

Klaus Reygers

Teilchenproduktion in ultrarelativistischen
 $p+Pb$ - und $Pb+Pb$ -Reaktionen

— 1999 —

Experimentelle Physik

Teilchenproduktion in ultrarelativistischen $p+Pb$ - und $Pb+Pb$ -Reaktionen

Inauguraldissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
Klaus Reygers
aus Bocholt

— 1999 —

Dekan:

Erster Gutachter:

Zweiter Gutachter:

Prof. Dr. N. Schmitz

Prof. Dr. R. Santo

Prof. Dr. K. H. Kampert

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Grundlagen	7
2.1	Quarks, Gluonen, Quark-Gluon-Plasma	7
2.2	Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen	12
2.2.1	Nukleon-Nukleon-Reaktionen	12
2.2.2	Ablauf einer Schwerionenreaktion	13
2.2.3	Modelle für Schwerionenreaktionen	14
2.2.4	Signale des Quark-Gluon-Plasmas	17
2.3	Motivation	20
2.3.1	Skalierungsverhalten der Teilchenproduktion	20
2.3.2	Photonen mit kleinen Transversalimpulsen	21
2.3.3	Mini-Jets	22
3	Das WA98-Experiment	25
3.1	Schwerionenexperimente am CERN	25
3.2	Strahlerzeugung	26
3.3	Aufbau des WA98-Experiments	27
3.3.1	Target und Trigger	27
3.3.2	Kalorimeter	30
3.3.3	Multiplizitätsmessung geladener Teilchen	32
3.3.4	Spektrometrie geladener Teilchen	33
3.3.5	Spektrometrie und Multiplizitätsmessung von Photonen	34
3.3.6	Datenerfassung und Datenverarbeitung	38

4	Der Vetodetektor für geladene Teilchen	39
4.1	Aufbau und Funktionsprinzip	39
4.2	Verarbeitung der Detektordaten	45
4.3	Messung geladener Teilchen	48
4.4	Das Rätsel der hohen Treffermultiplizitäten	52
5	Datenanalyse	57
5.1	Bestimmung inklusiver Photonenspektren mit dem Bleiglasdetektor . . .	57
5.1.1	Clusteranalyse und Teilchenidentifizierung	57
5.1.2	Korrektur für geladene Teilchen	59
5.1.3	Korrektur für Neutronen und Antineutronen	68
5.1.4	Die Rekonstruktionseffizienz für Photonen	68
5.2	Bestimmung von Spektren neutraler Pionen mit dem Bleiglasdetektor . .	73
5.2.1	Extraktion des π^0 -Signals	73
5.2.2	π^0 -Signal bei Teilchenidentifizierung mit dem CPV	75
5.3	Analyse der SPMD-Daten	77
5.3.1	Bestimmung der Multiplizität geladener Teilchen	77
5.3.2	Korrektur für δ -Elektronen	78
5.4	Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets	79
6	Untersuchung globaler Variablen	85
6.1	Energie- und Multiplizitätsverteilungen	85
6.2	Pseudorapiditätsverteilungen	87
6.3	Skalierungsverhalten globaler Variablen	92
6.3.1	Bestimmung von N_{part} und N_{coll}	92
6.3.2	Parametrisierung der Pseudorapiditätsdichte	94
6.3.3	Zentralitätsabhängige Verhältnisse globaler Variablen	98
6.4	Zentralitätsabhängigkeit von $dN_{ch}/d\eta _{max}^{PbPb}$ und nukleares Abbrems- vermögen	101
6.5	Ein einfaches Superpositionsmodell	102
6.5.1	Vorüberlegungen	103
6.5.2	Modellbeschreibung	105
6.5.3	Vergleich mit p+Pb- und Pb+Pb-Daten	108
6.5.4	Extrapolation zu RHIC- und LHC-Energien	111

7	Untersuchung der π^0 - und γ -Produktion	117
7.1	Transversalimpulsverteilungen neutraler Pionen und Photonen	117
7.2	Vergleiche zwischen p+p-, p+A- und A+A-Spektren	119
7.3	Skalierungsverhalten von π^0 - und γ -Spektren in Pb+Pb-Reaktionen . . .	122
7.4	Zentralitätsabhängigkeit des mittleren Photonentransversalimpulses . . .	125
7.5	Photonenproduktion bei kleinen Transversalimpulsen	127
7.6	Suche nach Mini-Jets	129
8	Zusammenfassung	133
A	Kinematische Variablen	137
B	Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitte	139
C	N_{part} - und N_{coll} -Werte	141
	Literaturverzeichnis	144
	Danksagung	153

1. Einleitung

In hochenergetischen Kollisionen schwerer Atomkerne wird Kernmaterie mit extrem hoher Temperatur und Dichte erzeugt. Die Untersuchung dieser Reaktionen erlaubt Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung stark wechselwirkender Materie. Diese Zustandsgleichung ist z.B. für die Dynamik von Supernova-Explosionen und die Entstehung von Neutronensternen von grundlegender Bedeutung.

Die Hauptmotivation beim Studium hochenergetischer Kern-Kern-Reaktionen ist die Suche einem neuen Materiezustand, dem Quark-Gluon-Plasma. In diesem Zustand wird die langreichweitige Komponente der starken Wechselwirkung abgeschirmt, so daß Quarks und Gluonen nicht mehr in Hadronen eingeschlossen sind. Nach dem Standardmodell der Entwicklung unseres Universums lag einige Mikrosekunden nach dessen Entstehung im Urknall die gesamte stark wechselwirkende Materie in Form eines Quark-Gluon-Plasmas vor.

Seit Mitte der 80er Jahre wird versucht, ein Quark-Gluon-Plasma durch hochenergetische Kernreaktionen im Labor zu erzeugen. Am AGS (Alternating Gradient Synchrotron) in Brookhaven wurden dazu ^{28}Si -Kerne auf 14,4 GeV pro Nukleon (im folgenden als AGeV bezeichnet) beschleunigt. Das Schwerionenprogramm am SPS (Super Proton Synchrotron) des CERN begann mit der Beschleunigung von ^{16}O -Kernen auf 200 AGeV. Ein Jahr später standen dann am CERN ^{32}S -Kerne der gleichen Energie pro Nukleon zur Verfügung. Ein wichtiges Ergebnis dieser frühen Phase der Schwerionenphysik war, daß in den untersuchten Reaktionen tatsächlich Energiedichten im Bereich des erwarteten Phasenübergangs zu einem Quark-Gluon-Plasma erzeugt wurden.

Seit 1994 können am CERN Bleikerne auf 158 AGeV beschleunigt werden. Pb+Pb-Reaktionen bei dieser Projektilenergie sind unter anderem vom WA98-Experiment untersucht worden. Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Zentralitätsabhängigkeit der Teilchenproduktion in diesen Pb+Pb-Kollisionen sowie der Vergleich zwischen p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen.

Kapitel 2 enthält zunächst einige grundlegende Informationen zum Quark-Gluon-Plasma und zum Ablauf einer Schwerionenreaktion. Kapitel 3 gibt dann einen Überblick über das WA98-Experiment. Ein wesentlicher Aspekt des WA98-Experiments ist die Messung von Photonen mit dem Bleiglaskalorimeter LEDA. Geladene Hadronen können in diesem Detektor Photonentreffer vortäuschen. Zur Korrektur dieses Effektes wird der Vetodetektor für geladene Teilchen eingesetzt, der in Kapitel 4 vorgestellt wird. Kapitel 5 beschreibt die Arbeitsschritte, die notwendig sind, um aus den Daten der verwendeten

Detektoren korrigierte Teilchenspektren zu erhalten. Ergebnisse der Untersuchung globaler Variablen (wie z.B. der Anzahl der erzeugten Teilchen) und der Untersuchung der Produktion neutraler Pionen und Photonen werden in den Kapiteln 6 und 7 vorgestellt.

2. Grundlagen

2.1 Quarks, Gluonen, Quark-Gluon-Plasma

Die Bausteine der Atomkerne, die Nukleonen (Protonen und Neutronen) besitzen eine Substruktur aus punktförmigen, elektrisch geladenen Teilchen. Diese Vorstellung vom Aufbau der Nukleonen ergab sich Ende der 60er Jahre unter anderem aus der Streuung hochenergetischer Elektronen und Neutrinos an Protonen und Neutronen. Schon Mitte der 60er Jahre hatten Gell-Mann und Zweig die große Zahl experimentell beobachteter Teilchen durch Einführung noch fundamentalerer Teilchen in ein plausibles Ordnungsschema gebracht. Diese neuen, fundamentalen Materiebausteine wurden als Quarks bezeichnet. Die physikalische Bedeutung der Quarks war jedoch zunächst umstritten. Später wurden die Quarks mit den punktförmigen Streuzentren der Elektron-Nukleon- bzw. Neutrino-Nukleon-Streuung identifiziert.

Die Quarks sind Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$. Die Wechselwirkung, die die Quarks unter anderem in Form der Nukleonen zusammenhält, wird als starke Wechselwirkung bezeichnet. Die starke Wechselwirkung wird durch den Austausch masseloser Bosonen, den Gluonen, vermittelt.

Als korrekte Theorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung wird die Quantenchromodynamik (QCD) angesehen. Diese Theorie basiert auf Konzepten der Quantenelektrodynamik (QED), der erfolgreichen Theorie zur Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung. Analog zu den elektrischen Ladungen der QED wird den Quarks in der QCD eine sog. Farbladung zugeordnet. Diese neue Quantenzahl der Quarks kann drei verschiedene Werte annehmen, die im allgemeinen als „rot“, „grün“ und „blau“ bezeichnet werden. Antiquarks tragen entsprechende Antifarben. Die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, die Photonen, sind elektrisch neutral. Im Gegensatz dazu tragen die Gluonen Farbladungen und können deshalb untereinander wechselwirken. In der QCD existieren 8 unterschiedliche Gluonen. Sie tragen jeweils Farbe und Antifarbe.

In Experimenten sind ausschließlich farbneutrale Teilchen beobachtet worden. Farbneutrale Zustände können in der QCD aus Quark-Antiquark-Paaren konstruiert werden, bei denen das Antiquark gerade die Farbladung des Quarks kompensiert. Diese Teilchen werden als Mesonen bezeichnet. Auch Kombinationen dreier Quarks mit unterschiedlichen Farbladungen ergeben farbneutrale Teilchen. Diese Teilchen werden Baryonen genannt. Farbneutrale Teilchen mit mehr als drei Quarks sind theoretisch denkbar. Sie

sind experimentell jedoch noch nicht nachgewiesen worden. Teilchen mit einer Quark-Substruktur werden zusammenfassend als Hadronen bezeichnet. Die leichtesten Mesonen sind die Pionen, die leichtesten Baryonen sind das Proton und das Neutron.

Eine besondere Eigenschaft der QCD kann mit Hilfe der Kopplungskonstanten α_s der starken Wechselwirkung charakterisiert werden. Näherungsweise gilt [Per87]:

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2 \cdot N_f) \cdot \ln(q^2/\Lambda^2)}. \quad (2.1)$$

N_f bezeichnet die Anzahl der verschiedenen Quarksorten. Es gilt $N_f \leq 6$. Λ ist der freie Skalenparameter der QCD, der experimentell bestimmt werden muß. Die gemessenen Werte liegen im Bereich 100 – 500 MeV. Gleichung (2.1) ist das Ergebnis einer Störungsrechnung und damit im Bereich $\alpha_s \ll 1$ gültig. Es zeigt sich, daß α_s eigentlich keine Konstante ist, sondern vom Viererimpulsübertrag q^2 abhängt. Für große Impulsüberträge oder kleine Abstände geht α_s gegen null. Die Quarks sind dann nur noch schwach gekoppelt und verhalten sich fast wie freie Teilchen. Dieses Phänomen wird als asymptotische Freiheit bezeichnet.

Eine weitere wichtige Eigenschaft der QCD ist der Einschluß von Quarks in Hadronen, das Confinement. Hadronen besitzen eine endliche Ausdehnung. Typische Durchmesser liegen im Bereich von 1 fm. Das Confinement läßt sich nicht mit Hilfe von Störungsrechnungen herleiten, da α_s erst bei Quarkabständen von weniger als ca. 0,1 fm hinreichend klein wird [Wei89]. In einem phänomenologischen Ansatz läßt sich die Wechselwirkung zwischen Quarks bei großen Abständen r durch ein Potential der Form $V = k \cdot r$ beschreiben. Aufgrund der Wechselwirkung der Gluonen untereinander nimmt das Farbfeld zwischen den Quarks die Form eines dünnen Schlauches an. Die Quarks sind durch diesen Schlauch sozusagen wie durch ein „Gummiband“ miteinander verbunden. Dieser Schlauch des Farbfeldes wird als String bezeichnet. Werden die Quarks voneinander getrennt, so reißt der String und es entstehen unter der Bildung eines Quark-Antiquark-Paares zwei neue Strings. Der Versuch, Quarks zu trennen, führt also nicht zu freien Quarks. Vielmehr werden dadurch neue Hadronen erzeugt. Die String-Modelle zur Beschreibung hochenergetischer Kollisionen von Hadronen basieren auf diesem Bild der Teilchenproduktion durch Fragmentation angeregter Strings. Darauf wird in Abschnitt 2.2.3 näher eingegangen.

Außer durch phänomenologische Ansätze kann der Bereich der starken Wechselwirkung bei kleinen Impulsüberträgen, der den Störungsrechnungen nicht zugänglich ist, durch QCD-Gitterrechnungen untersucht werden [Wil74]. Dabei wird das Raum-Zeit-Kontinuum auf diskrete Gitterpunkte abgebildet. Das Verhalten von Quarks und Gluonen kann dann ohne vereinfachende Annahmen aus „ersten Prinzipien“ der QCD berechnet

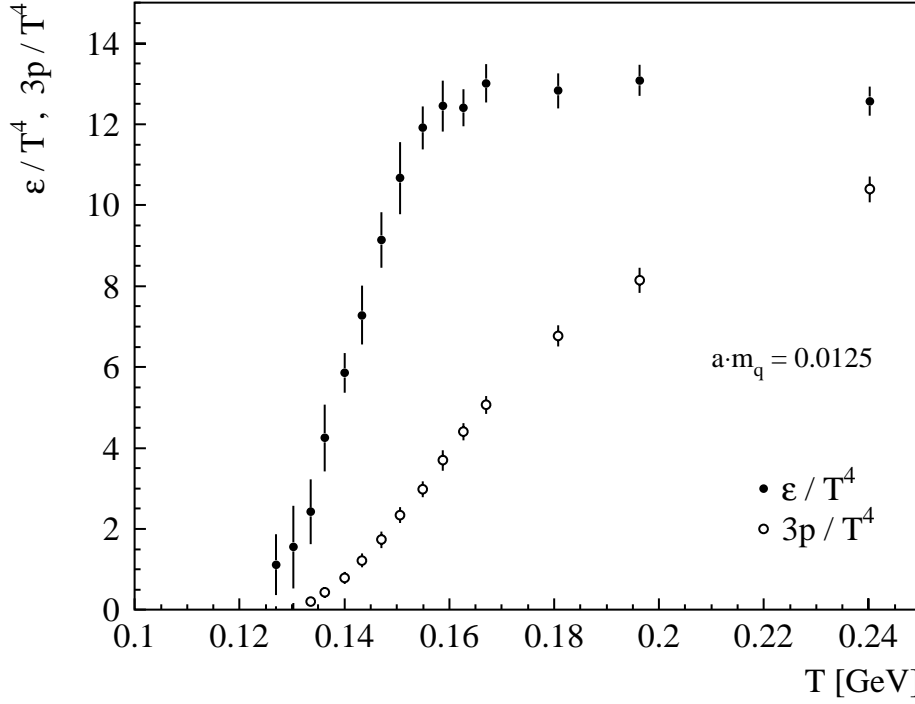


Abbildung 2.1: Ergebnisse einer Gitterrechnung für die Abhängigkeit der Energiedichte ϵ/T^4 und des Druckes $3p/T^4$ von der Temperatur T eines QCD-Systems verschwindender Baryonendichte [Lae96]. Die Rechnung wurde für den Fall zweier Quarksorten mit kleinen Massen ($a \cdot m_q = 0,0125$) durchgeführt. Die Größe a beschreibt den Abstand der diskreten Gitterpunkte.

werden. Eines der Hauptziele der QCD-Gitterrechnungen ist die Bestimmung der thermodynamischen Zustandsgleichung stark wechselwirkender Materie.

Die Gitterrechnungen erfordern enorme Rechenleistungen und benötigen den Einsatz modernster Computer. Zur Zeit können Vorhersagen nur für den Fall verschwindender Baryonendichten, also für gleiche Anzahlen von Quarks und Antiquarks, gemacht werden. Das Ergebnis einer solchen Rechnung für zwei Quarksorten kleiner Masse ist in Abb. 2.1 dargestellt [Lae96]. Die Energiedichte ϵ/T^4 steigt bei der kritischen Temperatur $T_c \approx 140$ MeV sprunghaft an. Dies wird als Phasenübergang von Materie mit Einschluß von Quarks in Hadronen zu einem Quark-Gluon-Plasma (QGP) interpretiert. Quarks und Gluonen in einem QGP können nicht mehr einzelnen Hadronen zugeordnet werden. Sie bewegen sich in größeren Raumbereichen praktisch frei. Der entscheidende Grund hierfür ist die Abschirmung der langreichweitigen Wechselwirkung zwischen den Quarks durch eine hohe Dichte an Farbladungsträgern. Für ein ideales Gas gilt $\epsilon = 3p$. Abb. 2.1 zeigt,

daß das Quark-Gluon-Plasma bei verschwindender Baryondichte vermutlich erst im Bereich $T \gtrsim 2 T_c$ als ideales Gas aus Quarks und Gluonen betrachtet werden kann.

Die Nukleonendichte in Atomkernen ist näherungsweise konstant und hat einen Wert von ca. $0,17 \text{ 1/fm}^3$. Daraus ergibt sich mit der Masse der Nukleonen von ca. $0,94 \text{ GeV}/c^2$ eine Energiedichte der Kernmaterie im Grundzustand von ca. $0,16 \text{ GeV/fm}^3$. Die Temperatur $T_c \approx 140 \text{ MeV}$ für den Phasenübergang zum QGP bei verschwindender Baryondichte entspricht im Vergleich dazu kritischen Energiedichten im Bereich $\varepsilon_c = 1,5 - 3,0 \text{ GeV/fm}^3$ [Sto99].

Die Nukleonen selbst besitzen eine Energiedichte von ca. $0,45 \text{ GeV/fm}^3$. Sie sind in den Atomkernen somit nicht besonders dicht gepackt. Ein Quark-Gluon-Plasma könnte vermutlich auch dann entstehen, wenn Kernmaterie so weit komprimiert wird, daß sich die Nukleonen überlappen. Der langreichweitige Teil der Wechselwirkung zwischen den Quarks würde dadurch abgeschirmt, und Quarks und Gluonen könnten nicht mehr einzelnen Nukleonen zugeordnet werden. Dies wäre dann ein Quark-Gluon-Plasma hoher Baryondichte und geringer Temperatur. Das aus QCD-Gitterrechnungen und phänomenologischen Modellen erwartete Phasendiagramm für den Übergang von einem Hadronengas zu einem Quark-Gluon-Plasma ist in Abb. 2.2 dargestellt.

Kernmaterie im Grundzustand wird im Tröpfchenmodell als Flüssigkeit aufgefaßt. Auch der Phasenübergang dieser „Kern-Flüssigkeit“ zu einem Hadronengas ist experimentell untersucht worden [Poc95]. Dazu wurden Gold-Projektile mit einer Energie von 600 A MeV auf ein Gold-Target geschossen. Durch streifende Kollisionen werden die Kerne dabei aufgeheizt. Der Phasenübergang zum Hadronengas wird dann bei einer Temperatur von $T \approx 5 \text{ MeV}$ beobachtet.

Der Phasenübergang vom Hadronengas zum QGP spielt auch in der Astrophysik und in der Kosmologie eine wichtige Rolle. Die Abkühlung des jungen, expandierenden Universums führte beispielsweise in der Vorstellung des Urknallmodells ca. $1 \mu\text{s}$ nach seiner Entstehung zum Ausfrieren von Hadronen aus einer Quark-Gluon-Plasmaphase. Dies war ein Phasenübergang bei hoher Temperatur und verschwindender Baryondichte. Der dichte innere Kern von Neutronensternen könnte dagegen aus einem kalten QGP bestehen. Auch für das Verständnis der Dynamik von Supernova-Explosionen könnte der Phasenübergang zum QGP wichtig sein, da dort bei niedrigen Temperaturen sehr hohe Baryondichten erreicht werden.

Die QCD-Gitterrechnungen sagen bei der kritischen Temperatur T_c des Übergangs vom Hadronengas zum QGP einen weiteren Phasenübergang voraus: die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie. Dieser Übergang ist nicht so anschaulich wie die Aufhebung des Quark-Einschlusses. Im folgenden wird versucht, einige Aspekte der chiralen Symmetrie zu beleuchten. Weitere Informationen sind z.B. in [Wei89, Koc97] zu finden.

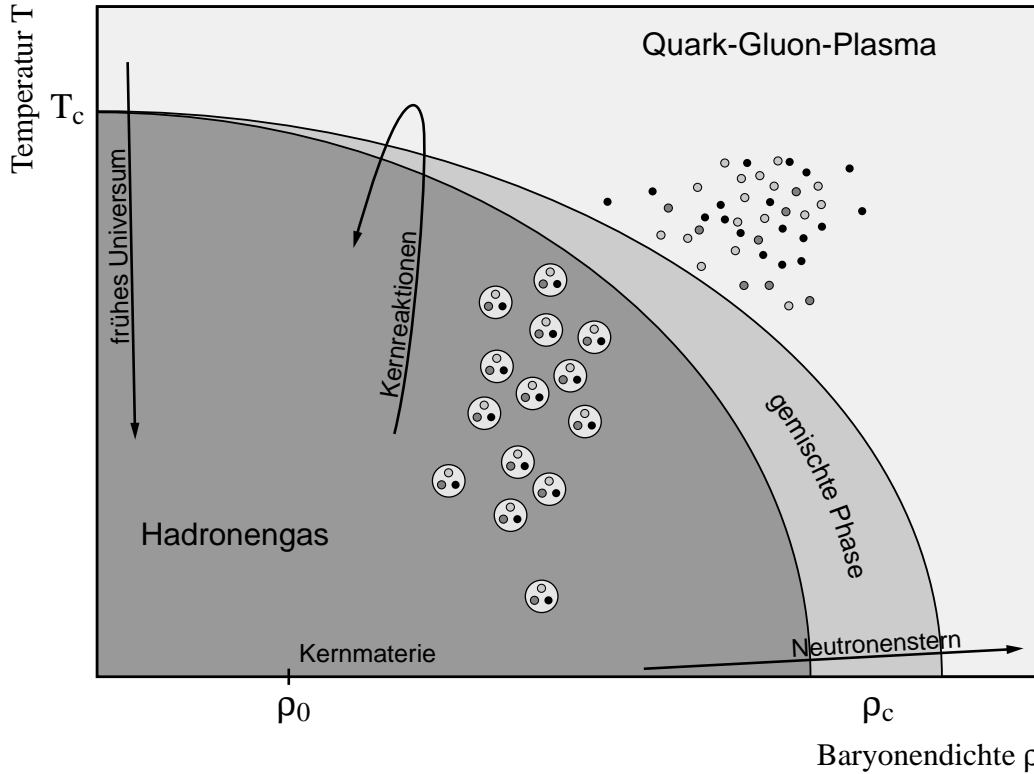


Abbildung 2.2: Phasendiagramm für den Übergang vom Hadronengas zum Quark-Gluon-Plasma. Die kritische Temperatur T_c ergibt sich aus QCD-Gitterrechnungen zu $T_c \approx 140 \text{ MeV}$. Die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas mit $T \approx 0$ wird bei einer kritischen Dichte von $5 - 10 \rho_0$ erwartet.

Der Spin eines masselosen Fermions ist entweder parallel oder antiparallel zu seiner Bewegungsrichtung ausgerichtet. Die Stellung des Spins definiert einen Drehsinn (die Chiralität oder Händigkeit) des Teilchens. Für ein masseloses Fermion ist der Drehsinn eine Erhaltungsgröße. Er ist in jedem Bezugssystem gleich. Dies entspricht einer Symmetrieeigenschaft der QCD-Lagrangedichte für den Fall, daß die Quarkmassen vernachlässigt werden. Eine Konsequenz dieser Symmetrie ist, daß links- und rechtshändige masselose Quarks bezüglich der starken Wechselwirkung unabhängig voneinander sind.

Die sog. Strommassen der Quarks sind jedoch ungleich null: $m_u \approx 5 \text{ MeV}/c^2$, $m_d \approx 10 \text{ MeV}/c^2$. Dies entspricht einer expliziten Brechung der chiralen Symmetrie. Die Massen der u - und d -Quarks sind jedoch klein gegenüber der natürlichen Skala der QCD, die durch den Parameter Λ aus Gleichung (2.1) vorgegeben wird. Die chirale Symmetrie sollte damit für die leichten u - und d -Quarks näherungsweise erfüllt sein.

Der Grundzustand des QCD-Vakuums weist jedoch die näherungsweise Symmetrie der Lagrangedichte nicht auf. Man spricht von spontaner Symmetriebrechung. Genau

diese spontane Symmetriebrechung wird in einigen Modellen (z.B. in der NJL-Theorie von Nambu und Jona-Lasinio [Nam61]) mit einer effektiven dynamischen Quarkmasse in Verbindung gebracht. So entstehen aus den kleinen Strommassen der u - und d -Quarks die Massen $m_{dyn} \approx m_{Nukleon}/3 \approx 300 \text{ MeV}/c^2$ der sog. Konstituenten-Quarks des Nukleons.

Durch hochenergetische Kollisionen schwerer Atomkerne wird stark wechselwirkende Materie hoher Dichte und Temperatur erzeugt. Die bei diesen Kollisionen entstehenden Energiedichten könnten dabei so hoch sein, daß der Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma stattfindet und die chirale Symmetrie für kurze Zeit wiederhergestellt wird.

2.2 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

2.2.1 Nukleon-Nukleon-Reaktionen

Ergebnisse der Untersuchungen von Kern-Kern-Kollisionen werden häufig auf der Basis entsprechender Ergebnisse aus Nukleon-Nukleon-Reaktionen diskutiert. Extrapolationen der Resultate aus Nukleon-Nukleon-Stößen stellen dabei einen natürlichen Vergleichsmaßstab bei der Suche nach neuen Phänomenen in Kern-Kern-Reaktionen dar.

Oberhalb einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 3 \text{ GeV}$ ist der totale inelastische Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt weitgehend unabhängig von der Schwerpunktsenergie. Sein Wert liegt dann bei ca. 32 mb. Für solche Nukleon-Nukleon-Reaktionen werden im folgenden einige experimentelle Ergebnisse zusammengefaßt. Weitere Informationen finden sich z.B. in [Won94].

Die einlaufenden Nukleonen verlieren bei einer inelastischen Reaktion im Mittel nur ca. 50 % ihrer Energie. Die abgegebene Energie wird hauptsächlich zur Erzeugung neuer Teilchen verwendet. Ca. 80 – 90 % der produzierten Teilchen sind Pionen. Die stoßenden Nukleonen besitzen nach der Reaktion im Mittel höhere Longitudinalimpulse als die produzierten Teilchen. Als Maß für den Longitudinalimpuls wird häufig die Rapidität verwendet (vgl. Anhang A). Der mittlere Rapiditätsverlust der stoßenden Nukleonen liegt weitgehend unabhängig von der Energie der Nukleonen bei $\Delta y \approx 1$.

Die Anzahl der produzierten Teilchen wächst nur langsam mit der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} an. Die Multiplizität geladener Reaktionsprodukte in Proton-Proton-Reaktionen kann über

$$\langle N_{ch} \rangle = 0,88 + 0,44 \ln s + 0,118 \ln^2 s \quad (2.2)$$

parametrisiert werden, wobei s in Einheiten von GeV^2 gegeben ist.

Der mittlere Transversalimpuls der produzierten Teilchen hängt praktisch nicht von der Stoßenergie ab. Er liegt im Bereich von $\langle p_T \rangle = 300 - 400 \text{ MeV}/c$. Die Transversalim-

pulsverteilungen produzierter Teilchen fallen im Bereich $0 \lesssim p_T \lesssim 2 \text{ GeV}/c$ exponentiell ab:

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} \propto \exp(-p_T/T), \quad T \approx 160 \text{ MeV}. \quad (2.3)$$

Die Größe $d\sigma/dp_T^2$ ist der lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt, s. Anhang B. Bei größeren Transversalimpulsen lassen sich die Verteilungen besser durch Potenzgesetze der Form $d\sigma/dp_T^2 \propto p_T^{-n}$ beschreiben.

Als Funktion der transversalen Masse $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ besitzen die Verteilungen der lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte unterschiedlicher Teilchensorten die gleiche spektrale Form. Dies wird als m_T -Skalierung bezeichnet.

Die Rapiditätsverteilung produzierter Teilchen ist im Bereich $\sqrt{s} \lesssim 20 \text{ GeV}$ näherungsweise gaußförmig. Bei höheren Energien ergibt sich ein Plateau in der Gegend um die Rapidität des Schwerpunktsystems. Die Plateauhöhe steigt langsam mit der Schwerpunktsenergie an (vgl. Abschnitt 6.5.2).

2.2.2 Ablauf einer Schwerionenreaktion

Reaktionen von Atomkernen mit Laborenergien oberhalb von ca. 10 AGeV werden als ultrarelativistisch bezeichnet. Die Wellennatur der Nukleonen kann bei diesen Energien vernachlässigt werden. Viele Aspekte einer Schwerionenreaktion können deshalb aus der Reaktionsgeometrie verstanden werden. So können die Nukleonen von Projektil- und Targetkern in zwei Klassen unterteilt werden. Nukleonen, die sich bei der Reaktion im Überlappungsbereich der Kerne befinden und an inelastischen Stößen teilnehmen, werden als *Participants* bezeichnet. Die restlichen Nukleonen, die *Spectators*, werden dagegen praktisch nicht beeinflusst. Dies wird in Abb. 2.3 illustriert, in der der Ablauf einer Kollision zweier Kerne dargestellt ist. Aus dem Participant/Spectator-Bild folgt beispielsweise, daß der Stoßparameter einer Kollision, also der Abstand der Bahnen von Projektil- und Targetkern vor dem Stoß, aus der Messung der Energie der Projektil-Spectators bestimmt werden kann.

Entscheidend für die Erzeugung hoher Energiedichten ist der Grad des gegenseitigen Abstoppens der Kerne. Ultrarelativistische Schwerionenstöße lassen sich in zwei Energiebereiche einteilen. Bei Schwerpunktsenergien im Bereich von $\sqrt{s} \approx 5 - 10 \text{ GeV}$ wird davon ausgegangen, daß sich im Schwerpunktsystem Projektil- und Targetkern vollständig abstoppen. Dabei könnte ein Quark-Gluon-Plasma hoher Baryonendichte entstehen. Für $\sqrt{s} \gtrsim 100 \text{ GeV}$ sollte dagegen Transparenz vorliegen: Die Nukleonen von Projektil- und Targetkern verlieren in der Reaktion nur einen Teil ihrer Energie und bewegen sich dann weiter in der ursprünglichen Richtung. In der Reaktionszone könnte ein heißes Quark-Gluon-Plasma verschwindender Baryonendichte erzeugt werden.

Die Laborenergie von 158 AGeV der hier untersuchten Pb+Pb-Reaktionen entspricht einer Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 17,2$ GeV. Die Participants werden damit nicht mehr vollständig abgestoppt. Dennoch existiert in der Reaktionszone eine deutlich von null verschiedene Baryonendichte.

Abb. 2.3 veranschaulicht verschiedene Phasen einer Schwerionenkollision. Projektil- und Targetkern fliegen aufeinander zu. Im gemeinsamen Schwerpunktsystem erscheinen beide Kerne lorentzkontrahiert. Die mittlere freie Weglänge hochenergetischer Nukleonen in Kernmaterie liegt bei ca. 2 fm. Durch Mehrfachkollisionen von Nukleonen entsteht so eine Zone hoher Energiedichte. Die Darstellungen in Abb. 2.3 sind an Simulationsergebnisse des UrQMD-Modells angelehnt [Bas98a]. In diesem Modell kommt es durch die Nukleon-Nukleon-Stöße vor allem zur Anregung baryonischer Resonanzen. Für reale Kern-Kern-Stöße hofft man jedoch, daß in dieser frühen Phase der Reaktionen ein Quark-Gluon-Plasma entsteht.

Um wirklich von einem Quark-Gluon-Plasma sprechen zu können, ist es entscheidend, daß sich durch vielfache Streuung der Quarks und Gluonen ein thermodynamischer Gleichgewichtszustand einstellt. Etwas präziser kann dabei noch zwischen thermischem und chemischem Gleichgewicht unterschieden werden. Das thermische Gleichgewicht bezieht sich dabei auf die Impulsverteilung der Quarks und Gluonen im Phasenraum. Im chemischen Gleichgewicht sind die Verhältnisse zwischen den verschiedenen Quarksorten so, wie sie allein aus den Parametern des Plasmas (Temperatur, Baryonendichte) zu erwarten wären.

Das Quark-Gluon-Plasma expandiert und kühlt so weit ab, bis der Phasenübergang zum Hadronengas stattfindet. In der gemischten Phase könnte dabei die Temperatur des Systems für kurze Zeit konstant bleiben. Im weiteren Verlauf der Reaktion kommt es zur Expansion des Hadronengases. Beim *freeze-out* hat sich das Hadronengas dann soweit verdünnt, daß die Teilchen praktisch nicht mehr miteinander wechselwirken.

2.2.3 Modelle für Schwerionenreaktionen

Es gibt zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze zur Beschreibung von Schwerionenreaktionen. In *mikroskopischen* Modellen wird die Dynamik der elementaren Prozesse eines Kern-Kern-Stoßes verfolgt. Dies kann auf der Ebene der Nukleonen oder auf der Ebene der Quarks und Gluonen geschehen. *Makroskopische* Modelle betrachten im Gegensatz dazu den in einer Schwerionenreaktion entstehenden Feuerball als Flüssigkeit, dessen weitere Entwicklung durch relativistische Hydrodynamik beschrieben werden kann. Hierbei wird angenommen, daß im Feuerball ein lokales thermisches Gleichgewicht vorliegt.

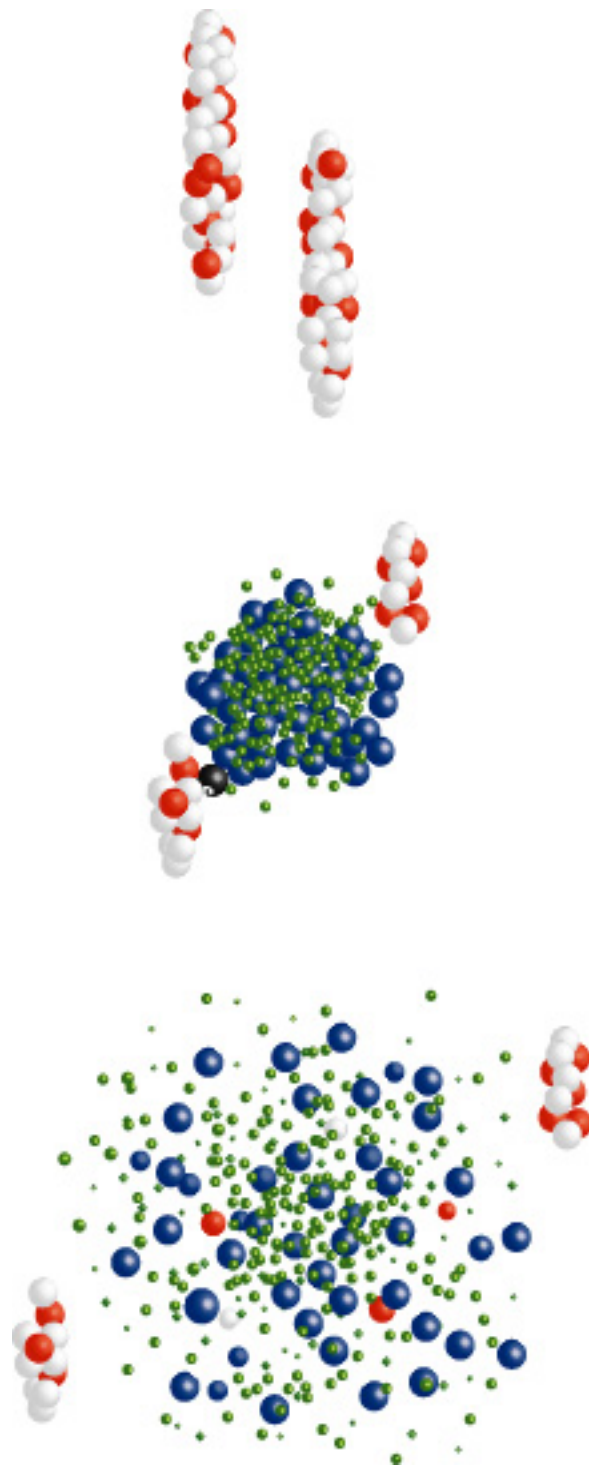


Abbildung 2.3: Illustration des Ablaufes einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion. In der Reaktionszone werden Nukleonresonanzen angeregt und Mesonen erzeugt. In der frühen, heißen Phase könnte nach einer Thermalisierung ein Quark-Gluon-Plasma vorliegen.

String-Modelle gehören zu den mikroskopischen Modellen. Die Produktion von Hadronen bei der e^+e^- -Annihilation ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) kann als das Aufbrechen des Flußschlauches (des Strings) zwischen dem auseinanderstrebenden Quark-Antiquark-Paar verstanden werden. Diese Vorstellung wird auch zur Beschreibung von inelastischen Nukleon-Nukleon-Reaktionen verwendet. Durch inelastische Stöße werden Strings der Form $(q - q\bar{q})$ zwischen einem einzelnen Quark und einem Quarkpaar angeregt. Über den genauen Mechanismus dieser Anregung werden in verschiedenen Modellen unterschiedliche Annahmen gemacht. Die Fragmentation der Quark-Diquark-Strings erfolgt analog zur Fragmentation der Quark-Antiquark-Strings aus den e^+e^- -Reaktionen.

Einige experimentell gefundene Eigenschaften inelastischer Nukleon-Nukleon-Reaktionen folgen aus dem String-Bild in natürlicher Weise. Das Aufbrechen eines Strings ist beispielsweise ein lokaler Prozeß, der nicht von der Gesamtenergie des Strings abhängt. Damit bleibt der Transversalimpuls der produzierten Hadronen selbst bei Energien im TeV-Bereich auf wenige hundert MeV beschränkt.

Unter Verwendung der geometrischen Verteilung der Nukleonen in Atomkernen kann das String-Modell auf die Beschreibung von Kern-Kern-Reaktionen erweitert werden. Die Eigenschaften der Strings werden dabei durch den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen aus e^+e^- -, Lepton-Nukleon- und Nukleon-Nukleon-Reaktionen festgelegt. Der Grundgedanke der String-Modelle für Schwerionenreaktionen ist damit eine Beschreibung der Kern-Kern-Stöße auf der Basis von Nukleon-Nukleon-Reaktionen.

In frühen Versionen der String-Modelle zur Beschreibung von Schwerionenreaktionen wurde die Fragmentation der Strings als unabhängig voneinander betrachtet. In ultrarelativistischen Kollisionen schwerer Gold- oder Bleikerne erscheint diese Annahme jedoch unrealistisch, da auf kleinem Raum eine große Anzahl an Strings erzeugt wird. Aus diesem Grund werden z.B. in neueren Versionen der String-Modelle VENUS [Wer93] und RQMD [Sor89] Wechselwirkungen der Strings zugelassen. Die Beschreibung dieser String-Wechselwirkungen kann jedoch nicht mehr auf die Phänomenologie von Nukleon-Nukleon-Stößen zurückgeführt werden.

In VENUS und RQMD werden zusätzlich Stöße der produzierten Teilchen untereinander und mit der umgebenden Spectator-Materie berücksichtigt. Insgesamt erreichen die String-Modelle bei SPS-Energien eine gute Beschreibung der globalen Eigenschaften der Schwerionenreaktionen. Spezielle Aspekte, wie z.B. die Produktion von Baryonen mit Seltsamkeit, werden jedoch nur ungenau wiedergegeben.

In zukünftigen Reaktionen schwerer Kerne bei höheren Energien am RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) in Brookhaven und am LHC (Large Hadron Collider) des CERN¹ wird ein großer Teil der Hadronen in Prozessen mit hohem Impulsübertrag erzeugt. Die-

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

se sog. harten Prozesse, aus denen Teilchen mit großem Transversalimpuls hervorgehen ($p_T \gg 1 \text{ GeV}/c$), lassen sich mit String-Modellen nicht befriedigend beschreiben. Zur Simulation von Schwerionenreaktionen bei RHIC- und LHC-Energien werden deshalb hauptsächlich sog. Parton-Kaskaden-Modelle verwendet. In diesen Modellen wird eine Reaktion auf der Ebene der Partonen, also der Quarks und Gluonen, betrachtet. Die Wechselwirkung der Partonen wird mit Hilfe von QCD-Störungsrechnungen beschrieben.

Die makroskopischen hydrodynamischen Modelle zur Beschreibung einer Schwerionenreaktion haben einen Vorteil gegenüber mikroskopischen Ansätzen: Die Zustandsgleichung der stark wechselwirkenden Materie, also die Abhängigkeit des Druckes $p = p(\varepsilon, \rho_B)$ von der Energiedichte und der Baryondichte, kann direkt als Eingangsparameter variiert werden. So lassen sich die verschiedenen Szenarien einer Zustandsgleichung mit und ohne Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma durchspielen und mit experimentellen Ergebnissen vergleichen. Eine gewisse Willkür liegt jedoch in der Wahl der Anfangsbedingungen des Feuerballs sowie in der Festlegung der Bedingung für das Ausfrieren der Teilchen. Außerdem ist nicht klar, ob die Voraussetzung eines lokalen thermischen Gleichgewichts in Schwerionenreaktionen wirklich erfüllt ist.

2.2.4 Signale des Quark-Gluon-Plasmas

Die Lebensdauer des in einer Schwerionenreaktion möglicherweise erzeugten Quark-Gluon-Plasmas beträgt nur wenige fm/c. Ein brauchbares QGP-Signal muß sich trotz der kurzen Lebensdauer der Plasmaphase von den Untergrundsignalen des später vorliegenden Hadronengases abheben. Weiterhin können Spuren des Quark-Gluon-Plasmas durch die Hadronisierung und die Wechselwirkung der Teilchen im Hadronengas verwischt werden. Dennoch sind eine Reihe von möglichen Signalen eines Quark-Gluon-Plasmas vorgeschlagen worden. Einige davon werden im folgenden kurz beschrieben. Für eine Übersicht siehe z.B. [Har96, Bas98b].

Thermodynamische und kinematische Signale

Ein Phasenübergang erster Ordnung macht sich in der Abhängigkeit der Temperatur von der Energiedichte bemerkbar: Die Temperatur steigt zunächst an, bleibt dann in der gemischten Phase konstant und steigt erst nach vollständigem Phasenübergang wieder an. In Schwerionenreaktionen kann (mit Einschränkungen) der mittlere Transversalimpuls produzierter Teilchen als Maß für die Temperatur der Reaktionszone verwendet werden. Die Energiedichte ergibt sich aus der Rapiditätsverteilung dE_T/dy der transversalen Energie. Eine Variation der Energiedichte ist bei vorgegebener Projektilenergie über die Auswahl von Stößen unterschiedlicher Zentralität möglich.

Informationen über die Zustandsgleichung heißer und dichter Kernmaterie sind über die Untersuchung des sog. kollektiven Flußverhaltens der produzierten Teilchen zugänglich. Ein solcher kollektiver Fluß entsteht durch ein Druckgefälle im Feuerball. Die Stärke des Teilchenflusses ist ein Maß für die Kompressibilität der erzeugten Materie. Modelle sagen für den Fall eines Quark-Gluon-Plasmas eine „weichere“ Zustandsgleichung und damit einen geringeren kollektiven Fluß voraus.

Direkte Informationen über die Raum-Zeit-Entwicklung der Reaktionszone können über die Interferometrie identischer Teilchen (z.B. $\pi\pi$, KK) gewonnen werden.

Elektromagnetische Signale

Elektromagnetische Signale wie direkte Photonen und Leptonenpaare verlassen die Reaktionszone praktisch ohne Wechselwirkung mit der umgebenden Materie. Sie sind daher ideale Sonden der frühen, heißen Phase der Reaktion. Im folgenden wird auf die direkten Photonen eingegangen, da sie einen Schwerpunkt des WA98-Experiments darstellen.

Direkte Photonen werden in einem thermalisierten Quark-Gluon-Plasma vor allem durch Quark-Gluon-Compton-Streuung $qg \rightarrow q\gamma$ und durch Quark-Antiquark-Vernichtung $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ erzeugt. Nichtthermische Parton-Parton-Stöße der frühen Reaktionsphase liefern zusätzliche direkte Photonen vor allem bei hohen Transversalimpulsen. Durch die Reaktionen $\pi^\pm \rho^0 \rightarrow \pi^\pm \gamma$ und $\pi^+ \pi^- \rightarrow \rho^0 \gamma$ werden auch im Hadronengas direkte Photonen erzeugt. Bei der experimentellen Bestimmung der direkten Photonen muß der dominierende Untergrund von Photonen aus den Zerfällen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ und $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ berücksichtigt werden.

Ein Hadronengas und ein Quark-Gluon-Plasma gleicher Temperatur liefern ähnliche Spektren direkter Photonen. Eine Unterscheidung von Szenarien mit und ohne Quark-Gluon-Plasma allein mit Hilfe direkter Photonen ist daher nicht einfach. Die zentrale Information, die aus den direkten Photonen abgeleitet werden kann, ist die Temperatur des Feuerballs in der frühen Phase der Reaktion.

Signale der Aufhebung des Quark-Einschlusses

Durch Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas könnte in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen die Produktion von J/Ψ -Mesonen unterdrückt werden. Das relativ schwere J/Ψ -Meson ($m_{J/\Psi} = 3097 \text{ MeV}/c^2$) ist ein gebundener Zustand eines Charm- und eines Anticharm-Quarks ($c\bar{c}$). Die schweren $c\bar{c}$ -Quarkpaare werden praktisch ausschließlich in frühen, harten Parton-Parton-Stößen einer Schwerionenreaktion erzeugt. Das anziehende Potential zwischen einem $c\bar{c}$ -Paar wird in einem Quark-Gluon-Plasma durch die

hohe Dichte der freien Farbladungsträger abgeschirmt. Der gebundene Zustand des J/Ψ -Mesons, in dem die Quarks einen mittleren Abstand von ca. 0,4 fm besitzen [Pov96], kann somit in einem Quark-Gluon-Plasma nicht erreicht werden. Experimentell kann das J/Ψ über den Zerfall in ein Myonenpaar ($J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, Verzweigungsverhältnis 6 %) nachgewiesen werden. Zum Vergleich verschiedener Reaktionssysteme wird die Anzahl der gemessenen J/Ψ -Mesonen auf die Anzahl von Myonenpaaren aus Drell-Yan Prozessen normiert.

Eine Unterdrückung der Produktion von J/Ψ -Mesonen ist z.B. in 200 AGeV S+U-Reaktionen tatsächlich beobachtet worden. Für solche Reaktionen mit mittelschweren Ionen kann die verringerte Anzahl der gemessenen J/Ψ -Mesonen jedoch auch durch Stöße des J/Ψ mit umgebenden Hadronen erklärt werden. Neuere Ergebnisse für 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen deuten jedoch darauf hin, daß die J/Ψ -Unterdrückung in semi-zentralen und zentralen Kollisionen dieser Kerne nicht mehr durch hadronische Absorption beschrieben werden kann. Dieses Resultat ist damit momentan einer der vielversprechendsten Hinweise auf die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas in Pb+Pb-Reaktionen bei SPS-Energien.

Ein weiteres Signal, das empfindlich auf die Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas ist, ist der Energieverlust hochenergetischer Partonen. Hierauf wird in Abschnitt 2.3.3 genauer eingegangen.

Signale der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie

Ein weiteres QGP-Signal ist die erhöhte Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit in Schwerionenreaktionen. Dies kann als Folge der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie verstanden werden. Für die sog. assoziierte Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit muß in einem Hadronengas mindestens eine Energie von ca. 700 MeV aufgewendet werden. Als Beispiel dient hier die Reaktion $pp \rightarrow p \Lambda K^+$ ($m_p \approx 940 \text{ MeV}/c^2$, $m_\Lambda \approx 1120 \text{ MeV}/c^2$, $m_{K^+} \approx 490 \text{ MeV}/c^2$). Aufgrund der wiederhergestellten chiralen Symmetrie nimmt das Strange-Quark in einem Quark-Gluon-Plasma seine Strommasse an: $m_s \approx 150 \text{ MeV}/c^2$. Die Energieschwelle für die Erzeugung eines $s\bar{s}$ -Paares reduziert sich damit im Quark-Gluon-Plasma auf $2m_s \approx 300 \text{ MeV}/c^2$. Ähnliche Überlegungen lassen auch eine verstärkte Antibaryonenproduktion erwarten. Antibaryonen mit Seltsamkeit sind daher besonders interessante Sonden eines Quark-Gluon-Plasmas.

Experimentell wird in Schwerionenreaktionen z.B. im Vergleich zu p+p-Reaktionen eine höhere relative Ausbeute an Teilchen mit Seltsamkeit beobachtet. Entscheidend bei der Interpretation dieser Ergebnisse ist jedoch die Frage, welche Einflüsse die Hadronisierung und die Wechselwirkungen im Hadronengas auf die Ausbeute an Teilchen mit Seltsamkeit haben.

Ein eindeutiges Signal für die kurzfristige Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in einer Schwerionenreaktionen wäre die Bildung eines sog. disorientierten chiralen Kondensates (DCC). Gebiete, in denen ein solches Kondensat vorliegt, zerfallen in neutrale und geladene Pionen. Durch Fluktuationen könnte dabei ein Pionenverhältnis N_{π^0}/N_{π} entstehen, das deutlich von 1/3 abweicht.

Eine weitere Konsequenz einer zumindest teilweise wiederhergestellten chiralen Symmetrie wäre die Änderung von Hadronenmassen in einer heißen und dichten Umgebung. Eine Änderung der Masse der Vektormesonen ρ , ω und ϕ könnte durch den Zerfall dieser Mesonen in e^+e^- -Paare Einfluß auf das invariante Massenspektrum von Elektronenpaaren haben. Änderungen in der Masse und der Breite des ϕ -Mesons könnten über den Zerfall $\phi \rightarrow K^+K^-$ nachgewiesen werden.

2.3 Motivation

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit der Teilchenproduktion in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen. Weitere Aspekte der Untersuchung dieser Reaktion betreffen die Produktion von Photonen mit kleinen Transversalimpulsen und die Suche nach sog. Mini-Jets. Dieser Abschnitt enthält einige grundlegende Informationen zu diesen Themen.

2.3.1 Skalierungsverhalten der Teilchenproduktion

Es gibt Hinweise darauf, daß sich in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen die Eigenschaften der Reaktionszone ab einer bestimmten Systemgröße qualitativ ändern. Das NA50-Experiment findet beispielsweise die sog. anomale J/Ψ -Unterdrückung für Kollisionen mit einem Stoßparameter $b \lesssim 8$ fm [Abr97]. Für Pb+Pb-Reaktionen in diesem Zentralitätsbereich kann die J/Ψ -Unterdrückung nicht mehr durch Stöße des J/Ψ mit umgebenden Hadronen erklärt werden. Ergebnisse des WA98-Experiments deuten darauf hin, daß sich die Form der Transversalimpulsspektren neutraler Pionen in Pb+Pb-Kollisionen mit weniger als ca. 50 Participants deutlich mit ansteigender Zentralität ändert. Für zentralere Reaktionen bleibt der Form der Spektren jedoch näherungsweise unverändert [Agg99a]. Aufgrund dieser Ergebnisse ist es eine interessante Frage, ob sich in der Zentralitätsabhängigkeit globaler Größen wie der Multiplizität geladener Teilchen ab einer bestimmten Größe des Reaktionssystems unerwartete Veränderungen feststellen lassen.

In Proton-Kern-Kollisionen und in Reaktionen leichter Kerne kann die Multiplizität produzierter Teilchen und die erzeugte transversale Energie durch das *Wounded Nucleon* Modell [Bia76] beschrieben werden. Jedes Nukleon, das an einer inelastischen Kollision

mit einem anderen Nukleon teilgenommen hat, liefert in diesem Modell einen konstanten Beitrag zur Gesamtmultiplizität. Eine solche lineare Skalierung mit der Anzahl der Participants (*wounded nucleons*) wurde z.B. vom WA80-Experiment in Reaktionen von ^{16}O - und ^{32}S -Kernen mit verschiedenen Targets für die Pseudorapiditätsdichte² $dE_T/d\eta$ der transversalen Energie festgestellt [Alb91]. Das Skalierungsverhalten der Teilchenproduktion wird in dieser Arbeit für Pb+Pb-Kollisionen untersucht.

Ein besonderer Anreiz für die Untersuchung des Skalierungsverhaltens der Teilchenproduktion ergibt sich aus Modellen, in denen versucht wird, die J/Ψ -Unterdrückung in Pb+Pb-Reaktionen durch die Wechselwirkung des J/Ψ mit Hadronen zu beschreiben. In vielen dieser Modelle wird entsprechend des Wounded Nucleon Modells ein Anstieg der Hadronenmultiplizität proportional zur Anzahl der Participants angenommen (s. z.B. [Vog98]). Eine stärker als linear ansteigende Teilchenmultiplizität würde in diesen Modellen zu einer stärkeren J/Ψ -Absorption in zentralen Pb+Pb-Kollisionen führen.

2.3.2 Photonen mit kleinen Transversalimpulsen

Über möglicherweise unverstandene Produktionsmechanismen für Photonen mit kleinen Transversalimpulsen aus Reaktionen von Hadronen wird schon seit Mitte der 80er Jahre spekuliert. Zu dieser Zeit wurden Daten eines CERN-SPS-Blasenkammerexperiments zur Photonproduktion in 70 GeV $\text{K}^+ + \text{p}$ Reaktionen veröffentlicht [Chl84]. Im Bereich $p_T \lesssim 60$ MeV/c zeigt sich ein deutlicher Photonenüberschuß gegenüber den erwarteten Photonen aus bekannten Quellen. Bei der Simulation des Photonenspektrums aus bekannten Quellen wurden dabei unter anderem Zerfälle von Hadronen und Bremsstrahlungsprozesse berücksichtigt. Die Produktionsrate der erwarteten Bremsstrahlungsphotonen wird dabei entsprechend des Low-Theorems [Low58], ohne Details der Reaktion zu betrachten, allein aus den Viererimpulsen geladener Teilchen im Anfangs- und Endzustand berechnet. Andere Experimente konnten dagegen in Hadron-Hadron-Stößen keinen anomalen Photonenüberschuß feststellen. Die experimentelle Situation gilt daher als noch nicht vollständig geklärt. Eine Übersicht zu diesem Thema findet sich in [Lic94].

Zur Produktion von Photonen mit kleinen Transversalimpulsen in Schwerionenreaktionen liegen nur wenige experimentelle Daten vor. Vom WA93-Experiment gibt es Ergebnisse für zentrale S+Au-Reaktionen, die einen signifikanten Photonenüberschuß im Bereich $p_T \lesssim 100$ MeV/c gegenüber Photonen aus Zerfällen von Hadronen zeigen [Agg97b]. Der Beitrag der Bremsstrahlungsphotonen, der sich mit dem Low-Theorem beschreiben läßt, ist auf der Basis einer VENUS-Simulation berechnet worden [Krü98]. Es zeigt sich,

²Zur Definition der Pseudorapidität siehe Anhang A.

daß diese Photonen nur im Bereich $p_T \lesssim 10 \text{ MeV}/c$ einen nennenswerten Beitrag liefern und somit den gemessenen Überschuß nicht erklären können.

Für einen möglichen Photonenüberschuß in Hadron-Hadron-Reaktionen (wie z.B. $K^+ + p$) wurden verschiedene Erklärungen vorgeschlagen. Beispielsweise könnten Tropfen kalter Quark-Gluon-Plasma-Materie gebildet werden, die dann „thermisch“ strahlen [Hov86]. Diese Plasmatropfen hadronisieren nur langsam und könnten so eine große Zahl an Photonen aussenden.

In Schwerionenreaktionen können Photonen mit Transversalimpulsen von wenigen hundert MeV/c durch Prozesse erzeugt werden, die möglicherweise nichts mit den Produktionsmechanismen der Überschußphotonen in Reaktionen einzelner Hadronen zu tun haben. Ein heißes Quark-Gluon-Plasma, das durch eine Schwerionenreaktion erzeugt wurde, produziert beispielsweise Photonen mit kleinen Transversalimpulsen durch die Bremsstrahlungsprozesse $qq \rightarrow qq\gamma$ und $qg \rightarrow qg\gamma$ [Roy96]. Der möglicherweise vorhandene Plasmazustand existiert jedoch nur für kurze Zeit. Ein wesentlich größerer Anteil der Photonen im Bereich weniger hundert MeV/c stammt aus Bremsstrahlungsprozessen des Hadronengases ($\pi\pi \rightarrow \pi\pi\gamma$). Photonen in diesem Transversalimpulsbereich, die nicht aus Zerfällen von Hadronen stammen, enthalten also vor allem Informationen über die späte Phase einer Reaktion. Die Produktion von Bremsstrahlungsphotonen in der Plasma-phase und im Hadronengas hängt vom genauen Ablauf einer Schwerionenreaktion ab. Sie wird nicht durch das Low-Theorem beschrieben.

