Experimentelle Physik

Produktion neutraler Mesonen in heißer hadronischer Materie

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

vorgelegt von
Christoph Blume
aus Iserlohn

— 1998 —

Dekan:	Prof. Dr. N. Schmitz
Erster Gutachter:	Prof. Dr. R. Santo
Zweiter Gutachter:	Priv.-Doz. Dr. T. Peitzmann

Tag der mündlichen Prüfung:
Tag der Promotion:

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen **5**

1.1 Einleitung 5

1.2 Reaktionen von schweren Ionen bei ultrarelativistischen Energien 5

1.2.1 Motivation 6

1.2.2 Reaktionsverlauf 7

1.2.3 Signale für das Quark-Gluon-Plasma 10

1.3 Produktion von Hadronen 14

1.3.1 Proton induzierte Reaktionen 14

1.3.2 Mikroskopische Modelle 17

1.3.3 Thermodynamische Modelle 19

2 Das WA98-Experiment **23**

2.1 Aufbau des WA98-Experimentes 23

2.1.1 Der Trigger 23

2.1.2 Das Target 25

2.1.3 Der Plastic-Ball 26

2.1.4 Die Kalorimeter 26

2.1.5 Die Multiplizitätsdetektoren 27

2.1.6 Die Spurdetektoren 28

2.1.7 Die Datenaufnahme 30

2.2 Der LEDA-Detektor 30

2.2.1 Funktionsprinzip 30

2.2.2 Aufbau 32

2.2.3 Das Referenzsystem 34

2.2.4 Das Hochspannungssystem 36

2.2.5 Die Ausleseelektronik 37

3 Analyse der LEDA-Daten **43**

3.1 Die Kalibration 43

3.1.1 Bestimmung der Eichfaktoren 44

3.1.2 Auflösungsvermögen 47

3.2 Verarbeitung der ADC-Ausgabe 47

3.2.1 Pedestal-Korrektur 47

3.2.2 Anpassung der Verstärkungsbereiche 49

3.2.3 Korrektur des Ladungsabfalls 51

3.2.4 Auslesefehler 54

3.3 Korrektur von Verstärkungsschwankungen 55

3.3.1 Zeitabhängige Kontrolle der Eichung 56

3.3.2 Kontrolle und Korrektur der Eichfaktoren 59

3.4 Teilchenrekonstruktion 61

3.4.1 Clusteranalyse 61

3.4.2 Linearisierung der Detektorantwort 63

3.4.3 Teilchenidentifikation 65

4 Messung neutraler Mesonen **67**

4.1 Extraktion des π^0-Signals 67

4.1.1 Die Event-Mixing Methode 69

4.1.2 π^0-Auflösung und Linearität 73

4.1.3 Simulationen 75

4.1.4 Korrelationseffekte 79

4.2 Korrektur der Spektren 84

4.2.1 Akzeptanz 84

4.2.2 Rekonstruktionseffizienz 86

4.2.3 Weitere Korrekturen 95

4.3 Schwerere Mesonen 101

4.4 Datenauswahl 106

4.4.1 Klassifizierung der Ereignisse 106

4.4.2 Berechnung invarianter Wirkungsquerschnitte 109

4.4.3 Systematische Fehler der π^0-Spektren 110

5 Resultate **111**

5.1 π^0-Produktion 111

5.1.1 m_T-Verteilungen 111

5.1.2 Analysen und Vergleiche 115

5.1.3 Skalierungsverhalten der π^0-Produktion 120

5.2 Vergleich mit Modellen 127

5.2.1 Mikroskopische Modelle 127

5.2.2 Hydrodynamische Modelle 129

5.2.3 Random-Walk-Modell 136

5.3 η-Produktion 143

5.4 Diskussion 148

6 Zusammenfassung **151**

A Kinematische Variablen **155**

B Parametrisierungen **157**

C Invariante Wirkungsquerschnitte **159**

Danksagung **171**

1. Grundlagen

1.1 Einleitung

Das Gebiet der ultrarelativistischen Schwerionenphysik hat im Verlauf der letzten Jahre einen rasanten Aufschwung genommen. Die Möglichkeit, Kernmaterie im Labor unter extremen Bedingungen zu studieren, erlaubt die Beobachtung vielfältiger und neuartiger Phänomene der Physik der starken Wechselwirkung. Die beherrschende Frage ist dabei die nach der Existenz eines andersartigen Materiezustands, dem Quark-Gluon-Plasma (QGP). Nach den heute gängigen Vorstellungen zur Geschichte des Universums, befand sich die gesamte Materie des Weltalls während eines kurzen Zeitraumes nach dem Urknall in einem solchen extremen Zustand. Neben der Beantwortung astrophysikalischer Fragestellungen, erlauben es diese Experimente das grundlegende Verständnis der Eigenschaften der Materie, aus der unsere Welt besteht, zu erweitern.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung neutraler Mesonen, wie sie in solchen Kern-Kern-Reaktionen erzeugt werden. Beobachtungen über die Teilchenproduktion geben Aufschluß über viele Eigenschaften hochverdichteter Kernmaterie und helfen, daß Gesamtbild über den Ablauf der Kollisionen zu vervollständigen. Weiterhin ist die Bestimmung der Spektren neutraler Mesonen eine wichtige Voraussetzung zur Untersuchung eines Signals für ein QGP – den direkten Photonen.

1.2 Reaktionen von schweren Ionen bei ultrarelativistischen Energien

Zunächst soll eine Übersicht über die physikalischen Fragestellungen und Konzepte der ultrarelativistischen Schwerionenphysik gegeben werden. Insbesondere werden die Vorstellungen zur dynamischen Entwicklung einer hochenergetischen Kernreaktion beschrieben und die Signale, die einen Hinweis auf die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas liefern können, vorgestellt.

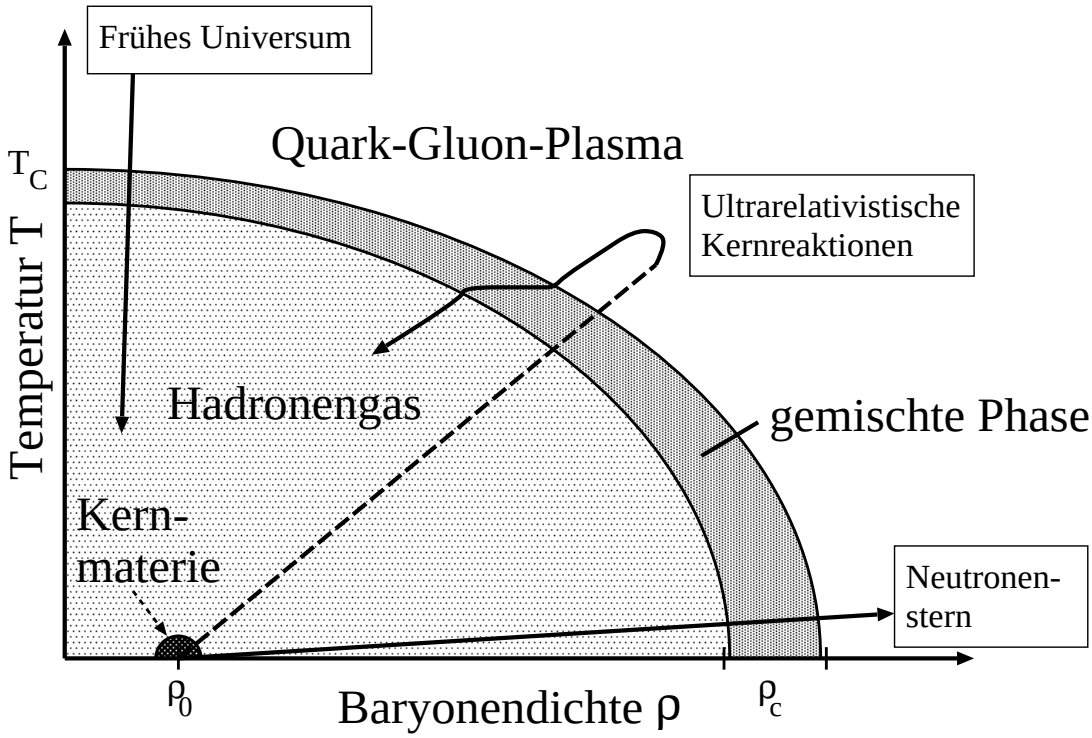

Abbildung 1.1: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie.

1.2.1 Motivation

Experimente mit schweren Ionen bei ultrarelativistischen Energien, das heißt bei Energien über 10 AGeV, bieten die Möglichkeit, grundsätzliche Eigenschaften stark wechselwirkender Materie bei sehr hohen Energiedichten zu studieren. Im Gegensatz zu einfachen Reaktionen von Elementarteilchen, wie z. B. p+p- und p + $\bar{\text{p}}$-Kollisionen, die im wesentlichen durch einzelne und mikroskopisch beschreibbare Wechselwirkungen gekennzeichnet sind, ergeben sich hier, durch die Größe des Reaktionsvolumens und die hohe Zahl der beteiligten Teilchen, makroskopische Systeme, auf die thermodynamische Methoden anwendbar sind. Es lassen sich also Untersuchungen über die Zustandsgleichung von Kernmaterie in extremen Zuständen anstellen. Hierbei ist die Frage nach der Existenz eines Phasenüberganges zwischen einem heißen Hadronengas und einem Quark-Gluon-Plasma von Bedeutung. In einem derartigen Plasmazustand ist die Zuordnung der Quarks und Gluonen zu einzelnen Hadronen aufgehoben und es entsteht ein größeres Gebiet, in dem sich die Quarks frei bewegen können (*Deconfinement*). Vorhergesagt wird dieser Phasenübergang durch Gitter-Eichrechnungen, die versuchen, die kontinuierliche Feldtheorie der Quantenchromodynamik auf ein diskretes Gitter aus einzelnen Raum-Zeit-Punkten zu übertragen [Wil74]. Auf diesen einzelnen Gitterpunkten können die entsprechenden

Integrale numerisch mit Hilfe von Monte-Carlo Methoden gelöst werden. Es gibt eine Vielzahl von Rechnungen für ein reines Gluonenfeld, die eine unterschiedliche Anzahl von Color-Freiheitsgraden berücksichtigen, denen allen die Vorhersage eines Phasenüberganges bei einer Temperatur von $\sim 200\,\mathrm{MeV}$ gemeinsam ist. Realistischere Untersuchungen versuchen auch die Anwesenheit der Quarks mit zu berücksichtigen [Won94].

Abbildung 1.1 stellt ein Phasendiagramm hadronischer Materie dar. Eingezeichnet ist normale Kernmaterie mit einer Baryonendichte ρ_0 von $0.14/\mathrm{fm}^3$ [Won94]. Wird die Temperatur jedoch erhöht, so bildet sich ein Gas aus Hadronen, das bei einer kritischen Temperatur von $T_c \approx 150$ MeV in ein Quark-Gluon-Plasma übergehen sollte. Für die Kosmologie bedeutet dies, daß das frühe Universum – entsprechend der Urknall-Theorie – eine umgekehrte Entwicklung, nämlich von einem heißen Quark-Gluon-Plasma zur heutigen kalten Materie, genommen hat. Es ist allerdings auch ein „kalter“ Plasmazustand denkbar. Erhöht sich nämlich die Baryonendichte ρ, so erfordert das Pauli-Prinzip, daß die Baryonen immer mehr Zustände mit höherem Fermi-Impuls besetzen müssen. Dies erzeugt einen starken Druck, der beim Überschreiten der kritischen Dichte von $\rho_c = 5 - 10 \times \rho_0$ ebenfalls zu einem Phasenübergang führen kann. Ein solcher Zustand könnte möglicherweise in einem Neutronenstern eintreten, dessen Dichte durch den Gravitationsdruck über ρ_c angestiegen ist. In Kernreaktionen bewegt sich die Materie auf einer Trajektorie, die zwischen diesen beiden Extremen liegt. Der Druck in der hierbei erzeugten Materie setzt sich dabei sowohl aus der thermischen Bewegung als auch, aufgrund der hohen Baryonendichte, aus der Fermi-Bewegung zusammen.

Neben der Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma gibt es eine Reihe anderer interessanter Aspekte, die sich an ultrarelativistischen Kernreaktionen studieren lassen. Es stellt sich beispielsweise die Frage, ob Kern-Kern-Stöße als einfache Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Reaktionen zu verstehen sind, oder inwieweit zusätzliche Effekte eine Rolle spielen. Es können sich zum Beispiel kollektive Phänomene wie ein hydrodynamischer Fluß zeigen. Darüberhinaus ist von Interesse, ob sich die Eigenschaften der Hadronen in hochverdichteter Kernmaterie verändern.

1.2.2 Reaktionsverlauf

In Abbildung 1.2 ist eine naive geometrische Darstellung einer hochenergetischen Kern-Kern-Reaktion wiedergegeben. Die Kerne, die stark lorentzkontrahiert sind, bewegen sich im linken Bild mit einem Stoßparameter b aufeinander zu. Die Nukleonen, die sich im geometrischen Überlappbereich der beiden Kerne befinden, werden als *Participants* bezeichnet, während die restlichen *Spectator* genannt werden. Nach der Reaktion bilden die Participants einen „Feuerball“ aus hoch angeregter hadronischer Materie im Bereich

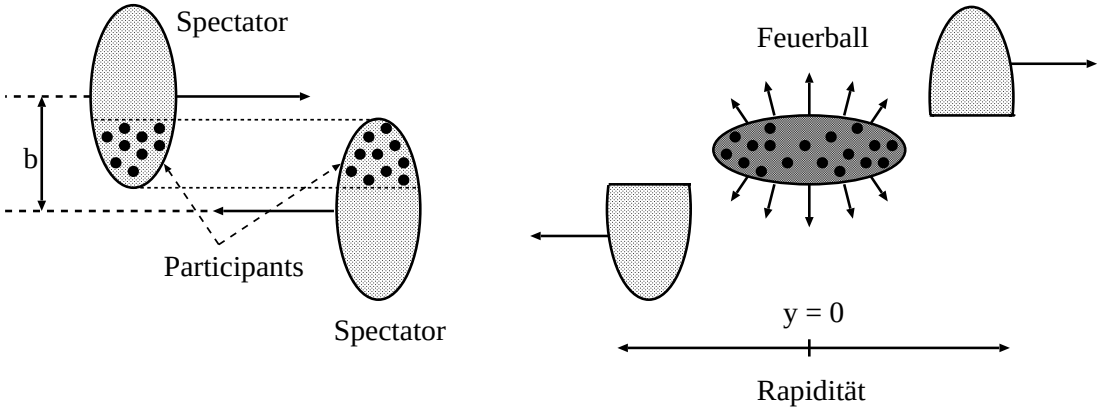

Abbildung 1.2: Participant-Spectator Modell.

der Schwerpunktrapidität[1], der produzierte Teilchen abstrahlt (s. Abschnitt 1.3.3). Die Spectator dagegen bewegen sich unverändert weiter fort. Tatsächlich ist diese Darstellung stark vereinfacht, da die Spectator keineswegs an der Reaktion unbeteiligt sind, wie eine Reihe von Untersuchungen der Spectatormaterie im Targetbereich gezeigt haben [Awe94, Blu93, Kam93].

Eine grundsätzliche Voraussetzung für die Formation eines Quark-Gluon-Plasmas in einer Kernreaktion ist, daß im Reaktionsvolumen eine genügend hohe Energiedichte erzeugt wird. Dies hängt von der nuklearen *Stopping Power* ab, also davon, welchen Anteil seiner Einfallsenergie ein Nukleon im Verlauf einer Kern-Kern-Reaktion verliert. Die Stopping-Power bestimmt damit, ob die Kerne bei einer gegebenen Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ für einander transparent sind, oder ob die Baryonen signifikant zur Schwerpunktrapidität y_{cm} hin abgebremst werden. Diese Frage läßt sich durch die Messung der Protonen-Rapiditätsverteilung beantworten. Es zeigt sich, daß sie bei Energien von 158 AGeV ein Plateau um y_{cm} aufweist, was auf eine relativ hohe nukleare Stopping Power bei ultrarelativistischen Energien hindeutet [Afa96a]. Da der Abstand zwischen Target- und Projektilrapidität mit der Schwerpunktenergie zunimmt, verändert sich dementsprechend die Baryonendichte im zentralen Bereich der Kollision, falls die Stopping Power nicht zu stark mit der Energie variiert.

Das Szenario eines vollständigen Abstoppens der Nukleonen ist die Grundlage des Landau-Modells für hadronische Kollisionen. In diesem Modell wird angenommen, daß sich ein Feuerball um den Schwerpunkt der Reaktion bildet, dessen Volumen dem lorentzkontrahierten Volumen der überlappenden Kerne entspricht [Lan53]. Dieser Feuerball mit

[1] Zum Begriff Rapidität siehe Anhang A.

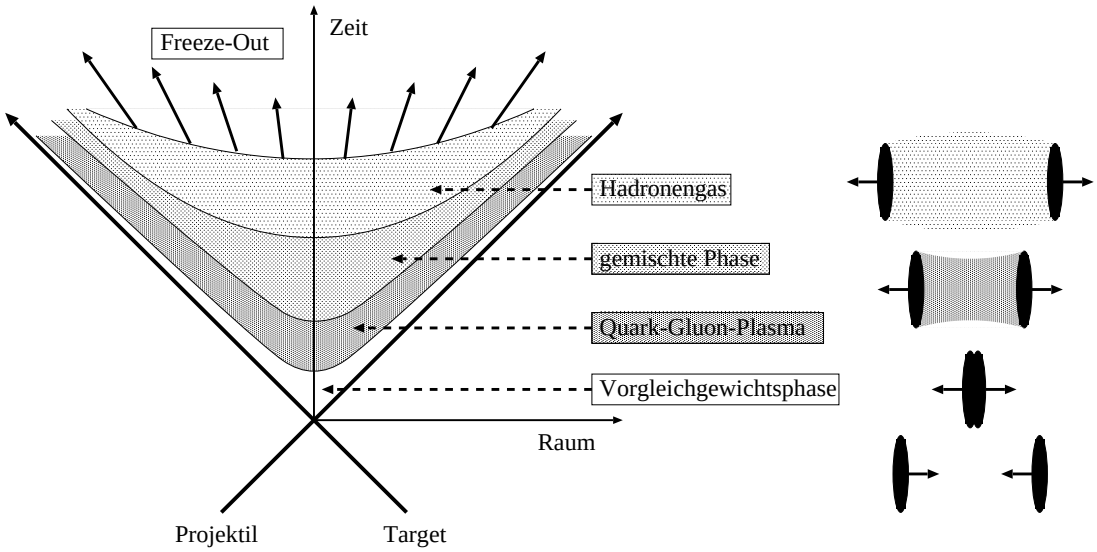

Abbildung 1.3: Links ist die Entwicklung einer ultrarelativistischen Kernreaktion entsprechend dem Bjørken-Szenario in einem Raum-Zeit-Diagramm wiedergegeben. Der rechte Teil der Abbildung gibt eine schematische Darstellung des Reaktionsverlaufs, wobei die schwarzen Scheiben die beiden kollidierenden Kerne darstellen.

hoher Baryonendichte bildet dann die Anfangsbedingung für eine anschließende hydrodynamische Expansion und Emission von Teilchen.

Eine andere Darstellung der Anfangsbedingungen einer hochenergetischen Kernreaktion wurde von Bjørken vorgeschlagen und basiert auf der Annahme eines baryonenfreien zentralen Rapiditätsbereichs [Bjo82]. Die praktisch mit Lichtgeschwindigkeit einlaufenden Kerne werden durch zwei dünne Scheiben repräsentiert, was aufgrund ihrer Lorentz-Kontraktion gerechtfertigt ist. Die Nukleonen werden nun zwar im Verlauf der Kollision entsprechend der Stopping Power abgebremst, besitzen jedoch, falls die Schwerpunktenergie hoch genug ist, danach noch genug Impuls, um aus dem zentralen Reaktionsbereich herauszugelangen. Der rechte Teil von Abbildung 1.3 stellt den Verlauf einer solche Reaktion dar. Zwischen den sich voneinander weg bewegenden Baryonen bildet sich dann eine Zone mit hoher Energie- aber geringer Baryonendichte. Falls die Energiedichte hoch genug ist, kann es in diesem Bereich zur Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas kommen, dessen raum-zeitliche Entwicklung im linken Teil von Abbildung 1.3 skizziert ist. Vor der eigentlichen Formation der Plasmaphase ist das System in jedem Fall weitab eines Gleichgewichts in einem Zustand, dessen Natur sich einer physikalischen Beschreibung bislang entzieht. Nach Erreichen eines lokalen Gleichgewichts zur Eigenzeit τ_0 entwickelt sich jedoch das Plasma entsprechend hydrodynamischer Gesetzmäßigkeiten. Dabei sinkt seine Tempera-

tur soweit ab, bis der Phasenübergang zum Hadronengas, mit einer zwischengeschalteten gemischten Phase, auf einer Hyperfläche konstanter Eigenzeit stattfindet. Diese Randbedingung ist dabei die Konsequenz der Annahme, daß sich im zentralen Bereich der Rapiditätsverteilung ein Plateau befindet. Das Gas aus wechselwirkenden Hadronen expandiert weiter, bis die mittlere freie Weglänge der Hadronen die Größe des Reaktionsvolumens erreicht hat, so daß sie daraufhin als freie Teilchen emittiert werden. Dieser Vorgang wird als *Freeze-Out* bezeichnet. Das Bjørken-Modell erlaubt eine Abschätzung der erreichbaren Energiedichte ϵ_0 als Funktion der Rapiditätsdichte $dN/dy|_{y=0}$ [Bjo82, Won94] :

$$\epsilon_0 = \frac{\langle m_T \rangle}{\tau_0 \, \mathcal{A}} \left. \frac{dN}{dy} \right|_{y=0} \tag{1.1}$$

Mit $\mathcal{A}$ ist hier die Überlappfläche der beiden Kerne bezeichnet und $\langle m_T \rangle$ ist die mittlere transversale Masse der emittierten Teilchen[2]. Die Formationszeit τ_0 wird üblicherweise als 1 fm/c abgeschätzt. Unter Benutzung des experimentellen Wertes für $dN/dy|_{y=0}$ in der Reaktion S+Au aus [Alb92b] ergibt sich eine Energiedichte von 2.1 GeV/fm^3. Allerdings hat sich gezeigt, daß die Baryonendichte auch bei Einschußenergien von 200 AGeV noch sehr hoch ist [Str91], was die Anwendbarkeit des Bjørken-Bildes fraglich macht. Reaktionen, in denen ein baryonenfreies Quark-Gluon-Plasma erzeugt werden kann, sind damit erst bei viel höheren Energien, wie sie am RHIC[3] und LHC[4] erreichbar sein werden, möglich.

1.2.3 Signale für das Quark-Gluon-Plasma

Im Laufe der Jahre sind eine Reihe von Observablen vorgeschlagen worden, die Aufschluß über die Existenz und Eigenschaften eines Quark-Gluon-Plasmas ermöglichen sollen. Aufgrund des komplexen Reaktionsgeschehens erlaubt keines dieser Signale allein den Nachweis eines Phasenüberganges, zumal einige unter bestimmten Umständen auch ohne eine Plasmaphase erklärt werden können. Jedoch ergäbe die Beobachtung mehrerer dieser Signale zusammengenommen ein Bild, das ein Quark-Gluon-Plasma als natürlichste Erklärung erscheinen lassen würde.

[2] Zur Erklärung der transversalen Masse siehe Anhang A.

[3] **R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider

[4] **L**arge **H**adron **C**ollider

Direkte Photonen

In einem Quark-Gluon-Plasma können durch Quark-Antiquark Vernichtungsprozesse und durch Quark-Gluon Comptonstreuung sogenannte direkte Photonen[5] entstehen [Kap92, Won94]:

$$\begin{aligned} q + \bar{q} &\rightarrow \gamma + g \\ g + q &\rightarrow \gamma + q \\ g + \bar{q} &\rightarrow \gamma + \bar{q} \end{aligned}$$

Da diese Photonen nur elektromagnetisch wechselwirken, ist ihre mittlere freie Weglänge im Vergleich zum Reaktionsvolumen sehr groß. Sie verlassen dieses deshalb nahezu unverändert und bieten einen Zugang zur Untersuchung der frühen, heißen Phase der Kernreaktion, der nicht durch spätere hadronische Vorgänge überlagert ist. Neben den bereits erwähnten Prozessen im Quark-Gluon-Plasma gibt es allerdings auch analoge Vorgänge im Hadronengas, die ebenfalls direkte Photonen produzieren, z. B. [Kap91] :

$$\begin{aligned} \pi^+ + \pi^- &\rightarrow \gamma + \rho^0 \\ \pi^\pm + \rho^0 &\rightarrow \gamma + \pi^\pm \end{aligned}$$

Rechnungen, die Szenarien mit und ohne Phasenübergang vergleichen [Dum95, Sri94], ergeben dabei, daß die Produktionsrate für den Fall eines vereinfachten reinen Hadronengases höher liegt. Dies liegt im wesentlichen daran, daß die hadronische Phase eine geringere Zahl von Freiheitsgraden besitzt als die Plasmaphase, woraus sich bei gleichen Ausgangsbedingungen eine höhere Anfangstemperatur ergibt. Das bedeutet, daß durch die Messung der direkten Photonen der Spielraum für die zulässigen Anfangsbedingungen zumindest stark eingeschränkt werden kann, wenn auch nicht unbedingt generell zwischen Szenarien mit und ohne Phasenübergang unterschieden werden kann.

Die experimentelle Schwierigkeit bei der Messung direkter Photonen besteht darin, dieses Signal von der großen Zahl der Photonen zu unterscheiden, die aus dem Zerfall neutraler Mesonen, hauptsächlich π^0- und η-Mesonen, stammen. Das bedeutet, daß eine genaue Kenntnis der spektralen Verteilung der neutralen Mesonen eine Voraussetzung für die Bestimmung der Produktionsrate direkter Photonen ist. Aus diesen Spektren können die Zerfallsphotonen bestimmt und von der inklusiven Photonenverteilung abgezogen werden. Ein eventueller Überschuß kann dann, unter Berücksichtigung weiterer Beiträge wie falsch identifizierte Neutronen, als die Verteilung der direkten Photonen angesehen werden. Eine solche Messung wurde vom WA80-Experiment für das Reaktionssystem S+Au

[5] Der Begriff ist nicht eindeutig definiert. Hier sollen darunter die Photonen verstanden werden, die nicht aus hadronischen Zerfällen, sondern aus Prozessen wie den oben dargestellten stammen.

durchgeführt [Alb96]. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ergab sich dabei kein signifikanter Überschuß an direkten Photonen, jedoch erlaubte die Analyse, eine obere Grenze für die Produktionsrate anzugeben.

Dileptonen

Dileptonen bieten als elektromagnetische Signale wie die direkten Photonen die Möglichkeit, Informationen über die Anfangsphase der Reaktion zu erhalten. In einem Quark-Gluon-Plasma werden sie durch Quark-Antiquark Vernichtung mittels eines virtuellen Photons erzeugt:

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+ + l^-$$

Ebenso wie im Falle der direkten Photonen ist dieses Signal mit einem großen Untergrund überlagert. Im Bereich niedriger invarianter Massen (< 1 GeV), entsteht dieser hauptsächlich aus den Zerfällen von Hadronen und Resonanzen, wie das ρ-, ω- und Φ-Meson, während für höhere invariante Massen der Beitrag aus Drell-Yan-Prozessen und dem Zerfall des J/Ψ dominiert [Won94].

J/Ψ-Unterdrückung

Ein anderer Vorschlag besteht darin, die J/Ψ-Resonanz selbst als Sonde für ein Quark-Gluon-Plasma zu benutzen [Mat86]. Die Grundidee ist, daß in einem Plasma aus freien Quarks und Gluonen die Farbladung eines einzelnen Quarks abgeschirmt sein sollte. Dieser Effekt ist ein Analogon zur Debye-Abschirmung elektrischer Ladungen in einem Plasma. Zusammen hätte dies zur Folge, daß die J/Ψ-Resonanz, die einen $c\bar{c}$-Zustand darstellt, in einem Quark-Gluon-Plasma wesentlich schwächer gebunden sein sollte. Da die Wahrscheinlichkeit ein Plasma zu erzeugen in zentralen Kern-Kern-Stößen höher sein sollte als in peripheren oder proton-induzierten Reaktionen, würde sich ein solcher Zustand hier durch eine deutlich geringere Emissionsrate bemerkbar machen.

Tatsächlich wurde in Experimenten mit ^{16}O- und ^{32}S-Ionen eine signifikante Verringerung der J/Ψ - Produktionsrate mit zunehmender Zentralität der Reaktion beobachtet [Abr92]. Es zeigte sich jedoch, daß dieser Effekt, der als normale J/Ψ-Unterdrückung bezeichnet wird, durch eine Absorption des $c\bar{c}$-Zustandes, der vor der Bildung des eigentlichen J/Ψ existiert, in dichter hadronischer Materie erklärt werden konnte [Won94]. Eine deutliche Abweichung von diesem Verhalten wurde allerdings in Pb-Pb Reaktionen sichtbar. Hier geht die J/Ψ-Unterdrückung deutlich über das bislang bekannte Maß hinaus [Abr96], so daß diese Beobachtung vielfach als ein Indiz für das Quark-Gluon-Plasma diskutiert wird [Sat97].

Strangeness

Ein Quark-Gluon-Plasma sollte sich von einem Hadronengas durch eine erhöhte Produktion von Teilchen mit Strangeness-Gehalt unterscheiden [Raf81]. In einem Hadronengas können seltsame Teilchen bei der Kollision zweier Hadronen nur assoziiert, z. B. als $\Lambda^0 - K^+$ oder $K^+ - K^-$-Paar, erzeugt werden. Dies bewirkt eine relativ hohe Schwellenenergie, unterhalb derer keine seltsamen Teilchen entstehen können. Diese Schwelle ist in einem Quark-Gluon-Plasma nur durch die Ruhemasse eines $s\bar{s}$-Paares bestimmt und liegt deshalb deutlich niedriger, was sich in einer erhöhten Produktionsrate für seltsame Teilchen äußern sollte.

Beim Übergang von p+W zu S+W Kollisionen läßt sich ein Anstieg des K^+/π^+-Verhältnis um etwa einen Faktor 2 beobachten, wohingegen das K^-/π^--Verhältnis praktisch konstant bleibt [VHe91]. Es existieren allerdings Modelle, die einen solchen Effekt in einem rein hadronischen Szenario qualitativ erklären können, obwohl es schwierig ist, ohne zusätzliche Annahmen, wie eine Absenkung der Mesonenmassen in dichter Kernmaterie, die Stärke des Anstiegs zu beschreiben [Mat91, Sor90]. Ebenso wurde eine erhöhte Produktion anderer seltsamer Teilchen (Λ, $\bar{\Lambda}$ und K^0_s) gemessen [Bam89, Bam90]. Generell ist die statistische Unsicherheit dieser und anderer Analysen vergleichsweise hoch und die Interpretation der Ergebnisse stark modellabhängig. Jedoch läßt sich aus diesen Resultaten ablesen, inwieweit sich die Reaktionssysteme einem chemischen Gleichgewicht annähern.

Bose-Einstein Interferometrie

Mit Hilfe der Bose-Einstein Interferometrie, vielfach auch als HBT[6]-Effekt bezeichnet [Han54], lassen sich Informationen über die räumliche und zeitliche Ausdehnung einer Teilchenquelle gewinnen. Dieses Verfahren basiert darauf, daß ein gleichartiges Bosonenpaar, typischerweise $\pi\pi$ oder KK, aufgrund der Austauschsymmetrie ihrer Wellenfunktion, im Vergleich zu einem ungleichartigen Paar (z. B. $\pi^+\pi^-$), bevorzugt mit geringerem Abstand im Phasenraum beobachtet werden. Es läßt sich in einer vereinfachenden Betrachtung zeigen, daß die Korrelationsfunktion $C_2(q)$ der Fouriertransformierten der Quellenverteilung entspricht [Boa90, Lør89]. Unter der Annahme, daß diese Verteilung gaußförmig ist, können ihre Dimensionen bestimmt werden, indem die gemessene Korrelationsfunktion durch eine Parametrisierung, ähnlich der Folgenden, angepaßt wird:

$$C_2(q_{inv}) = 1 + \lambda\, e^{-r^2_{inv}\, q^2_{inv}} \tag{1.2}$$

[6] **H**anbury-**B**rown, **T**wiss

Hierbei ist q_{inv} als $q_{inv}^2 = (q_1 - q_2)^2$ definiert, wobei q_i den Viererimpuls des jeweiligen Teilchens und r_{inv} den Radius der Quelle darstellt. Der Faktor λ ist zunächst aus eher praktischen Gründen eingeführt worden. Er kann jedoch als „Chaotizität" der Quelle, das heißt als die Größe des inkohärent emittierenden Anteils der Quelle, interpretiert werden. Kompliziertere Darstellungen erlauben es außerdem, Radien longitudinal und transversal zur Strahlrichtung und die Lebensdauer des Systems zu extrahieren. Auf diese Weise ergibt sich ein Bild des Reaktionssystems zum Zeitpunkt des Freeze-Out, das als Randbedingung für theoretische Beschreibungen des Reaktionsverlaufes dienen kann. Es gibt weitergehende Überlegungen dahingehend, daß das Durchlaufen einer Plasmaphase die Dynamik der Expansion in einer Weise verändern könnte, die in der Korrelationsfunktion sichtbar wäre [Pra86].

1.3 Produktion von Hadronen

Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die experimentellen Resultate zur Hadronenproduktion in Proton-Proton- und Proton-Kern-Reaktionen. Hier zeigen sich zum einen eine Reihe von Phänomenen, die auch für die Analyse von Schwerionenreaktionen von Bedeutung sind. Zum anderen bieten diese relativ einfachen Reaktionssysteme eine Vergleichsgrundlage für die Daten, die in Kern-Kern-Reaktionen gewonnen werden.

Weiterhin werden in prinzipieller Form zwei Modellvorstellungen zur theoretischen Beschreibung der Teilchenproduktion dargestellt, die in ihrem Ansatz sehr gegensätzlich sind. Dies sind auf der einen Seite Modelle, die versuchen die Reaktionen auf mikroskopischer Ebene nachzuvollziehen. Auf der anderen Seite finden sich Theorien, die dies durch die Anwendung thermo- und hydrodynamischer Gesetzmäßigkeiten auf hochangeregte Kernmaterie anstreben.

1.3.1 Proton induzierte Reaktionen

Ab den sechziger Jahren erlaubte die Inbetriebnahme größerer Beschleuniger und die Entwicklung von *Collidern* die Untersuchung von Proton-Proton-Stößen bei immer höheren Energien. Während der totale Wirkungsquerschnitt dieser Reaktionen im niedrigen Energiebereich ($\sqrt{s} < 3$ GeV) stark durch Resonanzen bestimmt wird, stellte sich heraus, daß er oberhalb dieser Energie im wesentlichen konstant bei etwa 40mb liegt. Dabei ist der inelastische Anteil deutlich größer als der elastische ($\sigma_{inel.} = 31.3 \pm 1.2$ mb bei $p_{lab} = 100$ GeV/c [Won94]). Es zeigte sich, daß ein großer Anteil der ursprünglichen Teilchenenergie zur Erzeugung neuer Teilchen – überwiegend Pionen – verwendet wird. Die Multiplizität, also die Anzahl der produzierten Teilchen pro Ereignis, hängt dabei von

der Energie ab. Der Mittelwert für geladene Teilchen $\langle N_{ch} \rangle$ läßt sich in folgender Weise parametrisieren [Won94]:

$$\langle N_{ch} \rangle = 0.88 + 0.44 \ln s + 0.118 (\ln s)^2 \tag{1.3}$$

Die Form der Pseudorapiditätsverteilungen[7] der geladenen Teilchen $dN_{ch}/d\eta$ verändert sich ebenfalls mit zunehmender Energie. Während sie für geringere Energien ($\sqrt{s} < 13.8$ GeV) noch etwa einer Gaußverteilung entspricht, bildet sich für höhere Energien ein deutliches Plateau im Bereich mittlerer Pseudorapiditäten aus.

