschiedliche Reaktionssysteme untersucht. Dabei stellte sich heraus, daß die Variation der Produktionsrate mit der Größe des Reaktionssystems am besten mit einer Abhängigkeit von der Anzahl binärer Kollisionen und einer zusätzlichen Korrektur für die Targetmasse (siehe Gleichung 4.47) beschrieben werden kann. Diese Hypothese soll auch für die Reaktionen von Pb+Pb überprüft werden. Da die absolute Normierung der Teilchenraten aufgrund eines Untergrundproblems für periphere Reaktionen momentan noch nicht exakt bestimmt ist, sollen hierbei nur mittelzentrale und zentrale Reaktionen berücksichtigt werden.

Auf die gleiche Art wie in Abschnitt 4.3.2 wird die mittlere Anzahl der binären Kollisionen aus Glauber-Rechnungen ermittelt. Da die Pb+Pb Reaktionen bei einer etwas niedrigeren Energie<sup>19</sup> gemessen wurden, müssen die Daten entsprechend korrigiert werden. In p+p Reaktionen hat sich dabei für konstantes  $p_T$  der Ansatz  $N \propto (1 - x_T)^9$  bewährt (siehe Gleichung 3.8), was einen Korrekturfaktor von  $C = 1.675$  liefert. Die so korrigierten Daten sind in Abbildung 5.24 zusammen mit den Werten für S+Au und p+A eingezeichnet. Zusätzlich wurde ein Fit von Gleichung 4.47 an die p+A und S+Au Daten eingezeichnet.

Die Ergebnisse für Pb+Pb Reaktionen sind ebenfalls mit diesem Ansatz verträglich: Nach der Korrektur mit einem Faktor  $A_{\text{targ}}^{-0.086}$  skalieren die Daten direkt mit der Anzahl der Kollisionen. Da die Masse von Au und Pb Kernen sich nicht stark unterscheidet, bedeutet das implizit, daß die Schwerionendaten insgesamt auf die gleiche Art von der Zahl der binären Kollisionen abhängen.

---

<sup>19</sup>Die Schwerpunktsenergie beträgt  $\sqrt{s} = 17.3$  GeV gegenüber  $\sqrt{s} = 19.4$  GeV bei S+Au.

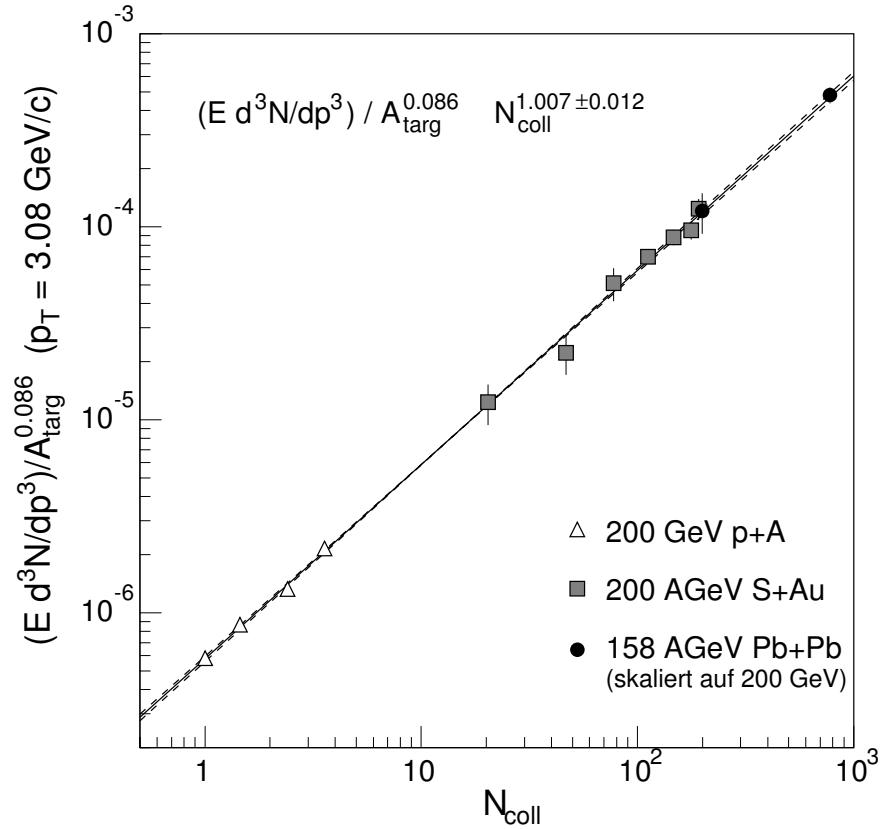


Abbildung 5.24: Teilchenproduktionsrate pro Ereignis bei  $p_T = 3.08 \text{ GeV}/c$  für p+A Reaktionen [Ant79] und für Reaktionen von S+Au bei 200 AGeV und Pb+Pb bei 158 AGeV als Funktion der Anzahl der binären Kollisionen. Die Teilchenraten wurden zusätzlich mit einem Target-Skalierungsfaktor normiert (s. Abschnitt 4.3.2), die Pb+Pb Daten auf ihre unterschiedliche Schwerpunktsenergie korrigiert. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit an die p+p und S+Au Daten, die gestrichelten Linien deuten den zugehörigen Fehler des Fits an.

## 5.3.2 Geladene Teilchen

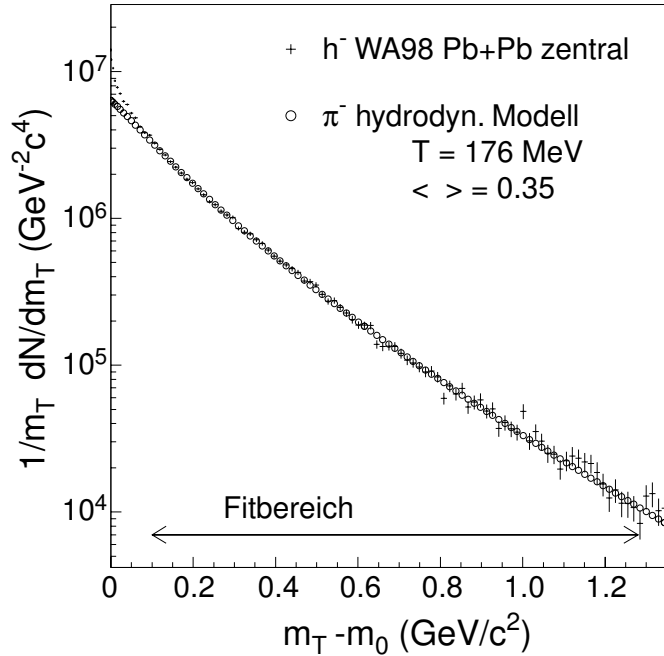


Abbildung 5.25: Spektrum der negativ geladenen Teilchen in Abhängigkeit von der transversalen Masse für zentrale Reaktionen von Pb+Pb bei 158 AGeV (aus [Rub97]). Eingezeichnet ist ein Fit (Kreise) mit einem hydrodynamischen Modell (siehe Text).

Abbildung 5.25 zeigt ein Spektrum der negativ geladenen Teilchen in Abhängigkeit von der transversalen Masse  $m_T$ . Auch dieses Spektrum ist in der logarithmischen Darstellung gekrümmt, eine Anpassung mit einer einfachen Exponentialfunktion ist nicht möglich. Die Daten wurden ebenfalls mit der Vorhersage des thermischen Modells verglichen, das bereits in den Abschnitten 4.3.2 und 5.3.1 verwendet wurde. Das Ergebnis für die optimalen Parameter ist in Abbildung 5.25 mit eingezeichnet.

Die beste Beschreibung gelingt mit einer Temperatur  $T = 176$  MeV und einem transversalen Flußparameter  $\eta_f = 0.28$ , was einer mittleren Flußgeschwindigkeit von  $\langle \beta \rangle \approx 0.35$  entspricht. Hier bleibt eine Mehrdeutigkeit der Parameter – eine Reihe unterschiedlicher Parametersätze kann die Daten hinreichend gut beschreiben, wie in Abbildung 5.27 dargestellt. Der mit  $1\sigma$  zugelassene Bereich ist gerade eben verträglich mit den Parameterwerten, die für neutrale Pionen ermittelt wurden (zur Diskussion s.u.).

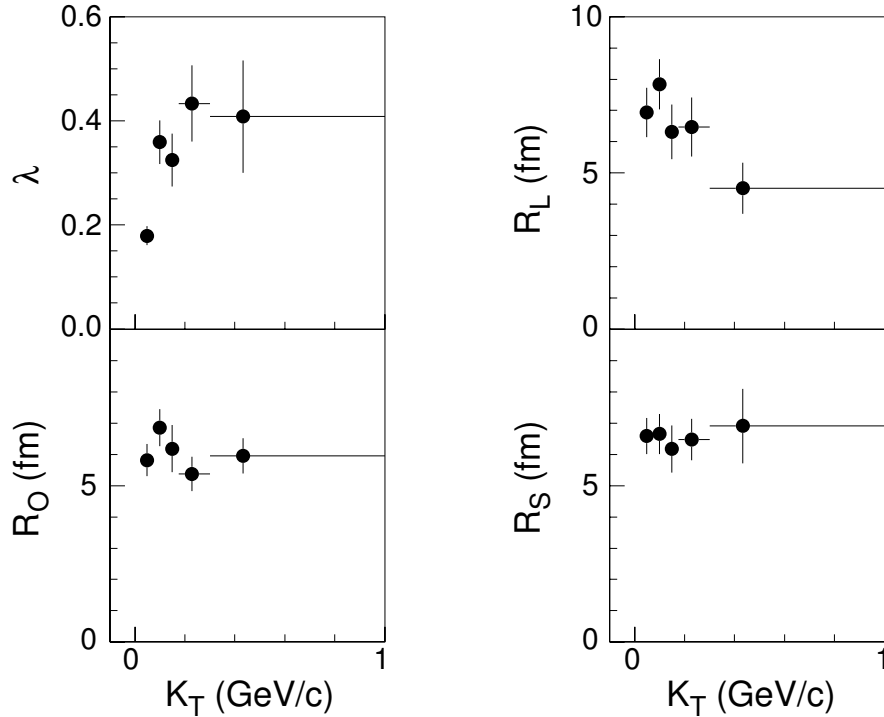


Abbildung 5.26: Parameter der Korrelationsfunktion für zentrale Reaktionen von Pb+Pb in der Parameterisierung nach Gleichung 4.10. Gezeigt sind die Werte für negativ geladene Teilchen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Paare  $K_T$  (aus [Nae97]).

Zusätzliche Informationen zur Hydrodynamik lassen sich aus interferometrischen Messungen gewinnen. In WA98 wurden solche Messungen zunächst mit negativen Teilchen durchgeführt. Abbildung 5.26 zeigt die Fitparameter einer Parameterisierung nach Gleichung 4.10 in Abhängigkeit vom Transversalimpuls des jeweiligen Teilchen-Paares  $K_T$ . Der Korrelationsstärke-Parameter  $\lambda$  ist am geringsten für kleine Transversalimpulse und steigt mit wachsendem  $K_T$  an. Dies kann eventuell auf einen stärkeren Einfluß von Resonanzen bei niedrigen Transversalimpulsen zurückzuführen sein. Die beiden transversalen Radiuskomponenten  $R_O$  und  $R_S$  zeigen Werte von  $\approx 6$  fm. Die weitgehende Gleichheit der Parameter deutet auf eine relativ kurze Emissionsdauer der Teilchen hin. Der longitudinale Radius liegt zwischen 8 und 5 fm, dabei sinkt der Radiuswert mit zunehmendem Transversalimpuls.

Eine solche Abhängigkeit wird für eine transversal expandierende Quelle

erwartet [Mak88]:

$$R_L = \tau_f \sqrt{\frac{T}{M_T}}, \quad (5.10)$$

wobei vor allem die Eigenzeit des Ausfrierens  $\tau_f$  eingeht. Diese Funktion läßt sich an die Daten in Abbildung 5.26 anpassen. Mit einer Temperatur  $T = 150 - 200$  MeV läßt sich der Ausfrierzeitpunkt bestimmen zu  $\tau_f = (7 \pm 1)$  fm/c. Zu diesem Zeitpunkt beträgt die transversale Ausdehnung des Systems  $R_S = (6 \pm 1)$  fm. Da die vergleichbare Ausdehnung des Bleikerns  $R_x(Pb) \approx 1.15 \cdot A^{1/3}/\sqrt{5} \approx 3$  fm beträgt, hat sich das Reaktionssystem bis zum Ausfrieren um  $\Delta R = (3 \pm 1)$  fm ausgedehnt. Die mittlere Ausdehnungsgeschwindigkeit ist dann also:

$$\langle \beta_f^{HBT} \rangle = \frac{\Delta R}{\tau_f} = 0.43 \pm 0.16. \quad (5.11)$$

Dies kann man als eine einfache Abschätzung für die Flußgeschwindigkeit benutzen und mit den oben ermittelten Werten vergleichen. Das nach dieser Rechnung zulässige Intervall ist in Abbildung 5.27 mit eingezeichnet – der Geschwindigkeitswert entspricht einem Flußparameter von  $\eta_f^{HBT} = 0.34 \pm 0.13$ . Dieser Wert schränkt den möglichen Parameterraum etwas ein, trotzdem ist noch ein weiter Bereich erlaubt.

In Abbildung 5.27 ist auch das Ergebnis des Fits für neutrale Pionen (siehe Abschnitt 5.3.1) gezeigt. Die möglichen Parameterwerte werden hier viel stärker eingeschränkt, sie liegen tendenziell eher bei niedrigeren Flußgeschwindigkeiten.<sup>20</sup>

Zum Vergleich sind in Abbildung 5.27 auch Ergebnisse anderer Experimente eingezeichnet. Im NA44 Experiment wurden Teilchenspektren mit einer vorgegebenen Temperatur von  $T = 140$  MeV angepaßt [Bea96], im NA49 Experiment liefert ein simultaner Fit an die vorläufigen Ergebnisse der Teilchenspektren und der Interferometrie Temperaturen von  $T = 100 - 120$  MeV bei Flußgeschwindigkeiten von  $\langle \beta \rangle = 0.5 - 0.6$  [Röh97]. Die Werte sind mit den aus den Daten für geladene Teilchen ermittelten Werten verträglich. Im Vergleich zu den Ergebnissen für neutrale Pionen, die eine genauere Eingrenzung ermöglichen, liegen die Ergebnisse von NA49 systematisch bei höherer Flußgeschwindigkeit und niedrigerer Temperatur.

---

<sup>20</sup>In der Abbildung wurde für den Vergleich wiederum der Parameter  $\eta_f \approx 4/5 \langle \beta \rangle$  verwendet.

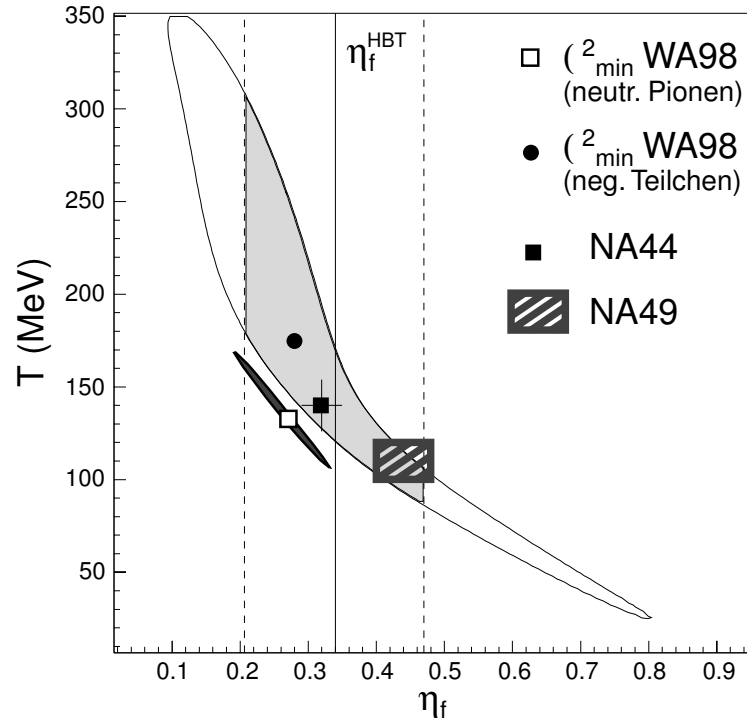


Abbildung 5.27: Temperatur und Flußparameter aus Fits eines thermodynamischen Modells [Wie96, Wu97]. Das weiße Quadrat gibt den optimalen Parametersatz aus den Transversalimpulsspektren neutraler Pionen an, das schmale schwarze Band den mit einer Standardabweichung zugelassenen Bereich. Der schwarze Punkt zeigt die besten Fitwerte für negative Teilchen, die dünne durchgezogene Linie gibt die Grenze des  $1\sigma$ -Bereiches an [Rub97]. Außerdem sind Ergebnisse der Experimente NA44 [Bea96] und NA49 [Röh97] sowie eine zusätzliche Einschränkung durch interferometrische Messungen eingezeichnet.



Die Unterschiede mögen z.T. darin begründet sein, daß die Messungen geladener Teilchen nur bis zu  $p_T \approx 1 \text{ GeV}/c$  erfolgten. Bisher tragen die Auswertungen von NA44 und NA49 auch den Resonanzzerfällen nicht Rechnung, statt dessen werden hier aber die Informationen anderer Teilchensorten, wie Kaonen oder Protonen, mitberücksichtigt. Außerdem wird von der NA44 Kollaboration eher phänomenologisch argumentiert, die Parameterwerte werden nicht wirklich in einem Optimierungsverfahren ermittelt, die Werte sind allerdings recht gut mit den hier ermittelten verträglich. Die NA49 Kollaboration hingegen nutzt zusätzlich noch detaillierte Ergebnisse der Pionen-Interferometrie, was die Abweichung der Resultate von den hier präsentierten interessant macht. Es zeigt sich in den bisherigen Ergebnissen wohl auch die noch bestehende Unsicherheit im Bezug auf die Modellannahmen.

An dieser Stelle muß auf eine Inkonsistenz vieler bisheriger Analysen der thermodynamischen Parameter hingewiesen werden. Wie oben dargestellt, kann man aus den Transversalimpulsspektren Information über die Parameter beim Ausfrieren des Systems erhalten. Zumindest für Pionen, möglicherweise aber auch für andere Teilchensorten muß man aber den Einfluß von Resonanzzerfällen berücksichtigen. So wurde in Abschnitt 4.3.2 gezeigt, daß für S+Au Reaktionen ein Fit ohne Resonanzeinflüsse eine wesentlich niedrigere Temperatur und höhere Flußgeschwindigkeit liefert (in relativ gutem Einklang mit den oben zitierten Ergebnissen von NA49 für Pb+Pb). Eine Berechnung der Resonanzen setzt aber wiederum eine Annahme über das chemische Gleichgewicht voraus. Dabei wird im allgemeinen *eine* Temperatur benutzt.