2.3.3 Mini-Jets

In hochenergetischen e^+e^- -Reaktionen treten die produzierten Hadronen häufig in zwei Bündeln (Jets) auf, die in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Durch harte Parton-Parton-Stöße könnten solche Jet-Strukturen auch in der frühen Phase einer Schwerionenreaktion entstehen. Der Energieverlust eines hochenergetischen Partons, das aus einem harten Stoßprozeß hervorgeht, liefert dabei Hinweise auf den Zustand des durchquerten Mediums. Modellrechnungen deuten darauf hin, daß der Energieverlust eines Partons in einem Quark-Gluon-Plasma höher ist als in einem Hadronengas [Gyu94, Bai95].

Der Energieverlust von Partonen wird vor allem für zukünftige Schwerionenkollisionen bei RHIC- und LHC-Energien als Signal eines Quark-Gluon-Plasmas diskutiert. Bei diesen Reaktionen stammt ein großer Teil der erzeugten Hadronen aus Prozessen mit hohem Impulsübertrag, so daß hier von Mini-Jet-Produktion gesprochen wird. Der Nachweis von Jet-Strukturen in Schwerionenreaktionen ist jedoch aufgrund der hohen Zahl produzierter Teilchen nicht einfach.

Mit dem Photonenspektrometer LEDA des WA98-Experiments besteht die Möglichkeit, nach jetähnlichen Strukturen in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen zu suchen. Hierbei spielen Mini-Jets eine entscheidende Rolle, in denen ein π^0 den größten Teil der Energie trägt. Die Winkelkorrelation der Mini-Jets könnte sich dann über die Zerfallsphotonen der neutralen Pionen nachweisen lassen. Eine entsprechende Winkelkorrelation sollte auch durch harte Prozesse entstehen, in denen ein hochenergetisches direktes Photon und ein hochenergetisches Quark entstehen [Wan96]. Für den Nachweis solcher Mini-Jets mit Hilfe des LEDA muß die Fragmentation des Quarks wiederum zu einem neutralen Pion hoher Energie führen.

3. Das WA98-Experiment

Die Untersuchung ultrarelativistischer Schwerionenstöße am CERN hat 1986 mit der Beschleunigung von ^{16}O -Kernen auf 200 AGeV begonnen. Im Jahr darauf standen ^{32}S -Kerne gleicher Energie pro Nukleon zur Verfügung. Das Hauptinteresse galt zunächst der Frage, ob bei Reaktionen mit diesen Kernen Energiedichten im Bereich eines möglichen Phasenübergangs zu einem Quark-Gluon-Plasma erzeugt werden können. Weiterhin wurde nach nuklearen Effekten gesucht, d.h. nach Eigenschaften von Kern-Kern-Stößen, die sich nicht durch eine einfache Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Stößen verstehen lassen. Seit 1994 können am CERN Bleikerne auf 158 AGeV beschleunigt werden. Durch die hohe Zahl der beteiligten Quarks und Gluonen in Reaktionen von Bleikernen hofft man, die Reaktionszone als makroskopisches System auffassen zu können, das sich zumindest lokal durch thermodynamische Größen wie Temperatur und Druck beschreiben lassen sollte. Aufgrund der hohen Zahl produzierter Teilchen könnten diese Größen dann auch auf der Basis einzelner Bleireaktionen mit hinreichender Genauigkeit bestimmt werden. Weiterhin wird für große Reaktionssysteme eine längere Lebensdauer der Plasmaphase erwartet, so daß entsprechende Signale deutlicher zum Vorschein treten sollten.

3.1 Schwerionenexperimente am CERN

Reaktionen von Bleikernen werden am CERN von sieben Experimenten untersucht. Die unterschiedlichen Schwerpunkte dieser Experimente spiegeln die verschiedenen möglichen Signale eines Quark-Gluon-Plasmas wider. Die Aufteilung in verschiedene Experimente ist aus praktischer Sicht von Vorteil, da bestimmte Meßgrößen nur schwer gleichzeitig gemessen werden können. Beispielsweise erfordert die Messung von $\mu^+\mu^-$ -Paaren einen massiven Absorber direkt hinter dem Target, um so den Untergrund geladener Hadronen zu minimieren. Die Messung anderer Größen ist in diesem Fall dann kaum noch möglich.

Die Experimente NA44 und NA49 legen den Schwerpunkt auf die Untersuchung von Hadronen. Diese übermitteln Information zum einen über den Quarkinhalt der Reaktionszone beim chemischen Ausfrieren und zum anderen globale Informationen wie Temperatur und Teilchenfluß zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens (s. Abschnitt 2.2.2). Frühere und damit heißere Zustände des Feuerballs können mit Hilfe von elektromagnetischen Sonden untersucht werden, da diese durch die hadronische Umgebung kaum beeinflußt werden. So mißt NA50 $\mu^+\mu^-$ -Paare und damit die Produktionsrate von J/Ψ -

Mesonen. NA45 ist spezialisiert auf die Messung von e^+e^- -Paaren. Als Sonden der frühen Phase des Reaktionssystems sollen in diesem Experiment auch direkte Photonen gemessen werden. Die direkten Photonen stellen einen Schwerpunkt des WA98-Experiments dar, das in diesem Kapitel genauer beschrieben werden soll. WA97 konzentriert sich auf den Nachweis von Teilchen mit Seltsamkeit, und NA52 sucht speziell nach *Strangelets*, d.h. nach Teilchenclustern mit Seltsamkeit, die ein besonders niedriges Ladungs/Masse-Verhältnis besitzen.

3.2 Strahlerzeugung

Zur Erzeugung von Bleiionen wird festes Blei verdampft. Die Ionen gelangen in eine Elektron-Zyklotron-Resonanz (EZR) Ionenquelle, wo sie durch Magnetfelder räumlich eingeschlossen werden. Durch Einstrahlung von 14,5 GHz Mikrowellen nehmen Elektronen in bestimmten Bereichen der Quelle, an denen die Zyklotronfrequenz der Elektronen gerade der Frequenz der Mikrowellen entspricht, Energie auf. Durch diese beschleunigten Elektronen werden Bleiionen höherer Ladungszustände erzeugt, die dann mit Hilfe elektrostatischer Felder extrahiert werden können. Eine gepulste Einstrahlung der Hochfrequenz (*Afterglow-Modus*) mit einer Frequenz von 10 Hz erlaubt die Erzeugung eines Pb^{27+} -Stroms von bis zu $120 \mu A$ [Has96]. Damit stehen für einen Beschleunigungszyklus des SPS zunächst ca. 3×10^{10} Bleiionen zur Verfügung [Has93]. Der gewünschte Ladungszustand von Pb^{27+} wird nach der Ionenquelle über Ablenkmagnete ausgewählt. Die Beschleunigung erfolgt dann entsprechend Abb. 3.1 in mehreren Stufen. Höhere La-

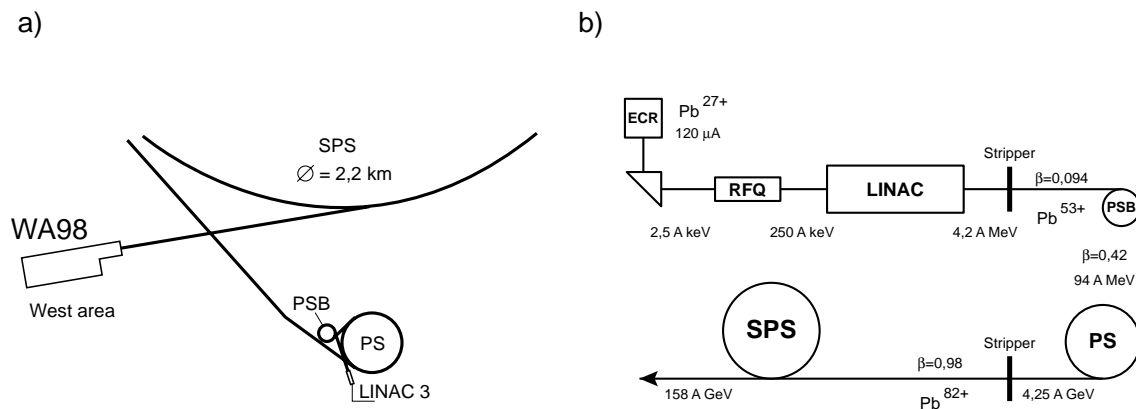


Abbildung 3.1: Skizze des SPS und der vorgeschalteten Beschleuniger (a) und schematische Darstellung der einzelnen Beschleunigungsstufen mit Angabe der jeweiligen Energien, Geschwindigkeiten und Ladungszustände der Bleiionen (b).

dungszustände bis hin zum vollständig ionisierten Bleikern werden dabei beim Durchgang durch Kohlenstoffolien (sog. *Stripper*) erzeugt. Die Endenergie der Bleiionen beträgt 33 TeV bzw. 158 AGeV.

Letztendlich verlassen nur ca. 1,4 % der ursprünglich erzeugten Ionen das SPS. Eine wesentliche Verlustquelle stellt dabei der Ladungsaustausch zwischen Bleiionen und Restgasmolekülen in den Beschleunigern dar. Zudem wird der gewünschte Ladungszustand von Pb^{53+} beim Durchgang durch die erste Stripperfolie nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 16 % erreicht.

Ein Zyklus des SPS dauert insgesamt 19,2 s, die sich aus einer Beschleunigungsphase von 14,4 s und einer Extraktionsphase (*Spill*) von 4,8 s zusammensetzen. Innerhalb der Extraktionsphase erreichen ca. 10^6 Bleiionen das WA98-Experiment.

3.3 Aufbau des WA98-Experiments

Das Grundkonzept des WA98-Experiments besteht in der gleichzeitigen Messung verschiedener Observablen einer Schwerionenkollision [WA98]. So können Reaktionen über die transversale Energie E_T und die Energie in Vorwärtsrichtung E_F sowie über die Multiplizität geladener Teilchen und die Photonenmultiplizität charakterisiert werden (s. Abb. 3.2). Korrelationen dieser globalen Variablen lassen sich in Abhängigkeit von der erzeugten Energiedichte untersuchen, die über die Auswahl von Reaktionen unterschiedlicher Zentralität variiert werden kann. Der Schwerpunkt des WA98-Experiments ist die Messung von Photonen, die, außer vom NA45-Experiment, von keinem anderen Schwerionenexperiment am CERN gemessen werden können. Die große Raumwinkelakzeptanz des Photonenspektrometers LEDA ermöglicht die gleichzeitige Messung neutraler Pionen und η -Mesonen, deren Zerfälle in Photonen den wesentlichen Untergrund bei der Bestimmung direkter Photonen darstellen. Komplettiert wird das WA98-Experiment durch zwei Spektrometerarme, die zusammen mit dem GOLIATH-Magneten die Spektrometrie positiv und negativ geladener Hadronen ermöglichen.

3.3.1 Target und Trigger

In den Bleistahlzeiten 1994, 1995 und 1996 wurden neben Bleitargets auch Targets aus Nickel und Niob verwendet. Vom WA98-Experiment wurden 1996 zusätzlich Reaktionen von Protonen einer Strahlenergie von 158 GeV mit Blei- und Kohlenstoffkernen untersucht. Da man annimmt, daß es in diesen Reaktionen nicht zur Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas kommt, stellen sie einen wichtigen Vergleichsmaßstab für die Schwerionenreaktionen dar. Die verwendeten Targets sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Die

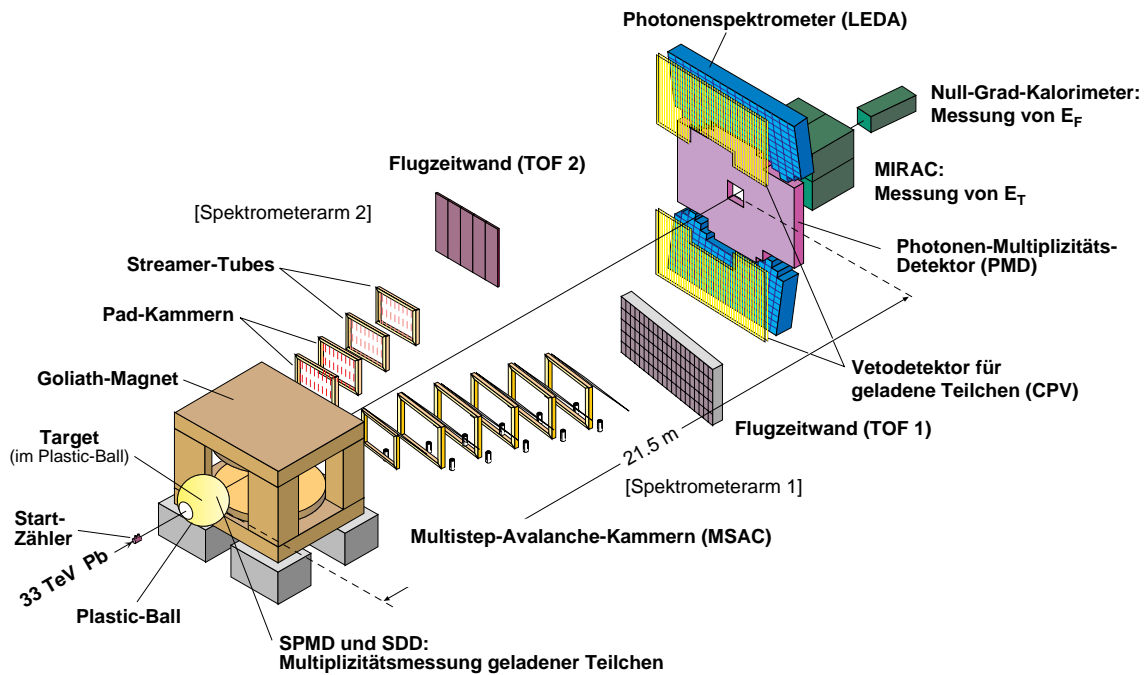


Abbildung 3.2: Aufbau des WA98-Experiments (1996).

Target	Dicke [μm]	Dicke [mg/cm^2]	Strahlzeit
^{208}Pb	210	239	Pb94/95/96, Pr96
^{208}Pb	436	495	Pb94/95/96, Pr96
^{93}Nb	254	218	Pb94/95/96
^{58}Ni	250	223	Pb94/95/96
^{12}C	10022	1879	Pr96

Tabelle 3.1: Die in den verschiedenen Strahlzeiten des WA98-Experiments verwendeten Targets. In der letzten Spalte steht Pb94/95/96 für die Bleistrahlzeiten 1994, 1995, 1996 und Pr96 für die Protonenstrahlzeit 1996.

Dicke der Targets ist jeweils so gewählt, daß Mehrfachreaktionen in der Targetfolie zu vernachlässigen sind und die Wahrscheinlichkeit für die Konversion von Photonen in e^+e^- -Paare nicht zu groß wird, gleichzeitig aber hinreichend hohe Reaktionsraten erreicht werden.

Schätzt man den Wirkungsquerschnitt z.B. für eine inelastische Pb+Pb-Reaktion grob aus dem Kernradius ab, so ergibt sich für das in der Strahlzeit 1996 hauptsächlich eingesetzte 210 μm dicke Bleitarget eine Reaktionswahrscheinlichkeit von ca. 0,4 %. Während einer Extraktionsphase mit einer Bleiionenrate von ca. $10^6/\text{Spill}$ ergeben sich somit ca. 4000 inelastische Bleireaktionen mit einem mittleren zeitlichen Abstand von ungefähr 1,25 ms.

Ankommende Bleikerne werden von einem Gas-Čerenkovdetektor mit Photovervielfacherauslese registriert, der eine zeitliche Auflösung von 27 ps besitzt [Chu96]. Mit Hilfe der gemessenen Signalhöhen werden Projektilteilchen erkannt, die so kurz aufeinander folgen, daß ihre möglichen Reaktionen im Target von der Datenauslese zu einem Ereignis zusammengefaßt werden würden (*pile-up events*). Das Signal des Čerenkovdetektors dient als Startsignal für die Flugzeitmessung geladener Reaktionsprodukte in den beiden Spektrometerarmen. Für ein gültiges Startsignal müssen aber noch weitere Kriterien erfüllt sein [Lee94].

Kollisionen der Bleiionen noch vor dem Target mit Restgasmolekülen im Strahlrohr oder mit den Wänden der Strahlführung führen zur Erzeugung geladener Pionen, die nachfolgend in Myonen zerfallen. Um Ereignisse zu verwerfen, bei denen das den Bleistrahle begleitende Myonen-Halo auf die Detektoren trifft, befindet sich 2,4 m vor dem Target eine Plastiksintillatorwand (*Inner Halo Wall*).

Reaktionen im oder kurz nach dem Čerenkovdetektor werden mit dem *Little Veto* verworfen, einem Plastiksintillator, der 0,4 m vor dem Target platziert ist. Durch ein Loch mit einem Durchmesser von 3 mm können Bleiionen, ohne ein Signal zu erzeugen, den Detektor durchqueren. Dieses Loch schränkt zudem das Strahlprofil soweit ein, daß die akzeptierten Bleiionen wirklich das Target treffen.

Eine Reaktion im Target wird vom WA98-Experiment erkannt, falls die mit dem MIRAC-Kalorimeter aus der Addition gewichteter analoger Photovervielfachersignale bestimmte transversale Energie E_T einen Minimalwert überschreitet. Die so bestimmte transversale Energie wird dazu benutzt, Reaktionen schon während der Messung als zentral, semi-zentral oder peripher zu klassifizieren. Um in den gemessenen Daten die interessanteren aber selteneren zentralen Reaktionen anzureichern, wird im WA98-Experiment typischerweise nur jedes 8. periphere und jedes 16. semi-zentrale Ereignis aufgezeichnet.

Das WA98-Experiment besteht aus Detektorsystemen mit stark unterschiedlichen Totzeiten (z.B. schnellen Detektoren mit Photovervielfacherauslese und langsamen Systemen mit optischer Auslese über CCD Kameras). Eine Besonderheit des WA98-Triggersystems ist die Einteilung der Detektoren in Triggerklassen, so daß die schnellen Detektoren Ereignisse auch während der Totzeit der langsamen Detektoren aufnehmen können.

3.3.2 Kalorimeter

Die Messung der transversalen Energie E_T mit dem MIRAC und der Energie E_F in Vorwärtsrichtung mit dem Null-Grad-Kalorimeter erlaubt in der späteren Datenauswertung die Auswahl von Kern-Kern-Stößen unterschiedlicher Zentralität.

Das MIRAC-Kalorimeter

Das MIRAC¹-Kalorimeter befindet sich 25 m hinter dem Target. Im Bereich $3,5 < \eta < 5,5$ hat es eine geometrische Akzeptanz von mehr als 50 %. Durch ein Loch in der Mitte des Detektors gelangen Teilchen hoher Rapidität zum Null-Grad-Kalorimeter.

Theoretisch als Summe über die transversalen Massen (vgl. Anhang A) aller nach einer Reaktion vorhandenen Teilchen definiert, wird die transversale Energie experimentell entsprechend Gleichung (3.1) aus den in den 180 Modulen des MIRAC-Kalorimeters deponierten Energien E_i und den zugehörigen Polarwinkeln ϑ_i der Module bestimmt:

$$E_T = \sum_{i=1}^{N_{\text{Teilchen}}} (m_T)_i \approx \sum_{i=1}^{N_{\text{Module}}} E_i \sin \vartheta_i. \quad (3.1)$$

Die Module haben eine 20 cm × 20 cm große Frontfläche und eine Gesamtlänge von 215 cm. Jedes Modul besitzt einen elektromagnetischen und einen hadronischen Bereich, der jeweils in der sog. *Sandwich*-Technik aus einer wechselnden Abfolge von passivem Absorbermaterial und aktiven Szintillatorschichten aufgebaut ist (s. Abb. 3.3). Der elektromagnetische Teil besteht aus 27 Bleiplatten mit einer Dicke von 3 mm und den jeweils folgenden, 3,2 mm dicken Szintillatorplatten. Zur Verbesserung der mechanischen Stabilität werden die Bleiplatten beidseitig durch 0,8 mm dicke Aluminiumplatten eingefasst.

Die mittlere longitudinale und laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird durch die Strahlungslänge X_0 des Absorbers bestimmt. Diese Größe kann definiert werden als die Strecke, nach der die Energie eines einfallenden Elektrons im Mittel auf das $1/e$ -fache des ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein hochenergetisches Photon innerhalb einer Strahlungslänge in ein e^+e^- -Paar konvertiert, beträgt $1 - e^{-7/9} \approx 54$ % [Kle87]. Der elektromagnetische Teil des MIRAC entspricht 15,6 Strahlungslängen. Testmessungen haben gezeigt, daß Photonen mit einer Energie von bis zu 30 GeV mehr als 90 % ihrer Energie im elektromagnetischen Teil deponieren [Awe89].

¹Der Name steht für Mid-Rapidity Calorimeter. Er stammt aus den Vorgängerexperimenten des WA98-Experiments (WA80 und WA93). Der Name wurde beibehalten, obwohl das MIRAC-Kalorimeter im WA98-Experiment den Bereich mittlerer Rapidität nicht abdeckt.

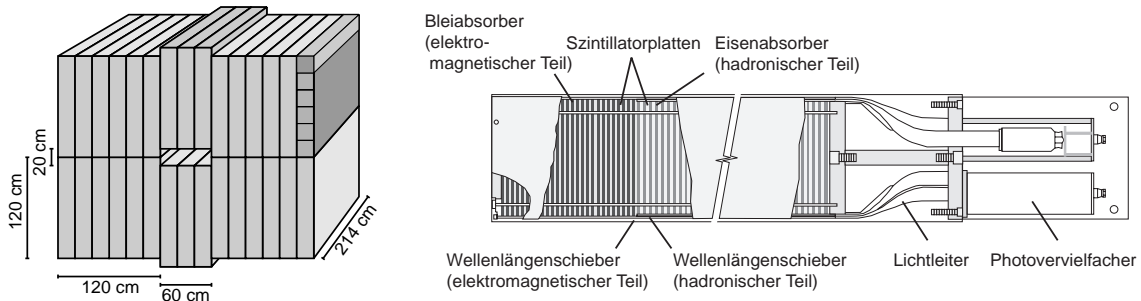


Abbildung 3.3: Aufbau des MIRAC-Kalorimeters und Darstellung eines der 180 Einzelmodule.

Hadronische Schauer ergeben sich aus inelastischen Reaktionen von Hadronen mit Atomkernen des Absorbermaterials und der daraus folgenden Produktion von Sekundärteilchen, die wiederum inelastisch reagieren können. Die Längenskala hadronischer Schauer wird durch die nukleare Wechselwirkungslänge λ_{int} bestimmt, die die mittlere freie Weglänge eines Hadrons bis zu einem inelastischen Stoß angibt. Der hadronische Bereich des MIRAC setzt sich aus 119 Stahlplatten mit einer Dicke von 8 mm und jeweils folgenden 3 mm dicken Szintillatoren zusammen. Er entspricht damit 6,1 nuklearen Wechselwirkungslängen. Zusammen mit den 0,8 Wechselwirkungslängen des elektromagnetischen Teils entspricht ein gesamtes Modul somit 6,9 Wechselwirkungslängen, so daß ein 50 GeV Proton ca. 90 % seiner Energie im MIRAC deponieren würde. Die Energiedeposition von Hadronen im elektromagnetischen Teil wird auf der Basis der im hadronischen Teil gemessenen Energie korrigiert. Die Lichtsignale der Szintillatoren werden getrennt für den elektromagnetischen und den hadronischen Teil über Wellenlängenschieber und Lichtleiter an den Modulaußenwänden zu Photovervielfachern an den Modulrückwänden geführt. Die hohe Zahl produzierter Teilchen in Schwerionenexperimenten, die für die meisten Detektorsysteme eine technische Herausforderung darstellt, ist bei der Bestimmung der transversalen Energie mit dem MIRAC von Vorteil, da sich so Fluktuationen in der Energiedeposition von Schauern zu einem großen Teil statistisch herausmitteln. Für die Energieauflösung ergibt sich $\sigma_E/E = 17,8\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ für den elektromagnetischen und $\sigma_E/E = 46,1\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ für den hadronischen Teil [Agg97a].

Das Null-Grad-Kalorimeter

Das Null-Grad-Kalorimeter befindet sich hinter dem MIRAC 30 m vom Target entfernt. Es mißt die Energie von Teilchen, die das Target unter Winkeln von kleiner als $0,3^\circ$ zur

Strahlachse entsprechend einer Pseudorapidität von größer als 5,9 verlassen. Das Null-Grad-Kalorimeter ist aus 5×7 Modulen aufgebaut, die jeweils eine Frontfläche von $15 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$ und eine Länge von 270 cm besitzen. Das in den Experimenten WA80 und WA93 verwendete Design aus abwechselnden Uran- und Szintillatorschichten [You89] wurde im WA98-Experiment durch vier hintereinander angeordneten Gruppen mit jeweils 36 aufeinanderfolgenden 10 mm dicken Bleiabsorbern und 2,5 mm dicken Szintillatoren ersetzt. Zur Verbesserung der mechanischen Stabilität folgt auf eine solche Gruppe eine 20 mm dicke Stahlplatte, auf die ein weiterer Szintillator folgt. Insgesamt entspricht das Null-Grad-Kalorimeter damit 8,57 hadronischen Wechselwirkungslängen. Die Lichtsignale der Szintillatoren werden wie beim MIRAC über Wellenlängenschieber und Lichtleiter transportiert und über einen Photovervielfacher an der Modulrückwand ausgelesen. Um die von 33 TeV Bleiionen ausgelösten Schauer über mehrere Module zu verteilen, ist der ganze Detektor um 3° relativ zur Strahlachse gekippt. Für die Energieauflösung wird in [Vod93a] ein Wert von $\sigma_E/E = 80\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$ angegeben.

3.3.3 Multiplizitätsmessung geladener Teilchen

Silicon Pad Multiplicity Detektor

Der Silicon Pad Multiplicity Detektor (SPMD) [Lin97, Ste98] befindet sich 32,8 cm hinter dem Target und deckt den vollen Azimutalwinkelbereich im Intervall $2,35 < \eta < 3,75$ ab. Dieser kreisförmige Detektor wird über ca. 4000 Pads ausgelesen, die den Azimutalbereich in 180 und den Pseudorapiditätsbereich in 22 Intervalle unterteilen. Die Größe der Pads wächst mit dem Radius, so daß eine gleichförmige Abdeckung von $\Delta\eta = 0,064$ und $\Delta\Phi = 2^\circ$ erreicht wird. Die Wahrscheinlichkeit von einem Teilchen getroffen zu werden, ist so näherungsweise für alle Pads gleich groß. Der SPMD besteht aus vier Quadranten, die jeweils aus einem 300 μm dicken, n-dotierten Silizium-Wafer hergestellt worden sind. Durch eine implantierte p-Schicht entsteht ein p-n-Übergang, an den eine Spannung von 50 V angelegt wird, so daß die gesamte Siliziumschicht frei von freien Ladungsträgern ist. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens liegt der wahrscheinlichste Wert für die Anzahl freigesetzter Elektronen bei ca. 24000, was einer Ladung von ca. 4 fC entspricht. Die freigesetzte Ladung influenziert ein Signal auf den aus Aluminium bestehenden Pads, die durch eine dielektrische Schicht vom p-Halbleiter getrennt sind.

In zentralen Kollisionen von Bleikernen sprechen bis zu 20 % aller Pads an, so daß Mehrfachtreffer nicht zu vernachlässigen sind. Die Gesamtmultiplizität wird deshalb aus der Summe der mit den einzelnen Pads gemessenen Energieverluste bestimmt (vgl. Abschnitt 5.3.1). Die Nachweiswahrscheinlichkeit des SPMD für geladene Teilchen ist größer als 99 %. Gleichzeitig beträgt die Konversionswahrscheinlichkeit im SPMD für

Photonen nur ca. 0,2 %, so daß deren Messung mit dem LEDA und dem PMD praktisch nicht beeinträchtigt wird.

Silicon Drift Detektor

Der Silicon Drift Detektor (SDD) besteht aus einem $280\text{ }\mu\text{m}$ dicken, n-dotierten 4 Zoll Silizium-Wafer, der 12,5 cm hinter dem Target angebracht ist und den Bereich $2,0 < \eta < 3,4$ abdeckt. Auf beiden Seiten des Wafers befinden sich p-dotierte Kathodenbereiche, die in Form von konzentrischen Ringen angeordnet sind. Das Anlegen einer Spannung zwischen den Kathodenkontakten und den 360 Anoden, die sich am äußeren Rand der Scheibe befinden, führt zu einem parabelförmigen Potential, durch das sich beim Durchgang geladener Teilchen freigesetzte Elektronen am Ort des Teilchendurchgangs in der Mitte zwischen den Kathodenkontakten sammeln. Die Kathodenringe sind über Widerstände verbunden und bilden somit einen Spannungsteiler. Die Elektronen driften so mit nahezu konstanter Geschwindigkeit radial nach außen und werden an den Anoden nachgewiesen. Über die Bildung des Ladungsschwerpunktes der ansprechenden Anoden und die Messung der Driftzeit lassen sich Auflösungen von bis zu $20\text{ }\mu\text{m}$ in den Ortskoordinaten x und y erreichen [Reh90, Pet98].

3.3.4 Spektrometrie geladener Teilchen

Das Plastic-Ball-Spektrometer

Das Plastic-Ball-Spektrometer [Bad82] umschließt das Target kugelförmig und deckt den Polarwinkelbereich $30^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ azimuthalsymmetrisch ab. Dies entspricht einem Pseudorapiditätsbereich von $-1,7 < \eta < 1,3$. Es dient zum Nachweis geladener Pionen, Protonen und leichter Kernfragmente, die über $\Delta E - E$ Messungen in insgesamt 655 Szintillatorteleסקopen identifiziert werden können. Positiv geladene Pionen werden über den Zerfall in Positronen erkannt, die zu einem verzögerten Szintillatorsignal führen.

In Pb+Pb-Reaktionen kann mit dem Plastic-Ball-Detektor über die Messung der Targetkernfragmente die Reaktionsebene festgestellt werden, die von der Strahlachse und dem Stoßparametervektor der beiden Kerne aufgespannt wird. Dies ermöglicht die Untersuchung des kollektiven Flußverhaltens weiterer Teilchensorten relativ zu dieser Ebene [Kur97, Sch98].

Magnetische Spektrometer

Der Impuls geladener Teilchen im Bereich mittlerer Rapidität wird durch die Ablenkung der Teilchen im $\int B dl = 1,6\text{ Tm}$ Feld des Dipolmagneten GOLIATH und die Bestim-

mung der geradlinigen Teilchentrajektorie außerhalb des Magnetfeldes gemessen. Über der Bestimmung der Flugzeit wird dann die Masse und damit die Identität der Teilchen festgestellt. Das WA98-Experiment besitzt zwei Arme zur Spurverfolgung geladener Teilchen mit jeweils einer nachfolgenden Flugzeitwand, wobei negativ geladene Teilchen im ersten und positiv geladene Teilchen im zweiten Arm nachgewiesen werden (s. Abb. 3.2).

Der erste Spektrometerarm besteht aus sechs Spurrkammern, sog. MSACs (Multi Step Avalanche Chambers), in denen sich eine Neon/Argon Gasmischung mit einem Zusatz von Triethylamin (TEA) befindet [Izy91, Ang94, Izy95]. Durch Potentialdifferenzen zwischen feinen Drahtgittern innerhalb der Kammern werden beim Durchgang geladener Teilchen freigesetzte Elektronen beschleunigt und durch Lawinenbildung vervielfacht. Zur Vermeidung von Raumladungseffekten erfolgt der entscheidende Verstärkungsschritt aber nur dann, wenn ein gültiges Triggersignal vorliegt. Die Elektronenlawinen regen die TEA-Moleküle zur Emission von UV-Photonen an, die über Wellenlängenschieber in sichtbares Licht umgewandelt werden. Dieses Licht wird über dünne Spiegel auf Bildverstärker mit nachfolgender CCD-Kameraauslese gelenkt. Dadurch wird eine Ortsauflösung von ca. 3 mm erreicht. Die 8 m^2 große Flugzeitwand des ersten Spektrometerarms besteht aus 480 Szintillatoren mit Photovervielfacherauslese, durch die eine Flugzeitauflösung von ca. 130 ps erreicht wird.

Zur Bleistahlzeit 1996 wurde ein zweiter Spektrometerarm aufgebaut, in dem zwei MSAC-Detektoren sowie zwei Streamer-Tube-Wände zum Einsatz kommen. Die hier verwendeten MSAC-Detektoren werden mit einer Ebene aus $1 \times 1,6 \text{ mm}^2$ großen Pads ausgelesen, die sich hinter dem letzten Drahtgitter innerhalb des Gasvolumens befindet, so daß der Zusatz des giftigen Triethylamins wegfällt [Bar98, Car98a, Car98b]. Die Pads werden durch speziell entwickelte Chips, sog. ASICs (Application Specific Integrated Circuits), ausgelesen. Die Streamer-Tubes im zweiten Spektrometerarm und im Vetodetektor für geladene Teilchen werden durch ähnliche Chips ausgelesen (vgl. Abschnitt 4.1). Die Flugzeitwand des zweiten Arms besteht aus 5×96 Plastiksintillatoren, die jeweils durch zwei Photovervielfacher ausgelesen werden, wodurch eine Flugzeitauflösung von 80 ps erreicht wird.

3.3.5 Spektrometrie und Multiplizitätsmessung von Photonen

Das Photonenspektrometer LEDA

Der Bleiglasdetektor LEDA (Lead Glass Detector Array) befindet sich 21,5 m hinter dem Target und deckt den Pseudorapiditätsbereich $2,3 < \eta < 3,0$ ab. Er dient dem Nachweis von Photonen im Energiebereich von ca. 0,12 GeV bis 40 GeV sowie der Messung von π^0 - und η -Mesonen, die über ihren Zerfallskanal in zwei Photonen rekonstruiert werden.

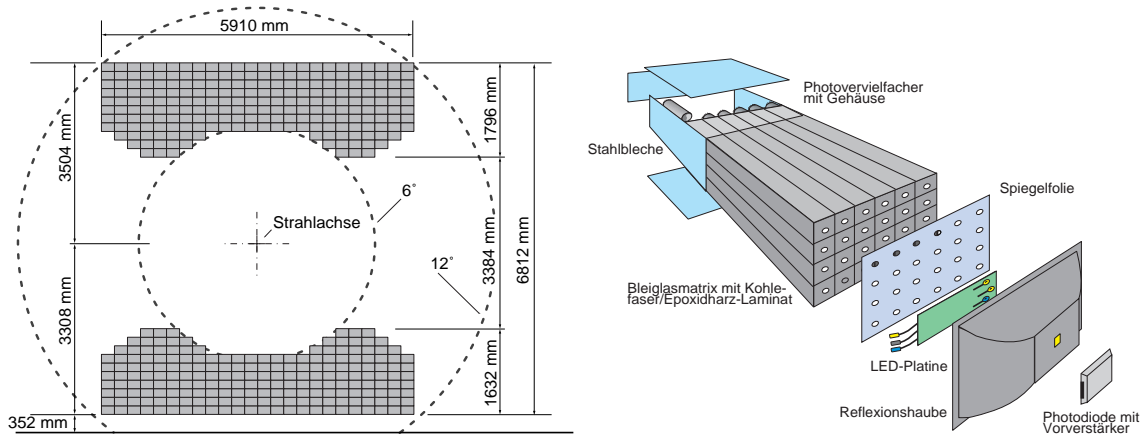


Abbildung 3.4: Geometrischer Aufbau des Bleiglasdetektors LEDA. Jedes Rechteck in der linken Abbildung stellt eines der 420 Supermodule dar. Das rechte Bild zeigt den Aufbau eines Supermoduls.

Der Detektor ist aus 10080 Bleiglasmodulen aufgebaut, die jeweils durch einen Photovervielfacher ausgelesen werden [Sch94b, Boh96, Cla96, Pei97, Blu98].

Ein hochenergetisches Photon löst im Bleiglas einen elektromagnetischen Schauer aus, also eine Kaskade aus e^+e^- -Paarerzeugungen und Bremsstrahlungsprozessen, die zu einer großen Zahl von Photonen, Elektronen und Positronen führt. Diese Kaskade bricht ab, sobald die Elektronen und Positronen die kritische Energie E_c erreicht haben, bei der der Energieverlust durch Abstrahlung von Photonen gleich dem Energieverlust durch Anregung und Ionisation der Atome des Detektormaterials ist. In den Photovervielfachern wird dann das Čerenkovlicht nachgewiesen, das durch Elektronen und Positronen erzeugt wird, die sich mit einer Geschwindigkeit $\beta > 1/n$ (n : Brechungsindex des Bleiglases) bewegen.

Die aufsummierte Spurlänge aller Positronen und Elektronen des elektromagnetischen Schauers ist proportional zur Energie E_0 des primären Photons [Kle87]. Da schon knapp oberhalb der Schwellengeschwindigkeit eine konstante Anzahl von Čerenkovphotonen pro Weglänge emittiert wird, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen E_0 und der Anzahl der erzeugten Čerenkovphotonen. Bei dem hier verwendeten Bleiglas werden im sensitiven Bereich der Photovervielfacher bei Wellenlängen zwischen 350 – 550 nm ca. 300 Čerenkovphotonen pro cm erzeugt [Geu98]. Die Photonenstatistik stellt damit eine natürliche Begrenzung für die Energieauflösung dar. Da elektromagnetische Schauer abhängig von der Energie unterschiedliche Eindringtiefen besitzen, führt die Absorption von Čerenkovphotonen im Bleiglas zu einer nichtlinearen Energieantwort. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß hochenergetische Schauer nicht mehr vollständig absorbiert werden können und nach hinten aus den Modulen herauslecken.

Die laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird über den Molière-Radius beschrieben, der sich über die Strahlungslänge und die kritische Energie parametrisieren läßt:

$$R_M = 21 \text{ MeV} \frac{X_0}{E_c}. \quad (3.2)$$

Ein Zylinder mit einem Radius von $3 R_M$ enthält mehr als 99 % der gesamten Schauerenergie. Die Kantenlänge der Bleiglasmodule ist so gewählt, daß ein elektromagnetischer Schauer praktisch auf eine 3×3 Modulmatrix begrenzt bleibt. Technische Daten des Bleiglasdetektors sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Da die Länge eines Bleiglasmoduls ungefähr einer nuklearen Wechselwirkungslänge entspricht, durchqueren ca. $1/e \approx 37\%$ aller Hadronen den Detektor ohne hadronische Wechselwirkung als sog. minimalionisierende Teilchen. Die dabei erzeugten Čerenkovphotonen entsprechen einem Energieäquivalent von ca. 512 MeV. Die restlichen Hadronen reagieren inelastisch mit Atomkernen des Detektormaterials, wobei jedoch nur ein kleiner Teil einen hadronischen Schauer hoher Energie auslöst. Aus den gemessenen Schauerenergien und -breiten lassen sich Photonen und geladene Teilchen zu einem gewissen Grad unterscheiden (s. Abschnitt 5.1). Zur vollständigen Korrektur des Beitrages geladener Teilchen zu den Photonenspektren wird der in Kapitel 4 beschriebene Veto-detektor für geladene Teilchen eingesetzt.

Um optisches Übersprechen zu vermeiden, sind die einzelnen Bleiglasmodule mit Mylarfolie umwickelt. Jeweils 24 Module sind mechanisch zu einer Untereinheit, einem sog. Supermodul, zusammengefaßt (s. Abb. 3.4). Dieses Konzept, bei dem jedes Supermodul als autarker Teildetektor mit eigener Überwachung der Energieeichung angesehen werden kann, bietet sich an, da der Bleiglasdetektor in einer vollständig veränderten Geometrie ab Ende 1999 im PHENIX-Experiment am Brookhaven National Laboratory (BNL) eingesetzt wird [PHE93].

Die Kontrolle und Korrektur der Energieeichung eines Supermoduls erfolgt über Leuchtdioden (LEDs), die das Čerenkovlicht eines elektromagnetischen Schauers simulieren und ein über große Zeiträume konstantes Referenzsignal darstellen. Eventuelle Schwankungen des LED-Lichts können mit einer Photodiode festgestellt werden [Sch94a, Pei96].

Bei früheren Detektoren wurden die Potentialdifferenzen zwischen den einzelnen Dynoden eines Photovervielfachers über eine passive Spannungsteilung der extern erzeugten Hochspannung mit Hilfe einer Widerstandskette erzeugt. Diese Lösung war für den LEDA-Detektor nicht praktikabel, da zum einen die Wärmeentwicklung zu stark gewesen wäre und zum anderen die Kosten für die Hochspannungskabel immens gewesen wären. Deshalb wird die Spannung für die Photovervielfacher, gesteuert über eine Niederspannung, auf den Basen selbst erzeugt [Neu95].

Material	TF1 (51 % PbO + 49 % SiO ₂)
Molière-Radius	3,90 cm
Modulquerschnitt	4 × 4 cm ²
Modullänge	40 cm (= 14,4 X ₀ bzw. 1,05 λ _{int})
Gesamtzahl der Module	10080
Photovervielfacher	FEU-84
Energieauflösung	$\sigma_E/E = (5,5 \pm 0,6) \% / \sqrt{E/\text{GeV}} + (0,8 \pm 0,2) \%$
Ortsauflösung	$\sigma_x = (8,35 \pm 0,25) \text{ mm} / \sqrt{E/\text{GeV}} + (0,15 \pm 0,07) \text{ mm}$

Tabelle 3.2: Technische Daten des Bleiglaskalorimeters LEDA

Eine Besonderheit des ADC-Systems zur Auslese der Photovervielfacher ist eine analoge Einheit, die das Spannungssignal so lange speichert, bis ein Triggersignal den Detektor erreicht oder das Ereignis verworfen wird. Dies spart wiederum Kosten, da die Verzögerung nicht wie in früheren Experimenten über bis zu 70 m lange Signalkabel erfolgen muß. Weiterhin erlaubt das ADC-System eine schnelle Summation der Photovervielfachersignale, wodurch ein Triggersignal für seltene Ereignisse mit hochenergetischen Photonen erzeugt werden kann.

Der Photon Multiplicity Detektor

Der Photon Multiplicity Detektor (PMD) befindet sich ebenfalls 21,5 m vom Target entfernt und deckt den Bereich $2,4 < \eta < 4,4$ ab. Er besteht aus Bleiplatten, deren Dicke von ca. 1,7 cm 3 Strahlungslängen entspricht. Photonen aus Pb+Pb-Reaktionen konvertieren in den Bleiplatten mit einer mittleren Wahrscheinlichkeit von 95 % in ein e^+e^- -Paar. Die Schauerteilchen der entstehenden elektromagnetischen Schauer werden durch insgesamt 54000 Szintillatorplättchen registriert, deren Signale über wellenlängenschiebende Lichtleiter zu Bildverstärkern mit nachfolgenden CCD-Kameras transportiert werden. Die von geladenen Hadronen ausgelösten Signale, die die Bleiplatten zumeist als minimalionisierende Teilchen durchqueren, sind im Mittel kleiner als die der Photonen. Als Photonenkandidaten werden deshalb nur solche Treffer akzeptiert, deren Signalhöhe die eines minimalionisierenden Teilchens mindestens um das dreifache übersteigt. Diese Bedingung stellt einen optimalen Kompromiß zwischen einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen einerseits und einer minimalen Verunreinigung durch geladene Hadronen andererseits dar. Auf diese Weise erhält man beispielsweise für zentra-

le Pb+Pb-Reaktionen eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 68 % für Photonen bei einer Verunreinigung der Photonenkandidaten durch irrtümlich akzeptierte, geladene Hadronen von 35 % [Agg96, Agg98a].

3.3.6 Datenerfassung und Datenverarbeitung

Die Detektoren werden parallel jeweils durch eigene Prozessoren (Eltec E6 und E7 mit Motorola 68040 CPUs) ausgelesen, die unter dem Betriebssystem OS9 laufen. Die Daten eines Ereignisses werden von den Prozessoren gebündelt, mit einer eindeutigen Kennzeichnung versehen und zwischengespeichert. Diese sog. Subevents werden dann von einem Hauptprozessor über Glasfaserkabel ausgelesen, zusammengesetzt und gesteuert durch einen VAX-Rechner auf ein DLT2000 (Digital Linear Tape) geschrieben. Die Pufferung ermöglicht es, auch die Zeit zwischen den Spills zum Schreiben der Daten zu verwenden, wodurch die Datenerfassungsrate deutlich erhöht wird. Bei der Bleistahlzeit 1996 wurden so beispielsweise ca. 200 Ereignisse pro Spill gespeichert, die jeweils eine mittlere Größe von ca. 100 KByte besaßen. Die Daten wurden dabei in ca. 400 MByte große und damit noch leicht zu handhabende Dateien, sog. Runs, zusammengefaßt.

Die spätere Auswertung der Rohdaten erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden aus den einzelnen Runs DSTs (Data Summary Tapes) produziert, in denen im wesentlichen nur noch physikalisch interessante Informationen wie Teilchenorte, -energien, -impulse usw. stehen. Dazu müssen z.B. im Fall des Bleiglasdetektors die ADC-Werte der Module unter Berücksichtigung möglicher Verstärkungsschwankungen in Energien umgerechnet und nebeneinanderliegende ansprechende Module zu einem Treffer zusammengefaßt werden. In einem nächsten Schritt werden dann mit den Informationen der DSTs physikalisch interessante Spektren gefüllt, wobei speziell auch Korrelationen verschiedener Detektoren untersucht werden.

Die DSTs im WA98-Experiment werden dabei in einem speziellen Format als sog. Column-Wise-Ntuple gespeichert. Dieses Datenformat wird von der CERN Programm-bibliothek HBOOK bereitgestellt und ermöglicht eine Datenkompression, durch die die Größe eines DST-Runs mit den Daten aller Detektoren auf ca. 60 – 80 MByte reduziert wird. Zusätzlich können die DSTs in dieser Form direkt von Standardauswerteprogrammen gelesen werden, so daß sich einfache Auswertungen sehr schnell durchführen lassen.

4. Der Vetodetektor für geladene Teilchen

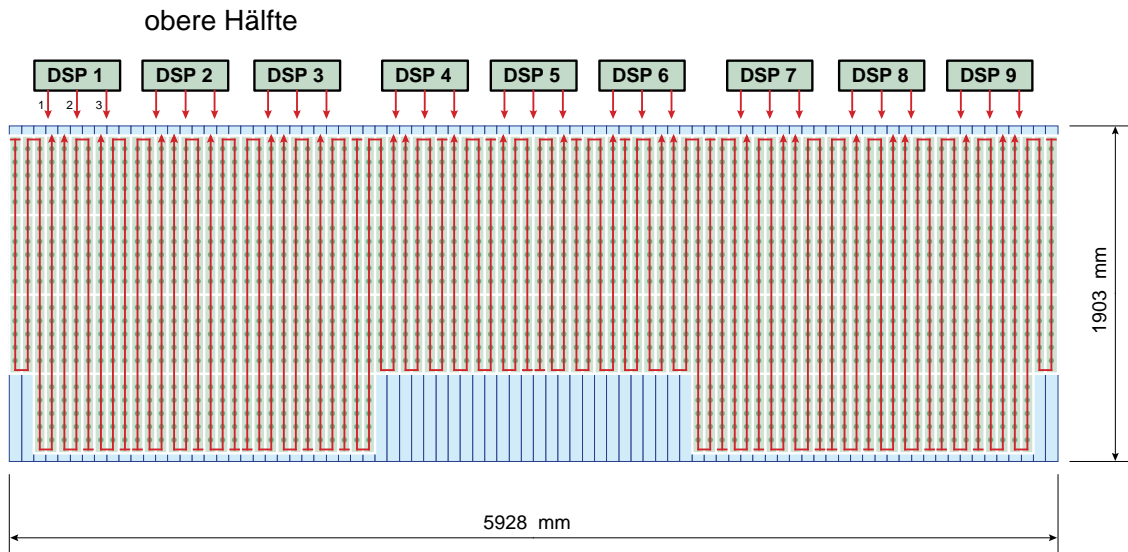
Mit dem Vetodetektor für geladene Teilchen werden im WA98-Experiment zwei Ziele verfolgt. Zum einen wird er zur Unterscheidung von Photonen und geladenen Teilchen im Bleiglas kalorimeter LEDA verwendet. Zum anderen soll mit ihm die Multiplizitäts- und Rapiditätsverteilung geladener Teilchen bestimmt werden. Die gemessenen Multiplizitäten sind jedoch unrealistisch hoch. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Funktionsweise des Detektors und beschreibt die Auswertung der Rohdaten. Darüber hinaus werden mögliche Gründe für die hohen Treffermultiplizitäten diskutiert.

4.1 Aufbau und Funktionsprinzip

Der Vetodetektor für geladene Teilchen (Charged Particle Veto, CPV) besteht aus zwei Hälften mit jeweils 86 Streamer-Tubes des Iarocci-Typs [Iar83, Alb89, Ber90, Rey95, Bat97]. Er mißt geladene Teilchen im Pseudorapiditätsbereich $2,3 < \eta < 3,0$. Der Detektor befindet sich ca. 1 m vor dem Bleiglas kalorimeter und deckt dieses vollständig ab (s. Abb. 4.1). Streamer-Tubes bieten sich für den Einsatz als Vetodetektor vor dem Bleiglasdetektor an, da sie eine kostengünstige Nachweismöglichkeit für geladene Teilchen in großen Raumbereichen darstellen und aufgrund ihrer geringen Strahlungslänge praktisch transparent für hochenergetische Photonen sind.

Der Aufbau einer Streamer-Tube ist in Abb. 4.2 dargestellt. Das aus acht nach oben offenen Kammern bestehende PVC-Profil ist mit einer Graphitschicht bestrichen, die als Kathode dient. In der Mitte jeder Kammer befindet sich ein $100\text{ }\mu\text{m}$ dicker Anodendraht. Das PVC-Profil wird durch ein PVC-Gehäuse gasdicht abgeschlossen. An den Enden des Gehäuses befinden sich die Anschlüsse für Hochspannung und Gas. Durch die Kammerwände wird die bei senkrechtem Teilcheneinfall maximal erreichbare Nachweiswahrscheinlichkeit auf ca. 93 % begrenzt. Deshalb werden die Streamer-Tubes wie in Abb. 4.1 gezeigt mit einem Winkel von 30° zur Strahlachse montiert.

Der CPV wird im sog. Streamermodus betrieben, bei dem die Gasverstärkung zwischen der des Proportional- und der des Geiger-Müller-Modus liegt. Untersuchungen u.a. mit Hilfe photographischer Methoden ergeben folgende Vorstellung von der Entstehung eines Streamers [Ata82] (s. Abb. 4.3): Nach dem Durchgang eines geladenen Teilchens durch das Gasvolumen kommt es wie im Proportionalmodus zu einer exponentiellen La-



Streamer-Tube Detektor: Aufsicht

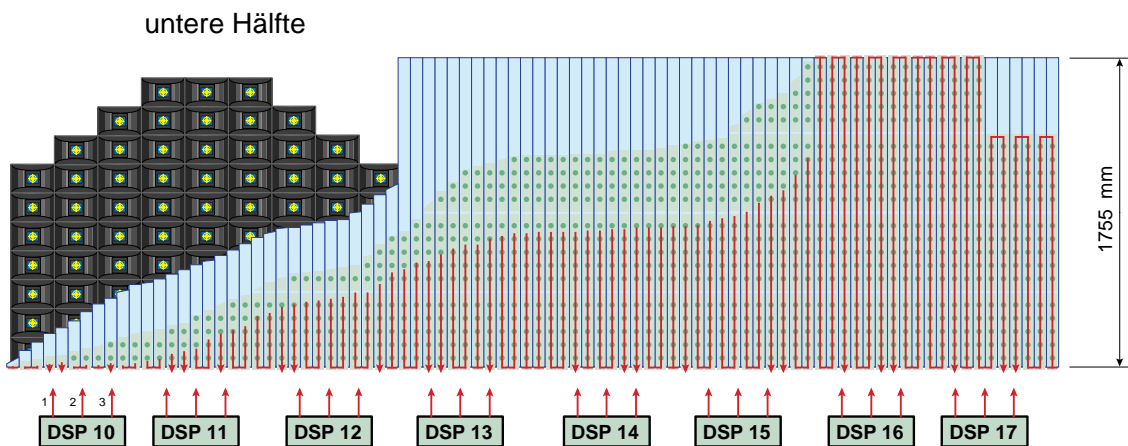
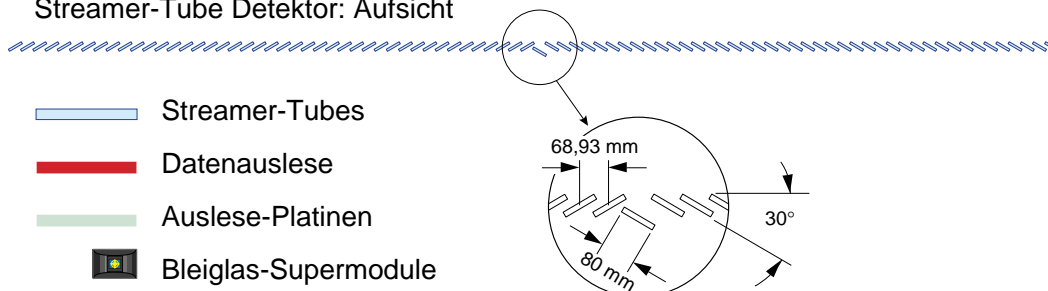


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des CPV. Im Bild sind die Ausleseplatinen und der Verlauf der damit gebildeten Ausleseketten zu erkennen. Unten links ist der Bleiglasdetektor angedeutet.

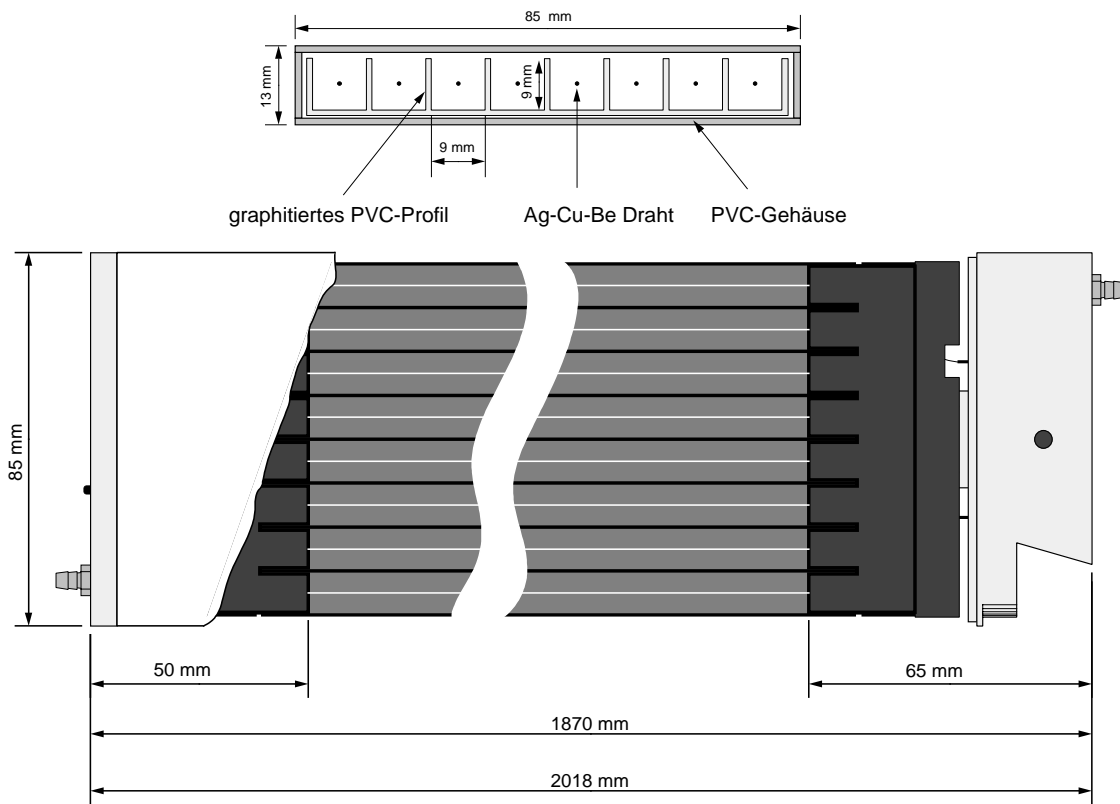


Abbildung 4.2: Querschnitt und Aufsicht einer Streamer-Tube.

ungsverteilung der freigesetzten Elektronen (a). Die Anzahl der dabei erzeugten positiven Zählgasionen wird schließlich so groß, daß das elektrische Feld des Anodendrahtes in einem kleinen Raumbereich kompensiert wird. Dadurch verlangsamen sich Elektronen zwischen dem Draht und den Ionen, so daß es zu Rekombinationen und damit zur Erzeugung von UV-Photonen kommt (b). Aufgrund eines vergleichsweise hohen Druckes (typischerweise Atmosphärendruck) und eines hohen Löschgasanteils kommt es durch diese Photonen nicht zu einer Geiger-Müller-Entladung entlang des Drahtes. Stattdessen ionisieren die Photonen Löschgasatome in der Nähe der ursprünglichen Entladung. Die freigesetzten Elektronen driften in Richtung der positiven Ionen, wobei es im Bereich hoher Feldstärken an der Spitze der Ionenwolke zu Ladungsvervielfachungen kommt (c). Weitere Photonen entstehen durch Rekombination, so daß sich die Entladung in Richtung der Kathode ausbreitet (d). Letztendlich bricht die Entladung selbständig ab. Für den entstandenen Entladungskanal ist eine Breite von $150 - 200 \mu\text{m}$ und Länge von $1,5 - 3 \text{ mm}$ gemessen worden.