Die Transversalimpulsverteilungen weisen über einen weiten Bereich ungefähr eine exponentielle Form auf. Genauer betrachtet zeigen sich jedoch für hohe Werte von p_T Abweichungen vom rein exponentiellen Verhalten. Die Prozesse, die hierfür verantwortlich sind werden als „hart“ bezeichnet und beinhalten, im Gegensatz zum Bereich der „weichen“ Physik, hauptsächlich die direkte Wechselwirkung der Konstituenten der Nukleonen – der Quarks und der Gluonen.

Abbildung 1.4 zeigt eine Zusammenstellung verschiedener Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Pionen-Produktion in p+p-Reaktionen. Die meisten dieser Experimente – bis auf [Ada96, DeM87, Don76] – wurden am ISR[8] durchgeführt. Die Zusammenstellung enthält im wesentlichen Werte aus Spektren neutraler Mesonen. Im Bereich niedrigerer Transversalimpulse ($p_T < 1.0$ GeV/c) mußte jedoch auf geladene Pionen, bzw. Hadronen, zurückgegriffen werden, da hier keine Meßdaten für π^0 existieren. In diesem Fall wurde der Mittelwert des Wirkungsquerschnitts für positive und negative Teilchen verwendet. Alle Messungen wurden im mittleren Rapiditätsbereich ($\theta_{CM} \approx 90°$), allerdings bei unterschiedlichen Schwerpunktenergien durchgeführt. Um ihre Vergleichbarkeit zu gewährleisten, müssen sie also auf eine einheitliche Energie skaliert werden. Dazu wurde ein Modell relativistischer harter Streuprozesse benutzt, das im Fall großer Impulsüberträge anwendbar ist (eine Darstellung findet sich in [Won94]). Der inklusive Wirkungsquerschnitt der Reaktion $a + b \to c + d$ für $\theta_{CM} = 90°$ läßt sich in diesem Modell folgendermaßen beschreiben:

$$E \left. \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right|_{a+b \to c+d} \propto \frac{(1 - x_T)^F}{(p_T^2)^N} \tag{1.4}$$

Die Variable x_T ist als $2p_T/\sqrt{s}$ definiert und enthält damit die Abhängigkeit von der Schwerpunktenergie. Das *Constituent Interchange Model*, das nicht direkte Quark-Quark-Wechselwirkungen sondern Prozesse der Art $q + Meson \to q + Meson$ als grundlegend

[7] Zum Begriff der Pseudorapidität siehe Anhang A

[8] **I**ntersecting **S**torage **R**ing, ein mittlerweile stillgelegter Collider am CERN.

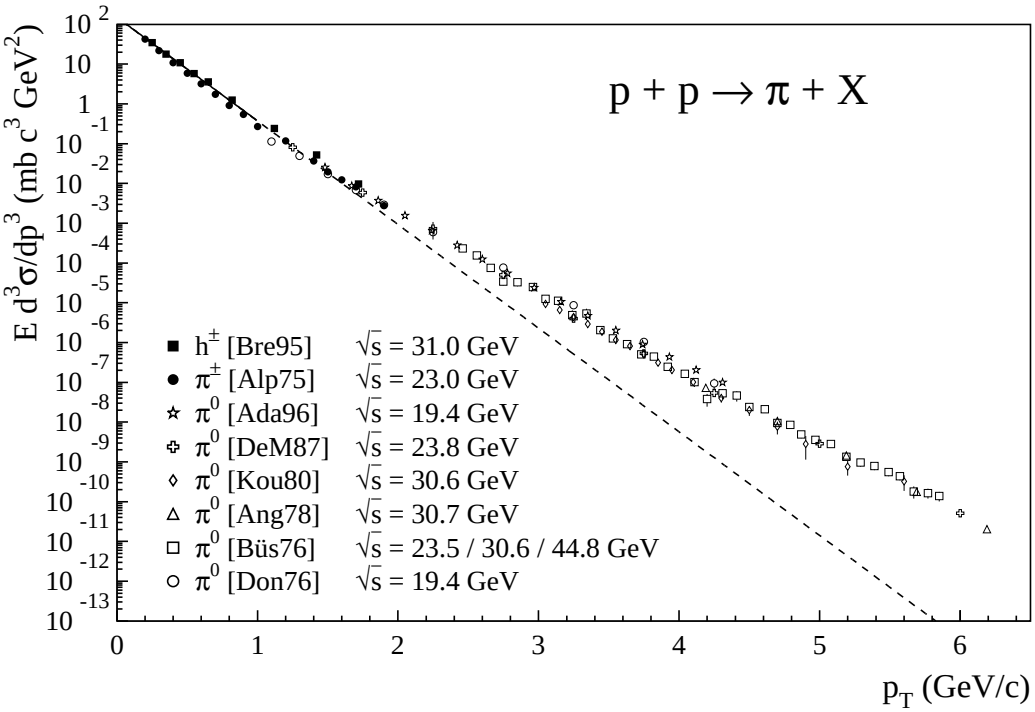

Abbildung 1.4: Zusammenstellung von differentiellen Wirkungsquerschnitten der Reaktion $p + p \to \pi^{\pm,0} + X$, gemessen bei $\theta_{CM} \approx 90°$. Die unterschiedlichen Schwerpunktenergien wurden auf den Wert $\sqrt{s} = 17.2$ GeV skaliert (siehe Text). Die unterbrochene Linie gibt die Funktion $f \propto e^{-6 p_T}$ wieder, die im Bereich $p_T < 1$ GeV/c an die Daten angepaßt wurde.

ansieht, ergibt für die Exponenten die Werte $N = 8$ und $F = 9$ [Bla74]. Diese wurden in entsprechender Weise verwendet, um die p+p-Daten auf die Schwerpunktenergie $\sqrt{s} = 17.2$ GeV zu skalieren. Das entspricht der Energie, die bei der Reaktion Pb+Pb bei 158 AGeV vorliegt. Damit wird es möglich, einen Vergleich der Reaktion zwischen Nukleonen mit Kern-Kern-Stößen dieser Energie durchzuführen. An das Spektrum in Abbildung 1.4 wurde eine Exponentialfunktion angepaßt, um den Effekt des *High-p_T-Enhancements* zu verdeutlichen. Die Funktion $\sigma(p_T) \propto \exp(-6\,p_T)$ stellt eine Extrapolation der Form der Spektren dar, wie sie bei niedrigeren Energien bestimmt wurden. Die tatsächliche Verteilung ist dagegen deutlich gekrümmt, was schon bei $p_T = 2$ GeV/c einen wesentlich höheren Wirkungsquerschnitt ergibt, als es einer rein exponentiellen Verteilung entsprechen würde. Ebenso wird eine Abweichung im niedrigen p_T-Bereich sichtbar. Da hier aber nur Daten für geladene Teilchen vorliegen, ist diese nicht so eindeutig zu interpretieren. Außerdem ist in dieser Region die Anwendbarkeit des Modells harter Streuprozesse frag-

lich, denn ein solches Skalierungsverhalten läßt sich eigentlich erst für $x_T > 0.3$ feststellen [Ant78].

Der nächste Schritt auf dem Weg von Nukleon-Nukleon-Reaktionen zu Schwerionenkollisionen ist die Untersuchung von Proton-Kern-Stößen. Dabei erhebt sich die Frage, in welcher Weise die Wirkungsquerschnitte produzierter Teilchen durch das Vorhandensein vieler Targetnukleonen verändert wird. Dieser Frage wurde in einer Reihe von Experimenten am Fermilab nachgegangen: [Cro75, Klu77, Ant78]. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Targetmasse A wurde dort auf folgende Weise parametrisiert:

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3}(p+A) = A^{\alpha(p_T)}\, E\frac{d^3\sigma}{dp^3}(p+p) \tag{1.5}$$

Dabei zeigte sich, daß der Exponent α vom Transversalimpuls abhängt. Bei niedrigem p_T findet sich ein Wert von 0.6 - 0.8, der jedoch mit zunehmenden Transversalimpuls deutlich größer als 1 wird. Offensichtlich skaliert der Wirkungsquerschnitt also nur bei kleinem p_T mit der Fläche des Targetkerns ($\propto A^{2/3}$); bei größeren p_T bewirken Vielfachstreueffekte eine zusätzliche Erhöhung. Dieser Effekt wird üblicherweise als *anomalous Nuclear Enhancement* oder *Cronin-Effekt* bezeichnet.

1.3.2 Mikroskopische Modelle

Es gibt eine Reihe theoretischer Modelle die versuchen, Kern-Kern-Reaktionen auf mikroskopischer Ebene, das heißt als Überlagerung von elementaren Einzelreaktionen, zu beschreiben. Gemeinsam ist diesen Modellen, daß sie dementsprechend keine Formation eines Quark-Gluon-Plasmas beinhalten; sie bleiben also im Rahmen der hadronischen Physik.

Den Ausgangspunkt der Rechnungen bildet die Verteilung der Nukleonen innerhalb der beiden Kerne, die sich ihrem Stoßparameter entsprechend aufeinander zu bewegen. Dabei werden die Nukleonen entlang ihrer klassischen Trajektorien verfolgt. Begegnen sich zwei Nukleonen, so findet eine Wechselwirkung statt, deren Mechanismus von Modell zu Modell verschieden ist, aber deren Ergebnis immer ein angeregter *String* ist. Ein solches Objekt ist als ein Quark-Antiquark-System denkbar, in dem die Quarks sich voneinander wegbewegen. Zwischen dem $q\bar{q}$-Paar bildet sich ein Farbfeld aus, das aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen auf einen engen Raumbereich um die direkte Verbindungslinie des Paars beschränkt ist. Dabei wächst die Feldstärke mit zunehmendem Abstand der Quarks linear an. Das QCD-Feld verhält sich also analog einer gespannten Feder, weshalb auch der Ausdruck *Stringspannung* für seine Stärke verwendet wird. Diese hat den Wert $\kappa \approx 1$ GeV/fm.

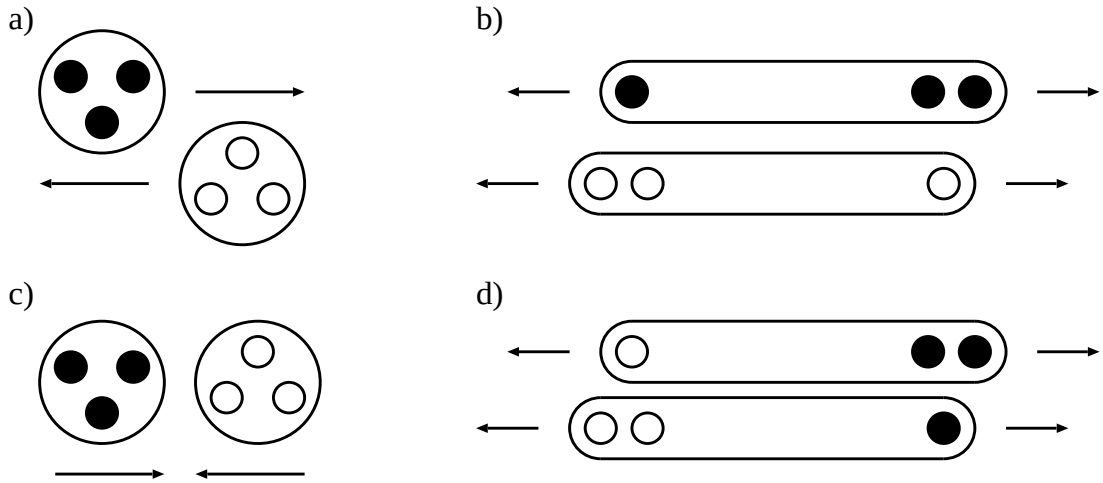

Abbildung 1.5: Mechanismen zur Erzeugung eines angeregten Strings. Die Bilder a) und b) entsprechen einem Impulsaustausch, das heißt bei zwei Partonen der beiden kollidierenden Nukleonen (a) ändert sich der Impuls. Dadurch können sich Strings zwischen den Konstituenten desselben Nukleons aufspannen (b). Ein Farbaustausch bewirkt dagegen, daß sich die Strings zwischen den Partonen jeweils verschiedener Nukleonen bilden. Dies ist in Bild c) (vor dem Stoß) und d) (nachher) dargestellt.

Prinzipiell gibt es zwei Mechanismen zur Erzeugung eines angeregten Strings, die schematisch in Abbildung 1.5 dargestellt sind: Zum einen kann eine longitudinale Anregung stattfinden, indem ein Teil der Impulse zwischen den Partonen der verschiedenen Nukleonen ausgetauscht wird (Bilder 1.5.a und b). Der Impulsanteil wird dabei entsprechend einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilung festgelegt. Dieser Anregungsmechanismus wird im FRITIOF-Modell angewendet [Nil87]. Zum anderen kann ein angeregter String auch mittels eines Farbaustausches erzeugt werden (Bilder 1.5.c und d). Dieser Mechanismus liegt dem VENUS-Modell zugrunde [Wer93].

Um von den so erzeugten Strings zu einer Verteilung von Hadronen zu gelangen, ist ein Verfahren erforderlich, das die Aufspaltung der Strings in physikalische Teilchen beschreibt. Ein solcher Mechanismus zur String-Fragmentation ist das LUND-Modell [And83], das in FRITIOF Verwendung findet. Ein String wird hier iterativ an bestimmten Raum-Zeit-Positionen aufgebrochen. Diese Vertices liegen dabei auf einer Kurve konstanter Eigenzeit τ_0, wodurch sich ein Plateau in der Rapiditätsverteilung ergibt, wie es für hohe Energien experimentell beobachtet wurde. Die entstehenden Teilchen sind dabei raum-zeitlich geordnet, das heißt, Teilchen mit größerer Rapidität werden weiter entfernt und später produziert. In einem anderen Verfahren – dem Atru-Mennessier-Modell, das

in VENUS enthalten ist – wird die Wahrscheinlichkeit für einen Aufbruchvertex proportional zur Fläche im Raum-Zeit-Diagramm unterhalb dieses Punktes angenommen. Die Fragmentation setzt sich in beiden Fällen solange fort, bis die Bruchstücke mit realen Hadronen identifiziert werden können. Die Parameter, die die Wahrscheinlichkeit eines Aufbruchs bestimmen, wurden zuvor an Ergebnisse von e^+e^--Reaktionen angepaßt.

Generell läßt sich sagen, daß alle Modelle die globalen Eigenschaften von Schwerionenreaktionen (z. B. dN/dE_T, $dN/d\eta$) recht gut beschreiben, jedoch kein Modell in der Lage ist alle Observablen konsistent zu reproduzieren. Dies ist jedoch auch zu erwarten, da sie prinzipiell nur eine Extrapolation elementarer Reaktionen darstellen und viele kollektive Effekte dabei unberücksichtigt lassen.

Ein Versuch, eine größere Übereinstimmung mit den Daten zu erzielen, besteht darin, sogenannte *Rescattering*-Phänomene zu berücksichtigen. Darunter versteht man die Streuung der produzierten Teilchen untereinander und an der Spectator-Materie. Solche – eher phänomenologisch konstruierte – Mechanismen sind im VENUS-Modell enthalten. Sie ermöglichen insbesondere eine verbesserte Beschreibung der Verteilungen im Bereich der Targetrapidität.

1.3.3 Thermodynamische Modelle

Ein anderer Ansatz zur Beschreibung der Produktion von Hadronen geht von einer thermodynamischen Betrachtungsweise ultrarelativistischer Kernreaktionen aus. Dabei besteht die grundsätzliche Annahme darin, daß die Reaktionsdauer und die Zahl der Freiheitsgrade groß genug ist, um ein – zumindest lokales – thermodynamisches Gleichgewicht zu ermöglichen. Die dynamische Entwicklung des Reaktionssystems muß also im Vergleich zu den grundlegenden Wechselwirkungen langsam verlaufen. Ob diese Voraussetzungen erfüllt sind, bleibt zunächst offen.

Das einfachste thermodynamische Modell einer Kernreaktion ist das eines statischen Feuerballs. Ausgehend von einer Boltzmann-Form der Phasenraumverteilung, ergibt sich folgendes Spektrum der produzierten Teilchen [Hag71, Let95]:

$$E\frac{d^3N}{dp^3} \propto m_T \cosh(y - y_{FB})\ \exp\{-m_T \cosh(y - y_{FB})/T\} \tag{1.6}$$

Hier bezeichnet y_{FB} die Rapidität des Feuerballs und T seine Temperatur. Umfaßt die Messung des Spektrums ein größeres Rapiditäts-Intervall, was in der Praxis der Normalfall ist, muß Gleichung 1.6 über y integriert werden. Das Ergebnis hat die Form:

$$\frac{dN}{m_T dm_T} \propto m_T K_1(m_T/T) \ \stackrel{m_T \gg T}{\longrightarrow}\ \sqrt{m_T}\, e^{-m_T/T} \tag{1.7}$$

Die Näherung für die modifizierte Besselfunktion K_1 ist anwendbar im Fall $m_T \gg T$. Die Rapiditätsverteilung ergibt sich durch die Integration von Gleichung (1.6) über m_T in erster Näherung als:

$$\frac{dN}{dy} \propto e^{-m(y-y_{FB})^2/2T} \tag{1.8}$$

Für masselose Teilchen erhält man:

$$\frac{dN}{dy} \propto \frac{1}{\cosh^2(y-y_{FB})} \tag{1.9}$$

In beiden Fällen ist also die Verteilung prinzipiell gaußförmig, hängt jedoch im ersten Fall von der Masse des betrachteten Teilchens m und der Temperatur des Feuerballs ab.

Das Modell eines statischen Feuerballs ist jedoch zu vereinfachend, um die tatsächliche Form der gemessenen Spektren zu erklären. Insbesondere zeigt sich, daß die Rapiditätsverteilungen der produzierten Teilchen wesentlich breiter sind als das statische Modell vorhersagt [Let95]. Eine wesentlich bessere Übereinstimmung läßt sich mit hydrodynamischen Modellen erzielen, die eine Expansion der Quelle zulassen. Es wird dabei normalerweise zwischen longitudinalen und transversalen Fluß unterschieden, wobei ersterer in Richtung der Strahlachse verläuft, letzterer senkrecht zu ihr. Die Ursache für derartige Fluß-Effekte wäre ein Druckgradient, der sich beim Erreichen eines thermischen Gleichgewichts im Feuerball, einstellen kann. Dieser bewirkt notwendigerweise eine Ausdehnung und gleichzeitige Abkühlung, die den Gesetzen der Hydrodynamik folgen müssen.

Die Grundlage hydrodynamischer Betrachtungen stellt die Energie-Impuls-Erhaltung und die Erhaltung der Baryonenzahl n_B, ausgedrückt durch die Stromdichte $j^B_\mu = n_B u_\mu$, dar [Ger86, Shu88]:

$$\begin{aligned} \partial_\mu T^{\mu\nu} &= 0 \\ \partial_\mu j^B_\mu &= 0 \end{aligned} \tag{1.10}$$

Unter der Voraussetzung, daß die Expansion langsam relativ zur Kollisionszeit verläuft, und damit die Entropie erhalten ist, hat der Energie-Impuls-Tensor die Form:

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + p)\, u_\mu u_\nu - p g_{\mu\nu} \tag{1.11}$$

Er enthält damit die Energiedichte ϵ, den Druck p und die lokale Vierergeschwindigkeit des Flusses u_μ. Die Gleichungen 1.10 ergeben zusammen mit 1.11 ein System von Differentialgleichungen, das die Expansion der Teilchenquelle beschreibt.

Die Lösungen dieser Gleichungen sind allerdings von den gewählten Randbedingungen abhängig, insbesondere von der Festlegung des Anfangszustandes. In den meisten Fällen wird hier das Bjørken-Szenario verwendet (z. B. [Ger86, Kus89]), gelegentlich wird aber

auch von einem Landau-Bild ausgegangen. Bei Laborenergien von $100 - 200A$GeV entspricht jedoch, wie oben beschrieben, keines der beiden Modelle der Realität. Als weitere Randbedingung muß der Freeze-Out, also die vierdimensionale Hyperfläche, bei deren Erreichen die Expansion endet und die Teilchen voneinander entkoppeln, festgelegt werden. Auch hier gibt es verschiedene Ansätze: Er kann beispielsweise definiert werden als der Punkt, an dem die mittlere freie Weglänge der Teilchen größer wird als die geometrische Größe des Systems ([Sch94c]). Andere Rechnungen benutzen eine Hyperfläche konstanter Energiedichte als Randbedingung ([Sol97]) oder legen eine Freeze-Out-Temperatur fest ([Kus89]). Genaugenommen muß zwischen chemischem und thermischem Freeze-Out unterschieden werden. Ersterer bezeichnet das Ende von Reaktionen, die verschiedene Teilchensorten ineinander umwandeln und so die chemische Zusammensetzung des Systems verändern; letzterer legt die endgültige Impulsverteilung der produzierten Teilchen fest. Dementsprechend findet das chemische Ausfrieren vor dem thermischen statt.

Ein anderer wichtiger Bestandteil hydrodynamischer Rechnungen ist die Zustandsgleichung der Kernmaterie (oft mit EOS[9] abgekürzt). Sie stellt den Zusammenhang zwischen Energie- und Baryonendichte sowie dem Druck her und ist zunächst unbekannt. Man führt deshalb Rechnungen durch, denen verschiedenartige Zustandsgleichungen zugrunde liegen und versucht durch den Vergleich der Ergebnisse mit den experimentellen Daten Rückschlüsse auf die wahrscheinlichste Form zu ziehen. So werden zum Beispiel in [Sol97] verschiedene Gleichungen, die nur ein reines Hadronengas beschreiben, mit solchen verglichen, die einen Phasenübergang zu einem Quark-Gluon-Plasma beinhalten. Die Form der Zustandsgleichung wirkt sich direkt auf die Stärke der Expansion aus. Die Fluß-Effekte sind dabei im allgemeinen geringer für Zustandsgleichungen mit Phasenübergang.

Die hauptsächliche Auswirkung der transversalen Expansion besteht darin, daß das resultierende m_T-Spektrum bei gleicher Temperatur flacher wird. Man beobachtet also eine effektive Temperatur T_{eff}, die von der transversalen Geschwindigkeit v_T abhängt [Let95]:

$$T_{eff} = T\sqrt{\frac{1+v_T/c}{1-v_T/c}} \tag{1.12}$$

Dies bewirkt, daß im allgemeinen die Temperatur und die Fluß-Geschwindigkeit nicht – oder zumindest nur eingeschränkt – anhand eines einzelnen Spektrums gleichzeitig bestimmt werden können. Die Rapiditätsverteilung ist dagegen im wesentlichen nur von der Stärke der longitudinalen Expansion abhängig. Durch eine geeignete Wahl der maximalen Fluß-Geschwindigkeit läßt sich damit eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den Daten erzielen, als es im Fall des statischen Feuerballs möglich ist [Sch93b].

[9] **E**quation **O**f **S**tate

2. Das WA98-Experiment

Das Schwerionenprogramm des CERN[1] am SPS[2] wurde im Sommer 1986 begonnen. Die erste Phase dieses Programms bestand in der Untersuchung der Reaktion von ^{16}O bei 200 AGeV mit verschiedenen Targets. Nachdem bald darauf auch ^{32}S-Ionen bei der gleichen Energie vom Beschleuniger bereitgestellt werden konnten, wurden die Experimente in einem nächsten Schritt an die veränderten Bedingungen angepaßt. Eine bedeutende Erweiterung erfuhr dieses Programm im Jahre 1994, als zum ersten Mal ^{208}Pb-Ionen auf eine Energie von 158 AGeV beschleunigt wurden. Dies erforderte zum einen eine Neugestaltung einiger Elemente im SPS-Beschleunigerkomplex (neue ECR[3]-Ionenquelle, neuer Linearbeschleuniger), zum anderen aber auch neu konzipierte experimentelle Aufbauten, um die stark erhöhten Teilchenmultiplizitäten bewältigen zu können. Eines dieser Experimente ist das WA98-Experiment, das in drei Strahlzeiten mit Pb-Ionen zwischen 1994 und 1996 Daten aufgenommen hat.

2.1 Aufbau des WA98-Experimentes

Der Schwerpunkt des WA98-Experimentes liegt in der Untersuchung von Photonen und neutralen Mesonen [WA98]. Ergänzend werden mit zwei Spektrometerarmen geladene Teilchen gemessen. Bild 2.1 gibt eine Übersicht über den gesamten Aufbau, der im Folgenden genauer beschrieben wird.

2.1.1 Der Trigger

Aufgabe des Triggers ist es, ein gültiges Ereignis zu definieren, welches daraufhin von der Datenaufnahme ausgelesen werden kann. Außerdem muß er in der Lage sein, den Zeitpunkt, zu dem ein Strahlteilchen eintrifft, möglichst genau zu bestimmen. Um sicherzustellen, daß nur solche Ereignisse aufgezeichnet werden, denen tatsächlich eine Kernreaktion zugrunde liegt, ist ein sehr komplexes System erforderlich, das die Informationen einer ganzen Reihe von Detektoren miteinander verknüpft. Im WA98 Experiment tragen zu einer Triggerentscheidung die folgenden Elemente bei [Lee94]:

[1] **C**onseil **E**uropéen de la **R**echerche **N**ucléaire

[2] **S**uper **P**roton **S**ynchrotron

[3] **E**lektron **C**yclotron **R**esonance

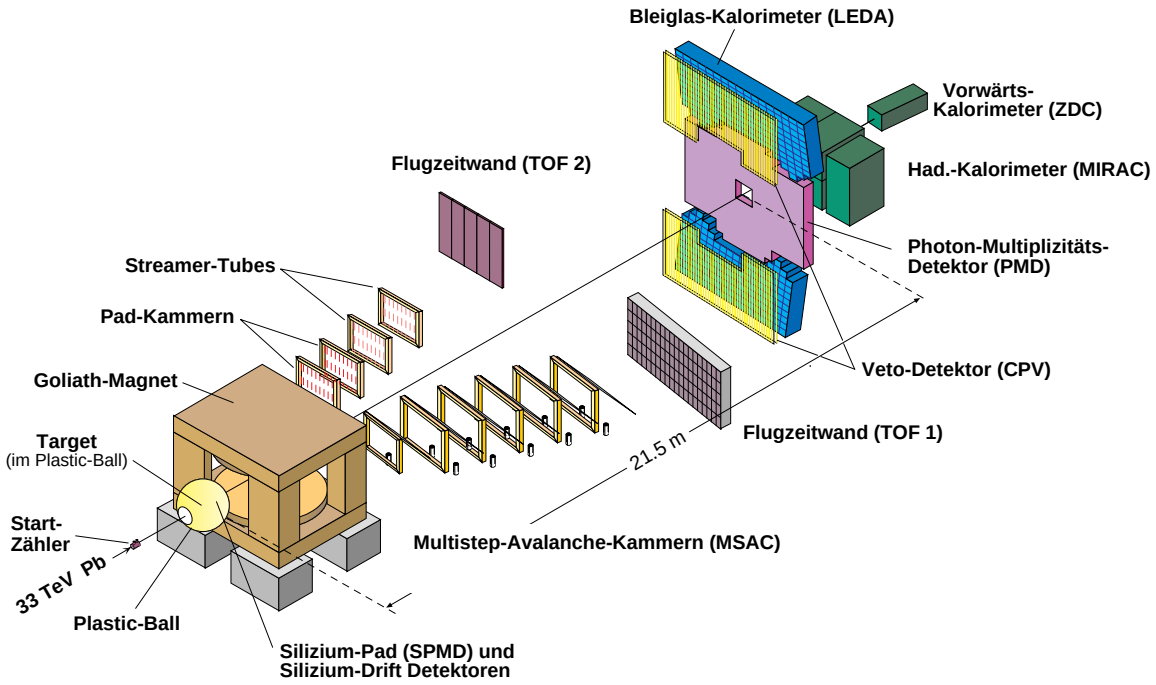

Abbildung 2.1: Das WA98-Experiment von 1996.

- Die Startzähler registrieren ein einlaufendes Strahlteilchen und verwerfen Teilchen, die nicht die erforderliche Ladung haben. Dazu wird ein Gas-Čerenkov-Detektor verwendet, der von zwei Photomultipliern ausgelesen wird. Dieser Detektor ist resistent gegen Strahlenschäden und besitzt eine sehr gute Zeitauflösung von etwa 27ps. Dies ist notwendig, da sein Signal auch als Startzeichen für die Flugzeitwände dient.

- Da die Strahlteilchen schon vor dem Target eine Reaktion erfahren können (z. B. mit Restgas im Beschleuniger), ist der einlaufende Strahl immer mit einer *Halo* aus Sekundärteilchen umgeben. Um diese zu unterdrücken, befindet sich vor dem Target eine Szintillatorwand.

- Reaktionen der Strahlteilchen mit dem Startzähler werden mit Hilfe eines Quarz-Čerenkov-Detektors, dem sogenannten *Little Veto*, wahrgenommen.

- Die Energie der bei der Reaktion entstandenen Teilchen wird durch das Kalorimeter MIRAC (s. Abschnitt 2.1.4) gemessen.

- Der Plastic-Ball (s. Abschnitt 2.1.3) dient zur Unterdrückung von sogenannten *Downstream*-Ereignissen, in denen das Strahlteilchen nicht mit dem Target, sondern

mit der Luft oder anderem Material hinter dem Target reagiert. Diese Reaktionen rufen zwar ein Signal im MIRAC und im ZDC hervor, jedoch nicht im Plastic-Ball.

Ein sogenanntes *minimum Bias* Ereignis, das heißt ein Ereignis, das den minimalen Anforderungen des Triggers genügt, erfordert neben der Detektion eines gültigen Strahlteilchens auch, daß die im MIRAC und ZDC gemessene Energie über, bzw. unter, einer festgelegten Schwelle liegt. Die Ereignisse können darüber hinaus anhand der transversalen Energie in verschiedene Klassen eingeteilt werden. Diese Klassen sind im WA98-Experiment zentrale, semi-zentrale und periphere Ereignisse. Da naturgemäß die – physikalisch interessanteren – zentralen Reaktionen weitaus seltener vorkommen als die semi-zentralen, müssen diese in den aufgenommenen Daten angereichert werden. Dies geschieht dadurch, daß zwar jedes zentrale Ereignis, aber z. B. nur jedes vierte semi-zentrale und periphere Ereignis, aufgezeichnet wird. Diese *Scaledown*-Faktoren müssen bei der anschließenden Analyse berücksichtigt werden, um absolute Wirkungsquerschnitte berechnen zu können.

Eine Besonderheit des WA98-Triggers ist, daß physikalische Ereignisse noch hinsichtlich der ausgelesenen Detektorgruppen in drei verschiedene Typen unterteilt werden. Der Grund dafür liegt in der Verschiedenartigkeit der Detektortypen hinsichtlich ihrer Auslesegeschwindigkeit. Während Detektoren, die mit Photomultipliern arbeiten (z.B. MIRAC, ZDC, LEDA), mit relativ hoher Frequenz ausgelesen werden können, haben solche mit CCD-Kameraauslese (PMD, MSAC) eine vergleichsweise lange Totzeit. Durch die Zuordnung zu verschiedenen Ereignistypen können die schnellen Detektoren nun auch während der Totzeit der anderen ausgelesen werden, wodurch sich die verfügbare Datenmenge stark erhöht. Die drei Ereignistypen enthalten folgende Detektorgruppen:

Typ 1 : LEDA, MIRAC, ZDC, CPV, Plastic-Ball
Typ 2 : SPMD, PMD, Silicon Drift und Typ 1 Detektoren
Typ 3 : MSAC und alle anderen Detektoren

2.1.2 Das Target

Das Target befindet sich in einer Vakuumkammer innerhalb des Plastic-Balls. In den Bleistrahlzeiten von 1995 und 1996 fanden vier verschiedene Targets Verwendung:

Target	Dicke (mm)	Massenbelegung (mg / cm^2)
^{208}Pb	0.210	239
^{208}Pb	0.436	495
^{58}Ni	0.250	223
^{93}Nb	0.254	218

Außerdem wurden als Referenz auch Daten ohne Target aufgenommen.

2.1.3 Der Plastic-Ball

Der Plastic-Ball Detektor wurde ursprünglich zur Untersuchung relativistischer Schwerionenstöße am Bevalac in Berkeley konzipiert [Bad82]. Anschließend wurde er in das WA80-Experiment – einem Vorläufer von WA98 – integriert und dann in das WA98-Experiment übernommen. Er besteht aus 655 Szintillator-Modulen, die das Target im Bereich $30° \leq \theta \leq 160°$ azimutal vollständig abdecken. Dies entspricht einem Akzeptanzbereich von $-1.7 \leq \eta \leq 1.3$. Durch ihr ΔE-E-Signal können Protonen und schwerere Fragmente identifiziert werden, während positive Pionen zusätzlich über ihren Zerfall in ein Positron nachgewiesen werden.

Der Plastic-Ball dient, neben der bereits erwähnten Verwendung im Trigger, zur Untersuchung der Targetfragmentation und kann dazu benutzt werden, eine Reaktionsebene festzulegen. Dies erlaubt es Observablen in Abhängigkeit vom Azimutwinkel Φ zu bestimmen [Kur97, Sch98].

2.1.4 Die Kalorimeter

ZDC

Das ZDC[4] ist ein modulares Kalorimeter, das aus insgesamt 35 Modulen aus wechselnden Schichten von Blei- und Szintillatorplatten besteht [Vod93a]. Detektoren dieser Bauweise, bei der Absorbermaterial und aktives Material hintereinander in Lagen angeordnet sind, werden als *Sampling*-Kalorimeter bezeichnet. Das von den hadronischen Schauern in den Szintillatoren erzeugte Licht wird mittels Wellenlängenschiebern zu Photomultipliern transportiert und dort ausgelesen. Das Kalorimeter deckt den Pseudorapiditätsbereich $\eta > 5.9$ ab und mißt damit die Energie der Projektile oder ihrer Fragmente.

MIRAC

Der MIRAC[5] wurde bereits in den Vorläuferexperimenten WA80 und WA93 verwendet. Dieses Kalorimeter dient zur Messung der transversal zur Strahlrichtung liegenden Komponente des Energieflusses der produzierten Teilchen [Agg97a]:

$$E_T = \sum_{i=1}^{N} E_i \sin\theta_i \tag{2.1}$$

[4] **Z**ero **D**egree **C**alorimeter

[5] **MI**d **RA**pidity **C**alorimeter

Mit θ_i ist hier der Polarwinkel des jeweiligen Teilchens i im Laborsystem bezeichnet und mit E_i seine Energie. N ist die Gesamtzahl der gemessenen Teilchen. Der MIRAC deckt den Pseudorapiditätsbereich $3.7 \leq \eta \leq 5.5$ ab.

Es handelt sich hier ebenfalls um ein Sampling-Kalorimeter, das jedoch einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil beinhaltet [Awe89, You89]. Der elektromagnetische Teil besteht aus wechselnden Schichten von Blei und Plastikszintillator und ist 15.8 Strahlungslängen tief (0.6 Absorptionslängen). Der hadronische Teil ist dagegen aus Eisen- und Szintillatorplatten mit einer Tiefe von 6.1 Absorptionslängen konstruiert. Die Auflösung beträgt $17.9\%/\sqrt{E}$ für elektromagnetische Schauer und $46.1\%/\sqrt{E}$ für hadronische Schauer (E in GeV).