Diese Temperatur ist dann aber auch relevant für das chemische Gleichgewicht aller anderen Teilchensorten. Wie in Abschnitt 3.4.2 diskutiert, liefern Abschätzungen zum chemischen Gleichgewicht in  $^{32}\text{S}$ -induzierten Reaktionen Temperaturen von  $T = 160 - 180 \text{ MeV}$ . Auch Berechnungen aus vorläufigen Ergebnissen der NA49 Kollaboration für Pb+Pb Reaktionen in [Bec97b] liefern eine chemische Ausfrieretemperatur von  $T = 180 \text{ MeV}$ . Im Bezug auf die Daten eines Experimentes (NA49) liefert eine chemische Analyse also deutlich andere Ergebnisse als die rein hydrodynamische. Wie oben erwähnt, darf man aber auch in einer hydrodynamischen Berechnung mit Hilfe der Transversalimpulsspektren das chemische Gleichgewicht nicht außer acht lassen.

Wenn man eine allgemeine chemische Ausfrieretemperatur voraussetzt, so muß diese auch in der Berechnung der Resonanzanteile der Teilchenspektren verwendet werden. Auf diesem Hintergrund sind die Analysen des chemischen Gleichgewichts in [Bec97b] eher mit den Resultate aus den Spektren neutraler Pionen in Übereinstimmung. Die Ergebnisse aus der Form der Spektren unterschiedlicher Teilchen und der Pionen-Interferometrie [Röh97] stehen dazu

im Widerspruch.

Grundsätzlich kann man auch annehmen, daß zu einem Zeitpunkt  $t_1$  bei  $T_{chem}$  nur die teilchenumwandelnden Reaktionen zum Erliegen kommen, andere Reaktionen, die für die Einstellung des thermischen Gleichgewichts verantwortlich sind, aber weiterhin stattfinden. Die Temperatur  $T_{chem}$  fixiert dann alle Teilchenverhältnisse. Die Impulsverteilung der einzelnen Teilchensorten würde später durch das thermische Ausfrieren festgelegt. In diesem Modell gibt es aber keinen Grund, anzunehmen, daß das thermische Ausfrieren für alle Spezies bei derselben Temperatur stattfindet, da die Teilchensorten bereits vorher entkoppeln. Hier hätte jede Spezies  $i$  ihre eigene Ausfrieretemperatur  $T_{therm}^{(i)}$ . Damit entfele aber auch jegliche Möglichkeit, aus einer simultanen Auswertung verschiedener Spektren etwas über *eine* Temperatur zu lernen, wie es in [Röh97] geschieht.

## 5.4 Kollektiver Fluß

Die oben beschriebenen Flußeffekte werden häufig unter dem Stichwort *radialer Fluß* zusammengefaßt. In den Transversalimpulsspektren z.B. beobachtet man eine Veränderung der inklusiven Verteilungen, die mit kollektiven Phänomenen verträglich ist, ein Nachweis der *Kollektivität* ist damit aber nicht möglich.

Der kollektive Charakter der Teilchenemission läßt sich am ehesten in Analysen der azimuthalen Asymmetrie nachweisen, wie sie schon in Abschnitt 4.2.2 diskutiert wurden. Dazu können die Momente der azimuthalen Verteilungen berechnet werden. Wichtig ist es hierbei, eine möglichst sichere Festlegung der Reaktionsebene, d.h. der Ebene, die durch den einlaufenden Strahl und den Stoßparameter aufgespannt wird, zu erreichen.

Im WA98 Experiment kann hierzu gezielt der Plastic Ball eingesetzt werden. Dazu wurde wie in 4.2.2 beschrieben das Dipolmoment

$$\vec{Q}_1 = \sum_{\nu=1}^N E_{\nu}^{kin} \exp(i\phi_{\nu}) \quad (5.12)$$

der transversalen Energie der Protonen im Targetbereich berechnet. Es zeigt sich, daß die Verteilung der Protonen ein endliches erstes Moment aufweist. Die Stärke  $\alpha$  der zugrundeliegenden Asymmetrie läßt sich dann analog nach unterschiedlichen Methoden berechnen – so kann die Korrelation zwischen zwei Subevents verwendet werden, aber auch die zwischen Protonen und schwereren Fragmenten (vor allem Deuteronen).

Abbildung 5.28 zeigt links die Verteilung der Relativwinkel der ersten Momente für zwei Subevents. Dabei wurden die im Plastic Ball gemessenen

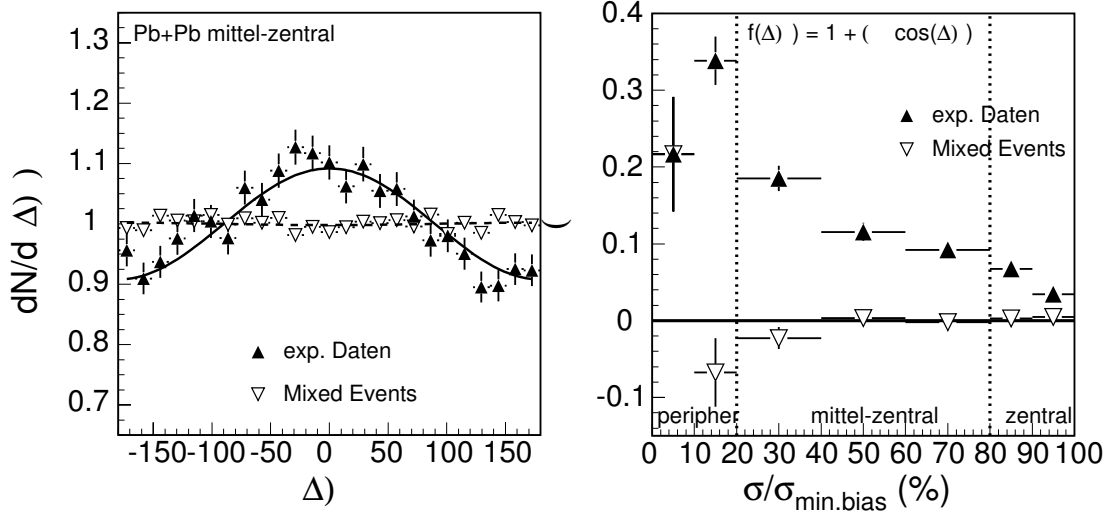


Abbildung 5.28: Azimutale Asymmetrie der Baryonen im Targetbereich in Pb+Pb Reaktionen. Dargestellt ist links die Verteilung des Relativwinkels zweier Subevents für mittel-zentrale Ereignisse und rechts die Stärke der azimutalen Asymmetrie in Abhängigkeit von der Zentralität. Die ausgefüllten Symbole zeigen die experimentellen Daten, die leeren Symbole „Mixed-Events“.

Protonen, Deuteronen und Tritonen verwendet. Zum Vergleich ist die Verteilung für Mixed-Events mit eingetragen. Man sieht, daß die realen Daten eine deutliche Korrelation, d.h. eine Erhöhung bei  $\Delta\Phi = 0$  zeigen, während in den Mixed-Events praktisch kein Effekt zu sehen ist. Die Verteilungen werden dann mit der Funktion:

$$f(\Delta\Phi) = 1 + \chi \cdot \cos(\Delta\Phi) \quad (5.13)$$

angepaßt. Abbildung 5.28 zeigt die Werte der Korrelationsstärke  $\chi$  in Abhängigkeit von der Zentralität. Die Anisotropie ist sehr gering für zentrale Reaktionen und nimmt bei Zunahme des Stoßparameters zu. Das stimmt auch mit der Erwartung überein: Je zentraler der Stoß ist, desto symmetrischer ist die Reaktionszone, was sich auf die Teilchenemission überträgt. Grundsätzlich erwartet man bei sehr peripheren Stößen ebenfalls ein Schwächerwerden des Effektes, da die übertragenen Impulse geringer werden. Auch dies ist in den Meßdaten zu sehen, wobei hier allerdings die Mixed-Events einen ebenso starken Effekt zeigen. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die periphersten Reaktionen im Experiment beim momentanen Stand der Analyse noch durch Untergrund verunreinigt sein könnten, außerdem ist die statistische

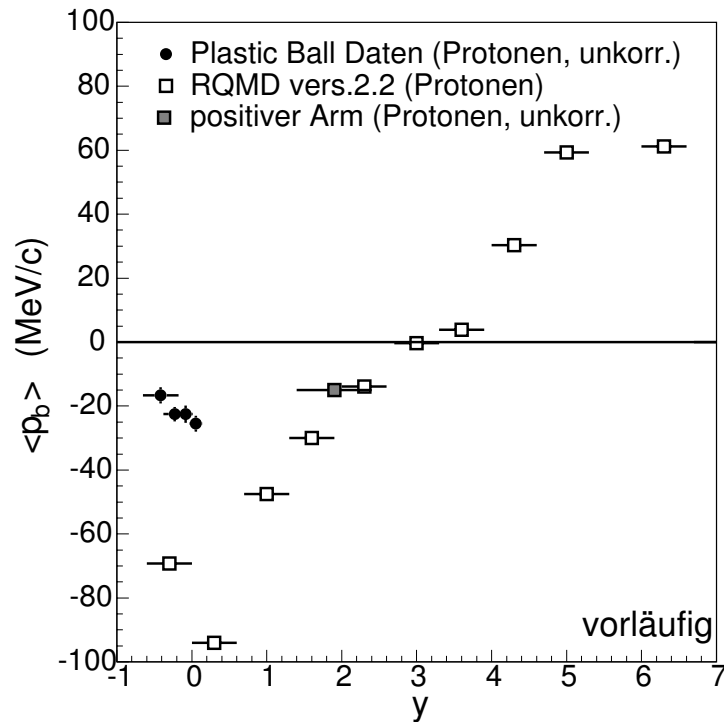


Abbildung 5.29: Mittlerer Transversalimpuls der Protonen in Richtung der Reaktionsebene in Abhängigkeit von der Rapidität [Kur97]. Die schwarzen Kreise zeigen Daten des Plastic Ball, das graue Quadrat Daten des positiven Spektrometers und die weißen Quadrate Ergebnisse des Ereignisgenerators RQMD.

Aussagekraft noch recht gering. Weitere Details zur Analyse der azimuthalen Asymmetrie im Plastic Ball finden sich in [Sch98].

Der gerichtete Fluß kann alternativ auch mit der *globalen Transversalimpulsanalyse* untersucht werden [Dan85]. Dazu betrachtet man ein bestimmtes Teilchen jeweils als Testteilchen. Zunächst berechnet man aus den übrigen Teilchen die Reaktionsebene und anschließend die Komponente  $p_b$  des Transversalimpulses des Testteilchens bezüglich dieser Ebene. Dieses Verfahren wird für alle Teilchen in einem bestimmten Rapiditätsbereich durchgeführt. Bei vorhandenem gerichtetem Fluß muß der Mittelwert  $\langle p_b \rangle$  endlich sein – seine Größe ist ein Maß für die Stärke des transversalen Flusses. Die Richtung der kollektiven Ablenkung wird meist für das Projektil als positiv definiert, d.h. daß  $\langle p_b \rangle$  im Targetbereich negative Werte annehmen sollte.

In Abbildung 5.29 ist der mittlere Transversalimpuls  $p_b$  in Abhängigkeit

von der Rapidität für Pb+Pb Reaktionen von mittlerer Zentralität aufgetragen. Die schwarzen Kreise zeigen Ergebnisse des Plastic Ball. Die Daten sind noch nicht bzgl. des endlichen Auflösungsvermögens der Reaktionsebene korrigiert. Auch endgültige Akzeptanzkorrekturen fehlen noch, so daß sich die Absolutwerte schwer vergleichen lassen. Die Daten zeigen allerdings qualitativ einen ähnlichen Effekt wie die Simulationen mit dem Ereignisgenerator RQMD. Die Daten im Targetbereich zeigen einen negativen Transversalimpuls und bestätigen damit nochmal den Nachweis der azimuthalen Asymmetrie.

Ähnliche Analysen lassen sich prinzipiell auch mit Detektoren durchführen, die nicht azimuthalsymmetrisch sind. Im WA98 Experiment wurde das mit Hilfe der Magnet-Spektrometer durchgeführt. Dazu werden Transversalimpulsspektren geladener Teilchen für unterschiedliche Orientierungen der Reaktionsebene relativ zur Akzeptanz der Spektrometer untersucht. Durch ein Zusammensetzen der Spektren für unterschiedliche Relativwinkel kann man so ein zweidimensionales Transversalimpulsspektrum bezogen auf die Reaktionsebene erhalten. Dies wurde für Protonen durchgeführt und die resultierende Verteilung wurde mit einer zweidimensionalen Gaußverteilung angepaßt. Eine Verschiebung dieser Verteilung gegenüber dem Ursprung zeigt einen globalen Transversalimpuls an und damit gerichteten Fluß. Der so erhaltene Wert für Reaktionen mittlerer Zentralität ist ebenfalls in Abbildung 5.29 eingetragen. Auch bei einer Rapidität von  $y = 2$  erhalten die Protonen offensichtlich einen ähnlich gerichteten Fluß wie im Targetbereich.

Dabei ist zu beachten, daß die Protonen bei  $y = 2$  mit hoher Wahrscheinlichkeit Participants sind, während man es im Targetbereich eher mit Spectatorprotonen zu tun hat. Es ist bemerkenswert, daß in beiden Bereichen ein ähnlicher Flußeffect nachzuweisen ist.

Interessant ist es jetzt natürlich, einen möglichen kollektiven Fluß der produzierten Teilchen zu untersuchen. Hierzu wurden als erster Schritt Transversalimpulsspektren negativ geladener Teilchen bei  $y \approx 3$  für verschiedene Ausrichtungen verglichen [Nae97]. Abbildung 5.30 zeigt als Beispiel die Verhältnisse der Spektren in Richtung des Stoßparameters, entgegengesetzt dazu bzw. senkrecht zur Reaktionsebene für zentrale Reaktionen. Die Verhältnisse sind alle gut mit einer Konstanten verträglich, die Spektren zeigen also keine signifikanten Unterschiede. Dies ist nicht verwunderlich, da man in zentralen Reaktionen aufgrund der Symmetrie nur schwache Ausrichtung des Flusses erwartet.

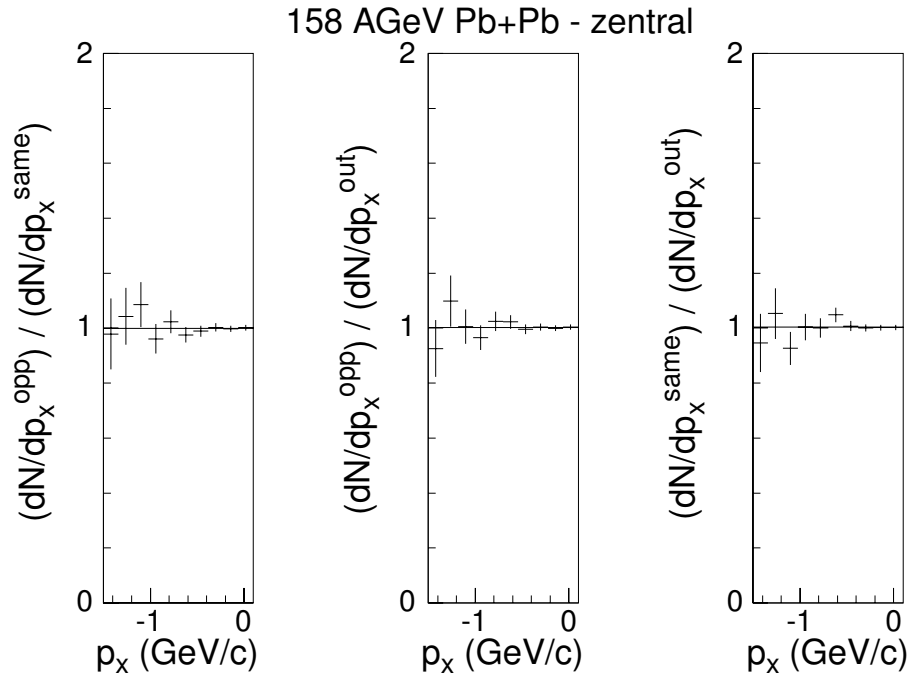


Abbildung 5.30: Verhältnisse der Transversalimpulsspektren negativer Teilchen im Bezug auf die Reaktionsebene für zentrale Reaktionen von Pb+Pb (aus [Nae97]). Unterschieden wird dabei: in Richtung des Stoßparameters (*same*), entgegengesetzt dazu (*opp*) und senkrecht zur Reaktionsebene (*out*). Die Impulsrichtung der Teilchen, die im negativen Spektrometerarm nachgewiesen werden, ist im Experiment als negativ definiert.

Ein anderes Bild ergibt sich für mittel-zentrale Reaktionen. Hier zeigt z.B. das Verhältnis des Spektrums entgegen der Protonen-Flußrichtung zu dem in Flußrichtung ein Ansteigen zu positiven Werten. Die negativen Teilchen, die in überwiegender Maße Pionen sind, weisen also eine Antikorrelation auf, sie werden eher entgegen der Protonenflußrichtung im Targetbereich emittiert.

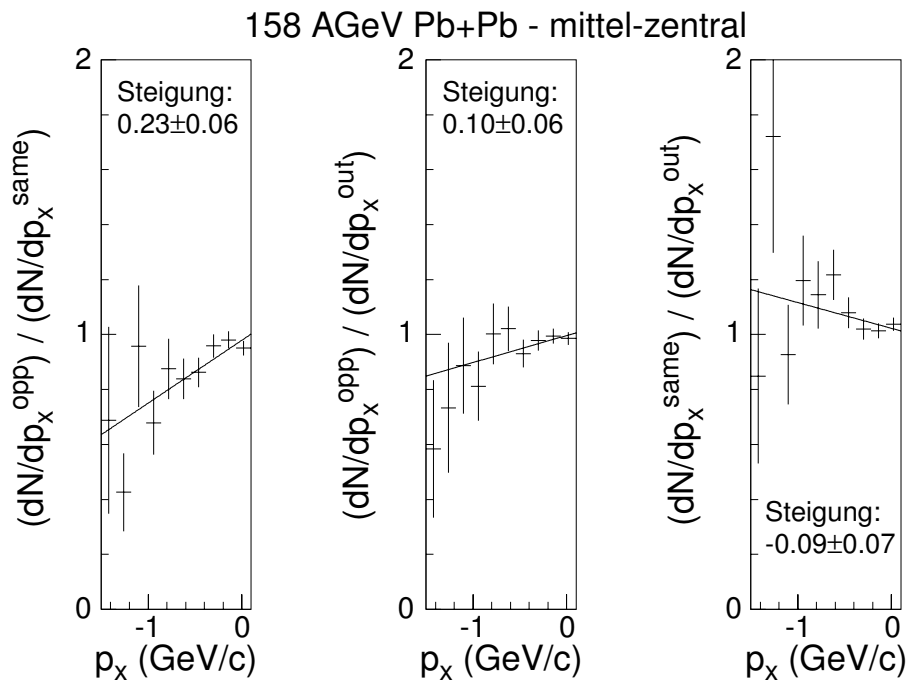


Abbildung 5.31: Verhältnisse der Transversalimpulsspektren negativer Teilchen im Bezug auf die Reaktionsebene wie in Abbildung 5.30 für Pb+Pb Reaktionen von mittlerer Zentralität (aus [Nae97]). Eingezeichnet sind ebenfalls Geradenfits an diese Verhältnisse und die zugehörigen Steigungsparameter.