Die Spannungspulse der Streamersignale können ohne weitere Verstärkung am Anodendraht gemessen werden. Um eine Ortsinformation zu erhalten, wird der CPV durch

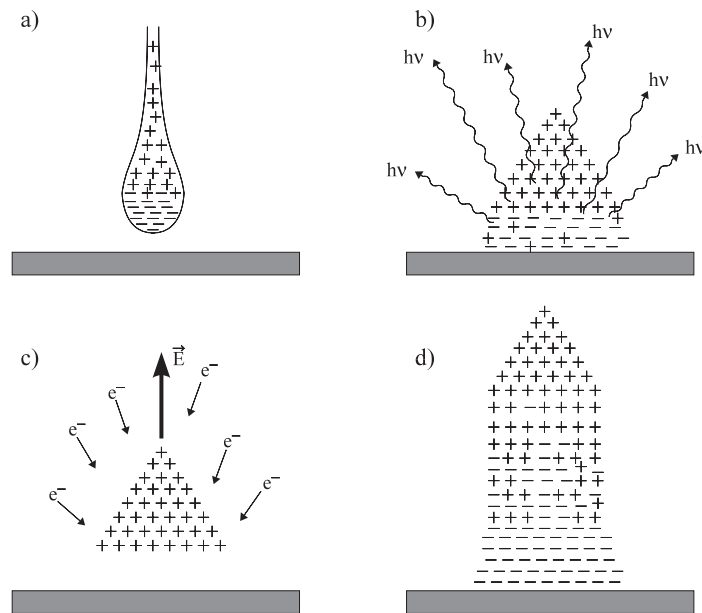


Abbildung 4.3: Die verschiedenen Phasen der Entstehung eines Streamers nach [Ata82].

Pads ausgelesen, die sich auf der Seite der Kammeröffnungen außerhalb der Streamer-Tubes befinden. Durch eine Streamerentladung wird auf diese Pads ein Ladungssignal influenziert.

Verschiedene Gasmischungen mit Argon als Zählgas und Isobutan und Kohlendioxid als Löschgas wurden von der SLD-WIC Kollaboration untersucht [SLD90]. Für den Betrieb der Streamer-Tubes im WA98-Experiment wurde eine Mischung von 10 % Argon, 30 % Isobutan und 60 % Kohlendioxid ausgewählt, für die sich ein breites Plateau maximaler Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt. Zudem ist diese Gasmischung im Gegensatz zu reinen Argon/Isobutan-Gemischen nicht entflammbar. Das Gas durchströmt die Streamer-Tubes bei Atmosphärendruck mit einem Durchsatz von ca. $20 \text{ cm}^3/\text{min}$. Dabei werden die 172 Streamer-Tubes in 14 unabhängige Untereinheiten aufgeteilt, um so die Suche nach möglichen Gaslecks zu erleichtern.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen bei der Auslese durch Pads wurde im Labor in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung untersucht. Dabei wurden Myonen der kosmischen Strahlung verwendet, deren Durchgang durch die zu testende Tube mit Hilfe zweier weiterer Streamer-Tubes oberhalb und unterhalb der ersten Tube festgestellt wurde. Die Existenz eines breiten Plateaus für die Nachweiswahrscheinlichkeit konnte mit dieser Messung bestätigt werden (s. Abb. 4.4). Die Streamer-Tubes im WA98-Experiment wurden im Bereich von 4550 – 4600 V betrieben.

Streamer-Tubes mit Auslese über kapazitiv gekoppelte Pads wurden schon in den Vorgängerexperimenten des WA98-Experiments (WA80 und WA93) eingesetzt. Für je-

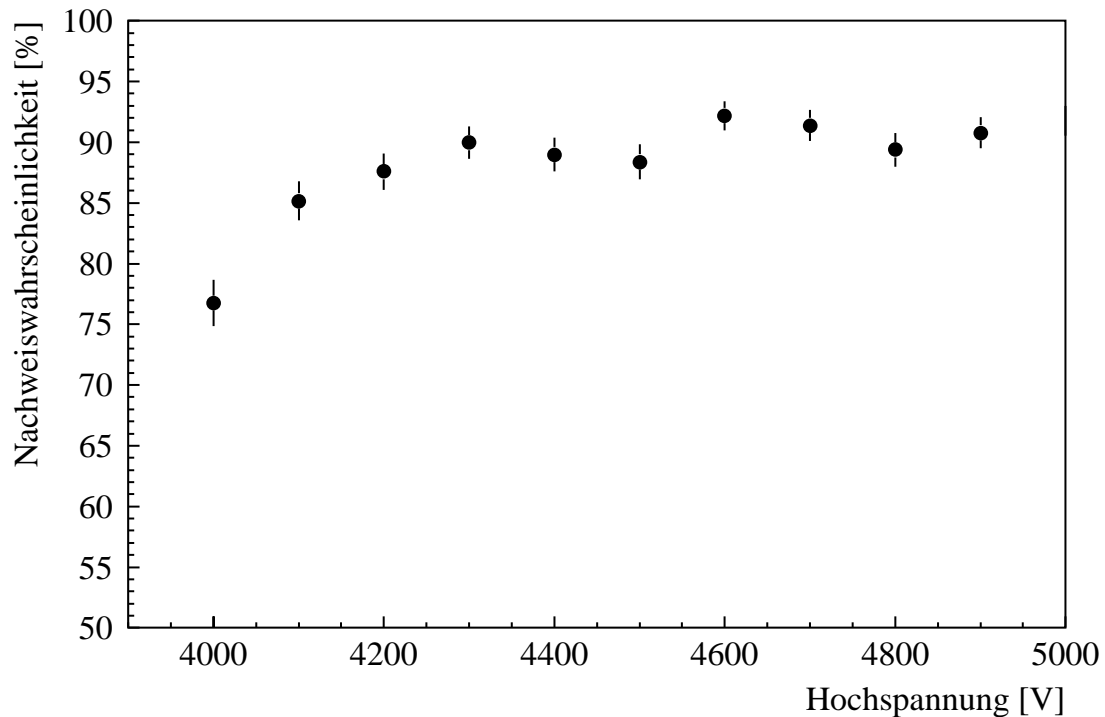


Abbildung 4.4: Die in Labormessungen mit Hilfe kosmischer Myonen bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit einer Streamer-Tube. Die Fehlerbalken beziehen sich allein auf die statistischen Fehler der Messungen.

des Pad wurde dabei gemessen, ob die influenzierte Ladung ober- oder unterhalb einer Diskriminatorschwelle lag. Um eine klarere Trennung von echten Signalen und elektronischem Rauschen zu erreichen, werden die Pads im WA98-Experiment über den speziell hierfür entwickelten MSAC-II-Chip ausgelesen, der das Ladungssignal in einen digitalen Wert umwandelt. Sprechen bei einer Streamerentladung mehrere benachbarte Pads an, so kann zusätzlich über die Bestimmung des Ladungsschwerpunktes eine Verbesserung der Ortsauflösung erreicht werden.

Bei einer Streamerentladung werden auf den Pads Ladungsmengen von bis zu 200 pC influenziert. Ein MSAC-II-Chip liest jeweils eine Gruppe von 16 Pads aus. Bei einer Größe von $42 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ stellen diese Pads für den Chip eine Eingangskapazität von ca. 20 pF dar. Der MSAC-II-Chip ist in einer Zusammenarbeit der Universität Lund (Schweden), der Firma Sicon (Schweden) und der Universität Münster auf der Basis des MSAC-I-Chips entwickelt worden, der zur Padauslese der MSAC-Detektoren verwendet wird [Sun96, Bar98].

Beide Chips besitzen einen identischen Digitalteil. Der Analogteil des MSAC-II-Chips mußte jedoch an die positive Polarität der Ladungssignale auf den Streamer-Tube-Pads angepaßt werden. Zusätzlich mußte das unterschiedliche Zeitverhalten der Streamer-Tube-Signale und der Signale der MSAC-Detektoren berücksichtigt werden. Der Grund hierfür ist, daß das Triggersignal der Datenerfassung die Detektoren im WA98-Experiment frühestens 300 ns nach einer Reaktion im Target erreicht. Durch die Driftzeit der Elektronen im MSAC-Detektor erscheint das Padsignal relativ zum Zeitpunkt des Teilchendurchgangs mit einer Verzögerung von ca. $1,4 \mu\text{s}$. Ein Signal der Datenerfassung kann somit die Auslesechips noch vor dem Ladungsanstieg erreichen. Dieses Ladungssignal wird, gesteuert durch ein sog. Gatesignal, über einen vorgegebenen Zeitraum integriert. Zu dem Zeitpunkt, an dem das Triggersignal der Datenerfassung den CPV erreicht, ist jedoch schon Ladung auf den Pads der Streamer-Tubes influenziert worden. Die Padsignale der Streamer-Tubes werden deshalb von den 16 Vorverstärkern des MSAC-II-Chips kontinuierlich integriert und in Spannungswerte umgewandelt. Die Vorverstärker werden dabei mit einer Zeitkonstanten von $1 \mu\text{s}$ wieder entladen. Erreicht ein Triggersignal der Datenerfassung die MSAC-II-Chips, so werden die aktuellen Spannungswerte durch ein Sample&Hold-Glied analog gespeichert.

Gesteuert durch externe Signale eines DSPs (Digital Signal Processor) werden die 16 Spannungswerte durch einen Flash-ADC nacheinander in 6-Bit-Werte umgewandelt und im FIFO-Speicher des Chips abgelegt. Jeweils 5 Chips sind auf einer $450 \text{ mm} \times 80 \text{ mm}$ großen Platine untergebracht, auf deren Unterseite sich die Auslese pads befinden. Aus diesen Platinen werden Ausleseketten mit bis zu 70 Chips gebildet, deren Verlauf in Abb. 4.1 angedeutet wird. Die ADC-Werte werden innerhalb einer Auslesekette von einem Chip zum nächsten transportiert und gelangen so zum DSP. Im DSP werden von den ADC-Werten individuelle Schwellenwerte abgezogen. Ergibt die Subtraktion einen positiven Wert, so wird dieser mit einer eindeutigen Adresse versehen und abgespeichert. Negative Werte werden unterdrückt, so daß die Datenmenge frühzeitig reduziert wird. Die Schwellenwerte werden für jedes Pad aus dem Mittelwert μ_{ADC} und der Standardabweichung σ_{ADC} der Rauschsignale mit Hilfe eines externen Programms nach der Vorschrift

$$s = \mu_{ADC} + \max(3 \sigma_{ADC}, 4) \quad (4.1)$$

berechnet und anschließend in die Speicher der DSPs geladen.

Jeweils drei DSPs befinden sich auf einem sog. DSP-Board. Die DSP-Boards einer Detektorhälfte sind über ein Buskabel mit einem sog. Master-DSP verbunden. Die in den DSPs gespeicherten Datenworte werden nacheinander mit einer Frequenz von 10 MHz zu den zwei Master-DSPs übertragen und anschließend über ein VME-System an die Hauptdatenerfassung weitergeleitet. Zur Auslese der aktiven Fläche des CPV von ca. 19 m^2 kommen insgesamt 49120 Pads, 3070 Chips und 17 DSP-Boards zum Einsatz.

Ein Teil des CPV (ca. 1/3 des gesamten Detektors) konnte zum ersten Mal während der Bleistrahlzeit im Herbst 1995 getestet werden. Dabei wurde festgestellt, daß entlang der Streamer-Tubes große Bereiche zusammenhängender Pads ansprachen, so daß der Ort eines Teilchendurchgangs praktisch nicht mehr rekonstruiert werden konnte. Als Ursache wurden zunächst Geiger-Müller-Entladungen entlang der Anodendrähte vermutet. Doch auch eine deutliche Erhöhung des Löschgasanteils brachte keine Verbesserung.

Zur Zeit der Bleistrahlzeit 1995 befanden sich in den Streamer-Tubes PVC-Schienen mit einer Graphitschicht, so daß sich im Querschnitt ein quadratisches Kathodenprofil ergab. Diese Schienen sollten ein schnelles Abfließen der großen Ladungsmengen sicherstellen, die aufgrund der hohen Teilchenmultiplizität bei Pb+Pb-Reaktionen in den Streamer-Tubes entstehen. Streamer-Tubes, bei denen die PVC-Schiene entfernt wurde, zeigten diese großen Bereiche ansprechender Pads nicht mehr. Der Oberflächenwiderstand der Graphitschicht war offensichtlich nicht hoch genug, wodurch das Ladungssignal sehr schnell seitlich zerfließen konnte (vgl. hierzu [Ell88]). Nach der Bleistrahlzeit 1995 wurden die PVC-Schienen aus allen Streamer-Tubes entfernt. Der vollständige Detektor wurde dann in der Protonenstrahlzeit im Frühjahr 1996 und in der Bleistrahlzeit im Herbst 1996 eingesetzt.

4.2 Verarbeitung der Detektordaten

Bei der Auswertung der Detektordaten werden zunächst Pads mit ADC-Werten unterhalb eines festen Schwellenwertes verworfen, um so eventuell noch vorhandene Rauschsignale zu unterdrücken. Aus den Adressen der verbleibenden ADC-Werte werden dann die Positionen der zugehörigen Pads innerhalb des Detektors bestimmt. Zusammenliegende ansprechende Pads werden durch einen sog. Clusteralgorithmus zu einem Treffer zusammengefaßt, dessen x - und y -Position aus dem Schwerpunkt der Ladungswerte bestimmt wird. Mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit treten Cluster mit mehr als 15 Pads auf. Diese werden nach lokalen Maxima durchsucht, um so gegebenenfalls Teilcluster zu extrahieren. Läßt sich kein Maximum auffinden, wird ein großer Cluster mit mehr als 15 Pads nicht weiter in der Analyse berücksichtigt. Insgesamt werden jedoch nur ca. 2 % aller Cluster aus größeren Clustern extrahiert. Die Häufigkeitsverteilung der Clustergrößen ist in Abb. 4.5 dargestellt und zeigt, daß mit 56 % die meisten Cluster aus nur einem Pad bestehen.

Wird über viele Ereignisse die Anzahl des Auftretens der einzelnen Pads bestimmt, so zeigt sich, daß einige Pads deutlich häufiger ansprechen als ihre unmittelbaren Nachbarn. Deshalb werden Pads bzw. deren Auslesekanäle als fehlerhaft angesehen und in der Auswertung nicht berücksichtigt, wenn deren Häufigkeit um mehr als vier Standardabweichungen

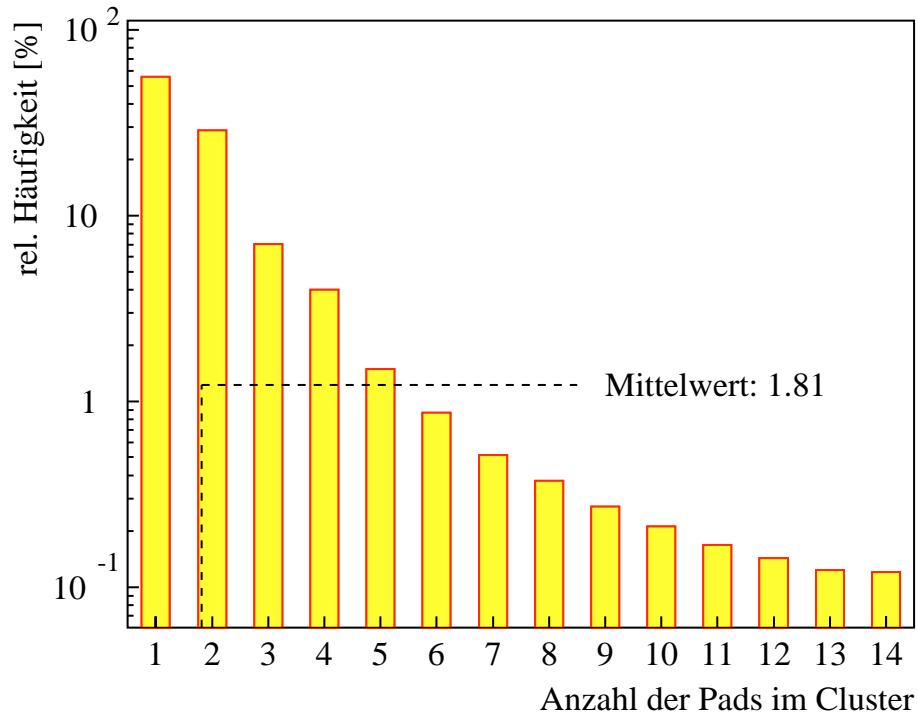


Abbildung 4.5: Häufigkeitsverteilung der CPV-Clustergrößen in der Bleistrahlzeit 1996.

chungen von der mittleren Ansprechwahrscheinlichkeit abweicht. Für die verbleibenden Pads wird in einem iterativen Verfahren die gleiche Bedingung solange angewendet, bis keine weiteren Ausreißer mehr vorhanden sind. Um die sich aus der Reaktionsdynamik ergebende unterschiedliche Trefferdichte auf der Oberfläche des Detektors zu berücksichtigen, wird dieser Algorithmus jeweils getrennt für verschiedene Pseudorapiditätsintervalle durchgeführt. Auf diese Weise wurden von den insgesamt 49120 Auslesekanälen für die Mitte 1996 stattfindende Protonenstrahlzeit 466 und für die im Herbst 1996 stattfindende Bleistrahlzeit 1899 Kanäle als fehlerhaft markiert.

Die Positionen der beiden Detektorhälften des CPV wurden nach jeder Strahlzeit vermessen. Die Feinanpassung erfolgt jedoch über geladene Teilchen, die sowohl im CPV als auch im Bleiglasdetektor einen Treffer erzeugen. Dazu werden die Positionen aller Bleiglastreffer eines Ereignisses auf die CPV-Oberfläche projiziert, wobei das Target als Entstehungsort der zugehörigen Teilchen angenommen wird. Die x - und y -Koordinaten der beiden Detektorhälften werden nun so angepaßt, daß sich als mittlerer Abstand zwischen CPV- und projizierten Bleiglastreffern null ergibt. Die entsprechenden Korrelationen sind in Abb. 4.6 zu sehen. Die Anpassung einer Gaußkurve zeigt deutlich, daß die Verteilung der Trefferabstände gegenüber einer Gaußkurve stärkere Ausläufer bei großen Abständen

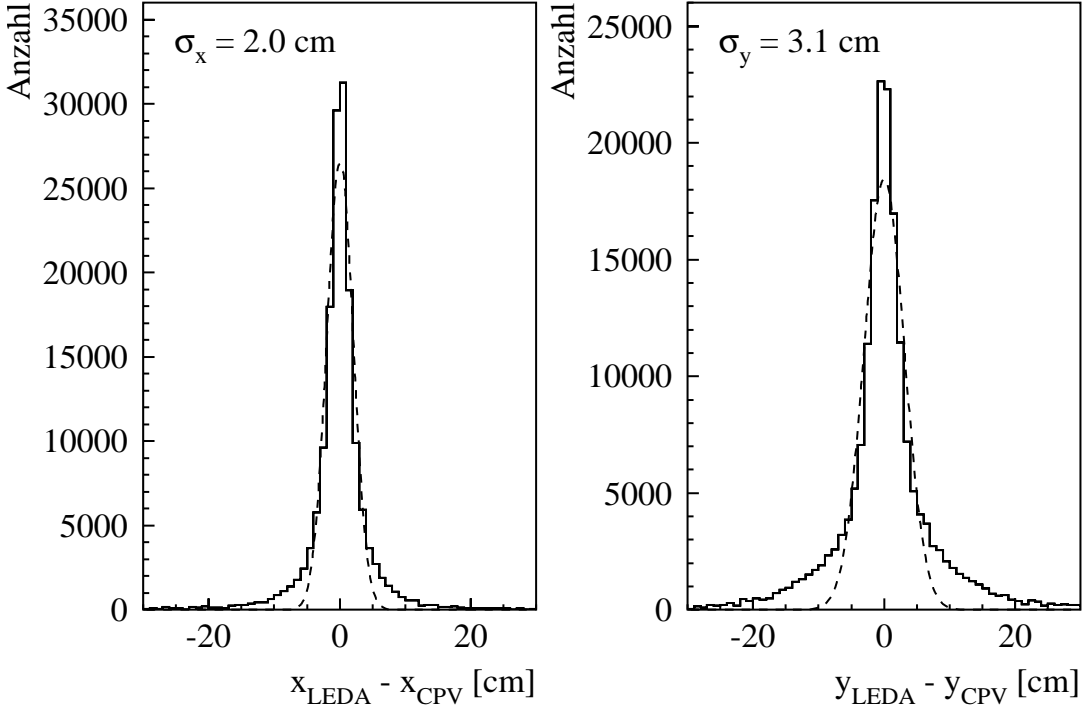


Abbildung 4.6: Ortskorrelationen zwischen CPV- und LEDA-Treffern aus Pb+Pb-Reaktionen nach Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes. Der Untergrund wird mit der sog. Event-Mixing Methode bestimmt, bei der CPV- und LEDA-Treffer aus unterschiedlichen Ereignissen betrachtet werden. Die gestrichelte Verteilung zeigt jeweils das Ergebnis der Anpassung einer Gaußkurve.

besitzt. Dennoch läßt sich mit Hilfe der Breiten der Gaußkurven ein Maß für den Abstand zwischen LEDA- und CPV-Treffern definieren, das die unterschiedlichen Auflösungen des CPV in der x - und der y -Richtung berücksichtigt:

$$a = \sqrt{\left(\frac{\Delta x}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{\sigma_y}\right)^2}. \quad (4.2)$$

Der Abstand eines Bleiglastreffers zum nächstliegenden CPV-Treffer wird im weiteren als Vetoabstand a_v bezeichnet. Dieser Vetoabstand wird bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV und bei der Bestimmung des Anteils geladener Bleiglastreffer verwendet. In diesen Analysen wird einem Bleiglastreffer ein CPV-Treffer zugeordnet, falls der Vetoabstand a_v unterhalb eines Schwellenwertes R_v liegt. Dieser Schwellenwert R_v wird im weiteren Vektoradius genannt.

Auf der Ebene der Rohdaten des CPV können eine Reihe von Fehlern der Ausleseelektronik festgestellt werden. Am Ende jeder Auslekette wird über einen DIP-Schalter

ein Bitmuster eingestellt, das einen weiteren ADC-Wert simuliert. Ein Auslesefehler wird beispielsweise erkannt, wenn nicht alle 51 ausgelesenen Bitwerte mit den eingestellten Werten übereinstimmen. Weiterhin wird die Reihenfolge der ausgelesenen Datenworte anhand der eindeutigen Adresse überprüft. Dabei wird festgestellt, daß es Ereignisse gibt, bei denen gleiche Padadressen mehrfach und mit unterschiedlichen ADC-Werten vorkommen. Ereignisse mit Auslesefehlern werden in der weiteren Datenanalyse nicht verwendet. Ähnliche Fehler werden auch bei der Pad-Auslese der MSAC-Detektoren festgestellt, bei der die gleiche Elektronik zum Einsatz kommt.

4.3 Messung geladener Teilchen

Ein wichtiges Leistungsmerkmal des CPV ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen. Diese Nachweiswahrscheinlichkeit kann direkt aus Daten des WA98-Experiments bestimmt werden, die bei ausgeschaltetem Magneten gemessen worden sind. Dazu werden mit Hilfe des SPMD und des Bleiglasdetektors Trajektorien geladener Teilchen rekonstruiert. Die zugehörigen Teilchen müssen zwangsläufig den CPV durchquert haben. Bei diesem Verfahren wurden ausschließlich Bleiglastreffer mit einer großen lateralen Ausdehnung verwendet, die somit mit hoher Wahrscheinlichkeit durch ein aufschauernendes Hadron entstanden sind. Zufällige LEDA/SPMD-Korrelationen können Teilchentrajektorien vortäuschen. Um diesen Effekt gering zu halten, wird die Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV für die Bleistahlzeit 1996 aus peripheren Pb+Pb-Reaktionen bestimmt, da sich in diesen Stößen niedrige Teilchenmultiplizitäten ergeben.

Die Wahrscheinlichkeit p_{random} , zu einem LEDA/SPMD-Trefferpaar einen zufälligen, unkorrelierten CPV-Treffer zu finden, wird mit der sog. Event-Mixing-Methode bestimmt, bei der die Treffer eines früheren CPV-Ereignisses anstelle der aktuellen Treffer ausgewertet werden. Die Wahrscheinlichkeit $1 - p_{found}$, zu einem LEDA/SPMD-Trefferpaar keinen CPV-Treffer zu finden, ist somit

$$1 - p_{found} = (1 - \varepsilon_{CPV}) \cdot (1 - p_{random}), \quad (4.3)$$

so daß sich für die Nachweiswahrscheinlichkeit

$$\varepsilon_{CPV} = \frac{p_{found} - p_{random}}{1 - p_{random}} \quad (4.4)$$

ergibt. Abb. 4.7 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV bei der Bleistahlzeit 1996 als Funktion des Vektorradius R_v . Der Sättigungswert liegt mit 93 % leicht unterhalb der Nachweiswahrscheinlichkeit von 96 %, die in [Bat97] für die Protonenstrahlzeit

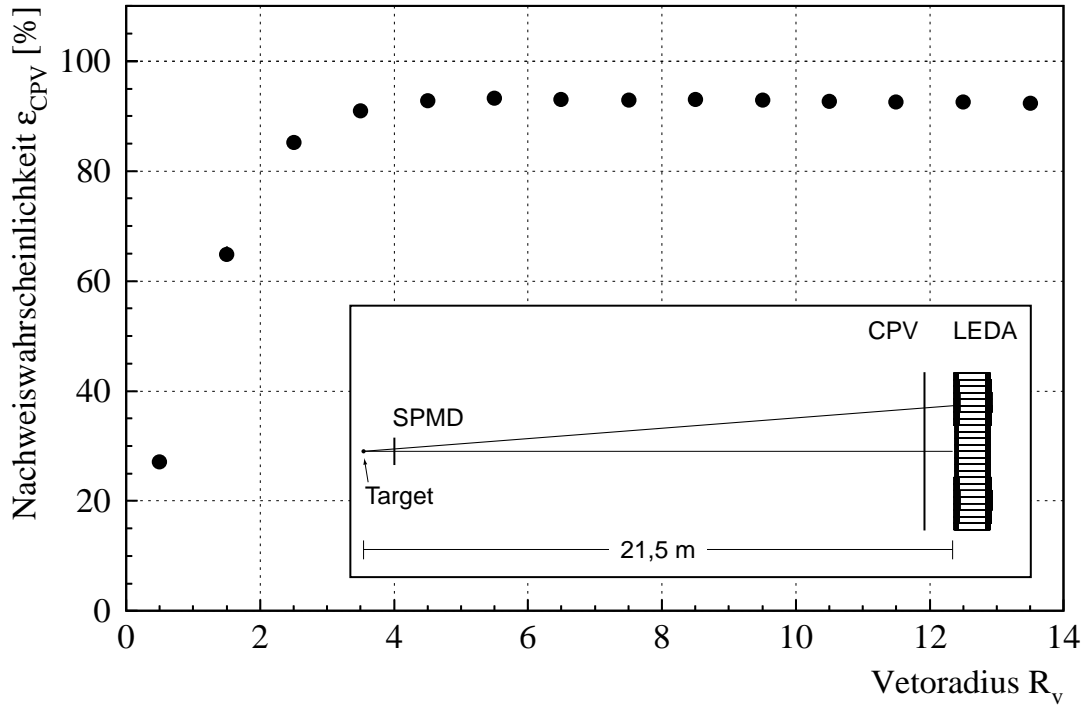


Abbildung 4.7: Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV bei der Bleistrahlzeit 1996. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit Hilfe des SPMD und des LEDA in peripheren Pb+Pb-Reaktionen ermittelt.

bestimmt worden ist. Eine leichte Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Bleistrahlzeit kann durch die größere Anzahl als fehlerhaft markierter Auslesekanäle verstanden werden. Durch die höheren Teilchenmultiplizitäten in peripheren Pb+Pb-Stößen im Vergleich zu p+Pb-Reaktionen könnte sich jedoch zudem auch eine geringfügig größere Wahrscheinlichkeit für zufällige LEDA/SPMD-Trefferpaare ergeben.

Die Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen der CPV-Treffer sind in Abb. 4.8 für p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen bei 158 AGeV dargestellt. Im Vergleich zu entsprechenden Werten anderer Detektoren im WA98-Experiment und Ergebnissen anderer Experimente zeigt der CPV eine deutlich höhere Treffermultiplizität. Die Form der Multiplizitätsverteilung im Fall der Pb+Pb-Reaktionen mit dem deutlichen Anstieg der Ereignishäufigkeiten bei kleinen Treffermultiplizitäten (periphere Stöße) entspricht allerdings Erwartungen aus Überlegungen zur Reaktionsgeometrie, da die Wahrscheinlichkeitsdichte für eine Reaktion mit einem Stoßparameter b näherungsweise linear mit b ansteigt. Der Abfall bei sehr niedrigen Treffermultiplizitäten zeigt den Einfluß der Triggerschwelle des MIRAC-Kalorimeters (minimum bias Trigger).

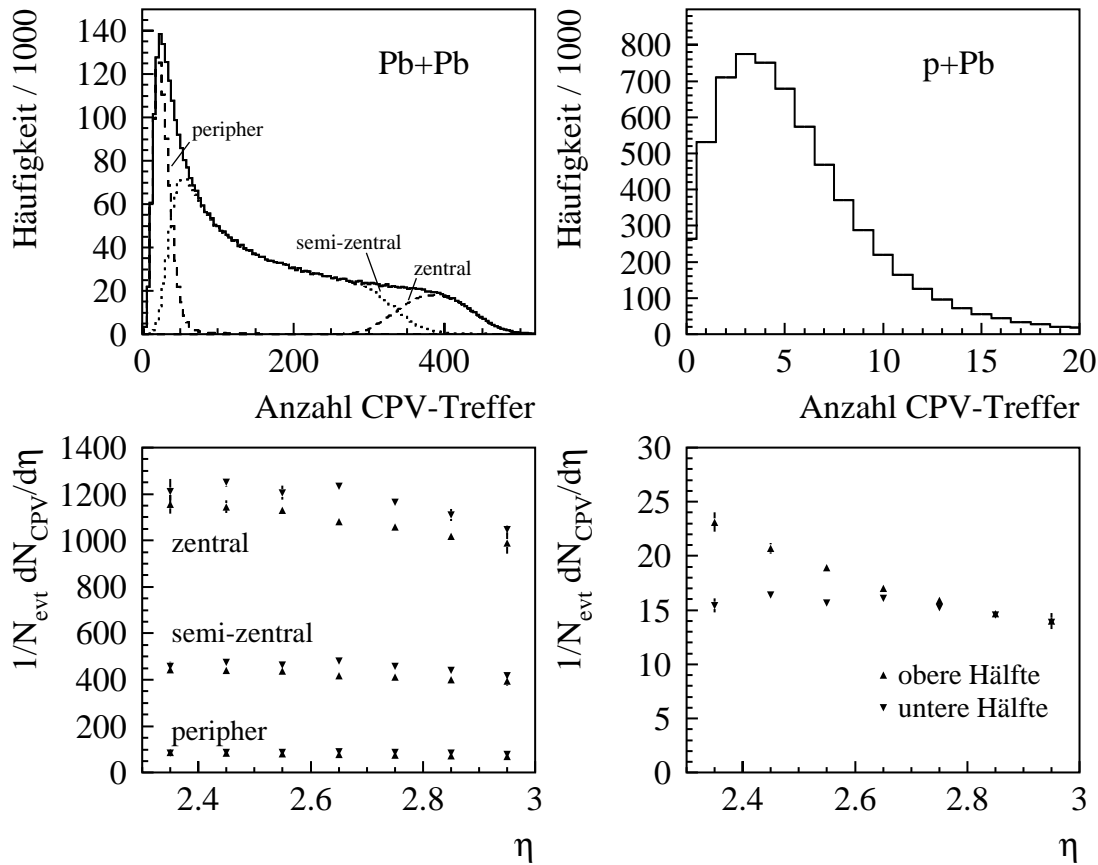


Abbildung 4.8: Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen der CPV-Treffer in p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen bei 158 AGeV. Die Messungen wurden bei ausgeschaltetem Magneten durchgeführt.

Die Pseudorapiditätsspektren für die Pb+Pb-Reaktionen sollten jeweils ein Maximum bei der Rapidität $y_{Strahl}/2 \approx 2,91$ des Schwerpunktsystems zeigen. Tatsächlich wird jedoch ein leichter Anstieg der Verteilungen ausgehend von $\eta = 2,95$ hin zu kleineren Pseudorapiditäten beobachtet. Schätzt man im Fall der p+Pb-Reaktionen die mittlere Masse des durch das Projektilproton aus dem Bleikern herausgeschnittenen Volumens ab, so erhält man in diesem Fall für die Schwerpunktsrapidität $y_s \approx 2,37$ [Bat97]. Um erste Hinweise für die Ursache der hohen Treffermultiplizitäten zu erhalten, sind die Pseudorapiditätsverteilungen getrennt für die obere und die untere Detektorhälfte dargestellt. Die unterschiedlichen Tendenzen für die beiden Hälften in Pb+Pb- und p+Pb-Reaktionen lassen jedoch keine einfachen Schlußfolgerungen zu.

Um aus den Treffermultiplizitäten die Anzahl der in einer Reaktion erzeugten geladenen Teilchen zu bestimmen, muß z.B. die Konversion von Photonen in e^+e^- -Paare

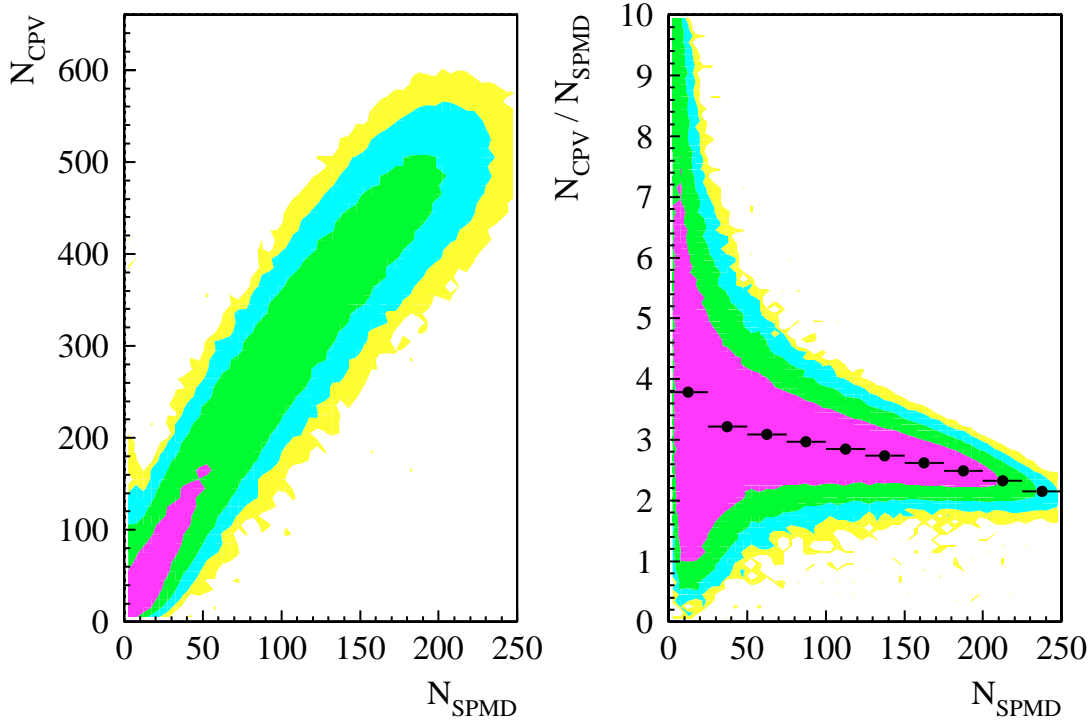


Abbildung 4.9: Korrelationen zwischen der Anzahl der CPV-Treffer und der mit dem SPMD bestimmten Multiplizität geladener Teilchen. Die beiden Größen wurden im Überlappungsbereich $2,43 < \eta < 2,82$ von CPV und SPMD bestimmt. Die CPV-Trefferzahl wird dabei auf den vollen Azimutalwinkelbereich hochgerechnet.

oder der Zerfall langlebiger neutraler Teilchen in geladene Teilchen außerhalb des Targets berücksichtigt werden. Dies wird hier jedoch nicht weiter verfolgt, da diese Korrekturen jeweils maximal bei einer Größenordnung von 10 – 15 % liegen und den Trefferüberschuß nicht erklären können.

Die Höhe des Trefferüberschusses im CPV wird bei einem Vergleich der Multiplizitäten des CPV und des SPMD im Überlappungsbereich beider Detektoren deutlich. Die CPV-Treffermultiplizität wird hierbei auf den vollen Azimutalwinkelbereich hochgerechnet. Abb. 4.9 zeigt einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Treffermultiplizität im CPV und der Multiplizität geladener Teilchen im SPMD. Die zusätzlichen CPV-Treffer stellen somit keinen konstanten Untergrund dar, sondern sind mit echten Treffern korreliert. Im Mittel liegen die CPV-Multiplizitäten um etwa einen Faktor drei höher als die SPMD-Multiplizitäten, wobei eine leichte Abnahme der Diskrepanz bei zentraleren Reaktionen beobachtet wird. Mögliche Ursachen hierfür werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

4.4 Das Rätsel der hohen Treffermultiplizitäten

Die hohen Treffermultiplizitäten des CPV im WA98-Experiment sind erstaunlich, da z.B. die Streamer-Tubes im WA80- und WA93-Experiment erfolgreich zur Multiplizitätsmessung geladener Teilchen eingesetzt worden sind. Bei diesen älteren Experimenten standen zur Multiplizitätsmessung jeweils zwei Ebenen mit Streamer-Tubes zur Verfügung, so daß zu einem Treffer einer Ebene ein korrespondierender Treffer in der zweiten Ebene gefordert werden konnte. Dadurch werden einzelne, durch elektronisches Rauschen verursachte Treffer sowie Treffer durch sekundär erzeugte geladene Teilchen, die nicht vom Target kommen, effektiv unterdrückt.

Um den möglichen Einfluß von Rauschsignalen beim Vetodetektor für geladene Teilchen im WA98-Experiment zu überprüfen, wird die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Treffermultiplizität als Funktion des Schwellenwertes für die Summe der ADC-Werte eines Clusters untersucht. Abb. 4.10 zeigt, daß schon eine geringfügige Erhöhung dieser Schwelle zu einer Verschlechterung der Nachweiswahrscheinlichkeit führt. Gleichzeitig bleibt die auf die verringerte Nachweiswahrscheinlichkeit korrigierte Treffermultiplizität für alle Schwellenwerte unverändert. Cluster, die aus nur einem Pad bestehen, sind die wahrscheinlichsten Kandidaten für Rauschsignale. Diese Cluster werden ab einer Schwelle von 63 unterdrückt. Jedoch auch oberhalb dieser Schwelle verringert sich die korrigierte Treffermultiplizität nicht. Bei den überschüssigen Treffern handelt es sich folglich nicht um Rauschsignale, oder aber die ADC-Summen von Clustern, die durch Rauschsignale entstanden sind, lassen sich von denen echter Treffer nicht unterscheiden.

Um eine möglichst klare Zuordnung von CPV- und LEDA-Treffern zu erreichen, wurde der CPV in einem geringen Abstand von weniger als 1 m vor dem Bleiglasdetektor installiert. Dadurch können jedoch möglicherweise Rückstreuteilchen von Schauern im Bleiglas Signale in den Streamer-Tubes auslösen. Dieser sog. Albedoeffekt wird hier mit Hilfe des Simulationspakets GEANT untersucht [Gea94]. Mit diesem Programm lassen sich die Trajektorien und Reaktionen von Elementarteilchen im Energiebereich von ca. 10 keV bis 10 TeV in einem vorgegebenen experimentellen Aufbau simulieren.

Für diese Untersuchung konnte auf die schon vorhandene Beschreibung des Bleiglasdetektors im GEANT-Format zurückgegriffen werden [Fel96]. Jeweils 1000 Photonen und negativ geladene Pionen werden in der Simulation am Ort des Targets erzeugt und auf den Bleiglasdetektor geschossen. Zurückgestreute Teilchen werden in der Ebene des CPV-Detektors registriert, der zunächst selbst nicht in der Simulation berücksichtigt wird. Abb. 4.11a zeigt einen hohen Anteil zurückgestreuter Photonen. Diese Photonen besitzen hauptsächlich Energien im Bereich 0,1 – 1 MeV, so daß sie nicht mehr über e^+e^- -Paarbildung wechselwirken können. Um die Erzeugung von Elektronen in den

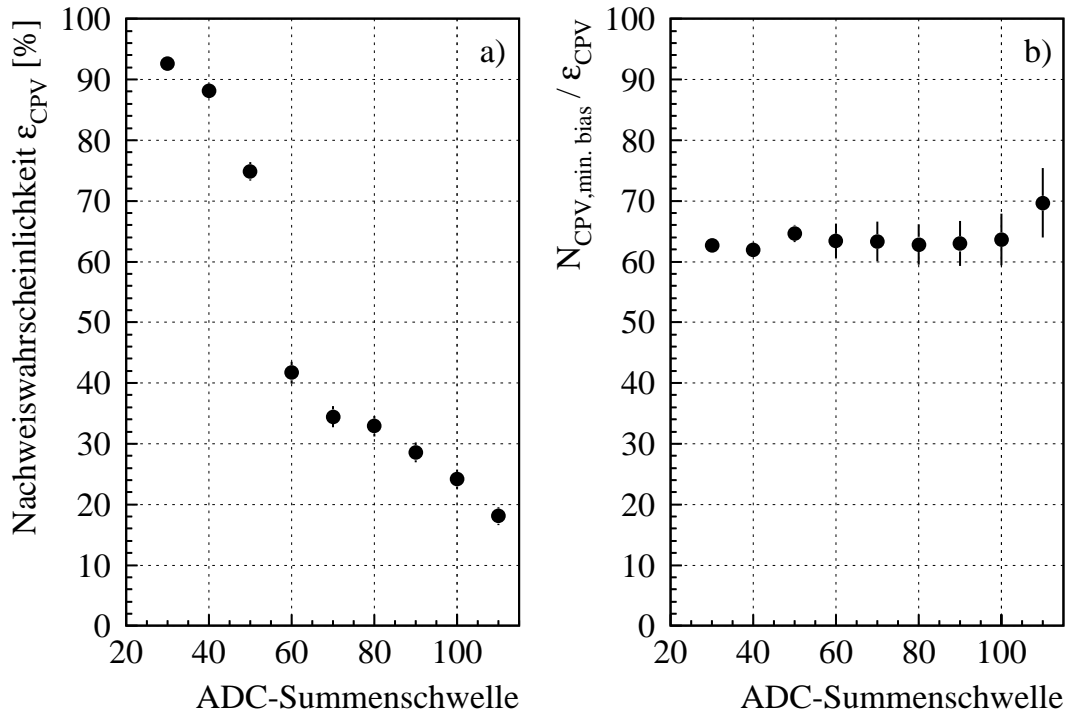


Abbildung 4.10: Nachweiswahrscheinlichkeit (a) und auf die Nachweiswahrscheinlichkeit korrigierte Treffermultiplizität (b) des CPV in minimum bias Pb+Pb-Reaktionen als Funktion der ADC-Summenschwelle. Es werden nur solche Cluster als Treffer akzeptiert, bei denen die Summe der ADC-Werte über der jeweiligen Schwelle liegt.

Streamer-Tubes über den Comptoneffekt und den Photoeffekt zu berücksichtigen, wird für die Untersuchung der Rückstreuung geladener Teilchen in Abb. 4.11b das Material der Streamer-Tubes in Form einer 5 mm dicken PVC-Schicht mit einer nachfolgenden 0,5 mm dicken Kupferschicht vom Target aus gesehen hinter der Nachweisebene in die Simulation eingebaut.

Die Simulation zeigt, daß es sich bei den zurückgestreuten geladenen Teilchen, die in der Ebene des CPV nachgewiesen werden, ausschließlich um Elektronen und Positronen handelt. Aus Abb. 4.11b ist zu erkennen, daß die Rückstreuung geladener Teilchen bei Einschuß von Photonen praktisch zu vernachlässigen ist. Bei einem negativ geladenen Pion mit einem Impuls von 1 GeV/c liegt die Wahrscheinlichkeit, ein zurückgestreutes geladenes Teilchen zu finden, bei ca. 5 % mit deutlich ansteigender Tendenz bei höheren Impulsen. Der Albedoeffekt kann somit die hohen Treffermultiplizitäten im CPV nicht erklären.

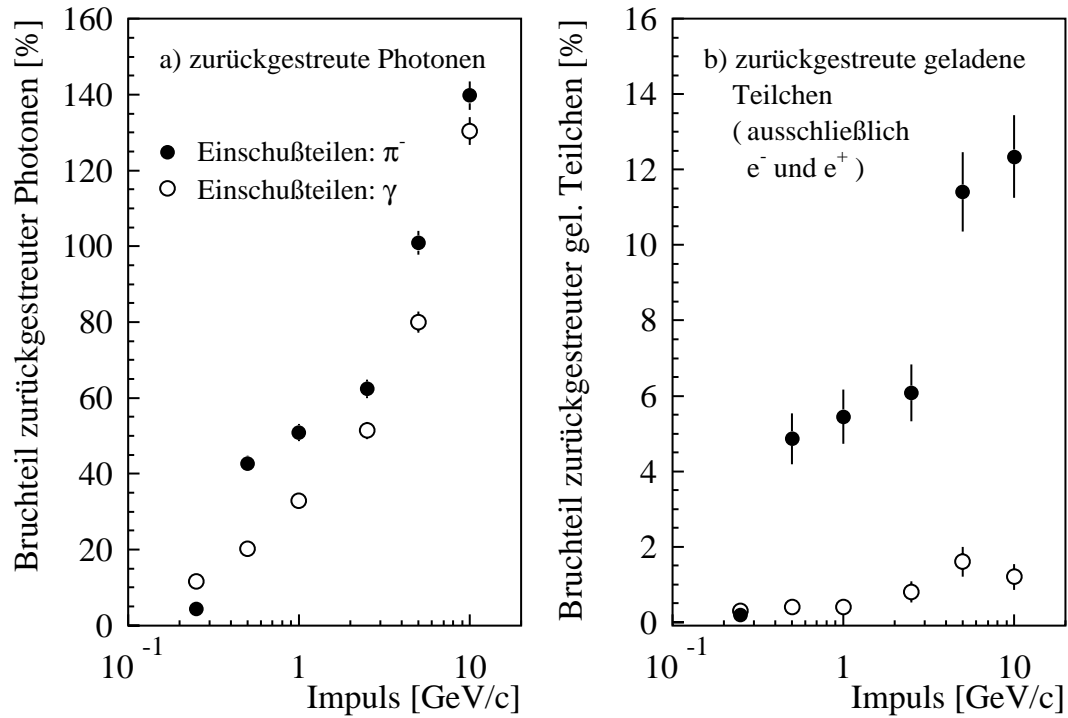


Abbildung 4.11: Ergebnisse der GEANT-Simulation zur Rückstreuung von Photonen und geladenen Teilchen vom Bleiglasdetektor bei Einschuss von negativ geladenen Pionen und Photonen.

Der Zusammenhang zwischen den Multiplizitäten im CPV und im SPMD legt nahe, daß die überschüssigen Treffer in irgendeiner Form durch echte Treffer verursacht werden. Korrelationen zwischen CPV-Treffern in einem Ereignis lassen sich über den Vergleich der Verteilung der Trefferabstände mit dem kombinatorischen Untergrund aus unkorrelierten Treffern untersuchen. Dieser Untergrund läßt sich aus den Abständen von Treffern aus unterschiedlichen Ereignissen bestimmen (Event-Mixing). Korrelationen zwischen CPV-Treffern sind durch e^+e^- -Paare aus Konversionen von Photonen in der Targetfolie und in der Luft zwischen Target und CPV zu erwarten. Zusätzlich könnten sich korrelierte Treffer aus dem schon untersuchten Albedoeffekt ergeben. Ein demgegenüber unerwartet hoher Anteil von korrelierten Treffern könnte zum Beispiel auf ein Übersprechen von Signalen entlang einer Streamer-Tube oder auf künstliche, durch fehlerhafte Datenübertragung entstandene Treffer hindeuten.

Als Vergleichsmaßstab für die nachfolgende Korrelationsanalyse soll die Wahrscheinlichkeit für die Konversion eines Photons zwischen seinem Entstehungsort im Target und dem CPV bestimmt werden. Diese Wahrscheinlichkeit wird später auch für die Korrektur

	Δx	p_{conv}	$p_{conv,tot}$
Pb Target 1	0,239/2 g/cm ²	1,4 %	7,7 %
Pb Target 2	0,492/2 g/cm ²	3,0 %	9,2 %
C Target	1,879/2 g/cm ²	1,7 %	8,0 %
Luft	20 m	5,0 %	—
CPV	0,02 X_0	1,5 %	—

Tabelle 4.1: Konversionswahrscheinlichkeiten in den einzelnen Materialien und Gesamtkonversionswahrscheinlichkeit für die verschiedenen Targets.

der Photonenspektren im Bleiglasdetektor gebraucht. Die Konversionswahrscheinlichkeit innerhalb einer Wegstrecke Δx in einem Material mit der Strahlungslänge X_0 ist

$$p_{conv} = 1 - e^{-\frac{\Delta x}{9/7 X_0}}. \quad (4.5)$$

Die berechneten Konversionswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Die Gesamtkonversionswahrscheinlichkeit wird dabei aus

$$1 - p_{conv,tot} = (1 - p_{conv}^{Target}) \cdot (1 - p_{conv}^{Luft}) \cdot (1 - p_{conv}^{CPV}) \quad (4.6)$$

bestimmt. Beim CPV wird die Strahlungslänge $(0,02 \pm 0,001) \cdot X_0$ vor dem aktiven Bereich verwendet. Die gesamte Strahlungslänge des CPV beträgt $(0,057 \pm 0,002) \cdot X_0$ [Bat99]. Konversionen von Photonen hinter dem aktiven Bereich spielen im Zusammenhang mit Trefferkorrelationen natürlich keine Rolle. Auch für die Korrektur der Photonenspektren sind diese Konversionen ohne Bedeutung, da der Abstand eines entstehenden e^+e^- -Paares auf der Oberfläche des Bleiglasdetektors so gering ist, daß der entstehende Schauer vom ohne Konversion entstehenden Photonschauer praktisch nicht zu unterscheiden ist.

Die Abstandskorrelationen von CPV-Treffern in p+Pb Reaktionen sind in Abb. 4.12 für die x - und die y -Richtung des Detektors zusammen mit dem kombinatorischen Untergrund dargestellt. Der Untergrund ist dabei jeweils so skaliert worden, daß er bei großen Trefferabständen mit dem Vordergrund übereinstimmt. Es zeigen sich für beide Richtungen Korrelationen bei kleinen Trefferabständen. Eine entsprechende Analyse der Trefferabstände $r = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$ in der Ebene ergibt, normiert auf die Gesamtzahl aller Treffer, einen Anteil korrelierter Paare von $(12 \pm 2) \%$. Dieser Wert liegt über dem allein aus der Konversion von Photonen zu erwartenden Wert. Die hohen CPV-Treffermultiplizitäten können aber wiederum nicht erklärt werden.

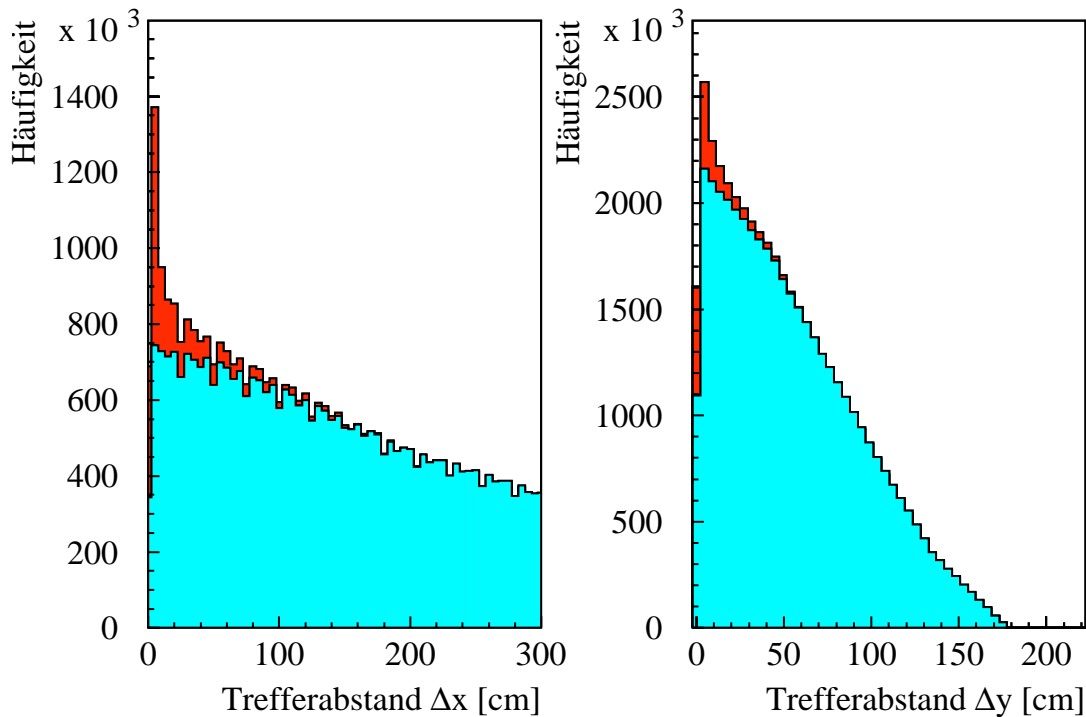


Abbildung 4.12: Häufigkeitsverteilung der CPV-Trefferabstände in x - und y -Richtung. Der kombinatorische Untergrund aus unkorrelierten Treffern (helle Verteilung) wird durch Event-Mixing bestimmt.

Trotz der vorgestellten Untersuchungen bleibt die Ursache für die ca. dreifach zu hohe CPV-Multiplizität unklar. Wie gezeigt, handelt es sich bei den überschüssigen Treffern vermutlich nicht um Rauschsignale. Die Auswertung der CPV-Trefferabstände gibt keine klaren Hinweise darauf, daß künstliche Treffer in irgendeiner Form durch echte Treffer verursacht werden. Auch die Rückstreuungen von Schauern im Bleiglasdetektor sollten die CPV-Multiplizität nur leicht erhöhen. Als plausibelste Erklärung bleiben damit Fehler in der Datenübertragung übrig. Diese Fehler führen offensichtlich dazu, daß künstliche CPV-Treffer in unkorrelierter Weise zu echten Treffern hinzugefügt werden. Das Hauptziel – die Bestimmung des Beitrages geladener Teilchen zu den Photonenspektren des Bleiglasdetektors – kann damit trotz der genannten Schwierigkeiten erreicht werden (s. Abschnitt 5.1.2).

5. Datenanalyse

Dieses Kapitel beschreibt die notwendigen Arbeitsschritte, um aus LEDA- und SPMD-Daten vollständig korrigierte Teilchenspektren zu erhalten. Im Fall der LEDA-Photonenspektren spielen dabei die Korrekturen für geladene Teilchen, Neutronen und Antineutronen sowie die Korrektur für überlappende Schauer die wesentliche Rolle. Weiterhin wird die Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets diskutiert.

5.1 Bestimmung inklusiver Photonenspektren mit dem Bleiglasdetektor

5.1.1 Clusteranalyse und Teilchenidentifizierung

Bei einem elektromagnetischen Schauer im Bleiglasdetektor sprechen meist mehrere benachbarte Module an. Ein solcher Bereich zusammenliegender ansprechender Module wird als Cluster bezeichnet. Zur Abgrenzung von Rauschsignalen wird ein Cluster in der Datenanalyse nur dann akzeptiert, falls mindestens ein Modul einen Energiewert oberhalb von 120 MeV aufweist. Für die weiteren Module des Clusters wird dann lediglich eine gemessene Energie von mehr als 40 MeV gefordert. Für Photonen entspricht die Clusterschwelle von 120 MeV einer unteren Transversalimpulsschwelle von ca. 30 MeV/c.

Bei den hohen Teilchenmultiplizitäten insbesondere in zentralen Pb+Pb-Reaktionen ist die Überlappungswahrscheinlichkeit von Schauern nicht zu vernachlässigen. Für Cluster mit mehreren Maxima wird angenommen, daß sie durch eine entsprechende Anzahl von Teilchen entstanden sind. Die einzelnen Treffer werden in einem iterativen Verfahren aus dem Cluster extrahiert. Dabei wird die Energie der Module des Clusters entsprechend des lateralen Profils elektromagnetischer Schauer auf die Treffer aufgeteilt. Eine genaue Beschreibung des Algorithmus findet sich in [Ber92, Boh96]. Bei Schauerabständen oberhalb von zwei Moduleinheiten lassen sich mit diesem Verfahren die Schauerenergien und -orte sehr gut rekonstruieren. Bei kleineren Abständen kommt es jedoch speziell bei Schauern kleiner Energie zu deutlichen Informationsverlusten.

Der Schwerpunkt eines Treffers wird aus den Energien E_i der zugehörigen Module gemäß

$$\bar{x} = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i}, \quad \text{mit } w_i = \max\left(\log \frac{E_i}{\sum_i E_i} + w_{off}, 0\right) \quad (5.1)$$

bestimmt. Diese und folgende Ausdrücke gelten jeweils entsprechend auch für die y -Koordinate. Wird in Gleichung (5.1) die Modulenergie als Gewicht verwendet ($w_i = E_i$), weicht der so definierte Schauerschwerpunkt abhängig von der Position des Teilchens innerhalb des Moduls vom wahren Eintreffort ab. Diese Abweichung muß dann in einem zweiten Schritt korrigiert werden. Dies ist bei dem hier verwendeten logarithmischen Gewicht nicht notwendig [Awe92]. Simulationen zeigen, daß eine optimale Ortsauflösung mit $w_{off} = 4,0$ erreicht wird [Büs97].