2.1.5 Die Multiplizitätsdetektoren

SPMD

Der SPMD[6] besteht aus einer Siliziumscheibe, die in einem Abstand von 32.8 cm zum Target angebracht ist [Lin97]. Die Akzeptanz umfaßt dadurch den vollständigen Azimutwinkel im Pseudorapiditätsbereich $2.35 \leq \eta \leq 3.75$. Beim Durchqueren des Detektors erzeugen geladene Teilchen freie Ladungsträger, die über aufgedampfte Kontakte, den sogenannten *Pads*, wahrgenommen werden. Der SPMD ist in vier Quadranten aufgeteilt, auf deren Oberfläche sich jeweils 1024 Pads befinden, so daß eine relative gute Ortsauflösung erzielt wird. Mehrfachtreffer können dabei zusätzlich durch eine Analyse der Signalhöhe erkannt werden.

Der Silicon-Drift Detektor

Ebenso wie der SPMD bestehen die Silicon-Drift Detektoren aus Siliziumscheiben, in denen geladene Teilchen Ladungsträger freisetzen können. Diese Ladungen driften in einem radial angelegten elektrischen Feld nach außen auf 360 Anoden zu. Aus der Position der ansprechenden Anoden läßt sich der Azimutwinkel eines Treffers bestimmen, während die Messung der jeweiligen Driftzeit Rückschlüsse auf den Abstand zur Strahlachse zuläßt. 1995 befanden sich zwei hintereinander angeordnete Detektoren mit einem Durchmesser von 3 Zoll im Experiment, während 1996 nur ein Detektor mit einem Durchmesser von 4 Zoll Verwendung fand.

[6] **S**ilicon **P**ad **M**ultiplicity **D**etector

PMD

Der PMD[7] dient zur Bestimmung der Photonen-Multiplizität im Rapiditätsbereich $2.4 \leq y \leq 4.4$. Er besteht aus einem Photonenkonverter aus Blei mit einer Dicke von 3 Strahlungslängen, der sich vor einer Anordnung von 54000 quadratischen Szintillatoren (Kantenlänge: 1.5 - 2.5 cm) befindet [Agg96]. Die einfallenden Photonen beginnen in der Bleischicht aufzuschauern, und die dabei entstehenden geladenen Teilchen erzeugen in den Szintillatoren Licht. Dieses wird über Wellenlängenschieber ausgekoppelt und mittels Lichtleiter von insgesamt 28 CCD-Kameras ausgelesen. Der Detektor füllt den Raum zwischen den beiden Teilen des Bleiglaskalorimeter aus.

CPV

Während der Protonenstrahlzeit 1996 konnte erstmals der CPV[8]-Detektor eingesetzt werden. Neben der Messung der Multiplizität geladener Teilchen wird er zur Verbesserung der Identifizierung von Photonen im LEDA-Detektor eingesetzt, da mit seiner Hilfe geladene Treffer im Bleiglas erkannt werden können. Die Fläche dieses Detektors ist deshalb so gewählt, daß der gesamte LEDA-Detektor abgedeckt wird. Der CPV ist in zwei Hälften unterteilt, die sich aus jeweils 86 *Streamer-Tubes* zusammensetzen [Rey95]. Dabei handelt es sich um Gasdetektoren, die in röhrenförmige Kammern unterteilt sind. Durch jede Kammer ist ein Anodendraht gespannt, der an eine Hochspannung angeschlossen ist, so daß sich ein elektrisches Feld in der Kammer ausbildet. Die Hochspannung ist so gewählt, daß geladene Teilchen im Gasvolumen einen räumlich begrenzten Entladungskanal (*Streamer*) erzeugen. Diese Entladungen influenzieren auf außerhalb der Streamer-Tubes angebrachten Pads (Abmessungen: 42×7 mm^2) Signale, die durch eigens entwickelte Chips und DSPs[9] ausgelesen und weiterverarbeitet werden [Car97].

2.1.6 Die Spurdetektoren

Das WA98-Experiment enthält eine Reihe von Spurdetektoren, die es erlauben, die Bahnen geladener Teilchen zu bestimmen. Zusammen mit dem Goliath-Magneten bilden die beiden *Tracking*-Arme damit zwei Spektrometer, die zur Messung von Transversalimpuls-Verteilungen und zur Teilcheninterferometrie eingesetzt werden.

[7] **P**hoton **M**ultiplicity **D**etector
[8] **C**harged **P**article **V**eto
[9] **D**igital **S**ignal **P**rocessor

Der erste Tracking Arm

Der erste Tracking Arm besteht aus sechs MSAC[10]-Detektoren, die hinter dem Spektrometermagneten angeordnet sind [Ang94, Izy91]. Die Kammern haben eine sensitive Fläche von 158 × 120 cm^2, bzw. 120 × 85 cm^2, und sind mit einer Mischung aus Neon oder Argon mit 1-2% Triethylamin (TEA) gefüllt. Das Innere der Kammern ist durch mehrere Drahtnetze, die auf unterschiedlichen Potentialen liegen, unterteilt. Ein geladenes Teilchen, das die Kammern durchquert, erzeugt Ionisationselektronen, die im elektrischen Feld zwischen den ersten beiden Netzebenen eine Lawine auslösen. Die Elektronenwolke durchquert anschließend eine 30 mm lange Driftstrecke. Während der Driftzeit kann die Triggerlogik entscheiden, ob das aktuelle Ereignis akzeptiert wird. Ist dies der Fall, wird der darauffolgende Bereich der Kammer für die Elektronen durchlässig geschaltet. Dies erfolgt dadurch, daß eine positive Potentialbarriere umgepolt wird, so daß die Elektronen passieren können. Die Ladung wird anschließend weiter verstärkt und regt die TEA-Moleküle zur Emission von UV-Licht an. Dieses wird durch einen Wellenlängenschieber in sichtbares Licht umgewandelt, das über dünne Folienspiegel auf CCD[11]-Kameras mit Bildverstärkern gelenkt wird. Die räumliche Auflösung der MSACs beträgt dabei $\sigma \approx 1.5$ mm.

Dieser Spektrometerarm wird durch eine Flugzeitwand (TOF[12]) ergänzt. Sie besteht aus 480 Plastikszintillatoren und deckt eine Fläche von ungefähr 8 m^2 ab [Vod93a]. Mit Hilfe der Startdetektoren kann damit die Flugzeit der Teilchen mit einer maximalen Auflösung von ∼130 ps bestimmt werden. Diese Information erlaubt die Identifizierung von π^-, K^- und $\bar{p}$.

Der zweite Tracking Arm

Zur Bleistrahlzeit 1996 wurde das Experiment um einen zweiten Tracking Arm erweitert. Dieser besteht aus zwei Reihen Streamer-Tubes, zwei MSAC-Detektoren und einer weiteren Flugzeitwand. Die Streamer-Tubes haben denselben Aufbau wie im CPV, allerdings ist die Fläche der Auslesepads kleiner. Ebenso ist der Aufbau der MSAC-Detektoren analog denen des ersten Tracking Arms, jedoch mit dem Unterschied, daß die Auslese, ebenso wie bei den Streamer-Tubes, über ladungssensitive Pads, anstatt über CCD-Kameras, erfolgt. Deshalb enthalten diese Kammern auch kein lichterzeugendes TEA. Die Ausleseelektronik beider Detektoren ist in der gleichen Weise wie beim CPV-Detektor aufgebaut [Car97].

[10] **M**ulti **S**tep **A**valanche **C**hamber
[11] **C**harged **C**oupled **D**evice
[12] **T**ime **O**f **F**light

2.1.7 Die Datenaufnahme

Die Datenaufnahme besteht im wesentlichen aus drei Schritten. In der Ausleseelektronik der Detektoren werden zunächst alle Werte unterdrückt, die unterhalb einer jeweils festzulegenden Schwelle liegen. Auf diese Weise bleiben Kanäle, die nur ein Rauschsignal liefern, in der Datenaufnahme unberücksichtigt, wodurch das anfallende Datenvolumen stark reduziert wird. Anschließend werden die von den einzelnen Detektoren kommenden Daten von sogennanten *Subevent-Buildern* aufgesammelt und zu einer Reihe von Unterereignissen (*Subevents*) zusammengefaßt. Bei diesen Subevent-Buildern handelt es sich um Programme, die auf Eltec E6 - und E7 -, sowie Motorola 68040 - Prozessoren unter dem Betriebssystem OS/9 laufen und über ein VME-Bussystem kommunizieren. Diese Vorgänge laufen für jedes Subevent gleichzeitig und unabhängig voneinander ab, wodurch eine sehr hohe Datenrate bewältigt werden kann. Zuletzt werden die einzelnen Subevents von einem übergeordneten Prozeß aufgesammelt und auf ein DLT[13]-Datenband geschrieben. Dabei werden die Meßdaten in Dateien einer Größe von etwa 400 MByte, sogenannten *Runs*, unterteilt. Ein Bruchteil der Daten wird auf die Rechner eines VAX[14]-Clusters übertragen, auf denen mit Hilfe eines Online-Monitor-Programms direkt das Verhalten der Detektoren beobachtet werden kann.

2.2 Der LEDA-Detektor

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden mit dem LEDA[15]-Detektor durchgeführt. Es handelt sich dabei um ein homogenes und fein segmentiertes Bleiglas-Kalorimeter, das zur Messung von hochenergetischen Photonen, π^0- und η-Mesonen konzipiert wurde. Ein vergleichbares Spektrometer wurde bereits in den Experimenten WA80 und WA93 eingesetzt. Obwohl die Grundkonzeption der Detektoren gleich ist, unterscheiden sie sich doch in wesentlichen Komponenten, wie der Ausleseelektronik, der Hochspannungsversorgung und dem Referenzsystem.

2.2.1 Funktionsprinzip

Hochenergetische Photonen und Elektronen erzeugen in einem Absorbermaterial elektromagnetische Schauer, das heißt, durch Bremsstrahlung und e^+e^--Paarerzeugung wird eine Kaskade von sekundären elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen erzeugt, deren Anzahl proportional zur Einfallsenergie E_0 des primären Teilchens ist. Die Ausdehnung eines

[13] **D**igital **L**inear **T**ape
[14] **V**irtual **A**ddress E**X**tension
[15] **LE**adglass **D**etector **A**rray

elektromagnetischen Schauers läßt sich durch die Strahlungslänge X_0 beschreiben. Diese ist definiert als die mittlere freie Weglänge eines Elektrons, bedingt durch Strahlungsverluste, und folgt ungefähr der folgenden Abhängigkeit von der Massen- und Ladungszahl des Absorbermaterials [Boc90]:

$$X_0\,[\mathrm{g\ cm^{-2}}] \approx 180\ A/Z^2 \tag{2.2}$$

Die longitudinale Verteilung der Energiedichte im Schauer kann dann auf folgende Weise approximiert werden [Boc90]:

$$\frac{dE}{dx} = k_{norm}\, t^a\, e^{-bt} \tag{2.3}$$

Hier ist t die Schauertiefe in Einheiten der Strahlungslänge $t = x/X_0$ und k_{norm} eine willkürliche Normierung. Für Bleiglas als Absorbermaterial ergeben sich dabei die Parametrisierungen $a = 1.985 + 0.430\ \ln E_0$ und $b = 0.467 - 0.021\ \ln E_0$. Die Ausbreitung des Schauers bricht ab, sobald die kritische Energie ϵ erreicht ist, bei der der Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung gleich dem durch Ionisation ist. Die laterale Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers wird üblicherweise durch den Molière-Radius beschrieben:

$$R_m = 21\ \mathrm{MeV}\ X_0/\epsilon \tag{2.4}$$

Ein Schauer ist in einem Gebiet mit dem Radius $3R_m$ praktisch vollständig enthalten.

Dagegen setzen sich hadronische Schauer – neben elektromagnetischen Prozessen – auch noch aus einer Vielzahl anderer hadronischer Wechselwirkungen zusammen. Sie sind deshalb viel stärkeren Fluktuationen unterworfen, was dazu genutzt werden kann, sie von elektromagnetischen Schauern zu unterscheiden. Die Länge dieser Schauer wird durch die hadronische Wechselwirkungslänge λ bestimmt.

Das Bleiglas vom Typ TF1 (Zusammensetzung: 51% PbO und 49% SiO_2), das im LEDA-Detektor verwendet wird, ist durch folgende Eigenschaften gekennzeichnet:

Strahlungslänge	$X_0 =$	2.78 cm
Molière-Radius	$R_m =$	3.90 cm
hadr. Wechselwirkungslänge	$\lambda =$	38.0 cm

Die geladenen Teilchen eines Schauers erzeugen im Bleiglas Čerenkov-Photonen. Diese entstehen, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium mit dem Brechungsindex n ($\beta = v/c > 1/n$). Die Zahl der emittierten Photonen pro Wellenlängenintervall $d\lambda$ beträgt bei einer durchquerten Strecke L [Kle87]:

$$\frac{dN}{d\lambda} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2}\, L\, \sin^2\theta_C \tag{2.5}$$

Der Winkel der emittierten Strahlung relativ zur Flugrichtung θ_C ist dabei von der Geschwindigkeit abhängig: $\cos\theta_C = 1/(\beta n)$.

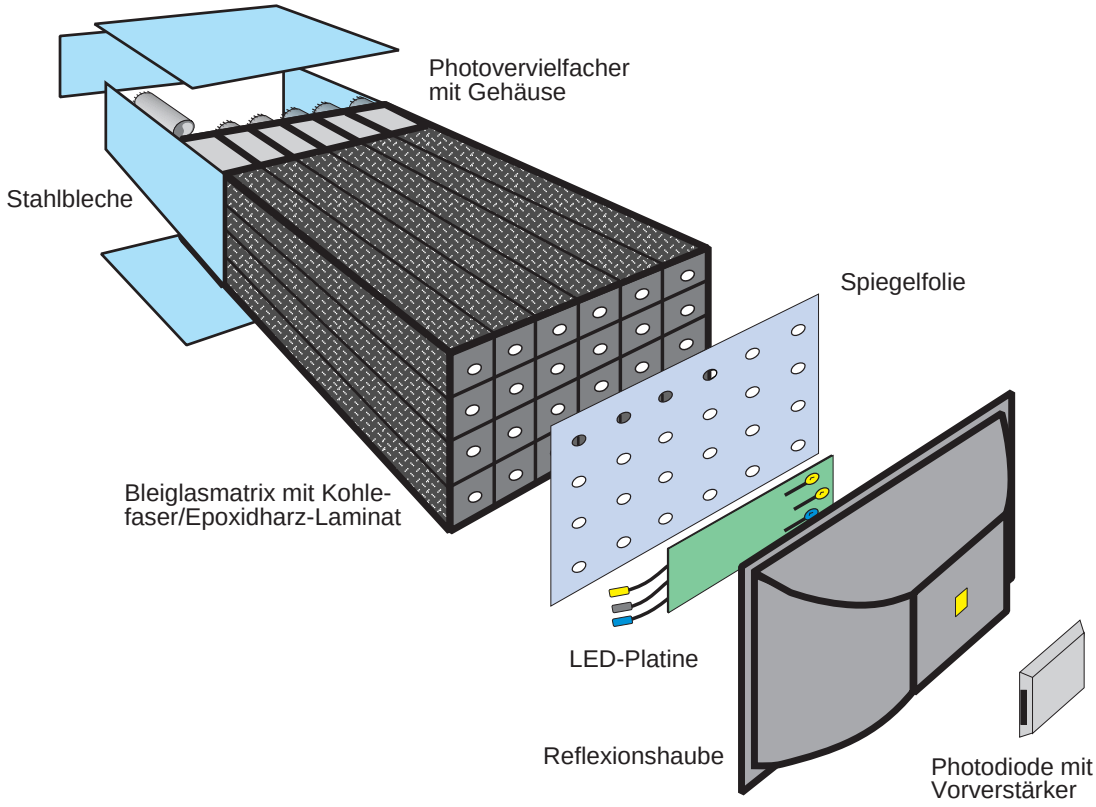

Abbildung 2.2: Darstellung eines einzelnen Supermoduls von vorne (Zeichnung : N. Heine).

2.2.2 Aufbau

Der LEDA-Detektor soll nach seinem Einsatz im WA98-Experiment am BNL[16] in den USA im PHENIX[17]-Experiment weiter verwendet werden. Da die geometrische Anordnung des Detektors in den beiden Experimenten sehr unterschiedlich ist, ergab sich die Notwendigkeit, den Aufbau modular zu gestalten. Das Kalorimeter ist deshalb in Einheiten von 6×4 Einzelmodulen, den sogenannten *Supermodulen*, zusammengefaßt. Die Supermodule lassen sich in beliebigen Konfigurationen zusammenstapeln, wodurch sich die verschiedensten Aufbauten realisieren lassen.

Insgesamt besteht der Detektor aus 10080 Bleiglasmodulen der Kantenlänge $4 \times 4 \times 40$ cm^3. Die Dimensionen sind so gewählt, daß die Länge etwa 14.4 X_0 entspricht und die seitliche Ausdehnung etwa dem Molière-Radius. Die Länge eines Moduls entspricht nur etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge λ. Deswegen bilden nur ein kleiner Anteil der geladenen Hadronen einen Schauer im Bleiglas aus, während viele nur

[16] **B**rookhaven **N**ational **L**aboratory

[17] **P**ioneering **H**igh **E**nergy **N**uclear **I**on E**X**periment

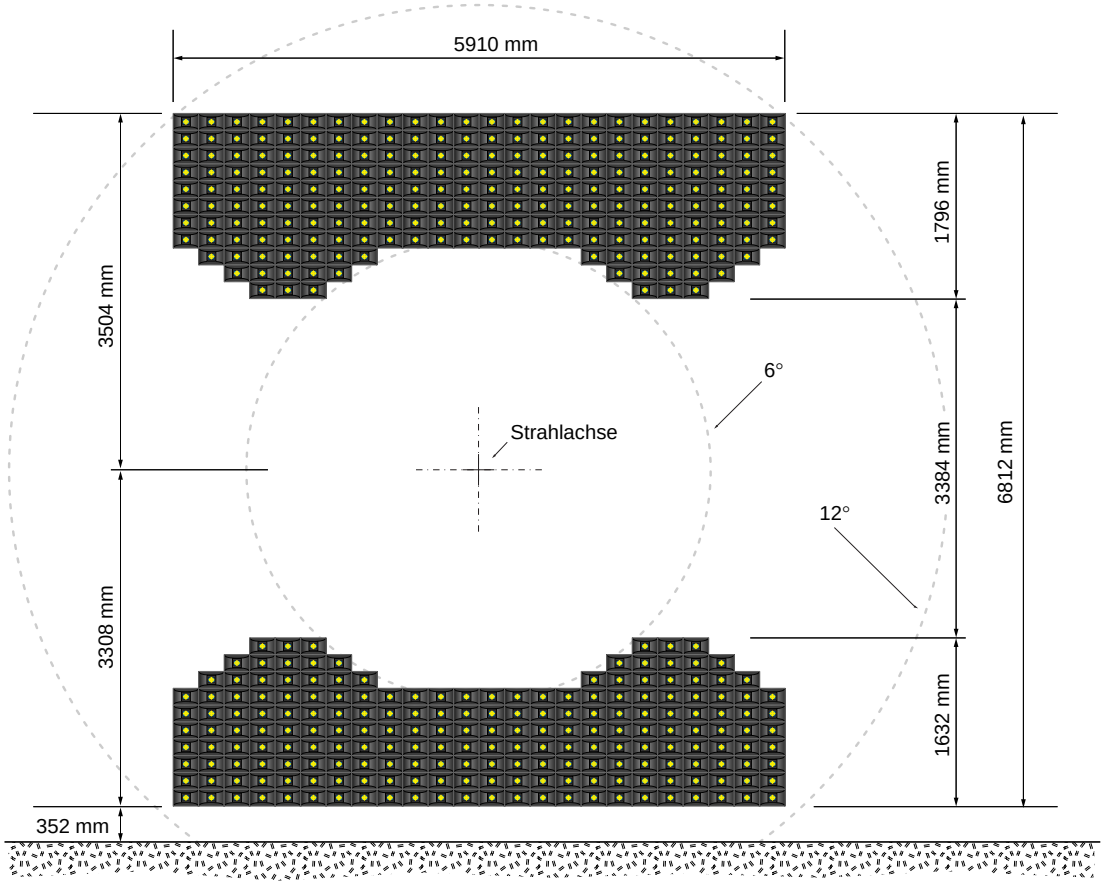

Abbildung 2.3: Der Gesamtaufbau des LEDA-Detektors aus der Frontperspektive gesehen (Zeichnung : N. Heine).

als minimal ionisierende Teilchen (MIP[18]) wahrgenommen werden. Deren Energiedeposition ist sehr gering und von der Einfallsenergie weitgehend unabhängig.

Die Bleiglasmodule sind mit einer aluminisierten Mylarfolie zur Verbesserung der internen Lichtreflexion und zusätzlich mit einem Schrumpfschlauch umgeben. Am hinteren Ende befindet sich eine angeklebte Halterung für die *Photomultiplier* des Typs FEU-84. Diese sind durch eine dünne Schicht optischen Fetts zur Vermeidung von Reflexionsverlusten an das Glas angekoppelt und zur magnetischen Abschirmung mit μ-Metall ummantelt [Sch94b].

Ein Supermodul besteht aus 24 solcher Einzelmodule, die mit Kunstharz, verstärkt durch Kohlefasergewebe, zu einer Einheit verbacken wurden (s. Abbildung 2.2). Die Rückseite ist mit Stahlblechen verkleidet, die zum Schutz der Hochspannungsversorgung und

[18] **M**inimum **I**onizing **P**article

als Halterung für die ADC[19]-Platinen dienen. Auf der Vorderseite des Supermoduls ist das Referenzsystem montiert.

Der gesamte LEDA-Detektor setzt sich somit aus 420 Supermodulen zusammen, die auf zwei Detektorhälften verteilt sind (s. Abbildung 2.3). Die untere Hälfte besteht aus 10, und die obere aus 11 Lagen Supermodulen. Der Abstand der Ober-, bzw. Unterkante der Detektorhälften vom Target beträgt, gemessen entlang der Strahlachse, 21.8 m. Die Gesamthöhe des Detektors ist 6.8 m. Beide Hälften sind um einem Winkel von 8.3° zum Target hin geneigt, um Abweichungen des Einfallswinkels der Teilchen zur Normalen der Detektoroberfläche möglichst klein zu halten. Diese Anordnung der Supermodule deckt damit den Winkelbereich $6° \leq \theta \leq 12°$ etwa zur Hälfte ab, wodurch sich ein Akzeptanzbereich von $2.3 \leq \eta \leq 3.0$ ergibt.

2.2.3 Das Referenzsystem

Die Aufgabe des Referenzsystems besteht darin, eventuelle Schwankungen im Verhalten des Detektors festzustellen und gegebenenfalls eine Korrektur zu ermöglichen. Ursache für solche Schwankungen sind im wesentlichen Variationen in der Hochspannungsversorgung der Photomultiplier, aber auch durch äußere Einflüsse (Temperatur, Netzspannung, etc.) bewirkte Änderungen in der Elektronik. Das Referenzsystem muß also in der Lage sein, ein zeitlich konstantes – oder zumindest in der Intensität genau bekanntes – Lichtsignal zu liefern, das in den Detektor eingeleitet werden kann, um dann als Vergleichsmaßstab zu dienen. Dabei ist eine Genauigkeit von etwa 1% nötig, um den LEDA-Detektor mit der vorgesehenen Meßgenauigkeit betreiben zu können. Weiterhin wird das Referenzsystem gebraucht, um die während der Kalibration einmal bestimmte Eichung auf spätere Strahlzeiten übertragen zu können. Bei der Konzeption des Referenzsystems mußte deshalb auch der modulare Aufbau des Detektors berücksichtigt werden, so daß die Kalibration beim Umbau des Detektors für das PHENIX-Experiment nicht verloren geht [Sch94a]. Deshalb besitzt jedes Supermodul ein eigenes System, dessen genauer Aufbau in Abbildung 2.4 dargestellt ist.

Das Referenzlicht wird durch Leuchtdioden erzeugt, die auf einer Platine an der Vorderseite der Supermodule montiert sind. Da zum Zeitpunkt der Konstruktion des Detektors keine Leuchtdioden erhältlich waren, mit denen Lichtpulse erzeugt werden konnten, die in allen Eigenschaften den Čerenkov-Lichtpulsen entsprachen, wurden drei verschiedene verwendet. Das Licht der blauen LED[20] kommt der spektralen Verteilung des Čerenkov-Lichtes zwar am nächsten, ist aber von der Intensität schwach und erfordert deshalb sehr

[19] **A**nalog to **D**igital **C**onverter

[20] **L**ight **E**mitting **D**iode

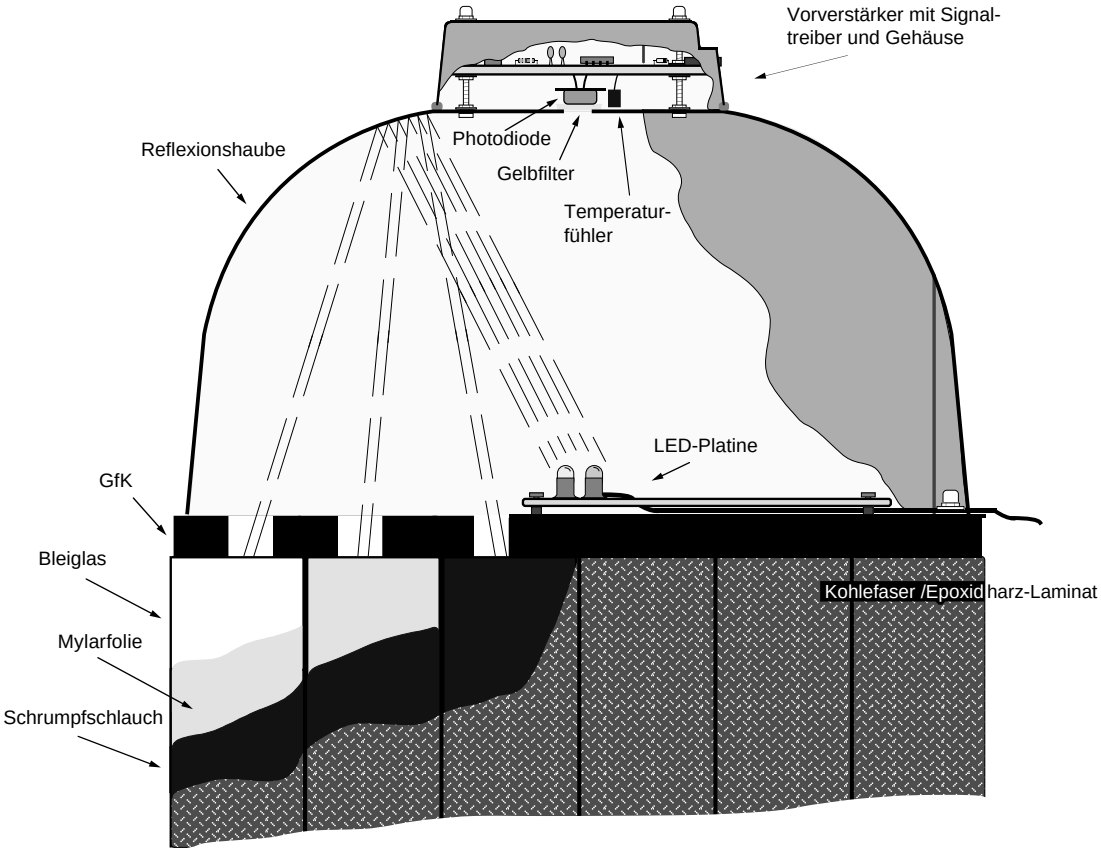

Abbildung 2.4: Das Referenzsystem des LEDA-Detektors von oben betrachtet (Zeichnung: N. Heine).

lange Pulsdauern. Die gelbe LED liefert dagegen auch bei sehr kurzen Pulszeiten genügend Intensität, allerdings in einem anderen Wellenlängenbereich.

Die Leuchtdioden werden über externe Pulsgeneratoren angesteuert, wobei für jede LED ein anderer Typ zum Einsatz kommt. Der sogenannte Avalanche-Pulser erzeugt Pulse, die in Form und Länge etwa dem Čerenkov-Licht entsprechen, das durch ein Elektron von 10 GeV Energie im Detektor hervorgerufen wird und steuert eine der beiden gelben LEDs an (AY[21]). Die andere gelbe LED (VY[22]) ist mit einem Pulser verbunden, dessen Signal eine Dauer von 200 ns und eine Anstiegs- und Abfallzeit von weniger als 50 ns besitzt, welches sich zudem in der Höhe variieren läßt. Dies ermöglicht es, Linearitätsuntersuchungen durchzuführen. Die zweite gelbe Leuchtdiode dient überdies als Vergleichsmaßstab für

[21] **A**valanche **Y**ellow
[22] **V**ariable **Y**ellow

die Avalanche-LED und als eventuelle Reserve. Die blaue LED wird ebenfalls mit einem variablen Pulser betrieben, allerdings beträgt in diesem Fall die gesamte Pulsweite etwa 1 μs.

Das von den Leuchtdioden emittierte Licht wird von der hutförmigen Abdeckhaube, die innen mit einer hochreflektierenden Farbe beschichtet ist, durch die Bohrungen in den Frontplatten in die Glasmodule reflektiert. Die Frontplatte ist zusätzlich mit einer Spiegelfolie versehen, um die Lichtverluste möglichst gering zu halten.

Die Intensität des LED-Lichtes wird mit Hilfe einer Photodiode, die – zusammen mit einem Vorverstärker – auf der Abdeckung angebracht ist, laufend überwacht. Dies erlaubt es zum einen, während des Experimentes eventuelle Schwankungen des Referenzsignals zu erkennen, zum anderen aber auch Teile der Elektronik (Pulser, ADCs) auszuwechseln, ohne daß die Kalibration verloren geht. Die vorverstärkten Signale der Photodioden werden als Differenzsignal über *Twisted-Pair*-Leitungen zu den impulsformenden Hauptverstärkern transportiert und durch ein LeCroy 2280 ADC-System ausgelesen. Auf der Platine der Photodiode befindet sich außerdem ein Temperatursensor, so daß Änderungen im Verhalten der Photodiode aufgrund von Temperaturschwankungen korrigiert werden können. Es hat sich bei Testmessungen jedoch gezeigt, daß höchstens sehr schwache Abhängigkeiten feststellbar sind, die im Rahmen der im Experiment auftretenden Temperaturschwankungen vernachlässigbar sind [Pei96].

2.2.4 Das Hochspannungssystem

Für den LEDA-Detektor wurde eine neuartige Hochspannungsversorgung entwickelt, weil konventionelle Systeme bei der Größe des Detektors schwerwiegende Probleme aufwerfen würden. Zum einen wäre der Kostenaufwand für die Hochspannungskabel zu groß, zum anderen würden passive Basen, die mit einer Widerstandskette arbeiten, zu viel Wärme im Detektor produzieren. Außerdem ist es schwierig, die Hochspannung mit der erforderlichen Genauigkeit zu kontrollieren und einzuhalten.

Diese Probleme sind im verwendeten System dadurch gelöst, daß die Erzeugung der Hochspannung vom HV[23]-Gerät auf die Base verlagert wurde [Neu95]. Jede der 10080 eingebauten Basen enthält dazu einen eigenen Greinacher-Hochspannungsgenerator. Dieser wird über einen internen Regelkreis, der über ein *Bus*-System eine Referenzspannung erhält, auf einer konstanten Spannung gehalten. Das Bus-Kabel, das neben der Adressierung und der Referenzspannung auch die Stromversorgung der Basen überträgt, wird durch alle Basen eines Supermodule durchgeschleift und verläuft zu einer Verteilerbox.

[23] **H**igh **V**oltage

Diese ist mit einer Kontrolleinheit (HIVOC[24]) verbunden, welche auf diese Weise maximal 512 Basen, die durch unterschiedliche Adressen identifiziert sind, überwachen kann. Der Zyklus in dem alle Basen einmal angesprochen werden, beträgt dabei 1s. Ein einzelner HIVOC-Einschub enthält 4 Kontrolleinheiten, so daß für den gesamten Detektor 6 Einschübe benötigt werden. Die Steuerung der Kontrolleinheiten übernimmt ein VME-Prozessor und erlaubt so das Setzen und Verändern der individuellen Hochspannungen. Da bei jedem Steuerzyklus auch die augenblickliche Ist-Spannung einer Base zurückgemeldet wird, können problematische Kanäle erkannt und, falls das laufende Experiment es erlaubt, repariert werden.

2.2.5 Die Ausleseelektronik

Ähnliche Überlegungen wie im Zusammenhang mit der Hochspannungsversorgung, führten zu der Entscheidung, auch ein neuartiges ADC-System zu entwickeln und einzusetzen. Die Besonderheit dieses neuen Systems besteht darin, daß sich der Hauptteil der Ausleseelektronik direkt am Detektor befindet und nur noch die bereits digitalisierten Daten übertragen werden müssen [You94].

Der prinzipielle Aufbau der ADC-Einheiten ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Das Anodensignal des Photomultipliers wird in einem Ladungsintegrator aufsummiert. Dieses integrierte Signal gelangt dann in einen Verstärker, der über zwei verschiedene Verstärkungsfaktoren verfügt. Jedes Signal wird hier in ein unverändertes und ein etwa 8-fach verstärktes aufgespalten. Der genaue Wert dieser Verstärkung kann von Kanal zu Kanal variieren und muß deshalb individuell bestimmt werden.

Beide Werte werden anschließend in einer analogen Speichereinheit (AMU[25]) zwischengelagert. Hierbei handelt es sich um einen zyklischen Speicher, der aus 16 Speicherzellen besteht, die mit einer Taktfrequenz von 20 MHz durchlaufen werden. Auf diese Weise können die Meßwerte gespeichert werden, bis eine Triggerentscheidung gefallen ist. Diese Zwischenspeicherung wurde in den Vorgängerexperimenten WA80 und WA93 durch entsprechend lange (70 m) Signalkabel realisiert. Bei der großen Zahl der auszulesenden Kanäle machten diese Kabel dadurch einen Hauptanteil der entstehenden Kosten aus. Dieser finanzielle Aufwand wird durch die neue Ausleseelektronik vermieden.