## 5.5 Produktion direkter Photonen

### 5.5.1 Theoretische Vorhersagen

Die Ergebnisse des WA80 Experimentes zur oberen Grenze der Produktion direkter Photonen in Reaktionen von S+Au wurden in einer Reihe theoretischer Untersuchungen aufgegriffen (siehe Abschnitt 4.3.3).

Es wurde gezeigt, daß die Photonennrate deutlich überschätzt wird, wenn man annimmt, daß das System während der Kernreaktion thermalisiert vorliegt und nur aus leichten Mesonen ( $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ) aufgebaut ist. In diesem Fall benötigt man im Anfangszustand eine sehr hohe Temperatur, um die im Experiment beobachtete Multiplizität von Teilchen zu produzieren. Diese hohe Anfangstemperatur steht aber im Widerspruch zu den im WA80 Experiment bestimmten oberen Grenzen für Photonen.

Verwendet man andere Zustandsgleichungen für die Materie in diesen Reaktionen, z.B. ein QGP oder ein Hadronengas, das auch alle bekannten hadronischen Resonanzen berücksichtigt, so kann man die Multiplizitäten mit einer Anfangstemperatur  $T_i \leq 250$  MeV erreichen – diese ist gleichzeitig mit den Photonendaten verträglich.

Abbildung 5.32 zeigt rechts qualitativ ähnliche Vergleiche der Vorhersagen hydrodynamischer Rechnungen mit unterschiedlichen Zustandsgleichungen für Reaktionen von Pb+Pb bei 158 AGeV aus [Cle97]. Gezeigt sind Ergebnisse für eine vereinfachte Zustandsgleichung des Hadronengases (nur  $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\omega$ ) und für eine Zustandsgleichung die alle Resonanzen mit Massen  $< 2.5$  GeV/c berücksichtigt, jeweils unter der Annahme eines Phasenübergangs vom QGP zum Hadronengas oder ohne diesen Phasenübergang.

Man sieht deutlich, daß sich die Raten für die vereinfachte Zustandsgleichung ohne Phasenübergang – wie oben erwähnt – von den andern unterscheiden. Sie fallen um einige Größenordnungen höher aus. Die Autoren selbst machen allerdings deutlich, wie unrealistisch diese Annahme ist.

Die anderen Ansätze liefern annähernd vergleichbare Ergebnisse. Anzumerken ist aber, daß sich die Photonennraten für die volle Zustandsgleichung mit bzw. ohne Phasenübergang bei hohen  $p_T$  um einen Faktor 2-3 unterscheiden. Es verbleibt also eine gewisse Sensitivität der Photonennproduktion auf einen möglichen Phasenübergang selbst für die realistischere Zustandsgleichung.

In [Cle97] wird auch die Produktion von Hadronen in den unterschiedlichen Szenarien diskutiert. Es ergeben sich qualitativ ähnliche Unterschiede. Erschwerend kommt für die Interpretation der Hadronen aber hinzu, daß sie durch die weitere Entwicklung des Systems bis zum Ausfrieren beeinflusst werden. So erhält man durch die Ausfrierbedingung weitere freie Parameter



in diesen Rechnungen, die Sensitivität der Hadronen für die Anfangsbedingungen des Systems und seine exakte Zustandsgleichung in Frage stellen.

Hier haben die Photonen den entscheidenden Vorteil ihrer geringen Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.3). Die Unsicherheiten, die mit der weiteren Entwicklung des hadronischen Systems einhergehen, sind sehr viel geringer.

Alle derartigen Rechnungen bauen natürlich auf der Annahme eines thermodynamischen Gleichgewichts auf. Direkte Photonen mit sehr hohem Transversalimpuls sollten natürlich durch harte Parton-Parton-Streuungen im Anfangszustand erzeugt werden. Da Photonen aus der Anfangsphase die weitere Reaktion „überleben“ sollten, sind solche Streuungen, aber auch alle anderen *Vergleichgewichtsprozesse* für die Photonenproduktion von Interesse.

Untersuchungen zu diesem Thema wurden in [Dum97] mit Hilfe des Ereignisgenerators URQMD [Ble97, Bas97] durchgeführt. Dieser Ereignisgenerator berücksichtigt 50 verschiedene Baryonen und Baryonresonanzen sowie 25 Mesonen und Mesonresonanzen. Photonenproduktion findet in diesem Modell durch Streuungen mit intermediären Resonanzzuständen und bei höheren Streuenergien durch t-Kanal-Streuprozesse statt. In diesem Modell läßt sich auch die Nicht-Gleichgewichts-Produktion studieren. Als rein hadronisches Modell enthält es allerdings keinen Phasenübergang.

Abbildung 5.32 zeigt links Ergebnisse solcher Modellrechnungen. Die schwarzen Kreise stellen die gesamte Produktion von Photonen durch Meson-Meson-Kollisionen dar, die weißen Kreise hingegen nur den „thermischen“ Anteil davon, d.h. den Anteil aus denjenigen Streuungen, deren Streupartner einen Rapiditätsunterschied  $\Delta y < 3$  aufweisen. Es ist deutlich zu sehen, daß diese thermischen Prozesse bei großen  $p_T$  nur einen geringen Bruchteil der Gesamtproduktion von Photonen ausmachen. Dominant wird bei höheren  $p_T$  die Vergleichgewichtsproduktion, die von Mesonen herrührt, die einen großen Bruchteil des longitudinalen Impulses von Participants tragen.

Zum Vergleich sind in Abbildung 5.32 weitere hydrodynamische Rechnungen eingetragen. Ein Modell mit longitudinaler Expansion nach dem Björken-Bild (siehe Abschnitt 3.3.1) und zusätzlicher transversaler Expansion (durchgezogene Linie in Abbildung 5.32) liefert Ergebnisse, die recht gut mit dem thermischen Anteil der URQMD-Rechnungen übereinstimmen. Die Vergleichgewichtsanteile können naturgemäß in solchen hydrodynamischen Rechnungen nicht berücksichtigt werden.

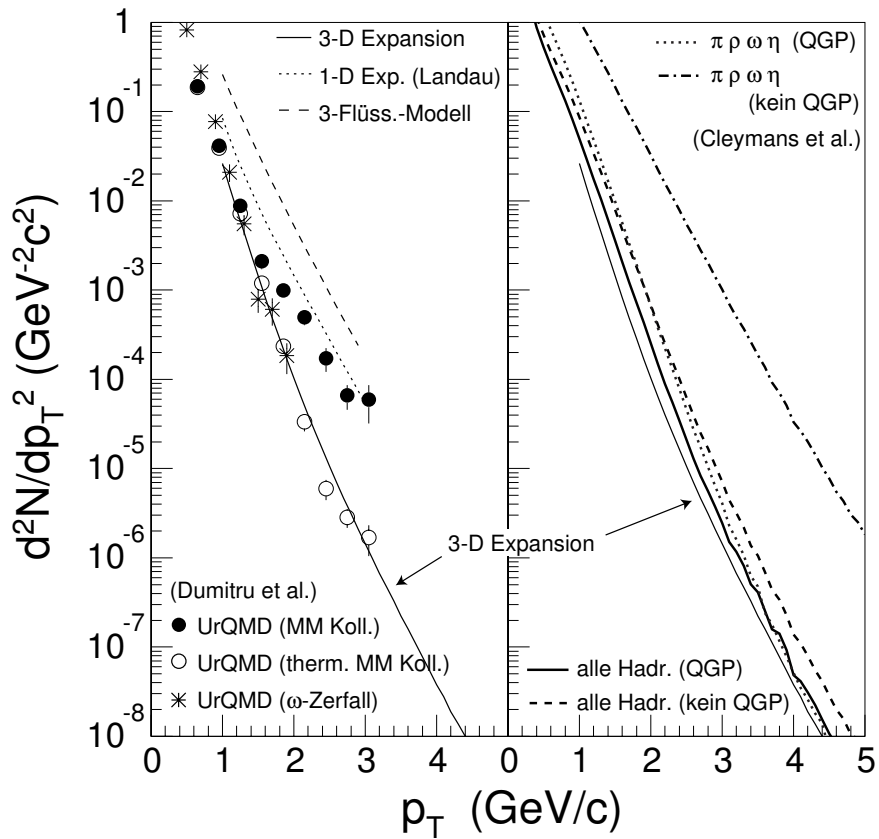


Abbildung 5.32: Vorhersage der Emission direkter Photonen als Funktion des Transversalimpulses aus verschiedenen Modellen für zentrale Reaktionen von Pb+Pb. Links sind drei unterschiedliche hydrodynamische Rechnungen und Vorhersagen des Ereignisgenerators UrQMD aus [Dum97] gezeigt, rechts hydrodynamische Rechnungen mit vier unterschiedlichen Zustandsgleichungen aus [Cle97]. Im rechten Teil wurde die Kurve für die Berechnungen mit 3-dimensionaler Expansion aus [Dum97] zum Vergleich nochmal eingezeichnet.

### 5.5.2 Messung direkter Photonen

Zur Messung direkter Photonen müssen möglichst präzise die Spektren *inklusive* Photonen gemessen werden, da der direkte Anteil daran recht klein ist. Dazu wird von den mit dem Bleiglasdetektor LEDA gemessenen Verteilungen zunächst die Hadronenkontamination abgezogen, anschließend werden sie für die Rekonstruktionseffizienz korrigiert. Die so erhaltenen Photonenspektren sind dominiert durch Zerfallsphotonen, deren Einfluß nun abgeschätzt werden muß.

Bei bisherigen Messungen direkter Photonen hat es sich eingebürgert, immer das Verhältnis der Photonen zu den neutralen Pionen zu betrachten, das sogenannte  $\gamma/\pi^0$ -Verhältnis, da sich eine Reihe von systematischen Fehlern, die beide Teilchensorten gleichermaßen betreffen, dabei herauskürzt. Außerdem vermeidet man dabei die starke, angenähert exponentielle Verteilung beider Spektren und kann interessante Veränderungen leichter erkennen.

Abbildung 5.33 zeigt die  $\gamma/\pi^0$ -Verhältnisse für die unterschiedlichen relevanten Zerfälle von Hadronen. Dabei sind einzelne Prozesse separat dargestellt. Für die schwereren Mesonen, die in Pb+Pb Reaktionen bisher nicht gemessen werden konnten, wurden die gleichen Annahmen über die Produktionsraten zugrunde gelegt wie bei den Untersuchungen in S+Au Reaktionen. Die Zerfallsphotonen des  $\pi^0$  machen  $\approx 90\%$  der Photonen aus, der nächst-wichtigste Zerfall ist der des  $\eta$ , der 5-20% beiträgt. Außerdem wurden die elektromagnetischen Zerfälle von  $\omega$  und  $\eta'$  und einige schwache Zerfälle, so z.B.  $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ , untersucht. Die schwachen Zerfälle tragen vor allem deswegen zusätzlich zur Photonenausbeute bei, weil die daraus erzeugten neutralen Pionen nicht als solche erkannt werden, da sie durch die lange Lebensdauer der Elternteilchen u.U. sehr weit vom Target entfernt erzeugt werden und ihre invariante Masse so nicht richtig berechnet werden kann. Diese Zerfälle tragen aber nur zu einem sehr geringen Teil zur Photonproduktion bei, wie sich an Abbildung 5.33 erkennen läßt. Dort deutet sich allerdings ein Anstieg dieses Anteils zu höherem  $p_T$  an. Aus den bisherigen Untersuchungen ist noch nicht völlig klar, ob diese schwachen Zerfälle bei sehr hohem  $p_T$  möglicherweise noch wichtiger werden. Die Untersuchungen dazu sind momentan noch nicht abgeschlossen [Buc98].

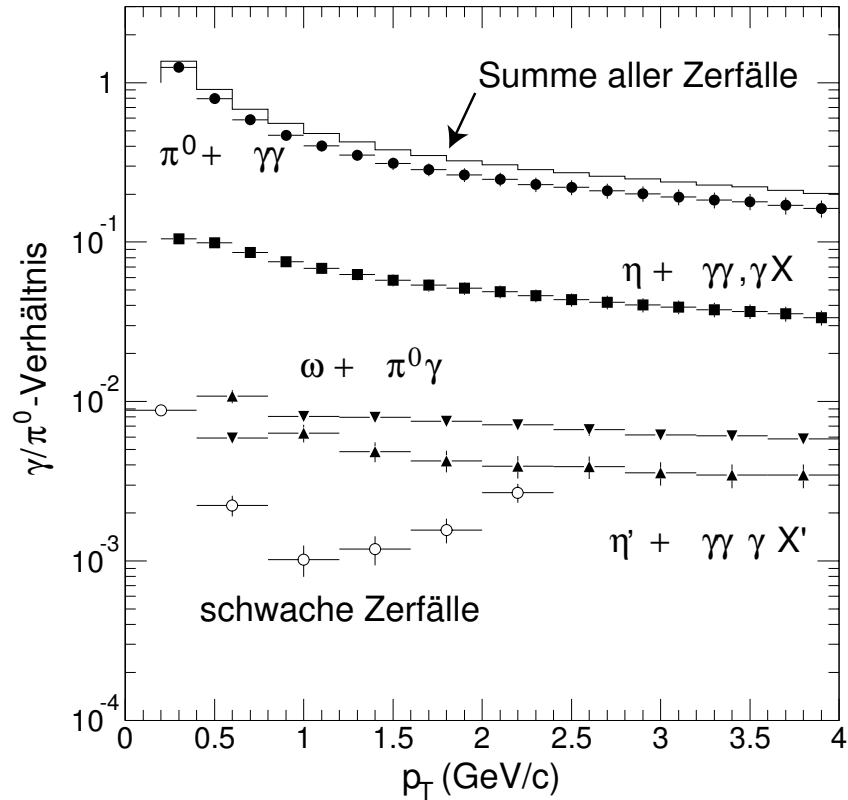


Abbildung 5.33: Verhältnis von Zerfallsphotonen zu neutralen Pionen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls aus einer Monte-Carlo Simulation für zentrale Reaktionen von Pb+Pb. Die gefüllten Kreise zeigen den Anteil der Zerfälle von neutralen Pionen, die Quadrate von  $\eta$ -Mesonen, die Dreiecke von  $\omega$  und  $\eta'$  und die leeren Kreise den Beitrag schwacher Zerfälle. Das Histogramm gibt die Summe aller Beiträge an.

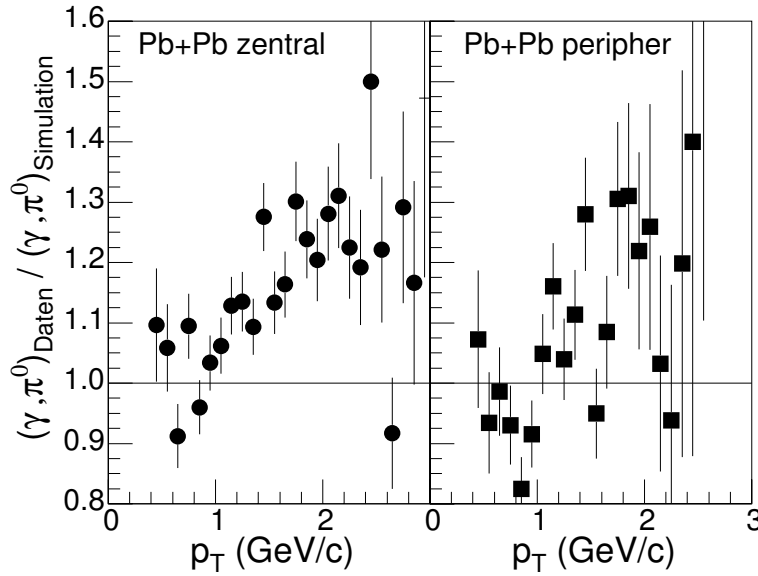


Abbildung 5.34: Doppelverhältnis  $R$  nach Gleichung 5.14 für zentrale (links) und periphere (rechts) Reaktionen von Pb+Pb bei 158A GeV.

Zum Vergleich der gemessenen Photonen mit den Erwartungen aus hadronischen Zerfällen hat es sich als praktisch erwiesen, ein Doppelverhältnis

$$R = \frac{\frac{dN_\gamma}{dp_T} / \frac{dN_{\pi^0}}{dp_T} |_{Daten}}{\frac{dN_\gamma}{dp_T} / \frac{dN_{\pi^0}}{dp_T} |_{Simulation}} \quad (5.14)$$

zu betrachten.<sup>21</sup> Treten keine direkten Photonen auf, so sollte  $R \equiv 1$  sein.

Abbildung 5.34 zeigt dieses Doppelverhältnis für zentrale und periphere Reaktionen von Pb+Pb. In zentralen Reaktionen ist hier ein deutlicher Überschuß zu erkennen, der zu hohem  $p_T$  hin anwächst. Auch in peripheren Reaktionen deutet sich ein etwas geringerer Überschuß an, der aber aufgrund der größeren statistischen Fehler nicht sehr aussagekräftig ist.

Die vorhergesagte Photonenzahl aus der Simulation hadronischer Zerfälle kann nun von den inklusiven Photonenspektren subtrahiert werden. Man erhält so für zentrale Reaktionen von Pb+Pb das in Abbildung 5.35 gezeigte Spektrum. Da die Abschätzung der systematischen Fehler zur Zeit noch nicht abgeschlossen ist, handelt es sich hierbei um ein vorläufiges Ergebnis. Vor

<sup>21</sup>Falls in der Simulation exakt die gleiche Verteilung der  $\pi^0$  verwendet wird, wie sie experimentell gemessen wurde, so reduziert sich  $R$  auf das Verhältnis der Photonenspektren.

allem wird momentan eine unabhängige Auswertung der Daten mit unterschiedlichen Algorithmen und Teilchenidentifikations-Kriterien durchgeführt [Buc98]. Wenn sich dieses Ergebnis konsolidiert, ist damit zum ersten Mal ein Nachweis direkter thermischer Photonen in Schwerionenreaktionen gelungen.

In Abbildung 5.35 sind zum Vergleich einige der realistischeren theoretischen Vorhersagen aus Abbildung 5.32 mit eingezeichnet. Die gezeigten hydrodynamischen Rechnungen liegen systematisch niedriger als die experimentellen Daten, die Rechnungen aus [Cle97] ohne Annahme eines Phasenübergangs kann man allerdings, vor allem bei niedrigem  $p_T$  als kompatibel mit dem Experiment ansehen. Interessant ist, daß die Vorhersagen des URQMD Modells mit seinen Prä-Äquilibrium-Anteilen die Daten bei höherem  $p_T$  am besten beschreiben. Einige der Rechnungen, die in Abbildung 5.32 zu sehen sind, können die Daten gut beschreiben, wurden aber aufgrund ihrer unrealistischen Annahmen hier nicht zum Vergleich herangezogen.