Die Detektorantwort auf einen Schauer hängt vom Einfallswinkel des zugehörigen Teilchens relativ zur Detektorebene ab. Bei nichtsenkrechtem Einfall stimmt zum einen der Schauerschwerpunkt nicht mehr mit dem Eintreffort auf der Bleiglasoberfläche überein. Zum anderen besitzt der Schauer einen größeren Abstand zu den Photovervielfachern, so daß es durch die erhöhte Absorption von Čerenkovphotonen zu einem verminderten Energiesignal kommt. Diese Effekte werden auf der Basis von GEANT-Simulationen korrigiert [Büs97, Blu98].

Geladene Hadronen, die das Bleiglas als minimalionisierende Teilchen durchqueren, erzeugen Čerenkovlicht, das zum größten Teil einem Energiesignal von weniger als 750 MeV entspricht (vgl. Abb. 5.3). Beschränkt man sich beim Photonennachweis auf den Energiebereich oberhalb von 750 MeV, so wird die Verunreinigung durch geladene Teilchen deutlich reduziert.

Eine weitere Unterscheidung von Photonen und Hadronen ist über die im Mittel größere laterale Ausdehnung hadronischer Schauer im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern möglich. Die laterale Schauerausdehnung wird über die Dispersion

$$D_x = \overline{x^2} - \bar{x}^2, \quad \overline{x^2} = \frac{\sum_i E_i x_i^2}{\sum_i E_i} \quad (5.2)$$

beschrieben. Für Cluster mit zwei Modulen gilt exakt

$$D_x^{min} = -(\bar{x} - x_R)(\bar{x} - x_L), \quad (5.3)$$

so daß zur Teilchenidentifizierung über die Dispersion mindestens drei Module in einer Koordinate vorhanden sein müssen. Die Größen x_R und x_L bezeichnen die Position des rechten und des linken Modulrandes. Die Dispersionen D_x^{min} bzw. D_y^{min} stellen für einen Treffer mit mehr als zwei Modulen in der jeweiligen Koordinate eine untere Grenze dar. Deshalb wird für die Unterscheidung von Photonen und Hadronen die korrigierte Dispersion

$$D_x^{corr} = D_x - D_x^{min} \quad (5.4)$$

verwendet. Somit werden Treffer, bei denen das Maximum der korrigierten Dispersionen unterhalb der energieabhängigen Schwelle

$$D_c = \begin{cases} 0,267 & , E \leq 10 \text{ GeV} \\ 0,167 + E \cdot 10^{-2} & , E > 10 \text{ GeV} \end{cases} \quad (5.5)$$

liegt, als photonartig klassifiziert. GEANT-Simulationen zeigen, daß diese Dispersionschwelle zu einer Hadronenunterdrückung von 60 – 70 % bei einem gleichzeitigen Photonverlust von ca. 1 % führt [Büs97].

5.1.2 Korrektur für geladene Teilchen

Die Korrektur für geladene Teilchen im Bleiglas mit Hilfe des CPV erfolgt nicht auf der Basis einzelner Bleiglastreffer, da auch Treffer neutraler Teilchen zufällig mit einem Veto versehen werden können. Stattdessen wird, gemittelt über viele Ereignisse, der Anteil geladener Teilchen an allen Bleiglastreffern als Funktion des gemessenen Transversalimpulses und der gemessenen Rapidität bestimmt. Dazu muß die Wahrscheinlichkeit ermittelt werden, mit der neutrale Bleiglastreffer durch den CPV als geladen markiert werden.

Eine Komplikation entsteht durch die Überlagerung von Schauern im Bleiglas. Diese Überlagerungseffekte werden über die in Abschnitt 5.1.4 beschriebene Photonenrekonstruktionseffizienz korrigiert. Dabei werden künstliche Photonenschauer bekannter Energie, die mit dem GEANT-Paket simuliert werden, echten Ereignissen überlagert. Die so entstandenen neuen Ereignisse werden vom Clusteralgorithmus ausgewertet, so daß die Energieänderung des Photonentreffers untersucht werden kann. Ob nun bei der Überlagerung eines neutralen und eines geladenen Schauers der so entstandene Treffer als neutral oder geladen gezählt wird, hängt von der Definition der Photonenrekonstruktionseffizienz ab. Bei der für die Auswertung der Photonendaten im WA98-Experiment verwendeten Definition wird eine Überlagerung eines neutralen und eines geladenen Schauers als geladener Treffer gezählt, falls das Energiesignal des neutralen Schauers kleiner als das des geladenen Schauers ist. Im anderen Fall wird der Treffer als neutraler Treffer mit verfälschter Energie gewertet.

Aufgrund der Überlagerung von Schauern im Bleiglasdetektor kann die Wahrscheinlichkeit, einen neutralen Treffer mit einem Veto zu versehen, nicht mit Hilfe des Event-Mixings von CPV- und LEDA-Ereignissen bestimmt werden. In einem realen Ereignis existiert nämlich eine Korrelation zwischen CPV-Treffern und neutralen Bleiglastreffern, die mit einem Veto belegt werden: Diese Bleiglastreffer weisen mit hoher Wahrscheinlichkeit durch die Überlagerung mit einem geladenen Schauer ein erhöhtes Energiesignal auf. Neutrale Bleiglastreffer mit hohem Energiesignal werden also häufiger mit einem

Veto versehen als neutrale Treffer mit geringem Energiesignal. Bei gemischten CPV- und LEDA-Ereignissen ist diese Korrelation jedoch nicht vorhanden. Aus diesem Grund werden zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, einen neutralen Treffer mit einem Veto zu versehen, die überlagerten GEANT-Photonen verwendet. Wird ein neutraler Bleiglastreffer mit einem Veto versehen, so wird im folgenden trotz der hier beschriebenen Korrelation von einem zufälligen Veto gesprochen.

Die Gesamtzahl N_{veto} an Bleiglastreffern, die durch den CPV als geladen markiert werden, setzt sich aus korrelierten und zufälligen Vetos zusammen:

$$\begin{aligned} N_{veto} = & N_{LEDA} X_{ch}^{hit} \varepsilon_{CPV} \\ & + N_{LEDA} (1 - X_{ch}^{hit}) p_{ran}^{\gamma} \\ & + N_{LEDA} X_{ch}^{hit} (1 - \varepsilon_{CPV}) p_{ran}^{ch}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

N_{LEDA} ist hierbei die Gesamtzahl der Bleiglastreffer, X_{ch}^{hit} das Verhältnis N_{ch}/N_{LEDA} der geladenen zu allen Bleiglastreffern und ε_{CPV} die Nachweiswahrscheinlichkeit des CPV. Die Wahrscheinlichkeiten einen neutralen bzw. einen geladenen Treffer zufällig mit einem Veto zu belegen, werden mit p_{ran}^{γ} bzw. p_{ran}^{ch} bezeichnet. Mit $p_{veto} \equiv N_{veto}/N_{LEDA}$ ergibt sich für den Anteil geladener Bleiglastreffer

$$X_{ch}^{hit} = \frac{p_{veto} - p_{ran}^{\gamma}}{\varepsilon_{CPV} (1 - p_{ran}^{ch}) + p_{ran}^{ch} - p_{ran}^{\gamma}}. \quad (5.7)$$

Die Wahrscheinlichkeiten p_{ran}^{γ} bzw. p_{ran}^{ch} können aufgrund der unterschiedlichen Formen vom Photonen- und Hadronenschauern voneinander abweichen. Im folgenden wird jedoch $p_{ran} \equiv p_{ran}^{\gamma} = p_{ran}^{ch}$ gesetzt. Diese Näherung ändert am Ergebnis praktisch nichts, da aufgrund der hohen CPV-Nachweiswahrscheinlichkeit von 93 % der Anteil geladener Treffer ohne korreliertes Veto ohnehin sehr klein ist. Man erhält somit

$$X_{ch}^{hit} = \frac{1}{\varepsilon_{CPV}} \frac{p_{veto} - p_{ran}}{1 - p_{ran}}. \quad (5.8)$$

Gleichung (5.8) wird jeweils für einzelne Transversalimpuls- bzw. Rapiditätsintervalle ausgewertet. In Abb. 5.1 ist für reale Bleiglastreffer und simulierte GEANT-Schauer ein Beispiel für die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Vetoabstandes a_v dargestellt. Als Vetoabstand a_v eines realen oder simulierten Bleiglastreffers wird hier der Abstand dieses Treffers zum nächstliegenden CPV-Treffer bezeichnet (vgl. Gleichung (4.2)). Die Wahrscheinlichkeiten p_{veto} und p_{ran} aus Gleichung (5.8) können über eine Integration der entsprechenden Vetoabstandsverteilungen in den Grenzen von null bis zu einem Sättigungsradius R_v bestimmt werden.

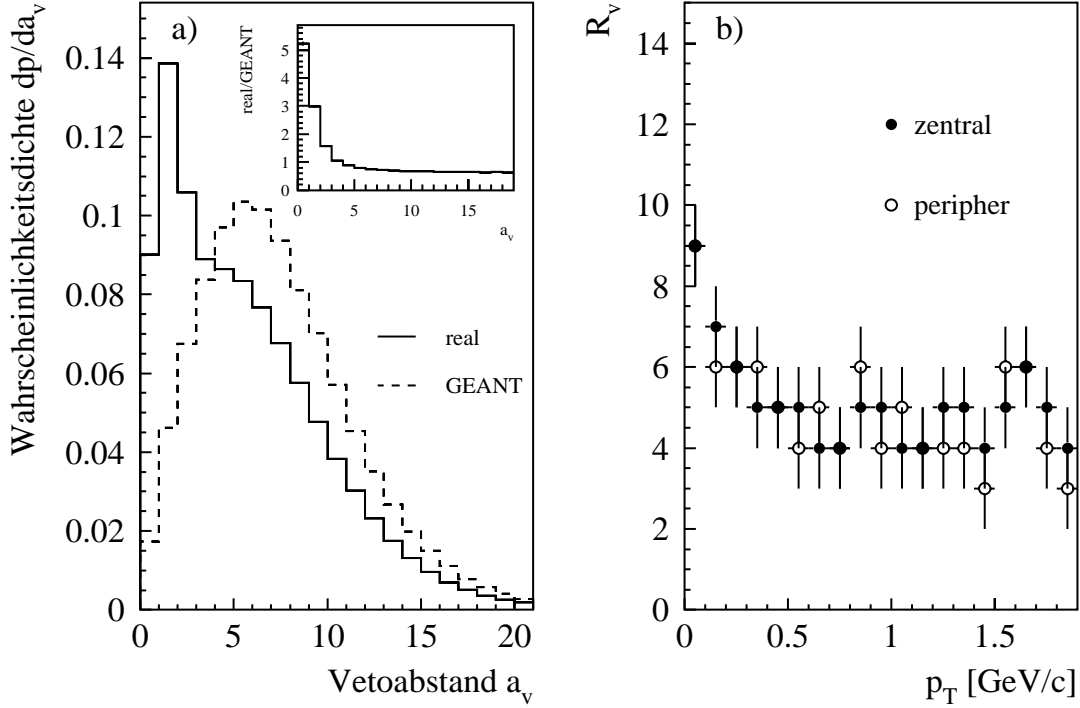


Abbildung 5.1: Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Abstand a_v realer und simulierter Bleiglastreffer zum nächstliegenden CPV-Treffer in zentralen Pb+Pb-Reaktionen (a). Die gezeigten Verteilungen sind über den gesamten Transversalimpulsbereich aufsummiert worden. Es wurde hier weder eine Energieschwelle noch eine Dispersionsschwelle zur Teilchenidentifizierung angewendet. Das kleine Bild zeigt das Verhältnis der Vetoabstandsverteilung für reale und simulierte Bleiglastreffer. Im rechten Teil (b) ist als Funktion des untersuchten Transversalimpulsintervalls der Radius R_v dargestellt, ab dem das Verhältnis aus realer und simulierter Vetoabstandsverteilung näherungsweise konstant wird.

Der Berechnung von X_{ch}^{hit} über Gleichung (5.8) entspricht anschaulich einer Skalierung der Verteilung der GEANT-Vetoabstände mit einem Faktor

$$s = \int_{R_v}^{\infty} \frac{dp^{real}}{da_v} da_v \bigg/ \int_{R_v}^{\infty} \frac{dp^{GEANT}}{da_v} da_v = \frac{1 - p_{veto}}{1 - p_{ran}}, \quad (5.9)$$

der die reale und die GEANT-Verteilung für Vetoabstände oberhalb des Sättigungsradius R_v in Übereinstimmung bringt, und einer anschließenden Bestimmung des Flächeninhaltes zwischen den beiden Verteilungen:

$$\begin{aligned} \int_0^{R_v} \left(\frac{dp^{real}}{da_v} - s \frac{dp^{GEANT}}{da_v} \right) da_v &= p_{veto} - s p_{ran} \\ &= \frac{p_{veto} - p_{ran}}{1 - p_{ran}} \end{aligned}$$

$$\stackrel{(5.8)}{=} \varepsilon_{CPV} X_{ch}^{hit}. \quad (5.10)$$

Abb. 5.1b zeigt als Funktion des gemessenen Transversalimpulses, ab welchem Radius R_v das Verhältnis aus realer und simulierter Vetoabstandsverteilung näherungsweise konstant wird. Demnach stimmen die Formen der realen und der simulierten Abstandsverteilung oberhalb von $p_T \approx 0,5 \text{ GeV}/c$ ungefähr ab $R_V = 4 - 5$ überein. Offensichtlich müssen jedoch bei kleineren Transversalimpulsen größere Vektoradien verwendet werden. Ereignisse, die in Abb. 5.1 und im folgenden als zentral bezeichnet werden, gehören zu den über die transversale Energie klassifizierten 10 % zentralsten Ereignissen. Entsprechend wird die Klasse der 20 % periphersten Ereignisse im weiteren als peripher bezeichnet.

Bei der Bestimmung des Anteils geladener Bleiglastreffer wird zusätzlich der Verlust an Photonen durch Konversionen in e^+e^- -Paare korrigiert. Für die Anzahl der Photonen, die den Bleiglasdetektor nach einer Reaktion im Target erreichen, gilt:

$$N_\gamma (1 - p_{conv}) = \frac{1}{\varepsilon_{LEDA}} (1 - X_{n\bar{n}}) (1 - X_{ch}^{hit}) N_{LEDA}. \quad (5.11)$$

N_γ ist hierbei die ursprüngliche, kurz nach der Reaktion vorhandene Anzahl an Photonen und p_{conv} die Wahrscheinlichkeit für eine Konversion zwischen Target und der aktiven Nachweiszone des CPV (vgl. hierzu Abschnitt 4.3). Die Größe ε_{LEDA} bezeichnet die Rekonstruktionseffizienz für Photonen im Bleiglasdetektor (s. Abschnitt 5.1.4), und $X_{n\bar{n}}$ steht für den Anteil von Neutronen und Antineutronen an allen neutralen Bleiglastreffern. Die Größen ε_{LEDA} , $X_{n\bar{n}}$ und X_{ch}^{hit} hängen vom Transversalimpuls, von der Rapidität und von der betrachteten Multiplizitätsklasse ab und müßten eigentlich entsprechende Indizes tragen, die hier jedoch der Einfachheit halber weggelassen werden. Für die ursprüngliche Anzahl an Photonen erhält man

$$N_\gamma = \frac{1}{\varepsilon_{LEDA}} (1 - X_{n\bar{n}}) \underbrace{\frac{1 - X_{ch}^{hit}}{1 - p_{conv}}}_{\equiv 1 - X_{ch}} N_{LEDA}. \quad (5.12)$$

Die geschweifte Klammer in Gleichung (5.12) definiert den auf Photonenkonversion korrigierten Anteil X_{ch} geladener Bleiglastreffer. Es folgt

$$X_{ch} = \frac{X_{ch}^{hit} - p_{conv}}{1 - p_{conv}}. \quad (5.13)$$

Im folgenden wird der Anteil X_{ch} geladener Bleiglastreffer als Funktion der Energie, des Transversalimpulses und der Rapidität untersucht. Abb. 5.2 zeigt X_{ch} zunächst jedoch für zentrale Ereignisse in Abhängigkeit vom Vektoradius R_v , der bei der Integration der

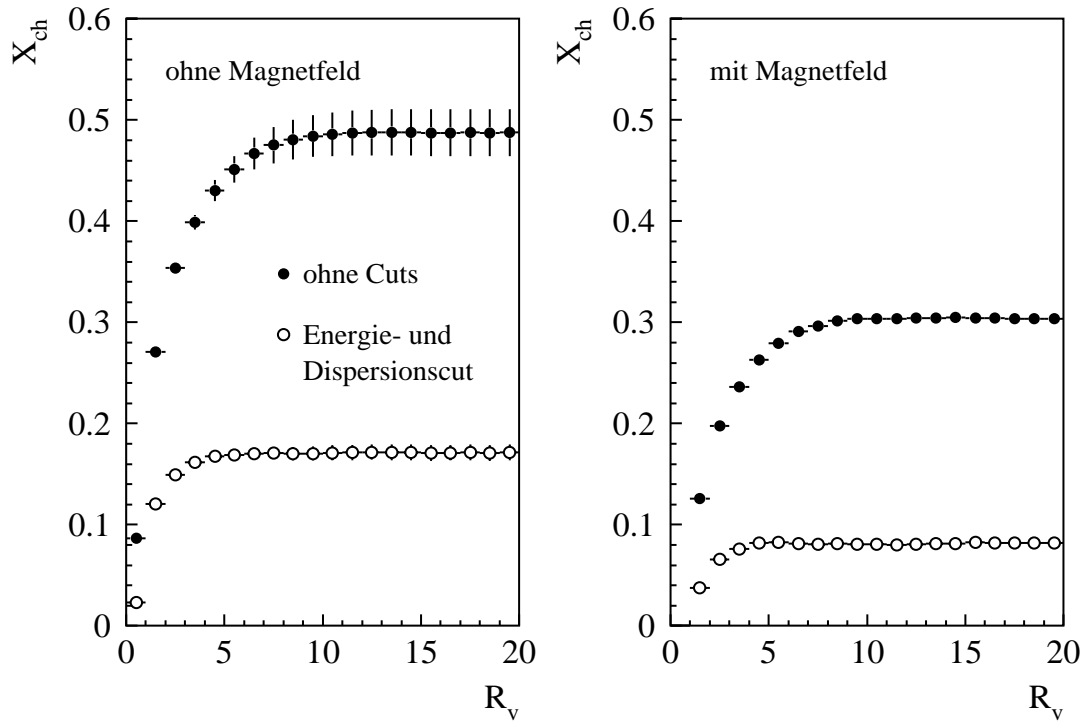


Abbildung 5.2: Der bei vorgegebenem Vektorradius R_v ermittelte Anteil geladener Teilchen im Bleiglasdetektor. Bei Anwendung des Energie- und Dispersionscuts (vgl. Abschnitt 5.1.1) werden ab $R_v \approx 5$ alle geladenen Treffer erfaßt, so daß sich ein Sättigungswert einstellt. Ohne diese Schwellen wird ein Sättigungswert erst ab $R_v \approx 10$ erreicht.

Vetoabstandsverteilungen als obere Grenze verwendet wird. Ohne Energie- und Dispersionsschwelle für die Bleiglastreffer ergibt sich bei ausgeschaltetem Magnetfeld ein Anteil geladener Teilchen von nahezu 50 %. Pionen stellen mit einem Anteil von ca. 80 – 90 % den größten Anteil der Reaktionsprodukte einer Schwerionenreaktion dar. Geht man aufgrund von Isospinsymmetrie von einem Verhältnis $\pi^+ : \pi^- : \pi^0 = 1 : 1 : 1$ aus, so ist der Wert von $X_{ch} \approx 50$ % plausibel, da durch den Zerfall des π^0 in zwei Photonen eine etwa gleich große Zahl geladener Teilchen und Photonen auf den Bleiglasdetektor trifft. Durch Anwendung der Energieschwelle von 750 MeV und der Dispersionsschwelle (5.5) wird der Anteil geladener Teilchen auf weniger als 20 % reduziert. Bei eingeschaltetem GOLIATH-Magneten werden einige geladene Teilchen so stark seitlich abgelenkt, daß sie nicht mehr auf den Bleiglasdetektor treffen. Dadurch ergibt sich ein deutlich reduzierter Anteil geladener Bleiglastreffer. Abb. 5.2 zeigt, daß bei Anwendung der Energie- und Dispersionsschwelle der Sättigungswert für X_{ch} bei kleineren Vektorradien erreicht wird als ohne Anwendung dieser Schwellen.

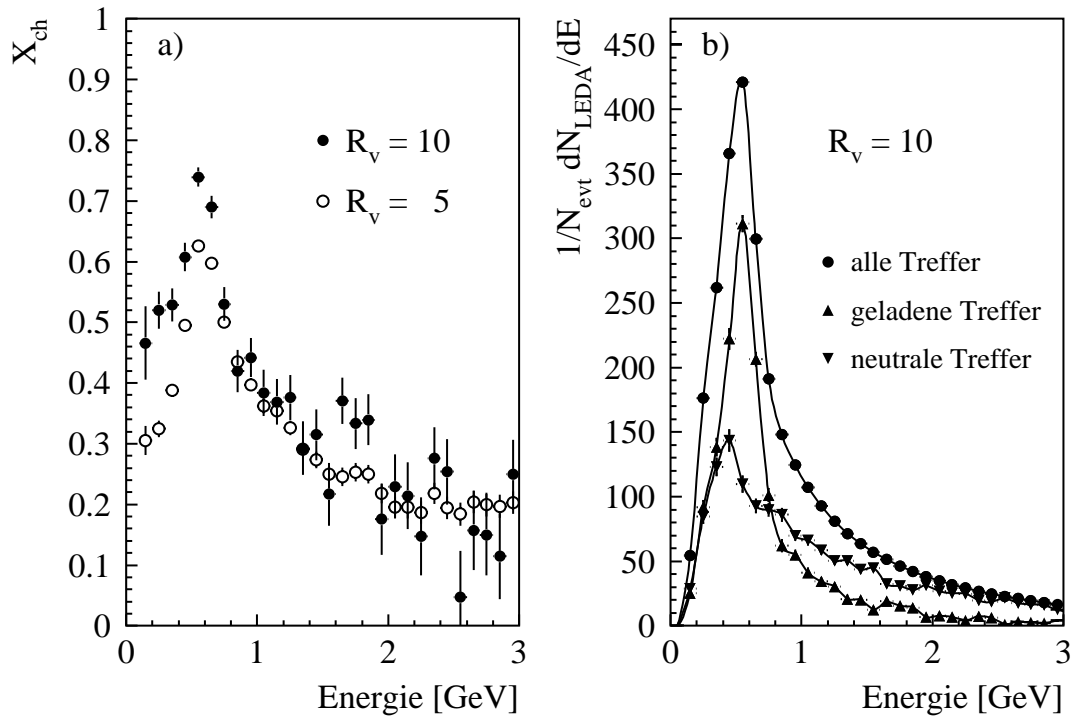


Abbildung 5.3: Anteil geladener Treffer an allen Bleiglastreffern als Funktion der gemessenen Energie für zwei verschiedene Vektoradien (a). Im Bereich des Peaks minimalionisierender Teilchen bei ca. 600 MeV werden mit einem Vektorradius $R_v = 5$ noch nicht alle geladenen Treffer erfaßt. Der rechte Teil (b) zeigt die Verteilung der Energiesignale für neutrale, geladene und alle Bleiglastreffer.

Die Teilchenidentifizierung über die Dispersionsschwelle verschlechtert sich mit abnehmender Energie. Bei kleinen Energien unterhalb von 750 MeV ist man praktisch vollständig auf die Informationen des CPV angewiesen. Die Bestimmung des Anteils geladener Teilchen in diesem Bereich kann anhand des Peaks minimalionisierender Teilchen im Energiespektrum der Bleiglastreffer demonstriert werden. Abb. 5.3a zeigt zunächst den Anteil geladener Bleiglastreffer als Funktion der Energie für zwei verschiedene Vektoradien. Der Vektorradius $R_v = 10$ führt zu leicht höheren Werten von X_{ch} im Vergleich zu $R_v = 5$. Gleichzeitig ergeben sich beim größeren Vektorradius durch die höhere Wahrscheinlichkeit für zufällige Vetos deutlich vergrößerte statistische Fehler. In Abb. 5.3b ist die Energieverteilung für geladene und neutrale Bleiglastreffer dargestellt. Zur Bestimmung des Anteils geladener Teilchen wurde dabei ein Vektorradius von $R_v = 10$ verwendet. Zusätzlich ist in Abb. 5.3b die Gesamtverteilung aller Bleiglastreffer eingezeichnet.

Abb. 5.4 zeigt den Anteil geladener Teilchen als Funktion des Transversalimpulses. Überraschend ist der Anstieg von X_{ch} nach dem Durchlaufen eines Minimums für Daten

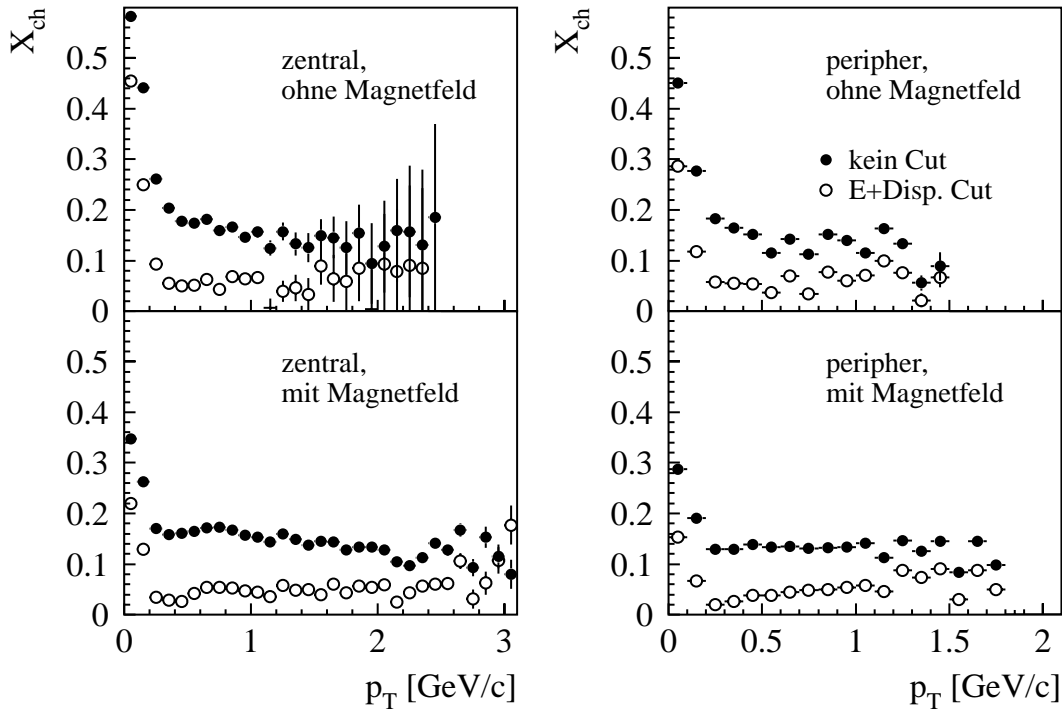


Abbildung 5.4: Anteil geladener Bleiglastreffer in Pb+Pb-Reaktionen als Funktion des gemessenen Transversalimpulses. Hier wurde ein Vektorradius $R_v = 5$ gewählt, so daß der Anteil geladener Treffer bei sehr kleinen Transversalimpulsen möglicherweise etwas unterschätzt wird. Bei der Suche nach direkten Photonen bei höheren Transversalimpulsen ist dies jedoch ohne Bedeutung.

mit Energieschwelle, Dispersionsschwelle und eingeschaltetem Magneten. Dieses Verhalten könnte durch geladene Teilchen verursacht werden, die durch das Magnetfeld in Bereiche des Bleiglasdetektors mit größerem Abstand zur Strahlachse gelenkt werden, so daß sie Treffer mit erhöhtem Transversalimpulssignal erzeugen. Bei höheren Transversalimpulsen werden die statistischen Fehler sehr groß. Durch Anpassung einer geeigneten Funktion können die Datenpunkte jedoch zu größeren Transversalimpulsen extrapoliert werden. Dies ist besonders wichtig bei der Suche nach direkten Photonen, da diese gerade bei höheren Transversalimpulsen einen deutlichen Beitrag zur Photonproduktion liefern sollten (s. [Buc99]).

Ein anderer Ansatz besteht darin, den Anteil geladener Teilchen im Bleiglas mit dem Simulationsprogramm GEANT zu bestimmen. Hierzu wird die Detektorantwort auf Photonen und geladene Hadronen durch die vollständige Simulation des Čerenkoeffektes und die nachfolgende Spurverfolgung der Čerenkovphotonen ermittelt [Büs00]. Diese Methode ist sehr rechenintensiv und deshalb können mit vertretbarem Zeitaufwand keine

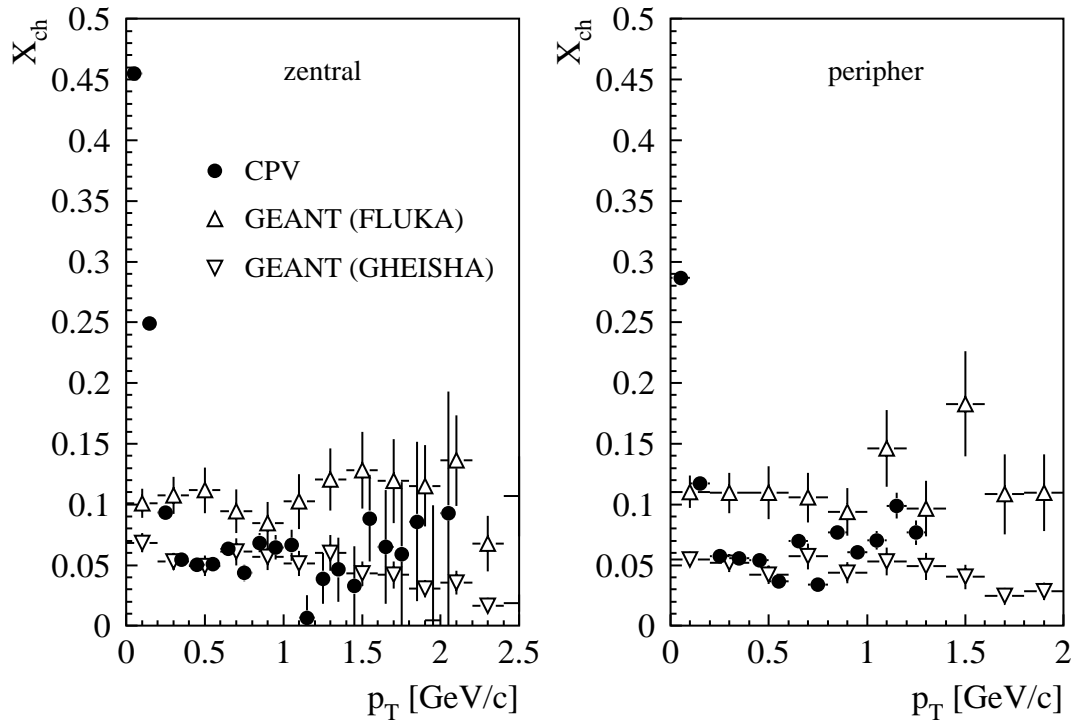


Abbildung 5.5: Vergleich des mit dem CPV bestimmten Anteils geladener Bleiglastreffer mit Ergebnissen von GEANT-Simulationen aus [Büs00]. Die experimentellen Datenpunkte wurden bei ausgeschaltetem Magneten unter Anwendung von Energie- und Dispersionsschwelle mit einem Vektorradius $R_v = 5$ bestimmt.

kompletten Schwerionenereignisse mit dem vollständigen Detektoraufbau simuliert werden. Stattdessen werden einzelne Photonen und geladene Hadronen auf eine 3×3 Supermodulmatrix geschossen. Überlappungseffekte von Schauern im Bleiglas können somit jedoch nicht berücksichtigt werden. Auf die simulierten Cluster werden wie bei realen Daten die Energie- und die Dispersionsschwelle angewendet. Die in der Simulation verwendeten Transversalimpulsverteilungen der einzelnen Teilchenarten werden mit Hilfe des Ereignisgenerators VENUS 4.12 bestimmt.

Da geladene Schauer im Bleiglas, die nicht durch die Energie- oder die Dispersionsschwelle verworfen werden, in ihrer Form elektromagnetischen Schauern ähnlich sind, sollten sich Überlappungseffekte bei diesen geladenen Schauern näherungsweise wie bei Photonenschauern auswirken. Bei der Bildung des X_{ch} -Verhältnisses sollten sich demnach die Rekonstruktionseffizienzen, die die Überlappungseffekte korrigieren, für hadronische und elektromagnetische Schauer herauskürzen, so daß ein Vergleich der CPV-Ergebnisse mit der Simulation ohne Schauerüberlappung in diesem Fall möglich ist.

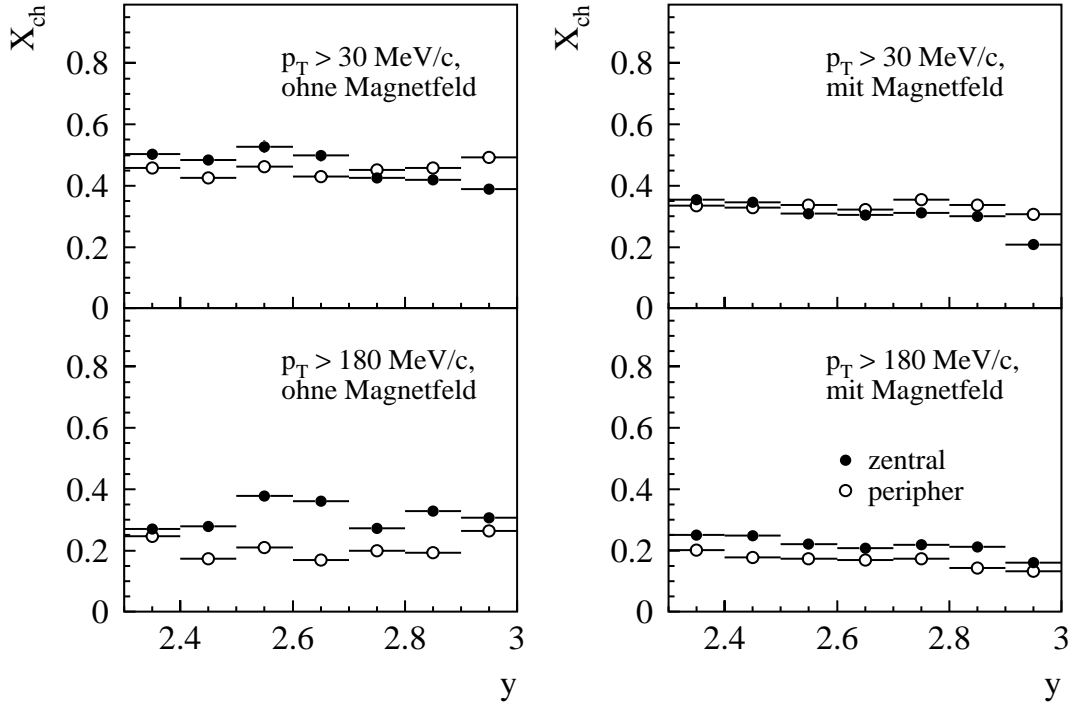


Abbildung 5.6: Anteil geladener Bleiglastreffer in Pb+Pb-Reaktionen als Funktion der gemessenen Rapidität. Auf die Bleiglastreffer sind hier weder die Energieschwelle von 750 MeV noch die Dispersionschwelle angewendet worden. Um den Beitrag geladener Bleiglastreffer bei kleinen Transversalimpulsen zu berücksichtigen, wurde ein Vektorradius von $R_v = 10$ verwendet.

In GEANT sind zwei unterschiedliche Pakete zur Simulation hadronischer Reaktionen verfügbar: GHEISHA und FLUKA. In der Simulation von Detektorsystemen werden häufig beide Pakete nebeneinander verwendet, um so eine Abschätzung für den systematischen Fehler des Simulationsergebnisses zu erhalten. Abb. 5.5 zeigt den mit dem CPV bestimmten Anteil geladener Teilchen im Vergleich zu den Ergebnissen der Rechnungen mit GHEISHA und FLUKA. Es zeigt sich eine weitgehende Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den GHEISHA-Ergebnissen, so daß dieses Simulationspaket für die Extrapolation zu hohen Transversalimpulsen geeignet scheint.

In Abb. 5.6 ist der Anteil geladener Teilchen in Abhängigkeit von der Rapidität dargestellt. Um Fluktuationen auszugleichen, werden an die Datenpunkte jeweils Geraden angepaßt, die dann zur Korrektur der rohen LEDA-Rapiditätsspektren verwendet werden.

5.1.3 Korrektur für Neutronen und Antineutronen

Um aus den LEDA-Daten nach der Subtraktion der geladenen Treffer die (noch durch Überlappungseffekte verfälschten) Photonenspektren zu erhalten, muß der Beitrag von Treffern durch Neutronen und Antineutronen korrigiert werden. Dieser Beitrag ist im WA98-Experiment experimentell nicht zugänglich und muß mit Hilfe einer Simulation ermittelt werden. Die Bestimmung des Verhältnisses $X_{n\bar{n}}$ von Neutronen und Antineutronen zu allen neutralen Bleiglastreffern erfolgt dabei völlig analog zu der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Simulation des X_{ch} -Verhältnisses mit Hilfe des GEANT-Pakets. Allerdings müssen die mit VENUS bestimmten Transversalimpulsverteilungen der Neutronen und Antineutronen modifiziert werden. Es zeigt sich nämlich, daß das mit VENUS simulierte Verhältnis von Protonen zu Antiprotonen deutlich von den experimentellen Daten in [Afa96] abweicht. Da sich Protonen und Neutronen ähnlich verhalten sollten, werden deshalb das Neutron/Antineutron-Verhältnis und die Form der entsprechenden Transversalimpulsspektren für die Simulation aus den experimentellen Daten übernommen. Die Neutronenmultiplizität wird jedoch weiterhin über die VENUS-Rechnung festgelegt. Weitere Informationen hierzu finden sich in [Büs00].

Abb 5.7 zeigt die ursprünglichen Transversalimpulsverteilungen von Neutronen und Antineutronen zusammen mit den zugehörigen Detektorantworten. Die Detektorantwort wird mit FLUKA bestimmt, da dieses Paket als spezialisiert auf die Simulation der Reaktionen von Neutronen und Antineutronen gilt. Die simulierten $X_{n\bar{n}}$ -Werte als Funktion des Transversalimpulses sind im rechten Teil der Abbildung für zentrale Pb+Pb-Reaktionen dargestellt. Zur Korrektur des Beitrages von Neutronen und Antineutronen zu den Photonenspektren wird eine Parametrisierung der $X_{n\bar{n}}$ -Verteilungen durch eine asymmetrische Gaußkurve

$$g_a(x) = p_1 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-p_2}{\sigma}\right)^2}, \quad \sigma = \begin{cases} p_3, & x \leq p_2 \\ p_4, & x > p_2 \end{cases} \quad (5.14)$$

verwendet.

5.1.4 Die Rekonstruktionseffizienz für Photonen

Mit Hilfe der Rekonstruktionseffizienz werden im wesentlichen die sich aus der Überlappung mit anderen Schauern ergebende Energieverfälschung und der Verlust von Photonschauern korrigiert. Die hier beschriebene Vorgehensweise zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz für Photonen ist ähnlich zu der in [Blu98] vorgestellten Methode, die bei der Messung neutraler Mesonen mit dem Bleiglasdetektor zum Einsatz kommt. Wie schon in Abschnitt 5.1.2 angedeutet, wird die Rekonstruktionseffizienz für Photonen

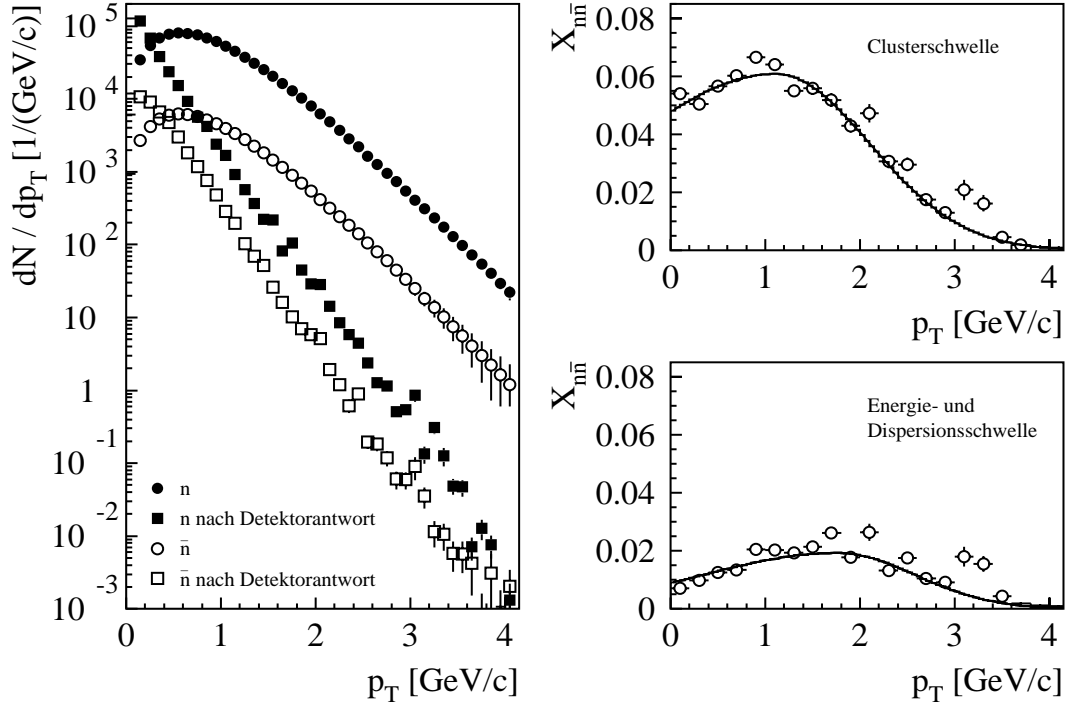


Abbildung 5.7: Im linken Teil sind die ursprünglichen Transversalimpulsverteilungen von Neutronen und Antineutronen aus zentralen Pb+Pb-Reaktionen zusammen mit den zugehörigen, mit FLUKA simulierten Detektorantworten dargestellt. Die Formen der ursprünglichen Verteilungen werden durch $dN/dp_T \propto p_T \cdot \exp(-m_T/T)$ parametrisiert. Die Steigungsparameter $T = 301 \text{ MeV}$ für Neutronen und $T = 291 \text{ MeV}$ für Antineutronen werden aus den in [Afa96] für Protonen und Antiprotonen bestimmten Werten übernommen. Die Abbildungen rechts zeigen den mit FLUKA simulierten Anteil $X_{n\bar{n}}$ von Neutronen und Antineutronen an allen neutralen Bleiglastreffern.

mit Hilfe der Überlagerung von GEANT-Photonenschauern auf reale Ereignisse ermittelt. Dabei werden auf jedes Ereignis nacheinander die beiden Zerfallsphotonen eines simulierten π^0 überlagert. Durch die Überlagerung beider Photonen kann so auch die Rekonstruktionseffizienz für neutrale Pionen bestimmt werden.

Die Überlagerung der GEANT-Photonen erfolgt bei der DST-Produktion. Das Ergebnis der Clusteranalyse der künstlichen Ereignisse wird dabei zusammen mit den realen Daten abgespeichert. Um die Rechenzeit bei der Erzeugung von GEANT-Photonenschauern auf ein praktikables Maß zu reduzieren, wird nicht der vollständige Čerenkoeffekt simuliert. Stattdessen wird die Detektorantwort über die Energiedeposition, den Einfallswinkel und die Eindringtiefe eines elektromagnetischen Schauers parametrisiert. Durch die Clusteranalyse von Ereignissen mit GEANT-Schauern wird er-

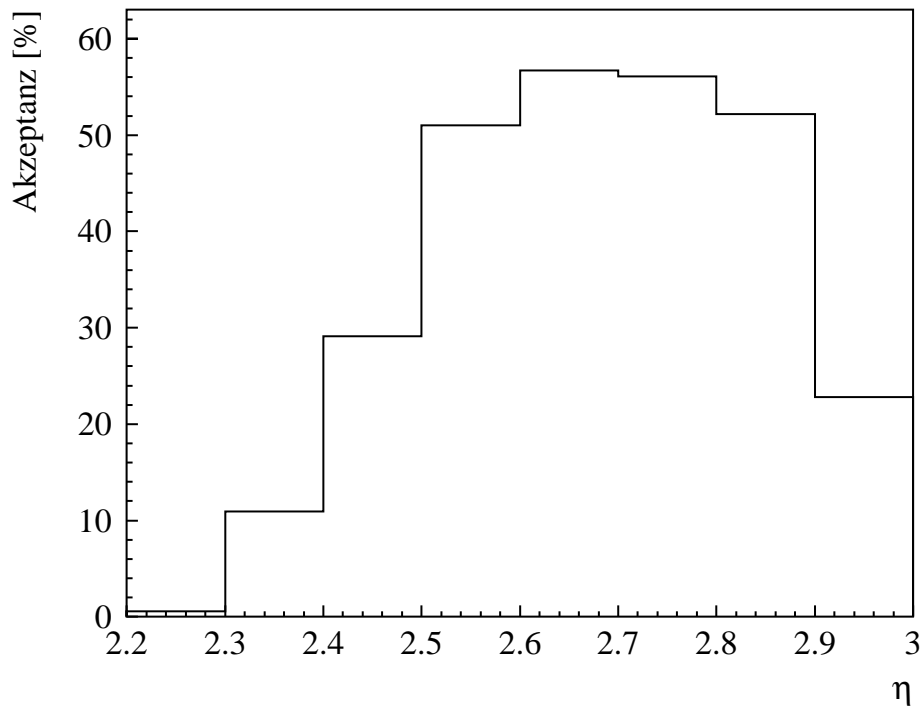


Abbildung 5.8: Geometrische Akzeptanz des Bleiglasdetektors für Photonen als Funktion der Pseudorapidität.

mittelt, ob das GEANT-Photon durch Überlappung mit einem Schauer größerer Energie verloren gegangen ist oder wie stark sich seine Energie verändert hat. Gleichzeitig wird der Verlust an Photonen durch Module berücksichtigt, bei denen ein Fehler festgestellt wurde und die deshalb nicht in der Auswertung verwendet werden.

Die rein geometrische Akzeptanz für Photonen, die sich aus der Form des Bleiglasdetektors ergibt, wird durch eine einfache Simulation bestimmt und ist nicht in der hier verwendeten Rekonstruktionseffizienz enthalten. Die geometrische Akzeptanz ist in Abb. 5.8 als Funktion der Pseudorapidität dargestellt. In der Akzeptanzsimulation werden die Pseudorapidität und der Transversalimpuls der Photonen als unabhängige Variablen betrachtet. Die geometrische Akzeptanz als Funktion des Transversalimpulses ist somit konstant. Im Bereich $2,0 < \eta < 3,2$ ergibt sich dabei ein Wert von 23,7 %.

Im folgenden wird die Bestimmung der Photonenrekonstruktionseffizienz für die Messung von Transversalimpulsspektren beschrieben. Diese Effizienz kann als Verhältnis

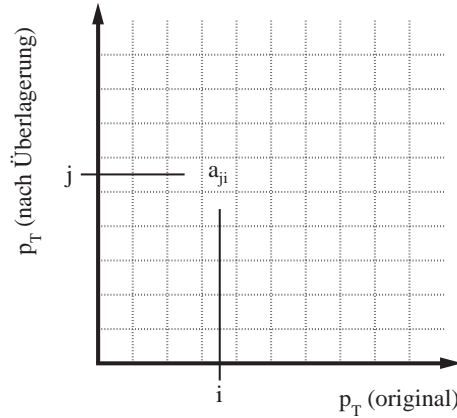


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung der Matrix zur Bestimmung der Photonenrekonstruktionseffizienz.

aus gemessener und realer Transversalimpulsverteilung von Photonen, die auf den Bleiglasdetektor treffen, definiert werden:

$$\varepsilon_{LEDA}(p_T) = \frac{f^{meas}(p_T)}{f^{real}(p_T)}. \quad (5.15)$$

Die Rekonstruktionseffizienz hängt von der LEDA-Treffermultiplizität ab und ist damit für jede der untersuchten Zentralitätsklassen unterschiedlich. Dies soll hier aber nicht durch einen weiteren Index angedeutet werden.

Die reale Transversalimpulsverteilung der Photonen ist naturgemäß zunächst nicht bekannt. Deshalb werden zur Bestimmung der Effizienz die ursprünglichen und die sich nach einer Überlagerung ergebenden Transversalimpulse der GEANT-Photonen für jeweils eine Zentralitätsklasse in ein zweidimensionales Histogramm, die sog. Effizienzmatrix, gefüllt (s. Abb. 5.9). Dabei müssen die Einträge jeweils mit einem Gewicht versehen werden, das sicherstellt, daß durch die GEANT-Schauer tatsächlich das Verhalten echter Schauer wiedergegeben wird. Insbesondere muß berücksichtigt werden, daß bei der Überlagerung auf ein LEDA-Ereignis mit N Treffern das GEANT-Photon stellvertretend für alle N Treffer ausgewertet wird. GEANT-Schauer, deren Energiesignal durch die Überlappung mit einem realen Schauer auf mehr als das doppelte des ursprünglichen Wertes ansteigt, werden als verloren gezählt. In diesem Fall gibt es keinen Eintrag in die Effizienzmatrix. Verlorene Schauer werden dadurch berücksichtigt, daß die Spalten der Effizienzmatrix jeweils auf die Gesamtzahl der GEANT-Schauer des entsprechenden Transversalimpulsintervalls normiert werden. Die Effizienzmatrix enthält dann die vollständige Information darüber, welches gemessene Spektrum sich bei einem vorgegebenen realen Spektrum ergibt.

Die Detektorantwort bei der Überlagerung von GEANT-Photonen mit festem Transversalimpuls entspricht einer Spalte der Effizienzmatrix in Abb 5.9. Die gemessene Transversalimpulsverteilung \tilde{f} bei einer vorgegebenen, diskretisierten Ausgangsverteilung f ergibt sich dementsprechend durch eine Matrixmultiplikation mit der Effizienzmatrix:

$$f = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_n \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \vdots & & & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{f}_1 \\ \tilde{f}_2 \\ \vdots \\ \tilde{f}_n \end{pmatrix}, \quad (5.16)$$

oder kurz

$$\tilde{f} = A_{eff} f. \quad (5.17)$$

Man könnte nun den Ansatz verfolgen, die reale Transversalimpulsverteilung durch Berechnung der zu A_{eff} inversen Matrix zu bestimmen. Es ist jedoch zum einen nicht klar, ob die Effizienzmatrix tatsächlich invertierbar ist. Zum anderen wäre dieses Verfahren aufgrund der stochastischen Natur der Effizienzmatrix numerisch instabil. Deshalb wird hier die folgende Vorgehensweise gewählt. Die möglichen realen Transversalimpulsverteilungen werden durch einen Satz von Funktionen $f^{a_1, \dots, a_k}(p_T)$ mit den freien Parametern a_1, \dots, a_k beschrieben. Die zur gemessenen Verteilung gehörende Ausgangsverteilung wird dann über eine Anpassung der Funktion

$$\tilde{f}^{a_1, \dots, a_k}(p_T) = A_{eff} f^{a_1, \dots, a_k}(p_T) \quad (5.18)$$

an die gemessenen Datenpunkte festgelegt. Die Rekonstruktionseffizienz ergibt sich somit aus den gefunden Anpassungsparametern $a_1^{real}, \dots, a_k^{real}$ zu

$$\varepsilon_{LEDA} = \frac{f^{meas}(p_T)}{f^{a_1^{real}, \dots, a_k^{real}}(p_T)}. \quad (5.19)$$

Die Rekonstruktionseffizienzen für p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen sind in Abb. 5.10 dargestellt. Die weitgehend konstante Rekonstruktionseffizienz für die Protonendaten zeigt, daß in diesem Fall die Überlappungseffekte zu vernachlässigen sind. Die vollständig korrigierten Photonentransversalimpulsspektren werden in Kapitel 7 diskutiert.

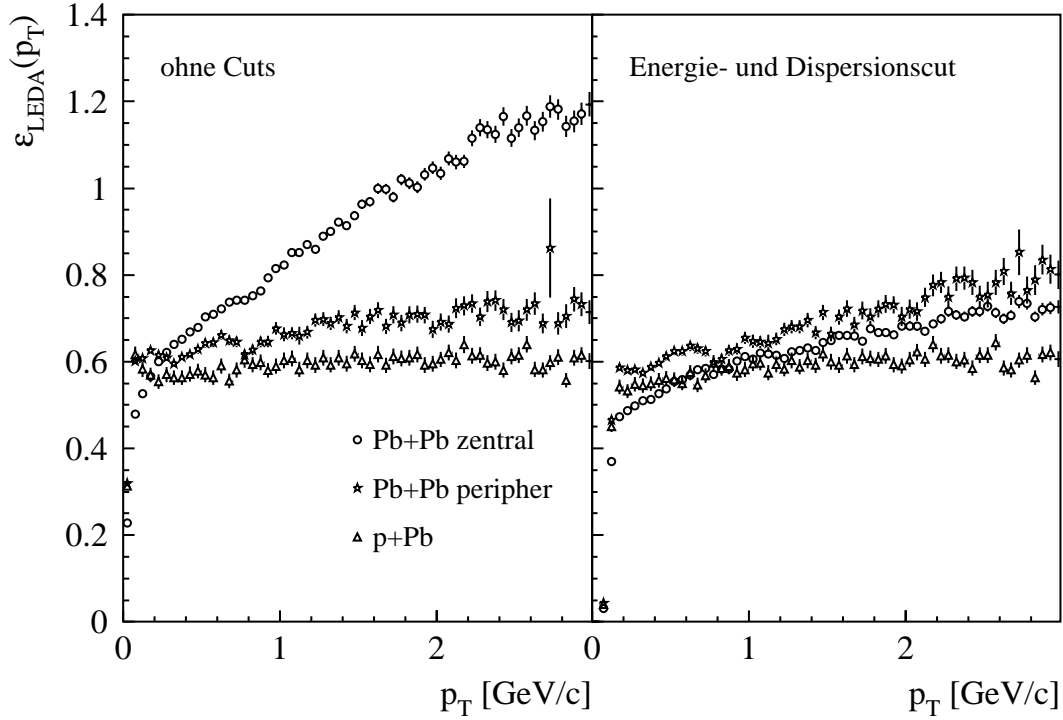


Abbildung 5.10: Photonenrekonstruktionseffizienz des Bleiglasdetektors in p+Pb-Reaktionen (ohne Magnetfeld) und Pb+Pb-Reaktionen (mit Magnetfeld).

5.2 Bestimmung von Spektren neutraler Pionen mit dem Bleiglasdetektor

5.2.1 Extraktion des π^0 -Signals

Neutrale Pionen und η -Mesonen werden im Bleiglasdetektor über ihren Zerfall in zwei Photonen nachgewiesen. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfallskanal beträgt 98,8 % für neutrale Pionen und 38,8 % für die η -Mesonen. Die Lebensdauer dieser Teilchen ist so kurz, daß sie noch innerhalb der Targetfolie zerfallen.

Durch die Messung der Energien E_1 , E_2 der Zerfallsphotonen und ihres Öffnungswinkels ψ läßt sich die invariante Masse

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \psi)} \quad (5.20)$$

des ursprünglichen Teilchens bestimmen. Da die Zuordnung von Photonentreffern zu den zugehörigen π^0 - oder η -Mesonen nicht bekannt ist, wird die invariante Masse für alle Paare von Photonentreffern eines Ereignisses berechnet. Die so bestimmten $m_{\gamma\gamma}$ -Werte

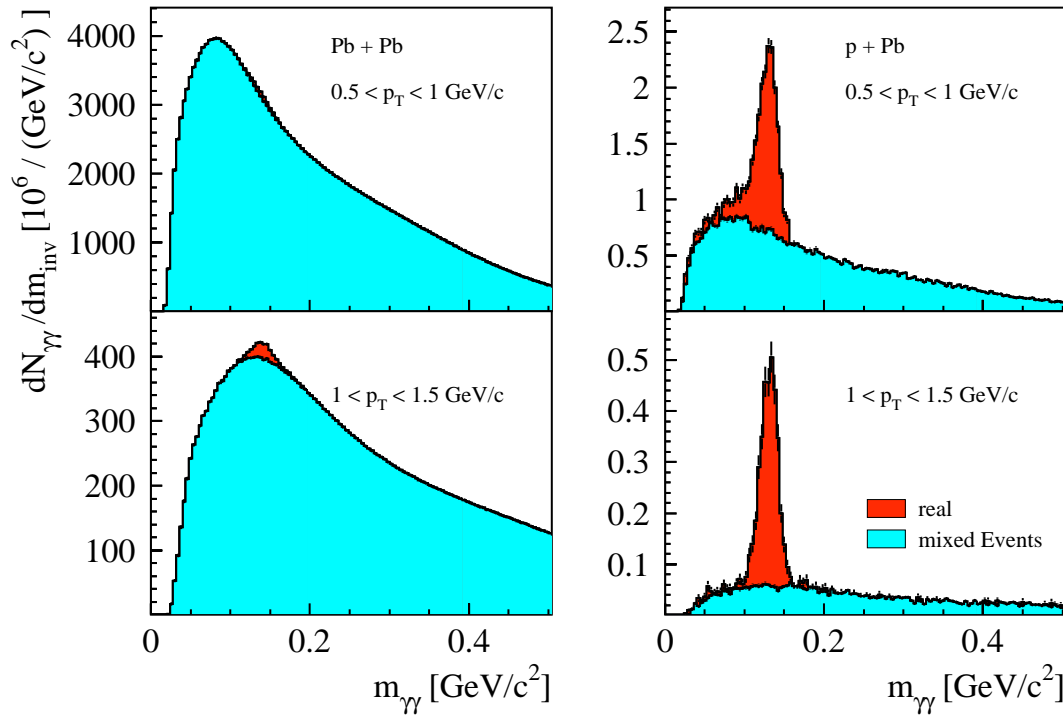


Abbildung 5.11: Verteilung der invarianten Massen für reale und gemischte Ereignisse in p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen.

werden für eine große Zahl von Ereignissen in einem Histogramm akkumuliert. Der kombinatorische Untergrund aus Trefferpaaren, bei denen die Photonentreffer nicht von gleichen Ausgangsteilchen stammen, wird durch die Event-Mixing-Methode bestimmt. Hierbei werden die invarianten Massen für Paare berechnet, bei denen der eine Treffer aus dem aktuellen und der andere Treffer aus einem früheren Ereignis stammt. Um den kombinatorischen Untergrund des aktuellen Ereignisses möglichst genau wiederzugeben, werden für das Event-Mixing frühere Ereignisse ähnlicher Treffermultiplizität herangezogen. Nach der Subtraktion des Untergrundes wird die Anzahl neutraler Pionen bzw. η -Mesonen durch Integration des verbleibenden Peaks bestimmt. Zur Bestimmung von dN_{π^0}/dp_T -Verteilungen werden die Spektren der invarianten Massen jeweils für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der Photonenpaare untersucht.