Abbildung 2.6 skizziert den zeitlichen Verlauf der Signalspeicherung. Die obere der beiden Kurven verdeutlicht das vom Photomultiplier stammende Signal, während die untere die jeweils integrierte Ladung wiedergibt. Ein Teil der Ladung wird ständig wieder abgeleitet, um sicherzustellen, daß der Integrator vor dem Eintreffen des nächsten Ereig-

[24] **HI**gh **VO**ltage **C**ontroller

[25] **A**nalog **M**emory **U**nit

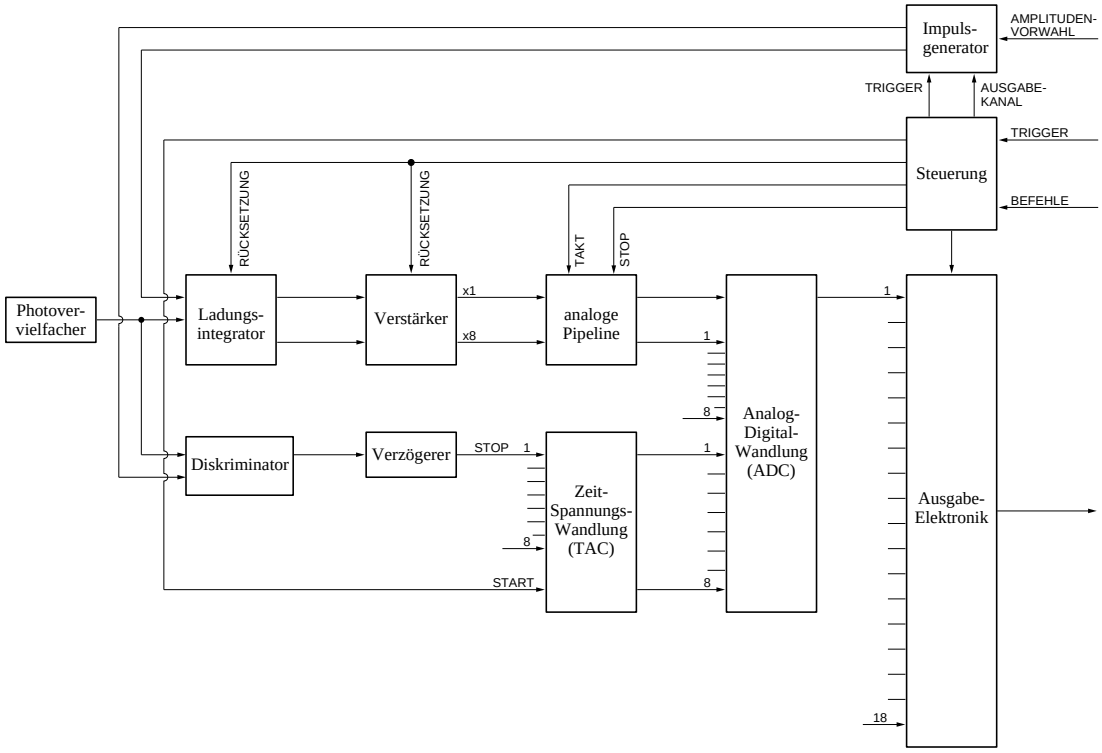

Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Aufbaus der ADC-Boards.

nis wieder entladen ist und die neu eintreffenden Signale speichern kann. Die Menge der gemessenen Ladung ergibt sich nun, indem der Wert einer Speicherzelle vor Eintreffen des Signals (*Pre*-Zelle) vom Wert einer nachfolgenden Zelle (*Post*-Zelle) abgezogen wird. Auf diese Weise wird das Pedestalrauschen automatisch unterdrückt. Die Abstände der Pre- und der Post-Zelle zur Speicherzelle, während der die Triggerentscheidung fällt, können für Tests beliebig gewählt werden. Während der eigentlichen Messung sind sie jedoch immer auf 12 für die Pre-Zelle und 6 für die Post-Zelle fest eingestellt. Die ausgelesenen Werte der Pre- und der Post-Zelle werden daraufhin digitalisiert und an die zentrale Ausleseeinheit, die sich nicht am Detektor, sondern im Elektronikraum des Experimentes befindet, übertragen. Dort ist auch der zentrale Taktgenerator untergebracht, der das Durchlaufen der einzelnen Speicherzellen für alle Kanäle steuert, sowie ein TDC[26], der bestimmt, zu welchem Zeitpunkt, relativ zum Beginn des jeweiligen Takts, das Triggersignal erfolgt ist. Da jede Speicherzelle einen Zeitraum von 50ns abdeckt, ist aufgrund des Ladungsabfalls, die Signalhöhe von diesem Zeitpunkt abhängig und kann mit Hilfe des TDC-Wertes nachträglich korrigiert werden.

[26] **T**ime to **D**igital **C**onverter

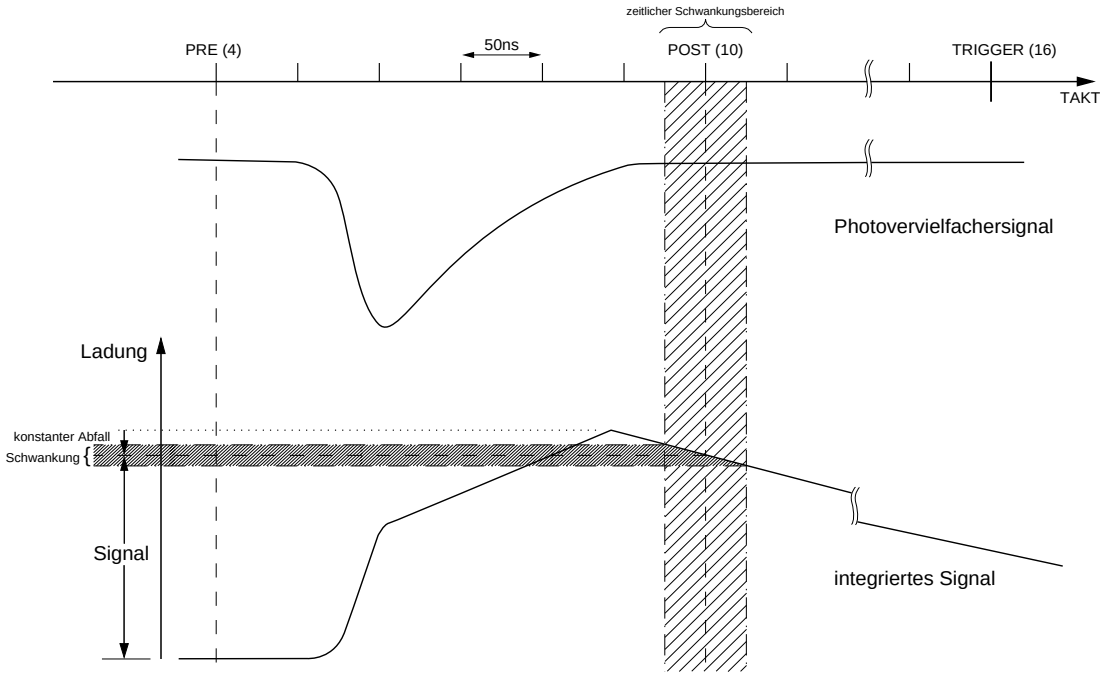

Abbildung 2.6: Die obere Linie beschreibt die zeitliche Entwicklung des Photomultipliersignals und die untere das daraus resultierende integrierte Signal. Die ständige Ladungsabfuhr bewirkt den konstanten Abfall dieser Kurve. Der schraffierte Bereich gibt die Schwankung wieder, die durch das unterschiedliche Eintreffen des Triggersignals relativ zum Beginn der Speicherzeit einer Zelle. Eingezeichnet sind die Pre- und die Post-Zelle, sowie die Speicherzelle während der das Triggersignal eintrifft.

Eine Besonderheit des neuen Auslesesystems besteht darin, daß auch der Zeitpunkt des Photomultiplier-Signals relativ zum Signal des Startzählers bestimmt werden kann. Dieses Zeitsignal soll dazu genutzt werden, zusätzliche Information zur Unterscheidung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern zu liefern. Da sich elektromagnetische Schauer bereits nach einer Strahlungslänge X_0 bilden, befindet sich deren Schwerpunkt relativ nahe an der Modulvorderseite, so daß das Čerenkov-Licht fast die gesamte Länge des Moduls durchlaufen muß. Hadronische Schauer dagegen entstehen im Mittel wesentlich tiefer im Bleiglas, weshalb die Laufzeit des produzierten Lichts entsprechend geringer ist. Die Messung der Zeit bis zum Eintreffen des Signals könnte es also erlauben Hadronen zu erkennen, sofern die Auflösung gut genug ist. Deswegen wurde in die Ausleseelektronik für jeden Kanal ein Diskriminator (CFD[27]) zur Festlegung des Signalzeitpunkts und

[27] **C**onstant **F**raction **D**iscriminator

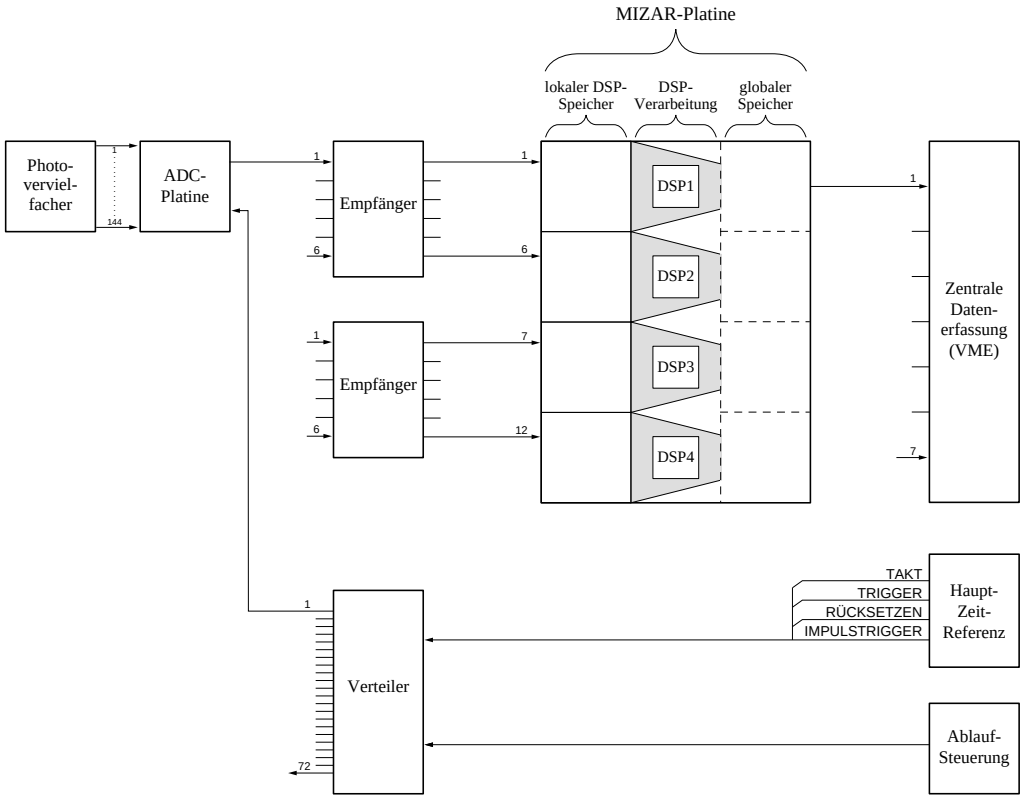

Abbildung 2.7: Schemazeichnung der zentralen Steuereinheit und der DSP-Signalverarbeitung des ADC-Systems.

eine TAC[28]-Einheit integriert. Weiterhin beinhaltet das System zu Testzwecken einen Impulsgenerator, dessen Pulshöhe einstellbar ist. Diese Testpulse können dazu dienen, das Verhalten des ADC-Systems zu untersuchen und zu überwachen.

Ein einzelnes ADC-Board kann die Signale von 144 einzelnen Modulen, also sechs Supermodulen, verarbeiten. Abbildung 2.7 zeigt den Aufbau der zentralen Steuerungs- und Ausleseelektronik des ADC-Systems, die sich im Elektronikraum befindet. Neben dem bereits erwähnten Taktgeber und der Ablaufsteuerung, besteht diese aus den sogenannten MIZAR[29]-Boards. Diese empfangen die digitalisierten Daten der ADCs und sammeln sie in den DSP[30]-Speichern. Dabei verarbeitet ein DSP-Baustein die Signale von drei ADC-Boards. Von diesen Daten werden anschließend nur solche weitergeleitet, die oberhalb einer kanalweise einstellbaren Schwelle liegen, so daß Kanäle, die nur ein Rauschsignal

[28] **T**ime to **A**mplitude **C**onverter
[29] Herstellername
[30] **D**ata **S**ignal **P**rocessor

zeigen, unterdrückt werden. Dadurch verringert sich das Datenvolumen, welches von der Datenerfassung bewältigt werden muß, auf einen Bruchteil, da selbst in zentralen Ereignissen nicht mehr als etwa 10% der Module ansprechen. Die daraus resultierenden Daten werden zuletzt von den Subevent-Buildern übernommen und in den gesamten Datensatz des Ereignisses eingebunden.

3. Analyse der LEDA-Daten

Die Analyse der experimentellen Daten läßt sich prinzipiell in zwei Schritte unterteilen. Der erste besteht darin, die Rohdaten, wie sie von der Datenaufnahme aufgezeichnet wurden, in physikalisch interpretierbare Werte zu verwandeln. Das komprimierte Datenformat, das dabei erzeugt wird – das sogenannte DST[1]-Format –, enthält anstelle von ADC-Werten nur Informationen über einzelne Treffer (z. B. Ort, Energie, usw.). Die Herstellung des DSTs umfaßt daher Vorgänge wie die Eichung des Detektors, die Korrektur von Schwankungen der Verstärkung, die Linearisierung der Detektorantwort, *Cluster*analyse und ähnliches, und braucht unabhängig von der physikalischen Fragestellung, die der Analyse zugrundeliegt, nur einmal durchgeführt zu werden. In einem zweiten Schritt können dann diese Informationen zu den gewünschten Spektren weiterverarbeitet werden. Insbesondere können dann auch Korrelationen zwischen den Observablen verschiedener Detektoren untersucht werden.

In diesem Kapitel sollen nun die Vorgänge beschrieben werden, die zur Herstellung von DSTs aus den LEDA-Daten benötigt werden.

3.1 Die Kalibration

Vor Beginn des eigentlichen Experimentes wurde der Detektor in zwei Kalibrationsstrahlzeiten geeicht. Der Zweck dieser Kalibration ist, die Antwort des Detektorsystems auf ein bekanntes Signal zu bestimmen. Dessen Kenntnis erlaubt es später, die eigentlichen Meßwerte in absolute Energien umzurechnen. Als ein solcher Vergleichsmaßstab wurde hier ein 10 GeV Elektronenstrahl verwendet. Diese Elektronen erzeugen im Bleiglas elektromagnetische Schauer in der gleichen Weise wie Photonen derselben Energie[2]. Da sich die einzelnen Module in ihren Eigenschaften stark voneinander unterscheiden können, muß jedes der insgesamt 10080 Module kalibriert werden. Dies wurde im Verlauf zweier Kalibrationsstrahlzeiten am X1-Strahlplatz am CERN im Herbst 1993 und Frühjahr 1994 durchgeführt. Der Detektor wurde dazu auf eine horizontal und vertikal verfahrbare Bühne gesetzt, die es erlaubte, jedes Modul im Elektronenstrahl zu positionieren. Da die verfügbare Strahlzeit nicht dazu ausgereicht hätte alle Module einzeln zu kalibrieren,

[1] **D**ata **S**ummary **T**ape

[2] Simulationen haben jedoch gezeigt, daß diese Annahme nur bedingt gerechtfertigt ist [Büs97]. Photonen deponieren im allgemeinen 1-2% mehr Energie im Detektor als Elektronen der gleichen Energie.

wurde der Strahl so stark aufgeweitet, daß vier Module gleichzeitig ausgeleuchtet werden konnten. Die genaue Position der eintreffenden Elektronen konnte mit Hilfe einer Vieldrahtproportionalkammer (DWC[3]) bestimmt werden. Außerdem mußten die Strahlteilchen zuvor einen Gas-Čerenkov-Detektor passieren. Dieser diente der Identifizierung der Teilchenart, so daß Ereignisse, die nicht durch Elektronen hervorgerufen wurden, ausgesondert werden konnten.

Die Kalibration mußte unter der Verwendung eines alten ADC-Systems[4] durchgeführt werden, da das neuentwickelte System zu diesem Zeitpunkt noch nicht einsatzbereit war. Die verschiedenartigen ADC-Skalen lassen sich jedoch über den Vergleich der LED-*Peaks* ineinander umrechnen. Die Frage, ob es unerkannte Unterschiede im Verhalten beider ADC-Typen gibt, die die Übertragung der Kalibration vom alten auf den neuen Typ beeinflussen, bleibt jedoch offen. Als ein solcher Effekt wurde ein mögliches Sättigungsverhalten der neuen ADCs diskutiert, das eintreten könne, falls an einer sehr große Anzahl von Kanäle gleichzeitig ein Signal anliegt; dies wäre in jedem Referenzereignis der Fall. Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß sich ein solches Verhalten nicht eindeutig nachweisen läßt und dementsprechend kein einfaches Korrekturverfahren zu finden war [Buc97]. Trotzdem besteht die Möglichkeit, daß dieser, oder ein vergleichbarer, Effekt die Kalibration beeinflußt hat.

3.1.1 Bestimmung der Eichfaktoren

Die Auswertung der Kalibration erfolgte in zwei Stufen. Die Vorkalibration diente zur groben Eichung, so daß größere Unterschiede in der Verstärkung einzelner Module ausgeglichen wurden und definierte Startwerte für den zweiten Schritt – hier auch als GAMS-Kalibration bezeichnet – berechnet werden konnten. In dieser Arbeit soll nur eine kurze Übersicht über die Verfahren gegeben werden; eine genaue Beschreibung der Kalibration findet sich in [Boh96, Cla96].

Vorkalibration

Der erste Schritt der Kalibration bestand darin, die Lage des Elektronenpeaks im ADC-Spektrum des jeweiligen Moduls zu bestimmen. Hierbei wurden mit Hilfe der DWC nur die Elektronen akzeptiert, die das entsprechende Modul getroffen haben. Für jedes Modul i wurde die Position des Elektronen-Peaks $P(i)$ mit Hilfe einer Fourierentwicklung des

[3] **D**elay **W**ire **C**hamber

[4] Es handelte sich um das ADC-System 2280 der Firma LeCroy.

Spektrums bestimmt. Die Startwerte $g_v(i)$ für den nachfolgenden Schritt der GAMS-Kalibration ergaben sich dann folgenderweise:

$$g_v(i) = \frac{P(i)}{375.49} \tag{3.1}$$

Der Wert 375.49 ist die Peak-Position in einem willkürlich ausgewählten Referenzmodul.

Neben der Lage des Elektronenpeaks müssen auch die Signale der LEDs in den Photomultipliern, PM_{LED}, und in den PIN-Dioden, PIN_{LED} zum Zeitpunkt des Kalibrationsruns bekannt sein, damit eine Übertragung der Eichung von der Kalibration auf die eigentliche Messung möglich ist. Denn in der Zwischenzeit kann sich die Verstärkung in einem einzelnen Modul stark verändern; sei es, daß nur die Hochspannung ein wenig schwankt, oder aber, daß ein Photomultiplier komplett ausgewechselt werden muß. Die Werte der Referenz-Peaks dienten dann, entsprechend Gleichung 3.5, zur Berechnung der zeitunabhängigen Eichfaktoren. Da hier nur das Verhältnis $PM_{LED}/PIN_{LED}|_{Kalibration}$ von Bedeutung ist, lassen sich die LED-Pulser in der Amplitude variieren oder ganz austauschen, ohne daß die Eichung verloren geht.

GAMS-Kalibration

Zur Bestimmung der endgültigen Eichfaktoren wurde ein iteratives Verfahren verwendet, das ursprünglich zur Kalibration des GAMS4000-Detektors des NA12-Experimentes am CERN entwickelt wurde [Mou85]. Der Eichfaktor einer Iteration n für Modul i ergibt sich dabei in folgender Weise aus dem der vorhergehenden:

$$g_n(i) = g_{n-1}(i)\,\frac{\sum_{k=1}^{n} w_{i,k}}{\sum_{k=1}^{n-1} w_{i,k} + w_{i,n}\,E^n_{sum}/E_0} \tag{3.2}$$

Dabei bedeutet:

$$\begin{aligned} w_{i,n} &= (E_{i,n}/E_0)^2 \\ E_{i,n} &= g_{n-1}(i)\cdot ADC_{i,n} \\ E^n_{sum} &= \sum_{i=1}^{16} E_{i,n} \end{aligned}$$

E_0 ist die Strahlenergie (10 GeV) und $ADC_{i,n}$ der ADC-Wert des jeweiligen Moduls. Damit ein Ereignis für dieses Modul in der Iteration berücksichtigt wird, ist die Voraussetzung, daß die im jeweiligen Modul deponierte Energie mindestens 30% der Summenenergie beträgt. Für Module, die am Rand des Detektors liegen, wurde statt der Summe über die 4×4-Matrix der Nachbarmodule, nur die 2×2-Matrix verwendet.

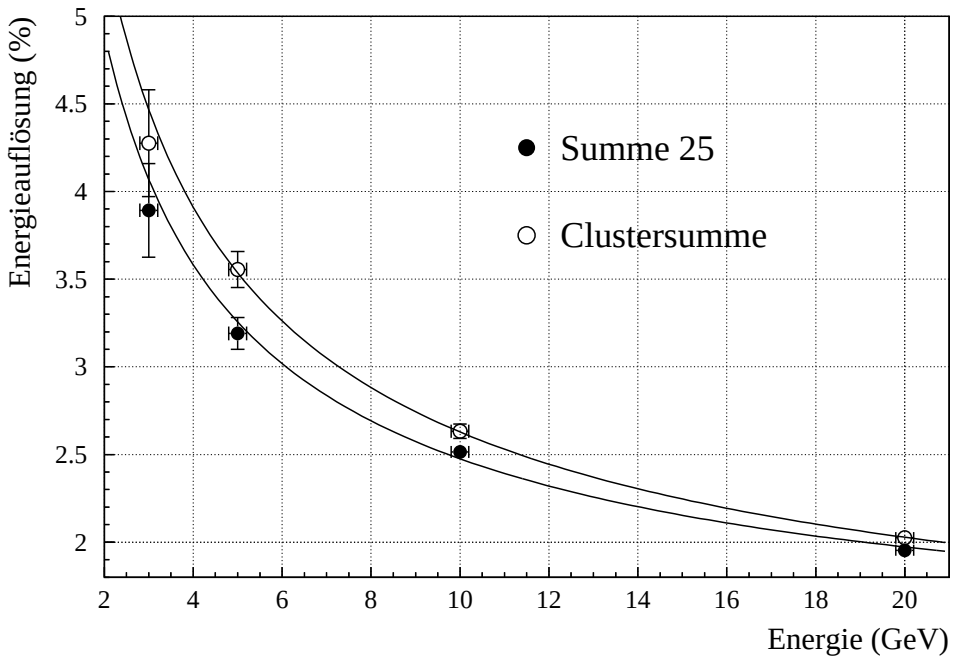

Abbildung 3.1: Die Energieauflösung des Detektors bestimmt aus Kalibrationsdaten [Cla96]. Die Werte wurden auf zwei verschiedene Weisen berechnet. Ein Verfahren benutzte die Summe aller ADC-Werte der Module, die in einer 5×5 Matrix um das zentrale Modul angeordnet sind (Summe 25). Das andere verwendete die normale Cluster-Analyse (siehe 3.4.1) um die Schauerenergie zu bestimmen. Die durchgezogenen Linien stellen die angepaßten Parametrisierungen dar (siehe Text).

Insgesamt waren drei Iterationen nötig, um für alle Module zu einem stabilen Eichfaktor zu gelangen. Damit ergibt sich der Eichfaktor g_{Kal}:

$$g_{Kal}(i) = \frac{g_{GAMS}(i)}{g_v(i)} \frac{10\,\mathrm{GeV}}{487.5} \tag{3.3}$$

Dabei ist g_{GAMS} das Produkt der Eichfaktoren aller durchgeführter Iterationen. Der Wert 487.5 ist die geeichte Elektronenpeak-Position aller Module, die die Umrechnung der Energie in GeV in ADC-Werte definiert.

3.1.2 Auflösungsvermögen

Die während der Kalibration gesammelten Daten mit Elektronenstrahlen erlaubten es, die Energieauflösung des Detektors unter idealen Bedingungen zu bestimmen (Abb. 3.1). Sie läßt sich durch folgende Funktion parametrisieren (E in GeV) [Cla96]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sqrt{E}}\right)^2 + \beta^2} \tag{3.4}$$

Die Werte, die sich aus dem Fit ergeben, sind:

	$\alpha(\%)$	$\beta(\%)$
Summe 25	6.7 ± 0.2	1.3 ± 0.1
Cluster	7.5 ± 0.2	1.1 ± 0.1

3.2 Verarbeitung der ADC-Ausgabe

Bevor die ADC-Ausgabe zur Rekonstruktion von physikalischen Informationen verwendet werden kann, sind eine Reihe von Verarbeitungsschritten nötig. Einige der Korrekturen, die aufgrund des neuartigen Arbeitsprinzips der ADCs (siehe 2.2.5) erforderlich waren, bedurften einer genauen Untersuchung vor Beginn der eigentlichen Analyse (ADC-Verstärkungsfaktoren, Zerfallskorrektur). Außerdem mußten die Daten von verschiedenen Auslesefehlern bereinigt werden.

3.2.1 Pedestal-Korrektur

Wie bereits beschrieben (siehe 2.2.5) ergeben sich die eigentlichen ADC-Werte für den jeweiligen Verstärkungsbereich, indem die Differenz des Signals der Pre-Zelle und der Post-Zelle gebildet wird. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß der Rauschanteil – also das, was üblicherweise als Pedestalrauschen bezeichnet wird – automatisch mit abgezogen wird. Die Konstruktion der AMUs bewirkt jedoch, daß die Differenz zwischen Pre- und Post-Zelle für den Fall, in dem kein äußeres Signal anliegt, nicht Null, sondern leicht negativ ist. Dieser Wert soll hier im Folgenden – nicht ganz korrekt – als Pedestal bezeichnet werden.

Um die Pedestal-Werte bestimmen zu können, wurden während der Strahlzeiten in regelmäßigen Abständen (etwa alle acht Stunden) Runs mit ausgeschalteter Pedestalunterdrückung aufgezeichnet. Betrachtet man in diesen Runs Ereignisse, in denen das Bleiglaskalorimeter kein Signal zeigen sollte – z. B. Kalibrationsereignisse für MIRAC

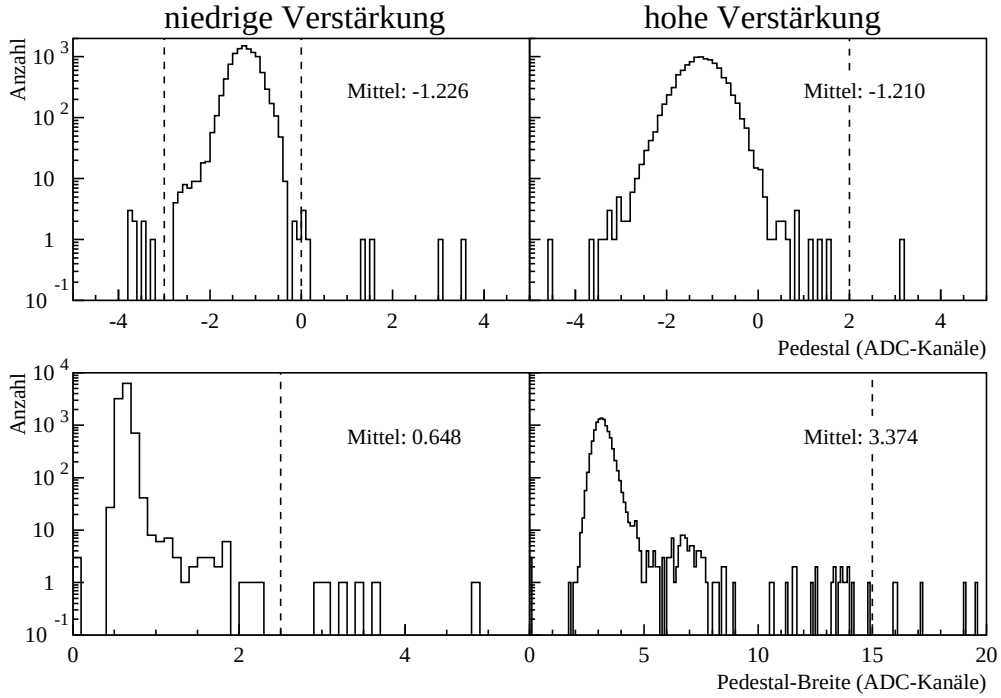

Abbildung 3.2: Die oberen beiden Bilder zeigen die Verteilung der Pedestal-Werte, wie sie für den Run 2844 bestimmt wurden. Links für den niedrigen Verstärkungsfaktor, rechts für den hohen. Darunter sind die Verteilungen der Pedestal-Breiten (entsprechend 1 σ) wiedergegeben. Die gestrichelten Linien markieren die zugelassenen Bereiche (s. Text).

---

oder ZDC –, so läßt sich das Pedestal für jeden Detektorkanal sichtbar machen. Das Resultat für einen Beispielrun ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Der Unterschied zwischen niedrigen und hohen Verstärkungsbereich liegt dabei nicht in der Höhe des Pedestals, sondern in seiner Breite. Durch die größere Verstärkung werden die Auswirkungen des Rauschens verstärkt, welches damit die effektive Auflösung der ADCs bestimmt. Kanäle, deren Peak-Breite oberhalb eines Schwellenwertes lagen oder deren Peak-Position zu stark vom Normalwert abwich, wurden als problematisch betrachtet und in der endgültigen Auswertung nicht berücksichtigt. Die Grenzwerte betrugen dabei 2.5 (15.0) für die Breite, -3.0 (-5.0) und 0.0 (2.0) für die Position (die Werte in Klammern stehen für den hohen Verstärkungbereich).

Die Pedestal-Werte wurden in regelmäßigen Abständen während der Strahlzeiten bestimmt und in einer Datenbank abgespeichert. In der Analyse konnten dann die Werte, die für den gerade untersuchten Bereich der Strahlzeit relevant waren, wieder ausgelesen, und in den Kanälen, die ein Signal oberhalb der Pedestal-Schwelle zeigten, abgezogen

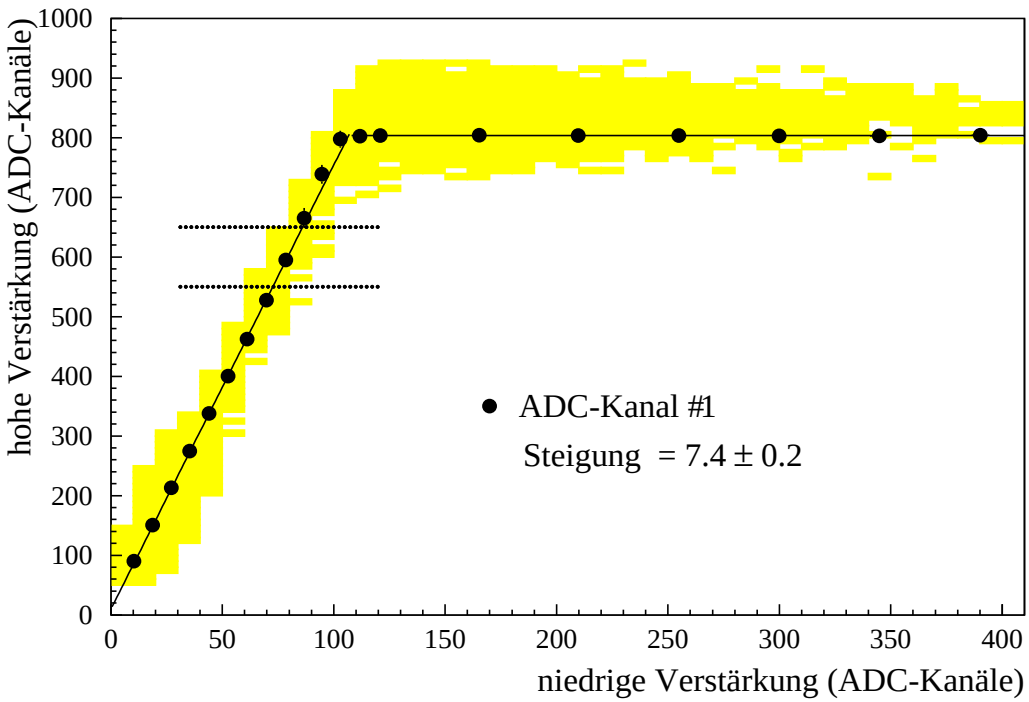

Abbildung 3.3: Der Faktor zwischen niedrigen und hohen Verstärkungsbereich. Die Datenpunkte ergeben sich aus dem Signal des ADC-Pulsers, das in Stufen über den gesamten dynamischen Bereich des ADCs variiert wurde. Der Verstärkungsfaktor kann aus diesen Daten für jeden Kanal bestimmt werden, indem an den Bereich vor der Sättigung eine Gerade angepaßt wird (durchgezogene Linie). Die beiden horizontalen, gepunkteten Linien markieren den Bereich, in dem in der Auswertung zwischen den beiden Verstärkungsbereichen umgeschaltet wird. Die grau schattierte Verteilung ergibt sich aus physikalischen Ereignissen und enthält das Signal aller Detektormodule.

werden. Dabei wurde der hohe und der niedrige Verstärkungsbereich getrennt korrigiert. Es zeigte sich, daß sich die Pedestals während der Messungen nicht signifikant änderten.

3.2.2 Anpassung der Verstärkungsbereiche

Der nächste Schritt besteht darin, eine Anpassung der beiden Verstärkungsbereiche vorzunehmen, um eine durchgängige ADC-Skala zu erhalten. Dazu mußte zunächst die tatsächliche Größe des relativen Verstärkungsfaktors bestimmt werden, wozu zwei verschiedene Untersuchungen angestellt wurden. Die erste nutzt den, in seiner Amplitude variablen, Pulsgenerator, der in die ADC-Elektronik integriert ist (CALDAC-Pulser).

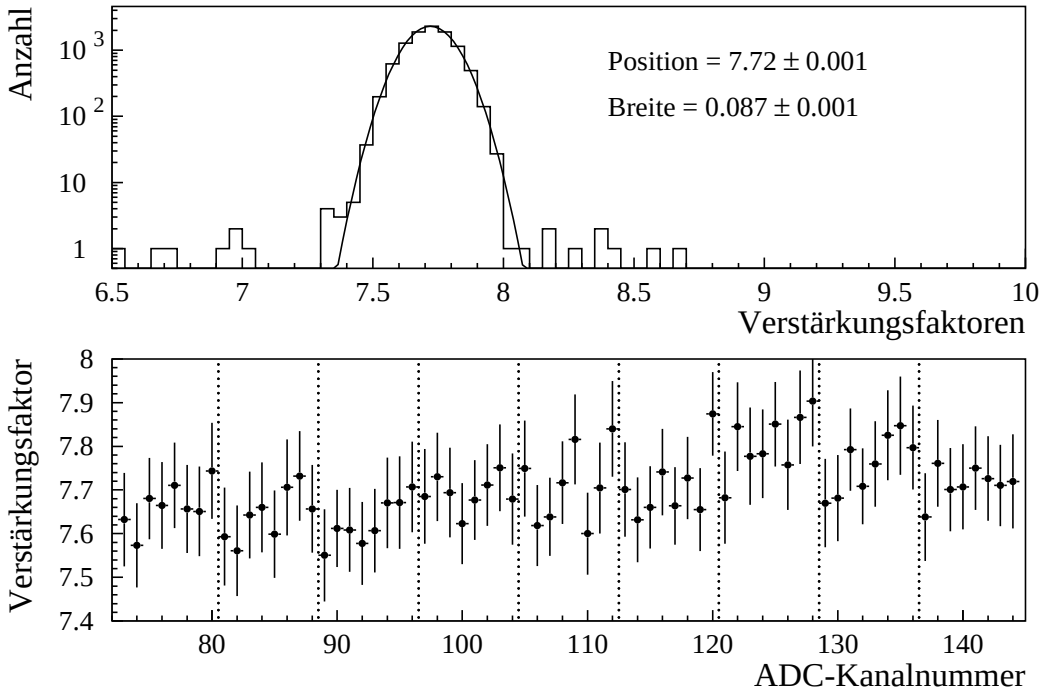

Abbildung 3.4: Die Verteilung der Faktoren zwischen niedrigem und hohem Verstärkungsbereich, die aus physikalischen Ereignissen bestimmt wurden. Ihre Form ist praktisch gaußverteilt, jedoch gibt es Anzeichen für eine systematische Variation der Faktoren. Dies läßt die untere Abbildung erkennen, in der die Faktoren für eine Auswahl einzelner Detektorkanäle aufgetragen sind. Die gestrichelten Linien grenzen die Kanäle, die zu verschiedenen Vorverstärkern gehören, voneinander ab.