## 5.6 Disorientierte chirale Kondensate

Erst seit kurzer Zeit gibt es so etwas wie eine systematische Suche nach dem disorientierten chiralen Kondensat (s. Abschnitt 2.4). Nach den Hinweisen auf Isospinfluktuationen in Experimenten mit kosmischer Strahlung, in denen die sogenannten Centauro-Ereignisse [Lat80] und Anti-Centauro-Ereignisse [Lor92, Iwa92] gefunden wurden, gibt es einen Versuch eines DCC-Nachweises durch das Minimax-Experiment am Tevatron des Fermilab mit Proton-Antiproton-Kollisionen [Bro96, Bjø96]. Daneben nimmt auch das WA98-Experiment eine Pionierrolle ein. Hier wurden die ersten Untersuchungen zu disorientierten chiralen Kondensaten in Schwerionenreaktionen durchgeführt [Agg97d].

Für die Suche nach Isospinfluktuationen wird eine Analyse der Multiplizitäten von Photonen und geladenen Teilchen auf Einzelereignisbasis durchgeführt. Die Photonen, die im PMD gemessen werden, sind zu  $\approx 85\%$  Zerfallsprodukte von neutralen Pionen. Von allen geladenen Teilchen sollten die geladenen Pionen  $\approx 80\%$  ausmachen. Extreme Fluktuationen des Verhältnisses von neutralen zu geladenen Pionen sollten sich also auch in Fluktuationen der Multiplizitätsverhältnisse von Photonen und geladenen Teilchen widerspiegeln, wenn auch die Beimischung anderer Teilchen die Effekte weniger ausgeprägt erscheinen läßt. Zusätzlich muß berücksichtigt werden, daß die Photonen des PMD eine Beimischung von fehlidentifizierten Hadronen enthalten. Aufgrund dieser Nachweiseffekte erfordert eine Analyse der Fluktuationen einen Vergleich mit einer detaillierten Simulation, die alle wichtigen Detektoreffekte enthält.

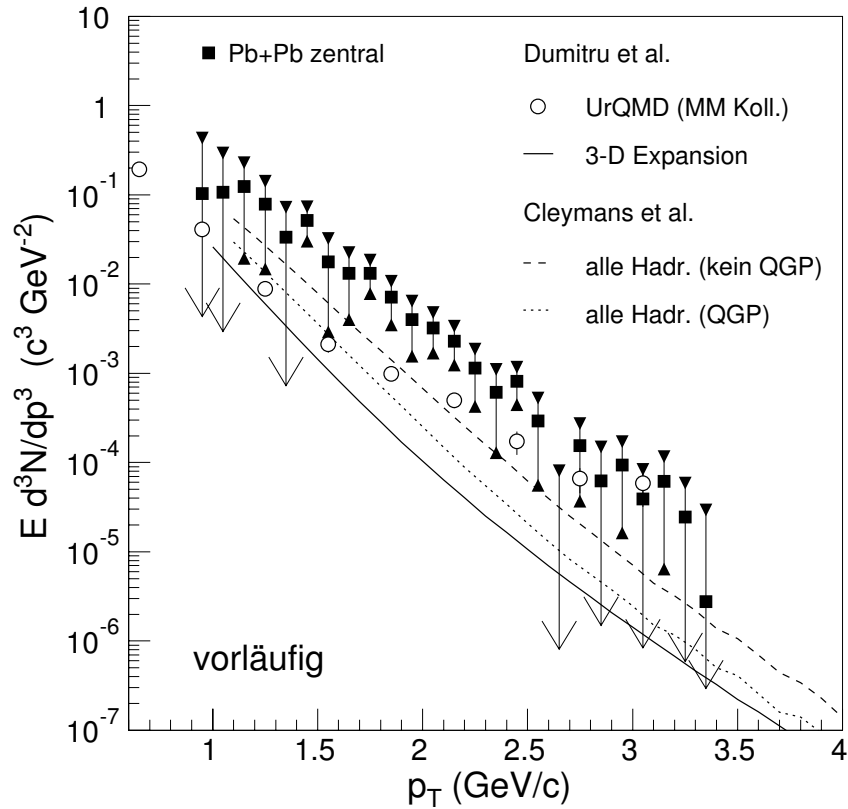


Abbildung 5.35: Verteilung direkter Photonen für zentrale Reaktionen von Pb+Pb bei 158A GeV. Die schwarzen Quadrate zeigen die Mittelwerte des Photonenerüberschusses, die Dreiecke das Konfidenzintervall für eine Wahrscheinlichkeit von 90% beim momentanen vorläufigen Stand der Auswertungen. Die nach unten gerichteten Pfeile kennzeichnen  $p_T$ -Werte, bei denen nur die Angabe einer oberen Grenze möglich ist. Zum Vergleich sind einige der theoretischen Vorhersagen aus Abbildung 5.32 mit eingezeichnet.

Der erste Weg, der in WA98 beschrieben wurde, ist eine Analyse der Gesamtmultiplizitäten. Diese Methode ist sinnvoll für die Suche nach relativ deutlichen Effekten, d.h. vor allem für Ereignisse, in denen eine einzelne große DCC-Domäne auftritt. Es sollen hier nur zentrale Reaktionen ausgewertet werden, da dort die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines solches Phänomens am größten ist. Insbesondere wurde darauf geachtet, die geringe Zahl von sogenannten „Pile-Up“-Ereignissen, in denen sich im PMD die Daten zweier Ereignisse überlagern, zu verwerfen. Solche seltenen Ereignisse beeinflussen inklusive Verteilungen kaum, könnten aber eine solche Fluktuationsanalyse verfälschen.

Abbildung 5.36 zeigt die zweidimensionale Verteilung der Photonenmultiplizität  $N_\gamma$  und der Multiplizität geladener Teilchen  $N_{charged}$  für die untersuchten Ereignisse. Die Ereignisse streuen in einem bestimmten Bereich der Multiplizitäten. Vor allem erkennt man eine korrelierte Streuung, die angenähert entlang der Diagonalen verläuft. Dies wird bewirkt durch die in der untersuchten Gesamtheit auftretende Variation der Zentralität und die damit verbundene korrelierte Variation der Multiplizitäten.

Die durch ein mögliches DCC auftretenden Fluktuationen könnte man in dieser Graphik als Abweichungen senkrecht zu dieser Diagonalen erkennen. Um diese Fluktuationen genauer zu analysieren, bietet es sich an, eine Koordinatentransformation durchzuführen: Die Korrelation der beiden Multiplizitäten läßt sich gut mit einem Polynom zweiter Ordnung beschreiben – entlang dieser Linie wählt man die Koordinate  $Z$  (siehe Abbildung 5.36).<sup>22</sup> Als zweite Koordinate soll der Abstand  $D_Z$  eines Punktes von dieser Achse gewählt werden. Diese Variable enthält dann die wesentlichen Informationen im Bezug auf die Isospinfluktuationen. Auch hier gibt es natürlich ganz normale statistische Effekte.

Um die Signifikanz der Fluktuationen im Bezug auf neue physikalische Effekte zu verstehen, ist man auf eine Simulation angewiesen, die die „trivialen“ Fluktuationen möglichst genau reproduziert und die man zum Vergleich heranziehen kann.

Zu diesem Zweck wurde ein Modell entworfen, das auf dem VENUS 4.12 Ereignisgenerator aufbaut. Die erzeugten Ereignisse durchlaufen ein Simulationsprogramm, das die Detektorakzeptanzen und Antwortfunktionen enthält. Auf diese Weise werden den simulierten Ereignissen alle bekannten Detektoreffekte aufgeprägt, die die Meßdaten ebenfalls enthalten, um die systematischen Fehler beim Vergleich zu minimieren.

---

<sup>22</sup>Die Abweichung vom linearen Verhalten entsteht vor allem durch die unterschiedliche Zentralitätsabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeiten von PMD und SPMD.



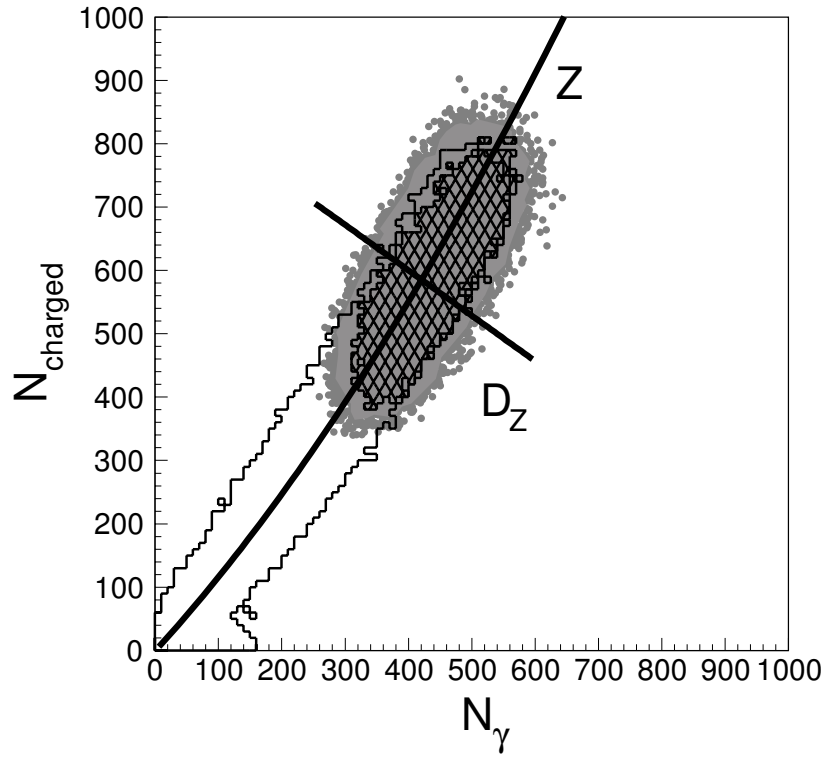


Abbildung 5.36: Zweidimensionale Verteilung der Multiplizitäten von Photonen (gemessen mit dem PMD) und geladenen Teilchen (gemessen mit dem SPMD). Gezeigt sind Daten des WA98 Experimentes für zentrale Reaktionen von Pb+Pb als „Scatter-Plot“ aus grauen Punkten und die Ergebnisse von Simulationen des Ereignisgenerators VENUS ohne Einfluß eines DCC als schraffierter Bereich. Die dünne durchgezogene Linie deutet zusätzlich das Verhalten der Minimum-Bias-Daten an, die dicken Linien die daraus gewonnenen Achsen des neuen Koordinatensystems (s. Text).

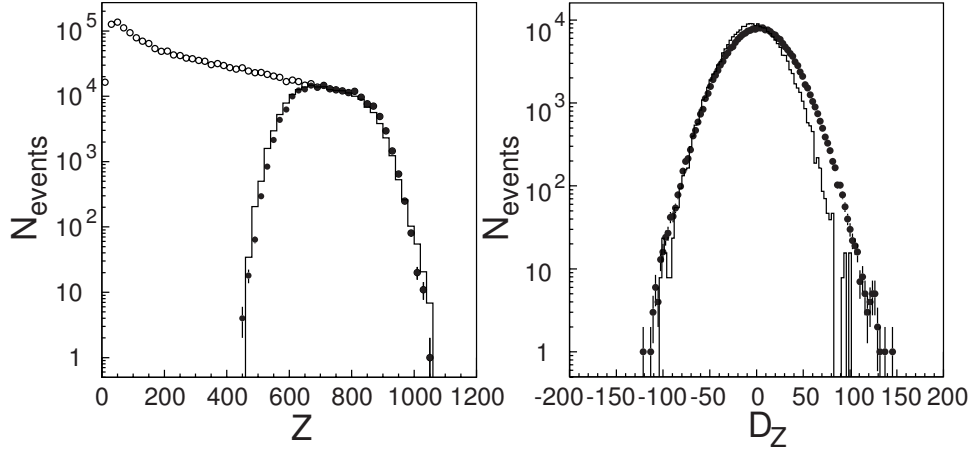


Abbildung 5.37: Verteilung der Multiplizitätsvariablen  $Z$  (links) und  $D_Z$  (rechts). Die Daten des WA98 Experimentes für zentrale Reaktionen von Pb+Pb sind als ausgefüllte Kreise gezeigt, die Minimum-Bias-Daten als leere Kreise und die VENUS-Simulationen als Histogramm.

Die Absolutwerte der Multiplizitäten und damit auch der Variablen  $Z$  lassen sich durch dieses Modell sehr gut reproduzieren, wie man in Abbildung 5.37 links sieht. Die Verteilung in der Variablen  $D_Z$  (Abbildung 5.37 rechts) ist für das Modell wie für die experimentellen Daten gaußförmig, allerdings ist die Breite für die experimentellen Daten größer. Dies könnte ein Hinweis auf einen möglichen physikalischen Effekt sein; beim gegenwärtigen Stand der Auswertung ist eine Entscheidung darüber wegen der systematischen Fehler nicht möglich. Deshalb soll hier auf diesen Unterschied nicht eingegangen werden. Die Abstandsvariable wird für die weitere Analyse auf die Breite der Gaußverteilung der VENUS Ereignisse normiert:

$$S_Z \equiv \frac{D_Z}{\sigma_{D_Z}^{VENUS}}. \quad (5.15)$$

Die Auswertung beschränkt sich dadurch auf die Suche nach besonderen Ereignissen. Sie ist nicht mehr sensitiv auf kleinere Effekte, die sich nur in einer geringfügig breiteren Verteilung niederschlagen würden.

Für die weitere Analyse wurde in das Modell der Effekt einer DCC-Produktion auf vereinfachte Weise eingebaut. Die VENUS Ereignisse wurden modifiziert durch zusätzliche Fluktuationen der relativen Anzahl neutraler und geladener Pionen. Es wird angenommen, daß eine einzelne DCC-Domäne in jedem zentralen Ereignis entsteht. Die Größe dieser Domäne (als prozen-

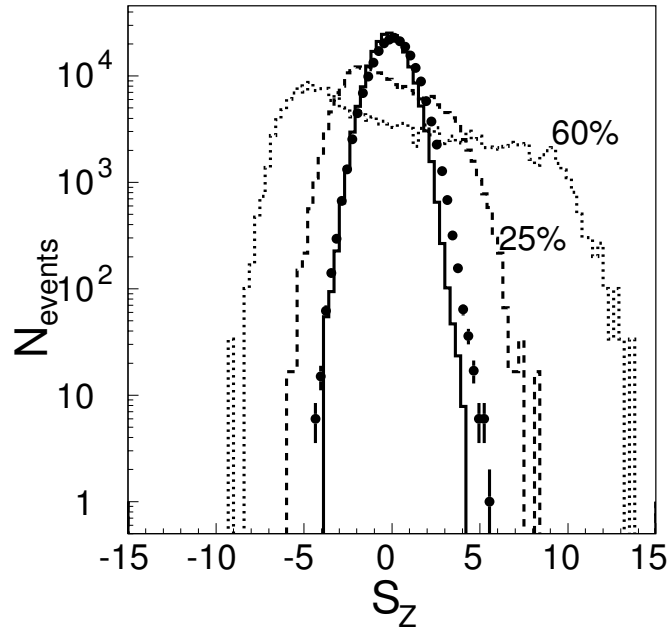


Abbildung 5.38: Verteilung des normierten Abstandes  $S_Z$ . Die Daten des WA98 Experimentes für zentrale Reaktionen von Pb+Pb sind als ausgefüllte Kreise gezeigt und die VENUS-Simulationen als Histogramme. Dabei enthält das durchgezogene Histogramm keinen DCC-Einfluß, die gestrichelte Linie Simulationen für  $\zeta = 25\%$  und die gepunktete Linie für  $\zeta = 60\%$ .

tualer Anteil  $\zeta$ ) kann frei gewählt werden; sie bestimmt, welcher Anteil der Pionen verändert wird.

Zunächst wird ein Wert für die Variable  $f$  (s. Abschnitt 2.4) zufällig nach der Verteilung 2.25 ausgewählt. Für jedes neutrale Pionenpaar ( $\pi^+\pi^-$  oder  $\pi^0\pi^0$ ) werden zwei Zufallszahlen mit Werten zwischen 0 und 1 „gezogen“. Ist die erste Zufallszahl kleiner als  $\zeta$ , so stammt dieses Paar aus dem DCC. Für diesen Fall wird mit der zweiten Zufallszahl das Schicksal der Pionen entschieden: Ist sie kleiner als  $f$ , so sind beide Pionen neutral, im anderen Fall geladen.

Diese Prozedur simuliert eine DCC-ähnliche Fluktuation gemeinsam mit einem „normalen“ hadronischen Untergrund auf eine Art und Weise, die Energie- und Ladungserhaltung nicht verletzt.

Mit Hilfe dieses Modells lassen sich Multiplizitätsverteilungen für unter-

schiedliche DCC-Anteile erzeugen. Abbildung 5.38 zeigt Verteilungen von  $S_Z$  aus der Simulation für unterschiedliche Werte von  $\zeta$ . Die Verteilung für die Null-Hypothese, das Fehlen jeglicher DCC-Effekte, ist gaußförmig und stimmt mit der experimentellen Verteilung (ausgefüllte Kreise in Abbildung 5.38) relativ gut überein, wobei sich die oben diskutierten Abweichungen in  $D_Z$  natürlich auch hier niederschlagen. Die ebenfalls abgebildeten Verteilungen für  $\zeta = 25\%$  und  $\zeta = 60\%$  zeigen deutlich stärkere Fluktuationen, die zu nachweisbaren Effekten in den Meßdaten führen müßten.

In den experimentellen Daten lassen sich für  $|S_Z| > 6$  keine Ereignisse finden. Die Simulationsrechnungen liefern nun die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten solcher Ereignisse in Abhängigkeit von  $\zeta$ :

$$\epsilon(\zeta) = \frac{N(|S_Z| > 6, \zeta)}{N_{total}}. \quad (5.16)$$

Aus dem negativen Befund kann damit eine obere Grenze (mit 90% Konfidenzniveau nach Poisson-Statistik) für die Erzeugung eines DCCs einer bestimmten Größe abgeleitet werden:

$$P_{DCC}(\zeta) \leq \frac{N_{limit}}{\epsilon(\zeta)} \cdot \frac{1}{N_{exp}}. \quad (5.17)$$

Diese obere Grenze für die Häufigkeit eines DCC ist in Abbildung 5.39 als durchgezogene Linie gezeigt. Das abgetrennte Gebiet (dunkelgrau) ist durch die Messung ausgeschlossen. Zusätzlich ist eine weitere Abschätzung (hellgraue Fläche) zu sehen, die man unter der Annahme erhält, daß die geringfügige Verbreiterung der Verteilung in  $D_Z$  für die Daten gegenüber der Simulation einem Detektoreffekt zuzuschreiben ist, der nicht exakt genug in die Simulation eingebaut wurde. In diesem Fall ließe sich das DCC-Kriterium als  $|S_Z| > 5$  wählen, was die obere Grenze noch geringfügig verbessern würde.

Während diese Analyse eine DCC-Domäne ausschließt, die mit einer Häufigkeit von größer als 0.1% mehr als 30% eines Ereignisses ausmacht, ist sie noch nicht sensitiv auf sehr viel kleinere Domänen. Da man in diesen Reaktionen durch ein DCC Effekte in der Größenordnung von  $\zeta = 15 - 25\%$  erwartet, ist die Sensitivität dieser Analysemethoden noch nicht optimal. Hier erhofft man sich von detaillierteren Analysemethoden, die momentan entwickelt werden, noch bessere Ergebnisse.