Aufgrund ihrer größeren Masse werden η -Mesonen viel seltener produziert als neutrale Pionen. Durch das zusätzlich kleinere Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ergibt sich ein sehr geringes Signal im Bleiglasdetektor, das in dieser Arbeit nicht untersucht wird. Eine detaillierte Beschreibung der Extraktion des Signals neutraler Mesonen und der Bestimmung der zugehörigen Rekonstruktionseffizienzen findet sich in [Blu98].

Im Gegensatz zum linearen Anstieg des π^0 -Signals mit der Multiplizität n der Bleiglastreffer steigt der kombinatorische Untergrund mit $n(n-1)/2$ nahezu quadratisch an. Mit steigender Treffermultiplizität ergibt sich somit ein ungünstigeres Peak/Untergrund-Verhältnis. Dies wird speziell bei dem in Abb. 5.11 gezeigten Vergleich von Verteilungen der invarianten Massen für p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen deutlich. Die Breite der π^0 -Peaks ergibt sich aus den Fehlern bei der Messung der Orte und der Energien der Photonentreffer.

5.2.2 π^0 -Signal bei Teilchenidentifizierung mit dem CPV

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit mit Hilfe der Informationen des CPV der Fehler bei der Bestimmung des π^0 -Signals reduziert werden kann. Ohne Teilchenidentifizierung durch den CPV ist der Nachweis neutraler Pionen über einen weiten Transversalimpulsbereich am genauesten, falls die Verteilungen der invarianten Massen ausschließlich für Treffer mit kleinen Dispersionen und Energien oberhalb von 750 MeV bestimmt werden. In diesem Fall wird bei einem geringen Verlust an Photonentreffern ein großer Teil hadronischer Schauer verworfen, so daß sich im Vergleich zu Verteilungen, die ohne die genannten Schwellen bestimmt werden, ein verbessertes Peak/Untergrund-Verhältnis ergibt.

Hier sind nun zusätzlich die Verteilungen der invarianten Massen für Bleiglastreffer bestimmt worden, die eine Dispersion unterhalb des Schwellenwertes (5.5) und eine Energie von mehr als 600 MeV besitzen und außerdem einen Abstand $a_v > 3$ (vgl. Gleichung (4.2)) zum nächstliegenden CPV-Treffer aufweisen. Durch die leicht verringerte Energieschwelle von 600 MeV soll hier die Nachweiswahrscheinlichkeit für neutrale Pionen bei kleinen Transversalimpulsen vergrößert werden. Die Auswirkung der Beschränkung auf Bleiglastreffer ohne CPV-Veto auf den Fehler bei der Extraktion des π^0 -Signals ist nicht von vornherein klar, da speziell bei Reaktionen mit hoher Teilchenmultiplizität ein beträchtlicher Teil der Photonentreffer fälschlicherweise verworfen wird.

Der Einfluß der Vetoinformation kann über das Verhältnis $R_{p,u}$ von Peak/(Peak + Untergrund) quantifiziert werden. Letztendlich entscheidend ist jedoch der relative Fehler bei der Bestimmung des π^0 -Signals. Für Spektren der invarianten Massen, die ohne Gewichte gefüllt werden, ist der Fehler für die Anzahl N der Einträge eines Intervalls gerade \sqrt{N} . Bei quadratischer Addition der Fehler für Vordergrund und Untergrund ergibt sich damit für den relativen statistischen Fehler

$$\frac{\sigma}{N_{\pi^0}} = \sqrt{\frac{1}{N_{\pi^0}} \left(\frac{2}{R_{p,u}} - 1 \right)}. \quad (5.21)$$

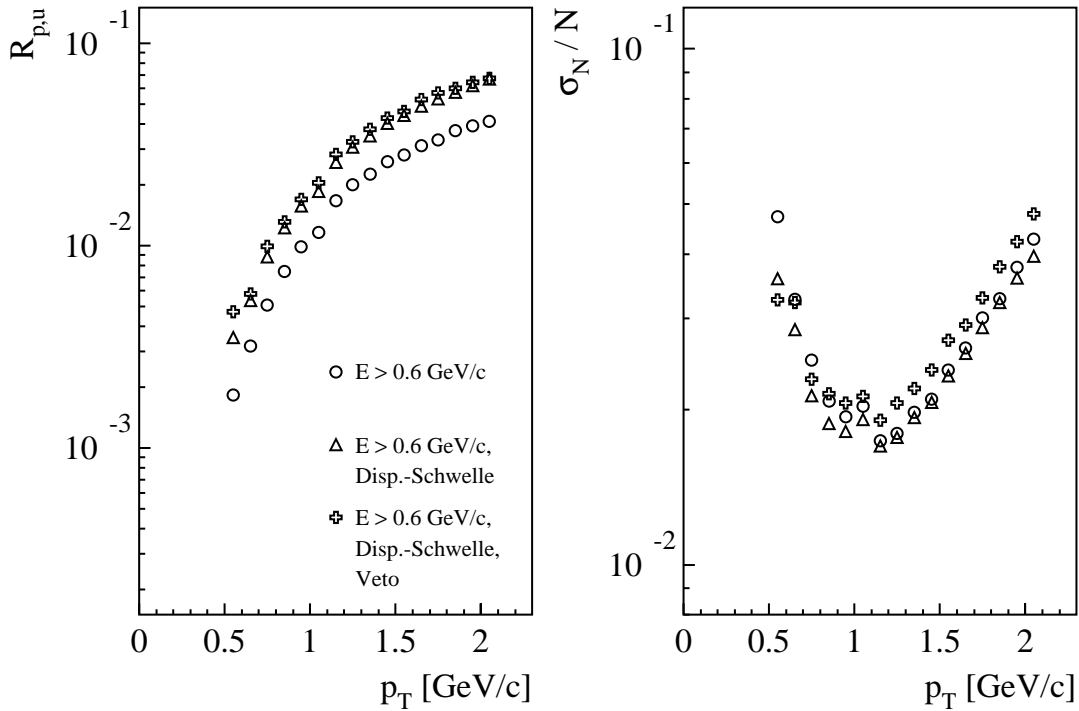


Abbildung 5.12: Das Peak/(Peak + Untergrund)-Verhältnis $R_{p,u}$ und der relative statistische Fehler des π^0 -Signals in zentralen Pb+Pb-Reaktionen mit eingeschaltetem Magneten.

Neben dem Verhältnis $R_{p,u}$ geht somit noch die Anzahl N_{π^0} der nachgewiesenen neutralen Pionen in den statistischen Fehler ein. Da die hier untersuchten Ereignisse mit Gewichten in die Spektren der invarianten Massen gefüllt werden, wird der statistische Fehler nicht über Gleichung (5.21) sondern über die quadratische Addition der Fehler der einzelnen Histogrammeinträge berechnet. Systematische Fehler bei der Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes oder bei der Wahl des Integrationsbereichs des π^0 -Peaks werden hier nicht berücksichtigt.

In Abbildung 5.12 sind das Peak/(Peak + Untergrund)-Verhältnis und der relative statistische Fehler des π^0 -Peakinhaltes für verschiedene Teilchenerkennungsmethoden dargestellt. Ohne Dispersionsschwelle und Vetoinformation ergeben sich die ungünstigsten Werte für $R_{p,u}$. Die Anwendung der Vetoinformation zusätzlich zur Dispersionsschwelle führt zu einem leicht verbesserten Peak/(Peak + Untergrund)-Verhältnis. Der relative statistische Fehler des π^0 -Signals kann jedoch nicht verringert werden.

5.3 Analyse der SPMD-Daten

5.3.1 Bestimmung der Multiplizität geladener Teilchen

Beim Durchgang geladener Teilchen durch den SPMD werden zur Unterscheidung von echten Signalen und Rauschen nur solche Pads als Treffer anerkannt, bei denen das gemessene Energiesignal größer als die Hälfte des mittleren Energieverlustes ist. Die so bestimmte Treffermultiplizität entspricht jedoch noch nicht der Multiplizität geladener Teilchen, da insbesondere in zentralen Pb+Pb-Reaktionen mit bis zu 900 geladenen Teilchen im Akzeptanzbereich des SPMD Mehrfachtreffer berücksichtigt werden müssen.

Der Einfluß von Mehrfachtreffern läßt sich einfach berechnen, wenn eine gleichförmige Teilchendichte in der $\eta - \phi$ Ebene angenommen wird. Bei N_{ch} geladenen Teilchen im Bereich des SPMD ist die mittlere Zahl geladener Teilchen pro Pad $\mu = N_{ch}/N_{Pads}$. Die Anzahl k geladener Teilchen pro Pad folgt der Poisson-Verteilung

$$P(k) = \frac{\mu^k}{k!} e^{-\mu}, \quad (5.22)$$

so daß sich für die Zahl der Treffer

$$N_{hit} = N_{Pads} (1 - P(0)) = N_{Pads} (1 - e^{-N_{ch}/N_{Pads}}) \quad (5.23)$$

ergibt. In zentralen Reaktionen weicht somit die Treffermultiplizität um bis zu 10 % von der Multiplizität geladener Teilchen ab.

Die Multiplizität geladener Teilchen wird deshalb aus der Summe der gemessenen Energieverluste und dem mittleren Energieverlust pro Teilchen bestimmt:

$$N_{ch} = \frac{1}{\langle \Delta E \rangle} \sum_{i=1}^{N_{hit}} \Delta E_i. \quad (5.24)$$

Bei dieser Methode ergibt sich die Unsicherheit für die Anzahl geladener Teilchen aus der Breite der Landauverteilung des Energieverlustes einzelner Teilchen. Für diese Verteilung wird eine auf den Mittelwert normierte Standardabweichung $\sigma_{\Delta E}/\langle \Delta E \rangle$ von ca. 60 % gefunden [Ste98]. Bezeichnet ΔE_s die Summe der gemessenen Energieverluste, so folgt für die Unsicherheit der Multiplizität

$$\Delta N_{ch} = \frac{\sigma_{\Delta E_s}}{\langle \Delta E \rangle} = \frac{\sqrt{N_{ch}} \sigma_{\Delta E}}{\langle \Delta E \rangle} = 60 \% \sqrt{N_{ch}}. \quad (5.25)$$

Für ein zentrales Ereignis mit 900 geladenen Teilchen im Bereich des SPMD ergibt sich beispielsweise eine relative Unsicherheit von 2 %. Unabhängig von der Multiplizität geladener Teilchen ergeben sich weitere systematische Fehler bei der Bestimmung des mittleren Energieverlustes und bei der Berechnung der Eichfaktoren für die Energiemessung, die eine zusätzliche Unsicherheit von ca. 3 % darstellen [Ste98].

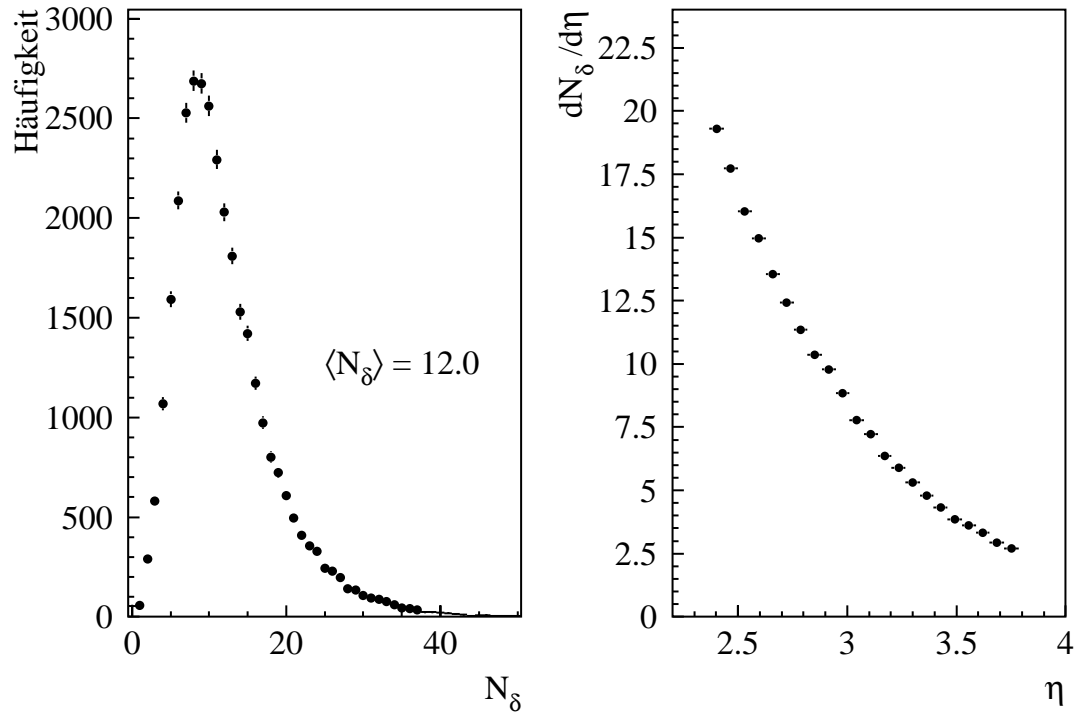


Abbildung 5.13: Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilung von δ -Elektronen im SPMD. Die Verteilungen wurden für Ereignisse gemessen, in denen das Bleiprojektilel beim Durchgang durch das 210 μm dicke Bleitarget nicht auf einen Targetkern trifft.

5.3.2 Korrektur für δ -Elektronen

Beim Durchgang geladener Teilchen durch die Targetfolie werden Atome des Targetmaterials angeregt und ionisiert. Einige Elektronen werden dabei so stark beschleunigt, daß sie das Target verlassen und Signale im 32,8 cm entfernten SPMD auslösen. Dieser Effekt hängt stark von der Ladung des durchfliegenden Teilchens ab, so daß sich vor allem bei Bleiprojektilen eine größere Anzahl dieser sog. δ -Elektronen im SPMD feststellen läßt. Der Beitrag der δ -Elektronen zur Gesamtmultiplizität läßt sich mit Hilfe von Ereignissen ermitteln, bei denen das Projektil das Target ohne hadronische Reaktion durchquert. Abb. 5.13 zeigt für diese sog. Beam-Events die Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilung der δ -Elektronen. Bei der Bestimmung der Pseudorapiditätsverteilung geladener Reaktionsprodukte mit dem SPMD wird der Beitrag der δ -Elektronen subtrahiert.

5.4 Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets

Neben Reaktionen im Target können auch Reaktionen von Projektilen mit Restgasatomen im Strahlrohr oder mit dem Strahlrohr selbst die Datenerfassung auslösen. Bei der Untersuchung von Pb+Pb-Stößen werden wegen der kleineren Massenzahl der bei Reaktionen außerhalb des Targets getroffenen Kerne vor allem periphere Kollisionen von Bleikernen vorgetäuscht. Reaktionen hinter dem Target erzeugen im Plastic-Ball-Detektor, der das Target umschließt, zumeist kein oder nur ein geringes Energiesignal. Ein großer Teil der Reaktionen, die hinter dem eigentlichen Target stattfinden, kann somit über den für Reaktionen im Target vorhandenen Zusammenhang zwischen dem Plastic-Ball-Signal und der mit dem MIRAC-Kalorimeter gemessenen transversalen Energie verworfen werden [Blu98, Sch98].

Um den Einfluß der verbleibenden Reaktionen außerhalb des Targets zu korrigieren, sind in den einzelnen Strahlzeiten jeweils Messungen ohne Target durchgeführt worden. Zur Korrektur einer Meßgröße wie z.B. der transversalen Energie muß die ohne Target gemessene Verteilung auf die Anzahl der einlaufenden Projektile bei vorhandenem Target skaliert werden. Dabei ist zu beachten, daß einlaufende Projektile nur dann gezählt werden dürfen, wenn die Datenerfassung zur Messung eines neuen Ereignisses bereit ist. Andernfalls würden im Fall von Pb+Pb-Reaktionen die im Vergleich zu Reaktionen außerhalb des Targets längeren Auslesezeiten für zentrale Bleireaktionen zu einer Überschätzung des skalierten Beitrages aus Reaktionen ohne Target führen.

Für eine korrigierte und auf die Anzahl der Ereignisse normierte Verteilung einer Meßgröße X ergibt sich dann

$$\frac{1}{N_{evt}^{cor}} \frac{dN^{cor}}{dX} = \frac{1}{N_{evt} - r N_{evt}^{not}} \left(\frac{dN}{dX} - r \frac{dN^{not}}{dX} \right), \quad (5.26)$$

$$r \equiv N_{beam} / N_{beam}^{not}.$$

Hierbei bezeichnet dN/dX die unkorrigierte Häufigkeitsverteilung der Größe X , dN^{not}/dX die entsprechende Verteilung für Ereignisse ohne Target und r das Verhältnis der Projektilteilchenanzahlen mit und ohne Target. Stellvertretend für weitere Größen ist in Abb. 5.14 die unkorrigierte Transversalimpulsverteilung zusammen mit dem skalierten Beitrag aus Ereignissen ohne Target dargestellt.

Reaktionen außerhalb des Targets machen sich auch in den Verteilungen der invarianten Massen zur Bestimmung des π^0 -Signals bemerkbar (zur Extraktion des π^0 -Signals siehe Abschnitt 5.2.1). Diese Reaktionen führen zu einem Peak bei Massen unterhalb der Masse des π^0 . Dies ergibt sich daraus, daß bei der Berechnung der invarianten Masse das Target als Zerfallsort des π^0 angenommen wird, der wahre Zerfallsort für Reaktionen außerhalb des Targets meist jedoch näher am Bleiglasdetektor liegt.

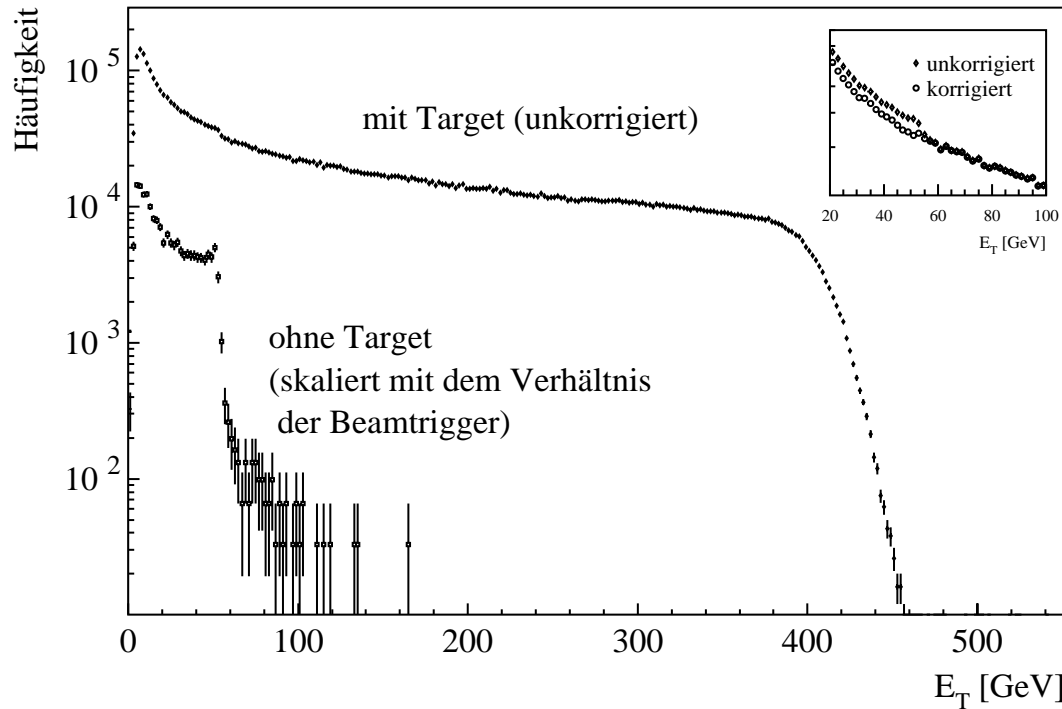


Abbildung 5.14: Häufigkeitsverteilungen der mit und ohne Target gemessenen transversalen Energie. Die Messungen wurden jeweils bei ausgeschaltetem Magneten durchgeführt. Der vergrößerte Ausschnitt des Bereiches $20 < E_T < 100$ GeV zeigt, daß nach Subtraktion der skalierten Verteilung ohne Target kein unphysikalischer Sprung mehr in der E_T -Verteilung zu erkennen ist.

Werden von den Verteilungen der invarianten Massen die entsprechenden, mit dem Faktor r (aus Gleichung (5.26)) skalierten Verteilungen aus Messungen ohne Target subtrahiert, so sollte kein zweiter Peak vorhanden sein. Dies ist jedoch nicht der Fall, wie die Verteilung der invarianten Massen für periphere Pb+Pb-Reaktionen bei eingeschaltetem Magnetfeld in Abb. 5.15 deutlich zeigt. Trotz der Subtraktion des Untergrundes aus Reaktionen ohne Target ist in der Verteilung der invarianten Massen eine deutliche Schulter an der linken Flanke des π^0 -Peaks zu erkennen.

Die über den gesamten Transversalimpulsbereich integrierte Verteilung der invarianten Massen läßt sich durch die Überlagerung zweier Gaußkurven gut beschreiben. Um festzustellen, wie sich der Beitrag des zweiten Peaks bei kleineren invarianten Massen mit dem Transversalimpuls der Photonenpaare verändert, werden an die Verteilung der invarianten Massen eines festen p_T -Intervalls wiederum zwei Gaußkurven angepaßt. Dabei werden jedoch nur die Höhen der Gaußkurven als freie Parameter variiert. Für die Positionen und die Breiten der Gaußkurven werden die Werte der Anpassung an die über

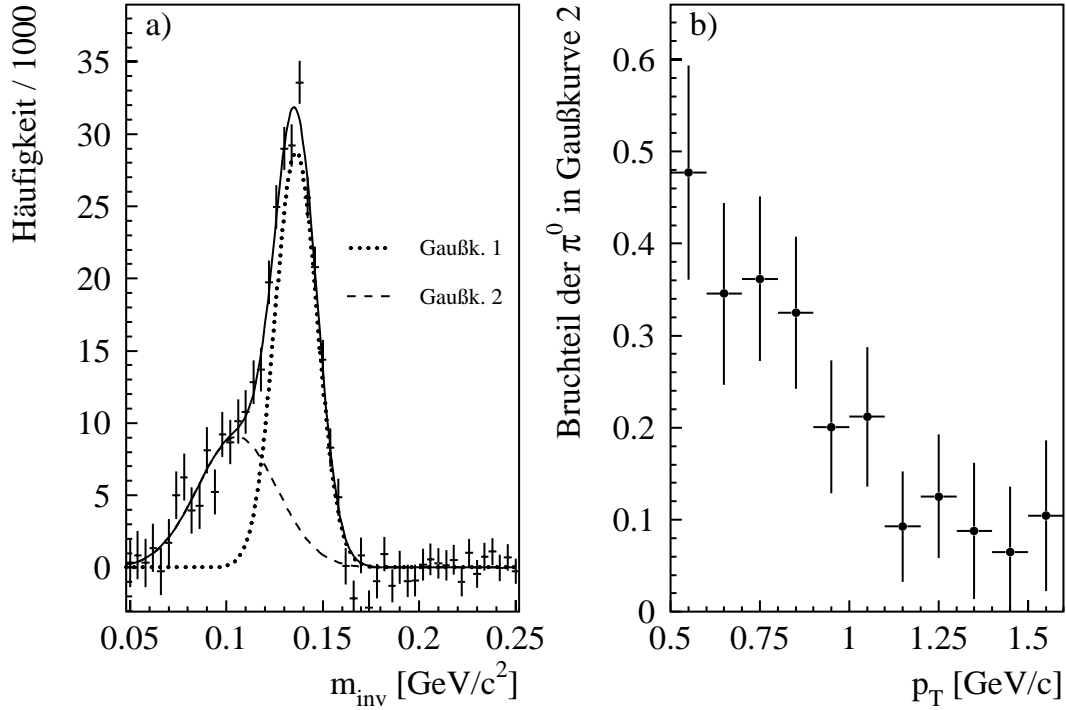


Abbildung 5.15: a) Verteilung der invarianten Massen für die 20 % periphersten Pb+Pb-Reaktionen bei eingeschaltetem Magnetfeld. Der Beitrag von Reaktionen außerhalb des Targets ist mit dem Faktor r aus Gleichung (5.26) skaliert und anschließend subtrahiert worden. Trotzdem ist an der linken Flanke des π^0 -Peaks eine deutliche Schulter zu erkennen. b) Beitrag des zweiten Peaks zur Verteilung der invarianten Massen als Funktion des Transversalimpulses.

p_T integrierte Verteilung verwendet. Wie Abb. 5.15 zeigt, nimmt der Beitrag der zweiten Gaußkurve mit wachsendem Transversalimpuls ab. Ab $p_T \gtrsim 1,25$ läßt sich beim π^0 -Peak keine Schulter mehr bei kleinen invarianten Massen nachweisen.

Der Beitrag des zweiten Peaks bei kleineren invarianten Massen nimmt auch mit ansteigender Zentralität der Pb+Pb-Kollision ab. Für Reaktionen, die zu den 20 % zentralsten Kollisionen gehören, ist praktisch keine Schulter mehr an der Flanke des π^0 -Peaks festzustellen. Die Transversalimpuls- und Zentralitätsabhängigkeit des zweiten Peaks bei invarianten Massen unterhalb der π^0 -Masse ist damit verträglich mit den Eigenschaften, die für Reaktionen außerhalb des Targets zu erwarten wären.

Nimmt man also an, daß die Schulter des π^0 -Peaks in peripheren Reaktionen ausschließlich durch Reaktionen außerhalb des Targets entsteht, so muß zur Korrektur dieses Beitrages der Faktor r in Gleichung (5.26) durch einen neuen Faktor $f \cdot r$ ersetzt werden.

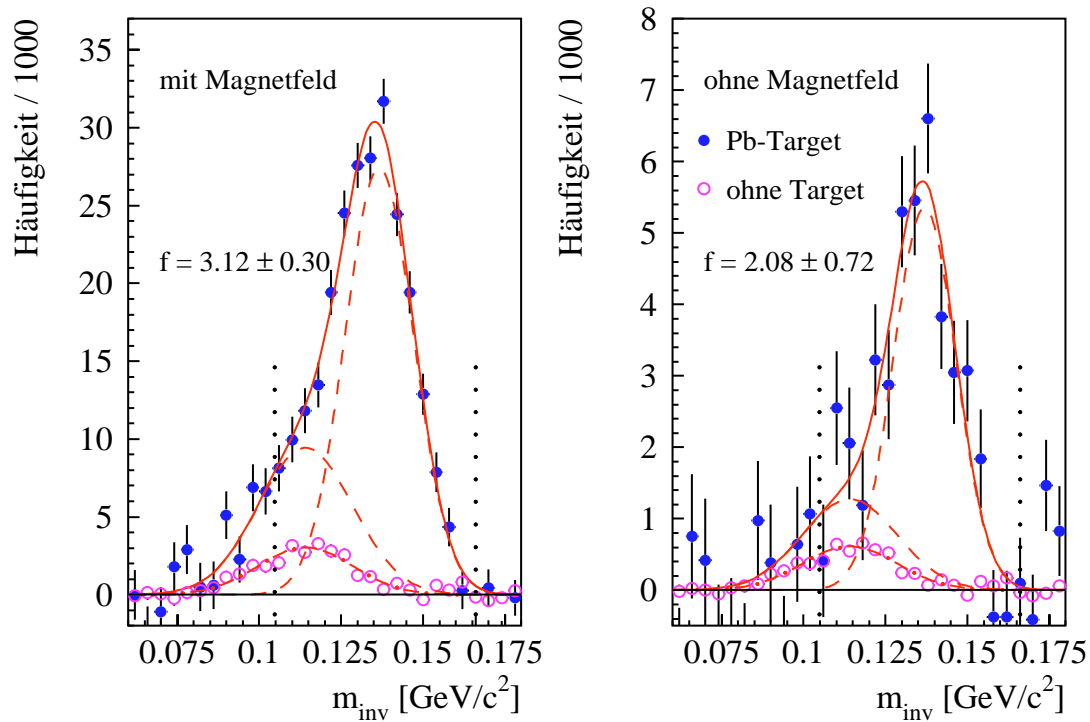


Abbildung 5.16: Bestimmung des zusätzlichen Faktors f (s. Text) über die Skalierung des π^0 -Peaks aus Reaktionen ohne Target. Die hier untersuchte Zentralitätsklasse entspricht bei vorhandenem Target den 20 % periphersten Pb+Pb-Reaktionen. Die angegebenen Fehler für f sind allein die Fitfehler. Systematische Unsicherheiten sind darin nicht enthalten. Die senkrechten gepunkteten Linien deuten den Integrationsbereich an, der bei der Extraktion des π^0 -Signals verwendet wird.

Durch den zusätzlichen Faktor f wird dann der π^0 -Peak aus Messungen ohne Target so weit skaliert, daß die Schulter des π^0 -Peaks bei Reaktionen mit Target beschrieben wird.

Zur Bestimmung des Faktors f wird der π^0 -Peak aus Reaktionen ohne Target zunächst durch eine Gaußkurve beschrieben. Die Höhe dieser Gaußkurve sowie die drei Parameter einer weiteren Gaußkurve zur Beschreibung des „richtigen“ π^0 -Peaks werden dann als Parameter für eine Anpassung an die Verteilung der invarianten Massen für Reaktionen mit Target verwendet (vgl. hierzu [Blu98]). Das Ergebnis dieser Anpassung ist in Abb. 5.16 dargestellt. Als zusätzlicher Skalierungsfaktor ergibt sich bei Messungen mit eingeschaltetem Magnetfeld $f = 3,12 \pm 0,30$. Der Faktor für Pb+Pb-Reaktionen bei ausgeschaltetem Magnetfeld läßt sich aufgrund der geringeren Statistik nur sehr ungenau bestimmen. Berücksichtigt man zusätzlich zum Fehler der Anpassung noch den systematischen Fehler, so ist der Faktor f bei ausgeschaltetem Magnetfeld verträglich mit 1. In dieser Arbeit sind für die p+Pb-Reaktionen ausschließlich Daten aus Messungen mit aus-

geschaltetem Magnetfeld ausgewertet worden. Auch für diese Daten ist der zusätzliche Skalierungsfaktor verträglich mit 1.

Eine obere Grenze für den zusätzlichen Skalierungsfaktor f ergibt sich aus der Verteilung der transversalen Energie E_T . Wird nämlich bei der Subtraktion des Beitrages von Reaktionen außerhalb des Targets ein zusätzlicher Faktor $f \gtrsim 2,0$ verwendet, ergeben sich in der E_T -Verteilung unphysikalische Verzerrungen. Möglicherweise gibt es also neben den Reaktionen außerhalb des Targets noch weitere Effekte, die zu einer Schulter des π^0 -Peaks führen.

Aufgrund des größeren Datensatzes sind die π^0 - und die Photonenspektren dieser Arbeit aus Messungen mit eingeschaltetem Magnetfeld bestimmt worden. Da der Grund für die Schulter des π^0 -Peaks in peripheren Pb+Pb-Reaktionen nicht vollständig geklärt werden kann, wird die Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets auch in diesem Fall mit einem Faktor $f = 1$ durchgeführt. Zur Abschätzung der systematischen Fehler der in π^0 - und Photonanalysen untersuchten Größen wird jeweils auch der Skalierungsfaktor $f = 3,12$ verwendet.

6. Untersuchung globaler Variablen

Die Motivation für das Studium ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen ist vor allem die Suche nach Signalen eines Materiezustandes ohne Einschluß von Quarks in Hadronen, also die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma. Eine entscheidende Voraussetzung hierfür ist ein Verständnis der Reaktionsdynamik einer Schwerionenkollision. Einen wichtigen Beitrag hierzu liefert die Untersuchung der emittierten Energien und der Multiplizitäten produzierter Teilchen. In Abgrenzung zur Spektrometrie identifizierter Reaktionsprodukte werden diese Observablen als globale Variablen bezeichnet. Globale Variablen eignen sich zur Charakterisierung von Schwerionenkollisionen. So lassen sich beispielsweise aus ihnen grundlegende Eigenschaften wie die Zentralität oder die erzeugte Energiedichte ableiten. Darüber hinaus kann mit Hilfe globaler Größen geprüft werden, inwieweit sich eine Schwerionenkollision durch Extrapolation von Nukleon-Nukleon-Stößen verstehen läßt.

6.1 Energie- und Multiplizitätsverteilungen

Die in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen gemessenen Verteilungen der transversalen Energie E_T und der Energie in Vorwärtsrichtung E_F sind in Abb. 6.1 dargestellt. Die Form der Spektren läßt sich aus der Reaktionsgeometrie verstehen: Periphere Stöße, bei denen nur ein kleiner Teil der ursprünglichen longitudinalen Energie in transversale Komponenten umgesetzt wird, sind wahrscheinlicher als zentrale Stöße mit großer Transversalenergieproduktion. Bei der Energie in Vorwärtsrichtung fällt auf, daß ein Wert von 5 – 6 TeV praktisch nicht unterschritten wird. Aus Simulationen mit dem Ereignisgenerator VENUS 4.12 ergibt sich, daß selbst in Kollisionen von Bleikernen mit Stoßparameter null im Mittel noch ca. 13 Projektilnukleonen die Reaktion ohne inelastischen Stoß als Spectator-Nukleonen überstehen [Alb95]. Die Projektilspectators deponieren im Null-Grad-Kalorimeter eine Energie von ca. 2 TeV. Dies zeigt, daß in zentralen Bleireaktionen bis zu 2/3 der Energie in Vorwärtsrichtung von sog. leading particles stammt, d.h. von Teilchen, die nach einer inelastischen Reaktion Rapiditäten im Bereich der Projektilrapidität besitzen. Der Beitrag dieser Teilchen erschwert eine direkte Bestimmung der Anzahl der Reaktionsteilnehmer (Participants) aus der Energie in Vorwärtsrichtung.

Zusammen mit den experimentellen Daten zeigt Abb. 6.1 Ergebnisse einer VENUS-Simulation. Diese Simulation berücksichtigt den Einfluß der Triggerschwelle des Experiments (minimum bias Schwelle) und die Detektorauflösungen des Null-Grad- und des

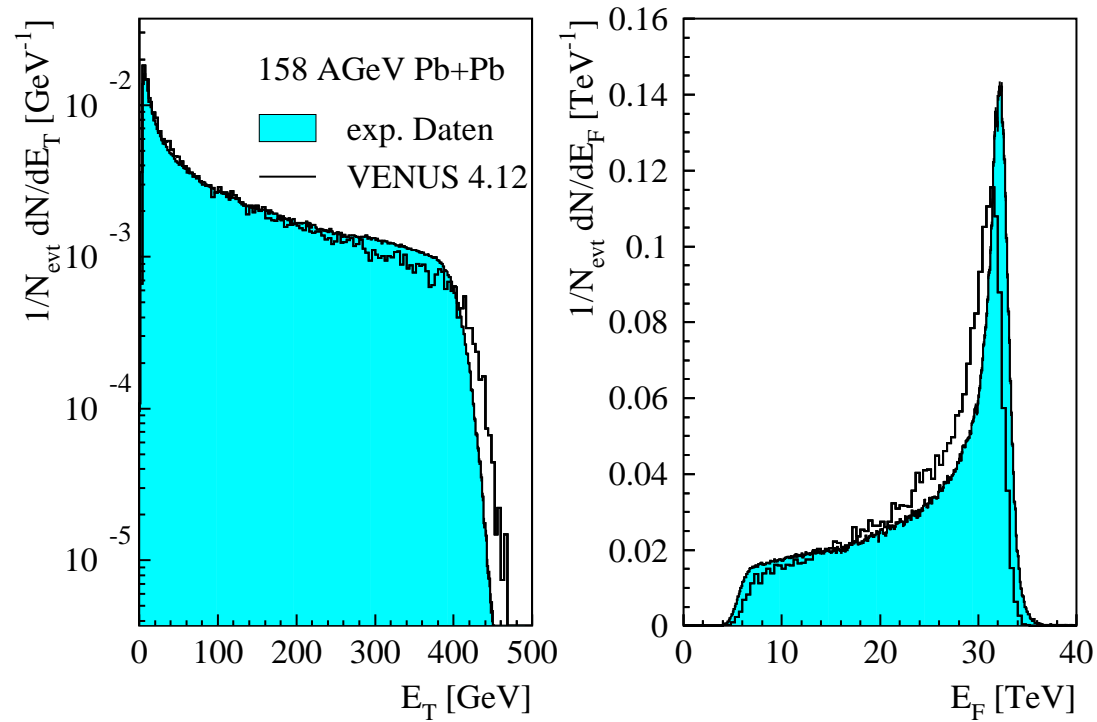


Abbildung 6.1: Gemessene und simulierte Verteilung der transversalen Energie E_T und der Energie in Vorwärtsrichtung E_F in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen. E_T wurde im Bereich $3,5 < \eta < 5,5$ bestimmt.

MIRAC-Kalorimeters [Pob99]. Für die transversale Energie ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Bei der Energie in Vorwärtsrichtung zeigen sich Abweichungen, für die jedoch als wahrscheinlichster Grund Nichtlinearitäten in der Energieantwort des Null-Grad-Kalorimeters angenommen werden können.

Die mit dem SPMD gemessene Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen ist in Abb. 6.2 dargestellt. Die ähnlichen Formen dieser Verteilung und der Transversalenergieverteilung bestätigen das Ergebnis älterer Experimente mit leichteren Kernen, nach dem N_{ch} und E_T ähnliche Informationen über eine Schwerionenkollision liefern [Kam93]. VENUS 4.12 liefert eine gute Beschreibung der experimentellen Multiplizitätsverteilung. Die Übereinstimmungen der gemessenen E_T -, E_F - und N_{ch} -Verteilungen mit den VENUS-Simulationen geben einen Hinweis darauf, daß sich globale Observablen in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen durch die Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Stößen verstehen lassen.

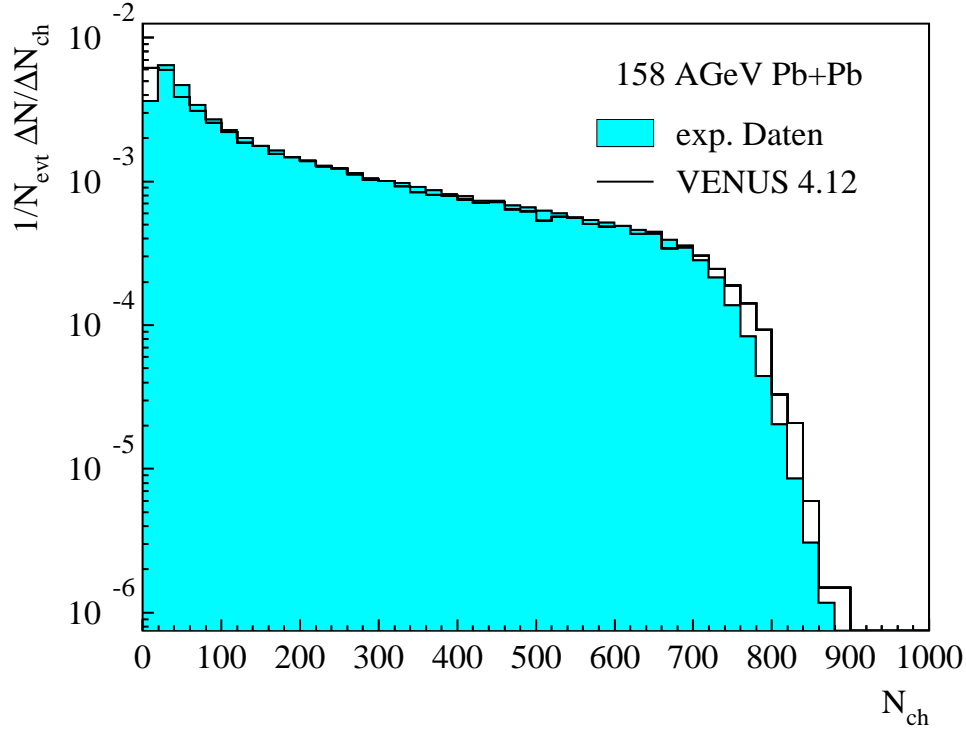


Abbildung 6.2: Mit dem SPMD gemessene und mit VENUS 4.12 simulierte Multiplizitätsverteilung geladener Teilchen in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen.

6.2 Pseudorapiditätsverteilungen

Abb. 6.3 zeigt die Pseudorapiditätsverteilungen der transversalen Energie, der Multiplizität geladener Teilchen und der Photonenmultiplizität in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen für verschiedene Zentralitäten. Die Zentralitätsbestimmung bei der Messung von $dN_{ch}/d\eta$ und $dN_\gamma/d\eta$ erfolgt wegen der besseren Energieauflösung des MIRAC-Kalorimeters im Vergleich zum Null-Grad-Kalorimeter über die transversale Energie. Zur Vermeidung von Autokorrelationen werden die Zentralitätsklassen bei der $dE_T/d\eta$ -Messung über die Energie in Vorwärtsrichtung festgelegt.

Das MIRAC-Kalorimeter deckt den Bereich mittlerer Rapiditäten nicht ab. Die E_T -Pseudorapiditätsdichte bei der Schwerpunktsrapidität $\eta_s = y_{beam}/2 \approx 2,91$ ist hier jedoch für die Abschätzung der erzeugten Energiedichten und für die Untersuchung des Skalierungsverhaltens mit der Systemgröße in Abschnitt 6.3 von Interesse. Da ein symmetrisches Reaktionssystem untersucht wird, können die gemessenen Datenpunkte jedoch an der Schwerpunktsrapidität gespiegelt werden, so daß durch Anpassung einer Gaußkurve $dE_T/d\eta|_{max}$ bestimmt werden kann. Die Wahl einer Gaußfunktion bietet sich an, da durch

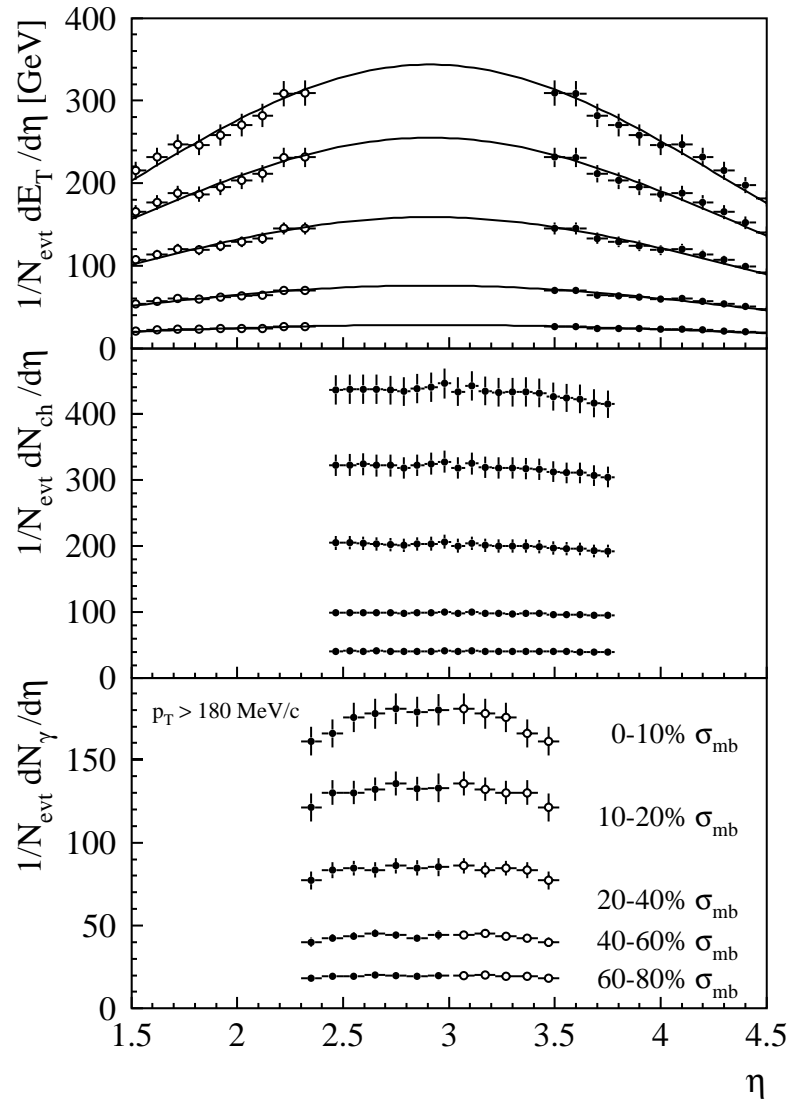


Abbildung 6.3: Pseudorapiditätsverteilungen der transversalen Energie E_T , der Multiplizität geladener Teilchen N_{ch} und der Photonenmultiplizität N_γ in 158 AGeV Pb+Pb-Kollisionen unterschiedlicher Zentralität. Für die Messung der Photonen wird eine untere Transversalimpulsschwelle von 180 MeV/c verwendet. Die Größe σ_{mb} bezeichnet den minimum bias Wirkungsquerschnitt.

diese Funktion die $dE_T/d\eta$ -Verteilungen in Reaktionen leichterer Kerne gut beschrieben werden konnten [Alb91]. Aus der gleichen Vorgehensweise für die $dE_T/d\eta$ -Verteilungen aus einer VENUS-Simulation wird der systematische Fehler für die Bestimmung des Maximalwertes auf ca. 15 % abgeschätzt.

Die Photonenverteilungen in Abb. 6.3 wurden für eine untere Transversalimpulsschwelle von 180 MeV/c und mit Anwendung der Dispersionsschwelle bestimmt. Geladene Teilchen sind damit von vornherein stark unterdrückt. Die Subtraktion des mit dem CPV ermittelten Anteils geladener Teilchen stellt somit eine kleine Korrektur dar.

Bjorken hat für Kern-Kern-Kollisionen bei extrem hohen Energien, bei denen sich Projektil- und Targetkern praktisch durchdringen und eine baryonenfreie Reaktionszone erzeugen, eine Formel für die erzeugte Energiedichte abgeleitet [Bjo83]:

$$\varepsilon_{Bj} = \frac{dE_T/d\eta|_{max}}{\pi R_T^2 \tau_0 c}. \quad (6.1)$$

R_T ist der transversale Radius des Reaktionsvolumens und entspricht dem Radius $R = 1,12 \text{ fm } A^{1/3}$ des kleineren Kerns bei vollständiger Überlappung von Projektil- und Targetkern. Die hadronische Formationszeit τ_0 gibt die minimale Zeit an, nach der bei einer inelastischen hadronischen Reaktion die deponierte Energie in Form von produzierten Teilchen manifest werden kann. Der Wert von τ_0 ist mit einer großen Unsicherheit behaftet, liegt aber vermutlich im Bereich von 0,2 – 1,2 fm/c [Won94]. Hier wird der kanonische Wert $\tau_0 = 1 \text{ fm/c}$ verwendet. Gleichung (6.1) läßt sich so deuten, daß die Energie der Teilchen, die nach Ablauf der Formationszeit τ_0 zwischen den auseinanderstrebenden Kernen im Zylinder mit dem Volumen $\tau_0 c \pi R_T^2$ gebildet werden und die Energiedichte bestimmen, später im Bereich von $\pm 1/2$ Rapiditätseinheiten um die Schwerpunktsrapidität gemessen werden [Bus88].

Für die 1 % zentralsten Pb+Pb-Reaktionen ergibt die Anpassung einer Gaußkurve $dE_T/d\eta|_{max} = 396 \text{ GeV}$. Die NA49-Kollaboration findet zum Vergleich für die 2 % zentralsten Kollisionen einen Wert von 405 GeV [Alb95], der im Rahmen der systematischen Unsicherheiten mit dem Ergebnis des WA98-Experiments übereinstimmt. Die Voraussetzungen für die Anwendung der Bjorken-Formel sind bei SPS-Energien nicht vollständig erfüllt. Die in Tabelle 6.1 aufgeführten Energiedichten für verschiedene Reaktionssysteme können dennoch als plausible Abschätzung angesehen werden. Die Energiedichten in Tabelle 6.1 stellen Mittelwerte über das gesamte Reaktionsvolumen dar. Aufgrund der höheren Nukleonendichte im Innern der Kerne können sich im zentralen Bereich der Reaktionszone um bis zu einen Faktor 1,5 höhere Energiedichten ergeben [Bla96, Sto99]. Die maximale Energiedichte in zentralen Pb+Pb-Reaktionen entspricht somit mehr als dem 25fachen der Grundzustandsenergiedichte von Atomkernen. Die Ergebnisse in Tabelle 6.1 deuten darauf hin, daß in zentralen Schwerionenstößen bei SPS-Energien die aus QCD-Gitterrechnungen bestimmte kritische Energiedichte von ca. 1,5 GeV/fm³ [Lae96] überschritten wird. In zentralen S+S-Kollisionen liegt die Energiedichte im Zentrum der Reaktionszone möglicherweise gerade an der Grenze zum Phasenübergang. Die Wahrscheinlichkeit, daß sich die Reaktionszone als makroskopisches System stark wechselwir-

Reaktion	Energiedichte [GeV/fm ³]
200 AGeV S+S	1,3
200 AGeV S+Au	2,0
158 AGeV Pb+Pb	2,9

Tabelle 6.1: Mit der Bjorken-Formel bestimmte Energiedichten für zentrale Kollisionen verschiedener Kerne. Das Ergebnis für die S+S-Reaktion stammt aus [Alb95], der Wert für S+Au aus [Alb91]. Die Energiedichte für Pb+Pb wurde für die im WA98-Experiment gemessenen 1 % zentralsten Kollisionen berechnet. Die Energiedichten für die einzelnen Reaktionen hängen stark von der Zentralitätsauswahl ab. Bei seltenen, sehr zentralen S+Au-Stößen werden beispielsweise Energiedichten bis zu 2,9 GeV/fm³ gefunden. Der Wert für die S+S-Reaktion ist aus den gemessenen Daten mit einem Faktor 1,1 auf Kollisionen mit Stoßparameter null extrapoliert worden.

kender Teilchen auffassen läßt, bei dem es zu einer Thermalisierung kommt, ist aufgrund des großen Reaktionsvolumens für zentrale Bleikollisionen am höchsten.

Für den Photonennachweis mit dem Bleiglasdetektor folgt aus der Clusterschwelle von 120 MeV eine untere Transversalimpulsschwelle von ca. 30 MeV/c. Bei Bleiglastreflexen mit gemessenen Transversalimpulsen zwischen 30 – 180 MeV/c gibt es einen großen Anteil minimalionisierender Teilchen. Zudem läßt die Schauerdispersion kaum noch eine Unterscheidung von Photonen und Hadronen zu, so daß der mit dem CPV bestimmte Anteil geladener Teilchen zur entscheidenden Korrektur wird.

Die $dN_{\gamma}^{LEDA}/d\eta$ -Verteilungen für eine Transversalimpulsschwelle von 30 MeV/c sollten mit den PMD-Photonenverteilungen übereinstimmen. Die Ergebnisse beider Detektoren sind in Abb. 6.4 für identische Zentralitätsklassen dargestellt.

Die untere Nachweisschwelle für Photonen liegt auch beim PMD bei ca. 30 MeV/c. Mit Hilfe von Simulationen, die auf Photonenverteilungen aus VENUS 4.12 basieren, wird für den PMD eine Photonennachweiswahrscheinlichkeit ermittelt, die die PMD Daten in Pseudorapiditätsverteilungen ohne p_T -Schwelle umwandelt. Dabei ist die Form der VENUS-Photonenspektren bei kleinen Transversalimpulsen entscheidend. Im Vergleich zu VENUS-Ergebnissen zeigen mit dem Bleiglasdetektor bestimmte Photonentransversalimpulsverteilungen deutlich mehr Photonen bei kleinem p_T (s. Abschnitt 7.5). Obwohl diese Unsicherheit bei den Photonen mit kleinem Transversalimpuls im Fehler der PMD-Datenpunkte berücksichtigt wird, ergeben sich im Bleiglasdetektor signifikant höhere Photonenspseudorapiditätsdichten. Der Grund für diese Abweichungen kann hier nicht geklärt werden. Für die bei den experimentellen Daten verwendeten E_T -Intervalle

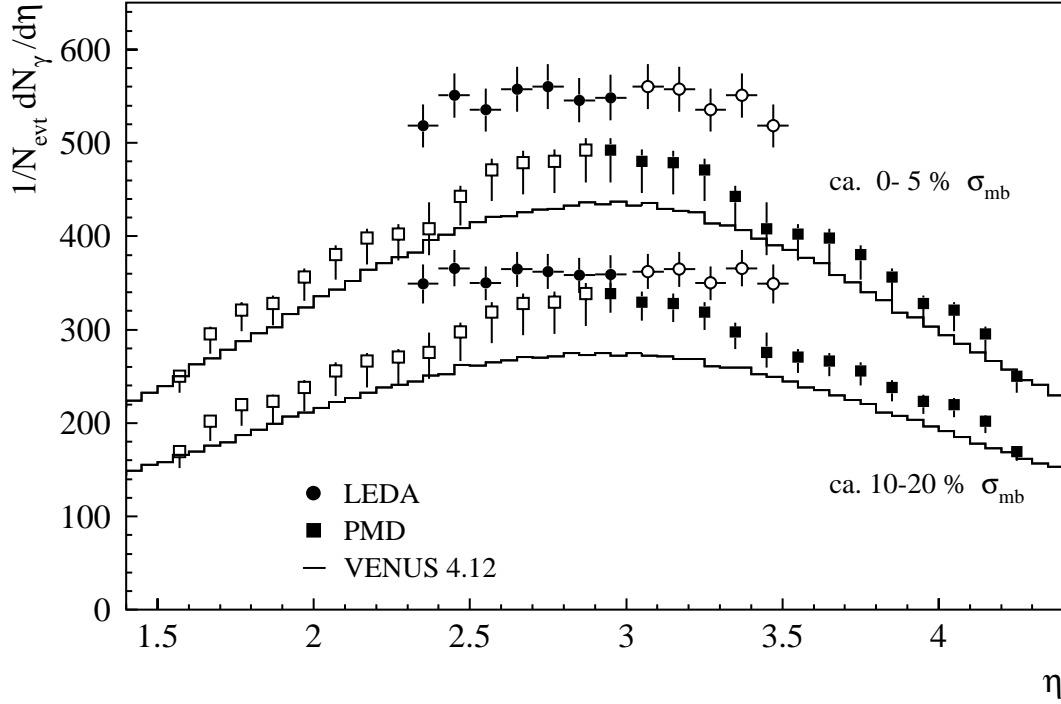


Abbildung 6.4: Pseudorapiditätsverteilung von Photonen in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen. Bei der Photonenmessung mit dem Bleiglasdetektor LEDA und in der VENUS-Simulation wird eine untere Transversalimpulsschwelle von 30 MeV/c verwendet. Die PMD-Datenpunkte stellen Ergebnisse für die zu $p_T = 0$ extrapolierte Photonenmultiplizität dar [Agg99b]. Trotzdem liegen die LEDA-Datenpunkte für identische Zentralitätsklassen deutlich oberhalb der PMD-Verteilung.

sind in Abb. 6.4 die VENUS 4.12 $dN_\gamma/d\eta$ -Verteilungen dargestellt. Sowohl die LEDA- als auch die PMD-Datenpunkte liegen über den VENUS-Ergebnissen.

Die E_T -, N_{ch} - und N_γ -Pseudorapiditätsverteilungen in 158 GeV p+Pb-Reaktionen sind in Abb. 6.5 dargestellt. Auffällig ist die deutliche Abweichung der Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen von der Photonenverteilung bei einer p_T -Schwelle von 30 MeV/c. Die Multiplizitäten produzierter geladener Pionen und Photonen sollten ähnlich sein. Das Ergebnis in Abb. 6.5 deutet somit darauf hin, daß im Bereich $\eta \lesssim 3$ Targetfragmente einen großen Beitrag zur Multiplizität geladener Teilchen liefern¹. Dies wird unterstützt durch einen Vergleich der mit einem Čerenkovdetektor gemessenen Pseudorapiditätsverteilung schneller geladener Teilchen ($v > 85\%$ der Lichtgeschwindigkeit) in

¹Bei den geringen Energien der Targetfragmente macht sich der Unterschied zwischen der Rapidität und der Pseudorapidität bemerkbar. Obwohl die Rapiditäten der Targetfragmente im Laborsystem nahe bei $y = 0$ liegen, können die Pseudorapiditäten größere Werte annehmen.