In Bild 3.3 sind die Positionen des Pulser-Peaks in beiden Verstärkungsbereichen für einen einzelnen Beispiel-Kanal gegeneinander aufgetragen. Der Verstärkungsfaktor läßt sich durch die Anpassung einer Geraden an den unteren Teil der Datenpunkte bestimmen. Die zweite Möglichkeit nutzt die ADC-Werte von physikalischen Ereignissen. Es wird dabei das Verhältnis zwischen den ADC-Werten mit hoher und niedriger Verstärkung für jeden Kanal akkumuliert. Dabei muß der Bereich der Werte auf den Teil eingeschränkt werden, in dem sich der hoch verstärkte ADC-Wert noch nicht in der Sättigung befindet ($30 < ADC_{niedrig} < 90$). Die Vorteile dieser Methode liegen zum einen in der höheren Genauigkeit, die nur von der untersuchten Statistik abhängt, zum anderen in der größeren Realitätsnähe. Denn hier werden die Faktoren physikalischen Daten bestimmt, bei denen sich die ADCs unter Umständen anders verhalten können als bei den Pulserdaten.

Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der so bestimmten Werte. Da es Anzeichen für eine systematische Variation der Faktoren gibt, erhielt jeder Kanal einen individuellen Faktor. So ist im unteren Teil der Abbildung eine Struktur in der Verteilung der Werte zu erkennen, die mit der Zugehörigkeit einzelner Kanäle zum jeweiligen Vorverstärker übereinstimmt. Nur in Fällen, in denen kein Wert bestimmbar war, fand der Mittelwert 7.72 Verwendung.

Zuletzt mußte noch festgelegt werden, wo der Wechsel zwischen hohen und niedrigen Verstärkungsbereich stattfinden soll. Um zu vermeiden, daß ein harter Übergang zwischen den beiden Bereichen entsteht, wurde er auf ein größeres Gebiet ausgedehnt. Abbildung 3.3 zeigt die beiden Grenzen, innerhalb derer beide Bereiche mit variierendem Anteil zu einem gesamten ADC-Wert verrechnet wurden. Unterhalb der unteren Grenze wurde der unkorrigierte, hoch verstärkte Wert verwendet; oberhalb der oberen Grenze der mit dem jeweiligen Verstärkungsfaktor multiplizierte, niedrig verstärkte Wert. Die Genauigkeit, mit der sich der Verstärkungsfaktor bestimmen ließ, beträgt 1%. Diese Unsicherheit überträgt sich entsprechend auf die ADC-Werte, die größer als der Grenzwert sind.

3.2.3 Korrektur des Ladungsabfalls

Da ständig ein Teil der integrierten Ladung im ADC wieder abgeführt wird, um den Integrator auf das nächste Ereignis vorzubereiten (siehe 2.2.5), stellt sich, nachdem ein Maximum zum Zeitpunkt t_0 erreicht wurde, ein charakteristischer Abfall des gespeicherten Signals ein (vgl. Abb. 2.6). Die Stärke dieses Effekts ist von der Amplitude des Signals abhängig, so daß hierfür eine entsprechende Korrektur gefunden werden muß.

Zu diesem Zweck wurden spezielle Runs analysiert, bei denen der Abstand zwischen Pre- und Post-Zelle von 0 – 16 variiert wurde. Dies erlaubt es, die vollständige zeitliche Variation der Signale im Speicher auszumessen. Das Ergebnis ist für das Signal der AY-LED in Abbildung 3.5 dargestellt. Für eine genaue Korrektur des Abfalls sind jedoch noch weitere Informationen nötig. Da die Zeit für alle ADCs von einem einzigen TDC gemessen wurde und die Kabel zwischen diesem TDC und den verschiedenen ADCs unterschiedlich lang waren, mußte der Nullpunkt der Zeitmessung für jedes ADC-Board separat bestimmt werden. Der Ausschnitt von Bild 3.5 gibt das integrierte Signal in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen des Triggersignals und dem Beginn des 50ns dauernden Speicherausschnitts der untersuchten Zelle wieder. Je geringer diese Differenz ist, desto größer sollte das Signal sein. Die unterschiedlichen Kabellängen bewirken jedoch eine Verschiebung, die den ersten Sprung in dieser Verteilung verursacht (hier bei etwa 40 TDC-Kanälen). Seine Position wurde deshalb für jedes ADC-Board bestimmt, so daß des jeweilige Nullpunkt dahin verschoben werden konnte. Der Bereich links dieses Sprungs wurde dann dem Ende der Verteilung angefügt, was einen glatten Verlauf der Kurve

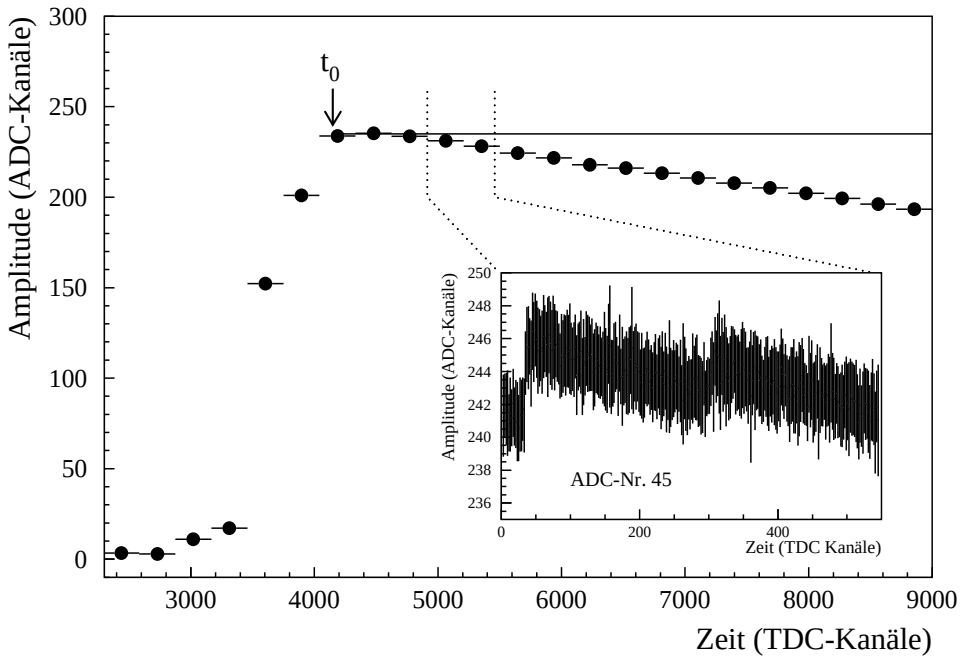

Abbildung 3.5: Der zeitliche Verlauf der gespeicherten ADC-Werte, wie sie durch die Variation der Post-Zelle für das Signal der AY-LED bestimmt werden kann (schwarze Punkte). Eingezeichnet ist das Maximum der Kurve t_0, das den Nullpunkt der Korrektur definiert. Die durchgezogene Linie deutet das Ergebnis der Korrektur an. Der Ausschnitt zeigt das unkorrigierte Signal als Funktion der Speicherzeit im Bereich der Post-Zelle #10 für ein einziges ADC-Board. Hier sind deutlich zwei Sprünge zu erkennen. Der erste wird durch den Unterschied im Beginn der Zeitmessung und der Speicherung verursacht, während der zweite wahrscheinlich auf einen Fehler im TDC zurückzuführen ist (siehe Text).

ergeben sollte. Tatsächlich fand sich jedoch in der Mitte der Verteilung noch ein zweiter Sprung. Dieser ist wahrscheinlich auf einen Auslesefehler des TDCs zurückzuführen und befindet sich bei allen ADC-Boards an derselben Stelle ($t_{Sprung} = 270$). Daher wurden die Werte oberhalb dieser Stelle um einen, ebenfalls amplitudenabhängigen, Korrekturwert verringert, der den Teil oberhalb t_{Sprung} bündig an den linken Teil anfügt.

Die endgültige Korrektur soll bewirken, daß das Signal auf den Maximalwert an der Stelle t_0 zurückkorrigiert wird. Dazu muß zunächst die Zeitdifferenz zu t_0 berechnet werden: $t_d = (C_{post} - 1)\, t_w + t_c - t_0$. Dabei ist C_{post} im normalen Betrieb auf 10 eingestellt, t_w ist die Zeitdauer einer Speicherzelle und t_c der Nullpunkt-korrigierte TDC-Wert. Durch die Anpassung einer Geraden an die Zerfallskurve, beginnend bei t_0, läßt sich dann die relative Stärke des Abfalls f_{Abfall} in Abhängigkeit von der Amplitude des Signals bestim-

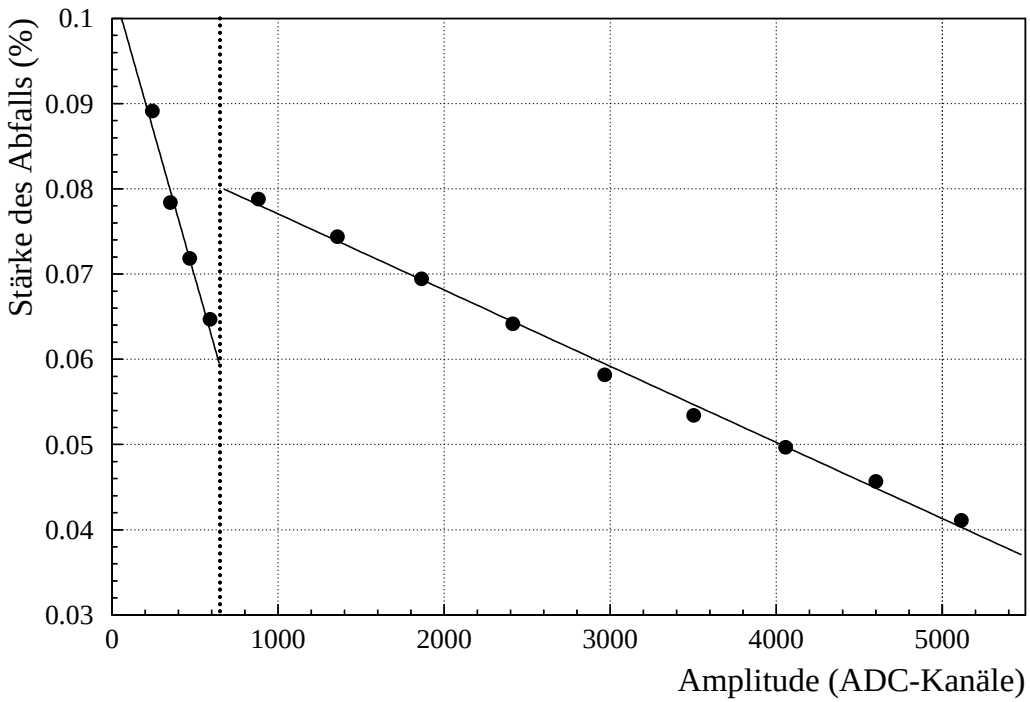

Abbildung 3.6: Die relative Stärke, mit der das gespeicherte Signal abfällt, im Bereich der Post-Zelle 10 als Funktion der Amplitude. Der linke Teil des Bildes stellt die Abhängigkeit für den niedrigen, der rechte für den hohen hohen Verstärkungsbereich dar. Die angepaßte Parametrisierung wird durch die durchgezogenen Geraden repräsentiert.

men. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.6 wiedergegeben; die Werte für f_{Abfall} beziehen sich dabei auf den Punkt t_{10}, welcher der Mitte des Speicherintervalls der Zelle $C_{Post} = 10$ entspricht. Die eigentliche Korrektur des ADC-Wertes ergibt sich damit als:

$$ADC_{Korr} = ADC \ (1 + f_{Abfall} \ t_d/t_{10})$$

Die entsprechende Parametrisierung der Amplitudenabhängigkeit von f_{Abfall}, wie sie in der Auswertung benutzt wurde, findet sich in folgender Tabelle:

Verstärkungs-	$f_{Abfall}(\%) = P_1 - P_2 \cdot ADC$		Unsicherheit
faktor	P_1	P_2	von ADC_{Korr}
niedrig	0.086	$0.894 \cdot 10^{-5}$	$< 0.14\%$
hoch	0.104	$0.688 \cdot 10^{-4}$	$< 0.27\%$

Der Einfluß der Unsicherheit von f_{Abfall} auf den korrigierten ADC-Wert ADC_{Korr} ist ebenfalls in der Tabelle angegeben. Er ist für den hohen Verstärkungsfaktor größer, da

hier weniger Datenpunkte zur Bestimmung von f_{Abfall} verfügbar waren. Weiterhin wirkt sich die Unsicherheit in der Festlegung des TDC-Nullpunktes auf ADC_{Korr} aus. Diese ergibt sich daraus, daß die Position des ersten Sprungs nur mit einer Genauigkeit von ± 10 TDC-Kanälen bestimmt werden konnte, was eine zusätzliche Unsicherheit im korrigierten ADC-Wert von $\pm 0.75\%$ verursacht. Die gesamte Unsicherheit, die durch die, in den letzten Abschnitten beschriebenen, ADC-Korrekturen verursacht werden, ergibt sich damit zu 0.8% für ADC-Werte unterhalb der Umschaltschwelle (hohe Verstärkung) und 1.3% für Werte darüber (niedrige Verstärkung).

3.2.4 Auslesefehler

Generell läßt sich feststellen, daß das ADC-System, nachdem die anfänglichen Probleme behoben waren, die während der ersten Strahlzeit im Jahre 1994 [Boh96, Cla96] auftraten, im Verlauf der folgenden Strahlzeiten (1995 - 96) recht zuverlässig funktioniert hat. Trotzdem traten vereinzelte Auslesefehler auf, die in der Analyse entsprechend behandelt werden müssen.

Es lassen sich zwei Arten von Fehlern unterscheiden: Solche, die nur einzelne Kanäle betreffen und solche, die ein gesamtes ADC-Board beeinflussen. Erstere äußern sich darin, daß das Verhältnis zwischen niedrigem und hohem ADC-Verstärkungsfaktor deutlich vom normalen Wert abweicht oder der Inhalt der Pre-Zelle unbrauchbar ist ($I_{Pre} < 750$). Die Häufigkeit, mit der diese Fehler auftraten, ist im oberen Teil von Abbildung 3.7 für alle Kanäle dargestellt. Diese Untersuchung wurde ebenfalls vor Beginn der eigentlichen Analyse durchgeführt, so daß Kanäle, die auffallend häufig Fehler zeigten, ganz von der Analyse ausgenommen werden konnten. Falls dann in einem Ereignis mehr als 25 zusätzliche fehlerhafte Kanäle auftauchten, wurde dieses Ereignis für die Analyse verworfen.

Ebenso wurden Ereignisse ignoriert, in denen ein Auslesefehler auftrat, der die Daten eines ganzen ADC-Boards unbrauchbar machen würde. Diese Fehler lassen sich anhand des Ereignis-*Headers*, d. h. dem Anfang des jeweiligen Datenblocks, feststellen. Jedes ADC-Board sendet darin die für dieses Ereignis gültigen Einstellungen (Board-Adresse, Abstand zwischen Pre- und Post-Zelle, im diesem Ereignis ausgelesene Speicherzellen, u. a.) zurück, die es augenblicklich im Speicher vorliegen hat. Falls diese Einstellungen durch Übertragungsfehler verändert wurden oder sie durch anderweitige Probleme aus dem Speicher des ADCs verloren gegangen sind, läßt sich dies durch eine Kontrolle der zurückgesendeten Werte feststellen. Auch hier zeigt sich, daß einige Boards häufiger Fehler zeigten als andere (Bild 3.7, unterer Teil). Jedoch ist deren Auftreten auch für diese ADCs so selten ($< 0.5\%$), daß auf fehlerhafte Ereignisse verzichtet werden kann, ohne die zur Verfügung stehende Statistik zu stark zu reduzieren.

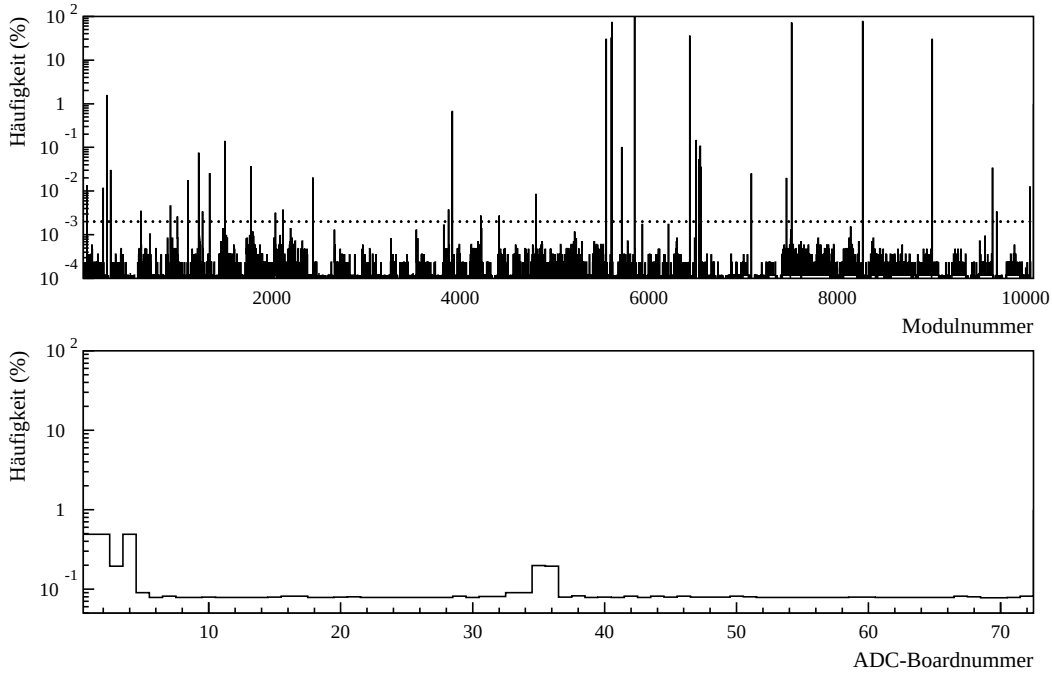

Abbildung 3.7: Im oberen Teil ist die Häufigkeit von denjenigen Auslesefehlern wiedergegeben, die kanalweise auftreten können. Die unterbrochene Linie repräsentiert den Schwellenwert oberhalb dessen einzelne Module als unbrauchbar betrachtet und in der Analyse nicht verwendet wurden. Der untere Teil stellt die Häufigkeit von Auslesefehlern dar, die ein ganzes ADC-Board betreffen.

3.3 Korrektur von Verstärkungsschwankungen

Für eine hinreichend genaue Energieeichung reicht die Kenntnis der Eichfaktoren, wie sie während der Kalibration bestimmt wurden, nicht aus. Zum einen muß die Eichung im Verlauf der Messung ständig überwacht und entsprechend nachkorrigiert werden. Dies ist die Aufgabe des Monitorsystems, das mit den gepulsten LEDs laufend einen Vergleichsmaßstab zur Verfügung stellt (siehe 2.2.3). Zum anderen stellte sich nachträglich heraus, daß für 103 Module keine brauchbaren Kalibrationsdaten zur Verfügung standen, so daß für sie keine Eichfaktoren berechnet werden konnten; andere Module dagegen erforderten eine zusätzliche Korrektur ihrer Eichfaktoren, da ihre Eichung zu stark vom erwarteten Verhalten abwich.

3.3.1 Zeitabhängige Kontrolle der Eichung

Die Eichfaktoren, mit denen die ADC-Werte jedes einzelnen Moduls korrigiert wurden, setzen sich aus einem zeitunabhängigen, U_0, und einem zeitabhängigen Anteil, $U(t)$, zusammen:

$$U_0 = \left.\frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}}\right|_{Kalibration} \left.\frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}}\right|_{t=0} g_{Kal}\, f_{LED} \tag{3.5}$$

$$U(t) = \left.\frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}}\right|_{t=0} \left.\frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}}\right|_{t} \tag{3.6}$$

Hier bedeuten PM_{LED} und PIN_{LED} die Peak-Positionen der jeweiligen LED, wie sie in den entsprechenden Photomultipliern, bzw. PIN-Dioden, gemessen wurden. U_0 enthält das Verhältnis dieser beiden Werte zum Zeitpunkt der Kalibration und zu einem festgelegten Zeitpunkt[5] $t = 0$. Dieses Doppelverhältnis bewirkt auch die Umrechnung der Werte der Kalibration, die mit den altem ADC-System gemessen wurden, in die neue ADC-Skala. Die ADC-Werte der Photomultiplier, die mit den neuen ADCs gemessen wurden, sind – wie oben beschrieben – mit der Pedestal- und Zerfallskorrektur versehen. Weiterhin gleicht der Faktor f_{LED} die unterschiedliche Antwort der neuen ADCs auf die verschiedenen LED-Typen aus. Dieser Faktor ist 1.0 für die AY-LED und 0.996 für die VY-LED. Die blaue LED wurde nicht für die Eichung verwendet, da sich herausgestellt hat, daß ihre lange Pulsdauer im Vergleich zu den gelben LEDs deutlich größere Schwankungen in den gemessenen Amplituden verursacht [Boh96].

Die zeitabhängigen Eichfaktoren wurden in einer Voranalyse für jeden einzelnen Run berechnet und in einer Datenbank abgespeichert. Dabei mußten die LED-Signale eine Reihe von Qualitätskriterien erfüllen. So wurde geprüft, ob die Breite des jeweiligen Peaks nicht zu groß war und ob der ermittelte Eichfaktor nicht zu stark vom zeitlichen Mittelwert abwich. Wenn möglich wurde die AY-LED, oder ihr zeitlicher Mittelwert, zur Berechnung der Eichung herangezogen, ansonsten die VY-LED. In der folgenden Tabelle sind die Werte zusammengefaßt, die zur Entscheidung über die Art und Verwendbarkeit des Eichfaktors benutzt wurden:

[5] Als dieser Zeitpunkt wurde der Run 3000 definiert, der fast am Beginn der Bleistrahlzeit 1995 liegt, jedoch so gewählt wurde, daß er weit genug von den Startproblemen, die bei jeder Strahlzeit auftreten, entfernt lag.

	obere Schwellen	AY-LED	VY-LED
PIN-Diode	Peak-Breite (entsprechend 1σ)	3.0%	3.0%
	Abstand der Position zum zeitl. Mittelwert	2.0%	2.0%
	Unterschied zwischen AY- und VY-LED	5.0%	
Photomultiplier	Peak-Breite (entsprechend 1σ)	4.0%	4.0%
Unterschied zwischen PIN-Diode und Photomultiplier		5.0%	5.0%
Eichfaktoren $U(t)$	Unterschied zum zeitl. Mittelwert	2.0%	2.0%
	Unterschied zwischen AY- und VY-LED	5.0%	

Einen Überblick über das Verhalten der zeitabhängigen Eichfaktoren gibt Abbildung 3.8. Auffällig ist das periodische Abfallen der Faktoren um etwa 2%, das die Tag-/Nacht-Schwankungen im Verhalten des Detektors wiedergibt. Etwa bei Run 11600 steigt der Wert von $\langle U(t) \rangle$ sprunghaft um etwa 2% an. Die genaue Ursache hierfür konnte jedoch nicht rekonstruiert werden. Die Breite der Verteilung von $U(t)$ nimmt, ausgehend von Run 3000, zu, da die Eichfaktoren der einzelnen Kanäle in unterschiedliche Richtungen driften, und ist dementsprechend 1996 wesentlich größer als 1995. Außerdem finden sich in der zweiten Strahlzeit – inbesondere am Anfang – häufigere Schwankungen in der Standardabweichung. Die Doppelstruktur ist möglicherweise auf Probleme mit der Datenauslese zurückzuführen. Die Qualität der LED-Peaks und der daraus resultierenden Eichfaktoren entscheidet über die Verwendbarkeit des entsprechenden Runs. Auffällige Runs wurden nicht analysiert. In der Strahlzeit von 1995 betrifft dies 8.2% der Runs, 1996 sind es 9.5%.

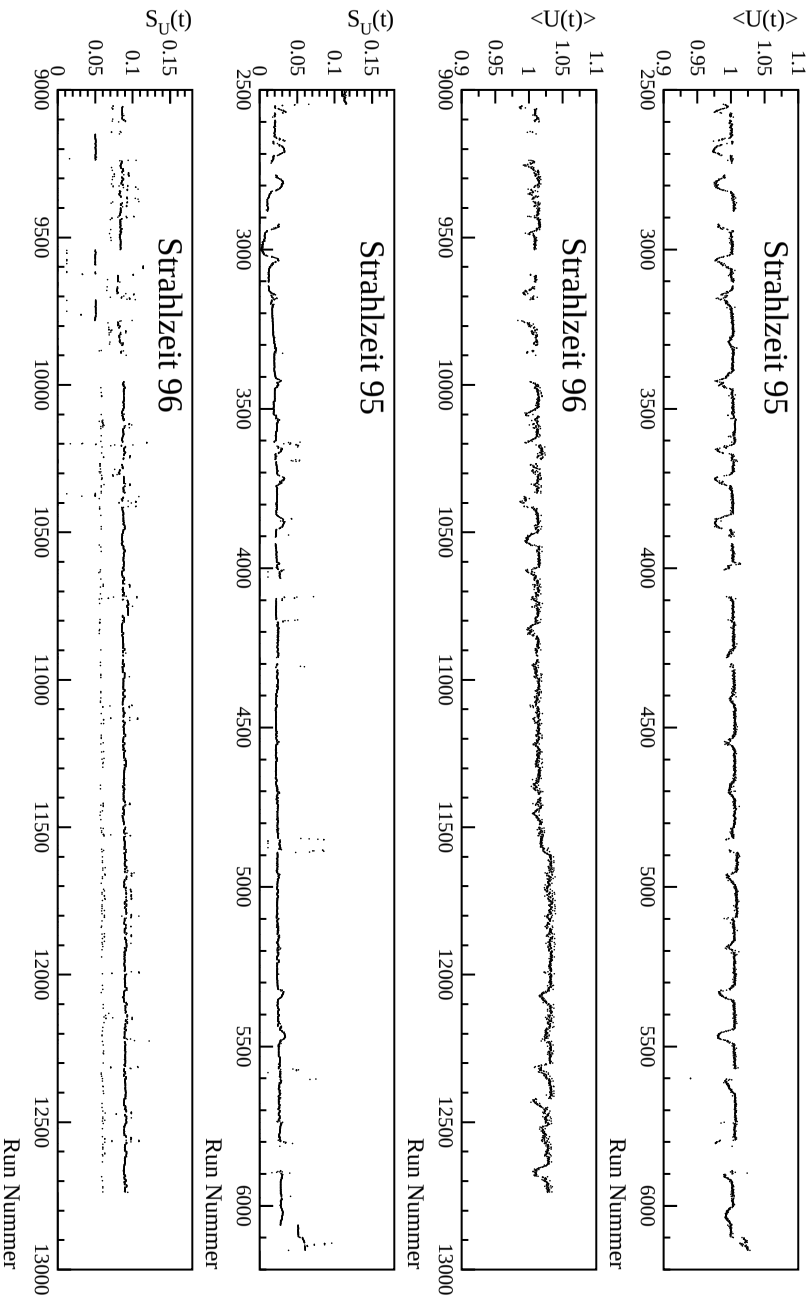

Abbildung 3.8: Die zeitliche Entwicklung der Eichfaktoren $U(t)$. Die oberen beiden Abbildungen zeigen den über alle Detektorkanäle gemittelten Wert $\langle U(t) \rangle$ in Abhängigkeit von der Run-Nummer, jeweils für die Strahlzeit von 95 und 96. Die Standardabweichung dieses Mittelwertes $S_U(t)$ ist in den unteren beiden Diagrammen wiedergegeben.

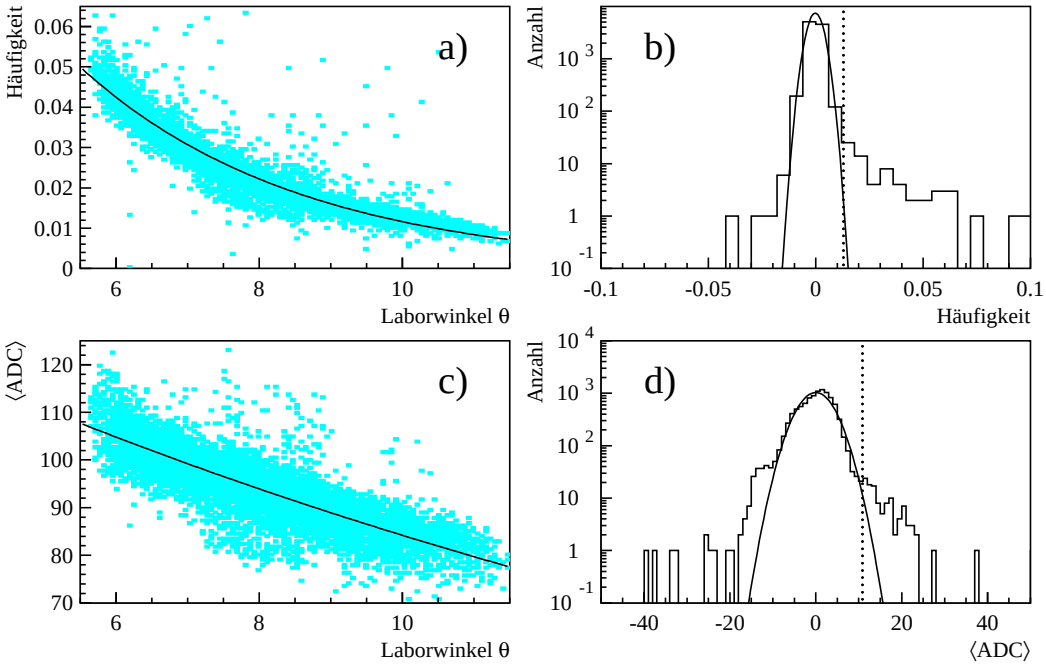

Abbildung 3.9: Die Suche nach auffälligen Modulen und die Nachkorrektur der Eichung. Bild a) zeigt die Häufigkeit mit der einzelne Module angesprochen haben als Funktion des Laborwinkels θ für Daten aus der Strahlzeit von 1995. Die Verteilung läßt sich mit der eingezeichneten Exponentialfunktion beschreiben. Bild b) stellt die Projektion der Verteilung a) auf die y-Achse dar, nachdem die Exponentialfunktion von der Verteilung abgezogen wurde. Die punktierte Linie markiert die obere Schwelle zur Bestimmung auffälliger Module, die 4σ der Breite der Verteilung entspricht. Abbildungen c) und d) zeigen die entsprechenden Verteilungen für den mittleren ADC-Wert $\langle ADC \rangle$, wobei d) nach dem gleichen Verfahren wie b) entstanden ist. Die Größe $\langle ADC \rangle$ wurde auch zur Kontrolle der Eichung verwendet. Auffällige Module wurden hier mit einer 3σ-Schwelle ausfindig gemacht.

3.3.2 Kontrolle und Korrektur der Eichfaktoren

Vor Beginn der eigentlichen DST-Produktion wurde eine Untersuchung des Verhaltens einzelner Module durchgeführt. Der Zweck dieses Verfahren ist zum einen, Eichfaktoren für jene Module zu finden, die aus technischen Gründen nicht kalibriert werden konnten, und die Eichung für andere Module zu kontrollieren und eventuell zu korrigieren. Zum anderen konnten so die Detektorkanäle ausfindig gemacht werden, die ein unkorrigierbares,

auffälliges Verhalten aufwiesen. Diese sogenannten „Sänger“ wurden von der Auswertung ausgeschlossen, um eine möglichst hohe Qualität der Daten zu gewährleisten.

Zur Kontrolle und Korrektur der Eichung wurde für jedes Modul der mittlere ADC-Wert $\langle ADC \rangle$ bestimmt (Abbildung 3.9.c). Dabei wurde eine untere Schwelle von 50 Kanälen benutzt, um den Einfluß der MIPs zu unterdrücken. Für die Module ohne Eichfaktor wurde dabei ein Faktor von 1 als Startwert verwendet. Falls alle Module richtig geeicht sind und sich gleichartig verhalten, sollten benachbarte Module einen gleichen Mittelwert ergeben. Betrachtet über den gesamten Detektor, ist das Ergebnis allerdings stark vom Laborwinkel θ abhängig. Um die Verteilung davon unabhängig zu machen, wurde ihr eine Exponentialfunktion angepaßt und das Resultat von $\langle ADC \rangle$ abgezogen. Die Projektion dieser Werte auf die y-Achse ergibt eine Verteilung, deren Mittelwert bei Null liegt (Abbildung 3.9.d). In einem iterativen Verfahren wurden nun die Eichfaktoren aller Module, die mehr als 1σ vom Mittelwert abwichen, korrigiert. Dabei wurde diese Korrektur bei Abweichungen von 1σ - 4σ mit einem Gewicht versehen, das linear zwischen 0 und 1, entsprechend der Stärke der Abweichung, variierte. Größere Abweichungen als 4σ wurden mit 1 gewichtet. Auf diese Weise gelang es, für 87 zusätzliche Module einen Eichfaktor zu bestimmen; 614 Eichfaktoren wurden um mehr als 5% korrigiert. Die Abbildungen 3.9.c und d zeigen die Verteilungen, in denen die Korrektur bereits durchgeführt wurde. Offensichtlich verbleiben eine Reihe von Modulen, deren Abweichungen sich nicht korrigieren ließen. Mit Hilfe einer oberen Schwelle von 3σ wurden sie ausfindig gemacht und in der Analyse nicht mehr benutzt.

Ein weiteres Kriterium zur Bestimmung der Sänger-Module ist die Häufigkeit mit der ein Modul eine Signal oberhalb der Clusterschwelle (siehe 3.4.1) liefert. Analog zum Fall des mittleren ADC-Wertes ergibt sich eine θ-abhängige Verteilung, die in gleicher Weise korrigiert werden kann (Abbildung 3.9.a und b). In diesem Fall wurde eine Schwelle von 4σ verwendet, um die auffälligen Kanäle festzulegen. Zusammen mit den Modulen, die – wie bereits beschrieben – einen zu breiten Pedestal-Peak aufwiesen oder mit einer größerer Häufigkeit Auslesefehler zeigten, ergaben sich 311 Kanäle, die für die Analyse der Strahlzeit von 1995 ausgelassen werden mußten; für die Strahlzeit von 1996 waren es 268, davon sind 148 identisch mit denen von 1995. Diese Liste enthält jedoch nur die Module, die durch ein übermäßig hohes Signal vom durchschnittlichen Verhalten abweichen. Wie Abbildung 3.9 zeigt, finden sich auch eine Reihe von Kanälen, die eine Abweichung nach unten aufweisen; sie sind jedoch deutlich seltener und ihre Auswirkungen auf die Messungen sollten weniger drastisch sein. Um zu einen zu großen Verlust an Akzeptanz zu vermeiden, wurden sie in der Analyse belassen. Es muß jedoch abhängig von der Art der beabsichtigten Untersuchung entschieden werden, ob eine zusätzliche Erweiterung der Liste schlechter Module nötig ist. Insbesondere basiert diese Liste nur auf der Analyse ei-

nes Teils des gesamten Statistik, so daß in anderen Bereichen der Strahlzeiten zusätzliche Probleme auftreten können.

3.4 Teilchenrekonstruktion

Nachdem die korrigierten und geeichten Energiewerte für jedes Modul vorliegen, können daraus Informationen über die ursprünglichen Teilchen gewonnen werden. Die Grundlage dazu stellt ein Mechanismus zur Erkennung einzelner Treffer dar, der Clusteralgorithmus. Daneben ist die Kenntnis der verschiedenen Antwortfunktionen des Detektors entscheidend, um physikalisch interpretierbare Ergebnisse zu erhalten.