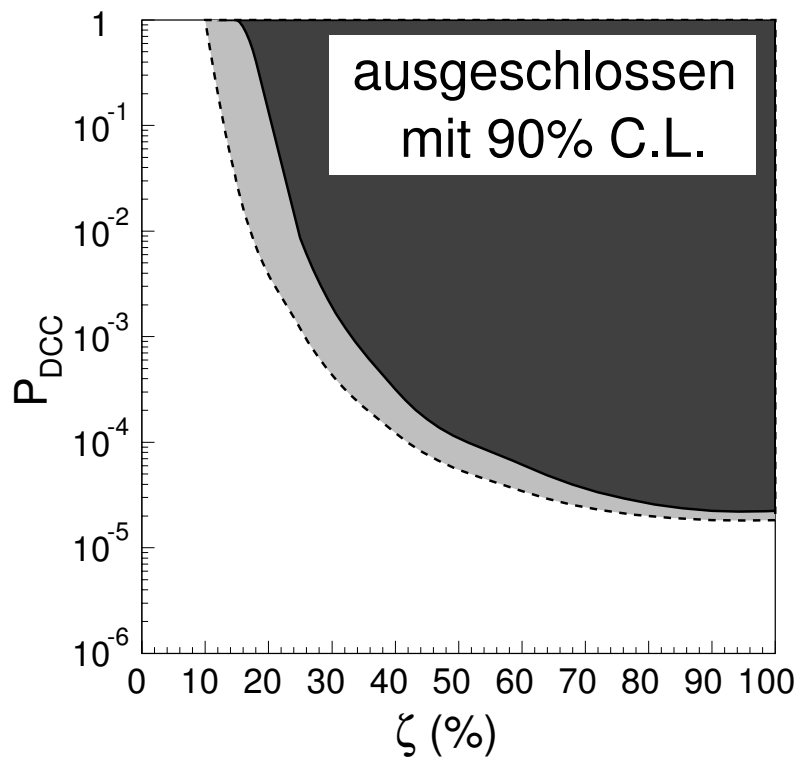


Abbildung 5.39: Obere Grenze für die Häufigkeit des Auftretens eines DCC in Abhängigkeit des jeweiligen Anteils  $\zeta$  an einzelnen Ereignissen. Die dunkelgraue Fläche zeigt das ausgeschlossene Gebiet für die konservative Annahme  $|S_Z| > 6$ , bei Verwendung eines schwächeren Cuts erweitert sich das Ausschlußgebiet um die hellgraue Fläche (Erläuterung s. Text).



# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

### 6.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden verschiedene Aspekte von Schwerionenreaktionen bei 200 A GeV bzw. 158 A GeV untersucht, die Informationen über die unterschiedlichen Phasen dieser Reaktionen vom Anfangszustand bis zum Ausfrieren der produzierten Teilchen liefern.

In zentralen Stößen von S+Au und Pb+Pb werden Energiedichten von  $\epsilon > 2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$  erreicht, wobei die Dichte in sehr zentralen Pb+Pb Reaktionen noch höher ist als in den leichteren Systemen und sich über ein deutlich größeres Volumen erstreckt. Dieses verhältnismäßig große Volumen hoher Energiedichte liefert gerade in Pb+Pb Reaktionen eine gute Chance für das Erreichen der Bedingungen für einen Phasenübergang zum QGP, nachdem schon in  $^{32}\text{S}$ -induzierten Reaktionen einiges darauf hindeutet, daß diese Phasengrenze erreicht wird.

In den Experimenten WA93 und WA98 wurden zum ersten Mal die Multiplizitäts- und die Pseudorapiditätsverteilungen von inklusiven Photonen in einem größeren Teil des Phasenraums gemessen. Die Variation dieser Multiplizitäten mit der Zentralität oder dem Reaktionssystem läßt sich, wie für andere globale Observable, in erster Näherung mit der Anzahl der Participants erklären. Im Vergleich mit Vorhersagen von Monte-Carlo Modellen für diese Reaktionen zeigt sich allerdings ein leichter Überschuß an Photonen im Experiment. Dieser hängt möglicherweise mit dem Überschuß von niederenergetischen Photonen gegenüber den erwarteten Raten aus hadronischen Zerfällen zusammen, der in Messungen mit einem hochauflösenden Detektor beobachtet wurde. In diesem Zusammenhang wurde auch der Einfluß von hadronischer Bremsstrahlung der geladenen Teilchen während der Reaktion berechnet, der aber nicht ausreicht, um den gemessenen Effekt zu erklären.

Hierzu müssen noch weitergehende Untersuchungen durchgeführt werden. Auch die genauere Auswertung der Pb+Pb Reaktionen wird hier sicher noch weitere Informationen liefern.

Die Verteilungen neutraler Pionen konnten in einem sehr viel größeren Bereich des Transversalimpulses gemessen werden, als dies sonst für geladene Teilchen in Schwerionenexperimenten möglich ist. Dadurch konnte deutlich gezeigt werden, daß sich diese Spektren sowohl in S+Au als auch in Pb+Pb nicht durch die naivste thermische Verteilung beschreiben lassen, die näherungsweise durch eine Exponentialfunktion gegeben ist. Die Spektren sind deutlich gekrümmt, die lokalen inversen Steigungen wachsen mit zunehmendem  $p_T$  linear an. Ein genaueres thermisches Modell unter Berücksichtigung von Resonanzzerfällen und radialem Fluß kann die Spektren in ihrer gekrümmten Form hingegen sehr gut beschreiben. Aufgrund der hohen Präzision der Spektren neutraler Pionen bis hin zu hohen Transversalimpulsen können hier, im Unterschied zu den sonst oft verwendeten Spektren geladener Teilchen, die Parameter dieses Modells eingegrenzt werden, als optimale Werte erhält man eine Temperatur von  $T \approx 180 \text{ MeV}/c$  und eine mittlere Flußgeschwindigkeit von  $\langle \beta \rangle \approx 0.20 - 0.25$  in S+Au. Die ermittelte Temperatur stimmt recht gut mit den entsprechenden Werten von hadrochemischen Analysen überein. In Pb+Pb kann man  $T = (132 + 36 - 26) \text{ MeV}$  und  $\langle \beta \rangle = (0.34 + 0.08 - 0.10)$  ermitteln. Diese Ergebnisse liegen eher bei niedrigerer Temperatur als die aus der Hadrochemie, allerdings höher als solche von interferometrischen Messungen anderer Experimente. Hier erfordert ein besseres Verständnis als nächsten Schritt einen systematischen Vergleich aller Meßdaten mit realistischeren Modellen, die z.B. unterschiedliche Temperaturen für verschiedene Teilchenspezies erlauben.

Die Produktion von Pionen bei hohen Transversalimpulsen kann man nicht in einer einfachen Extrapolation der Ergebnisse von p+A Reaktionen zu schwereren Systemen verstehen. Die Produktion nimmt bei schwereren Systemen zu, die Abhängigkeit von der Systemgröße legt aber nahe, daß sich diese Zunahme nicht allein durch die Vielfachstreuung im Anfangszustand erklären läßt. Vermutlich sind entweder Modifikationen der Eigenschaften der Partonen oder Nukleonen im Kern oder ein Rescattering der produzierten Teilchen im Endzustand zusätzlich notwendig. Die Produktion in Schwerionenreaktionen für sich betrachtet zeigt eine Proportionalität zur Anzahl der binären Kollisionen, die Produktionsrate pro Kollision ist aber von der in p+p verschieden.

Nach ersten Ergebnissen zur azimuthalen Asymmetrie in S+Au Reaktionen gibt es auch in Pb+Pb eindeutige Hinweise auf solche Effekte. Im Targetbereich konnte ein gerichteter Fluß der Protonen festgestellt werden, der vor allem in nicht-zentralen Ereignissen eine gute Festlegung der Reaktionsebene



erlaubt. Auch Protonen bei mittlerer Rapidität weisen einen damit korrelierten gerichteten Fluß auf, die produzierten Teilchen zeigen jedoch einen Fluß in der Gegenrichtung. Diese Flußeffekte sind ein deutliches Indiz für kollektives hydrodynamisches Verhalten der Kernmaterie in diesen Reaktionen.

Die Messung direkter Photonen konnte bereits in Reaktionen von S+Au die Anfangstemperatur auf maximal  $\approx 250$  MeV einschränken. Erste vorläufige Ergebnisse der Messung in Pb+Pb deuten an, daß weitergehende Einschränkungen theoretischer Szenarien möglich sind. Hier ist vermutlich zum ersten Mal ein Nachweis thermischer direkter Photonen in Schwerionenreaktionen gelungen, wobei sich andeutet, daß die Photonenrate über den bisherigen Vorhersagen realistischer hydrodynamischer Rechnungen liegt. Die Berücksichtigung von Vor-Gleichgewichts-Effekten kann möglicherweise zur Erklärung herangezogen werden. Vor einer detaillierteren Diskussion müssen hier allerdings die endgültigen Ergebnisse abgewartet werden.

Die erste Suche nach disorientierten chiralen Kondensaten in Schwerionenreaktionen wurde im WA98 Experiment durchgeführt. Dabei konnte das Auftreten größerer DCC-Domänen mit einer Häufigkeit  $> 0.1\%$  ausgeschlossen werden.

In den am CERN SPS untersuchten Schwerionenreaktionen wird offensichtlich eine hohe Energiedichte erreicht. Die Interpretation der thermodynamischen Parameter des Endzustandes, des „Ausfrierens“, ist allerdings noch nicht abgeschlossen. Während das chemische Gleichgewicht eine recht hohe Temperatur erfordert, liegt diese bei interferometrischen Messungen eher niedrig. Die genauen Messungen der neutralen Pionen in den Experimenten WA80 und WA98 werden hier sicherlich einen wichtigen Beitrag zum Verständnis leisten können.

Informationen, die für den Anfangszustand und die Entwicklung in der Frühphase der Reaktionen von Bedeutung sind, werden durch die Messungen von Pionen bei hohem  $p_T$  und von direkten Photonen geliefert. Die Ergebnisse zur harten Streuung sind relevant für alle Prozesse, die im Anfangszustand bei hohem Impulsübertrag stattfinden und in denen das Verhalten in Schwerionenreaktionen aus dem in p+p abgeleitet werden soll. Mit Hilfe der Messung direkter Photonen kann man möglicherweise einzigartige Information über die Zustandsgleichung der Materie in der Frühphase dieser Reaktionen gewinnen. Damit konnten in den hier vorgestellten Arbeiten wesentliche Meilensteine für die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma erreicht werden.

## 6.2 Ausblick und zukünftige Experimente

Da die hier skizzierten Ergebnisse des WA98 Experimentes mit 158 A GeV Pb+Pb Kollisionen in vielen Punkten noch nicht die Endresultate der Auswertungen darstellen, kann man in den kommenden Monaten noch gespannt auf neue Erkenntnisse hoffen. Außerdem werden am CERN SPS weiterhin Experimente mit diesem Reaktionssystem durchgeführt. Allerdings gibt es kein Experiment mehr, das in der Lage wäre, die Messung der direkten Photonen wesentlich zu verbessern, was angesichts der enormen experimentellen Schwierigkeiten auch mit sehr hohem Aufwand verbunden wäre.

Allem Anschein nach gibt es in diesen Reaktionen zwar Anzeichen für das Erreichen eines Phasenübergangs, bisher aber keinen zweifelsfreien Nachweis dafür. Vermutlich befindet man sich in der Nähe der Phasengrenze, möglicherweise darüber, aber die Eigenschaften der Materie in diesem Zustand sind offensichtlich nicht so deutlich verschieden von denen eines hadronischen Zustands. Auf diesem Hintergrund sind die in nicht allzu ferner Zukunft geplanten Experimente an Schwerionen-Collidern zu sehen. In solchen Kreisbeschleunigern mit zwei entgegengesetzt umlaufenden Strahlen lassen sich wesentlich höhere Energien erreichen. Dort hofft man deshalb, klare Signale eines QGP zu messen.

Am BNL ist der *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) in Bau, der Strahlen von 100 A GeV Au zur Verfügung stellt – das bedeutet eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 200$  A GeV im Vergleich zu  $\sqrt{s} \approx 20$  A GeV bei den Fixed-Target-Experimenten am CERN SPS. Dieser Beschleuniger wird voraussichtlich im Jahre 1999 seinen Betrieb aufnehmen. RHIC soll vorrangig für die Schwerionenphysik verwendet werden, d.h. daß der Beschleuniger für die betreffenden Experimente nicht nur den Vorteil der höheren Energie, sondern auch den der längeren Meßzeiten und damit einer größeren statistischen Präzision hat.

Am RHIC werden zwei große Experimente, PHENIX und STAR, und eine Reihe kleinerer Experimente stattfinden. Informationen über STAR und die kleineren Experimente finden sich z.B. in [Hal95]. Das PHENIX-Experiment soll im folgenden Abschnitt näher beschrieben werden, da es u.a. durch die Messung von direkten Photonen und auch die Suche nach dem DCC in gewissem Sinne eine "Verwandtschaft" mit dem WA98 Experiment hat. Aus diesem Grunde nehmen auch die WA98-Arbeitsgruppen aus Moskau, Oak Ridge und Münster, die federführend bei der Photonenmessung bei WA98 waren, am PHENIX-Experiment teil.

Ein weiterer Sprung in der Energie soll dann durch den *Large Hadron Collider* (LHC) am CERN möglich werden. Dieser Beschleuniger, der ur-

sprünglich für pp-Reaktionen konzipiert wurde, soll ab dem Jahre 2004 auch Strahlen von Pb-Atomkernen bei Energien von einigen TeV/Nukleon liefern. Es wird neben den pp-Experimenten, von denen einige auch Messungen in Schwerionenreaktionen durchführen können, vor allem ein großes Schwerionenexperiment geben, das ALICE-Experiment.

### 6.2.1 Das PHENIX Experiment

Das PHENIX<sup>1</sup>-Experiment soll möglichst viele potentielle Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas messen können, da einzelne Observable den Nachweis des Phasenübergangs vermutlich nicht erbringen können. Das Experiment konzentriert sich dabei auf die Messung von Leptonen und Photonen.

Mit Hilfe von Leptonenpaaren (sowohl  $e^+e^-$  als auch  $\mu^+\mu^-$ ) sollen einerseits Produktionsraten und Eigenschaften der Vektormesonen untersucht werden, andererseits sucht man auch nach thermischer Strahlung von virtuellen Photonen. Hier sind natürlich die schweren Vektormesonen  $J/\psi$ ,  $\psi'$  und  $\Upsilon$  besonders interessant, für die eine Unterdrückung im Plasma vorhergesagt wurde (siehe Abschnitt 2.2). Da dafür erste Anzeichen bei CERN-Experimenten gefunden wurden, erhofft man sich am RHIC einen viel deutlicheren Effekt, der systematisch untersucht werden kann.

Außerdem sollen in PHENIX direkte Photonen als thermische Strahlung, aber auch aus der harten Parton-Parton-Streuung nachgewiesen werden. Wie in Abschnitt 4.3.3 diskutiert läßt sich wahrscheinlich nur durch die direkten Photonen spezifische Information über die Anfangstemperatur des Systems gewinnen. Da die erwarteten Energiedichten und damit vermutlich auch die Temperaturen am RHIC sehr viel höher sein sollten als am SPS, wird man auch in den direkten Photonen hier viel signifikantere Messungen durchführen können.

Neben diesen Hauptschwerpunkten soll das PHENIX-Experiment natürlich das globale Verhalten in diesen Reaktionen studieren, aber auch die Produktion von Hadronen untersuchen – Stichwörter dazu sind Transversalimpulsspektren und mittlerer Transversalimpuls, Produktion bei hohen  $p_T$  (Jet-Quenching), Interferometrie, Produktion von Charm-Mesonen und die Suche nach dem DCC.

---

<sup>1</sup>Pioneering High Energy Nuclear Ion eXperiment

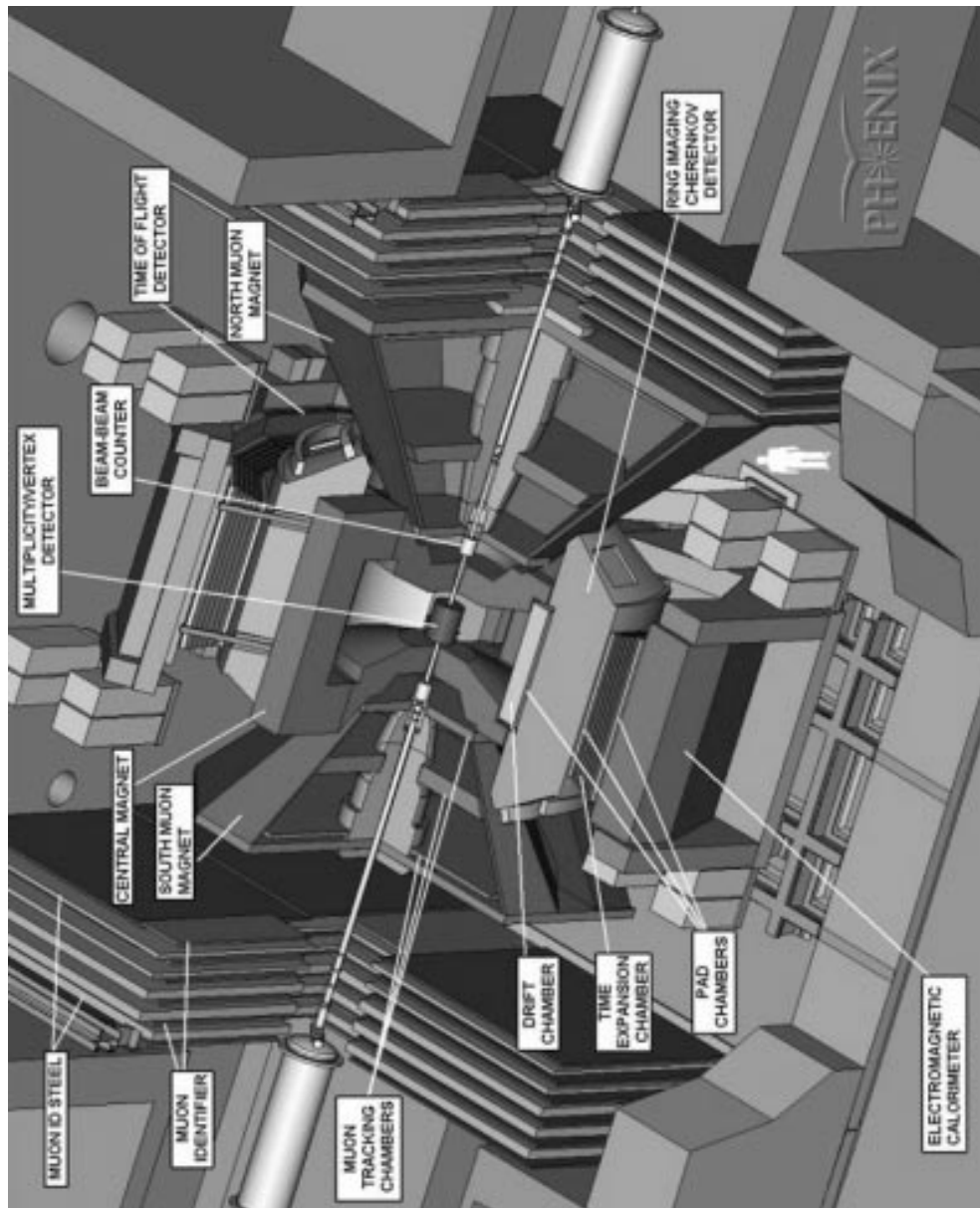


Abbildung 6.1: Schematische Ansicht des PHENIX-Experimentaufbaus.