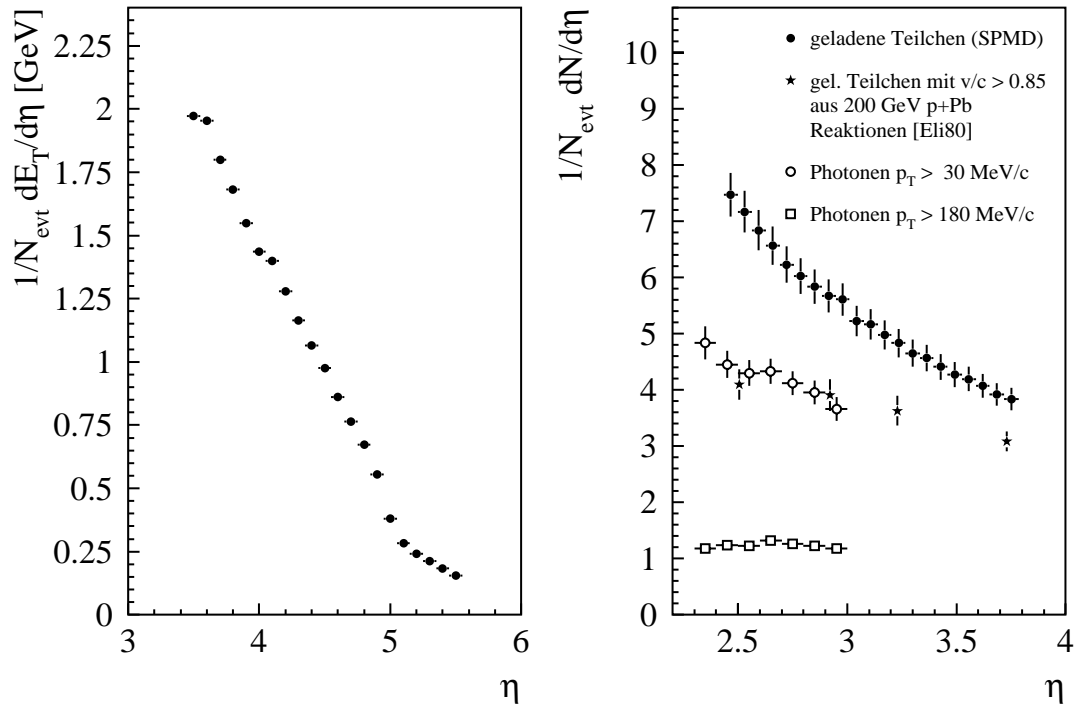


Abbildung 6.5: Pseudorapiditätsverteilungen der transversalen Energie E_T (links), der Multiplizität geladener Teilchen N_{ch} und der Photonenmultiplizität N_γ (rechts) in 158 GeV p+Pb-Reaktionen. Die Verteilungen wurden unter minimum bias Triggerbedingung gemessen. Zum Vergleich ist auch die Pseudorapiditätsverteilung schneller geladener Teilchen ($v/c > 0,85$) aus 200 GeV p+Pb-Reaktionen dargestellt [Eli80].

200 GeV p+Pb-Reaktionen [Eli80] (s. auch Abb. 6.14 auf Seite 109). Produzierte Pionen und Kaonen liegen mit hoher Wahrscheinlichkeit oberhalb der Geschwindigkeitsschwelle, langsame Targetfragmente dagegen werden unterdrückt. Die so bestimmte Verteilung schneller geladener Teilchen zeigt einen Maximalwert von $dN_{ch}/d\eta|_{max} \approx 4,5$ bei einer Pseudorapidität von $\eta \approx 2$.

6.3 Skalierungsverhalten globaler Variablen

6.3.1 Bestimmung von N_{part} und N_{coll}

Die Pb+Pb-Reaktionen werden für die Untersuchung des $dE_T/d\eta|_{max}$ - und $dN_{ch}/d\eta|_{max}$ -Skalierungsverhaltens über die Energie in Vorwärtsrichtung bzw. die transversale Energie in 21 Zentralitätsklassen eingeteilt. Diese Klassen entsprechen jeweils 5 % des WA98 minimum bias Wirkungsquerschnitts, wobei die Klasse der 5 % zentralsten Ereignisse

noch einmal unterteilt wird, um die 1 % zentralsten Kollisionen zu untersuchen. Für die Photonenanalyse werden die Reaktionen in acht Zentralitätsklassen eingeteilt, da für die Bestimmung der Photonenrekonstruktionseffizienz und die Korrektur des Anteils geladener Teilchen eine hohe Ereignisstatistik notwendig ist.

Die Anzahl der an einer Reaktion teilnehmenden Nukleonen (N_{part}) und die Anzahl der inelastischen Nukleon-Nukleon-Stöße (N_{coll}) kann mit Hilfe einer sog. Glauber-Rechnung aus der gemessenen Transversalenergie oder der Energie in Vorwärtsrichtung ermittelt werden (s. z.B. [Alb91]). Mit diesem Ansatz ist es jedoch schwierig, die experimentellen Gegebenheiten wie die Triggerschwelle und die begrenzten Detektoraufösungen zu berücksichtigen. Diese Einflüsse dürfen jedoch speziell für periphere Schwerionenreaktionen nicht vernachlässigt werden. Deshalb wird hier auf VENUS 4.12-Simulationen zurückgegriffen. Die mit VENUS bestimmten E_T - und E_F -Werte werden dabei mit den Auflösungen des MIRAC- und des Null-Grad-Kalorimeters verschmiert. Die Triggerschwelle des WA98-Experiments wird über eine E_T -Schwelle von 4,5 GeV simuliert.

Die Nukleonendichte der Kerne in VENUS wird über eine Woods-Saxon-Verteilung

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{a}\right)} \quad (6.2)$$

mit

$$a = 0,54, \quad r_0 = 1,19 A^{1/3} - 1,61 A^{-1/3} \quad (6.3)$$

parametrisiert [Wer90]. Dabei wird ein harter Kern des Nukleons mit einem Radius von $r_c = 0,4$ fm angenommen, der nicht mit anderen Nukleonenkernen überlappen darf.

Wie Abb. 6.1 zeigt, beschreibt VENUS die experimentellen E_T - und E_F -Verteilungen recht gut. Um die leichten Abweichungen zu berücksichtigen, werden für die simulierten Verteilungen neue E_T - bzw. E_F -Intervalle bestimmt, die den Bruchteilen des minimum bias Wirkungsquerschnitts der experimentellen Zentralitätsklassen entsprechen.

Um zu überprüfen, ob die im nächsten Abschnitt ermittelten Ergebnisse für das Skalierungsverhalten globaler Variablen von Details der VENUS-Simulation abhängen, wurden die Werte für N_{part} und N_{coll} zusätzlich mit Hilfe einer Glauber-Rechnung bestimmt. Diese Rechnung wurde in Form einer Monte-Carlo-Simulation von T. Peitzmann durchgeführt. Für die Dichteverteilung des ^{208}Pb -Kerns wird dabei folgende Parametrisierung verwendet:

$$\rho_{Pb}(r) = \rho_0 \cdot \frac{1 + c \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{a}\right)} \quad (6.4)$$

mit

$$c = 0,32, \quad a = 0,54, \quad r_0 = 6,4. \quad (6.5)$$

Diese Parametrisierung ergibt sich aus der Streuung von Elektronen an Bleikernen sowie aus Spektren myonischer Bleiatome [Col67]. Auch in dieser Simulation werden die Nukleonen als harte Kugeln betrachtet, die sich nicht durchdringen können. Für den inelastischen Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt wird $\sigma_{nn} = 33$ mb verwendet. Sehr viel größere Werte für σ_{nn} lassen sich nicht mehr mit experimentell bestimmten Werten vereinbaren. Zur Überprüfung des Skalierungsverhaltens wird damit praktisch der Extremfall hoher N_{part} - und N_{coll} -Werte betrachtet.

Um die experimentellen Fluktuationen zu berücksichtigen, wird die in der VENUS-Simulation für eine vorgegebene Zentralitätsklasse ermittelte Streuung $d\sigma/db$ der Stoßparameter in die Glauber-Rechnung integriert. Die Ergebnisse beider Rechnungen sind im Anhang C zusammengefaßt.

Im folgenden Abschnitt wird das Skalierungsverhalten der Teilchenproduktion in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen mit Hilfe des Potenzgesetzes (6.6) untersucht. Zur Abschätzung der systematischen Fehler der ermittelten Skalierungsexponenten werden die N_{part} - und N_{coll} -Werte aus beiden Simulationen verwendet. Zusätzlich werden die jeweiligen Korrekturen (z.B. Skalierung des Beitrages von Reaktionen außerhalb des Targets, δ -Elektronen-Korrektur im Fall der Messung geladener Teilchen) im Rahmen ihrer Unsicherheiten variiert. Als systematische Unsicherheit der Skalierungsexponenten ergibt sich dabei ein Wert von 0,02. Im weiteren werden die N_{part} - und N_{coll} -Werte der VENUS-Simulation verwendet, da in diesem Fall die experimentellen Fluktuationen korrekt behandelt werden.

6.3.2 Parametrisierung der Pseudorapiditätsdichte

Wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, nehmen die Multiplizität geladener Teilchen und die transversale Energie in Proton-Kern-Stößen und in Reaktionen leichter Kerne linear mit der Anzahl der Reaktionsteilnehmer zu. Abb. 6.6 zeigt nun die maximale E_T -, N_{ch} - und N_γ -Pseudorapiditätsdichte als Funktion von N_{part} und N_{coll} in 158 AGeV Pb+Pb-Kollisionen.

Um eine Parametrisierung der Form

$$\left. \frac{dX}{d\eta} \right|_{max} \sim N_{part}^\alpha, N_{coll}^\alpha, \quad X = E_T, N_{ch}, N_\gamma \quad (6.6)$$

zu überprüfen, wurde eine doppelt-logarithmische Darstellung gewählt. Für die geladenen Teilchen und die Photonen gibt diese Parametrisierung eine gute Beschreibung. Bei der transversalen Energie sind im peripheren Bereich Abweichungen zu erkennen, die vermutlich wiederum auf Nichtlinearitäten des Null-Grad-Kalorimeters zurückgeführt werden können.

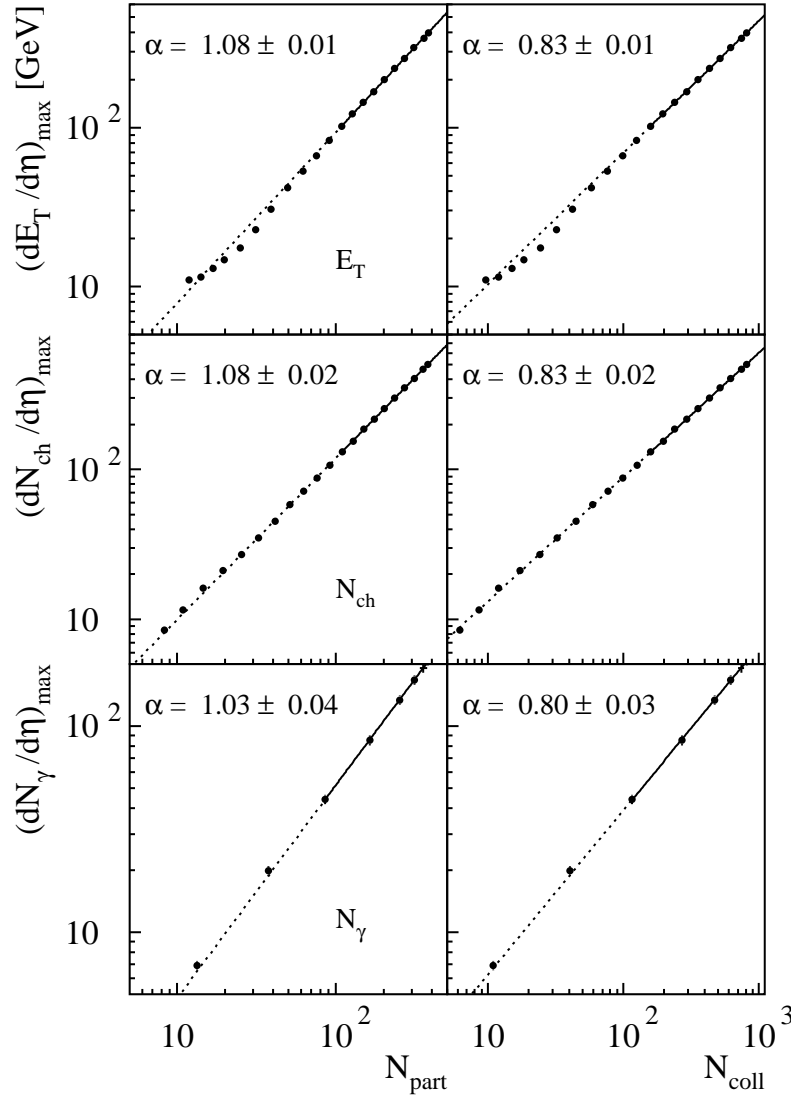


Abbildung 6.6: E_T -, N_{ch} - und N_γ -Pseudorapiditätsdichten bei der Schwerpunktsrapidität $\eta_s \approx 2,91$ als Funktion von N_{part} und N_{coll} . Die angegebenen Skalierungsexponenten α ergeben sich aus einer Anpassung der Funktion (6.6) im Bereich der durchgezogenen Linie.

In Abb. 6.6 sind Anpassungen der Parametrisierung (6.6) an die Datenpunkte dargestellt, die jeweils im Bereich der durchgezogenen Linie vorgenommen wurden. Der Anpassungsbereich für die $dE_T/d\eta|_{max}$ -Datenpunkte wurde so gewählt, daß die vermutlich unphysikalischen Abweichungen im peripheren Bereich keinen Einfluß auf das Ergebnis haben. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurden bei den anderen Meßgrößen entsprechende Bereiche gewählt. Die extrahierten Skalierungsexponenten zeigen einen

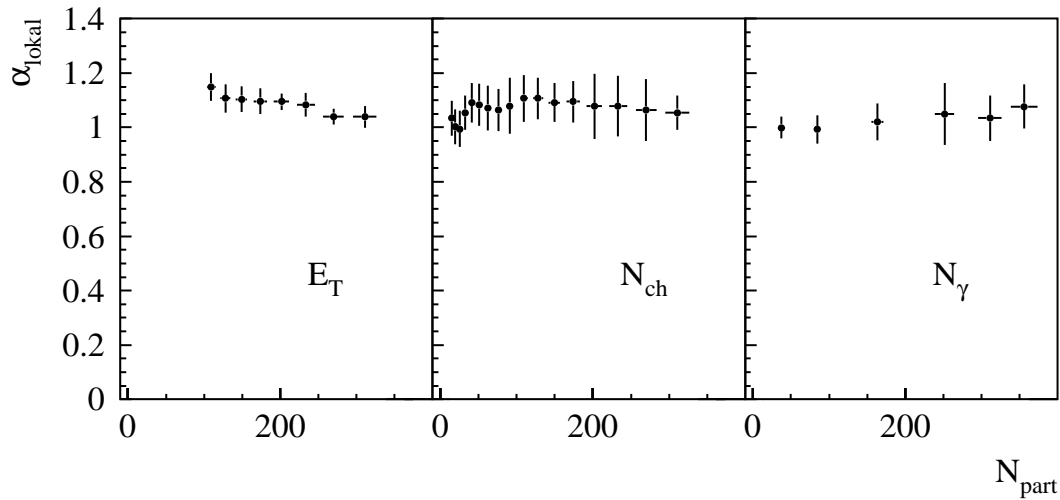


Abbildung 6.7: Lokale Skalierungsexponenten als Funktion von N_{part} .

stärker als linearen Anstieg der maximalen E_T - und N_{ch} -Pseudorapiditätsdichten. Der Skalierungsexponent für die Photonenrapiditätsdichte ist im Rahmen der Fehler mit den Exponenten für E_T und N_{ch} verträglich. Wie sich in Abschnitt 7.3 zeigen wird, hängt die Photonenskalierung stark vom untersuchten Transversalimpulsintervall ab.

Eine genauere Überprüfung der Beschreibung der Datenpunkte durch die Parametrisierung (6.6) ist über die Berechnung der lokalen Skalierungsexponenten möglich. Die Funktion (6.6) wird dazu an jeweils fünf E_T - und N_{ch} - bzw. drei N_γ -Datenpunkte angepaßt. Die näherungsweise konstanten lokalen Skalierungsexponenten, die in Abb. 6.7 als Funktion der Anzahl der Reaktionsteilnehmer aufgetragen sind, bestätigen, daß die Parametrisierung (6.6) eine sinnvolle Beschreibung der Datenpunkte erlaubt. Für das Skalierungsverhalten mit der Anzahl der Nukleon-Nukleon-Kollisionen ergibt sich ein ähnliches Ergebnis.

Zum Vergleich mit dem hier festgestellten Skalierungsverhalten für die maximalen E_T -, N_{ch} - und N_γ -Pseudorapiditätsdichten sind für die Skalierung mit der Anzahl der Reaktionsteilnehmer die entsprechenden VENUS 4.12-Ergebnisse aus [Pob99] in Abb. 6.8 dargestellt. Zur Ermittlung der Skalierungsexponenten wird die Parametrisierung (6.6) wie für die experimentellen Daten im Bereich oberhalb von ca. 100 Reaktionsteilnehmern angepaßt. Die mit VENUS bestimmten Skalierungsexponenten sind größer als die entsprechenden experimentellen Werte. Auffällig ist der leichte Anstieg der lokalen Skalierungsexponenten, der bei den gemessenen Daten nicht festgestellt wird.

Sehr periphere Kollisionen von Atomkernen sollten Proton-Proton-Reaktionen sehr ähnlich sein. Für die Systematik der Pseudorapiditätsdichte geladener Teilchen bestätigt sich dies in Abb. 6.9: Der Datenpunkt für 200 GeV p+p-Reaktionen aus [DeM82] liegt

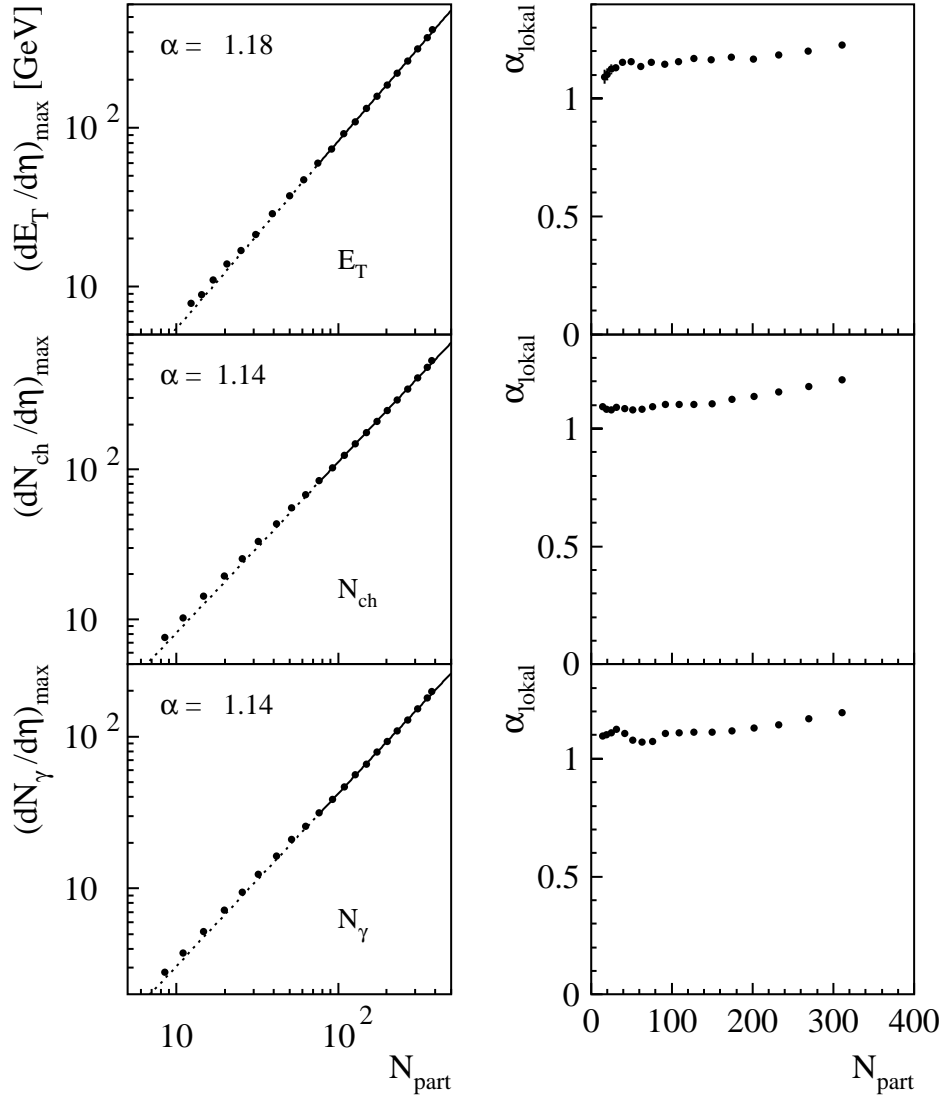


Abbildung 6.8: VENUS 4.12-Simulation des Skalierungsverhalten der E_T -, N_{ch} - und N_γ -Pseudorapiditätsdichten bei der Schwerpunktsrapidität $\eta_s \approx 2,91$ mit N_{part} in 158 AGeV Pb+Pb Reaktionen [Pob99]. Rechts sind die zugehörigen lokalen Skalierungsexponenten dargestellt.

recht genau auf der Parametrisierung für die Pb+Pb-Reaktion. Die Parametrisierung (6.6) wurde hier an alle Bleidatenpunkte angepaßt. Dabei ergibt sich gegenüber dem Anpassungsbereich oberhalb von ca. 100 Reaktionsteilnehmern ein geringfügig kleinerer Skalierungsexponent von $\alpha = 1,07$.

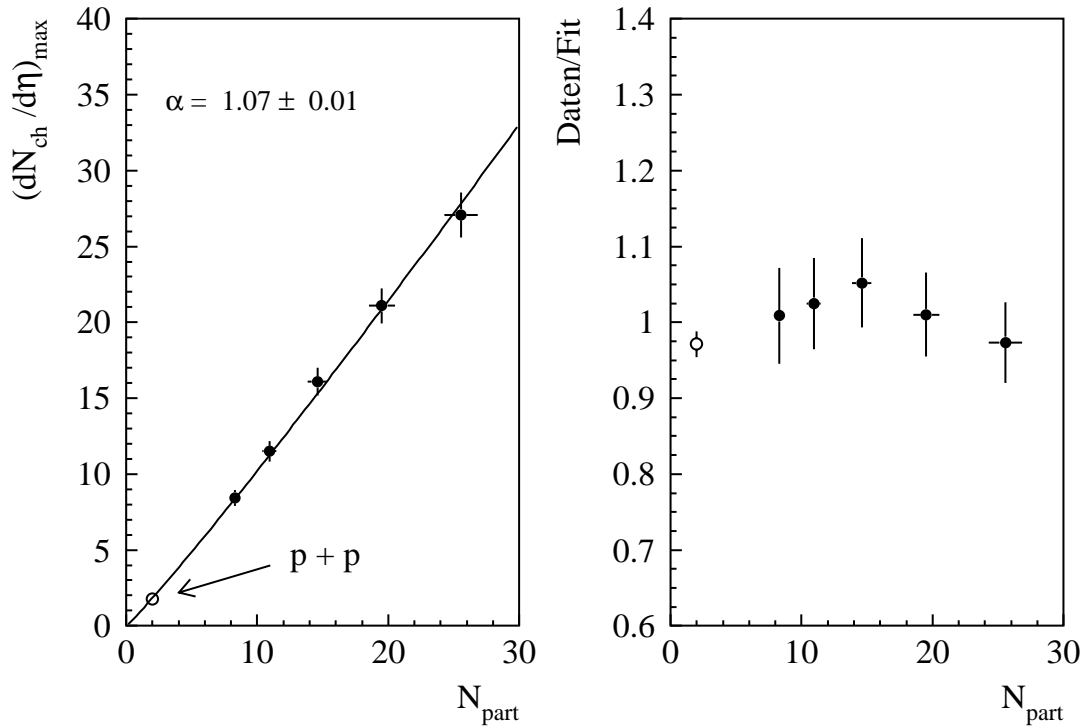


Abbildung 6.9: Vergleich der Pseudorapiditätsdichte geladener Teilchen in 200 GeV p+p-Kollisionen mit der Parametrisierung (6.6) für Pb+Pb-Reaktionen. Es zeigt sich ein kontinuierlicher Übergang von p+p- zu peripheren Pb+Pb-Kollisionen.

6.3.3 Zentralitätsabhängige Verhältnisse globaler Variablen

Mit den E_T - und N_{ch} -Pseudorapiditätsdichten läßt sich die transversale Energie pro geladenem Teilchen berechnen. Diese Größe stellt ein Maß für den über alle Teilchensorten gemittelten Transversalimpuls pro Teilchen dar. Der linke Teil von Abb. 6.10 zeigt E_T/N_{ch} bei der Schwerpunktsrapidität als Funktion der Anzahl der Reaktionsteilnehmer. Der Fehler dieses Verhältnisses ergibt sich vor allem aus der Unsicherheit bei der Bestimmung von $dE_T/d\eta|_{max}$ über die Anpassung der Gaußkurve. Da hiervon die absolute Höhe aller Datenpunkte, nicht aber deren Lage zueinander betroffen ist, wird dieser Fehler durch ein entsprechendes Band in Abb. 6.10 angedeutet. Für die Bestimmung der Datenpunkte wurde hier auch für die Messung der geladenen Teilchen die Zentralitätsauswahl mit dem Null-Grad-Kalorimeter vorgenommen. Die N_{part} -Achse in Abb. 6.10 besitzt deshalb im peripheren Bereich eine größere systematische Unsicherheit als bei der Zentralitätsbestimmung mit dem MIRAC-Kalorimeter. Die E_T/N_{ch} -Werte werden jedoch wiederum nicht beeinflusst.

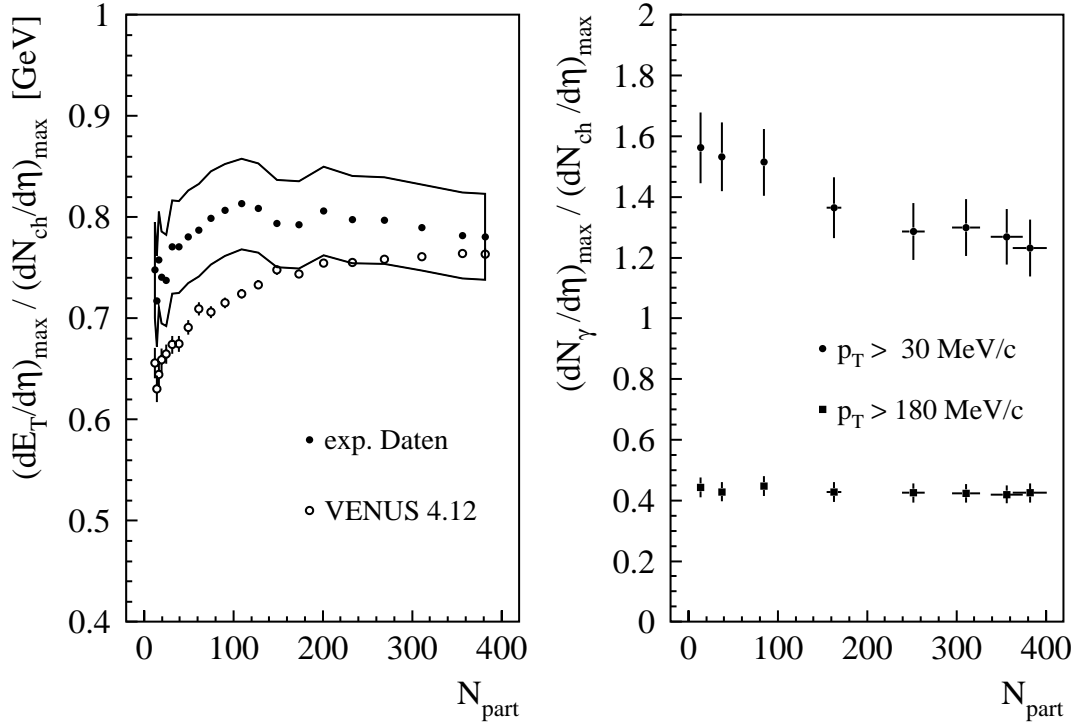


Abbildung 6.10: Transversale Energie und Photonenmultiplizität pro geladenem Teilchen. Die Photonenmultiplizität wurde für zwei verschiedene Transversalimpulsschwellen bestimmt.

Ein ähnlicher Verlauf, wie der hier für E_T/N_{ch} als Funktion der Zentralität beobachtet, ist im WA98-Experiment für den mittleren Transversalimpuls neutraler Pionen mit Transversalimpulsen oberhalb von 400 MeV/c festgestellt worden [Agg99a]. Der mittlere Transversalimpuls der produzierten Teilchen kann mit der Temperatur des Reaktionssystems zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens in Verbindung gebracht werden. Die Ergebnisse für E_T/N_{ch} und $\langle p_T \rangle_{\pi^0}$ sind daher verträglich mit der Vorstellung, daß in Pb+Pb-Reaktionen mit mehr als 50 – 100 Reaktionsteilnehmern vor dem Ausfrieren der produzierten Teilchen ein thermalisiertes Hadronengas vorliegt. Allerdings zeigt auch VENUS 4.12 eine Sättigung von E_T/N_{ch} bzw. $\langle p_T \rangle_{\pi^0}$. Wie Abb. 6.10 zeigt, wird die absolute Höhe des E_T/N_{ch} -Verhältnisses und die genaue Form im peripheren Bereich jedoch nicht exakt wiedergegeben. Das näherungsweise vorhandene Sättigungsverhalten der Simulationsergebnisse ergibt sich aus der in VENUS 4.12 eingebauten Wechselwirkung der produzierten Teilchen untereinander, dem sog. Rescattering. Die zumindest ähnliche Form der experimentellen Daten und der VENUS-Ergebnisse deutet darauf hin, daß diese Wechselwirkungen der Teilchen untereinander einer Thermalisierung nahe kommen.

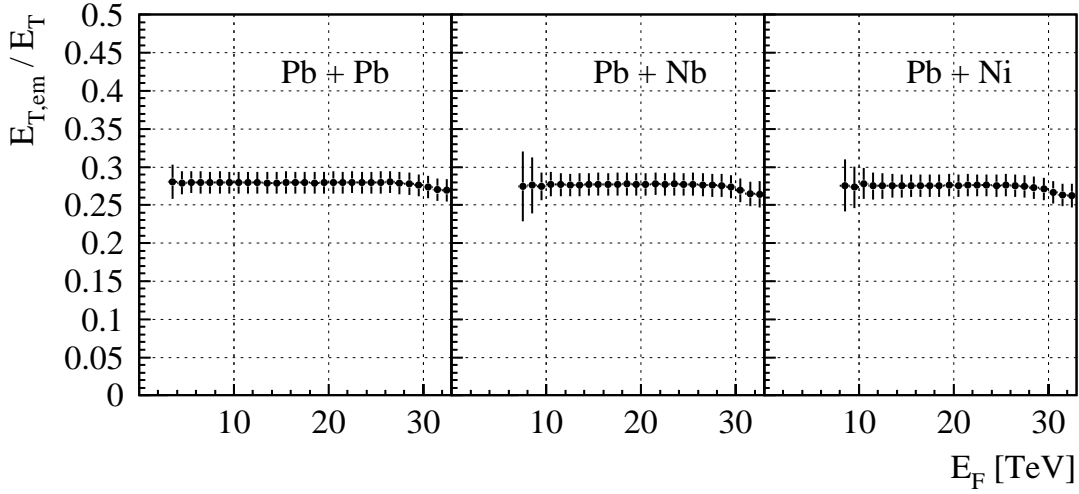


Abbildung 6.11: Verhältnis des elektromagnetischen Anteils der transversalen Energie zur gesamten transversalen Energie für verschiedene Reaktionssysteme als Funktion der Energie in Vorwärtsrichtung.

Die Transversalenergie pro geladenem Teilchen ist schon im WA80-Experiment in 200 AGeV $^{32}\text{S}+\text{Al,Au}$ -Reaktionen untersucht worden [Alb92]. Der maximale Wert wurde dabei mit $E_T/N_{ch} \approx 0,68$ GeV in S+Al-Reaktionen gefunden, wobei der systematische Fehler zu 10 % abgeschätzt wurde. In 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen ergeben sich somit leicht höhere Werte für E_T/N_{ch} als in Reaktionen leichterer Kerne.

Im rechten Teil von Abb. 6.10 ist das N_γ/N_{ch} -Verhältnis bei der Schwerpunktsrapidität für zwei verschiedene Photonentransversalimpulsschwellen aufgetragen. Das konstante N_γ/N_{ch} -Verhältnis für die Schwelle von 180 MeV/c zeigt, daß in diesem Bereich ein eventueller Beitrag direkter Photonen zur gesamten Photonenzahl nicht sehr stark mit der Zentralität der Pb+Pb-Reaktionen ansteigen kann. Der Absolutwert des N_γ/N_{ch} -Verhältnisses von 1,4 bei Photonen mit Transversalimpulsen oberhalb von 30 MeV/c sowie der zusätzliche Anstieg im peripheren Bereich sind überraschend. Falls es sich hierbei nicht um einen unverstandenen Detektoreffekt handelt, wäre dies ein bemerkenswertes Ergebnis, für das eine physikalische Erklärung nicht auf der Hand liegt.

Eine gewisse Vergleichsmöglichkeit für die Photonenzahl pro geladenem Teilchen stellt das mit dem MIRAC-Kalorimeter gemessene Verhältnis $E_{T,em}/E_T$ des elektromagnetischen Anteils zur gesamten Transversalenergie dar. Abb. 6.11 zeigt dieses Verhältnis als Funktion der Energie in Vorwärtsrichtung für drei verschiedene Reaktionssysteme. Ein Anstieg des elektromagnetischen Anteils mit abnehmender Zentralität ist nicht festzustellen.

6.4 Zentralitätsabhängigkeit von $dN_{ch}/d\eta|_{max}^{PbPb}$ und nukleares Abbremsvermögen

In der Vorstellung des Glauber-Modells [Gla70] besteht eine Schwerionenreaktion aus einer Abfolge von Nukleon-Nukleon (NN)-Stößen. In einem solchen Modell kann die Multiplizität produzierter geladener Teilchen einer Kern-Kern-Reaktion als Summe der in den einzelnen NN-Stößen erzeugten geladenen Teilchen gedacht werden. Dabei liegt es nahe anzunehmen, daß spätere NN-Stöße einen kleineren Beitrag zur Gesamtmultiplizität liefern, da die Nukleonen durch vorherige Stöße abgebremst wurden.

In diesem Abschnitt wird der Versuch unternommen, die Pseudorapiditätsdichte geladener Teilchen in Pb+Pb-Kollisionen verschiedener Zentralität auf der Basis der Pseudorapiditätsdichte in p+p-Reaktionen und der Anzahl der binären NN-Stöße zu beschreiben:

$$\left. \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right|_{max}^{AA} = N_{coll} \cdot f\left(\frac{N_{coll}}{N_{part}}\right) \cdot \left. \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right|_{max}^{pp}. \quad (6.7)$$

Der Energieverlust der Projektilparticipants beim Durchqueren des Targetkerns wird durch eine Funktion $f(N_{coll}/N_{part})$ berücksichtigt. Die Größe N_{coll}/N_{part} dient dabei als Maß für die mittlere Weglänge, die die Projektilparticipants im Targetkern zurücklegen.

Zur Parametrisierung von $dN_{ch}/d\eta|_{max}^{PbPb}$ wird folgender Ansatz für die Funktion f gewählt:

$$f\left(\frac{N_{coll}}{N_{part}}\right) = \frac{1}{1 + a \left(\frac{N_{coll}}{N_{part}} - 0,5\right)}. \quad (6.8)$$

Wie in [Won94] wird damit angenommen, daß die Abweichung der Pseudorapiditätsdichte in A+A-Reaktionen vom N_{coll} -fachen des Wertes in p+p-Reaktionen linear mit der Weglänge der Projektilparticipants im Targetkern ansteigt. Die Subtraktion von 0,5 von N_{coll}/N_{part} stellt sicher, daß Gleichung (6.7) für den Fall von p+p-Reaktionen ($N_{part} = 2$, $N_{coll} = 1$) korrekt bleibt.

In Abb. 6.12 ist nun das Verhältnis von $dN_{ch}/d\eta|_{max}^{PbPb}$ und $N_{coll} \cdot dN_{ch}/d\eta|_{max}^{pp}$ als Funktion von N_{coll}/N_{part} dargestellt. Die mit ansteigendem N_{coll}/N_{part} zunehmende Abweichung der Datenpunkte von 1 zeigt den Energieverlust der Projektilparticipants auf ihrem Weg durch den Targetkern. Eine Anpassung der Funktion (6.8) ergibt für den Parameter a den Wert $1,19 \pm 0,04$. Die gute Übereinstimmung mit den Datenpunkten zeigt, daß die Funktion (6.8) eine sinnvolle Beschreibung des Energieverlustes der Projektilparticipants erlaubt.

Das Bild der Mehrfachkollisionen von Nukleonen in einer Schwerionenreaktion mit zusätzlicher Berücksichtigung des Energieverlustes liefert zumindest für die Pseudorapiditätsdichte geladener Teilchen eine vernünftige Beschreibung. Die Stärke des Ener-

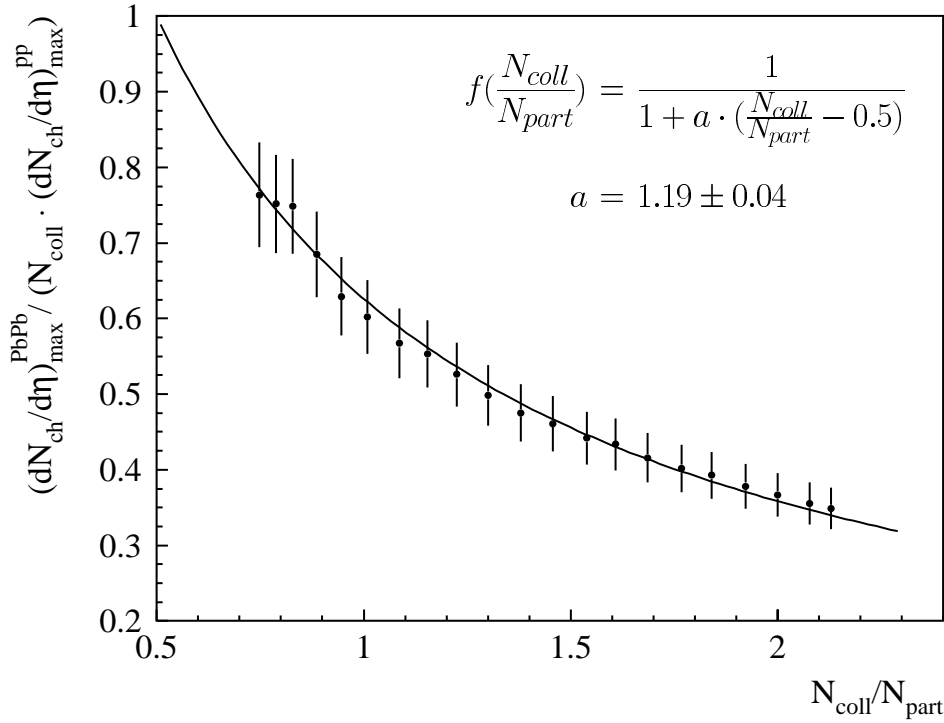


Abbildung 6.12: Pseudorapiditätsdichte geladener Teilchen in Pb+Pb-Reaktionen normiert auf das N_{coll} -fache der Pseudorapiditätsdichte in p+p-Kollisionen als Funktion von N_{coll}/N_{part} . N_{coll}/N_{part} dient dabei als Maß für die mittlere Weglänge, die die Projektteilparticipants im Targetkern zurücklegen.

gieverlustes der Nukleonen wird in der Funktion (6.8) durch den Parameter a bestimmt, dessen mikroskopische Bedeutung jedoch nicht ohne weiteres ersichtlich ist. Im nächsten Abschnitt wird basierend auf der Vorstellung der Mehrfachkollisionen von Nukleonen ein einfaches Modell vorgestellt, in dem der Energieverlust pro Nukleon-Nukleon-Stoß über eine konstante Rapiditätsänderung Δy beschrieben wird.

6.5 Ein einfaches Superpositionsmodell

Im Rahmen eines Modells, das eine Schwerionenreaktion als Abfolge von Nukleon-Nukleon-Stößen beschreibt, soll hier untersucht werden, ob sich die Multiplizitäten in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen auf der Basis von p+p-Daten verstehen lassen. Dabei soll durch den Vergleich mit den gemessenen Pb+Pb-Multiplizitäten der Energieverlust der Nukleonen in einer NN-Reaktion quantifiziert werden. Unter der Annahme, daß das gefundene Abbremsverhalten der Nukleonen auch bei höheren Energien gültig bleibt,

können Vorhersagen für Teilchenmultiplizitäten in zukünftigen Schwerionenexperimenten am RHIC und am LHC gemacht werden.

6.5.1 Vorüberlegungen

Der überwiegende Anteil der in hadronischen Reaktionen erzeugten Teilchen besitzt einen Transversalimpuls im Bereich unterhalb von einigen hundert MeV. Die Teilchenproduktion wird somit durch sog. weiche Prozesse dominiert, die sich einer Berechnung durch die QCD entziehen. Zur Simulation von Schwerionenreaktionen gibt es deshalb eine Vielzahl phänomenologischer Modelle, die zumeist auf dem Konzept der String-Bildung basieren (s. z.B. [Pan98]).

Die Extrapolation von Nukleon-Nukleon-Stößen zu Kern-Kern-Reaktionen geschieht in einigen Modellen durch eine inkohärente Überlagerung der Beiträge der einzelnen NN-Stöße. Ein Beispiel hierfür ist der Ereignisgenerator FRITIOF, bei dem die Wechselwirkung eines Projektilnukleons mit ν Targetnukleonen zu $\nu + 1$ angeregten Strings führt, die anschließend unabhängig voneinander in Hadronen fragmentieren [Pi92].

Für das Bild der Mehrfachkollisionen von Nukleonen im Targetkern gibt es mehrere Argumente. Zunächst folgt aus der Annahme einer lokalen Gültigkeit der Baryonenzahlerhaltung, daß nach einer NN-Kollision ein baryonisches Objekt vorliegen muß. Dieses Objekt kann ein Nukleon oder ein angeregter Nukleonenzustand sein und besitzt damit bestimmte Eigenschaften des ursprünglichen Projektilnukleons [Won85, Won89].

Experimentelle Indizien für Mehrfachkollisionen von Projektilnukleonen in einem Targetkern ergeben sich aus der Untersuchung von p+A-Reaktionen. Dabei stellt man fest, daß der Energieverlust des einlaufenden Protons von der Dicke des Targetkerns abhängt [Bus88, Cse94]. Dies kann in natürlicher Weise durch Mehrfachkollisionen verstanden werden. Zudem läßt sich die Teilchenproduktion in p+A-Reaktionen so deuten, daß das baryonische Objekt nach einer Nukleon-Nukleon-Reaktion mit dem gleichem Wirkungsquerschnitt wechselwirkt wie das ursprüngliche Nukleon [Eli78]. Die experimentellen Daten sind z.B. nicht verträglich mit der Annahme, daß alle bis auf die erste Kollision eines Nukleons mit dem Wirkungsquerschnitt eines Pions stattfinden.

Allerdings gibt es Eigenschaften von Schwerionenreaktionen, die sich kaum im Bild der unabhängigen Superposition von Nukleon-Nukleon-Stößen verstehen lassen. Als Beispiel sei hier die in Kern-Kern-Reaktionen deutlich erhöhte Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit genannt.

Welche Hinweise über den Energieverlust pro NN-Kollision ergeben sich nun aus p+p- und p+A-Daten? In p+p-Reaktionen stellt man weitgehend unabhängig von der Einschußenergie eine mittlere Rapiditätsverminderung der Protonen von $\Delta y = 0,95 \pm 0,15$

fest [Bus88]. Dieses Ergebnis läßt sich auch aus der näherungsweisen Gültigkeit des Feynman-Skalenverhaltens, also aus der Konstanz des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dx_F$ ableiten [Won94]. Das sog. Feynman- x_F bezeichnet dabei das Verhältnis $x_F = p_L/p_{L,max}$ des Impulses des auslaufenden Nukleons zum maximal möglichen Impuls im Schwerpunktsystem. In Reaktionen von Protonen mit schweren Kernen (Au, Pb) wird eine Rapiditätsänderung von $\Delta y = 2 - 3$ beobachtet, die weitgehend unabhängig von der Projektilenergie ist. Für zentrale p+Pb-Reaktionen wird für den Median der Rapiditätsänderung in [Bus88] ein Wert von $\Delta y = 2,5 \pm 0,5$ angegeben. Da bei diesen Reaktionen das Proton auf ca. 4 – 5 Targetnukleonen trifft, ergibt sich eine Rapiditätsänderung pro Nukleon-Nukleon-Stoß von $\Delta y < 1$. Andere Autoren geben jedoch höhere Rapiditätsänderungen pro Nukleon-Nukleon-Stoß an. In [Won85] wird beispielsweise im Rahmen eines Mehrfachkollisionsmodells eine gute Beschreibung von p+A-Daten mit einem Abbremsverhalten $\Delta y \approx 1$ erreicht.

In vielen Untersuchungen wird ein Abbremsgesetz für Nukleonen in Kernmaterie in Form einer Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$P(x) = \frac{\alpha}{1 - x_L} \left(\frac{x - x_L}{1 - x_L} \right)^{\alpha-1} \Theta(1 - x) \Theta(x - x_L) \quad (6.9)$$

verwendet [Kin80, Dat85, Won85, Won86, Won89]. Die Variable x ist dabei die sog. Lichtkegelvariable des abgebremsten Baryons:

$$x = \frac{E' + p'_L}{E + p_L}, \quad (6.10)$$

wobei E, p_L die Energie und den longitudinalen Impuls des Nukleons vor der Kollision und E', p'_L die entsprechenden Größen nach der Kollision bezeichnen. Aus Energie- und Impulserhaltungsgründen kann x einen minimalen Wert x_L nicht unterschreiten. Θ steht in Gleichung (6.9) für die Stufenfunktion.

Da im Grenzfall hoher Energien das Feynman- x_F näherungsweise gleich der Lichtkegelvariablen x ist, liegt im Fall von $\alpha = 1$ in Gleichung (6.9) Feynman-Skalenverhalten vor. Ansteigende Werte für α entsprechen einer schwächeren Abbremsung des Projektilnukleons. Aus dem Abbremsgesetz (6.9) folgt eine konstante mittlere Rapiditätsänderung pro Nukleon-Nukleon-Stoß von

$$\Delta y = \frac{1}{\alpha}. \quad (6.11)$$

Verschiedene Untersuchungen liefern Werte im Bereich von $\Delta y = \frac{1}{3}$ bis $\Delta y = 1$ [Won86].

Das hier vorgestellte Modell zur Beschreibung der Multiplizitäten produzierter Teilchen in ultrarelativistischen Schwerionenstößen ist dem Mehrfachkollisionsmodell von

Wong [Won89] sehr ähnlich. Gegenüber einer durch Zufallszahlen gesteuerten Abtastung der Abbremsfunktion (6.9) für die einzelnen Nukleon-Nukleon-Stöße wird hier die vereinfachende Annahme einer konstanten Rapiditätsänderung Δy gemacht. Außerdem wird durch die Parametrisierung von p+p- bzw. p+ \bar{p} -Daten in einem weiten Energiebereich die Extrapolation von Multiplizitäten in Schwerionenreaktionen zu entsprechenden Energien möglich.

6.5.2 Modellbeschreibung

Zur Berechnung der Rapiditätsverteilungen geladener Teilchen in Schwerionenreaktionen im Rahmen des hier beschriebenen Superpositionsmodells werden zunächst die Orte der Nukleonen von Projektil- und Targetkern entsprechend der in VENUS verwendeten Dichteverteilung (6.2) mit den Parametern (6.3) zufällig in einem kartesischen Koordinatensystem festgelegt, dessen z -Achse die Strahlachse der Reaktion definiert. Die Positionen der Projektilnukleonen werden anschließend senkrecht zur Strahlachse um den zufällig aus einem vorgegebenen Intervall ausgewählten Stoßparameter b verschoben.

Die Trajektorien der Nukleonen bei der Kern-Kern-Kollision werden als geradlinig angenommen. Eine Kollision zwischen dem Projektilnukleon α_i und dem Targetnukleon β_j findet statt, falls

$$d = \sqrt{(x_{\alpha_i} - x_{\beta_j})^2 + (y_{\alpha_i} - y_{\beta_j})^2} < \sqrt{\frac{\sigma_{nn}}{\pi}} \quad (6.12)$$

erfüllt ist. Für den inelastischen Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitt wird experimentell ein näherungsweise energieunabhängiger Wert von $\sigma_{nn} = 32$ mb gefunden. Ca. 6 % der inelastischen Reaktionen sind sog. diffraktive Prozesse, bei denen das Projektilnukleon sehr wenig Energie verliert. Diese diffraktiven Kollisionen tragen praktisch nicht zur Teilchenproduktion bei und werden in der Simulation vernachlässigt. Dementsprechend wird der nichtdiffraktive, inelastische Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{nn} = 29,4$ mb aus [Won89] verwendet.

Für einen Kern-Kern-Stoß wird eine Liste aller Kollisionen eines Projektilnukleons mit einem Targetnukleon erstellt. Diese Liste wird nach aufsteigendem Abstand Δz der Nukleon-Paare sortiert. Die einzelnen NN-Stöße werden im Nukleon-Nukleon-Schwerpunktsystem betrachtet. Aus der Energie $E = \sqrt{s}/2$ der Nukleonen ergibt sich die Rapidität der Projektil- und Targetnukleonen vor dem Stoß zu

$$\begin{aligned} y_p &= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \stackrel{p_T=0}{=} \ln \frac{E + p_L}{m_0} = \ln \frac{E + \sqrt{E^2 - m_0^2}}{m_0} \approx \ln \frac{\sqrt{s}}{m_0} \\ y_t &= -y_p. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Bei der Berechnung der Rapiditäten nach Gleichung 6.13 wird der exakte Ausdruck verwendet. Die Nukleon-Nukleon-Stöße werden entsprechend ihres Abstands in z -Richtung nacheinander ausgeführt. Nach einem Stoß wird eine konstante Rapiditätsänderung

$$\begin{aligned} y'_p &= y_p - \Delta y \\ y'_t &= y_t + \Delta y \end{aligned} \quad (6.14)$$

angenommen.

Um in der Simulation transversale Freiheitsgrade zu berücksichtigen, wird den Nukleonen nach dem ersten Stoß ein Transversalimpuls von 0,44 GeV/c zugeordnet [Won85], der dem mittleren Transversalimpuls von Protonen in p+A-Reaktionen entspricht. Weitere Stöße haben in der Simulation keinen Einfluß auf den Transversalimpuls der Nukleonen. Diese sicherlich starke Vereinfachung wird durch die experimentelle Beobachtung motiviert, daß der Transversalimpuls der Projektilnukleonen in 100 GeV/c p+A-Reaktionen nach der Reaktion nicht sehr stark von der Anzahl der Kollisionen mit Targetnukleonen abhängt [Won85].

Zur Auswertung einer NN-Kollision werden zunächst die Schwerpunktsrapidity

$$y_s = \frac{y_p + y_t}{2} + \frac{1}{2} \log \frac{m_{T,p} e^{y_p} + m_{T,t} e^{y_t}}{m_{T,p} e^{y_t} + m_{T,t} e^{y_p}} \quad (6.15)$$

des NN-Systems und die Schwerpunktsenergie

$$\sqrt{s} = E_t + E_p \quad \text{mit } E_x = m_{T,x} \cdot \cosh(y_x - y_s), \quad x = p, t \quad (6.16)$$

bestimmt. Der Beitrag einer NN-Kollision zur gesamten Rapiditätsverteilung geladener Teilchen ergibt sich dann aus der Parametrisierung experimentell bestimmter p+p- bzw. p+ \bar{p} -Daten zu

$$\left(\frac{dN}{dy} \right)_\mu = \left. \frac{dN}{dy} \right|^{pp} (y - y_s, \sqrt{s}). \quad (6.17)$$

Experimentell beobachtete leichte Unterschiede zwischen den Multiplizitäten geladener Teilchen in p+p-, p+n- und n+n-Reaktionen gleicher Energie [Gaz91] werden hierbei vernachlässigt. Für eine inelastische NN-Kollision mit Teilchenproduktion wird in der Simulation eine minimale Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2,14$ GeV gefordert.

Um die Rapiditätsverteilungen in p+p- bzw. p+ \bar{p} -Reaktionen zu parametrisieren, sind im oberen Teil von Abb. 6.13 zunächst die Pseudorapiditätsdichten geladener Teilchen im NN-Schwerpunktsystem bei $\eta = 0$ für verschiedene Energien zusammengestellt. Unterhalb einer Schwerpunktsenergie von 10 GeV sind kaum direkte Messungen der Pseudorapiditätsdichte verfügbar. Die offenen Datenpunkte stammen vielmehr aus einer Parametrisierung der Rapiditätsverteilung geladener Teilchen von Wong [Won85], die auf der Sammlung von p+p-Multiplizitätsdaten in [Alb76] basiert.

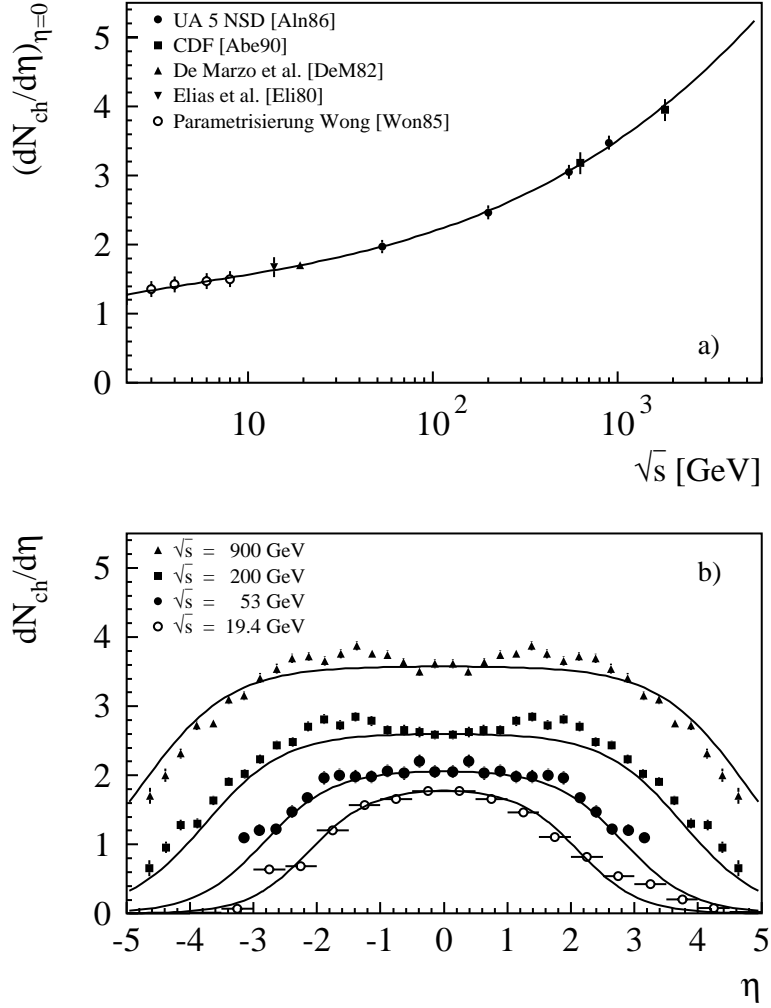


Abbildung 6.13: a) Pseudorapiditätsdichten produzierter geladener Teilchen bei der Schwerpunktsrapidität in p+p- bzw. p+ \bar{p} -Reaktionen unterschiedlicher Energie. b) Vergleich der Parametrisierung (6.20) mit experimentellen Pseudorapiditätsverteilungen aus [DeM82, Aln86].

Die Anpassung einer Funktion der Form

$$\left. \frac{dN_{ch}}{d\eta} \right|_{\eta=0} = a_0 + a_1 \ln \sqrt{s} + a_2 \ln^2 \sqrt{s} + a_3 \ln^3 \sqrt{s} \quad (6.18)$$

liefert mit den Parameterwerten

$$\begin{aligned} a_0 &= 1,106 \pm 0,092 \\ a_1 &= 0,241 \pm 0,056 \\ a_2 &= -0,034 \pm 0,015 \\ a_3 &= 0,007 \pm 0,0015 \end{aligned} \quad (6.19)$$

eine gute Beschreibung der Datenpunkte.