3.4.1 Clusteranalyse

Ein wesentlicher Schritt der DST-Produktion besteht darin, die Schauer, die durch die eintreffenden Teilchen ausgelöst werden, in ihrer Gesamtenergie und Ausdehnung zu rekonstruieren. Mit Hilfe eines geeigneten Algorithmus müssen also die einzelnen Detektorkanäle zu verschiedenen Clustern gruppiert werden. Dazu werden die geeichten ADC-Werte eines einzelnen Ereignisses in eine Matrix eingetragen, die der räumlichen Anordnung der Module im Detektor entspricht. Der verwendete Algorithmus erkennt in dieser Matrix einen Cluster, sobald er auf ein Modul trifft, das eine Energie oberhalb einer Schwelle von 120 MeV gemessen hat. Dieses wird so lange als Maximum des Clusters akzeptiert, bis es von einem Nachbarmodul in der Energie übertroffen wird. Diesem Cluster werden weitere Module zugeordnet, falls sie eine Energie von mindestens 40 MeV aufweisen und zum Rest des Clusters in räumlichem Zusammenhang stehen. Die Meßgrenze des Detektors ist damit durch die untere Energieschwelle für das Maximum des Clusters definiert.

Aufgrund der hohen Multiplizitäten, die in ultrarelativistischen Kernreaktionen vorherrschen, ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich zwei Schauer sehr nahe kommen und teilweise überlappen, recht hoch. Falls ihr Abstand trotzdem noch so groß ist, daß der Clusteralgorithmus zwei oder mehrere Maxima ausfindig machen kann, lassen sich die überlagerten Schauer voneinander trennen. Eine genaue Beschreibung dieses Verfahrens findet sich in [Ber92, Boh96]. Seine Grundlage bildet eine Parametrisierung der Verteilung eines elektromagnetischen Schauers als Funktion des radialen Abstands von seinem Schwerpunkt. Diese wird als Antwortfunktion des Detektors benutzt, mittels derer in mehreren Iterationen die Energien auf die einzelnen Schauer aufgeteilt werden können. Dieses Verfahren funktioniert bis zu einem minimalen Abstand der Cluster von zwei Modulbreiten recht gut, darunter verschlechtert sich die Energie- und Ortsauflösung drastisch.

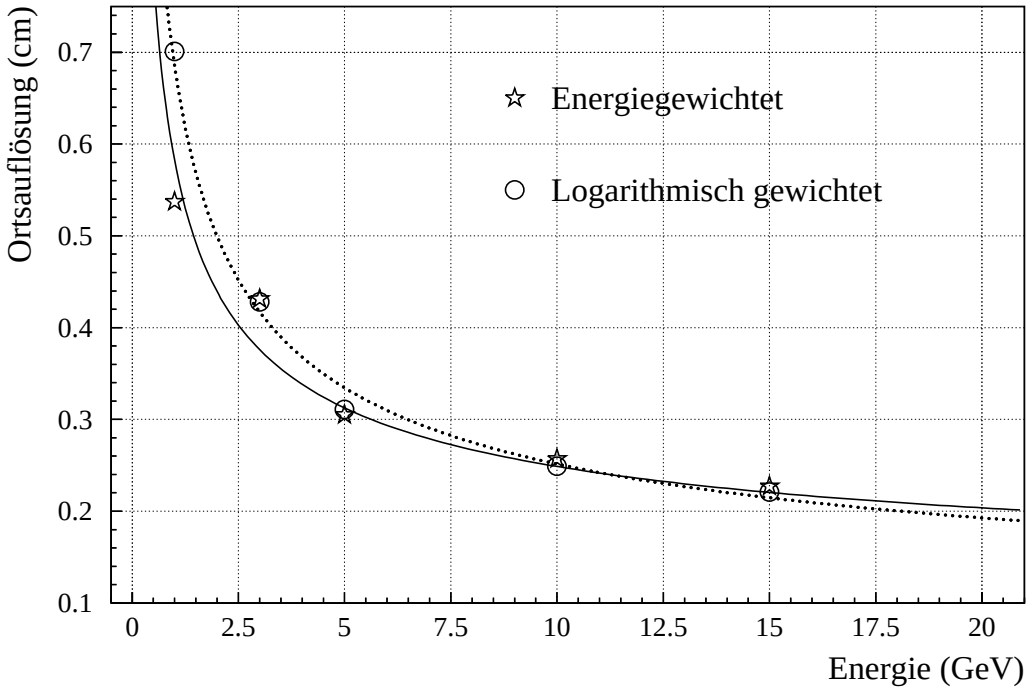

Abbildung 3.10: Die Ortsauflösung des Detektors, bestimmt in einer GEANT-Simulation [Büs97]. Die Werte wurden sowohl für das einfache, energiegewichtete erste Moment (schwarze Symbole, durchgezogene Linie), als auch für das logarithmische Moment (leere Symbole, gepunktete Linie) berechnet. Eingezeichnet sind auch die angepaßten Parametrisierungen.

Neben der Gesamtenergie muß auch die genaue Position eines Clusters bestimmt werden. Dazu wurde im Gegensatz zu früheren Analysen erstmals eine Methode mit logarithmischer Gewichtung angewandt [Awe92]. Diese hat gegenüber dem einfach energiegewichteten ersten Moment den Vorteil, keine zusätzliche Korrektur[6] zu benötigen und damit einfacher in der Handhabung zu sein. Der Schwerpunkt eines Schauers errechnet sich demnach wie folgt:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i \omega_i x_i}{\sum_i \omega_i} \tag{3.7}$$

$$\omega_i = \max\left\{\log\frac{E_i}{\sum_i E_i} + \omega_{off},\, 0\right\} \tag{3.8}$$

[6] Das normale erste Moment eines Clusters ist in periodischer Weise von der Position relativ zu den Modulgrenzen abhängig und wird deshalb mit einer hyperbolischen Sinus-Funktion korrigiert [Sch94a].

Für den Parameter ω_{off} wurde der Wert 4.0 gewählt, da Simulationen gezeigt haben, daß dies über einen weiten Energiebereich die beste Ortsauflösung ergibt [Büs97]. Abbildung 3.10 zeigt einen Vergleich der normalen Ortsrekonstruktion mittels des korrigierten ersten Momentes und der logarithmisch gewichtenden Methode. Die Rechnungen zeigen, daß die Auflösungen im Bereich oberhalb von 2 GeV identisch sind, bei niedrigeren Energien aber das alte Verfahren etwas besser ist. Als Parametrisierung ergibt sich:

	Ortsauflösung (cm), E in GeV
Energiegewichtet	$(0.49 \pm 0.06)\sqrt{E} + (0.10 \pm 0.02)$
Logarithmisch gewichtet	$(0.63 \pm 0.01)\sqrt{E} + (0.05 \pm 0.004)$

3.4.2 Linearisierung der Detektorantwort

Sowohl der gemessene Ort als auch die Energie eines Schauers sind von Einfallswinkel θ_I, relativ zur Normalen auf der Detektoroberfläche, anhängig. Bei schrägem Einfall eines Teilchens stimmt der rekonstruierte Schauerschwerpunkt nicht mehr mit dem Eintreffort auf der Oberfläche überein. Außerdem verringert sich die gemessene Energie. Ein weiteres Problem besteht darin, daß kein linearer Zusammenhang zwischen tatsächlicher und gemessener Energie besteht. So spielt für kleine Energien die Absorption der Čerenkovphotonen im Bleiglas eine große Rolle: Da der Schauer im vorderen Bereich des Moduls konzentriert ist, müssen die Photonen im Mittel eine größere Wegstrecke bis zur Photokathode zurücklegen. Dagegen verliert ein hochenergetischer Schauer einen Teil seiner Energie durch Herauslecken am hinteren Ende des Glases.

Um eine Antwort auf die Frage zu finden, welche Rolle diese Effekte spielen und wie sie korrigiert werden können, wurden umfangreiche Simulationen der Detektorantwort mit Hilfe des Programmpaketes GEANT [Gea94] durchgeführt. Dabei wurde erstmals eine realistische Behandlung der Čerenkovphotonen integriert [Büs97, Kes95]. Es konnten dadurch Effekte wie die Absorption im Bleiglas und die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode mit berücksichtigt werden. Die Resultate dieser Rechnungen, wie sie in der Analyse zur Korrektur der Energie und des Ortes der Cluster Verwendung fanden, sind in Abbildung 3.11 und der folgenden Tabelle zusammengefaßt.

	Parametrisierung, E in GeV
Ortskorrektur (cm)	$d = (0.0735 + 0.0098 \ln E) \cdot \theta_I$
Energiekorrektur 1 (%)	$f_\theta = 1.0 - 0.0016 \cdot \theta_I$
Energiekorrektur 2 (%)	$f_E = 1.0881 - 0.0647 \ln E + 0.0088 \ln^2 E$

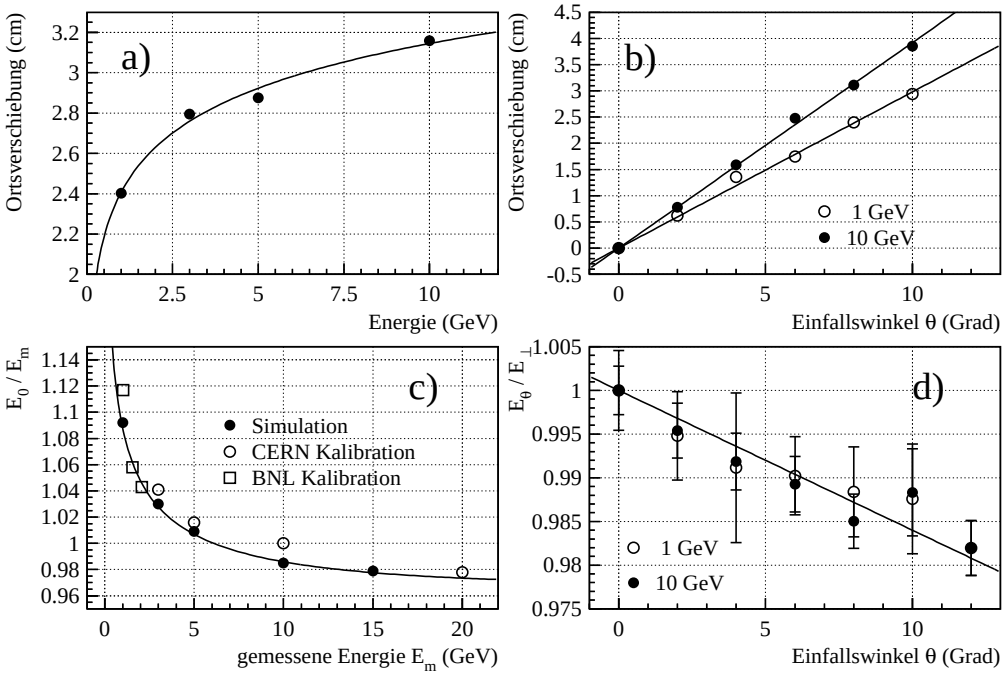

Abbildung 3.11: Korrekturfunktionen für rekonstruierte Cluster bestimmt mittels GEANT-Simulationen [Büs97].

a) Die Korrektur des Ortes in Abhängigkeit von der Schauerenergie bei einem Einfallswinkel von $\theta_I = 8°$.

b) Die Korrektur des Ortes in Abhängigkeit vom Einfallswinkel θ_I relativ zur Normalen auf der Detektoroberfläche.

c) Die Energielinearisierung als Funktion der gemessenen Energie E_m. Neben den Werten aus der Simulation sind auch Datenpunkte eingezeichnet, die mit Elektronenstrahlen verschiedenster Energien am CERN und BNL gemessen wurden. Sie lassen sich jedoch nur bedingt mit den Simulationen vergleichen, da diese bereits die unterschiedliche Detektorantwort auf Photonen und Elektronen berücksichtigt. Dies erklärt die Abweichung der Simulation vom Wert 1.0 bei 10 GeV um etwa 2%.

d) Die Korrektur der Energie in Abhängigkeit vom Einfallswinkel θ_I.

Dabei ergeben sich die korrigierten Werte E' und x' in dieser Weise:

$$E' = E \cdot f_E \cdot f_\theta \tag{3.9}$$

$$x' = x - d \tag{3.10}$$

Bei der Analyse der Clusterinformation muß berücksichtigt werden, daß Schauer, die sich nahe am Rand des Detektors befinden, nur einen Teil ihrer Energie in Bleiglas deponieren können; ein Anteil leckt seitlich aus dem Detektor heraus. Ebenso geben Cluster, die ein nicht funktionierendes oder abgeschaltetes Modul enthalten, nur einen Teil der ursprünglich deponierten Energie wieder. Da es nicht möglich ist diesen Effekt mit vertretbaren Aufwand zu korrigieren, wurde in der Auswertung verlangt, daß alle Cluster einen Mindestabstand von einer Modulbreite zum Rand oder zu „toten"Modulen haben müssen.

3.4.3 Teilchenidentifikation

Neben Photonen und Elektronen nimmt der LEDA-Detektor auch Hadronen wahr (siehe 2.2.1). Ein Teil der geladenen Hadronen macht sich in Form eines minimal ionisierenden Teilchens bemerkbar. Diese MIPs erzeugen im Detektor jedoch ein Signal, das im Allgemeinen einer Energie unterhalb von 750 MeV entspricht. Durch eine entsprechende Energieschwelle läßt sich der Anteil der Hadronen – jedoch verbunden mit einer Verringerung der Akzeptanz bei niedrigen Transversalimpulsen – deutlich verringern. Eine Messung von Photonen unterhalb dieser Schwelle erfordert die Anwendung des CPVs als Veto für geladene Teilchen. Dieser Detektor war aber nur in der Strahlzeit von 1996 einsatzbereit, so daß in dieser Arbeit auf seine Verwendung verzichtet werden soll.

Bei Teilchenenergien oberhalb von 750 MeV bieten jedoch die Analyse der Schauerform die Möglichkeit, elektromagnetische Schauer von hadronischen zu unterscheiden [Ber92]. Die charakteristische Größe hierfür ist die Dispersion:

$$D_x = \overline{x^2} - \bar{x}^2 \tag{3.11}$$

$$\overline{x^2} = \frac{\sum_i E_i x_i^2}{\sum_i E_i} \tag{3.12}$$

Hier ist $\bar{x}$ das energiegewichtete erste Moment der Clusters[7]. Durch die modulare Struktur des Detektors ist die Dispersion nach unten begrenzt durch D^{min}.

$$D_x^{min} = -(\bar{x} - x_R)(\bar{x} - x_L) \tag{3.13}$$

[7]Sämtliche Dispersionswerte errechnen sich in gleicher Weise für die y-Koordinate. Für die Analyse ist dann das Maximum von x- und y-Wert relevant

x_R und x_L bezeichnen die Position des rechten und linken Modulrandes. Dadurch hängt die Dispersion vom Abstand zum Rand des jeweiligen Moduls ab. Die korrigierte Dispersion

$$D_x^{korr} = D_x - D_x^{min} \tag{3.14}$$

ist dagegen ortsunabhängig und kann in einfacher Weise zur Unterscheidung der Schauertypen verwendet werden. Elektromagnetische Schauer weisen eine relativ geringe Dispersion auf, welche sich für hadronische Schauer bis zu wesentlich größeren Werten erstreckt. Durch eine geeignete Schwelle D_c läßt sich also eine Unterdrückung der Hadronen erreichen. Für diese Analyse wurde D_c wie folgt gewählt (E in GeV):

$$D_c = \begin{cases} 0.267 & , E \leq 10\,\text{GeV} \\ 0.167 + E \cdot 10^{-2} & , E > 10\,\text{GeV} \end{cases} \tag{3.15}$$

Dieser Wert wurde bereits in früheren Analysen benutzt [Cle93, Höl93]. Er bewirkt eine Unterdrückung der Hadronen um 75% bei einem gleichzeitigen Verlust an Photonen von 1%.

4. Messung neutraler Mesonen

Dieses Kapitel befaßt sich mit der verwendeten Methode zur Bestimmung des π^0-Signals und den Korrekturen, die nötig sind, um zu einem differentiellen Wirkungsquerschnitt für die π^0-Produktion zu gelangen. Weiterhin werden eine Reihe von Untersuchungen über die verschiedenen Einflüsse auf die Verteilungen invarianter Massen dargelegt (Zerfälle schwerer Teilchen und Korrelationseffekte) sowie die Möglichkeiten zur Messung schwerer Mesonen (η-, ω-Meson) besprochen.

4.1 Extraktion des π^0-Signals

Das π^0-Meson ist mit einer Masse von $m_0 = 134.9764 \pm 0.0006\ \mathrm{MeV}/c^2$ das leichteste aller bekannten Hadronen [Rev94]. Es zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau = (8.4 \pm 0.6)10^{-17}$ s und einer Wahrscheinlichkeit von $98.798 \pm 0.032\,\%$ in zwei Photonen. Weiterhin ist der Dalitz-Zerfall $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-\gamma$ von Bedeutung, er findet jedoch nur mit einer Wahrscheinlichkeit von $1.198 \pm 0.032\,\%$ statt. Alle weiteren beobachteten Zerfälle sind um mehrere Größenordnungen seltener. Aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer ($c\tau = 25.1$ nm) zerfallen die π^0, die in Kernreaktionen erzeugt werden bereits im Target. Dadurch lassen sich die Impulse der Zerfallsphotonen durch eine Messung ihrer Energie im Bleiglasdetektor LEDA festlegen, was die Rekonstruktion der neutralen Pionen ermöglicht. Da sich die Photonen nicht eindeutig einem bestimmten π^0 zuordnen lassen, müssen dazu alle möglichen γ-Paarkombinationen gebildet und deren invariante Masse m_{inv} berechnet werden (P^μ bezeichnet den Viererimpuls des jeweiligen Photons, E seine Energie und ψ den Öffnungswinkel zwischen den Photonen):

$$m_{inv} = \sqrt{(P_1^\mu + P_2^\mu)^2} = \sqrt{2\,E_1 E_2\,(1 - \cos\psi)} \tag{4.1}$$

Der zweite Teil dieser Gleichung ist gültig, da die Photonen keine Ruhemasse besitzen. Bei der Bildung der Paarkombinationen ergibt sich zwangsläufig ein kombinatorischer Untergrund, der – bedingt durch die sehr hohen Multiplizitäten in ultrarelativistischen Kernreaktionen – ein wesentliches Problem bei der Bestimmung des π^0-Signals darstellt. Abbildung 4.1 soll dies verdeutlichen: Während sich im Bereich mittlerer transversaler Massen ein Peak klar erkennen läßt, ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund für kleine m_T zu klein, um ohne genauere Informationen über die Form des Untergrunds ein Signal extrahieren zu können. Eine weitere Schwierigkeit stellt die Tatsache dar, daß

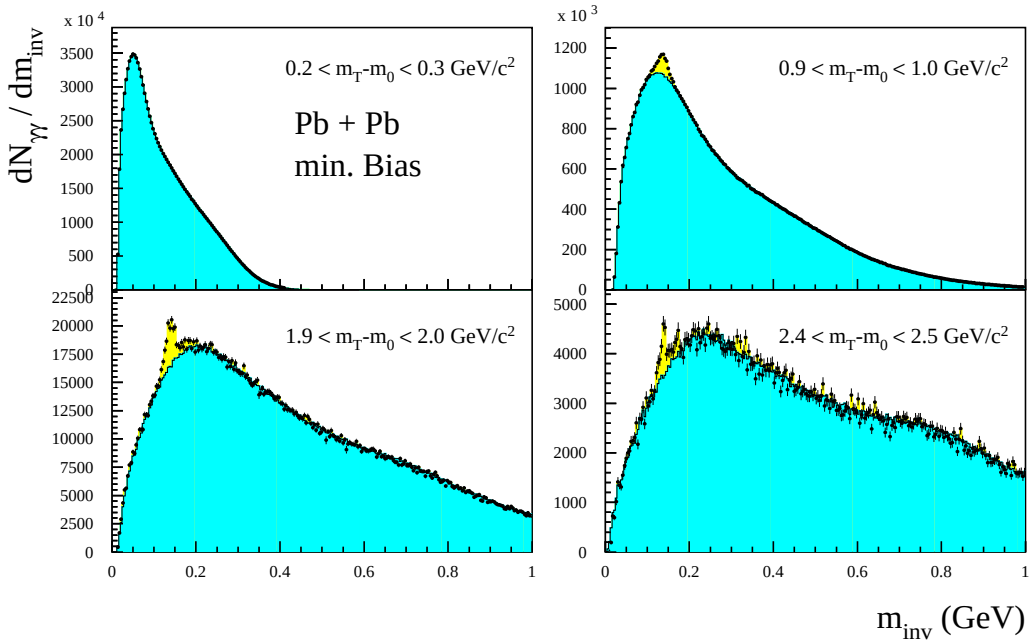

Abbildung 4.1: Beispiele für invariante Massenverteilungen aus vier verschiedenen m_T-Bereichen. Neben der realen Verteilung ist auch der Untergrund angedeutet, wie er mit Hilfe des Event-Mixings bestimmt wurde (dunkel schattiert).

sich der π^0-Peak im m_T-Bereich um 1 GeV/c^2 im Gebiet des Maximums der Untergrund-Verteilung befindet. Es wird dann sehr schwierig, festzulegen, wie weit der Untergrund in den eigentlichen π^0-Peak hineinragt. Das macht den Versuch, den Untergrund durch ein Polynom anzupassen, – so wie in früheren Analysen der WA80-Daten geschehen [Höl93] – problematisch. Deshalb wird in der hier vorgestellten Analyse ein Verfahren verwendet, welches es erlaubt eine reine Untergrund-Verteilung zu erzeugen und bereits in einer zweiten Analyse der WA80-Daten erfolgreich angewendet wurde [Alb98, Stü98]; das sogenannte *Event-Mixing*.

4.1.1 Die Event-Mixing Methode

Das Event-Mixing ist ein häufig verwendetes Verfahren zur Erzeugung einer Untergrund-Verteilung und wird z.B. in Korrelationsanalysen [Alb92a, Awe94] aber auch zur Messung von Resonanzen eingesetzt [Dri84]. Das grundsätzliche Prinzip besteht darin, Zweiteilchen-Variablen (invariante Masse, Relativimpuls, o. a.) aus der Kombination eines Teilchens aus dem aktuellen Ereignis mit einem Teilchen aus einem anderen Ereignis zu bestimmen. Auf diese Weise ergibt sich eine Verteilung dieser Variablen, die keine Korrelationen oder Resonanzsignale enthält. Der große Vorteil hierbei ist, daß prinzipiell beliebig viele andere Ereignisse mit dem aktuellen kombiniert werden können, wodurch der statistische Fehler der Untergrund-Bestimmung verkleinert werden kann. In der Praxis ist dies jedoch durch die Speicherkapazität und Rechenleistung der benutzten Computer beschränkt. In dieser Analyse wurde das Event-Mixing für jedes Ereignis mit jeweils 10 anderen durchgeführt.

Eine Voraussetzung für eine realistische Beschreibung des Untergrundes ist, daß für die gemischten Ereignisse die gleichen kinematischen Einschränkungen gemacht werden, wie sie für die tatsächlichen Zweiteilchen-Verteilungen vorliegen. Beispielsweise können sich beim Event-Mixing zwei Treffer beliebig nahe kommen, während dies in einem realen Ereignis nicht der Fall ist. Ebenso müssen alle anderen Schwellen (z.B. Energie-, Dispersionsschwelle) in gleicher Weise in der Bestimmung des Untergrundes angewendet werden. In dieser Analyse wurde generell eine Energieschwelle von $E_{min} = 0.75$ GeV verwendet, sofern nichts anderes angegeben ist. Die Spektren wurden sowohl mit als auch ohne Dispersionsschwelle erzeugt. Da die π^0-Mesonen über ihre invariante Masse bestimmt werden, ist eine Identifikation der Photonen nicht unbedingt erforderlich. Die Anwendung der Dispersionschwelle verringert jedoch den kombinatorischen Untergrund; gleichzeitig reduziert sich aber auch die Zahl der gemessenen π^0-Mesonen, da ein Teil der Photonen fälschlicherweise als Hadronen angesehen werden und aus der Analyse herausfallen.

Die Untergrund-Verteilungen wurden mit einem kombinatorischen Gewicht w_{komb} versehen. Dieses ergibt sich aus der Tatsache, daß in einem Ereignis i mit der Multiplizität n_i die Zahl der Zweiteilchen-Kombinationen $n_i(n_i-1)/2$ beträgt[1], während das Event-Mixing $n_j n_i$ Kombinationen zuläßt, wenn n_j die Zahl der Teilchen im Ereignis j ist.

[1] Dieser Wert gilt nur für Kombinationen innerhalb eines Detektors, wie sie für die π^0-Analyse von Interesse sind. Werden jedoch Treffer aus zwei Detektoren kombiniert, so ergibt sich $n_i n_i'$ als Zahl der möglichen Paare. Dementsprechend muß ein Gewicht von $w_{komb} = n_i'/n_j'$ verwendet werden (n_i' und n_i' bezeichnen die Multiplizitäten in den verschiedenen Detektoren).

Werden die Verteilungen mit dem Verhältnis beider Werte gewichtet, so läßt sich dieser Unterschied ausgleichen:

$$w_{komb} = \frac{n_i - 1}{2n_j} \tag{4.2}$$

Weiterhin wurden die Ereignisse entsprechend ihrer Multiplizität in verschiedene Klassen eingeteilt und nur Ereignisse, die derselben Klasse angehören, miteinander gemischt. Dies stellt zum einen sicher, daß die Auswirkungen stark unterschiedlicher Multiplizitäten, die trotz der Verwendung des kombinatorischen Gewichtes einen Einfluß haben können, verhindert werden; zum anderen werden so nur Ereignisse vergleichbarer Zentralität und demzufolge ähnlicher Phasenraumverteilung der Teilchen kombiniert. Die Ereignisklassen sind folgendermaßen definiert (die Werte für N_{EM} beziehen sich auf die Zahl der Treffer nach Anwendung der Dispersionsschwelle und geben die obere Grenze der jeweiligen Klasse an):

Ereignisklasse	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Multiplizität N_{EM}	8	16	24	32	40	48	56	64	72	150

Damit die konstruierte Untergrund-Verteilung zur Extraktion des Peak-Inhaltes verwendet werden konnte, mußte sie zunächst an die gemessene m_{inv}-Verteilung angepaßt werden. Der erste Schritt dorthin bestand darin, einen geeigneten Skalierungsfaktor zu bestimmen, der die größere Anzahl von Paaren im Event-Mixing gegenüber der realen Verteilung ausgleicht. Dazu wurde zur Anpassung an die gemessene Verteilung folgende Funktion benutzt:

$$b_{Fit}(m_T) = s_{Fit}(m_T)\, b_{Mix}(m_T) \tag{4.3}$$

Hier bezeichnet b_{Mix} den mittels Event-Mixing konstruierten Untergrund und s_{Fit} den Skalierungsfaktor, der als Fitparameter variiert werden kann. Die Anpassung wurde für jedes m_T-Intervall separat durchgeführt. Dabei wurde ein Bereich von $\pm 4\,\sigma_{\pi^0}$ um die π^0-Peakposition von der Anpassung ausgespart, um sicherzustellen, daß die Skalierung nicht durch den Einfluß des π^0-Signals verfälscht wird. Für die Breite und Position des π^0-Peaks wurden zentralitätsabhängige Werte angenommen (s. Abschnitt 4.2.2). Da sich der Skalierungsfaktor im Bereich größerer Transversalimpulse wegen der nachlassenden Statistik nur schlecht bestimmen ließ, wurden die Werte aus dem unteren m_T-Bereich linear extrapoliert.

Es zeigte sich, daß eine einfache Skalierung der Event-Mixing-Verteilungen nicht immer ausreichend war, um den tatsächlichen Untergrund zufriedenstellend zu beschreiben. Für kleine m_T machen sich vorhandene Abweichungen zwischen realem und konstruiertem Untergrund deutlicher bemerkbar. In diesem Bereich verringert sich die Breite der m_{inv}-Verteilungen (s. Abb. 4.1) und ihr Verlauf wird steiler, wodurch eine genaue Beschreibung

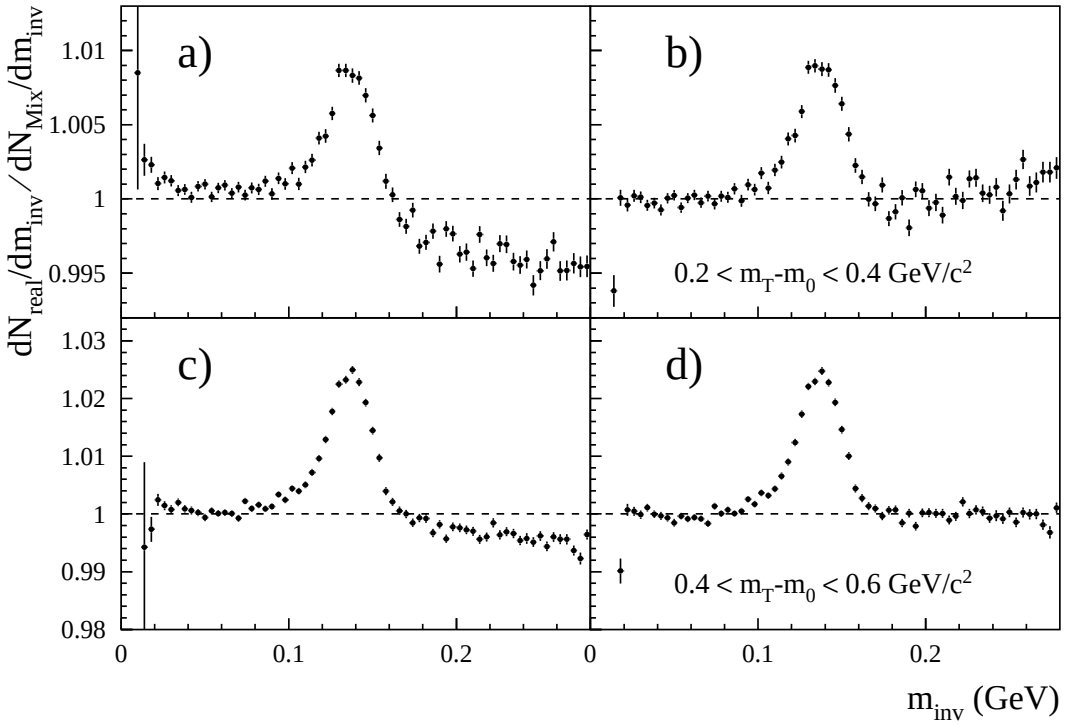

Abbildung 4.2: Beispiele für die Anpassung der Event-Mixing-Verteilungen in minimum Bias Ereignissen der Reaktion Pb + Pb. Dargestellt sind die gemessen m_{inv}-Verteilungen dividiert durch die skalierten (a + c), und durch zusätzlich mit einem Polynom angepaßten (b + d) Untergrund-Verteilungen für zwei m_T-Intervalle.

der realen Verteilung durch Event-Mixing schwieriger wird. Um dies auszugleichen, wurde eine zusätzliche Anpassung der Event-Mixing-Verteilungen vorgenommen. Dazu wurde zur skalierten Verteilung ein Polynom addiert, dessen Koeffizienten so angepaßt wurden, daß sich eine optimale Übereinstimmung mit der gemessenen Verteilung ergab. In gleicher Weise wie bei der Bestimmung des Skalierungsfaktors wurde der Bereich des π^0-Peaks von diesem Fit ausgenommen. Der Grad des Polynoms wurde auf 3 beschränkt. Abbildung 4.2 zeigt die Auswirkungen dieser zusätzlichen Anpassung. Im linken Teil, in dem die gemessene m_T-Verteilung durch einen lediglich skalierten Untergrund dividiert wurde, ist das Verhältnis außerhalb des Peak-Bereiches deutlich von eins verschieden. Nach der Anpassung ergibt sich jedoch eine gute Übereinstimmung. Dieses Verfahren wurde allerdings nur für $m_T < 1.2\,\mathrm{GeV}/c^2$ angewendet; bei größeren transversalen Massen ist eine einfache Skalierung ausreichend.

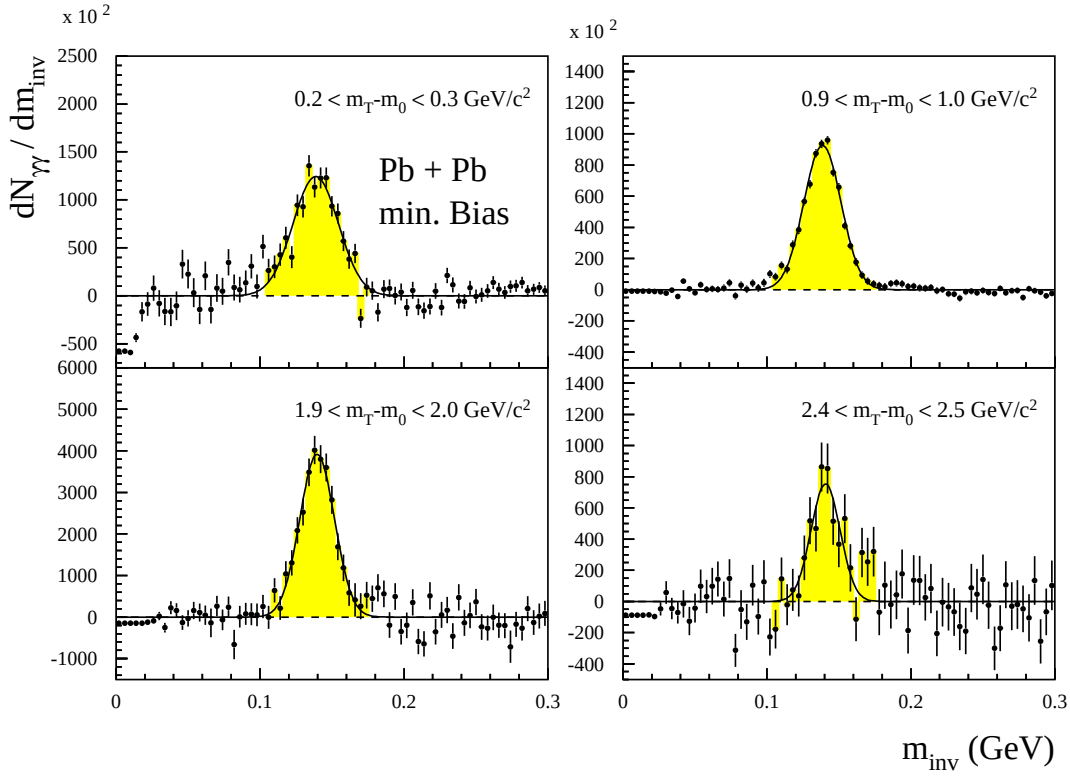

Abbildung 4.3: Die resultierenden π^0-Peaks nachdem der durch Event-Mixing bestimmte Untergrund abgezogen wurden. Eingezeichnet ist ein Fit mit einer Gaußkurve (durchgezogene Linie). Der Bereich, in dem das π^0-Signal integriert wird, ist grau unterlegt.

Abbildung 4.3 enthält die π^0-Peaks, die nach Abzug des Event-Mixing-Untergrundes – einschließlich der oben erwähnten Korrekturen – aus den gleichen m_{inv}-Verteilungen resultieren, wie sie in Bild 4.1 dargestellt sind. Diese Vorgehensweise ermöglicht es demnach auch im Bereich niedriger transversaler Massen ($m_T < 0.4\,\mathrm{GeV}/c^2$) ein deutliches Signal zu extrahieren, obwohl in der zugrundeliegenden m_{inv}-Verteilung auf den ersten Blick kein Anzeichen davon sichtbar ist. Die Zahl der neutralen Pionen läßt sich nun durch eine Integration des Peaks bestimmen. Diese wurde in einem Fenster von $\pm 3\sigma_{\pi^0}$ um die Position des Peaks durchgeführt. Ebenso wie bei der Bestimmung der Skalierungsfaktoren wurden für die Position und Breite des Peaks zentralitätsabhängige Werte angenommen (s. Abschnitt 4.2.2). Das unkorrigierte π^0-Spektrum ergibt sich nun, indem diese Prozedur für alle m_T-Intervalle durchgeführt wird, so daß man als Resultat die Zahl der neutralen Pionen als Funktion von der transversalen Masse erhält.