Diese Vielzahl von Messungen erfordert einen noch komplexeren Experimentaufbau als z.B. in WA98 – dieser ist schematisch in Abbildung 6.1 zu sehen. Wie viele Collider Experimente ist das PHENIX-Experiment weitgehend zylindersymmetrisch um den Wechselwirkungspunkt herum angelegt. Es läßt sich aufteilen in zwei *zentrale Arme* (West Arm und East Arm), die vor allem zur Messung von Elektronen und Photonen, aber auch von geladenen Hadronen dienen, zwei *Muonen-Arme* (North Arm and South Arm), die, wie der Name nahelegt, Muonen registrieren, sowie die *inneren Detektoren*, die die Multiplizität messen und die Rekonstruktion des Reaktionspunktes, des *Vertex*, ermöglichen.

Die zentralen Arme, die gemeinsam mit dem *zentralen Magneten* Spektrometer für geladene Teilchen bilden, enthalten eine Reihe von Spurdetektoren (Driftkammern, Time-Expansion-Chambers, Pad-Chambers), von denen die Time-Expansion-Chambers zusätzlich eine Messung des spezifischen Energieverlusts ermöglichen, RICH-Detektoren<sup>2</sup>, die der Elektronenidentifikation dienen, Flugzeitwände und elektromagnetische Kalorimeter. Als ein Teil dieses Kalorimeters wird der LEDA-Detektor des WA98-Experimentes „wiederverwendet“ – er bildet ein Viertel des gesamten Kalorimeters. Im übrigen wird ein im Bau befindliches Blei-Szintillator-Kalorimeter verwendet.

Die Muonen-Arme benutzen die Stahlkonstruktion des zentralen Magneten als Absorber für Hadronen und Elektronen, eine Kombination aus eigenständigen Magneten und mehreren Spurkammern dient als Spektrometer.

### 6.2.2 Das ALICE Experiment

ALICE<sup>3</sup> ist das einzige Experiment am LHC, das vorrangig Schwerionenreaktionen messen soll und dafür optimiert wurde [Ali95]. Deshalb muß hier noch stärker als z.B. in PHENIX ein universeller Anspruch verfolgt werden: so viele Aspekte der Schwerionenphysik wie möglich müssen abgedeckt werden.

Der Schwerpunkt des Experimentes liegt in der Messung und Identifizierung von geladenen Hadronen, wobei angestrebt wird, deren Verteilungen in einzelnen Ereignissen zu studieren. So sollte es aufgrund der hohen Multiplizitäten z.B. möglich sein, Transversalimpulsverteilungen einzelner Ereignisse zu ermitteln und deren Veränderungen von Ereignis zu Ereignis zu untersuchen. Zu den Analysen, die mit den gemessenen Hadronen durchgeführt werden sollen, gehören neben den Transversalimpulsverteilungen die hadro-chemische Zusammensetzung und die Interferometrie. Daneben soll

---

<sup>2</sup>Ring-Imaging-Cherenkov

<sup>3</sup>A Large Ion Collider Experiment

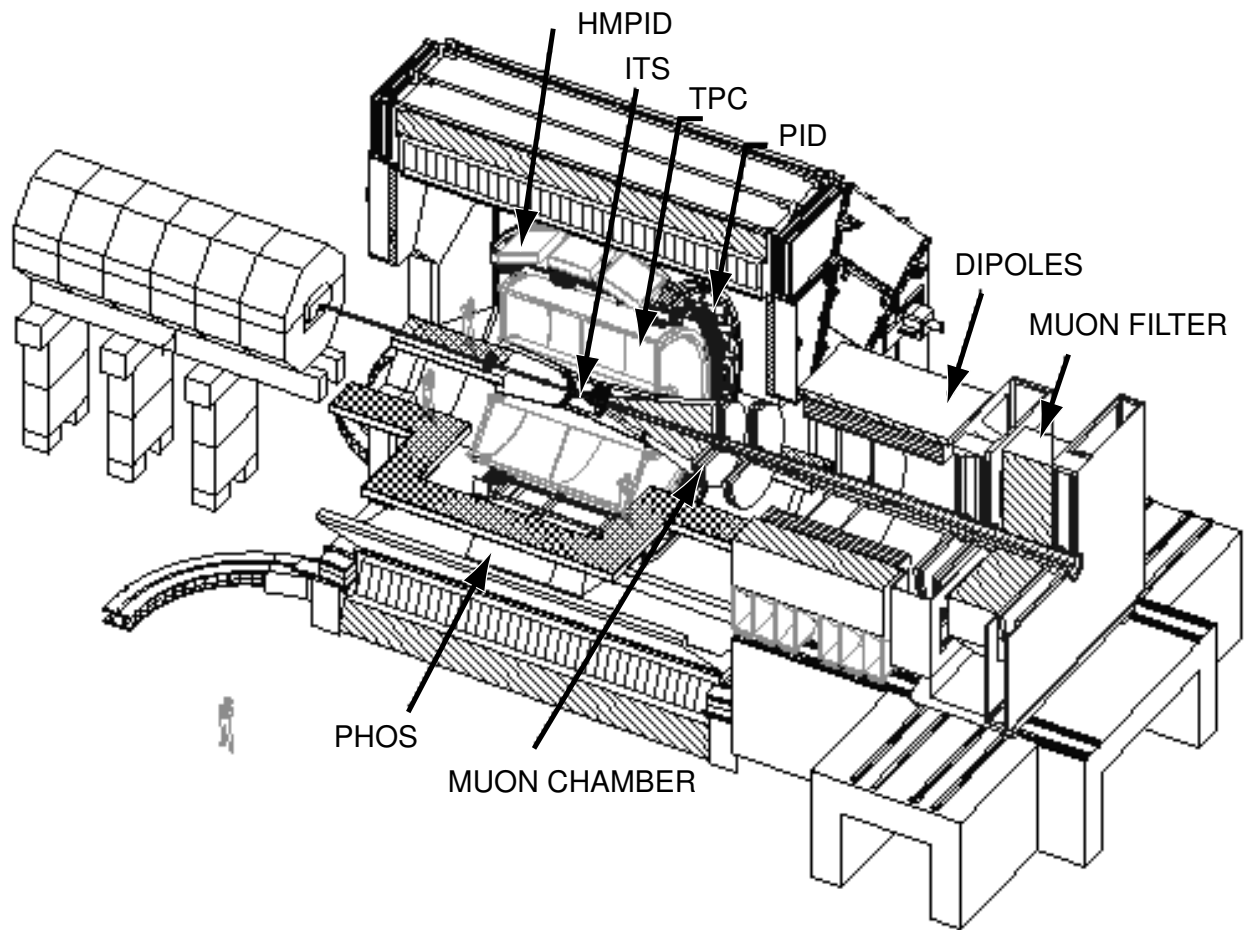


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus von ALICE.

auch ALICE direkte Photonen, Muonen-Paare und nach Möglichkeit auch Elektronen-Paare messen.

Der Experimentaufbau von ALICE (siehe Abbildung 6.2) besteht aus einem zentralen Detektor und einem Muonen-Spektrometer. Der zentrale Detektor ist von einem großen Magneten, einem Solenoid mit verhältnismäßig schwachem Feld, umgeben und ist aufgebaut (von innen nach außen) aus einem inneren Silizium-Spurdetektor (ITS), einer zylindrischen Time-Projection-Chamber (TPC) und einer Vielzahl von Flugzeit-Detektoren (PID). Zusätzlich gibt es zwei kleinere, spezialisierte Detektoren: ein elektromagnetisches Kalorimeter aus  $\text{PbWO}_4$  (PHOS) und ein Zähler für die Identifikation hochenergetischer geladener Teilchen (HMPID), der entweder Flugzeitmessung oder Ring-Imaging-Čerenkov-Technologie benutzen wird.

Das bei kleinen Winkeln ( $\theta = 2-10^\circ$ ) positionierte Muonen-Spektrometer ist aus mehreren Absorbern, einem großen Dipolmagneten und 12 Ebenen von Spurrekonstruktionskammern aufgebaut.

An beiden Beschleunigern, vor allem aber natürlich am LHC, erwartet man eine deutliche höhere Energiedichte des Anfangszustands und, im Gegensatz zu den Experimenten am SPS, einen ausgedehnten Rapiditätsbereich um Midrapidity mit verschwindender Baryondichte. Dadurch sollten die Voraussetzungen für einen Phasenübergang klar erfüllt sein, aber auch die theoretische Behandlung vereinfacht werden. Man erhofft sich, dort jene Signale des QGPs klar nachweisen zu können, die bisher in den Experimenten bei niedrigeren Energien nicht völlig eindeutig bzw. nur als erste Hinweise erkennbar waren.





# Anhang A

## Variablen der Hochenergiephysik

In der Hochenergiephysik und auch in der ultrarelativistischen Schwerionenphysik muß generell die spezielle Relativitätstheorie angewendet werden. Dort verwendet man häufig die sogenannten Viererimpulse <sup>1</sup>:

$$p^\mu \equiv (\vec{p}, E), \quad (\text{A.1})$$

die wie alle Vierervektoren die Eigenschaft haben, daß ihr Betrag invariant unter Lorentz-Transformationen ist. Der Betrag des Viererimpulses gibt die „invariante“ Masse des betreffenden Teilchens an:

$$m^2 = p^\mu p_\mu = -\vec{p} \cdot \vec{p} + E^2. \quad (\text{A.2})$$

Da in Streuexperimenten durch die Strahlrichtung eine Raumkoordinate ( $\hat{z}$ ) ausgezeichnet ist, unterscheidet man den Dreierimpuls  $\vec{p}$  in eine longitudinale (d.h. zum Strahl parallele) Komponente:

$$p_L = \vec{p} \cdot \hat{z} = p_z \quad (\text{A.3})$$

und die transversalen Komponente:

$$\vec{p}_T = \hat{z} \times (\vec{p} \times \hat{z}) = (p_x, p_y). \quad (\text{A.4})$$

Aufgrund der Azimutalsymmetrie betrachtet man oft nur den Betrag des Transversalimpulses  $p_T = |\vec{p}_T| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ . Der Transversalimpuls ist aufgrund seiner Definition invariant gegen Lorentz-Transformationen in  $\hat{z}$ -Richtung.

---

<sup>1</sup>Hier und auch in der gesamten Arbeit, wenn nicht ausdrücklich erwähnt, wird  $c \equiv \hbar \equiv 1$  gesetzt.

Da der Longitudinalimpuls keine einfachen Transformationseigenschaften hat, führt man dafür meist eine neue Variable ein, die Rapidität:

$$y \equiv \frac{1}{2} \log \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right) = \operatorname{atanh} \beta_L. \quad (\text{A.5})$$

Dabei ist  $\beta_L = v_L/c$  die Geschwindigkeit in longitudinaler Richtung. Die Rapidität verhält sich additiv unter Lorentz-Transformationen in  $\hat{z}$ -Richtung. Für  $\beta_L$  und den zugehörigen *Lorentz-Faktor*  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta_L^2}$  gelten folgende Beziehungen:

$$\beta_L = \frac{p_L}{E} = \tanh y \quad (\text{A.6})$$

$$\gamma = \frac{E}{m_T} = \cosh y \quad (\text{A.7})$$

$$\beta_L \gamma = \frac{p_L}{m_T} = \sinh y, \quad (\text{A.8})$$

wobei  $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$  die sogenannte transversale Masse eines Teilchens ist.

Für den Fall einer Messung, in der die Teilchen nicht identifiziert werden können und damit ihre Masse unbekannt ist, wird analog zu A.5 die Pseudorapidität eingeführt:

$$\eta \equiv \frac{1}{2} \log \left( \frac{p + p_L}{p - p_L} \right) = -\ln \left[ \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.9})$$

Es ergeben sich dann ähnliche Relationen wie oben:

$$\frac{p_L}{p} = \tanh \eta \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{p}{p_T} = \cosh \eta \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{p_L}{p_T} = \sinh \eta. \quad (\text{A.12})$$

Die Pseudorapidität steht mit der Rapidität in Beziehung durch:

$$E \cdot \tanh y = p \cdot \tanh \eta. \quad (\text{A.13})$$

Für  $m \ll p \approx E$  nähern sich die Werte von  $y$  und  $\eta$  einander an – für extrem relativistische Teilchen kann deshalb die Pseudorapidität als gute Näherung für die Rapidität betrachtet werden.

Für Rechnungen mit der Raum-Zeit wird oft auch noch die Raum-Zeit-Rapidität definiert:

$$\eta' \equiv \frac{1}{2} \log \left( \frac{t + z}{t - z} \right). \quad (\text{A.14})$$

Aus der Hochenergiephysik stammt auch der Gebrauch der sogenannten *Mandelstam-Variablen*  $s$ ,  $t$  und  $u$ , die als Betragsquadrate der beteiligten Viererimpulse gebildet werden und deshalb Lorentz-invariant sind. In der Schwerionenphysik ist eigentlich nur die Variable  $s = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2$  gebräuchlich, die aus der Summe der Viererimpulse der beiden einlaufenden Teilchen bei einer Streuung berechnet wird. Man erkennt leicht, daß  $\sqrt{s}$  die Gesamtenergie bei einer Reaktion in deren Schwerpunktsystem angibt.



# Anhang B

## Näherung zur Massenabhängigkeit

Sei in pp-Reaktionen:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} \Big|_{pp}(p_T) = f(p_T) = C \cdot \exp\left(-\frac{p_T}{T}\right). \quad (\text{B.1})$$

In A+B-Reaktionen finden ( $a \cdot N_{coll}$ ) pp-Reaktionen statt. Zusätzlich erhalten die produzierten Teilchen durch

1. Streuung des Partons im Anfangszustand oder
2. Streuung des produzierten Teilchens im Endzustand

einen zusätzlichen Transversalimpuls  $\Delta p_T$ . Die Wahrscheinlichkeit  $b$  dafür ist:

1.  $b = x \cdot (N_{row} - 2)$  oder  $b \approx x' \cdot N_{coll}^{1/2}$  bzw.
2.  $b = x'' \cdot A_{targ}^{1/3}$ .

Die Teilchenproduktionsrate in A+B ist dann:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} \Big|_{AB}(p_T) = a \cdot N_{coll} [f(p_T) \cdot (1 - b) + f(p_T - \Delta p_T) \cdot b]. \quad (\text{B.2})$$

Zur Vereinfachung kann man das Verhältnis

$$R = \frac{E \frac{d^3 N}{dp^3} \Big|_{AB}}{E \frac{d^3 N}{dp^3} \Big|_{pp}} \quad (\text{B.3})$$

betrachten.

Dafür gilt:

$$R = a \cdot N_{coll} \left[ (1 - b) + \frac{f(p_T - \Delta p_T)}{f(p_T)} \cdot b \right]. \quad (\text{B.4})$$

Für die Verteilung B.1 ist:

$$R = a \cdot N_{coll} \left[ (1 - b) + \exp\left(\frac{\Delta p_T}{T}\right) \cdot b \right]. \quad (\text{B.5})$$

Unter der Annahme  $\Delta p_T/T \ll 1$  gilt:

$$R = a \cdot N_{coll} \left[ 1 + \frac{\Delta p_T}{T} \cdot b \right]. \quad (\text{B.6})$$

Für  $b \approx 1$  gilt aber außerdem:

$$b^\alpha = \exp(\alpha \cdot \ln b) \approx 1 + \alpha \cdot \ln b \approx 1 - \alpha + \alpha b, \quad (\text{B.7})$$

so daß sich für ein Potenzgesetz eine ähnlich Näherung ergibt:

$$R' = a \cdot N_{coll} \cdot \frac{1}{1 - \alpha} \cdot b^\alpha \approx a \cdot N_{coll} \cdot \left[ 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \cdot b \right]. \quad (\text{B.8})$$

Man erhält dadurch also mögliche Abhängigkeiten der Form:

- $R \propto N_{coll} \cdot N_{row}^\alpha$ ,
- $R \propto N_{coll} \cdot N_{coll}^{\alpha/2} = N_{coll}^{\alpha'}$  oder
- $R \propto N_{coll} \cdot A_{targ}^\alpha$ .

Dies soll nur als Beispiel dafür dienen, wie sich die eher historisch bedingte Parameterisierung als Potenzgesetz auch für einfache Modelle der Vielfachstreuung rechtfertigen läßt.