Um das bei höheren Schwerpunktsenergien auftretende Plateau der p+p- bzw. p+ \bar{p} -Rapiditätsverteilung beschreiben zu können, wird zu deren Parametrisierung eine Woods-Saxon-Verteilung verwendet:

$$\frac{dN_{ch}}{dy}(y, \sqrt{s}) = \frac{c}{1 + \exp\left(\frac{|y| - y_0}{d}\right)}. \quad (6.20)$$

Die folgende Wahl der Parameter y_0 , d und c liefert eine brauchbare Beschreibung der p+p-Rapiditätsverteilung als Funktion der Schwerpunktsenergie:

$$\begin{aligned} y_0 &= 0,05 + 0,7 \ln \sqrt{s} \\ d &= 0,2 + 0,06 \ln \sqrt{s} \\ c &= \left. \frac{dN_{ch}}{dy} \right|_{y=0} \cdot \left(1 + \exp\left(-\frac{y_0}{d}\right) \right). \end{aligned} \quad (6.21)$$

Der kleine Unterschied zwischen der Rapidität und der Pseudorapidität wird über die Beziehung

$$\frac{dN_{ch}}{dy} = \left(1 - \frac{m_0^2}{m_T^2 \cosh^2 y} \right)^{-1/2} \frac{dN_{ch}}{d\eta} \quad (6.22)$$

berücksichtigt, wobei die Ruhemasse und die mittlere transversale Masse des Pions verwendet werden.

6.5.3 Vergleich mit p+Pb- und Pb+Pb-Daten

Das hier beschriebene Modell macht Aussagen über die Rapiditätsverteilung produzierter geladener Teilchen in Proton-Kern- und Kern-Kern-Reaktionen. Aufgrund der Annahme einer konstanten Rapiditätsänderung pro Nukleon-Nukleon-Stoß wird der Beitrag der Reaktionsteilnehmer nur grob wiedergegeben. Dies macht speziell den Vergleich mit den im WA98-Experiment gemessenen p+Pb-Daten schwierig. Hier wird deshalb auf eine Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen in p+Pb-Reaktionen aus [Eli80] zurückgegriffen. Wie schon in Abschnitt 6.2 erwähnt, sind in diesem Experiment geladene Teilchen

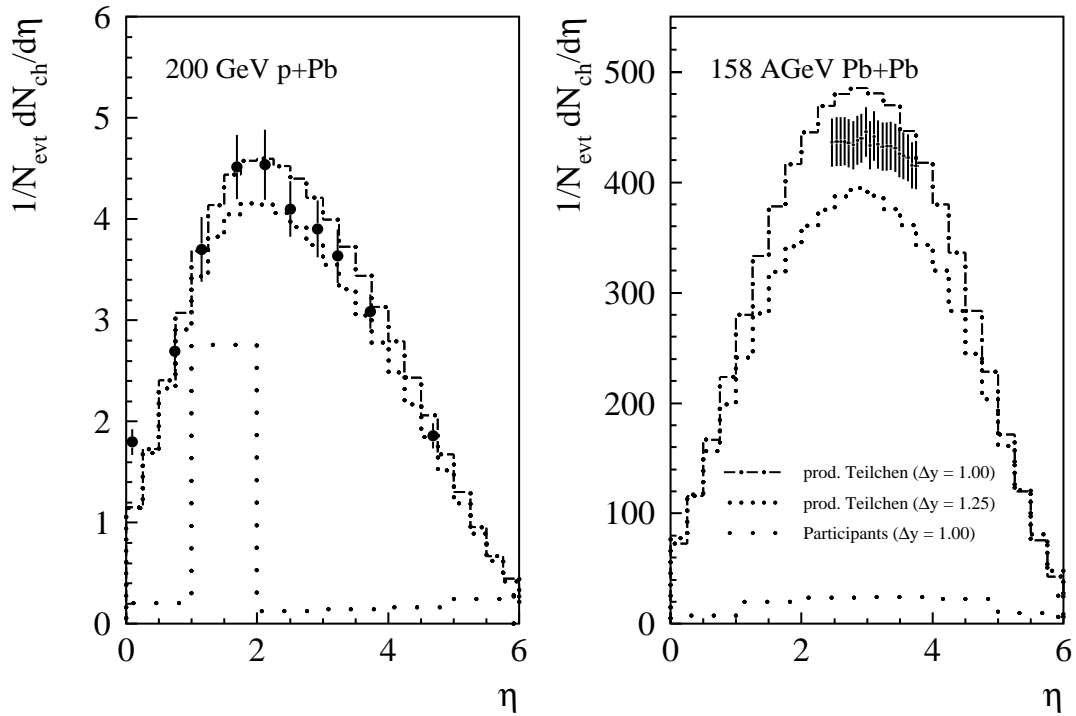


Abbildung 6.14: Vergleich der simulierten Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen in 200 GeV p+Pb- und 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen mit experimentellen Ergebnissen. Die p+Pb-Verteilung wurde unter minimum bias Triggerbedingung gemessen. Die rechteckige Form der für die p+Pb-Reaktionen simulierten Verteilung der Participants ergibt sich aus der vereinfachenden Annahme einer konstanten Rapiditätsänderung pro Nukleon-Nukleon-Stoß. Die Pb+Pb-Datenpunkte sind mit dem SPMD in zentralen Ereignissen bestimmt worden. Da der SPMD auch geladene Reaktionsteilnehmer mißt, muß für den Vergleich mit den SPMD-Datenpunkten die simulierte Verteilung der geladenen Reaktionsteilnehmer zur simulierten Verteilung der produzierten Teilchen hinzuaddiert werden.

mit einem Čerenkovdetektor nachgewiesen worden, dessen Geschwindigkeitsschwelle von $0,85c$ z.B. langsame Protonen unterdrückt, so daß praktisch ausschließlich produzierte geladene Pionen und Kaonen gemessen werden.

In Abbildung 6.14 wird die Pseudorapiditätsverteilung produzierter geladener Teilchen in 200 GeV p+Pb-Reaktionen aus [Eli80] zusammen mit zwei Modellrechnungen gezeigt. Wie im Experiment ist in der Simulation über die verschiedenen Stoßparameter gemittelt worden. Die experimentelle Triggerschwelle wird in der Simulation durch die Bedingung berücksichtigt, daß mindestens eine inelastische NN-Kollision stattgefunden haben muß. Die experimentellen Daten werden durch die Modellrechnung mit $\Delta y = 1$

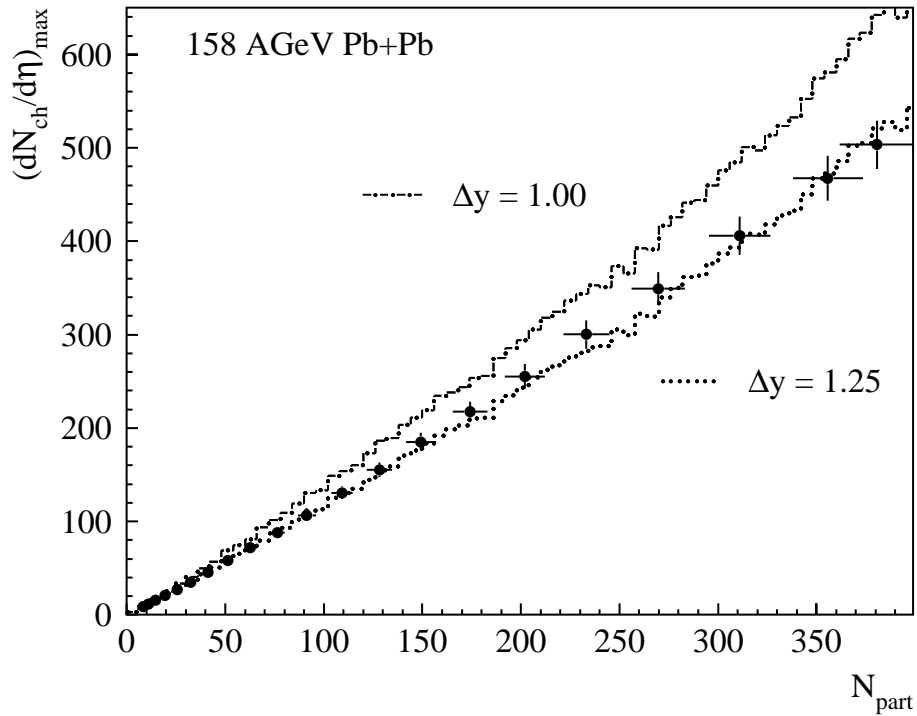


Abbildung 6.15: Simulierte und gemessene maximale Pseudorapiditätsdichten geladener Teilchen als Funktion von N_{part} . In der Simulation werden der Beitrag produzierter geladener Teilchen und der Beitrag geladener Reaktionsteilnehmer addiert.

pro NN-Kollision gut beschrieben – ein Resultat, das sich mit den Ergebnissen aus [Won85] deckt.

In Proton-Kern-Reaktionen können produzierte Teilchen mit Rapiditäten im Bereich der Targetrapidität mit den nicht beteiligten Targetnukleonen wechselwirken. Dies wird in der Simulation nicht berücksichtigt. Der Vergleich mit den Daten in Abb 6.14 wird dadurch jedoch praktisch nicht beeinträchtigt, da durch dieses sog. Cascading einige Spectator-Nukleonen aus dem Targetkern herausgestoßen werden und nur sehr wenige Pionen produziert werden [Wer88]. Die herausgeschlagenen Targetprotonen tragen wegen der Geschwindigkeitsschwelle von $0,85c$ nicht zu den geladenen Teilchen in Abb 6.14 bei. In Schwerionenreaktionen wird der hadronische Endzustand durch Wechselwirkungen der produzierten Teilchen untereinander und mit der umgebenden Spectator-Materie beeinflusst. Dies wird z.B. in VENUS und RQMD berücksichtigt, überschreitet jedoch den Rahmen dieses einfachen Superpositionsmodells. Beim Vergleich der Simulation mit den experimentellen Pb+Pb-Daten wird daher davon ausgegangen, daß die sekundären Wechselwirkungen die Rapiditätsverteilungen geladener Teilchen nicht sehr stark verändern.

Der rechte Teil von Abbildung 6.14 zeigt die Pseudorapiditätsverteilung geladener Teilchen im WA98-Experiment für die 10 % zentralsten Pb+Pb-Reaktionen. Dieser Zentralitätsbereich entspricht näherungsweise einem Stoßparameterbereich von $0 - 5$ fm, der in den entsprechenden Simulationsrechnungen verwendet worden ist. Man erkennt, daß die Simulation mit $\Delta y = 1$ die experimentellen Daten deutlich überschätzt, zumal hier zum Vergleich mit den gemessenen Werten die Beiträge der produzierten Teilchen und der geladenen Reaktionsteilnehmer addiert werden müssen. Eine bessere Übereinstimmung wird mit $\Delta y = 1,25$ erreicht. Dies wird vor allem in Abbildung 6.15 klar, in der die maximale Pseudorapiditätsdichte geladener Teilchen gegen die Anzahl der Reaktionsteilnehmer aufgetragen ist. Die Protonendaten im linken Teil von Abbildung 6.14 werden jedoch durch diese höhere Rapiditätsänderung pro NN-Stoß unterschätzt.

Aus dem Vergleich der Simulationsrechnungen mit p+A- und A+A-Reaktionen ergeben sich somit Hinweise auf ein stärkeres Abstoppen der Nukleonen in Kern-Kern-Stößen. Mögliche Erklärungen hierfür wären Stöße von Projektilnukleonen mit produzierten Teilchen und mit abgebremsten Projektilnukleonen [Sat92].

6.5.4 Extrapolation zu RHIC- und LHC-Energien

Bei der Anwendung des Superpositionsmodells auf Schwerionenkollisionen bei RHIC-Energien (Schwerpunktsenergie im Nukleon-Nukleon-System $\sqrt{s} = 200$ GeV) und LHC-Energien ($\sqrt{s} = 5500$ GeV) wird die Annahme gemacht, daß der Wert für die aus SPS-Daten bestimmte Rapiditätsänderung pro NN-Stoß von $\Delta y = 1,25$ auch bei höheren Energien verwendet werden darf. In Schwerionenkollisionen am RHIC und am LHC wird wahrscheinlich ein Quark-Gluon-Plasma mit vergleichsweise großem Volumen und langer Lebensdauer erzeugt. Die Betrachtung einer Kern-Kern-Reaktion als Abfolge von Nukleon-Nukleon-Stößen erscheint somit fraglich. Die Vorhersagen des Superpositionsmodells sind deshalb als Abschätzungen anzusehen. Zumindest bei Schwerionenreaktionen am RHIC sollten jedoch die Sekundärwechselwirkungen der produzierten Teilchen keinen großen Einfluß auf die Rapiditätsverteilung geladener Teilchen haben. Dies ergibt sich aus UrQMD-Simulationen, in denen durch sekundäre Wechselwirkungen nur ein leichter Anstieg in der Rapiditätsdichte geladener Teilchen verursacht wird [Bas99].

Die mit dem Superpositionsmodell berechneten Rapiditätsverteilungen geladener Teilchen in Schwerionenreaktionen am SPS, RHIC und LHC bei einem Stoßparameter von null sind in Abb. 6.16 dargestellt. Vorhersagen anderer Modellrechnungen, die im Mai 1999 auf der Quark-Matter-Konferenz vorgestellt wurden, sind zum Vergleich in Tabelle 6.2 zusammengefaßt. Die Rapiditätsdichten decken den Bereich von ca. $dN_{ch}/dy = 700 - 1200$ für zentrale Au+Au-Reaktionen ab und zeigen die großen Unsicherheiten der theoretischen Vorhersagen der Teilchenmultiplizitäten. Für das in Tabelle 6.2 häufig

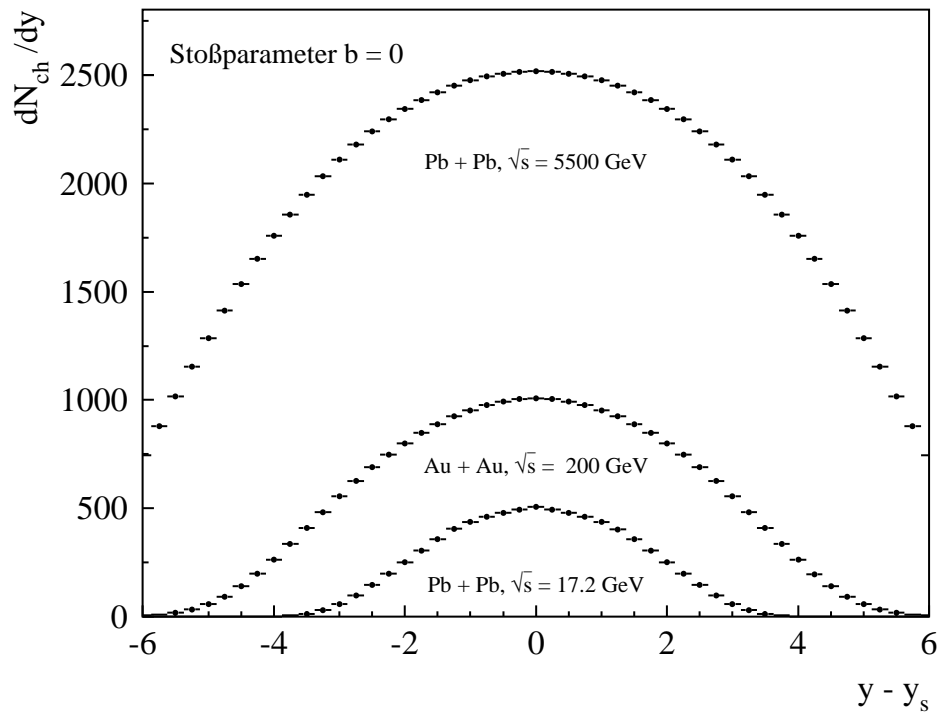


Abbildung 6.16: Simulationsergebnisse für die Rapiditätsverteilungen geladener Teilchen bei Schwerionenkollisionen am SPS, am RHIC und am LHC.

verwendete Stoßparameterintervall $b = 0 - 3$ fm ergibt sich in dem hier verwendeten Superpositionsmodell eine Rapiditätsdichte von $dN_{ch}/dy = 913^{+72}_{-136}$. Die angegebenen systematischen Fehler sind aus Simulationen mit Rapiditätsänderungen pro NN-Stoß von $\Delta y = 1,15$ bzw. $\Delta y = 1,35$ bestimmt worden.

$dN_{ch}/dy _{y=0}$	Zentralität	Modell	Autor
800 (550 – 1250)	$b < 3$ fm	pQCD	Wang
1200	$b < 2$ fm	NEXUS 1.0	Werner et al.
700	$b < 3$ fm	RQMD	Sorge
1000	$b < 3$ fm	UrQMD	Bass et al.

Tabelle 6.2: Vorhersagen verschiedener Autoren für die Rapiditätsdichte geladener Teilchen bei zentralen Au+Au-Kollisionen am RHIC.

Die Vorhersagen verschiedener Modelle für Teilchenmultiplizitäten am LHC sind naturgemäß mit noch größeren Unsicherheiten behaftet. Für die Entwicklung neuer Detektorsysteme zum Einsatz in Schwerionenexperimenten am LHC wird zur Zeit von einer maximalen Rapiditätsdichte geladener Teilchen von $dN_{ch}/dy \approx 8000$ ausgegangen.

Mit dem Superpositionsmodell läßt sich auch das Skalierungsverhalten der Teilchenproduktion mit der Anzahl der Reaktionsteilnehmer (N_{part}) in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie der Reaktion untersuchen. Dazu wird zunächst für eine vorgegebene Energie die maximale Pseudorapiditätsdichte als Funktion von N_{part} berechnet. Die Anpassung der Funktion (6.6) an die simulierten Datenpunkte liefert dann den Skalierungsexponenten α . Bei RHIC-Energien ergibt sich ein Wert von $\alpha \approx 1,13$, der bei LHC-Energien auf $\alpha \approx 1,16$ ansteigt. Der systematische Fehler der Datenpunkte in Abb. 6.17 wird aus der Abweichung des SPS-Datenpunktes zu dem in Abschnitt 6.3.2 ermittelten Skalierungsexponenten α abgeschätzt.

Physikalische Überlegungen lassen einen Anstieg des Skalierungsexponenten erwarten, da bei höheren Energien sog. Mini-Jets immer stärker zur Teilchenproduktion beitragen. Diese harten Prozesse sollten linear mit der Anzahl der Nukleon-Nukleon-Stöße ansteigen. Da aus geometrischen Gründen näherungsweise $N_{coll} \propto N_{part}^{4/3}$ gilt, folgt damit ein Anstieg von α bei höheren Energien.

Ähnlich wie der Skalierungsexponent α läßt sich auch der in Abschnitt 6.4 definierte Energieverlustparameter a als Funktion der Schwerpunktsenergie der Reaktion untersuchen. Abb. 6.18 zeigt, daß dieser Parameter mit steigender Energie abfällt und einen Sättigungswert von ca. 0,6 erreicht. Die Energieabhängigkeit des Parameters wird in Abb. 6.18 über eine Funktion der Form

$$f(\sqrt{s}) = p_1 + \frac{p_2}{(1 + \sqrt{s})^{p_3}} \quad (6.23)$$

parametrisiert. Die Vorhersagen des Superpositionsmodells zur maximalen Rapiditätsdichte geladener Teilchen in Pb+Pb-Reaktionen unterschiedlicher Zentralität mit Schwerpunktsenergien zwischen ca. 17,2 – 5500 GeV lassen sich damit durch die drei Parameter

$$\begin{aligned} p_1 &= 0,546 \pm 0,007 \\ p_2 &= 5,343 \pm 0,507 \\ p_3 &= 0,683 \pm 0,030 \end{aligned} \quad (6.24)$$

zusammenfassen.

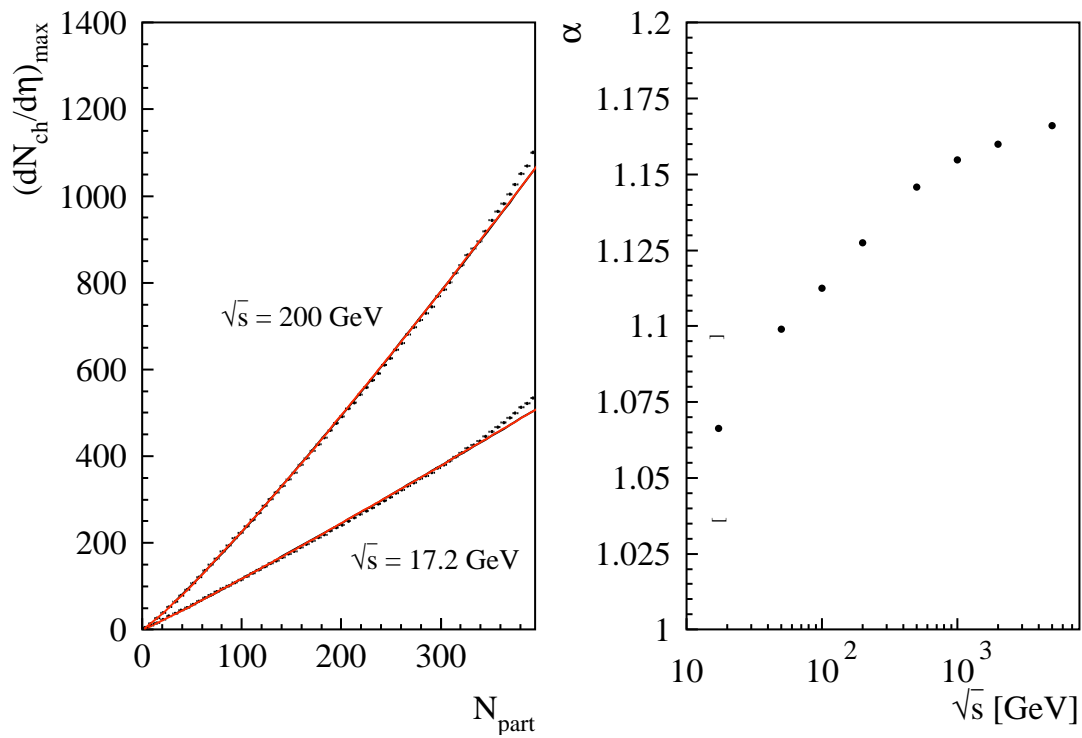


Abbildung 6.17: Links sind für zwei Schwerpunktsenergien die simulierten Pseudorapiditätsdichten geladener Teilchen in Pb+Pb-Reaktionen als Funktion von N_{part} dargestellt. Durch Anpassung der Funktion (6.6) wird der Skalierungsexponent α bestimmt. Die rechte Abbildung zeigt die Abhängigkeit der für Pb+Pb-Reaktionen ermittelten Skalierungsexponenten α von der Schwerpunktsenergie. Der abgeschätzte systematische Fehler der Skalierungsexponenten ist stellvertretend für die anderen Datenpunkte beim ersten Datenpunkt eingezeichnet worden.

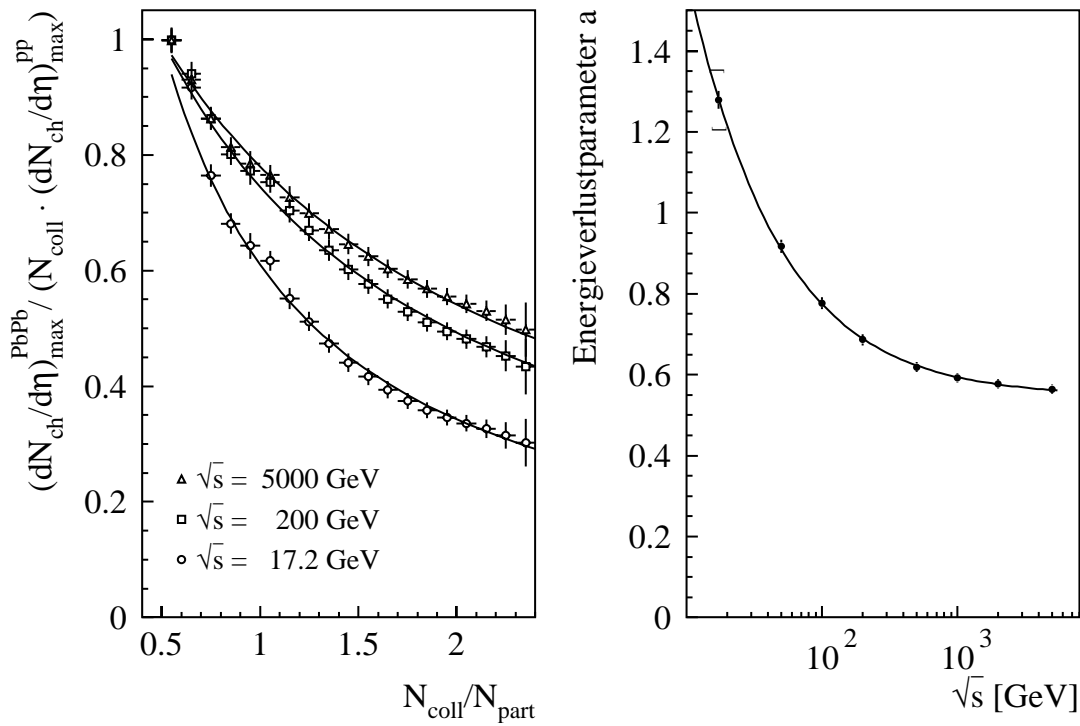


Abbildung 6.18: Simulationsergebnis für die Abhängigkeit des Energieverlustparameters a (vgl. Gleichung (6.8)) von der Schwerpunktsenergie in Pb+Pb-Reaktionen.

7. Untersuchung der π^0 - und γ -Produktion

Im Mittelpunkt dieses Kapitels steht das Skalierungsverhalten der Transversalimpulsspektren neutraler Pionen und Photonen beim Übergang von p+Pb- zu Pb+Pb-Reaktionen sowie beim Übergang zwischen Pb+Pb-Reaktionen unterschiedlicher Zentralität. Desweiteren werden Eigenschaften der Photonenproduktion bei kleinen Transversalimpulsen ($p_T \lesssim 0,5 \text{ GeV}/c$) und Korrelationen zwischen hochenergetischen Photonen untersucht.

7.1 Transversalimpulsverteilungen neutraler Pionen und Photonen

In Abb. 7.1 sind die lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte neutraler Pionen und Photonen aus 158 AGeV p+C-, p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen als Funktion des Transversalimpulses dargestellt. Die Spektren für die p+C- und p+Pb-Reaktionen sind minimum bias Verteilungen. Für die Pb+Pb-Kollisionen sind die Verteilungen für die 10 % zentralsten und die 20 % periphersten minimum bias Ereignisse dargestellt.

Die Integration der gesamten Verteilung des lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitts ergibt das Produkt $\langle n \rangle \cdot \sigma_{tot}$ aus der mittleren Anzahl der pro Reaktion erzeugten Teilchen der untersuchten Art und dem totalen Wirkungsquerschnitt für die betrachtete Reaktion (vgl. Anhang B). Für die minimum bias Wirkungsquerschnitte der untersuchten Reaktionen wurden folgende Werte bestimmt:

Reaktion	Magnet	$\sigma_{mb} \text{ [mb]}$
Pb+Pb	aus	6262
Pb+Pb	an	6440
p+Pb	aus	1341
p+C	aus	170

Die gemessenen π^0 -Verteilungen zeigen näherungsweise einen exponentiellen Verlauf. Durch die Anpassung der Funktion $E d^3\sigma/dp^3 \propto \exp(-p_T/T)$ im Bereich $0,8 < p_T < 1,8 \text{ GeV}/c$ wird der Steigungsparameter T bestimmt, der bei einer rein thermischen Teilchenemission der Temperatur des Systems entspricht. Für die in Schwerionenreaktionen erzeugte heiße und dichte Materie wird die Interpretation von T als Temperatur

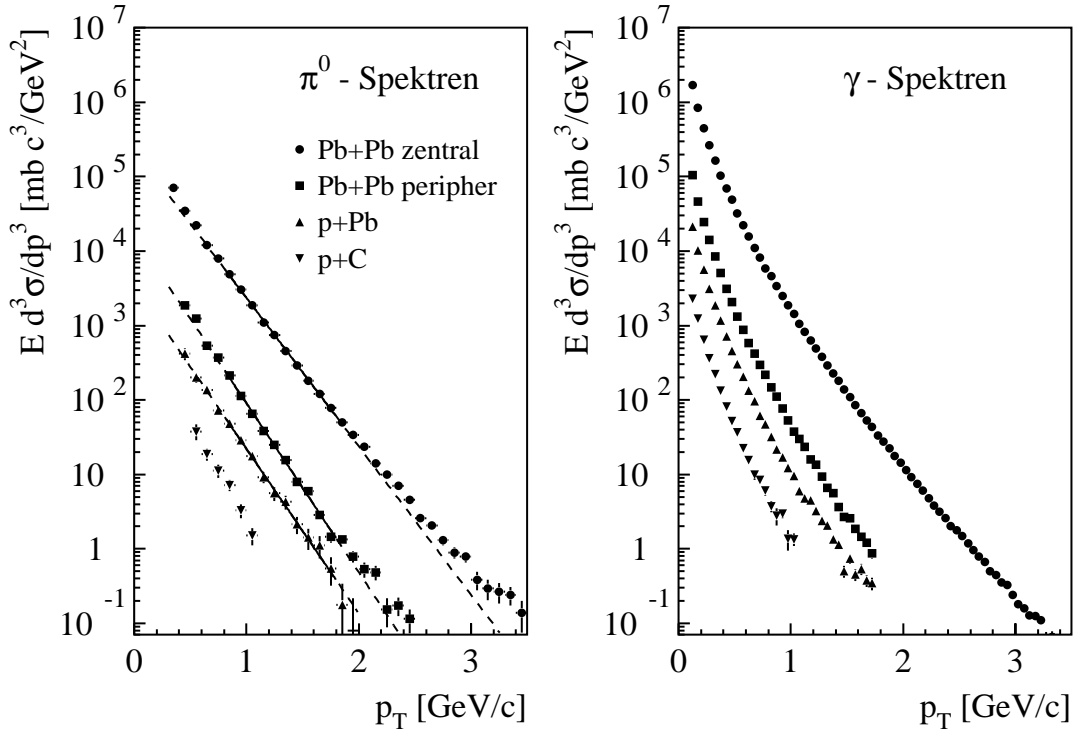


Abbildung 7.1: Transversalimpulsverteilungen des lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitts für die Produktion neutraler Pionen und Photonen in p+C-, p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen. An die π^0 -Verteilungen wurde im Bereich $0,8 < p_T < 1,8$ GeV/c eine Exponentialfunktion angepaßt.

durch verschiedene Effekte erschwert. Bei kleinen Transversalimpulsen ($p_T \lesssim 0,5$ GeV/c) stammen die meisten Pionen nicht direkt aus dem Feuerball, sondern aus dem Zerfall schwerer Resonanzen. Bei großen Transversalimpulsen ($p_T \gtrsim 2 - 3$ GeV/c) liefern semi-harte und harte Stoßprozesse einen nennenswerten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Durch die angegebene Wahl des Anpassungsbereichs soll der Einfluß nichtthermischer Beiträge minimiert werden. Allerdings führt die kollektive radiale Expansion des Feuerballs dazu, daß der gemessene Steigungsparameter größer als die Temperatur der Quelle ist.

Im Rahmen hydrodynamischer Modelle wird die Teilchenquelle durch ein radiales Flußgeschwindigkeitsprofil und eine thermische Ausfrieretemperatur beschrieben. Die experimentellen Transversalimpulsverteilungen lassen sich dabei sowohl durch hohe Temperaturen und kleine Flußgeschwindigkeiten als auch durch niedrige Temperaturen und hohe Flußgeschwindigkeiten reproduzieren [Blu98, Agg99c].

Die extrahierten Steigungsparameter für die verschiedenen Reaktionssysteme sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Reaktion	Steigungsparameter T [MeV]
Pb+Pb zentral	218 ± 3
Pb+Pb peripher	195 ± 10
p+Pb min. bias	197 ± 10

Die vorhandenen Datenpunkte für die p+C-Reaktion reichen nicht aus, um den Steigungsparameter mit ausreichender Genauigkeit anzugeben. Die Steigungsparameter für p+Pb- und periphere Pb+Pb-Reaktionen sind im Rahmen der Fehler identisch. Eine detaillierte Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit des Steigungsparameters in Pb+Pb-Reaktionen findet sich in [Blu98].

Das Photonentransversalimpulsspektrum wird weitgehend durch den Zerfall der neutralen Pionen in Photonen bestimmt. Darüber hinaus entstehen Photonen in den Zerfällen schwererer Hadronen. Weitere Beiträge kommen von thermischen direkten Photonen aus der Hadronengasphase und der möglicherweise vorhandenen Plasmaphase sowie von direkten Photonen, die in harten Streuprozessen erzeugt werden. Verschiedene Experimente haben in hadronischen Reaktionen einen Photonenüberschuß bei kleinen Transversalimpulsen über dem Untergrund aus hadronischen Zerfällen und den Photonen aus Bremsstrahlungsprozessen beobachtet (vgl. Abschnitt 2.3.2). Dieser Aspekt der Photonenproduktion wird für Pb+Pb-Stöße in Abschnitt 7.5 untersucht.

7.2 Vergleiche zwischen p+p-, p+A- und A+A-Spektren

Für einen modellunabhängigen Vergleich der Transversalimpulsspektren bietet sich die Bildung der Verhältnisse der Spektren an. Abb. 7.2 zeigt, daß das Transversalimpulsspektrum für zentrale Pb+Pb-Reaktionen nicht durch eine Skalierung der Spektren aus p+Pb- oder peripheren Pb+Pb-Reaktionen beschrieben werden kann. Wie schon die im vorherigen Abschnitt bestimmten Steigungsparameter zeigen, fällt der Wirkungsquerschnitt für zentrale Pb+Pb-Reaktionen langsamer ab als in den Reaktionen mit nur wenigen Reaktionsteilnehmern. Die Datenpunkte für den Vergleich zwischen peripheren Pb+Pb-Reaktionen und p+Pb-Stößen sind verträglich mit einem konstanten Verhältnis der π^0 - und γ -Transversalimpulsverteilungen.

In Abb. 7.2 sind zusätzlich die Verhältnisse

$$\left(E \frac{d^3 \sigma^I}{dp^3} \right) / \left(E \frac{d^3 \sigma^{II}}{dp^3} \right) = \frac{\sigma_{tot}^I}{\sigma_{tot}^{II}} \cdot \frac{N_x^I}{N_x^{II}}, \quad x = part, coll \quad (7.1)$$

der Transversalimpulsverteilungen angedeutet, die aus einer Skalierung mit der Anzahl der Reaktionsteilnehmer und der Anzahl der Nukleon-Nukleon-Kollisionen folgen. Aus

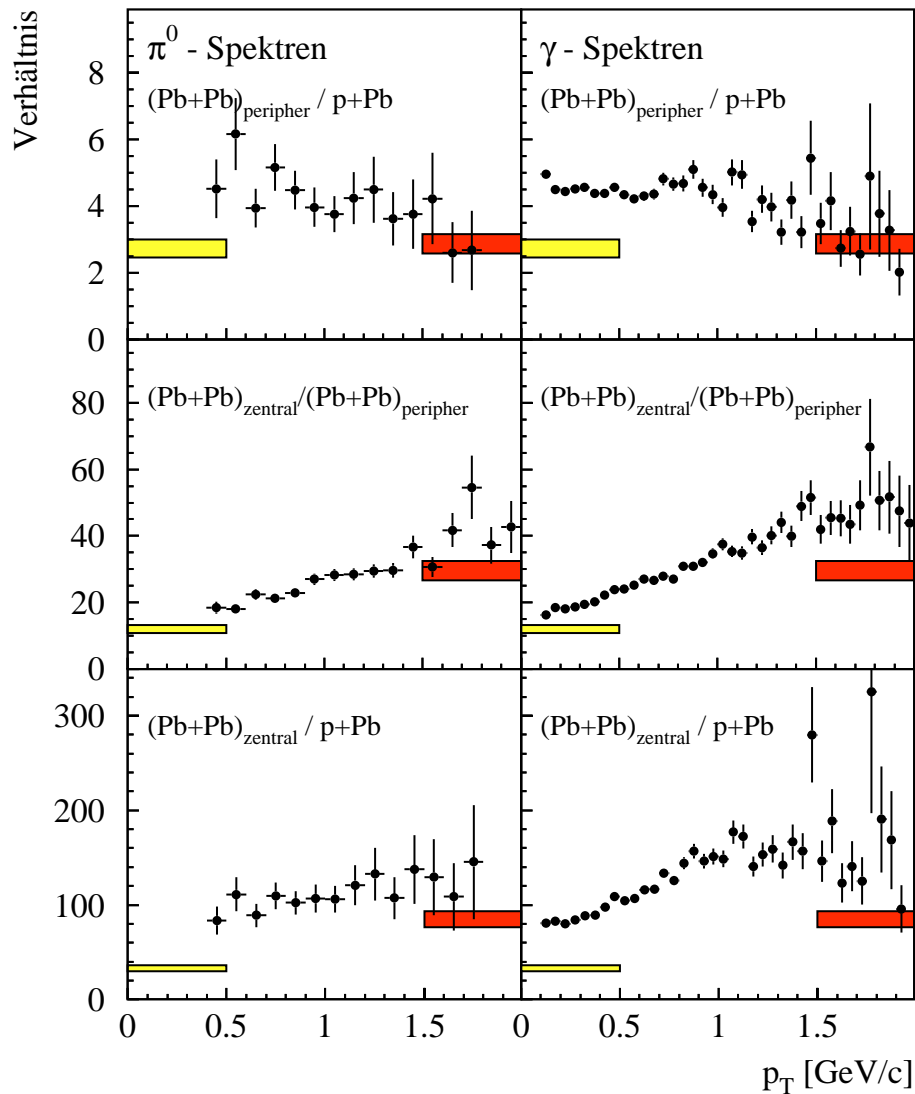


Abbildung 7.2: Verhältnisse der π^0 - und γ -Transversalimpulsspektren aus Pb+Pb- (zentral und peripher) sowie p+Pb-Reaktionen. Die eingezeichneten Rechtecke geben an, welches Verhältnis aus einer linearen Skalierung der π^0 - und γ -Produktion mit der Anzahl der Participants (helle Rechtecke) und der Anzahl der Nukleon-Nukleon-Kollisionen (dunkle Rechtecke) folgt.

der in Abschnitt 6.3.1 beschriebenen VENUS-Simulation ergeben sich folgende Werte für die mittlere Anzahl der Reaktionsteilnehmer und der Nukleon-Nukleon-Kollisionen:

Reaktion	N_{part}	N_{coll}
Pb+Pb zentral	332,1	651,5
Pb+Pb peripher	13,3	11,0
p+Pb min. bias	4,7	3,7

Schon in p+A-Reaktionen wird ein langsamerer Abfall des Transversalimpulsspektrums produzierter Pionen als in p+p-Reaktionen beobachtet. Cronin und Mitarbeiter haben die Targetabhängigkeit des invarianten Wirkungsquerschnitts durch den phänomenologischen Ansatz

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(p + A) = A^{\alpha(p_T)} E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(p + p) \quad (7.2)$$

parametrisiert [Cro75]. Für große Transversalimpulse wurde $\alpha \approx 1$ erwartet, da an einem harten Stoßprozeß jeweils nur ein Target-Nukleon beteiligt sein sollte. Überraschenderweise wurden für $p_T \gtrsim 3$ GeV/c Werte von $\alpha > 1$ festgestellt. Dieses Phänomen wird als *anomalous nuclear enhancement* oder als *Cronin-Effekt* bezeichnet. Bei kleinen Transversalimpulsen wurde $\alpha \approx 0,7$ beobachtet. Dieser Wert stimmt mit der Vorstellung überein, daß für weiche Prozesse der Wirkungsquerschnitt mit $A^{2/3}$ proportional zur Fläche des Targetkerns ansteigen sollte.

Abb. 7.3 zeigt die mit dem hier vorgestellten p+Pb-Daten ermittelten Werte für α . Für die Transversalimpulsverteilungen neutraler Pionen in p+p-Reaktionen wurde die in [Blu98] aus Daten verschiedener Experimente bestimmte Parametrisierung

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = c \left(\frac{p_0}{p_0 + p_T} \right)^n, \quad (7.3)$$

$$c = 132,00$$

$$p_0 = 9,02$$

$$n = 55,77$$

verwendet. Wie erwartet wird ausgehend von $\alpha \approx 0,7$ bei kleinen Transversalimpulsen ein Anstieg von α mit p_T beobachtet.

In Abb. 7.4 wird analog zur Parametrisierung (7.2) die Projektilkernabhängigkeit der π^0 - und γ -Transversalimpulsspektren beim Übergang von p+Pb- zu minimum bias Pb+Pb-Reaktionen entsprechend

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(A + A) = A^{\beta(p_T)} E \frac{d^3\sigma}{dp^3}(p + A) \quad (7.4)$$

untersucht. Die π^0 -Datenpunkte erlauben keine eindeutige Aussage über die p_T -Abhängigkeit des Exponenten β . Bei den Photonenspektren wird dagegen ein Anstieg von β mit steigendem Transversalimpuls sichtbar.

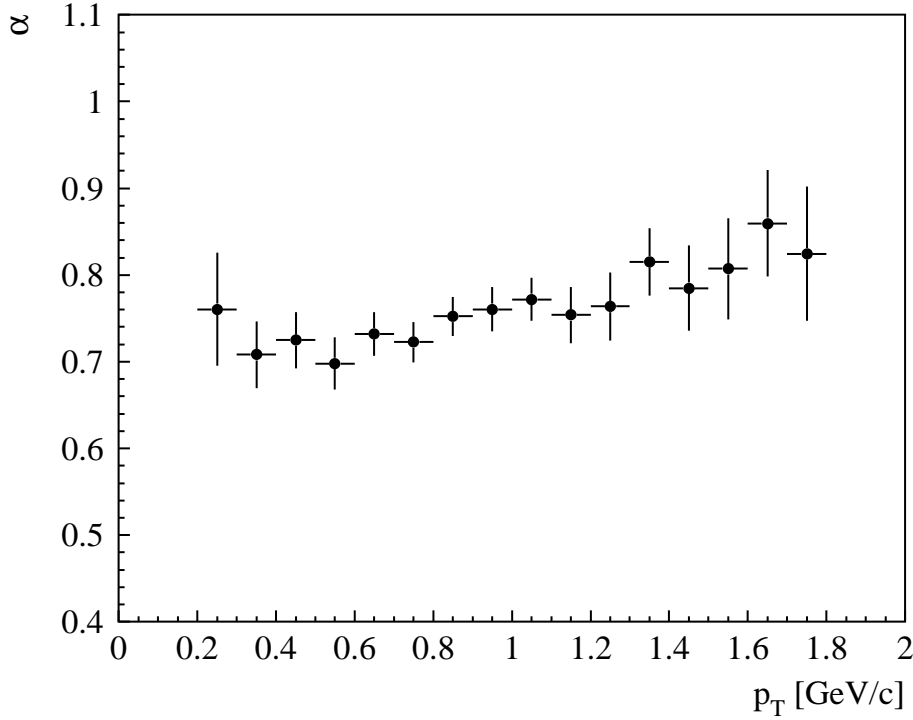


Abbildung 7.3: Gemäß Gleichung (7.2) bestimmte Exponenten $\alpha(p_T)$ zur Beschreibung der lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte für die π^0 -Produktion in minimum bias p+Pb-Kollisionen auf der Basis von p+p-Wirkungsquerschnitten.

Aus Gleichung (7.2) und Gleichung (7.4) ergibt sich ein entsprechendes Skalierungsgesetz für die Transversalimpulsspektren beim Übergang von p+p- zu Pb+Pb-Reaktionen. Dieses Skalierungsverhalten wird in [Blu98] untersucht. Die dort gefundene Abhängigkeit des Exponenten vom Transversalimpuls stimmt mit dem sich aus $\alpha(p_T)$ und $\beta(p_T)$ ergebenden Skalierungsverhalten überein.

7.3 Skalierungsverhalten von π^0 - und γ -Spektren in Pb+Pb-Reaktionen

In diesem Abschnitt wird das Skalierungsverhalten von π^0 - und γ -Transversalimpulsspektren in Pb+Pb-Kollisionen unterschiedlicher Zentralität mit Hilfe des Ausdrucks

$$\frac{dN}{dp_T} \propto N_x^{\alpha(p_T)}, \quad x = part, coll \quad (7.5)$$

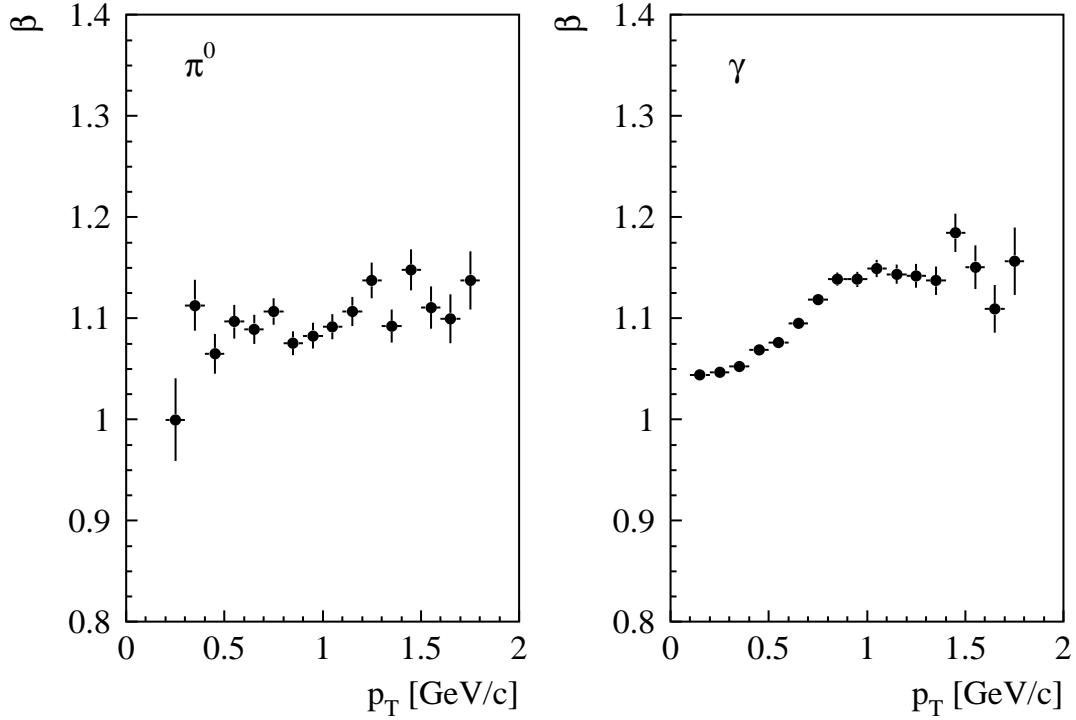


Abbildung 7.4: Gemäß Gleichung (7.4) bestimmte Exponenten $\beta(p_T)$ zur Beschreibung der lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte für die π^0 - und γ -Produktion in minimum bias Pb+Pb-Reaktionen auf der Basis von p+Pb-Wirkungsquerschnitten.

untersucht. Bei kleinen Transversalimpulsen ist dabei zu erwarten, daß die π^0 - und γ -Spektren ein ähnliches Skalierungsverhalten wie die in Abschnitt 6.3 untersuchten globalen Variablen zeigen. Bei großen Transversalimpulsen sollte die π^0 -Produktion proportional zur Anzahl der Nukleon-Nukleon-Kollisionen ansteigen. Hinter dieser Erwartung steht die Vorstellung, daß die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines π^0 in einem harten Stoß klein ist und nicht durch vorherige weiche Stöße der beteiligten Nukleonen verändert wird.

Die Skalierung der Photonenspektren wird weitgehend durch Photonen aus π^0 -Zerfällen bestimmt. Ein unterschiedliches Skalierungsverhalten von π^0 - und γ -Spektren könnte sich aber z.B. bei größeren Transversalimpulsen ergeben, falls direkte Photonen in diesem Bereich einen erheblichen Beitrag zur Photonproduktion liefern.

Zur Bestimmung der Skalierungsexponenten gemäß Gleichung (7.5) werden Transversalimpulsspektren für acht Zentralitätsklassen bestimmt. Die zugehörigen mittleren Anzahlen der Participants und Nukleon-Nukleon-Kollisionen werden wie in Abschnitt 6.3.1 beschrieben durch eine VENUS-Simulation ermittelt. Abb. 7.5 zeigt die

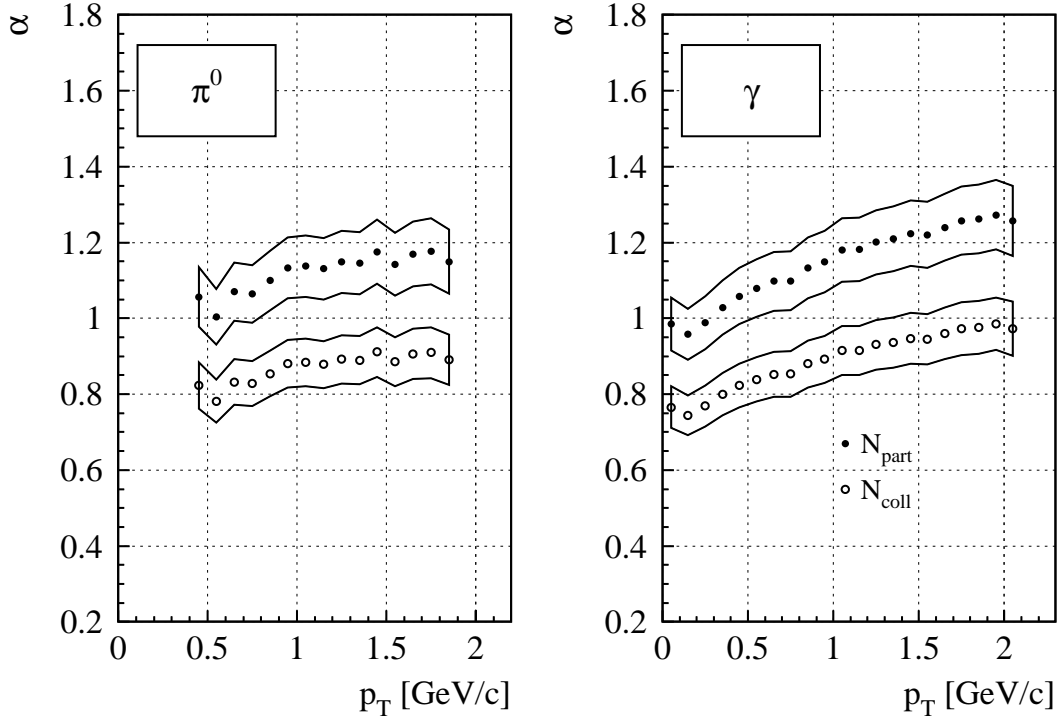


Abbildung 7.5: Skalierungsverhalten der π^0 - und γ -Transversalimpulsspektren in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen mit der Anzahl der Participants und der Anzahl der Nukleon-Nukleon-Kollisionen (vgl. Gleichung 7.5). Die abgeschätzten systematischen Fehler werden jeweils durch das eingezeichnete Band angedeutet.

aus einer Anpassung von Gleichung (7.5) an jeweils alle acht Datenpunkte eines p_T -Intervalls bestimmten Skalierungsexponenten. Tatsächlich wird die Skalierung der π^0 - und γ -Spektren mit der Anzahl der Participants bei kleinen Transversalimpulsen durch $\alpha \approx 1,1$ beschrieben. Hin zu größeren Transversalimpulsen zeigt sich ein Anstieg der verschiedenen Exponenten.

Die gezeigten Skalierungsexponenten sind aus π^0 - und γ -Spektren ermittelt worden, bei denen zur Photonenidentifizierung die Dispersionsbedingung (5.5) angewendet wurde. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers werden zusätzlich Spektren ausgewertet, die ohne Dispersionsbedingung bestimmt worden sind. Weiterhin wird der Bereich für die Anpassung der Funktion (7.5) variiert. So werden beispielsweise für ein vorgegebenes p_T -Intervall die Datenpunkte für die zentralsten und periphersten Reaktionen bei der Anpassung nicht berücksichtigt. Außerdem werden bei der Subtraktion des Beitrages von Reaktionen außerhalb des Targets verschiedene Skalierungsfaktoren verwendet (vgl. Abschnitt 5.4). Die so bestimmten systematischen Fehler werden in Abb. 7.5

durch die eingezeichneten Bänder angedeutet. Aus den Unterschieden der π^0 - und γ -Skalierungsexponenten lassen sich aufgrund des systematischen Fehlers keine eindeutigen Aussagen über den Beitrag direkter Photonen machen. Zur Suche nach direkten Photonen in Pb+Pb-Reaktionen siehe [Buc99].

Das Skalierungsverhalten der π^0 -Spektren in Pb+Pb-Reaktionen ist auch in [Blu98] untersucht worden. Die Unterschiede zwischen den dort ermittelten Skalierungsexponenten und den hier gezeigten Werten können zu einem großen Teil auf die hier verwendete neue Methode zur Bestimmung von N_{part} und N_{coll} (Berücksichtigung der minimum bias Schwelle und der MIRAC-Energieauflösung) zurückgeführt werden. Zudem führt die etwas unterschiedliche Behandlung des Untergrundes aus Reaktionen außerhalb des Targets zu Abweichungen der Skalierungsexponenten.

7.4 Zentralitätsabhängigkeit des mittleren Photonentransversalimpulses

Charakteristisch für einen Phasenübergang erster Ordnung ist folgendes Verhalten der Temperatur bei wachsender Energie- oder Entropiedichte: Anstieg bis zum kritischen Wert, konstante Temperatur in der gemischten Phase, erneuter Anstieg nach dem vollständigen Phasenübergang. Als mögliches Signal eines Quark-Gluon-Plasmas haben verschiedene Experimente nach einem solchen Verhalten in Schwerionenreaktionen gesucht.

Der mittlere Transversalimpuls produzierter Teilchen wird dabei als Maß für die Temperatur verwendet. Die Energie- oder Entropiedichte läßt sich aus der Teilchenmultiplizität bestimmen. Besonderes Interesse erlangte dieses Signal durch Ergebnisse der JACEE-Kollaboration, nach denen in Kern-Kern-Kollisionen mit Höhenstrahlungsteilchen bei Energien oberhalb von 1 ATeV der mittlere Transversalimpuls produzierter Teilchen bei großen Energiedichten einen deutlichen Anstieg zeigt [Bur86]. In Beschleunigerexperimenten bei entsprechend kleineren Energien konnten diese Ergebnisse nicht reproduziert werden. Hydrodynamische Rechnungen zeigen zudem, daß kollektive Flußeffekte das Temperaturplateau stark verzerren können [Bla87]. Eine weitere Schwierigkeit bei der Interpretation dieses Signals ergibt sich daraus, daß der mittlere Transversalimpuls der produzierten Teilchen vermutlich vor allem die Temperatur der Reaktionszone beim thermischen Ausfrieren der Teilchen wiedergibt (vgl. Abschnitt 2.2.2). Ein Anstieg des mittleren Transversalimpulses nach einem vollständigen Phasenübergang ist damit nicht unbedingt zu erwarten.

Im Vergleich zum mittleren Transversalimpulsbereich ist die Messung von Photonen bei kleinen Transversalimpulsen ($p_T \lesssim 0,5 \text{ GeV}/c$) mit größeren Unsicherheiten verbun-

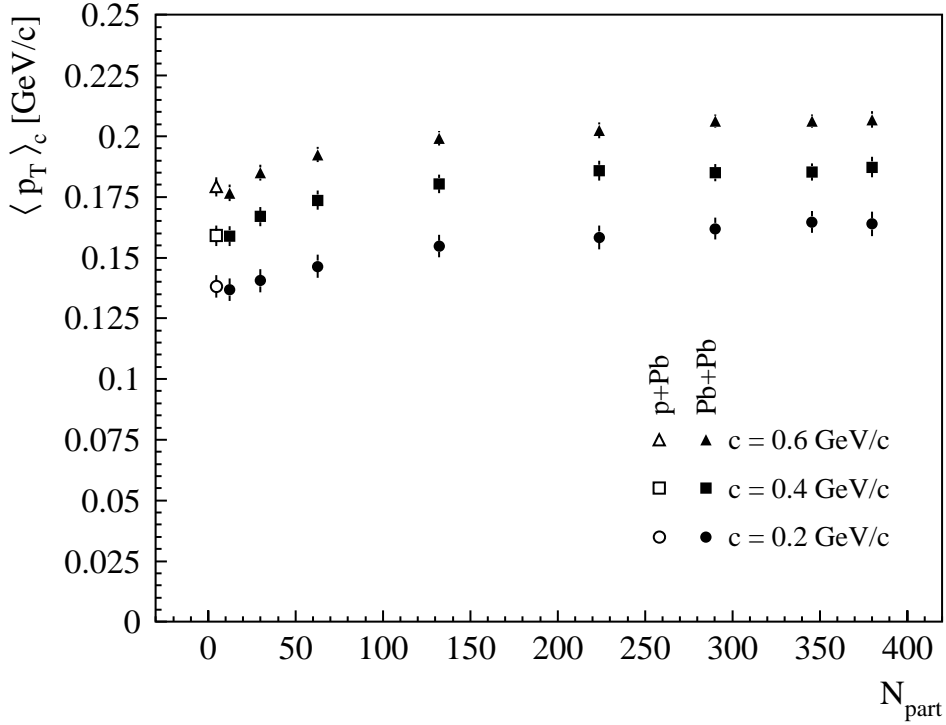


Abbildung 7.6: Mittlerer Transversalimpuls von Photonen aus 158 AGeV p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen für verschiedene untere Transversalimpulsschwellen.

den. Der mittlere Transversalimpuls wird deshalb oberhalb einer p_T -Schwelle c entsprechend

$$\langle p_T \rangle_c = \left(\int_c^\infty p_T \frac{dN}{dp_T} dp_T \right) / \left(\int_c^\infty \frac{dN}{dp_T} dp_T \right) - c \quad (7.6)$$

berechnet.