Integriert man den Event-Mixing-Untergrund im gleichen Massenfenster wie den extrahierten Peak, so läßt sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund R_{peak} bestimmen

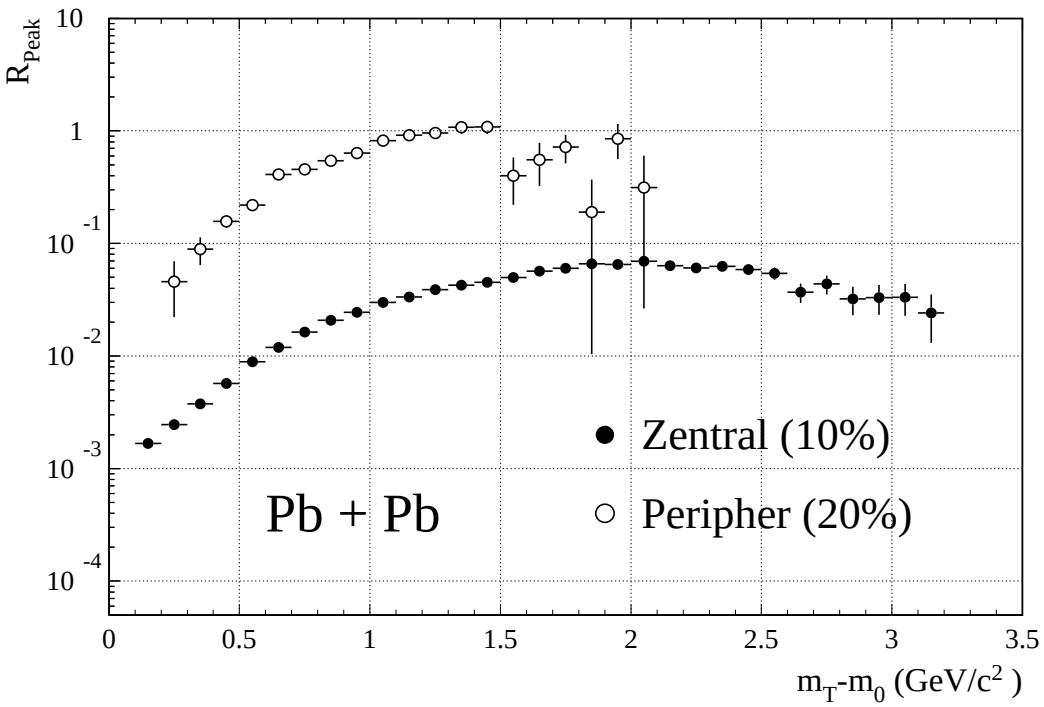

Abbildung 4.4: Das Verhältnis von Signal zu Untergrund R_{peak} für zentrale und periphere Pb+Pb Reaktionen in Abhängigkeit von m_T.

(Abbildung 4.4). Es ist bei zentralen Ereignissen mit hoher Multiplizität immer kleiner als 0.1 und fällt für $m_T \to 0$ etwa auf 10^{-3} ab. In peripheren Reaktionen ist das Verhältnis deutlich günstiger: Es bleibt oberhalb von 10^{-2} und kann Werte um 1 erreichen.

4.1.2 π^0-Auflösung und Linearität

An der Abhängigkeit der π^0-Peakposition von der transversale Masse läßt sich ablesen, ob die in Abschnitt 3.4.2 dargestellte Linearisierung der Detektorantwort ausreichend ist. In Abbildung 4.5 ist diese Abhängigkeit für zentrale und periphere Ereignisse dargestellt. Es zeigt sich, daß für periphere Ereignisse keine signifikante Variation der Peakposition mit m_T feststellbar ist[2]. Die Linearitätskorrektur ist offenbar erfolgreich. Im Vergleich dazu ist jedoch für zentrale Ereignisse eine Zunahme der Position mit steigender transversaler Masse beobachtbar. Hier machen sich aufgrund der höheren Multiplizitäten zusätzlich Überlagerungseffekte bemerkbar, die bewirken, daß der π^0-Peak bei einer höheren inva-

[2]Der π^0-Peak für periphere Ereignisse wird stark durch den Target-Out-Beitrag beeinflußt. Deswegen muß zuerst die in Abschnitt 4.2.3 beschriebene Korrektur durchgeführt werden.

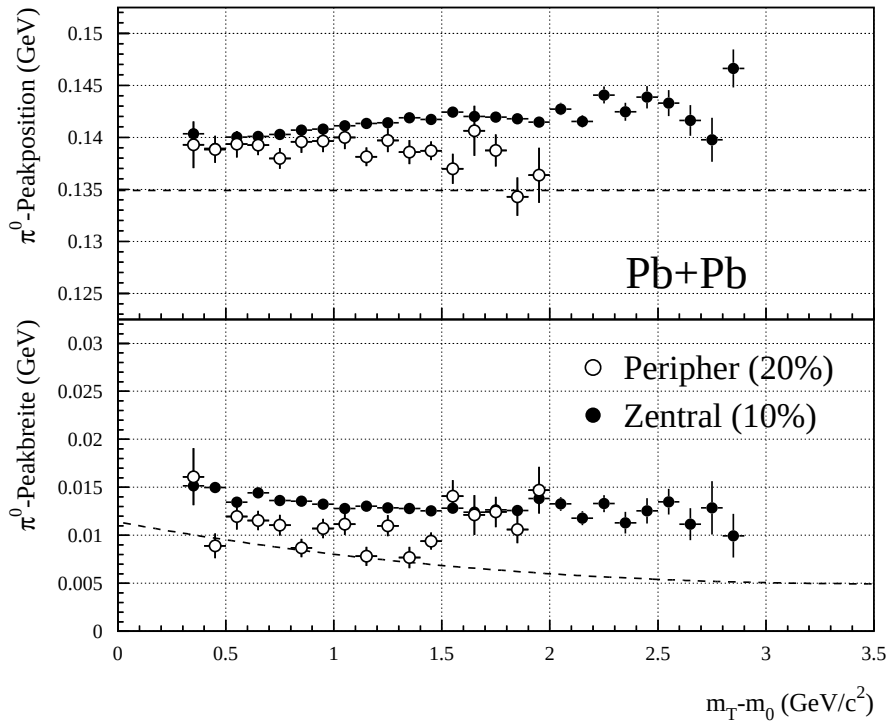

Abbildung 4.5: Der obere Teil zeigt die Position des rekonstruierten π^0-Peaks als Funktion der transversalen Masse. Die gestrichelte Linie entspricht der normalen π^0-Masse. Im unteren Teil ist die Breite (1σ) der Peaks dargestellt. Eingezeichnet ist außerdem die m_{inv}-Auflösung, wie sie sich entsprechend Gleichung 4.4 aus der Energie- und Ortsauflösung ergibt, die aus den Kalibrationsdaten bestimmt wurde (s. Abbildung 3.1 und 3.10).

rianten Masse gemessen wird und daß die Peakposition auch von m_T abhängen kann (s. Abschnitt 4.2.2). Ebenso ist ein Unterschied in der Peakbreite zu sehen. Für periphere Ereignisse beträgt sie etwa 10 MeV (woraus sich eine m_{inv}-Auflösung von 7.5% ergibt) und nimmt leicht mit zunehmenden m_T ab. Bei zentralen Ereignissen ist der Peak breiter ($\sim 13\,\mathrm{MeV}$, entsprechend einer Auflösung von 9.6%). Zum Vergleich ist die Massenauflösung $\sigma_{m_{inv}}$, eingezeichnet. Sie hängt in folgender Weise von der Energieauflösung σ_{E_γ} und der Winkelauflösung σ_ϕ ab:

$$\frac{\sigma_{m_{inv}}}{m_{inv}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_{\gamma 1}}}{2E_{\gamma 1}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_{\gamma 2}}}{2E_{\gamma 2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\phi}{2\tan\left(\frac{\phi}{2}\right)}\right)^2} \tag{4.4}$$

$E_{\gamma 1,2}$ bezeichnen die Energien der beiden Zerfallsphotonen und ϕ ist der Öffnungswinkel. Es zeigt sich, daß selbst in peripheren Ereignissen zusätzliche Einflüsse den π^0-Peak

verbreitern. Zu den Überlagerungseffekten kommen noch eventuelle Schwankungen in der zeitabhängigen Eichung des Detektors, die nicht vollständig korrigiert werden können.

4.1.3 Simulationen

Im Folgenden soll ein Programm beschrieben werden, das dazu erstellt wurde, eine Reihe von Problemen der Analyse invarianter Massenverteilungen anhand einer Simulation zu untersuchen. Deren Ziel soll es sein, zum einen die Funktionsweise der oben beschriebenen Methode der π^0-Rekonstruktion zu überprüfen; zum anderen sollen die Beiträge schwererer Resonanzen (z. B. η, ω, η') zu den m_{inv}-Verteilungen studiert werden.

Der Aufbau des Programms läßt sich in folgenden Punkten zusammenfassen:

1. Die π^0-Multiplizität N_{π^0} des zu konstruierenden Ereignisses wird zufällig, entsprechend einer gemessenen Multiplizitätsverteilung, festgelegt.

2. Im Phasenraumbereich $0.0 < m_T < 5.0\,\mathrm{GeV}/c^2$, $2.0 < y < 3.2$ werden gleichverteilt N_π π^0-Mesonen und zusätzlich schwerere Mesonen und Baryonen mit der gleichen m_T-Verteilung erzeugt (m_T-*Scaling*). Die Zahl der schwereren Teilchen ist dadurch bestimmt, daß sie dann erzeugt werden, wenn die zufällig bestimmte transversale Masse über der jeweiligen Ruhemasse liegt. Die Verhältnisse der Teilchenzahlen entsprechen demzufolge nicht notwendigerweise den tatsächlichen physikalischen Werten; sie können jedoch nachträglich entsprechend angepaßt werden.

3. Folgende Teilchen werden in der Simulation berücksichtigt:

   Mesonen: π^0, η, ω, η', K^+, K^0_S, f_0, a_0, ϕ, K^{*0}, K^{*+}

   Baryonen: Λ^0, Σ^+, Σ^0, Ξ^0

4. Damit die daraus resultierenden Verteilungen realistische Formen erhalten, werden alle Spektren mit einem physikalischen Gewicht versehen:

   $$w_{phys} = w(m_T)\, w(y)$$

   Die m_T-abhängige Gewichtung $w(m_T)$ wird dabei durch die Gleichung B.3 beschrieben, die an die gemessenen π^0-Spektren dN_π/dm_T für minimum Bias Pb+Pb-Reaktionen angepaßt wurde. Das rapiditätsabhängige Gewicht $w(y)$ ist gaußverteilt. Die Position des Maximums der Gaußkurve wurde – entsprechend [Afa96b] – als 2.9 gewählt, die Breite als $\sigma = 1.4$.

5. Mittels der entsprechenden JETSET-Routinen [Sjö94] werden anschließend die Zerfälle der erzeugten Teilchen simuliert. JETSET berücksichtigt dabei die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse der jeweils möglichen Zerfälle, sofern sie bekannt sind.

6. Ein einzelnes Ereignis wird nun aus allen Zerfallsphotonen und Elektronen bzw. Positronen der konstruierten Ausgangsteilchen zusammengesetzt. Es werden jedoch nur die Zerfallsteilchen akzeptiert, die zuvor einen Akzeptanzfilter passiert haben. Dieser Filter enthält eine möglichst genaue Modellierung der Detektorform sowie die untere Energieschwelle von 0.75 GeV. Eine zusätzliche Korrektur erfordern Teilchen, deren Zerfallsvertex aufgrund ihrer längeren Lebensdauer außerhalb des Targets liegt. Da in der Berechnung der invarianten Massen immer vom Target als Vertex ausgegangen wird, müssen in diesen Fällen die Impulse entsprechend umgerechnet werden.

7. Um eine gute Vergleichbarkeit der Simulation mit den Messungen zu erzielen, muß zusätzlich die Auflösung des Detektors berücksichtigt werden. Dazu wurden die Positionen der Zerfallsteilchen auf der Detektoroberfläche entsprechend der Ortsauflösung verschmiert, die in Abbildung 3.10 wiedergegeben ist. Die Energieauflösung wurde auf gleiche Weise implementiert. Hier wurden die Parameter der Clusteranalyse der Kalibrationsdaten (s. Abschnitt 3.1.2) verwendet. Es zeigte sich jedoch, daß die Energieauflösung um einen Faktor 2 verschlechtert werden mußte, damit die Übereinstimmung mit den gemessenen Daten ausreichend war. Dies liegt im wesentlichen daran, daß die gegenseitige Beeinflussung der Teilchentreffer durch ein Überlappen der Schauer, die eine zusätzliche Energieverschmierung hervorruft, nicht berücksichtigt ist.

Das Resultat dieser Simulation ist in Abbildung 4.6 wiedergegeben. Sie zeigt die Verteilung der invarianten Massen, die sich daraus ergibt, daß nur die Zerfallsteilchen eines spezifischen Zerfalls miteinander kombiniert werden. Die Tatsache, daß sich anstelle klar unterscheidbarer Peaks eine Verteilung ergibt, erklärt sich damit, daß außer den Zweiteilchenzerfällen (z. B. $\pi^0 \longrightarrow 2\,\gamma$) viele Mehrteilchenzerfälle enthalten sind (z. B. $\eta \longrightarrow 3\,\pi^0$). Deren Zerfallsphotonen enthalten jedoch noch eine Korrelation, die im Untergrund, wie er mittels Event-Mixing generiert wird, nicht mehr vorhanden ist. Neben dem π^0- und dem η-Peak sind in der aufsummierten m_{inv}-Verteilung auch der ω- und der η'-Peak schwach zu erkennen. Da in der Simulation davon ausgegangen wurde, daß Elektronen und Positronen nicht von Photonen unterschieden werden können, trägt auch der Dalitz-Zerfall $\pi^0 \longrightarrow e^+e^-\gamma$ zum π^0-Signal bei; er bewirkt einen Anteil, der sich von $m_T = 0$ bis zur π^0-Masse erstreckt.

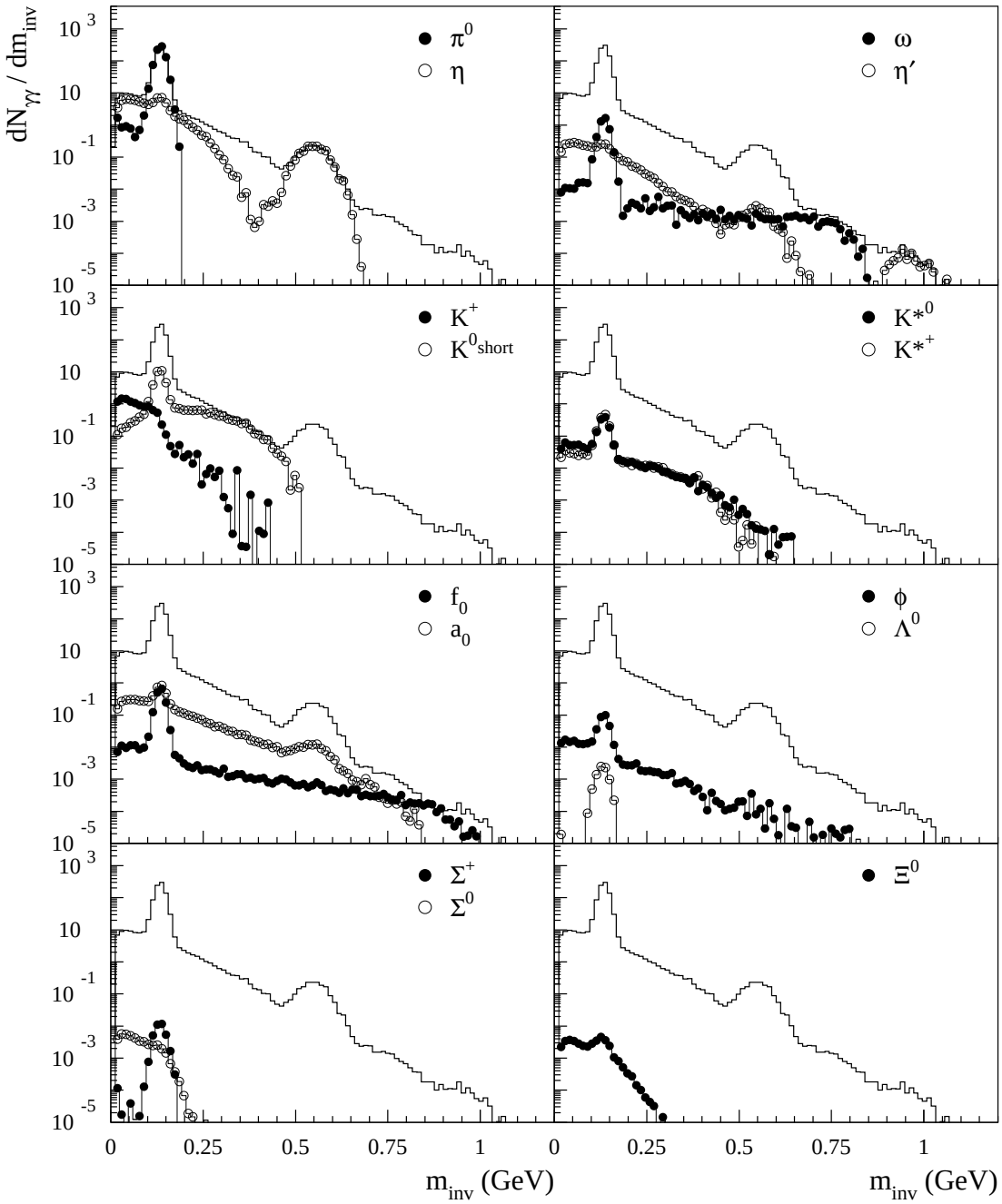

Abbildung 4.6: Simulierte m_{inv}-Verteilung mit den Beiträgen verschiedener Mesonen und Baryonen. Die durchgezogene Linie ohne Symbole entspricht der Summe aller Zerfälle, die zur besseren Übersicht auf verschiedene Bilder verteilt dargestellt sind.

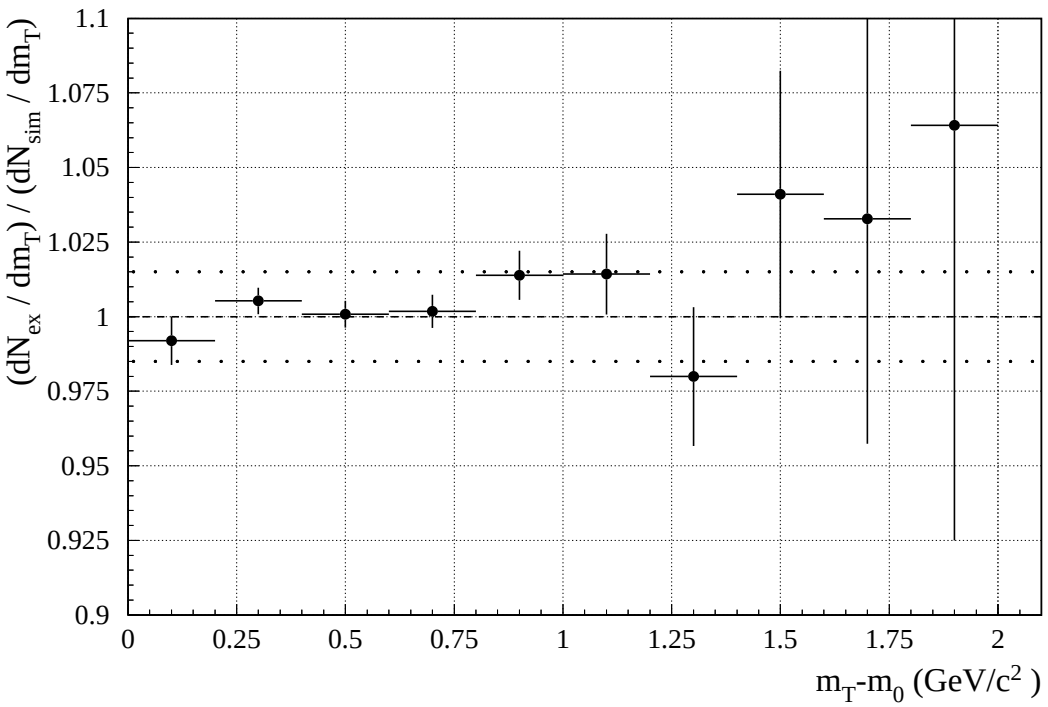

Abbildung 4.7: Test der Methode zur π^0-Rekonstruktion. Dargestellt ist das Verhältnis des rekonstruierten Peakinhalts zum simulierten als Funktion von $m_T - m_0$. Die gepunktete Linien entsprechen einer Abweichung von 1.5%.

Der Hauptteil der Verteilung unterhalb des π^0-Peaks stammt jedoch aus dem Zerfall des η-Mesons entsprechend $\eta \longrightarrow 3\,\pi^0$. Im Bereich von $0.25 < m_{inv} < 0.45\,\mathrm{GeV}$ wird sie durch den Beitrag des K^0_{short} bestimmt, der eine dem η-Peak vergleichbare Höhe aufweist. Die Anteile der Baryonenzerfälle sind relativ gering und auf den unteren Bereich der invarianten Masse beschränkt. Es zeigt sich, daß der korrelierte Anteil der m_{inv}-Verteilungen im Bereich der π^0-Masse etwa 1% beträgt. Dies kann die Abweichungen des Event-Mixing-Untergrundes von der realen Verteilung zum Teil erklären.

Die Teilchen, aus denen sich ein simuliertes Ereignis zusammensetzt, können in der gleichen Weise analysiert werden wie ein reales Ereignis. Durch entsprechende Paarkombinationen aller Zerfallsteilchen lassen sich z. B. realistische m_{inv}-Verteilungen erstellen. Insbesondere läßt sich auch mit Hilfe der Event-Mixing-Methode ein unkorrelierter Untergrund erzeugen. Dies erlaubt es, das oben beschriebene Verfahren der π^0-Rekonstruktion auf die simulierten Ereignisse ebenso wie auf reale Daten anzuwenden. Da das ursprüngliche π^0-Signal bekannt ist, ergibt sich damit die Möglichkeit, die Zuverlässigkeit der π^0-Rekonstruktionsmethode zu überprüfen. Abbildung 4.7 zeigt einen Vergleich des rekon-

struierten Spektrums mit der Eingabeverteilung. Es zeigt sich, daß die Rekonstruktionsmethode in der Lage ist, das π^0-Signal mit einer Genauigkeit von $\pm 1.5\%$ zu reproduzieren. Die Abweichungen zeigen dabei keinerlei systematischen Trend, sondern sind vielmehr in beide Richtungen gleich stark.

4.1.4 Korrelationseffekte

Neben den oben bereits erwähnten leichten Abweichungen des mittels Event-Mixing erzeugten Untergrundes von den gemessenen m_{inv}-Verteilungen läßt sich noch ein weiterer Unterschied feststellen. Er wird deutlich, wenn man die Zweiteilchen-Korrelationsfunktion C_2, die sich als das Verhältnis beider Verteilungen ergibt, betrachtet:

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{\langle N^2 \rangle}{\langle N(N-1) \rangle} \frac{d^6N/(dp_1^3\, dp_2^3)}{d^3N/dp_1^3\; d^3N/dp_2^3} \tag{4.5}$$

Es zeigt sich ein deutlicher Anstieg in C_2 für $m_{inv} \to 0$. Eine derartige Korrelation für Photonen ist bereits für S+Au Reaktionen vom WA80-Experiment beobachtet worden; jedoch konnte ihre Ursache nicht eindeutig geklärt werden [Ste94]. Als eine mögliche Erklärung für diesen Anstieg wurden Bose-Einstein-Korrelationen diskutiert, die einen vergleichbaren Effekt verursachen (s. Abschnitt 1.2.3). Damit eine derartige Interpretation möglich ist, muß zuvor jedoch ausgeschlossen werden, daß andere nicht-physikalische Einflüsse ähnliche Auswirkungen haben können. Diese Frage konnte in bisherigen Untersuchungen nicht zweifelsfrei entschieden werden. Der im Vergleich zum WA80-Experiment größere Abstand des Photonenspektrometers LEDA zum Target und die damit verbundene bessere Winkelauflösung ermöglicht es, genauere Analysen anzustellen. An dieser Stelle sollen deshalb einige Beobachtungen über diese Korrelationen, wie sie im LEDA-Spektrometer gemessen werden konnten, aufgelistet werden, ohne dabei den Anspruch zu erheben, eine vollständige Untersuchung dieses Effekts durchzuführen. Insbesondere soll der Schwerpunkt auf die Frage gelegt werden, inwieweit der Anstieg in der Korrelationsfunktion die Rekonstruktion des π^0-Signals beeinflussen kann.

Abbildung 4.8 zeigt Beispiele für Zwei-Photon-Korrelationsfunktionen. Der Anstieg zu kleinen invarianten Massen ist deutlich sichtbar. An diese Korrelationen wurden Gaußfunktionen entsprechend Gleichung 1.2 angepaßt, um mit den Parametern r_{inv} und λ einen quantitativen Vergleichsmaßstab zu erhalten. Durch Multiplikation von r_{inv} mit $\hbar c$ ergibt sich ein Radiusparameter R, wie er auch in [Ste94] für die Reaktion S+Au bei 200 AGeV bestimmt wurde[3]. Der dort gemessene Wert von R liegt zwischen 23fm und 8fm, wobei er mit zunehmenden Transversalimpulsen des Photonenpaares abnimmt. Als Resultat

[3]Diese Werte sollen hier nicht im Sinne eines physikalischen Quellenradius, bzw. einer Chaotizität, verwendet werden; sie dienen an dieser Stelle nur dazu Vergleichsgrößen zu erhalten.

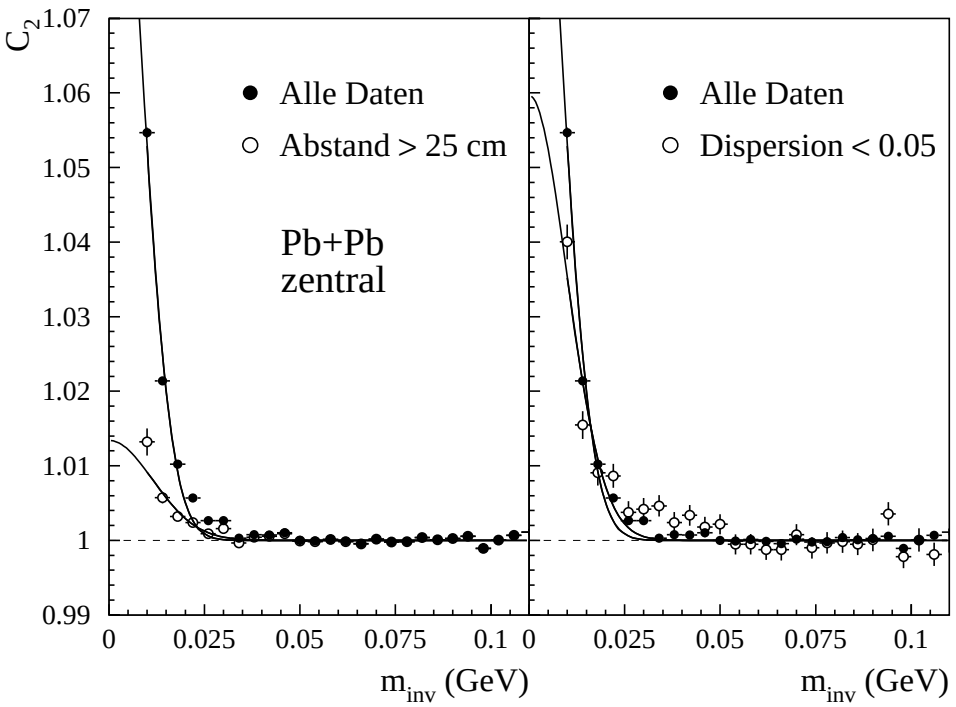

Abbildung 4.8: Die Zwei-Photon-Korrelationsfunktion C_2 für zentrale Pb+Pb Reaktionen bei 158 AGeV als Funktion der invarianten Masse. Die bei Verwendung aller Teilchen gewonnene Verteilung ist durch die schwarzen Punkte wiedergegeben. Links ist zusätzlich die Korrelationsfunktion eingezeichnet, die sich bei Anwendung einer unteren Abstandsschwelle ergibt; rechts wurde dagegen eine Dispersionsschwelle verwendet (Kreise). Die durchgezogenen Linien repräsentieren die angepaßten Gaußverteilungen.

des Fits an die Korrelationsfunktionen der Reaktion Pb+Pb bei 158 AGeV ergibt sich im Bereich $p_T < 1.0\,\mathrm{GeV}/c$ ein Wert von 24.6 ± 0.3 fm; für $p_T \geq 1.0\,\mathrm{GeV}/c$ beträgt er 9.0 ± 0.6 fm. Es ergeben sich also vergleichbare Werte mit derselben Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Aus Abbildung 4.8 wird jedoch ersichtlich, daß die Stärke der Korrelation auch von weiteren Faktoren abhängt. Einen besonders drastischen Einfluß hat die Forderung, daß die Photonen einen Mindestabstand voneinander einhalten müssen. Weiterhin bewirkt die Anwendung der Dispersionsschwelle eine signifikante Änderung der Korrelationsstärke.

Zusammengestellt ist dieses Verhalten in Abbildung 4.9. Es zeigt sich, daß sowohl λ, als auch R mit größer werdendem Mindestabstand der Paare abnimmt. Oberhalb eines Wertes von 30cm ist dann wieder ein Anstieg beider Werte zu beobachten. Allerdings ist dann die verbleibende statistische Genauigkeit der Korrelationsfunktion im unteren

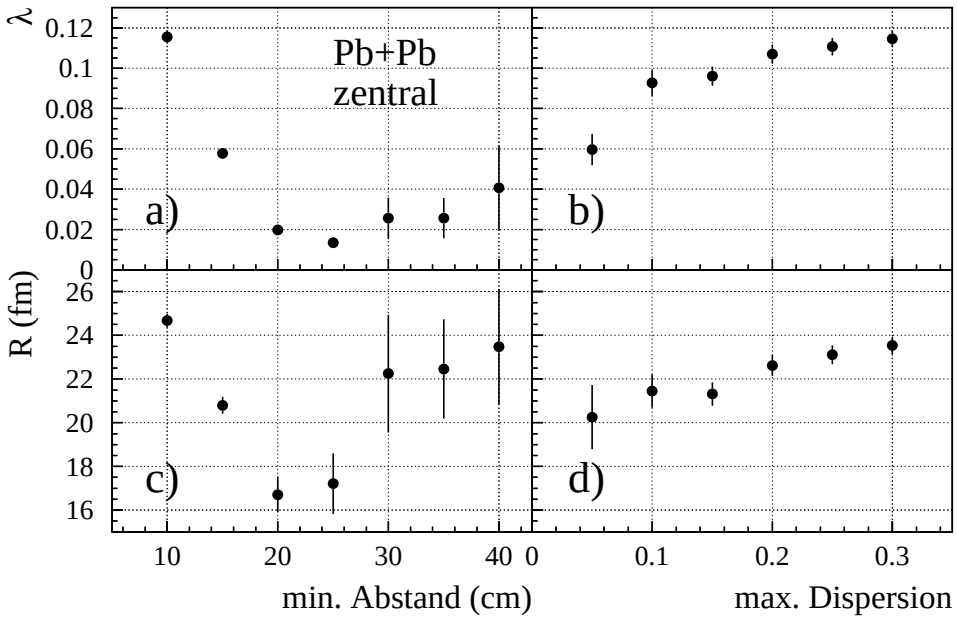

Abbildung 4.9: Die Variation der Korrelationsparameter R und λ. Der linke Teil (a + c) gibt die Parameter in Abhängigkeit vom Mindestabstand des Teilchenpaares an; rechts (b + d) sind sie als Funktion der verwendeten Dispersionsschwelle dargestellt.

Bereich von m_{inv} so gering, daß ein aussagekräftiger Fit fast unmöglich wird. Variiert man die Dispersionsschwelle, so ergibt sich eine Zunahme beider Parameter mit steigender maximal erlaubter Dispersion.

Diese Abhängigkeiten zeigen, daß die beobachtbare Korrelation deutlich von Detektoreffekten geprägt ist. Insbesondere der Einfluß des Mindestabstands ist jedoch dabei nicht weiter verwunderlich, denn die Schauer, über die die Teilchen nachgewiesen werden, haben eine räumliche Ausdehnung, die relativ große laterale Ausläufer aufweisen kann. Überlagern sich die Ausläufer benachbarter Schauer kann dies eine Verschiebung der Schauerschwerpunkte zueinander hin bewirken, was eine Korrelation wie die beobachtete verursachen würde. Bei sehr geringen Paarabständen spielt zusätzlich eine Rolle, daß der Mechanismus zur Entfaltung überlagernder Schauer eine Veränderung der Schauerschwerpunkte bewirkt [Ber92].

Aus der räumlichen Korrelation – dargestellt im linken Teil von Abbildung 4.10 – läßt sich ablesen bis zu welchem kartesischen Abstand überhaupt Korrelationseffekte sichtbar

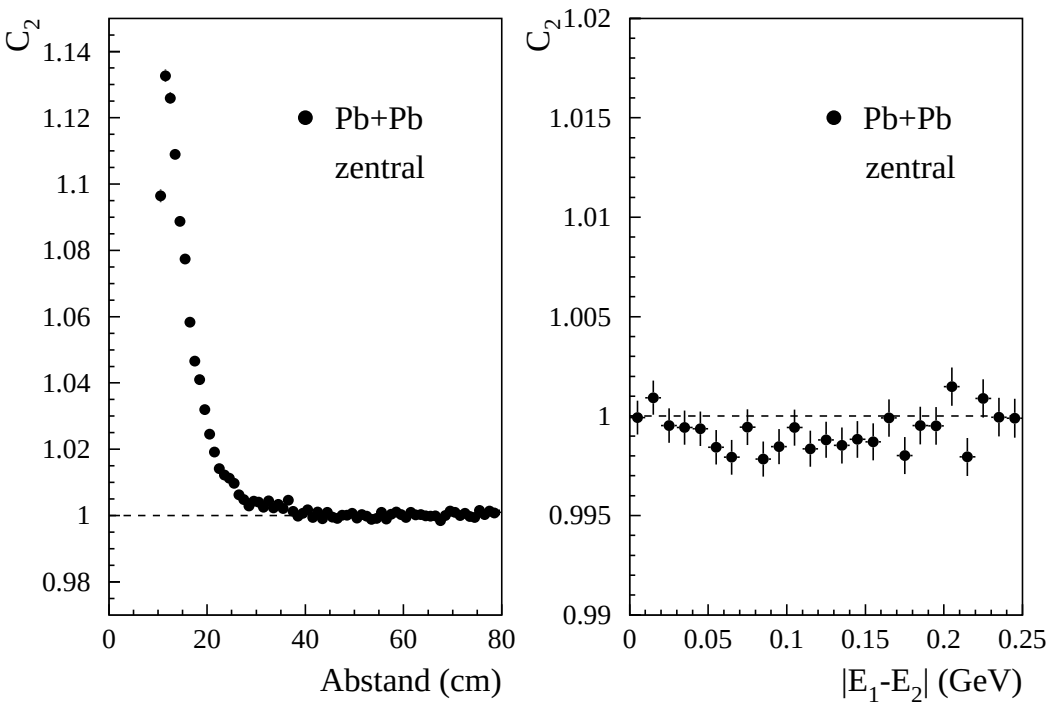

Abbildung 4.10: Zwei-Photon-Korrelationen in Abhängigkeit vom kartesischen Abstand der Paare auf der Detektoroberfläche (links) und von ihrer Energiedifferenz $|E_1 - E_2|$ (rechts) für zentral Pb+Pb Reaktionen.

sind. Es zeigt sich, daß erst bei etwa 40cm kein Effekt mehr erkennbar ist[4]. Diese große Reichweite der Korrelation zeigt, daß sie auch bei Schauern mit deutlicher räumlicher Trennung – also bei zwei separaten Schauern mit je einem Maximum – vorliegen kann und daß sie kein Artefakt der Schauerentfaltungsprozedur ist.