# Literaturverzeichnis

- [Aga95] G. Agakichiev et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1272
- [Agg96] M. M. Aggarwal et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 143
- [Agg97a] M. M. Aggarwal et al., Phys. Lett. **B 403** (1997) 390–396
- [Agg97b] M. M. Aggarwal et al., Phys. Lett. **B 404** (1997) 207–212
- [Agg97c] M. M. Aggarwal et al., *Multiplicity and Pseudorapidity Distribution of Photons in S + Au Reaction at 200 A GeV*, 1997, eingereicht zur Veröffentlichung bei Phys. Rev. C
- [Agg97d] M. M. Aggarwal et al., *Search For Disoriented Chiral Condensates In 158AGeV Pb+Pb Collisions*, 1997, eingereicht zur Veröffentlichung bei Phys. Lett. B
- [Agg97e] M. M. Aggarwal et al., Phys. Rev. C **56** (1997) 1160–1163
- [Åke90] T. Åkesson et al., Z. Phys. C **46** (1990) 369–375
- [Alb89] R. Albrecht et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 276** (1989) 131–139
- [Alb90] R. Albrecht et al., Z. Phys. C **45** (1990) 529–537
- [Alb91] R. Albrecht et al., Phys. Rev. C **44** (1991) 2736–2752
- [Alb92] R. Albrecht et al., Z. Phys. C **55** (1992) 539–548
- [Alb95a] T. Alber et al., Z. Phys. C **66** (1995) 77
- [Alb95b] T. Alber et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1303
- [Alb95c] R. Albrecht et al., Phys. Lett. **B 361** (1995) 14–20
- [Alb96] R. Albrecht et al., Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3506

- [Ali95] *Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*, 1995, ALICE Collaboration, CERN/LHCC 95-71
- [Alp75] B. Alper et al., Nucl. Phys. **B 100** (1975) 237–290
- [And83] B. Andersson, G. Gustafson, und B. Söderberg, Z. Phys. C **20** (1983) 317
- [And87] B. Andersson, G. Gustafson, und B. Nilsson-Almqvist, Nucl. Phys. B **281** (1987) 289–309
- [And93] B. Andersson, G. Gustafson, und H. Pi, Z. Phys. C **57** (1993) 485–494
- [Ang94] A. Angelis et al., Nucl. Phys. A **566** (1994) 605c–610c
- [Ans89] A. A. Anselm, Phys. Lett. **B217** (1989) 169
- [Ans91] A. A. Anselm und M. G. Ryskin, Phys. Lett. **B266** (1991) 482
- [Ant77] D. Antreasyan et al., Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 112
- [Ant79] D. Antreasyan et al., Phys. Rev. D **19** (1979) 764
- [Ant93] J. Antos et al., Z. Phys. C **59** (1993) 547–553
- [Art74] X. Artru und G. Mennessier, Nucl. Phys. **B70** (1974) 93
- [Awe89a] T. C. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 479–502
- [Awe89b] T. C. Awes und S. P. Sorensen, Nucl. Phys. A **498** (1989) 123c–132c
- [Awe95] T. C. Awes et al., Z. Phys. C **65** (1995) 207, WA80 Collaboration
- [Awe96a] T. C. Awes, 1996, private Mitteilung
- [Awe96b] T. C. Awes et al., Phys. Lett. **B381** (1996) 29–34, WA80 Collaboration
- [Awe96c] T. C. Awes et al., Z. Phys. C **69** (1996) 67, WA80 Collaboration
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 189
- [Bad86] J. Badier et al., Z. Phys. C **31** (1986) 341–347, NA3 Collaboration
- [Bag89] C. Baglin et al., Phys. Lett. B **220** (1989) 471



- [Bag90] C. Baglin et al., Phys. Lett. B **251** (1990) 465
- [Bar98] C. Barlag, 1998, Doktorarbeit, Universität Münster, in Vorbereitung
- [Bas97] S. Bass et al., 1997, Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Physics at the Turn of the Millenium, Wilderness/George (South Africa), March 10-16, 1996, World Scientific, Singapore (1997) p. 399
- [Bat97] S. Bathe, *Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit eines Streamer-Tube-Detektors*, 1997, Diplomarbeit, Universität Münster
- [Bau90] H. Baumeister et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 292** (1990) 81–96
- [Bea96] I. Bearden et al., *Hadron Distributions – Recent Results from the CERN Experiment NA44*, In: P.Braun-Munzinger et al. [QM96], 175c–187c, Nucl. Phys. **A 610**
- [Bec96] F. Beccatini, Z. Phys. C **69** (1996) 485
- [Bec97a] F. Beccatini, *Thermal hadron production in high energy collisions*, 1997, Vortrag auf der Konferenz “Strangeness and Quark Matter 97”, Santorini, Griechenland, Florenz Preprint DFF 284/07/1997
- [Bec97b] F. Beccatini, M. Gazdzicki, und J. Sollfrank, 1997, eingereicht zur Veröffentlichung bei Z. Phys. C, Preprint hep-ph/9710529
- [Bec97c] F. Beccatini und U. Heinz, 1997, eingereicht zur Veröffentlichung bei Phys. Lett., Preprint hep-ph/9702274
- [Bek94] H. Beker et al., Z. Phys. C **64** (1994) 209–217
- [Bek95] H. Beker et al., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 3340
- [Ber90] F. Berger, *Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, 1990, Doktorarbeit, Universität Münster
- [Ber92] F. Berger et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 321** (1992) 152–164
- [BjØ83] J. D. Bjørken, Phys. Rev. D **27** (1983) 140–151
- [BjØ92] J. D. Bjørken, Int. J. Mod. Phys. A **7** (1992) 4189
- [BjØ96] J. D. Bjørken et al., 1996, Preprint hep-ph/9610379

- [Bla92] J.-P. Blaizot und A. Krzywicki, Phys. Rev. D **46** (1992) 246
- [Ble97] M. Bleicher et al., 1997, Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Physics at the Turn of the Millenium, Wilderness/George (South Africa), March 10-16, 1996, World Scientific, Singapore (1997) p. 452
- [Blu93] C. Blume, *Proton-Proton-Korrelationen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, 1993, Diplomarbeit, Universität Münster
- [Blu98] C. Blume, 1998, Doktorarbeit, Universität Münster, in Vorbereitung
- [Boa90] D. Boal, C.-K. Gelbke, und B. K. Jennings, Rev. Mod. Phys. **62** (1990) 553
- [Bøgg96] H. Bøggild et al., Z. Phys. C **69** (1996) 621
- [Boh96] E. Bohne, *Einsatz eines Bleiglasdetektors zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen*, 1996, Doktorarbeit, Universität Münster
- [Bon88] M. Bonesini et al., Z. Phys. C **37** (1988) 341–347, WA70 Collaboration
- [Bon89] M. Bonesini et al., Z. Phys. C **38** (1989) 341–347, WA70 Collaboration
- [Bra96a] P. Braun-Munzinger und J. Stachel, *Probing the Phase Boundary between Hadronic Matter and the Quark-Gluon-Plasma in Relativistic Heavy Ion Collisions*, 1996, Preprint nucl-th/9606017
- [Bra96b] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, und N. Xu, Phys. Lett. **B365** (1996) 1
- [Bro96] T. C. Brooks et al., 1996, Minimax Collaboration, eingereicht zur Veröffentlichung bei Phys. Rev. D, Preprint hep-ph/9609375
- [Buc93] D. Bucher, *Direkte thermische Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, 1993, Diplomarbeit, Universität Münster
- [Buc98] D. Bucher, 1998, Doktorarbeit, Universität Münster, in Vorbereitung
- [Büs97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglaskalorimeter LEDA - Eine Computersimulation* -, 1997, Diplomarbeit, Universität Münster

- [Car97] L. Carlen et al., *A VLSI chip containing 16 channels charge amplifier, Analog to Digital converter and data storage*, 1997, wird veröffentlicht in Nucl. Instr. and Meth.
- [Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleiglaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen im Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, 1996, Doktorarbeit, Universität Münster
- [Cle93] G. Clewing, *Untersuchungen zur Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, 1993, Doktorarbeit, Universität Münster
- [Cle97] J. Cleymans, K. Redlich, und D. Srivastava, Phys. Rev. C **55** (1997) 1431–1442
- [Col84] P. D. B. Collins und A. D. Martin, *Hadron Interactions*, Adam Hilger Ltd., Bristol, 1984
- [Dan85] P. Danielewicz und G. Odyniec, Phys. Lett. **157 B** (1985) 146–150
- [Dan88] P. Danielewicz et al., Phys. Rev. C **38** (1988) 120
- [DeM87a] C. DeMarzo et al., Phys. Rev. D **36** (1987) 16–20, NA24 Collaboration
- [DeM87b] C. DeMarzo et al., Phys. Rev. D **36** (1987) 8–15, NA24 Collaboration
- [Deu82] M. Deutschmann et al., Nucl. Phys. **B 204** (1982) 333 – 345
- [Dön91] P. Dönni et al., *Proposal for a large acceptance hadron and photon spectrometer*, 1991, WA98-Kollaboration, Preprint CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260
- [Dum97] A. Dumitru et al., *Direct photons in Pb+Pb at CERN-SPS from microscopic transport theory*, 1997, Preprint hep-ph/9709487
- [Gav95] S. Gavin, Nucl. Phys. A **590** (1995) 163
- [Gei90] W. Geist et al., Phys. Rep. **197** (1990) 263–374
- [Gol60] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, und A. Pais, Phys. Rev. **120** (1960) 300
- [Gos77] J. Gosset et al., Phys. Rev. C **16** (1977) 629–657

- [Gro94] A. S. Group, *GEANT Detektor Description and Simulation Tool*, 1994, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf
- [Gyu79] M. Gyulassy, S. K. Kauffman, und L. W. Wilson, *Phys. Rev. C* **20** (1979) 2267
- [Gyu90] M. Gyulassy und M. Plümer, *Phys. Lett. B* **243** (1990) 432
- [Hag83] R. Hagedorn, *Riv. Nuovo Cimento* **6** (1983) 1–50
- [Hal95] T. Hallman und J. Thomas, *Summary of the Pre-Conference Workshop: Physics with the Collider Detectors at RHIC and LHC*, In: Poskanzer et al. [QM95], 399c–430c, *Nucl. Phys. A* **590**
- [Han56] R. Hanbury-Brown und R. Q. Twiss, *Nature* **178** (1956) 1046
- [Has81] P. Hasenfratz et al., *Phys. Lett.* **95B** (1981) 199
- [Hat96] T. Hatsuda, 1996, Preprint nucl-th/9608037
- [Hax80] W. C. Haxton und L. Heller, *Phys. Rev. D* **22** (1980) 1198
- [Hei96] U. Heinz, *How to extract physics from HBT radius parameters*, In: P.Braun-Munzinger et al. [QM96], 264c–277c, *Nucl. Phys. A* **610**
- [Höl93] G. Hölker, *Produktion inklusiver Photonen und neutraler Pionen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, 1993, Doktorarbeit, Universität Münster
- [Hun96] C. M. Hung und E. V. Shuryak, 1996, wird veröffentlicht in *Phys. Rev. C*, Preprint hep-ph/9608299
- [Iar83] E. Iarocci, *Nucl. Instr. and Meth.* **217** (1983) 30–42
- [Iwa92] J. Iwai, 1992, JACEE Collaboration, Preprint UWSEA 92-06
- [Izi91] M. Izicki et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **310** (1991) 98
- [Izi95] M. Izicki et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **367** (1995) 358
- [Kam89] K.-H. Kampert, *J. Phys. G* **15** (1989) 691–740
- [Kam93] K.-H. Kampert, *Hochenergetische Schwerionenreaktionen – Studium heißer dichter Kernmaterie*, 1993, Habilitationsschrift, Universität Münster
- [Kam94] K.-H. Kampert et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **349** (1994) 81–95

- [Kar94] F. Karsch und E. Laermann, Phys. Rev. D **50** (1994) 6954
- [Kee95] S. Kees, *Untersuchung des nichtlinearen Anteils der Antwortfunktion eines Bleiglasdetektors durch eine Computersimulation*, 1995, Diplomarbeit, Universität Münster
- [Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1992
- [Kli96] F. Klingl und W. Weise, Nucl. Phys. A **606** (1996) 329
- [Kow92] K. L. Kowalski und C. C. Taylor, *Disoriented Chiral Condensate: A White Paper for the Full Acceptance Detector*, 1992, Preprint hep-ph/9211282
- [Krü98] T. Krümpel, 1998, Diplomarbeit, Universität Münster, in Vorbereitung
- [Krz79] A. Krzywicki et al., Phys. Lett. **B 85** (1979) 407
- [Kur97] M. Kurata, 1997, private Mitteilung
- [Lae96] E. Laermann, *Recent Results from Lattice QCD Simulations*, In: P.Braun-Munzinger et al. [QM96], 1c–12c, Nucl. Phys. **A 610**
- [Lan93] J. Langheinrich, *Einsatz eines longitudinal segmentierten BGO-Kalorimeters zur Photonenmessung in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, 1993, Diplomarbeit, Universität Münster
- [Lan53] L. Landau, Proc. Acad. Sci. USSR (Phys. Series **17** (53) 51
- [Lat80] C. M. G. Lattes, Y. Fujimoto, und S. Hasegawa, Phys. Rep. **65** (1980) 151
- [Leo96] A. Leonidov, M. Nardi, und H. Satz, *Hadron Spectra from Nuclear Collisions*, In: P.Braun-Munzinger et al. [QM96], 124c–131c, Nucl. Phys. **A 610**
- [Lev83] M. Lev und B. Petersson, Z. Phys. C **21** (1983) 155–161
- [Li96] G. Q. Li, C. M. Ko, und G. E. Brown, Nucl. Phys. A **606** (1996) 568
- [Li97] G. Q. Li und G. E. Brown, *Photon production in heavy-ion collisions at SPS energies*, 1997, preprint nucl-th/9706076

- [Lin97] W. Lin et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 389** (1997) 415–420
- [Lør89] B. Lørstadt, Int. J. Mod. Phys. A **4 No 12** (1989) 2861–2896
- [Lor92] J. Lord und J. Iwai, 1992, International Conference on HEP, Dallas
- [Low58] F. Low, Phys. Rev. **110** (1958) 974
- [Mak88] A. Makhlin und Y. Sinyukov, Z. Phys. C **39** (1988) 69
- [Mat86] T. Matsui und H. Satz, Phys. Lett. B **178** (1986) 416–422
- [McL82] L. McLerran, Phys. Rep. **88** (1982) 379–391
- [Nae97] H. Naef, *Particle correlations in fixed target Pb+Pb collisions at 158 GeV/c per nucleon*, 1997, Doktorarbeit, Université de Genève
- [Neu95] S. Neumaier et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 360** (1995) 593
- [Nil87] B. Nilsson-Almqvist und E. Stenlund, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 387–397
- [Nis97] S. Nishimura, 1997, private Mitteilung
- [Nys96] J. Nystrand, *Studies of Nuclear Matter under Extreme Conditions: Heavy-Ion Interactions at Ultrarelativistic Energies*, 1996, Doktorarbeit, Universität Lund
- [Oll92] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **46** (1992) 229
- [Oll93] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D **48** (1993) 1132
- [Oll95] J.-Y. Ollitrault, Nucl. Phys. **A590** (1995) 561c
- [Owe87] J. Owens, Rev. Mod. Phys. **59 No. 2** (1987) 465–503
- [PDG94] M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Rev. D **50** (1994) 1173–1826, Particle Data Group
- [Pei90] T. Peitzmann, *Bose-Einstein-Korrelationen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, 1990, Doktorarbeit, Universität Münster
- [Pei92] T. Peitzmann, Z. Phys. C **55** (1992) 485 – 489
- [Pei93] T. Peitzmann, Z. Phys. C **59** (1993) 127
- [Pei96] T. Peitzmann et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 376** (1996) 368–374

- [Pov83] J. Povlis et al., Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 967–970
- [Pra92] S. Pratt, 1992, private Mitteilung
- [QM95] A. Poskanzer, J. W. Harris, und L. S. Schroeder, Herausg., *Quark Matter '95, Proceedings of the Eleventh International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions*, 1995, Nucl. Phys. **A 590**
- [QM96] P. Braun-Munzinger, H. J. Specht, R. Stock, und H. Stöcker, Herausg., *Quark Matter '96, Proceedings of the Twelfth International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions*, 1996, Nucl. Phys. **A 610**
- [Raf91] J. Rafelski, Phys. Lett. **B 262** (1991) 333
- [Rap97] R. Rapp, G. Chanfray, und J. Wambach, 1997, wird veröffentlicht in Nucl. Phys. A, Preprint hep-ph/9702210
- [Reh90] P. Rehak und E. Gatti, Nucl. Instr. and Meth. **A 289** (1990) 410
- [Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube-Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, 1995, Diplomarbeit, Universität Münster
- [Rey98] K. Reygers, 1998, Doktorarbeit, Universität Münster, in Vorbereitung
- [Röh97] D. Röhrich, *Hadronic Signals at SPS*, In H. Feldmaier, J. Knoll, W. Nörenberg, und J. Wambach, Herausg., *QCD Phase Transitions*, 299–308, (1997), GSI Darmstadt, ISSN 0720-8715
- [Rub97] J. Rubio, *Transverse flow evidence from  $m_T$  spectra in Pb+Pb collisions at 158 GeV/c per nucleon*, 1997, Doktorarbeit, Université de Genève
- [Sat97] H. Satz, *QCD & QGP: A Summary*, 1997, Theory Summary, International Conference on the Physics and Astrophysics of the Quark-Gluon Plasma, Jaipur, India, Preprint BI-TP 97/22
- [Sch92] H. R. Schmidt et al., Nucl. Phys. **A544** (1992) 449–454, WA80 Collaboration
- [Sch93] E. Schnedermann, J. Sollfrank, und U. Heinz, Phys. Rev. C **48** (1993) 2462

- [Sch96] T. Schäfer, *The Chiral Phase Transition*, In: P.Braun-Munzinger et al. [QM96], 13c–25c, Nucl. Phys. **A 610**
- [Sch98] H. Schlagheck, 1998, Doktorarbeit, Universität Münster, in Vorbereitung
- [Shu93] E. Shuryak und L. Xiong, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2241–2244
- [Siv76] D. Sivers, S. Brodsky, und R. Blankenbecler, Phys. Rep. **23C** (1976) 1
- [Sle95] S. Slegt, *Space-Time Evolution in Relativistic Heavy-Ion Collisions*, 1995, Doktorarbeit, KVI Groningen
- [Sol91] J. Sollfrank, P. Koch, und U. Heinz, Z. Phys. C **52** (1991) 593
- [Sol97a] J. Sollfrank, *Chemical equilibration of strangeness*, 1997, Vortrag auf der Konferenz “Strangeness and Quark Matter 97”, Santorini, Griechenland, Preprint nucl-th/9707020
- [Sol97b] J. Sollfrank et al., Phys. Rev. C **55** (1997) 392–410
- [Sor89] H. Sorge, H. Stöcker, und W. Greiner, Nucl. Phys. A **498** (1989) 567c–576c
- [Sri92] D. K. Srivastava, B. Sinha, M. Gyulassy, und X. Wang, Phys. Lett. **B 276** (1992) 285–289
- [Sri94] D. K. Srivastava und B. Sinha, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2421
- [Sta96] J. Stachel, *Test of Thermalization in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions*, In: P.Braun-Munzinger et al. [QM96], 509c–522c, Nucl. Phys. **A 610**
- [Ste97] J. V. Steele, H. Yamagishi, und I. Zahed, *Dilepton and Photon Emission Rates from a Hadronic Gas II*, 1997, preprint hep-ph/9704414
- [Sto91] R. Stock, Ann. d. Phys. **48** (1991) 195–209
- [Stü98] D. Stüken, 1998, Doktorarbeit, Universität Münster, in Vorbereitung
- [Tin96] M. Tincknell et al., Phys. Rev. C **54** (1996) 1918–1929
- [Ven68] G. Veneziano, Nuovo Cim. **69A** (1968) 190



- [Wan97] X. Wang und Z. Huang, Phys. Rev. C **55** (1997) 3047
- [Wei89] R. M. Weiner, Phys. Lett. **B 232** (1989) 278
- [Wer88] K. Werner, Phys. Lett. **B208** (1988) 520–524
- [Wer93] K. Werner, Phys. Rep. 1993
- [Wie96] U. Wiedemann und U. Heinz, *Resonance contribution to HBT correlation radii*, 1996, Preprint nucl-th/9611031
- [Wie97] U. Wiedemann, 1997, Private Mitteilung
- [Wil74] K. Wilson, Phys. Rev. D **14** (1974) 2455
- [Win94] A. L. Wintenberg et al., *Monolithic Circuits for Lead Glass Calorimetry*, 1994, Proc. of Electronics for Future Colliders Conference, May 1994, LeCroy Corp.
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, Singapore, 1994
- [Wu97] Y.-F. Wu, U. Heinz, B. Tomasik, und U. Wiedemann, *Yano-Koonin-Podgoretskii parametrisation of the Hanbury-Brown–Twiss correlator*, 1997, Preprint nucl-th/9707044
- [You89] G. R. Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 503–517
- [Zaj93] W. A. Zajc, (1993), in *Particle Production in Highly Excited Matter*, Edited by H.H. Gutbrod and J. Rafelski, Plenum Press, New York



An dieser Stelle möchte ich allen meinen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ganz besonders möchte ich Prof. Dr. R. Santo für die langjährige großzügige Förderung und Unterstützung und vor allem auch für die kollegiale Leitung der Arbeitsgruppe und die sehr guten Arbeitsbedingungen am Institut für Kernphysik Münster danken.