Für

einen

exponentiell abfallenden invarianten Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_T^2 \propto \exp(-p_T/T)$ und $c = 0$ ergibt sich ein einfacher Zusammenhang zwischen der Temperatur und dem mittleren Transversalimpuls: $\langle p_T \rangle = 2T$.

Abb. 7.6 zeigt den mittleren Transversalimpuls in p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen für drei verschiedene p_T -Schwellen. Nach einem leichten Anstieg des mittleren Transversalimpulses bei Kollisionen mit wenigen Reaktionsteilnehmern wird eine weitgehende Sättigung in zentraleren Pb+Pb-Stößen beobachtet. Die Fehlerbalken ergeben sich aus den Unterschieden zwischen Photonenspektren, die unter Verwendung verschiedener Photonenkennungsmethoden bestimmt worden sind.

7.5 Photonenproduktion bei kleinen Transversalimpulsen

Im Mittelpunkt dieses Abschnitts steht die Frage, ob bei kleinen Transversalimpulsen ein Photonenüberschuß gegenüber Photonen aus bekannten Quellen (z.B. aus Zerfällen von Hadronen) vorhanden ist. Eine Herangehensweise besteht in dem Vergleich der gemessenen Photonenspektren mit Ergebnissen von Ereignisgeneratoren. Hierzu sollte sich ganz besonders RQMD eignen, da in diesem Modell eine große Zahl hadronischer Resonanzen berücksichtigt wird. Diese Resonanzen tragen in erster Linie über ihren Zerfall in neutrale Pionen zur Produktion von Photonen mit kleinen Transversalimpulsen bei.

Eine weitere Möglichkeit bei der Suche nach einem Photonenüberschuß ist die Berechnung des zu erwartenden Photonenspektrums auf der Basis der gemessenen π^0 -Transversalimpulsverteilung. Hierbei werden unter der Annahme von m_T -Skalierung¹ neben dem Zerfall des π^0 auch die Zerfälle der η -, η' -, und ω -Mesonen berücksichtigt. Die gemessenen π^0 -Spektren werden durch eine Funktion der Form (7.3) parametrisiert. Bei der Extrapolation zu $p_T = 0$ mit einer Funktion dieser Form sollte die reale π^0 -Verteilung eher überschätzt werden.

Vor der Auswertung der Photonenspektren wird zunächst untersucht, ob sich bei den gemessenen π^0 -Verteilungen ein Anstieg gegenüber Modellrechnungen andeutet. Abb. 7.7 zeigt einen Vergleich des in zentralen Pb+Pb-Reaktion (10 % σ_{mb}) gemessenen Spektrums mit VENUS- und RQMD-Rechnungen. In den Simulationen ist dabei ein Stoßparameterbereich $b = 0 - 5$ fm verwendet worden, der die experimentelle Zentralitätsauswahl grob wiedergibt. Das experimentelle Spektrum und die simulierten Spektren sind jeweils auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Abb. 7.7 macht deutlich, daß im zugänglichen Meßbereich kein signifikanter Anstieg der π^0 -Produktion bei kleinen Transversalimpulsen gegenüber den Simulationen feststellbar ist.

Das experimentelle inklusive Photonenspektrum aus zentralen Pb+Pb-Reaktionen wird in Abb. 7.8 mit einer entsprechenden RQMD-Verteilung verglichen. Wie bei den π^0 -Verteilungen sind auch hier die Spektren allein auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Es zeigt sich ein deutlicher Photonenüberschuß in den gemessenen Daten im Bereich unterhalb von $p_T \approx 0,5$ GeV/c. Der integrale Überschuß wird durch die Größe

$$R = \left(\int_{p_{T,min}}^{p_{T,max}} \frac{dN^{exp}}{dp_T} dp_T \right) / \left(\int_{p_{T,min}}^{p_{T,max}} \frac{dN^{sim}}{dp_T} dp_T \right) - 1 \quad (7.7)$$

quantifiziert. Für zentrale Pb+Pb-Reaktionen ergibt sich im Bereich $0,1 < p_T < 2,0$ GeV/c gegenüber den RQMD-Rechnungen ein Photonenüberschuß von $R = 21,2 \pm$

¹Die sog. m_T -Skalierung besagt, daß sich die m_T -Spektren produzierter Hadronen für verschiedene Teilchensorten nur durch einen konstanten Faktor voneinander unterscheiden.

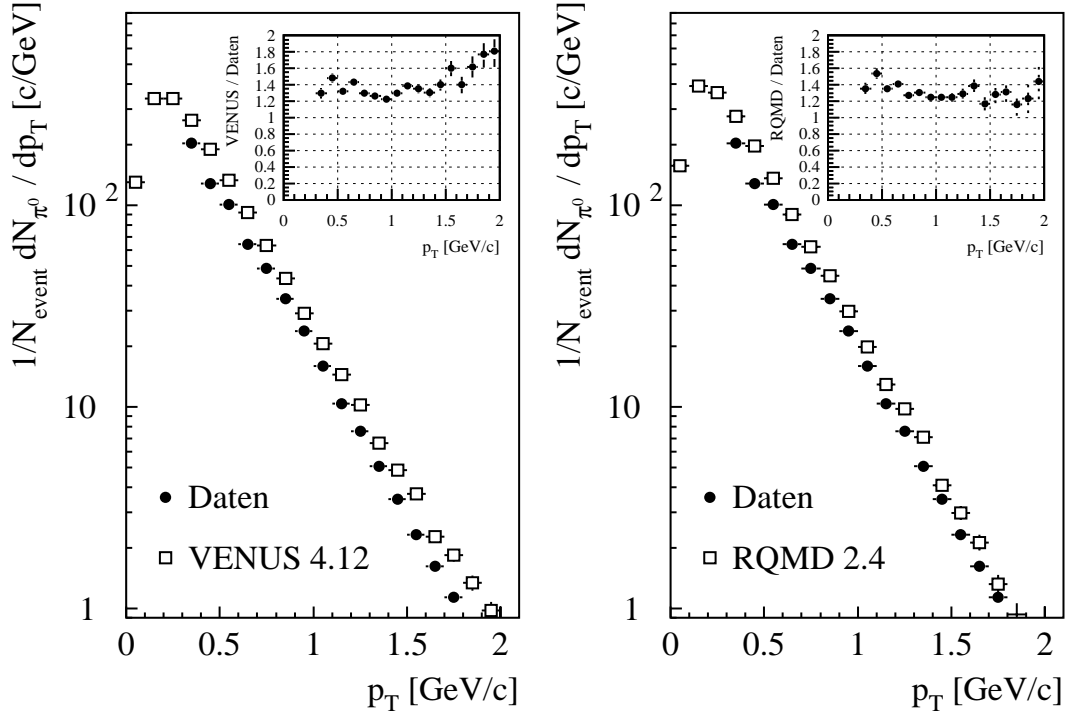


Abbildung 7.7: Vergleich des experimentellen π^0 -Transversalimpulsspektrums für zentrale Pb+Pb-Reaktionen (10 % σ_{mb}) mit VENUS- und RQMD-Simulationen.

2 %. Der angegebene Fehler folgt aus der Auswertung von Photonenspektren, die mit unterschiedlichen Teilchenerkennungsmethoden bestimmt worden sind.

Die Ergebnisse der auf der Basis der gemessenen π^0 -Spektren durchgeführten Hadronenzerfallssimulation werden in Abb. 7.9 für drei Zentralitätsklassen mit den experimentellen Photonenspektren verglichen. Das simulierte Photonenspektrum wird dabei jeweils so normiert, daß es bei $p_T = 1$ GeV/c mit dem zugehörigen gemessenen Spektrum übereinstimmt. Für den Photonenüberschuß im Bereich $0,1 < p_T < 2,0$ GeV/c ergibt sich dann $R_{zen.} = (61 \pm 5) \%$, $R_{semi-zen.} = (65 \pm 5) \%$ und $R_{per.} = (105 \pm 5) \%$.

Die genaue Messung von Photonenspektren bei kleinen Transversalimpulsen ist schwierig, da in diesem Bereich der Anteil geladener Teilchen an allen LEDA-Treffern am größten ist und außerdem eine Photonenidentifizierung über die Auswertung der Schauerdispersion kaum noch möglich ist. Für periphere Reaktionen bringt die Korrektur für Reaktionen außerhalb des Targets eine zusätzliche Unsicherheit mit sich. Die Vergleiche der gemessenen Spektren mit den RQMD-Ergebnissen und den Hadronenzerfallssimulationen zeigen jedoch, daß bei der Suche nach einem Photonenüberschuß vor allem das

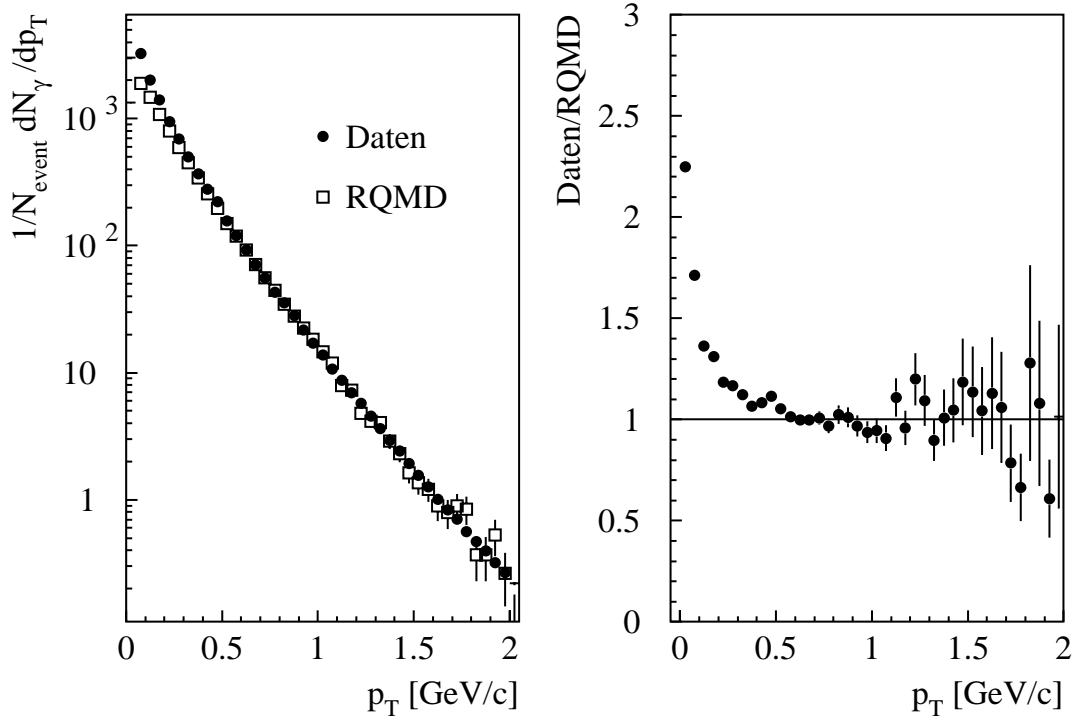


Abbildung 7.8: Vergleich der in zentralen Pb+Pb-Reaktionen gemessenen Photonentransversalimpulsverteilung mit Ergebnissen einer RQMD-Simulation. Die experimentellen Daten weisen gegenüber der Simulation einen Photonenüberschuß bei kleinen Transversalimpulsen auf.

Referenzspektrum von Photonen aus bekannten Quellen mit einer großen systematischen Unsicherheit versehen ist. Die hier gezeigten Ergebnisse sind dennoch ein Indiz dafür, daß es in Schwerionenreaktionen noch unverstandene Produktionsmechanismen für Photonen mit kleinen Transversalimpulsen gibt.

7.6 Suche nach Mini-Jets

Nach einem harten Parton-Parton-Stoß streben die auslaufenden Partonen in der azimuthalen Ebene entgegengesetzt auseinander. Nach der Fragmentation spiegelt sich dies in der Winkelverteilung der produzierten Teilchen wider. Diese Erzeugung von Teilchen-Jets kommt jedoch erst bei sehr hohen Impulsüberträgen deutlich zum Vorschein. Bei zukünftigen Schwerionenkollisionen am RHIC werden viele Teilchen durch semi-harte Prozesse erzeugt, so daß hier von Mini-Jets gesprochen wird. Durch die große Zahl produzierter Teilchen wird jedoch auch bei RHIC-Energien die experimentelle Suche nach Mini-Jets nicht einfach sein.

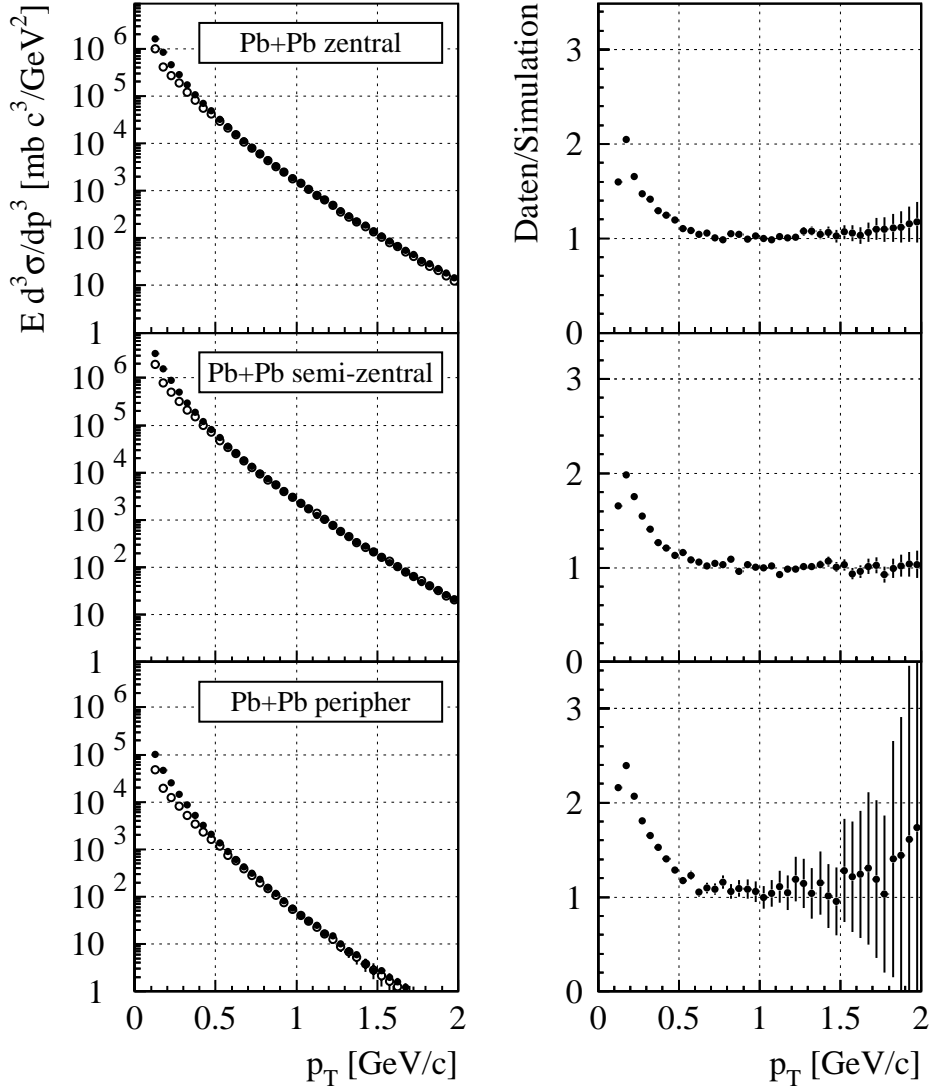


Abbildung 7.9: Vergleich der gemessenen Photonentransversalimpulsspektren mit Ergebnissen der Hadronenzerfallssimulation (s. Text). Die simulierten Spektren sind so normiert, daß sie bei $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ mit den Daten übereinstimmen. Wiederum zeigt sich bei kleinen Transversalimpulsen ein deutlicher Photonüberschuß in den experimentellen Daten.

Hier wird nun untersucht, ob in den Azimutalwinkelverteilungen von Photonen aus 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen jetähnliche Strukturen zu finden sind. In Abb. 7.10 ist für minimum bias Reaktionen die Winkelverteilung von Photonentreffern relativ zu einem hochenergetischen Triggerphoton ($p_T > 2 \text{ GeV}/c$) dargestellt. Für die nach Abzug des Triggerphotons verbleibenden Photonentreffer eines Ereignisses wird dabei in den

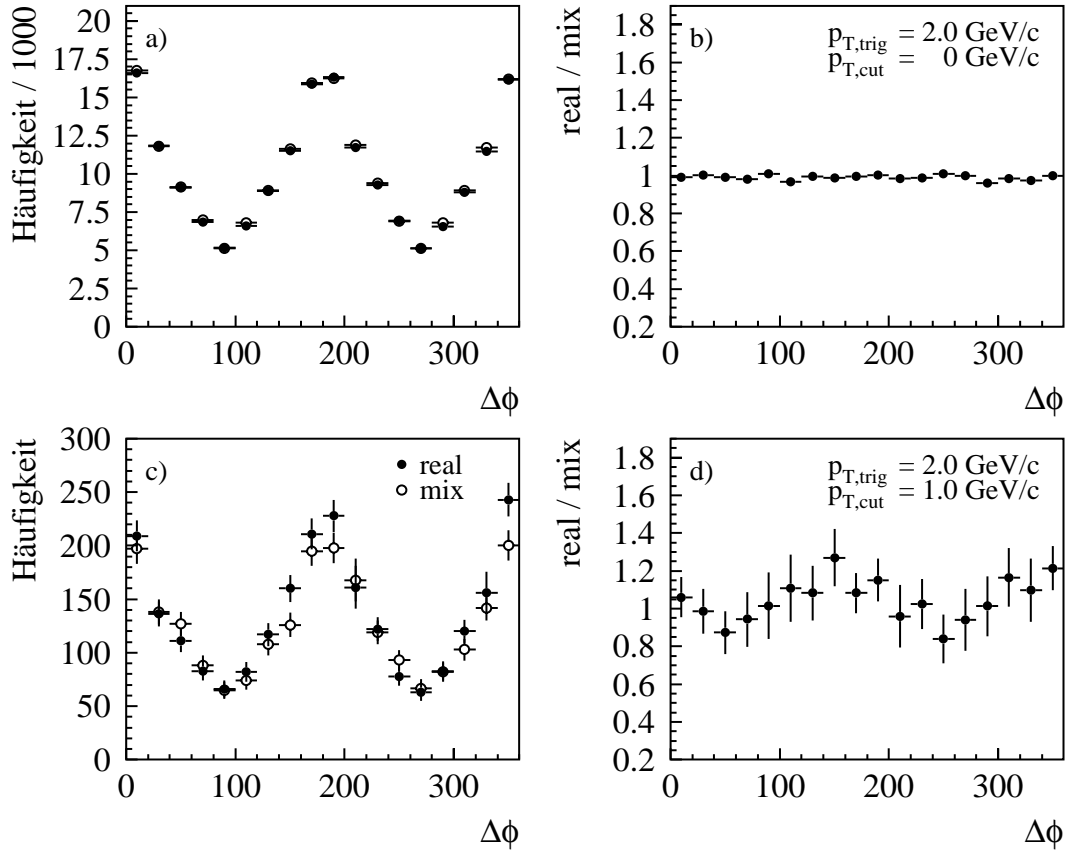


Abbildung 7.10: Im linken Teil sind für reale und gemischte Ereignisse aus 158 AGeV minimum bias Pb+Pb-Reaktionen die Winkelverteilungen von Photonentreffern relativ zu einem hochenergetischen Triggerphoton ($p_T > 2$ GeV/c) dargestellt. Auf die untersuchten Photonentreffer wird in a) und b) keine und in c) und d) eine Transversalimpulsschwelle von 1 GeV/c angewendet. Auf der rechten Seite sind jeweils die Verhältnisse der Winkelverteilungen aus realen und gemischten Ereignissen dargestellt.

Abb. 7.10a bzw. 7.10b keine und in den Abb. 7.10c bzw. 7.10d eine $p_{T,cut} = 1$ GeV/c angewendet. Die Winkelverteilung wird auch für gemischte Ereignisse bestimmt. In diesem Fall stammen das Triggerphoton und die restlichen Photonen aus verschiedenen Ereignissen. Dadurch wird die unvollständige Abdeckung des Azimutalwinkelbereichs durch den Bleiglasdetektors berücksichtigt.

Das Verhältnis der Winkelverteilungen aus realen und gemischten Ereignissen zeigt für $p_{T,cut} = 0$ keine Strukturen. Dagegen ist im Fall von $p_{T,cut} = 1$ GeV/c eine leichte Erhöhung der realen Verteilung in der Gegend um $\Delta\phi = 180^\circ$ sichtbar. Dies allein darf aber noch nicht als Hinweis auf Mini-Jets gedeutet werden. Eine andere Er-

klärungsmöglichkeit wäre z.B. ein kollektives (elliptisches) Flußverhalten der neutralen Pionen bei mittleren Rapiditäten.

Das sog. gerichtete und elliptische Flußverhalten bezieht sich auf die azimutale Verteilung produzierter Teilchen relativ zum Azimutwinkel der Reaktionsebene. Die Reaktionsebene ist nur für Kollisionen mit einem Stoßparameter $b \neq 0$ definiert. Sie wird vom Stoßparametervektor \vec{b} und der Strahlachse aufgespannt. Zur Untersuchung des Flußverhaltens wird die azimutale Verteilung der produzierten Teilchen in einer Fourier-Reihe entwickelt. Der erste Koeffizient der Fourier-Reihe beschreibt dabei den gerichteten, der zweite den elliptischen Fluß.

In [App98] ist für 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen ein elliptischer Fluß geladener Pionen im Bereich der Schwerpunktsrapidität beobachtet worden. Dabei zeigt sich, daß die geladenen Pionen bevorzugt innerhalb der Reaktionsebene emittiert werden. Falls auch die neutralen Pionen ein elliptisches Flußverhalten zeigen, könnte sich für die Zerfallsphotonen eine Verteilung wie in Abb. 7.10d ergeben.

Das Flußverhalten der Zerfallsphotonen neutraler Pionen ist in [Sch98] mit dem Bleiglasdetektor des WA98-Experiments untersucht worden. Dabei zeigt sich wiederum ein elliptisches Flußverhalten. Anders als aus den Ergebnissen für die geladenen Pionen zu erwarten wäre, liegen die Photonenimpulse in semi-zentralen Pb+Pb-Stößen häufiger senkrecht zur Reaktionsebene als in der Reaktionsebene. Die Stärke dieses Effekts nimmt dabei mit wachsendem Photonentransversalimpuls zu. Eine interessante Frage für weiterführende Analysen wäre daher, welche Winkelkorrelation zwischen den hochenergetischen Triggerphotonen und den jeweiligen Reaktionsebenen besteht.

8. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden ultrarelativistische p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen untersucht, bei denen das Projektilteilchen mit einer Energie von 158 GeV pro Nukleon auf einen ruhenden Bleikern trifft. Die analysierten Daten stammen vom CERN-Experiment WA98. Im Mittelpunkt der Arbeit steht die Zentralitätsabhängigkeit der Teilchenproduktion in Pb+Pb-Reaktionen. Außerdem werden Teilchenspektren aus p+Pb- und Pb+Pb-Reaktionen miteinander verglichen. Weitere Aspekte der Arbeit sind die Produktion von Photonen mit kleinen Transversalimpulsen ($p_T \lesssim 0,5 \text{ GeV}/c$) sowie die Suche nach Mini-Jets.

Das Hauptziel bei der Untersuchung ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen ist der Nachweis eines neuen Materiezustands, des Quark-Gluon-Plasmas. Der Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma wird bei Energiedichten im Bereich $1,5 - 3,0 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ erwartet. Aus der im WA98-Experiment gemessenen transversalen Energie E_T ergibt sich für zentrale Pb+Pb-Kollisionen eine Energiedichte von ca. $3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Dieser Wert ergibt sich aus der Bjorken-Formel und ist für den hier vorliegenden Energiebereich als Abschätzung zu verstehen.

Ein Hinweis darauf, daß in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen tatsächlich ein Quark-Gluon-Plasma entsteht, kommt vom NA50-Experiment. In diesem Experiment wird eine anomale Unterdrückung der J/Ψ -Produktion für Pb+Pb-Reaktionen mit einem Stoßparameter im Bereich $b \lesssim 8 \text{ fm}$ festgestellt. Im WA98-Experiment werden Pb+Pb-Reaktionen in einem weiten Zentralitätsbereich von äußerst peripheren bis hin zu sehr zentralen Kollisionen untersucht. Der Stoßparameter kann dabei durch die Messung der transversalen Energie E_T und der Energie in Vorwärtsrichtung E_F sehr genau bestimmt werden. Ein Ergebnis dieser Arbeit ist, daß globale Größen wie die Multiplizität geladener Teilchen kontinuierlich, d.h. ohne eine erkennbare Änderung ab einer bestimmten Größe des Reaktionssystems, mit der Zentralität der Pb+Pb-Reaktion ansteigen. Auch für den Übergang von p+p- zu peripheren Pb+Pb-Reaktionen zeigt sich ein solches kontinuierliches Verhalten.

Das Wounded Nucleon Modell sagt für p+A- und A+A-Reaktionen einen linearen Anstieg der Teilchenmultiplizität mit der Anzahl der Participants voraus. Als Participants werden solche Nukleonen bezeichnet, die an mindestens einer inelastischen Nukleon-Nukleon-Kollision beteiligt waren. Die Abhängigkeit der transversalen Energie und der Multiplizität geladener Teilchen von der Anzahl N_{part} der Participants läßt sich

in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen jedoch besser durch eine Parametrisierung der Form $dX/d\eta|_{max} \propto N_{part}^{1,08} (X = E_T, N_{ch})$ beschreiben.

Das Verhältnis E_T/N_{ch} der gemessenen transversalen Energie und der Multiplizität geladener Teilchen ist ein Maß für den mittleren Transversalimpuls der produzierten Teilchen. Im peripheren Bereich mit weniger als ca. 100 Participants steigt E_T/N_{ch} mit wachsender Zentralität an. Für zentralere Pb+Pb-Stöße bleibt E_T/N_{ch} dagegen weitgehend konstant. Ein ähnliches Verhalten wird in [Agg99a] für den mittleren Transversalimpuls neutraler Pionen beobachtet.

In einer einfachen Modellvorstellung kann eine ultrarelativistische Schwerionenreaktion als Abfolge von Nukleon-Nukleon-Stößen betrachtet werden. Nimmt man einen bestimmten Energieverlust der Nukleonen in den einzelnen Stößen an, so kann die Teilchenmultiplizität in einer Schwerionenreaktion als Summe der Beiträge der Nukleon-Nukleon-Reaktionen verstanden werden. In dieser Arbeit wird ein Modell entwickelt, das auf der Basis bekannter p+p-Daten Vorhersagen für die Teilchenmultiplizitäten in Schwerionenexperimenten der nächsten Generation macht. In diesem Modell wird unabhängig von der Energie eine konstante Rapiditätsänderung Δy der Nukleonen in einem Nukleon-Nukleon-Stoß angenommen. Aus dem Vergleich mit der Teilchenmultiplizität in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen ergibt sich $\Delta y \approx 1,25$. Für Au+Au-Kollisionen am RHIC, der Ende 1999 in Betrieb geht, wird für zentrale Reaktionen im Stoßparameterbereich $b \leq 3$ fm eine Rapiditätsdichte geladener Teilchen von $dN_{ch}/dy \approx 900$ vorausgesagt.

Bei der Untersuchung der Transversalimpulsspektren neutraler Pionen und Photonen zeigt sich, daß die Form der Spektren aus p+Pb- und peripheren Pb+Pb-Reaktionen ähnlich ist. Die π^0 - und γ -Transversalimpulsspektren aus zentralen Pb+Pb-Reaktionen fallen mit wachsendem Transversalimpuls langsamer ab als die Spektren aus peripheren Reaktionen. Der mittlere Transversalimpuls der Photonen aus 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen zeigt eine ähnliche Zentralitätsabhängigkeit wie E_T/N_{ch} : Nach einem Anstieg im peripheren Bereich stellt sich eine weitgehende Sättigung für Reaktionen mit mehr als ca. 100 Participants ein.

Im letzten Teil der Arbeit werden zwei speziellere Aspekte der Pb+Pb-Reaktionen untersucht: Photonen mit kleinen Transversalimpulsen und Winkelkorrelationen zwischen hochenergetischen Photonen. Die Analyse der Photonenproduktion bei kleinen Transversalimpulsen ergibt dabei Hinweise auf einen Überschuß an Photonen im Bereich $p_T \lesssim 0,5$ GeV/c gegenüber dem Untergrund von Photonen aus den Zerfällen von Hadronen.

Die Analyse der Winkelkorrelationen hochenergetischer Photonen dient der Suche nach Mini-Jets. Es zeigt sich dabei die Tendenz, daß zwei hochenergetische Photonen eines Ereignisses in der azimuthalen Ebene bevorzugt in entgegengesetzte Richtungen emit-

tiert werden. Das allein kann jedoch noch nicht als Hinweis auf Mini-Jets gedeutet werden, da dieses Verhalten z.B. auch durch ein kollektives Flußverhalten der neutralen Pionen erklärt werden könnte.

Der generelle Stand der Untersuchungen der 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen durch die verschiedenen CERN-Experimente kann so zusammengefaßt werden, daß einige Hinweise auf die Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas gefunden wurden, ein eindeutiger Nachweis jedoch noch aussteht. Klare Signale dieses Materiezustandes erhofft man sich von zukünftigen Schwerionenreaktionen höherer Energie am RHIC und am LHC. Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma bleibt also spannend.

A. Kinematische Variablen

In der Hochenergiephysik werden die nach einer Reaktion vorliegenden Teilchen durch den Viererimpuls

$$p^\mu = (E, \vec{p}) = (E, p_x, p_y, p_z) \quad (\text{A.1})$$

beschrieben. E ist dabei die Energie des Teilchens und \vec{p} der Dreierimpuls in kartesischen Koordinaten. Für ein freies Teilchen mit der Ruhemasse m_0 gilt die relativistische Energie-Impuls-Beziehung

$$E^2 = m_0^2 + \vec{p}^2. \quad (\text{A.2})$$

Dabei wird hier und im folgenden wie in der Hochenergiephysik üblich $c \equiv 1$ gesetzt. Die Strahlachse definiert zumeist die z -Achse des Koordinatensystems. Der Dreierimpuls eines Teilchens, dessen Flugbahn unter einem Winkel ϑ zur Strahlachse verläuft, wird in eine longitudinale Komponente p_L und eine transversale Komponente p_T aufgeteilt:

$$p_L = p \cdot \cos \vartheta = p_z \quad (\text{A.3})$$

$$p_T = p \cdot \sin \vartheta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (\text{A.4})$$

Hierbei ist $p = |\vec{p}|$ der Betrag des Dreierimpulses.

Die longitudinale Geschwindigkeit $\beta_L = p_L/E$ eines Teilchens wird durch die Rapidität y beschrieben:

$$y = \text{atanh}(\beta_L) \quad (\text{A.5})$$

$$= \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}. \quad (\text{A.6})$$

Die Rapidität eines Teilchens hängt vom Bezugssystem ab. Anders als die longitudinale Geschwindigkeit β_L verhält sich die Rapidität jedoch additiv bei einem Wechsel in ein Bezugssystem, das sich mit einer Geschwindigkeit β relativ zum alten Bezugssystem bewegt:

$$y' = y + \text{atanh}(\beta). \quad (\text{A.7})$$

Damit ist die Form der Rapiditätsverteilung einer Meßgröße, z.B. der Multiplizität produzierter Teilchen, unabhängig von der Wahl des Bezugssystems. Im nichtrelativistischen Grenzfall gilt $y \approx \beta_L$. Es gelten die Beziehungen

$$E = m_T \cdot \cosh(y) \quad (\text{A.8})$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh(y). \quad (\text{A.9})$$

Dabei bezeichnet $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ die sog. transversale Masse des Teilchens.

Im Grenzfall $E \gg m_0$ kann die Rapidität durch die Pseudorapidität η angenähert werden:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} \quad (\text{A.10})$$

$$= -\ln \left[\tan \left(\frac{\vartheta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.11})$$

Die Pseudorapidität eines Teilchens kann allein aus dem Winkel ϑ der Flugbahn des Teilchens relativ zur Strahlachse bestimmt werden. Die Pseudorapidität ist damit experimentell meist einfacher zugänglich als die Rapidität. Analog zu (A.8) und (A.9) gilt

$$p = p_T \cdot \cosh(\eta) \quad (\text{A.12})$$

$$p_L = p_T \cdot \sinh(\eta). \quad (\text{A.13})$$

B. Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitte

Die Teilchenproduktion in hochenergetischen Reaktionen wird meist durch eine lorentz-invariante Größe, den Wirkungsquerschnitt $E d^3\sigma/d\vec{p}^3$, beschrieben. Es gelten die folgenden Beziehungen:

$$\begin{aligned} \sigma_{inv} \equiv E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} &= E \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\varphi dp_L} \\ &\stackrel{\frac{dp_L}{dy}=E}{=} \frac{1}{p_T} \frac{d^3\sigma}{dp_T d\varphi dy} \\ &\stackrel{\varphi\text{-Symmetrie}}{=} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dp_T dy} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

$$= \frac{1}{2\pi m_T} \frac{d^2\sigma}{dm_T dy}. \quad (\text{B.2})$$

Betrachtet man in einer inelastischen Reaktion die Produktion von Teilchen einer bestimmten Sorte X , so ergibt die Integration des zugehörigen lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitts das Produkt aus der mittleren Anzahl der pro inelastischer Reaktion erzeugten Teilchen und dem totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt:

$$\int E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} d\vec{p}^3 = \langle n_X \rangle \cdot \sigma_{in}. \quad (\text{B.3})$$

Im Experiment wird der lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitt dann entsprechend

$$E \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = \frac{1}{2\pi p_T N_{in}} \cdot \frac{\Delta N_X}{\Delta p_T \Delta y} \cdot \sigma_{in} \quad (\text{B.4})$$

bestimmt. ΔN_X ist dabei die in N_{in} inelastischen Reaktionen gemessene Gesamtzahl an Teilchen, die in einem Transversalimpulsintervall $[p_T, p_T + \Delta p_T]$ und in einem Rapiditätsintervall $[y, y + \Delta y]$ nachgewiesen wurden.

C. N_{part} - und N_{coll} -Werte

% von σ_{mb}	E_T -Schwelle [GeV]	N_{part}	N_{coll}	N_{part}	N_{coll}
		VENUS		Glauber	
1	398,8	380,7	810,7	386,6	919,0
5	355,8	355,8	739,3	363,0	842,6
10	313,1	310,9	621,7	317,6	705,5
15	275,2	269,7	518,5	275,8	587,4
20	239,8	233,3	429,5	238,3	485,0
25	208,0	202,0	357,2	206,2	400,4
30	179,2	174,2	293,6	177,2	327,6
35	153,7	149,3	240,1	152,8	269,1
40	130,3	128,2	197,3	131,1	219,1
45	109,7	109,3	159,4	112,1	177,2
50	91,2	91,4	126,1	93,4	138,7
55	74,8	76,2	99,2	77,9	108,6
60	60,4	62,6	76,7	63,8	83,1
65	47,9	51,2	59,1	51,6	62,7
70	37,0	41,3	44,8	42,4	48,6
75	27,9	32,4	32,6	32,7	34,7
80	20,5	25,5	24,2	25,3	25,1
85	14,7	19,5	17,3	19,6	18,2
90	10,3	14,6	12,1	14,9	13,1
95	6,9	10,9	8,6	11,6	9,7
100	0,0	8,3	6,2	9,1	7,2

Tabelle C.1: Ergebnisse der VENUS-Simulation und der Glauberrechnung für die Anzahl der Reaktions-
teilnehmer (N_{part}) und die Anzahl der Nukleon-Nukleon-Stöße (N_{coll}) in 158 AGeV Pb+Pb-Reaktionen.
Die Reaktionen werden über die gemessene transversale Energie E_T in 21 Zentralitätsklassen eingeteilt.
Die angegebenen E_T -bzw. E_F -Schwellen dieser und der folgenden Tabellen sind jeweils bei ausgeschalte-
tem Magneten gültig.

% von σ_{mb}	E_T -Schwelle [GeV]	N_{part}	N_{coll}
		VENUS	
1	398,8	380,7	810,7
5	355,8	355,8	739,4
10	313,1	310,9	621,7
20	239,8	251,5	474,0
40	130,3	163,4	271,9
60	60,4	85,0	115,5
80	20,5	37,7	40,3
100	0,0	13,3	11,0

Tabelle C.2: Ergebnisse der VENUS-Simulation für N_{part} und N_{coll} bei Einteilung der Pb+Pb-Reaktionen in acht E_T -Klassen.

% von σ_{mb}	E_F -Schwelle [GeV]	N_{part}	N_{coll}
		VENUS	
1	6,15	381,7	812,0
5	8,79	356,4	740,1
10	11,68	310,5	620,1
15	14,37	269,1	515,6
20	16,92	233,3	430,4
25	19,20	201,5	355,7
30	21,25	173,6	292,6
35	23,10	148,3	238,0
40	24,79	127,5	196,0
45	26,30	109,2	159,5
50	27,62	90,7	125,6
55	28,75	75,4	98,5
60	29,71	61,8	75,9
65	30,49	49,7	57,7
70	31,10	38,9	42,4
75	31,57	31,2	32,1
80	31,94	24,9	24,5
85	32,29	19,9	18,5
90	32,65	16,7	15,0
95	33,15	14,1	12,0
100	—	11,9	9,6

Tabelle C.3: Ergebnisse der VENUS-Simulation für N_{part} und N_{coll} bei Einteilung der Pb+Pb-Reaktionen in 21 E_F -Klassen.

% von σ_{mb}	E_F -Schwelle [GeV]	N_{part}	N_{coll}
		VENUS	
1	6,15	381,7	812,0
5	8,79	356,4	740,1
10	11,68	310,5	620,1
20	16,92	251,4	473,4
40	24,79	163,4	272,0
60	29,71	84,3	115,0
80	31,94	36,4	39,5
100	—	15,7	13,8

Tabelle C.4: Ergebnisse der VENUS-Simulation für N_{part} und N_{coll} bei Einteilung der Pb+Pb Reaktionen in acht E_F -Klassen.

Literaturverzeichnis

- [Abe90] F. Abe et al., Phys. Rev. **D 41** (1990) 2330
- [Abr97] M. C. Abreu et al., Phys. Rev. **A 638** (1997) 261c
- [Afa96] S. V. Afanasiev et al., Nucl. Phys. **A 610** (1996), 188c
- [Agg96] M. M. Aggarwal et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 143
- [Agg97a] M. M. Aggarwal et al., *Systematics of Transverse Energy Production in ^{208}Pb Induced Collisions at 158 GeV/nucleon*, UT/ORNL WA98 Preprint, 1997
- [Agg97b] M. M. Aggarwal et al., Phys. Rev. **C 56** (1997) 1160
- [Agg98a] M. M. Aggarwal et al., *A Preshower Photon Multiplicity Detector for the WA98 Experiment*, Preprint hep-ex/9807026 (1998)
- [Agg99a] M. M. Aggarwal et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 4087
- [Agg99b] M. M. Aggarwal et al., *Systematics of Inclusive Photon Production in 158 AGeV Pb Induced Reactions on Ni, Nb and Pb Targets*, Preprint nucl-ex/9903006 (1999)
- [Agg99c] M. M. Aggarwal et al., Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 926
- [Alb76] E. Albini et al., Il Nuovo Cimento **32** (1976) 101
- [Alb91] R. Albrecht et al., Phys. Rev. **C 44** (1991) 2736
- [Alb92] R. Albrecht et al., Z. Phys. **C 55** (1992) 539
- [Alb95] T. Alber et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3814
- [Alb89] R. Albrecht, R. Bock, G. Claesson, H. H. Gutbrod, J. Hoffmann, B.W. Kolb, U. Kopf, A. Loos, I. Lund, M. Marquardt, A. Przybyla, R. Schulz und T. Siemiarczuk, Nucl. Instr. and Meth. **A276** (1989) 131

- [Aln86] G.J. Alner et al., Z. Phys. **C 33**, (1986) 1
- [Ang94] A. Angelis et al., Nucl. Phys. **A 566** (1994) 605c
- [App98] H. Appelshäuser et al., Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 4136
- [Ata82] M. Atac, A. Tollestrup, und D. Potter, Nucl. Instr. and Meth. **200** (1982) 345
- [Awe89] T. C. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 479
- [Awe92] T. C. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 311** (1992) 130
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 189
- [Bai95] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, S. Peigné und D. Schiff, Phys. Lett. **B 345** (1995) 277
- [Bar98] C. Barlag et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A 406** (1998) 299
- [Bas98a] S. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **41** (1998) 225
- [Bas98b] S. Bass et al., J. Phys. **G25** (1999) 1
- [Bas99] S. Bass et al., Proceedings zur Quark-Matter '99 Konferenz, 10.-15. May 1999, zur Veröffentlichung in Nucl. Phys. **A**
- [Bat97] S. Bathe, *Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit eines Streamer-Tube-Detektors*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Bat99] S. Bathe, persönliche Mitteilung
- [Ber90] F. Berger, *Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1990
- [Ber92] F. Berger, D. Bock, G. Clewing, L. Dragon, R. Glasow, G. Hölker, K. H. Kampert, T. Peitzmann, M. Purschke, B. Roters, R. Santo, K. Steffens, D. Stüken und A. Twyhues, Nucl. Instr. Meth **A321** (1992) 152
- [Bia76] A. Białas, A. Błeszyński und W. Czyż, Nucl. Phys. **B 111** (1976) 461
- [Bjo83] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140
- [Bla87] J. P. Blaizot und J. Y. Ollitrault, Phys. Lett. **B191** (1987) 21

- [Bla96] J. P. Blaizot und J. Y. Ollitrault, Nucl. Phys. **A 610** (1996) 452
- [Blu98] C. Blume, *Produktion neutraler Mesonen in heißer hadronischer Materie*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998
- [Boh96] E.-M. Bohne, *Einsatz eines Bleiglasdetektors zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996
- [Buc99] D. Bucher, Dissertation, Universität Münster, in Vorbereitung, 1999
- [Bur86] T.H. Burnett, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 3249
- [Büs97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglas kalorimeter LEDA – Eine Computersimulation –*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Büs00] H. Büsching, Dissertation, Universität Münster, in Vorbereitung, 2000
- [Bus88] W. Busza und R. Ledoux, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci **38** (1988) 119
- [Car98a] L. Carlén et al., Nucl. Instr. and Meth. **412** (1998) 361
- [Car98b] L. Carlén et al., Nucl. Instr. and Meth. **413** (1998) 92
- [Chl84] P. V. Chliapnikov et al., Phys. Rev. **B 141** (1984) 276
- [Chu96] T. Chujo et al., Nucl. Instr. and Meth. **383** (1996) 409
- [Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleiglas kalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996
- [Col67] H.R. Collard, L.R.B. Elton und R. Hofstadter, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Group I: Nuclear Physics and Technology, Volume 2: Nuclear Radii*, Springer, Berlin (1967) 36
- [Cro75] J. W. Cronin et al., Phys. Rev. **D 11** (1975) 3105
- [Cse94] L.P. Csernai, *Introduction to Relativistic Heavy Ion Collisions*, John Wiley & Sons, 1994
- [Dat85] S. Daté, M. Gyulassy und H. Sumiyoshi, Phys. Rev. **D 32** (1985) 619

- [DeM82] C. De Marzo et al., Phys. Rev. **D 26** (1982) 1019
- [Eli78] J. E. Elias et al., Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 285
- [Eli80] J. E. Elias et al., Phys. Rev. **D 22** (1980) 13
- [Ell88] M. Ellilä, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A 277** (1989) 507
- [Fel96] H. Feldmann, *Untersuchung des Bleiglas-Detektors im WA98-Experiment in einer Computer-Simulation*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1996
- [Gaz91] M. Gazdzicki und O. Hansen, Nucl. Phys. **A 528** (1991) 754
- [Gla70] R. J. Glauber und G. Matthiae, Nucl. Phys. **B 21** (1970) 135
- [Gea94] Application Software Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writup W1013, CERN, Genf, 1994
- [Geu98] F. Geurts, *Neutral Meson Production in Hot Matter*, doctoral thesis, Universität Utrecht, 1998
- [Gyu94] M. Gyulassy und X.-N. Wang, Nucl. Phys. **B 420** (1994) 420
- [Har96] J. W. Harris und B. Müller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71
- [Has93] H. D. Haseroth et al., *CERN Heavy-Ion Facility Design Report*, CERN-93-01, CERN, 1993
- [Has96] H. D. Haseroth et al., Proceedings zu *18th International Linear Accelerator Conference - LINAC'96*, Genf, 26-30 August 1996
- [Hov86] L. Van Hove, Ann. Phys. (N.Y.) **192** (1986) 66
- [Iar83] E. Iarocci, Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983) 30
- [Izy91] M. Izycki et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 310** (1991) 98
- [Izy95] M. Izycki et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 367** (1995) 358
- [Kam93] K. H. Kampert, *Hochenergetische Schwerionenreaktionen – Studium heißer dichter Kernmaterie* –, Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, Münster, 1993

- [Kin80] K. Kinoshita, A. Minaka und H. Sumiyoshi, Prog. Theor. Phys. **63** (1980) 1268
- [Kle87] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1987
- [Koc97] V. Koch, Int. J. Mod. Phys. **E 6** (1997) 203
- [Krü98] T. Krümpel, *Produktion niederenergetischer Photonen in Experimenten der Hochenergiephysik*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1998
- [Kur97] M. Kurata et al., *First Evidence of Directed Flow at CERN-SPS Energy from WA98 Experiment*, ICPA-QGP Proceedings 97
- [Lae96] E. Laermann, Nucl. Phys. **A 610** (1996) 1
- [Lee94] Y.Y. Lee, *Trigger System for WA98*, Internal Report WA98/94-01
- [Lic94] P. Lichard, Phys. Rev. **D 50** (1994) 6824
- [Lin97] W. Lin et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 389** (1997) 415
- [Low58] F. Low, Phys. Rev. **110** (1958) 974
- [Nam61] Y. Nambu u. G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345
- [Neu95] S. Neumaier et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 360** (1995) 593
- [Pan98] Y. Pang, Nucl. Phys. **A 638** (1998) 219c
- [Pei96] T. Peitzmann et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 376** (1996) 368
- [Pei97] T. Peitzmann, *Kernmaterie unter extremen Bedingungen – Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma* –, Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Per87] D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison-Wesley, 1987
- [Pet98] V. Petráček, Czech. J. Phys. **48/S1** (1998) 87
- [PHE93] PHENIX-Collaboration. *PHENIX Conceptual Design Report*, Brookhaven National Laboratory, 1993
- [Pi92] Hong Pi, Comput. Phys. Commun. **71** (1992) 173

- [Pob99] U. von Poblitzki, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, in Vorbereitung, 1999
- [Poc95] J. Pochodzalla et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1040
- [Pov96] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer, 1996
- [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*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995
- [Roy96] P. Roy et al., Phys. Rev. **C 53** (1996) 2364
- [Sat92] H. Satz, Nucl. Phys. **A 544** (1992) 371c
- [Sch94a] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitor-systems für ein modulares Bleiglasspektrometer*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Sch94b] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleigaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Sch98] H. Schlagheck, *Collective Flow Phenomena in 33 TeV Pb+Pb Reactions*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998
- [SLD90] SLD-WIC Kollaboration, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A 289** (1990) 449
- [Sor89] H. Sorge, H. Stöcker und W. Greiner, Nucl. Phys. **A 498** (1989) 567c
- [Ste98] P. Steinberg, *Search for Disoriented Chiral Condensates in 158 AGeV $^{208}\text{Pb} + \text{Pb}$ Collisions*, doctoral thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1998
- [Sto99] R. Stock, *The Parton-Hadron Phase Transition in Central Nuclear Collisions at the CERN SPS*, Preprint hep-ph/9901415 (1999)
- [Sun96] R. Sundblad, *Specification for streamer-tube readout circuit*, MSACII (1996)
- [Vod93a] A. S. Vodopianov, *ZDC Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, 1993

- [Vog98] R. Vogt, Phys. Lett. **B 430** (1998) 15
- [WA98] WA98-Kollaboration, *Proposal for a large Acceptance Hadron and Photon Spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260, CERN, Genf, 1991
- [Wan96] X.-N. Wang, Z. Huang und I. Sarcevic, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 231
- [Wei89] W. Weise, *Subnukleare Physik – theoretische Konzepte und experimentelle Beispiele*, Physikalische Blätter 10 (1989) 391
- [Wer88] K. Werner, Phys. Lett. **B 208** (1988) 520
- [Wer93] K. Werner, Phys. Rep. **232** (1993) 87
- [Wer90] K. Werner, *Comparison of string models for heavy ion collisions*, CERN-TH-5701/90, 1990
- [Wil74] K. G. Wilson, Phys. Rev. **D 14** (1974) 2455
- [Won85] C.-Y. Wong, Phys. Rev. **D 32** (1985) 94
- [Won86] C.-Y. Wong, Phys. Rev. **C 33** (1986) 1340
- [Won89] C.-Y. Wong, Phys. Rev. **D 39** (1989) 2606
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., Singapur, 1994
- [You89] G. R. Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 503
- [You94] G. R. Young et al., *Monolithic Circuits for Lead-Glass Calorimetry*, Konferenzbeitrag in *Electronics for Future Colliders Conference*, Montvale, New Jersey, 1994

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die Unterstützung dieser Arbeit, die hervorragenden Arbeitsbedingungen am Institut für Kernphysik, die Möglichkeit der Mitarbeit in einer internationalen Kollaboration sowie für die Möglichkeit, an interessanten Konferenzen teilnehmen zu können.

Bei Dr. T. Peitzmann möchte ich mich für viele wertvolle Hinweise zu den Auswertungen dieser Arbeit bedanken. Seine stete Bereitschaft, auftretende Probleme zu diskutieren, hat diese Arbeit entscheidend vorangebracht.

Ein besonderes Dankeschön geht auch an Dr. T. C. Awes für seinen enormen Einsatz für das WA98-Experiment. Er hat den Stand der Analysen dieser Arbeit stets aufmerksam verfolgt und viele nützliche Ideen beigesteuert.

Für ihren Einsatz beim Aufbau des Vetodetektors für geladene Teilchen und die gute Zusammenarbeit bedanke ich mich bei C. Barlag, S. Bathe, N. Heine und W. Verhoeven.

Bei N. Heine möchte ich mich zudem für die Erstellung einiger Illustrationen dieser Arbeit herzlich bedanken.

Bei H. Büsching, Dr. T. Peitzmann und U. v. Poblitzki bedanke ich mich für die Simulationsrechnungen, die in diese Arbeit eingegangen sind.

Für die vielen lehrreichen Diskussionen, die Beantwortung vieler Fragen, die gute Zusammenarbeit und die Unterstützung bedanke ich mich bei C. Barlag, S. Bathe, Dr. C. Blume, D. Bucher, H. Büsching, Dr. H. Schlagheck.

Ebenso möchte ich mich bei Dr. R. Glasow, C. Klein-Bösing, S. Knoche, J. Langheinrich, Dr. T. Lister, M. Merschmeyer, V. Mexner, U. v. Poblitzki, C. Quentmeier, D. Stüken, M. Wahn und A. Wälte für die angenehme Zusammenarbeit und die Unterstützung bedanken.

P. Stankus und P. Steinberg danke ich für den Einsatz bei der Produktion der DSTs, die für die Analysen dieser Arbeit verwendet worden sind.

Für die kritische Durchsicht dieser Arbeit bedanke ich mich bei Dr. C. Blume, Dr. T. Lister, Dr. T. Peitzmann, Dr. H. Schlagheck und I. Wissen.

Nicht zuletzt gilt mein Dank natürlich allen Mitarbeitern des WA98-Experiments.

WA98 Kollaboration

M.M. Aggarwal¹, A. Agnihotri², Z. Ahammed³, A.L.S. Angelis⁴, V. Antonenko⁵,
V. Arefiev⁶, V. Astakhov⁶, V. Avdeitchikov⁶, T.C. Awes⁷, P.V.K.S. Baba⁸,
S.K. Badyal⁸, A. Baldine⁶, L. Barabach⁶, C. Barlag⁹, S. Bathe⁹, B. Batiounia⁶,
T. Bernier¹⁰, K.B. Bhalla², V.S. Bhatia¹, C. Blume⁹, R. Bock¹¹, E.-M. Bohne⁹,
D. Bucher⁹, A. Buijs¹², E.-J. Buis¹², H. Büsching⁹, L. Carlen¹³, V. Chalyshev⁶,
S. Chattopadhyay³, R. Cherbatchev⁵, T. Chujo¹⁴, A. Claussen⁹, A.C. Das³,
M.P. Decowski¹⁸, V. Djordjadze⁶, P. Donni⁴, I. Doubovik⁵, M.R. Dutta Majumdar³,
K.El Chenawi¹³, S. Eliseev¹⁵, K. Enosawa¹⁴, P. Foka⁴, S. Fokin⁵, V. Frolov⁶,
M.S. Ganti³, S. Garpman¹³, O. Gavrishchuk⁶, F.J.M. Geurts¹², T.K. Ghosh¹⁶,
R. Glasow⁹, S. K.Gupta², B. Guskov⁶, H.Å. Gustafsson¹³, H.H. Gutbrod¹⁰,
R. Higuchi¹⁴, I. Hrivnacova¹⁵, M. Ippolitov⁵, H. Kalechovsky⁴, R. Kamermans¹²,
K.-H. Kampert⁹, K. Karadjev⁵, K. Karpio¹⁷, S. Kato¹⁴, S. Kees⁹, H. Kim⁷,
B.W. Kolb¹¹, I. Kosarev⁶, I. Koutcheryaev⁵, A. Kugler¹⁵, P. Kulinich¹⁸, V. Kumar²,
M. Kurata¹⁴, K. Kurita¹⁴, N. Kuzmin⁶, I. Langbein¹¹, A. Lebedev⁵, Y.Y. Lee¹¹,
H. Löhner¹⁶, L. Luquin¹⁰, D.P. Mahapatra¹⁹, V. Manko⁵, M. Martin⁴, A. Maximov⁶,
R. Mehdiyev⁶, G. Mgebrichvili⁵, Y. Miake¹⁴, D. Mikhalev⁶, G.C. Mishra¹⁹,
Y. Miyamoto¹⁴, D. Morrison²⁰, D.S. Mukhopadhyay³, V. Myalkovski⁶, H. Naef⁴,
B.K. Nandi¹⁹, S.K. Nayak¹⁰, T.K. Nayak³, S. Neumaier¹¹, A. Nianine⁵, V. Nikitine⁶,
S. Nikolaev⁵, S. Nishimura¹⁴, P. Nomokonov⁶, J. Nystrand¹³, F.E. Obenshain²⁰,
A. Oskarsson¹³, I. Otterlund¹³, M. Pachr¹⁵, A. Parfenov⁶, S. Pavliouk⁶, T. Peitzmann⁹,
V. Petracek¹⁵, F. Plasil⁷, M.L. Purschke¹¹, B. Raeven¹², J. Rak¹⁵, S. Raniwala²,
V.S. Ramamurthy¹⁹, N.K. Rao⁸, F. Retiere¹⁰, K. Reygers⁹, G. Roland¹⁸, L. Rosselet⁴,
I. Roufanov⁶, C. Roy¹⁰, J.M. Rubio⁴, H. Sako¹⁴, S.S. Sambyal⁸, R. Santo⁹, S. Sato¹⁴,
H. Schlagheck⁹, H.-R. Schmidt¹¹, G. Shabratova⁶, I. Sibirak⁵, T. Siemiarczuk¹⁷,
B.C. Sinha³, N. Slavine⁶, K. Söderström¹³, N. Solomey⁴, S.P. Sørensen²⁰,
P. Stankus⁷, G. Stefanek¹⁷, P. Steinberg¹⁸, E. Stenlund¹³, D. Stüken⁹, M. Sumner¹⁵,
T. Svensson¹³, M.D. Trivedi³, A. Tsvetkov⁵, C. Twenhöfel¹², L. Tykarski¹⁷,
J. Urbahn¹¹, N.v. Eijndhoven¹², W.H.v. Heeringen¹², G.J.v. Nieuwenhuizen¹⁸,
A. Vinogradov⁵, Y.P. Viyogi³, A. Vodopianov⁶, S. Vörös⁴, M.A. Vos¹², B. Wyslouch¹⁸,
K. Yagi¹⁴, Y. Yokota¹⁴, G.R. Young⁷,

¹ University of Panjab, Chandigarh 160014, India

² University of Rajasthan, Jaipur 302004, Rajasthan, India

³ Variable Energy Cyclotron Centre, Calcutta 700 064, India

⁴ University of Geneva, CH-1211 Geneva 4, Switzerland

⁵ RRC (Kurchatov), RU-123182 Moscow, Russia

⁶ Joint Institute for Nuclear Research, RU-141980 Dubna, Russia

⁷ Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge,
Tennessee 37831-6372, USA

⁸ University of Jammu, Jammu 180001, India

⁹ Universität Münster, D-48149 Münster, Germany

¹⁰ SUBATECH, Ecole des Mines, Nantes, France

¹¹ Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI),
D-64220 Darmstadt, Germany

¹² University of Utrecht/NIKHEF, NL-3508 TA Utrecht,
The Netherlands

¹³ University of Lund, SE-221 00 Lund, Sweden

¹⁴ University of Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

¹⁵ Nuclear Physics Institute, CZ-250 68 Rez, Czech Rep.

¹⁶ KVI, University of Groningen, NL-9747 AA Groningen,
The Netherlands

¹⁷ Institute for Nuclear Studies, 00-681 Warsaw, Poland

¹⁸ MIT Cambridge, MA 02139, USA

¹⁹ Institute of Physics, 751-005 Bhubaneswar, India

²⁰ University of Tennessee, Knoxville,
Tennessee 37966, USA