Prof. Dr. H.H. Gutbrod gilt mein besonderer Dank für den unermüdlichen und visionären Einsatz als Sprecher und Motor der WA80 und WA93 Kollaborationen und der WA98 Kollaboration bis zum Jahre 1996.

Dr. T.C. Awes hat durch seine kompetenten Beiträge zu allen Aspekten der Experimente und nicht zuletzt durch seine Aktivität als Sprecher der WA98 Kollaboration seit 1996 sehr großen Anteil am Erfolg dieser Arbeit. Ich verdanke ihm viele Einsichten durch seine Rolle als hilfsbereiter und kritischer Gesprächspartner in zahllosen Diskussionen.

Ein Großteil der hier vorgelegten Ergebnisse sind natürlich Produkte einer Arbeitsgruppe, deren Mitglieder in Diplom- und Doktorarbeiten an den Experimenten und ihrer Auswertung mitgewirkt haben. Für ihre wissenschaftlichen Beiträge und die gute Arbeitsatmosphäre danke ich C. Barlag, S. Bathe, C. Blume, E.-M. Bohne, D. Bucher, H. Büsching, A. Claussen, R. Glasow, T. Krümpel, J. Langheinrich, K. Reygers, H. Schlagheck und D. Stüken. Als ehemaligen Mitgliedern möchte ich – stellvertretend für viele frühere Mitarbeiter unserer Arbeitsgruppe – besonders Prof. Dr. H. Löhner, Prof. Dr. K.-H. Kampert und Dr. M.L. Purschke danken.

Den Mitarbeitern der Werkstätten des Instituts für Kernphysik und insbesondere N. Heine und W. Verhoeven und auch A. Przybyla (GSI Darmstadt) spreche ich meinen Dank aus für die hohe Qualität der Arbeit und für das Verständnis, das sie den Terminanforderungen im Zusammenhang mit diesen großen Experimenten entgegenbrachten.

Für die gute Zusammenarbeit danke ich auch allen noch nicht namentlich genannten Mitgliedern der WA80-, WA93- und WA98-Kollaborationen (siehe folgende Seiten), besonders den Mitgliedern der Arbeitsgruppen des RRC (Kurchatov Institut) Moskau und des Oak Ridge National Laboratory, die intensiv am Aufbau der Bleiglasdetektoren mitgewirkt haben.

Großer Dank gebührt C. Blume, D. Bucher, Dr. R. Glasow und meiner Lebensgefährtin B. Wethkamp für die mühevoll-kritische Durchsicht des Manuskriptes zu dieser Arbeit. N. Heine danke ich für die Hilfe bei der Erstellung einiger Illustrationen.

Nicht zuletzt danke ich dem BMBF für großzügige Unterstützung.

## WA80 Kollaboration

R. Albrecht<sup>1</sup>, V. Antonenko<sup>6</sup>, T.C. Awes<sup>5</sup>, C. Barlag<sup>4</sup>, M.A. Bloomer<sup>2</sup>, C. Blume<sup>4</sup>,  
D. Bock<sup>4</sup>, R. Bock<sup>1</sup>, E.-M. Bohne<sup>4</sup>, D. Bucher<sup>4</sup>, A. Claussen<sup>4</sup>, G. Clewing<sup>4</sup>, A. Eklund<sup>3</sup>,  
S. Fokin<sup>6</sup>, S. Garpman<sup>3</sup>, R. Glasow<sup>4</sup>, H.A. Gustafsson<sup>3</sup>, H.H. Gutbrod<sup>1</sup>, G. Hölker<sup>4</sup>,  
J. Idh<sup>3</sup>, M. Ippolitov<sup>6</sup>, P. Jacobs<sup>2</sup>, K.-H. Kampert<sup>4</sup>, K. Karadjev<sup>6</sup>, B.W. Kolb<sup>1</sup>,  
A. Lebedev<sup>6</sup>, H. Löhner<sup>7</sup>, V. Manko<sup>6</sup>, S. Nikolaev<sup>6</sup>, F.E. Obenshain<sup>5</sup>, A. Oskarsson<sup>3</sup>,  
I. Otterlund<sup>3</sup>, T. Peitzmann<sup>3</sup>, F. Plasil<sup>5</sup>, A.M. Poskanzer<sup>2</sup>, M. Purschke<sup>1</sup>, R. Santo<sup>4</sup>,  
H.R. Schmidt<sup>1</sup>, K. Söderström<sup>3</sup>, S.P. Sørensen<sup>8</sup>, P. Stankus<sup>5</sup>, K. Steffens<sup>4</sup>,  
P. Steinhaeuser<sup>1</sup>, E. Stenlund<sup>3</sup>, D. Stüken<sup>4</sup>, A. Vinogradov<sup>6</sup>, G.R. Young<sup>5</sup>,

<sup>1</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), D-64220 Darmstadt, Germany

<sup>2</sup>Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California 94720, USA

<sup>3</sup>University of Lund, S-223 62, Sweden

<sup>4</sup>Universität Münster, D-48149 Münster, Germany

<sup>5</sup>Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831-6372, USA

<sup>6</sup>Kurchatov Inst., RU-123182 Moscow, Russia

<sup>7</sup>KVI, University of Groningen, NL-9747 AA Groningen, The Netherlands

<sup>8</sup>University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA

## WA93 Kollaboration

M.M. Aggarwal<sup>1</sup>, A.L.S. Angelis<sup>2</sup>, V. Antonenko<sup>3</sup>, T.C. Awes<sup>4</sup>, S.K. Badyal<sup>5</sup>,  
C. Barlag<sup>6</sup>, K.B. Bhalla<sup>7</sup>, V.S. Bhatia<sup>1</sup>, C. Blume<sup>6</sup>, D. Bock<sup>6</sup>, E.-M. Bohne<sup>6</sup>,  
D. Bucher<sup>6</sup>, A. Buijs<sup>8</sup>, S. Chattopadhyay<sup>9</sup>, A. Claussen<sup>6</sup>, G. Clewing<sup>6</sup>, A.C. Das<sup>9</sup>,  
Devanand<sup>5</sup>, P. Donni<sup>2</sup>, E. Durieux<sup>2</sup>, M.R. Dutta Majumdar<sup>9</sup>, S. Fokin<sup>3</sup>, A. Franz<sup>10</sup>,  
M.S. Ganti<sup>9</sup>, S. Garpman<sup>11</sup>, F. Geurts<sup>8</sup>, T.K. Ghosh<sup>9</sup>, R. Glasow<sup>6</sup>, S.K. Gupta<sup>7</sup>,  
H.-Å. Gustafsson<sup>11</sup>, H.H. Gutbrod<sup>12</sup>, M. Hartig<sup>6</sup>, G. Hölker<sup>6</sup>, M. Ippolitov<sup>3</sup>,  
M. Izycki<sup>2</sup>, S. Kachroo<sup>5</sup>, R. Kamermans<sup>8</sup>, K.-H. Kampert<sup>6</sup>, K. Karadjev<sup>3</sup>, B.W. Kolb<sup>12</sup>,  
V. Kumar<sup>7</sup>, I. Langbein<sup>12</sup>, J. Langheinrich<sup>6</sup>, A. Lebedev<sup>3</sup>, H. Löhner<sup>13</sup>, S. Loknathan<sup>7</sup>,  
V. Manko<sup>3</sup>, M. Martin<sup>2</sup>, I.S. Mitra<sup>1</sup>, S. Mookerjee<sup>7</sup>, H. Naef<sup>2</sup>, S.K. Nayak<sup>9</sup>,  
S. Nikolaev<sup>3</sup>, J. Nystrand<sup>11</sup>, F.E. Obenshain<sup>4</sup>, A. Oskarsson<sup>11</sup>, I. Otterlund<sup>11</sup>,  
T. Peitzmann<sup>6</sup>, F. Plasil<sup>4</sup>, M. Purschke<sup>12</sup>, S. Raniwala<sup>7</sup>, N.K. Rao<sup>5</sup>, L. Rosset<sup>2</sup>,  
B. Roters<sup>12</sup>, J.M. Rubio<sup>2</sup>, S. Saini<sup>4</sup>, S. Sambyal<sup>5</sup>, R. Santo<sup>6</sup>, H.R. Schmidt<sup>12</sup>,  
T. Siemiarczuk<sup>14</sup>, R. Siemssen<sup>13</sup>, B.C. Sinha<sup>9</sup>, S. Slegt<sup>13</sup>, K. Söderström<sup>11</sup>,  
N. Solomey<sup>2</sup>, S.P. Sørensen<sup>10</sup>, G. Stefanek<sup>14</sup>, P. Steinhäuser<sup>12</sup>, E. Stenlund<sup>11</sup>,  
A. Ster<sup>2</sup>, D. Stüken<sup>6</sup>, M.D. Trivedi<sup>9</sup>, C. Twenhoefel<sup>8</sup>, N. v. Eijndhoven<sup>8</sup>,  
W.H. v. Heeringen<sup>8</sup>, A. Vinogradov<sup>3</sup>, Y.P. Viyogi<sup>9</sup>, He Xiaochun<sup>10</sup>, G.R. Young<sup>4</sup>

<sup>1</sup>University of Panjab, Chandigarh 160014, UT, India

<sup>2</sup>University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland

<sup>3</sup>Kurchatov Inst., RU-123182 Moscow, Russia

<sup>4</sup>Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831-6372, USA

<sup>5</sup>University of Jammu, Jammu 180001, India

<sup>6</sup>Universität Münster, D-48149 Münster, Germany

<sup>7</sup>University of Rajasthan, Jaipur 302004, Rajasthan, India

<sup>8</sup>University of Utrecht, NL-3508 TA Utrecht, The Netherlands

<sup>9</sup>Variable Energy Cyclotron Centre, Calcutta 700 064, India

<sup>10</sup>University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA

<sup>11</sup>University of Lund, S-223 62, Sweden

<sup>12</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), D-64220 Darmstadt, Germany

<sup>13</sup>KVI, University of Groningen, NL-9747 AA Groningen, The Netherlands

<sup>14</sup>Institute of Nuclear Studies, PL-00681 Warsaw, Poland

# WA98 Kollaboration

M.M. Aggarwal<sup>1</sup>, A. Agnihotri<sup>2</sup>, Z. Ahammed<sup>3</sup>, A.L.S. Angelis<sup>4</sup>, V. Antonenko<sup>5</sup>,  
V. Arefiev<sup>6</sup>, V. Astakhov<sup>6</sup>, V. Avdeitchikov<sup>6</sup>, T.C. Awes<sup>7</sup>, P.V.K.S. Baba<sup>8</sup>,  
S.K. Badyal<sup>8</sup>, A. Baldine<sup>6</sup>, L. Barabach<sup>6</sup>, C. Barlag<sup>9</sup>, S. Bathe<sup>9</sup>, B. Batiounia<sup>6</sup>,  
T. Bernier<sup>10</sup>, K.B. Bhalla<sup>2</sup>, V.S. Bhatia<sup>1</sup>, C. Blume<sup>9</sup>, R. Bock<sup>11</sup>, E.-M. Bohne<sup>9</sup>,  
D. Bucher<sup>9</sup>, A. Buijs<sup>12</sup>, E.-J. Buis<sup>12</sup>, H. Büsching<sup>9</sup>, L. Carlen<sup>13</sup>, V. Chalyshev<sup>6</sup>,  
S. Chattopadhyay<sup>3</sup>, R. Cherbachev<sup>5</sup>, T. Chujo<sup>14</sup>, A. Claussen<sup>9</sup>, A.C. Das<sup>3</sup>,  
M.P. Decowski<sup>18</sup>, V. Djordjadze<sup>6</sup>, P. Donni<sup>4</sup>, I. Doubovik<sup>5</sup>, M.R. Dutta Majumdar<sup>3</sup>,  
K. El Chenawi<sup>13</sup>, S. Eliseev<sup>15</sup>, K. Enosawa<sup>14</sup>, P. Foka<sup>4</sup>, S. Fokin<sup>5</sup>, V. Frolov<sup>6</sup>,  
M.S. Ganti<sup>3</sup>, S. Garpman<sup>13</sup>, O. Gavrishchuk<sup>6</sup>, F.J.M. Geurts<sup>12</sup>, T.K. Ghosh<sup>16</sup>,  
R. Glasow<sup>9</sup>, S. K.Gupta<sup>2</sup>, B. Guskov<sup>6</sup>, H.Å. Gustafsson<sup>13</sup>, H.H. Gutbrod<sup>10</sup>,  
R. Higuchi<sup>14</sup>, I. Hrivnacova<sup>15</sup>, M. Ippolitov<sup>5</sup>, H. Kalechofsky<sup>4</sup>, R. Kamermans<sup>12</sup>,  
K.-H. Kampert<sup>9</sup>, K. Karadjev<sup>5</sup>, K. Karpio<sup>17</sup>, S. Kato<sup>14</sup>, S. Kees<sup>9</sup>, H. Kim<sup>7</sup>,  
B.W. Kolb<sup>11</sup>, I. Kosarev<sup>6</sup>, I. Koutcheryaev<sup>5</sup>, A. Kugler<sup>15</sup>, P. Kulinich<sup>18</sup>, V. Kumar<sup>2</sup>,  
M. Kurata<sup>14</sup>, K. Kurita<sup>14</sup>, N. Kuzmin<sup>6</sup>, I. Langbein<sup>11</sup>, A. Lebedev<sup>5</sup>, Y.Y. Lee<sup>11</sup>,  
H. Löhner<sup>16</sup>, L. Luquin<sup>10</sup>, D.P. Mahapatra<sup>19</sup>, V. Manko<sup>5</sup>, M. Martin<sup>4</sup>, A. Maximov<sup>6</sup>,  
R. Mehdiyev<sup>6</sup>, G. Mgebrichvili<sup>5</sup>, Y. Miake<sup>14</sup>, D. Mikhalev<sup>6</sup>, G.C. Mishra<sup>19</sup>,  
Y. Miyamoto<sup>14</sup>, D. Morrison<sup>20</sup>, D.S. Mukhopadhyay<sup>3</sup>, V. Myalkovski<sup>6</sup>, H. Naef<sup>4</sup>,  
B.K. Nandi<sup>19</sup>, S.K. Nayak<sup>10</sup>, T.K. Nayak<sup>3</sup>, S. Neumaier<sup>11</sup>, A. Nianine<sup>5</sup>, V. Nikitine<sup>6</sup>,  
S. Nikolaev<sup>5</sup>, S. Nishimura<sup>14</sup>, P. Nomokonov<sup>6</sup>, J. Nystrand<sup>13</sup>, F.E. Obenshain<sup>20</sup>,  
A. Oskarsson<sup>13</sup>, I. Otterlund<sup>13</sup>, M. Pachr<sup>15</sup>, A. Parfenov<sup>6</sup>, S. Pavliouk<sup>6</sup>, T. Peitzmann<sup>9</sup>,  
V. Petracek<sup>15</sup>, F. Plasil<sup>7</sup>, M.L. Purschke<sup>11</sup>, B. Raeven<sup>12</sup>, J. Rak<sup>15</sup>, S. Raniwala<sup>2</sup>,  
V.S. Ramamurthy<sup>19</sup>, N.K. Rao<sup>8</sup>, F. Retiere<sup>10</sup>, K. Reygers<sup>9</sup>, G. Roland<sup>18</sup>, L. Rosselet<sup>4</sup>,  
I. Roufanov<sup>6</sup>, C. Roy<sup>10</sup>, J.M. Rubio<sup>4</sup>, H. Sako<sup>14</sup>, S.S. Sambyal<sup>8</sup>, R. Santo<sup>9</sup>, S. Sato<sup>14</sup>,  
H. Schlagheck<sup>9</sup>, H.-R. Schmidt<sup>11</sup>, G. Shabratova<sup>6</sup>, I. Sibiriak<sup>5</sup>, T. Siemiarczuk<sup>17</sup>,  
B.C. Sinha<sup>3</sup>, N. Slavine<sup>6</sup>, K. Söderström<sup>13</sup>, N. Solomey<sup>4</sup>, S.P. Sørensen<sup>20</sup>,  
P. Stankus<sup>7</sup>, G. Stefanek<sup>17</sup>, P. Steinberg<sup>18</sup>, E. Stenlund<sup>13</sup>, D. Stüken<sup>9</sup>, M. Sumbera<sup>15</sup>,  
T. Svensson<sup>13</sup>, M.D. Trivedi<sup>3</sup>, A. Tsvetkov<sup>5</sup>, C. Twenhöfel<sup>12</sup>, L. Tykarski<sup>17</sup>,  
J. Urbahn<sup>11</sup>, N.v. Eijndhoven<sup>12</sup>, W.H.v. Heeringen<sup>12</sup>, G.J.v. Nieuwenhuizen<sup>18</sup>,  
A. Vinogradov<sup>5</sup>, Y.P. Viyogi<sup>3</sup>, A. Vodopianov<sup>6</sup>, S. Vörös<sup>4</sup>, M.A. Vos<sup>12</sup>, B. Wyslouch<sup>18</sup>,  
K. Yagi<sup>14</sup>, Y. Yokota<sup>14</sup>, G.R. Young<sup>7</sup>,

<sup>1</sup> University of Panjab, Chandigarh 160014, India

<sup>2</sup> University of Rajasthan, Jaipur 302004, Rajasthan, India

<sup>3</sup> Variable Energy Cyclotron Centre, Calcutta 700 064, India

<sup>4</sup> University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland

<sup>5</sup> RRC (Kurchatov), RU-123182 Moscow, Russia

<sup>6</sup> Joint Institute for Nuclear Research, RU-141980 Dubna, Russia

<sup>7</sup> Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge,  
Tennessee 37831-6372, USA

<sup>8</sup> University of Jammu, Jammu 180001, India

<sup>9</sup> Universität Münster, D-48149 Münster, Germany

<sup>10</sup> SUBATECH, Ecole des Mines, Nantes, France

<sup>11</sup> Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI),  
D-64220 Darmstadt, Germany

<sup>12</sup> University of Utrecht/NIKHEF, NL-3508 TA Utrecht,  
The Netherlands

<sup>13</sup> University of Lund, SE-221 00 Lund, Sweden

<sup>14</sup> University of Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

<sup>15</sup> Nuclear Physics Institute, CZ-250 68 Rez, Czech Rep.

<sup>16</sup> KVI, University of Groningen, NL-9747 AA Groningen,  
The Netherlands

<sup>17</sup> Institute for Nuclear Studies, 00-681 Warsaw, Poland

<sup>18</sup> MIT Cambridge, MA 02139, USA

<sup>19</sup> Institute of Physics, 751-005 Bhubaneswar, India

<sup>20</sup> University of Tennessee, Knoxville,  
Tennessee 37966, USA