Die Dispersionsschwelle kann verschiedene Einflüsse auf die Korrelationsfunktion haben. Zum einen bedeutet eine geringere Dispersion, daß die Schauer eine geringere laterale Ausdehnung besitzen und durch weniger Fluktuationen gekennzeichnet sind. Mit der Form der Schauer ändert sich auch der Einfluß gegenseitiger Überlagerungseffekte. Diese sollten jedoch bei geringerer Dispersion kleiner werden, da die Schauer weniger durch große Ausläufer charakterisiert sind. Zum anderen bedeutet eine weiter gewählte Schwelle aber auch einen vergrößerten Anteil an fälschlich als Photonen identifizierter Hadronen. Falls tatsächlich ein physikalischer Ursprung des Effekts vorliegen sollte, würde dies bedeu-

[4]Eine Abhängigkeit der Korrelationsstärke vom Abstand der Photonenpaare wurde auch in [Ste94] beobachtet. Dort wurde angenommen, daß die räumliche Korrelation oberhalb eines Abstands von 4.5 Moduleinheiten – entsprechend 20.25cm – zu vernachlässigen sei.

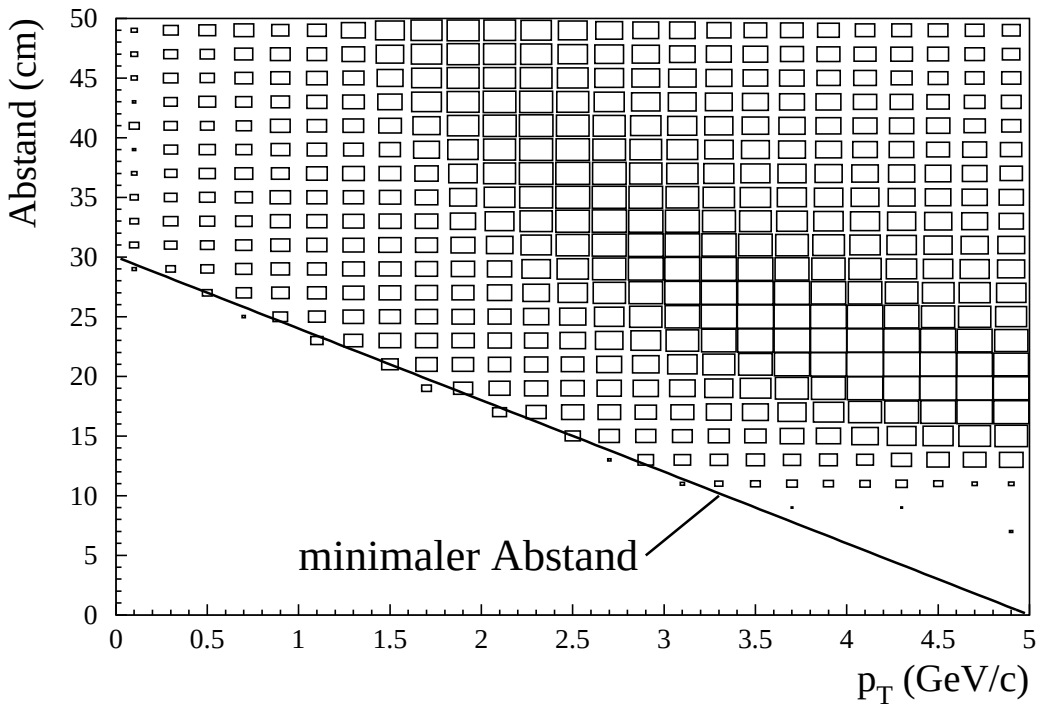

Abbildung 4.11: Der Abstand der π^0-Zerfallsphotonen auf der Detektoroberfläche als Funktion des π^0-Transversalimpulses. Die Verteilung wurde mit Hilfe von simulierten π^0 erzeugt (s. Abschnitt 4.2.2). Ihre Höhe ist logarithmisch dargestellt. Die untere Abstandsschwelle, die in der Analyse verwendet wurde, ist als durchgezogene Linie eingezeichnet.

ten, daß der unkorrelierte Beitrag der Hadronen zur Korrelationsfunktion mit steigender Dispersionsschwelle zunehmen sollte. Dies entspräche jedoch einer Abnahme des Parameter λ, der prinzipiell als korrelierter Anteil der Teilchenquelle verstanden werden kann. Tatsächlich läßt sich ein gegenteiliges Verhalten beobachten (Abb. 4.9.b). Grundsätzlich muß allerdings gesagt werden, daß eine derartige Interpretation der Fitparameter R und λ nie eindeutig sein kann und deshalb mit Vorsicht betrachtet werden muß. Es ist jedoch festzustellen, daß Detektoreffekte auch bei dem relativ großen Abstand zum Target, wie er im WA98-Experiment vorliegt, eine dominierende Rolle spielen und eine physikalische Erklärung des Korrelationseffekts problematisch ist. Dies zeigt sich auch an der Tatsache, daß nur eine räumliche Korrelation der Teilchenpaare vorliegt (Abb. 4.10, linker Teil), während in der Energiedifferenz $|E_1 - E_2|$ kein Anstieg zu kleinen Werten zu beobachten ist (Abb 4.10, rechter Teil). Bei einer physikalischen Korrelation der Teilchen im Phasenraum sollte sich aber auch in anderen Variablen als dem räumlichen Abstand ein Effekt beobachten lassen.

Die Korrelation in den Zweiteilchen-Verteilungen hat Auswirkungen auf die Bestimmung des π^0-Signals. Zum einen ist nicht auszuschließen, daß die Korrelation bis in das Massenfenster des π^0 reicht und damit den Inhalt des Peaks leicht verfälschen kann. Zum anderen erschwert der Anstieg zu kleinen m_{inv} die Anpassung des Event-Mixing Untergrundes an die reale Verteilung, da der nutzbare Bereich zwischen diesem Anstieg und dem π^0-Peak relativ schmal ist. Aus diesen Gründen empfiehlt es sich die Korrelation hinsichtlich der π^0-Analyse möglichst zu unterdrücken. Dies kann, wie oben beschrieben, durch die Forderung eines Mindestabstandes der Teilchenpaare erreicht werden. Eine feste Schwelle in der notwendigen Höhe würde allerdings zu starke Verluste an π^0 bei hohen Transversalimpulsen bewirken, da dann der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen sehr klein wird. In Abbildung 4.11 ist diese Abhängigkeit dargestellt. Da die Korrelation jedoch hauptsächlich bei niedrigen p_T die π^0-Rekonstruktion erschwert, ist eine p_T-abhängige Schwelle, wie in Bild 4.11 eingezeichnet, ausreichend. Weiterhin kann der eigentlich notwendige Wert von 40cm Verluste bei niedrigen p_T verursachen. Deshalb hat die verwendete Schwelle d_{min} die Form (p_T in GeV/c):

$$d_{min} = 30\,\mathrm{cm}\,(1.0 - 0.2\,p_T) \tag{4.6}$$

4.2 Korrektur der Spektren

Um von den π^0-Verteilungen, wie sie mit der in Abschnitt 4.1 beschriebenen Methode bestimmt wurden, zu physikalischen Spektren zu gelangen, sind noch eine Reihe von zusätzlichen Korrekturen erforderlich. Neben der Akzeptanz- und der Effizienzkorrektur muß der Untergrund, der durch Wechselwirkungen an sekundären Targets hervorgerufen wird, und der Einfluß der Konversion der Zerfallsphotonen berücksichtigt werden.

4.2.1 Akzeptanz

Die Akzeptanz des Detektors gibt an wie groß der Anteil der Teilchen, die auf die Detektoroberfläche treffen, an der Gesamtzahl der Teilchen ist, die in ein jeweiliges Phasenraumintervall emittiert werden. Im Falle der Photonen ergibt sich diese Zahl einfach als das Verhältnis der vom Detektor abgedeckten Fläche zur Gesamtfläche des η-Ringes. Sie ist vom Transversalimpuls der Photonen unabhängig und beträgt $\sim 20\%$. Da jedoch für den Nachweis eines neutralen Pions zwei Photonen gemessen werden müssen, hat die Akzeptanz hier eine kompliziertere Form. Die Wahrscheinlichkeit, daß beide Zerfallsphotonen den Detektor treffen, ist vom ihrem Öffnungswinkel und damit vom Transversalimpuls des π^0 abhängig. Die genaue Form der Akzeptanzkurve kann mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation ermittelt werden. Dazu wurde in dieser Analyse ein Programm verwendet, das

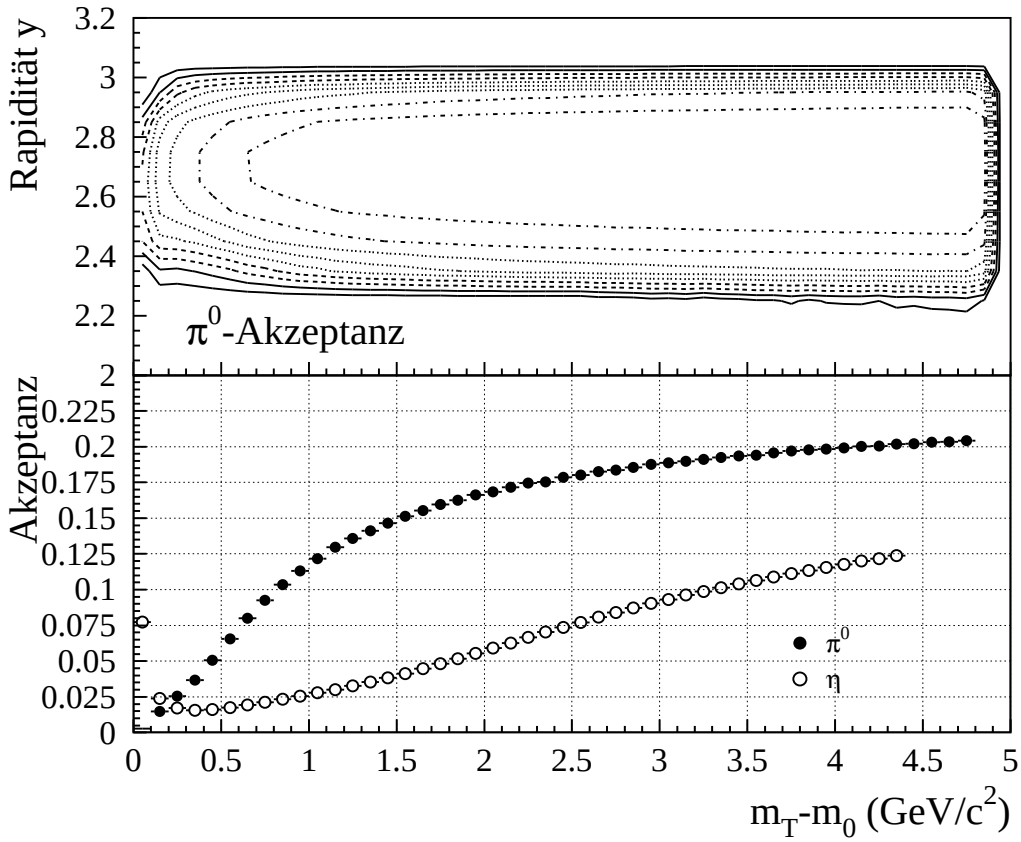

Abbildung 4.12: Die Akzeptanz des LEDA-Detektors für π^0- und η-Mesonen. Im oberen Teil ist die π^0-Akzeptanz als Funktion der Rapidität y und der transversalen Masse $m_T - m_0$ dargestellt. Der untere Teil zeigt eine Projektion auf die m_T-Achse. Außerdem enthält dieser Teil zum Vergleich die Akzeptanz für das η-Meson.

bereits in [Höl93] benutzt wurde. Mit diesem Programm läßt sich der 2γ-Zerfall neutraler Mesonen simulieren und feststellen, ob die Zerfallsphotonen den Detektor getroffen haben. Die Form des Detektors ist dabei auf die Größe eines einzelnen Moduls genau bestimmt. Auf diese Weise können mit beliebiger Genauigkeit die Verteilungen der akzeptierten Teilchen erzeugt werden. Nach Normierung auf die Verteilung der generierten Mesonen ergibt sich daraus die Akzeptanz.

In Abbildung 4.12 ist die Akzeptanz für das π^0-Meson dargestellt. Die Mesonen wurden für diese Berechnung im Rapiditätsintervall $2.0 \leq y \leq 3.2$ mit einem Transversalimpuls im Bereich $0.0 \leq p_T \leq 5.0\,\mathrm{GeV}/c$ erzeugt. Da sich der Öffnungswinkel mit abnehmendem Transversalimpuls vergrößert, nimmt die Wahrscheinlichkeit beide Photonen nachzuwei-

sen mit $m_T \to 0$ entsprechend ab. Die Akzeptanz für das η-Meson zeigt einen ähnlichen Verlauf, ist jedoch deutlich geringer. Es tritt jedoch hier der Fall ein, daß für kleine Transversalimpulse der Öffnungswinkel so groß wird, daß die beiden Photonen in unterschiedlichen Detektorhälften nachgewiesen werden können. Während solche Zweidetektor-Kombinationen keinen Beitrag zur Messung des π^0 liefern, ergeben sie für das η einen Anstieg der Akzeptanz zu kleinen Transversalimpulsen.

4.2.2 Rekonstruktionseffizienz

Definition der Effizienz

Neben der rein geometrischen Akzeptanz gibt es eine Reihe von Detektoreffekten, die die Form der gemessenen Verteilungen beeinflussen. Die Nachweiseffizienz des Detektors muß also genau bekannt sein, um mit hinreichender Genauigkeit Aussagen über die Spektren machen zu können. Der Begriff der Effizienz ist nicht eindeutig definiert; je nach Zusammenhang können die verschiedensten Einflüsse beinhaltet sein. Im folgenden sollen daher alle Effekte, die in dieser Analyse in der Effizienz berücksichtigt sind, aufgelistet werden:

1. Die untere Energieschwelle von 0.75 GeV, die auf alle Daten angewendet wurde.

2. Die Dispersionsschwelle, sofern sie zur Erstellung des jeweiligen Spektrums benutzt wurde.

3. Der p_T-abhängige Mindestabstand der Trefferpaare.

4. Der minimale Abstand zum Rand des Detektors. Da von solchen Schauern, die sich zu nahe am Rand des Detektors befinden, nur ein Teil der tatsächlichen Energie wahrgenommen wird, wurde für alle Cluster ein minimaler Abstand zum Detektorrand von einer Modulbreite gefordert.

5. Der Einfluß „toter“ Module. Neben den auffälligen Modulen, die in der Analyse ausgeschaltet wurden (s. Abschnitt 3.3.2), gibt es auch einige, die aufgrund technischer Probleme (Ausleseprobleme, Ausfall der Hochspannung, u. a.), eventuell nur kurzzeitig, ausfielen. Hier wurde ebenso wie zum Rand des Detektors ein minimaler Abstand aller Schauerschwerpunkte zu diesen Modulen von einer Modulbreite verlangt.

6. Überlagerungseffekte: Darunter sind alle Effekte zu verstehen, die durch die gegenseitige Beeinflussung der Schauer verursacht werden. Ein Cluster kann zum Beispiel durch einen größeren „verschluckt“ werden; das eine Teilchen wird dadurch gar

nicht und das andere mit zu hoher Energie nachgewiesen. Das Überlappen zweier Schauer führt neben Verschiebungen des Ortes und der Energie der Schauer auch zu Veränderungen ihrer Form, was für die Dispersionsanalyse von Bedeutung ist. Generell sind diese Effekte von der Multiplizität abhängig, so daß die Effizienz bei verschiedenen Zentralitäten unterschiedlich ist.

Während die ersten fünf Punkte prinzipiell auch in der Akzeptanzrechnung berücksichtigt werden können, erfordert die Bestimmung der multiplizitätsabhängigen Effekte eine andere Vorgehensweise. Die grundlegende Idee besteht darin, ein bekanntes Signal auf ein gemessenes Ereignis zu überlagern, das heißt auf der Ebene der Rohdaten die ADC-Werte zu addieren. Anschließend wird dieses Testteilchen in normaler Weise analysiert und die Veränderungen seiner Eigenschaften bestimmt. Als Testteilchen können zum einen isolierte Treffer aus peripheren Ereignissen verwendet werden, zum anderen können sie in einer Simulation erzeugt werden. Das erste Verfahren hat den Vorteil, daß hier Schauer zur Verfügung stehen, die in ihren Eigenschaften mit denen der zu untersuchenden Ereignisse identisch sind. Nachteilig ist jedoch, daß es nicht möglich ist bei hohen Transversalimpulsen eine statistisch signifikante Berechnung der Effizienz durchzuführen, da die Verteilung der Testteilchen im wesentlichen nur solche mit niedrigem p_T enthält. Außerdem können die Überlagerungseffekte schon in peripheren Ereignissen einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf die Schauer haben. Diese Schwierigkeiten werden umgangen, wenn statt dessen simulierte Schauer zur Überlagerung verwendet werden. Mit ihnen läßt sich der gesamte Phasenraum mit beliebiger statistischer Genauigkeit abtasten.

GEANT-Simulation

Die Testschauer wurden mit Hilfe des GEANT-Programmpakets [Gea94] berechnet. Die Simulation wurde parallel zur DST-Produktion durchgeführt, so daß die simulierten Daten direkt – ohne aufwendige Zwischenspeicherung – eingelesen und überlagert werden konnten. Als Testteilchen wurden dazu gleichverteilt π^0-Mesonen im Bereich $0.0 \leq p_T \leq 5.0\,\mathrm{GeV}/c$ und $2.0 \leq y \leq 3.2$ erzeugt. Jedem Ereignis wurde dabei ein Testteilchen zugeordnet. Da die DST-Produktion etwa mit der doppelten Geschwindigkeit der Simulation ablief, wurden die meisten simulierten Schauer zweimal auf jeweils unterschiedliche Ereignisse überlagert. Dabei gibt es drei verschiedene Typen von überlagerten Ereignissen: Die beiden GEANT-Schauer, die aus den Zerfallsphotonen des π^0 resultieren, wurden zuerst in die leere Detektormatrix gefüllt und analysiert, wobei die beiden Schauer sowohl einzeln als auch beide zusammen eingefüllt wurden. Anschließend wurden beide Schauer zusammen auf das reale Ereignis überlagert und eine normale Analyse dieses konstruierten Ereignisses durchgeführt. Bei der Addition der simulierten ADC-Werte wurde

zusätzlich ein künstliches Pedestal-Rauschen eingeführt, indem die Werte entsprechend einer gaußförmigen Zufallsverteilung verschmiert wurden. Die Breite der Verteilung wurde so gewählt, daß sie effektiv den gemessenen Pedestalbreiten entsprach (s. Abschnitt 3.2.1).

Das verwendete GEANT-Programm GWA98 enthielt in vereinfachter Form den vollständigen Aufbau des WA98-Experimentes [Fel96]. Um das Signal, das ein elektromagnetischer Schauer in einem einzelnen LEDA-Modul hervorruft, zu berechnen, wurde eine Parametrisierung verwendet, die die Produktion und das Verhalten der Čerenkovphotonen im Bleiglas beschreibt [Büs97]. Zur Verringerung der benötigten Rechenzeit wurden diese Berechnungen allerdings nur für solche π^0 durchgeführt, deren Zerfallsphotonen beide in einen Ausschnitt des gesamten Raumwinkels trafen. Dieser Ausschnitt war dabei etwas größer gewählt als die Akzeptanzfläche des Detektors. War dies nicht der Fall, so wurden mit demselben π^0 weitere Versuche unternommen, wobei jeweils neue Zerfallsteilchen erzeugt wurden. Die Zahl der Versuche war jedoch auf 10 beschränkt.

Die Abbildung 4.13 zeigt einen Vergleich des simulierten π^0-Peaks, wie er nach der Überlagerung auf ein reales Ereignis rekonstruiert worden ist, mit dem realen π^0-Peak der gleichen Ereignisklasse. Um die dargestellte Übereinstimmung zu erzielen, waren jedoch einige Korrekturen notwendig: Es stellte sich heraus, daß ohne Einfluß der Überlagerung die Position des simulierten Peaks nicht der Ruhemasse des neutralen Pions entsprach; dementsprechend wurde die absolute Energieeichung sowohl für die realen als auch für die simulierten Daten um 1.3% erhöht. Weiterhin wurden die Energien der realen Daten noch mit einem zusätzlichen Faktor skaliert, der für die einzelnen Strahlzeiten und Detektorhälften unterschiedlich gewählt war:

	Strahlzeit 95	Strahlzeit 96
unterer Detektor	1.035	1.035
oberer Detektor	1.035	1.044

Der Vergleich der Positionen der simulierten und der realen π^0-Peaks erlaubt es die absolute Energieeichung auf maximal 1% genau festzulegen. Zusätzlich mußte eine Verschmierung der Energien der simulierten Cluster durchgeführt werden, damit die Breite des GEANT-π^0-Peaks mit der des realen Peaks vergleichbar wurde. Die Breite der gaußförmigen Verschmierung ist dabei folgendermaßen festgelegt (E in GeV):

$$\sigma_E = 4.8\% + \frac{4.8\%}{\sqrt{E}}$$

Nach diesen Korrekturen ist eine weitgehende Übereinstimmung zwischen Simulation und Daten festzustellen. An Abbildung 4.13 wird deutlich, daß der π^0-Peak mit zunehmender

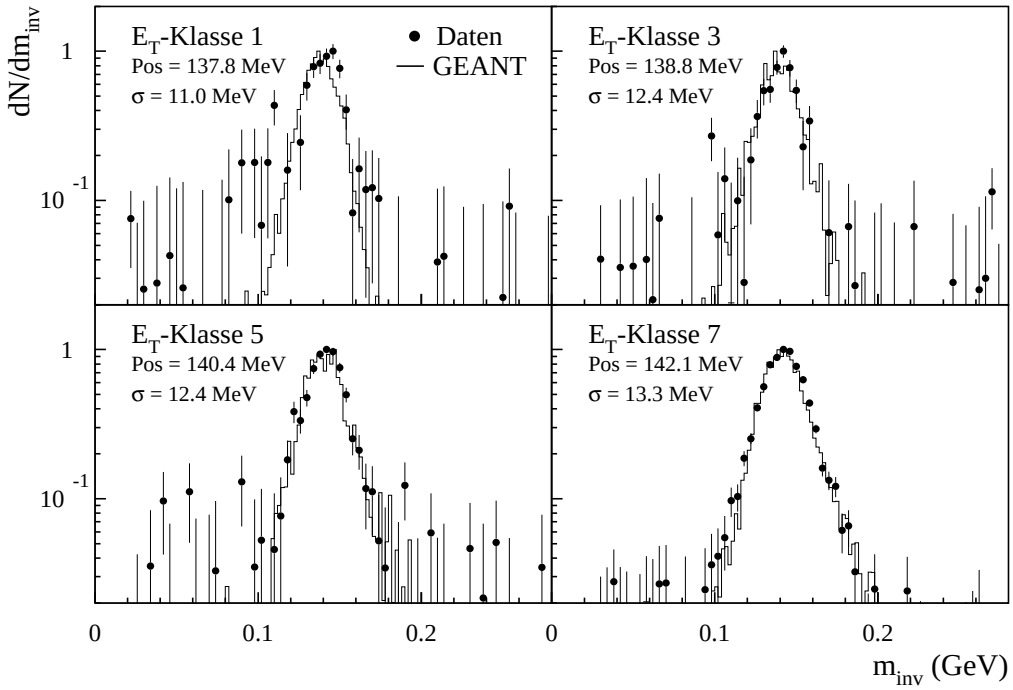

Abbildung 4.13: Vergleich der π^0-Peaks, die aus den GEANT-Daten rekonstruiert wurden, mit den realen Peaks. Dargestellt sind vier Beispiele aus verschiedenen E_T-Klassen (zur Definition s. Tabelle 4.2). Die Verteilungen wurden unter Verwendung der Dispersionsschwelle erzeugt und sind auf ihr jeweiliges Maximum normiert. Es sind zusätzlich die Positionen und Breiten der simulierten Peaks angegeben (Gaußfit).

Zentralität breiter wird und sich in seiner Position verschiebt. Dies spiegelt die Auswirkungen der – bei größeren Multiplizitäten ausgeprägteren – Überlagerungseffekte wider: Ein Cluster, der teilweise mit einem anderen überlappt, wird dadurch in seiner Gesamtenergie erhöht und die Auflösung verschlechtert sich. Die E_T-abhängigen Positionen und Breiten der simulierten π^0-Peaks wurden bei der Rekonstruktion der gemessenen π^0 und der Bestimmung der π^0-Effizienz verwendet, um das π^0-Massenfenster festzulegen.

Methoden zur Bestimmung der Effizienz

Die Effizienzkorrektur einer Verteilung ergibt sich prinzipiell aus dem Verhältnis der ursprünglichen Verteilung der Testteilchen zu ihrer rekonstruierten Verteilung nach der Überlagerungsprozedur. Dieses Verhältnis ist jedoch von der Form der Eingabeverteilung abhängig. Die Eingabeverteilung der Testteilchen muß demnach mit dem tatsächlichen

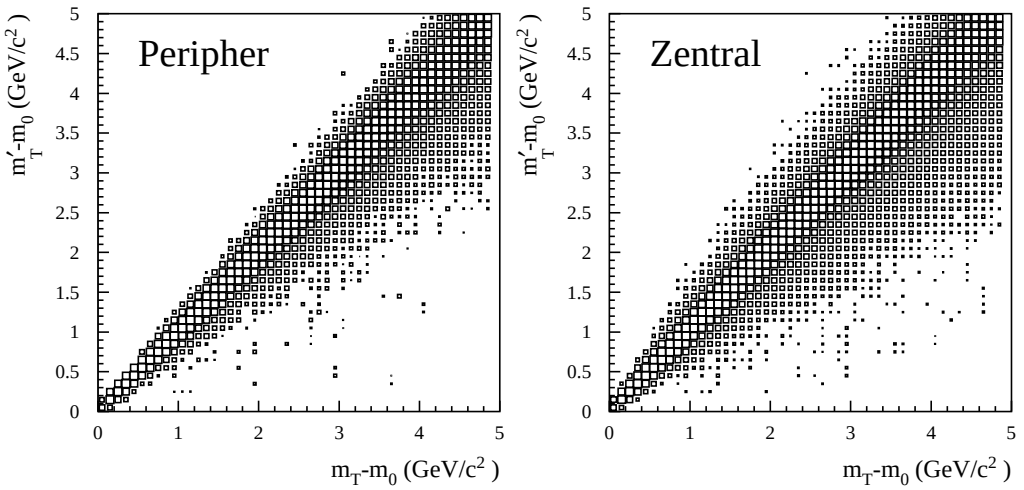

Abbildung 4.14: Beispiele für Effizienzmatrizen. Links ist die Matrix für periphere Pb+Pb Ereignisse abgebildet; rechts für zentrale. In x-Richtung sind die Eingabewerte und in y-Richtung die Werte, die den Einfluß der Überlagerung und der Schwellen (einschließlich Dispersionsschwelle) enthalten, eingefüllt. Die Matrixelemente sind logarithmisch dargestellt.

physikalischen Spektrum möglichst genau übereinstimmen, damit die Korrekturfunktion für ein bestimmtes gemessenes Spektrum bestimmt werden kann. Die physikalische Verteilung ist naturgemäß zunächst unbekannt, da sie sich erst aus der Anwendung der Effizienzkorrektur auf das gemessene Spektrum ergibt. Dieses Problem läßt sich dadurch lösen, daß ein iteratives Verfahren benutzt wird, in dem für die Verteilung der Testteilchen im ersten Schritt ein plausibler Ansatz gewählt wird. Die rekonstruierte Verteilung der Testteilchen, die sich nach der Analyse des gesamten Datensatzes ergibt, wird im nächsten Schritt mit der gemessenen verglichen. Daraus wird eine Korrekturverteilung bestimmt, die wiederum auf das Eingabespektrum angewendet wird, um die Eingabe für die nächste Iteration zu erzeugen. Der Nachteil dieser Methode ist, daß jedesmal ein vollständiger Durchgang durch alle Daten erforderlich ist, weil die Effizienz alle Schwankungen im Detektorverhalten und der Meßbedingungen beinhalten soll, die auch das gemessene Spektrum beeinflussen.

Der zeitraubende Aufwand dieser Methode – im folgenden als eindimensionale Methode bezeichnet – läßt sich umgehen, indem stattdessen eine Abbildung konstruiert wird, die es erlaubt, nachträglich den Einfluß der Rekonstruktionseffizienz auf jedes beliebige Eingabespektrum zu studieren. Eine solche Abbildung hängt sowohl von der Rapidität und der transversalen Masse als auch von der Zentralität der Reaktionen ab. Wenn die m_T-Spektren über das gesamte akzeptierte Rapiditätsintervall integriert werden, verbleibt für jede E_T-Klasse eine zweidimensionale Matrix, die ein Eingabespektrum in ein Spektrum transformiert wie es im Detektor gemessen würde. Konstruiert wird diese Matrix, indem in eine zweidimensionale Verteilung der rekonstruierte Wert für p'_T, bzw. m'_T, als Funktion des ursprünglichen Wertes (p_T, m_T) eingetragen wird. Bei der Rekonstruktion der simulierten π^0 ist darauf zu achten, daß sie dieselben Kriterien erfüllen, die auch für die realen π^0 gelten. Die simulierten Schauer der beiden Zerfallsphotonen müssen also alle Bedingungen erfüllen, die in der oben aufgeführten Liste enthalten sind. Außerdem muß aber auch die invariante Masse des daraus rekonstruierten π^0 in das gleiche Massenfenster fallen wie es für die physikalischen π^0 verwendet wird. In Abbildung 4.14 sind zwei Beispiele für derartige Effizienzmatrizen dargestellt. Die Matrixelemente sind um die Diagonale verteilt, wobei sich deutliche Unterschiede zwischen peripheren und zentralen Ereignissen erkennen lassen. Die Elemente rechts der Diagonalen beschreiben im wesentlichen den Einfluß der Schwellen. Diese bewirken, daß π^0 mit einer niedrigeren transversalen Masse gemessen werden können als sie eigentlich besitzen. Links der Diagonalen ergeben sich aber für zentrale Ereignisse zusätzlich deutlich mehr Matrixelemente. Sie reflektieren den stärkeren Einfluß der Überlagerungseffekte, der eine Verschiebung der ursprünglichen transversalen Masse zu höheren Werten verursacht.

Damit die Effizienzmatrix alle Faktoren, welche den analysierten Datensatz und die daraus gewonnenen Spektren beeinflussen, in realistischer Weise widerspiegelt, muß sie beim Füllen mit verschiedenen Gewichten versehen werden:

$$w_{Eff} = w_{m_T}(E_T)\, w_y\, w_N\, w_{Trig}\, w_{Sim} \tag{4.7}$$

Die Gewichtung w_{Eff} bewirkt, daß sich ein reales Ereignis bei der Überlagerung mit dem gleichen Gewicht in der Effizienz auswirkt wie in den physikalischen Spektren. Die einzelnen Faktoren haben dabei folgende Bedeutung:

w_{m_T}: Die ursprünglich im Transversalimpuls homogene Verteilung der simulierten π^0 erhält hierdurch eine physikalische Form. Für die eingangs beschriebene eindimensionale Methode der Effizienzberechnung ist die Richtigkeit dieser Gewichtung die entscheidende Voraussetzung. Bei der Anwendung der Matrixmethode ist sie nicht grundsätzlich erforderlich, da der Vorteil dieser Methode gerade darin besteht, daß hier keine Kenntnis der tatsächlichen physikalischen Verteilung nötig ist. Da die

Matrixelemente aber nur eine begrenzte Auflösung in m_T haben, ist auch hier eine solche Gewichtung sinnvoll. Aufgrund der annähernd exponentiellen Form der π^0-Spektren, ergäben sich sonst bei einer gleichverteilten Gewichtung leicht verfälschte Werte für die einzelnen Matrixelemente. Dies kann Abweichungen von 1-2% ergeben. Zur Parametrisierung von $w_{m_T}(E_T)$ wurde Gleichung B.3 verwendet. Für jede E_T-Klasse wurde dabei eine unterschiedliche Parametrisierung gewählt.

w_y: Ebenso wurde eine rapiditätsabhängige Gewichtung verwendet, um die Verteilungen möglichst genau der physikalischen Form anzunähern. Hier wurde ebenso wie in den in Abschnitt 4.1.3 beschriebenen Simulationen eine Gaußverteilung verwendet (Position $y = 2.9$ und Breite $\sigma = 1.4$ nach [Afa96b]).

w_N: Dieser Faktor berücksichtigt die Multiplizität N des jeweiligen Ereignisses. Dadurch wird die Tatsache ausgeglichen, daß auf jedes Ereignis nur ein Testteilchen überlagert wird, Ereignisse unterschiedlicher Multiplizität jedoch verschieden stark zum gemessenen Spektrum beitragen.

w_{Trig}: Ebenso müssen die Scaledown-Faktoren in die Gewichtung mit einbezogen werden, da sie auch zur Berechnung der invarianten Wirkungsquerschnitte benutzt werden (s. Abschnitt 4.4.2).

w_{Sim}: Wie oben beschrieben, wurden bei der GEANT Simulation nur solche π^0 weiterverfolgt, deren Zerfallsphotonen beide in einem vorgegebenen Raumwinkelbereich lagen. Die hierdurch bewirkte Verfälschung der Akzeptanz der simulierten Teilchen kann ausgeglichen werden, indem $w_{Sim} = 1/N_{Sim}$ gewählt wird. Hier ist N_{Sim} die Zahl der Zerfallsversuche, die mit einem einzelnen π^0 unternommen wurden.

Um aus den Effizienzmatrizen die eigentliche Korrekturfunktion zu bestimmen, wurde ein Fitverfahren wie in [Stü98] verwendet. Den Ausgangspunkt bildet dabei eine Parametrisierung des π^0-Spektrums entsprechend Gleichung B.3. Diese Funktion wird mit der geometrischen Akzeptanz und anschließend mit der entsprechenden Effizienzmatrix multipliziert. Das Resultat ergibt die eigentliche Fitfunktion und wird dann an die tatsächlich gemessene Verteilung angepaßt, indem die Parameter der Gleichung B.3 variiert werden. Das Verhältnis der akzeptanzkorrigierten Eingabeverteilung und der angepaßten Fitfunktion ergibt dann die Korrekturfunktion für ein spezielles gemessenes Spektrum.

Abbildung 4.15 zeigt Beispiele für π^0-Nachweiseffizienzen $\epsilon(m_T)$, die auf diese Weise berechnet wurden. Es zeigt sich, daß erwartungsgemäß ein sichtbarer Unterschied zwischen peripheren und zentralen Ereignissen besteht. Zusätzlich bewirkt aber auch die Anwendung der Dispersionsschwelle ein deutlich anderes Verhalten der Effizienzen. Während der

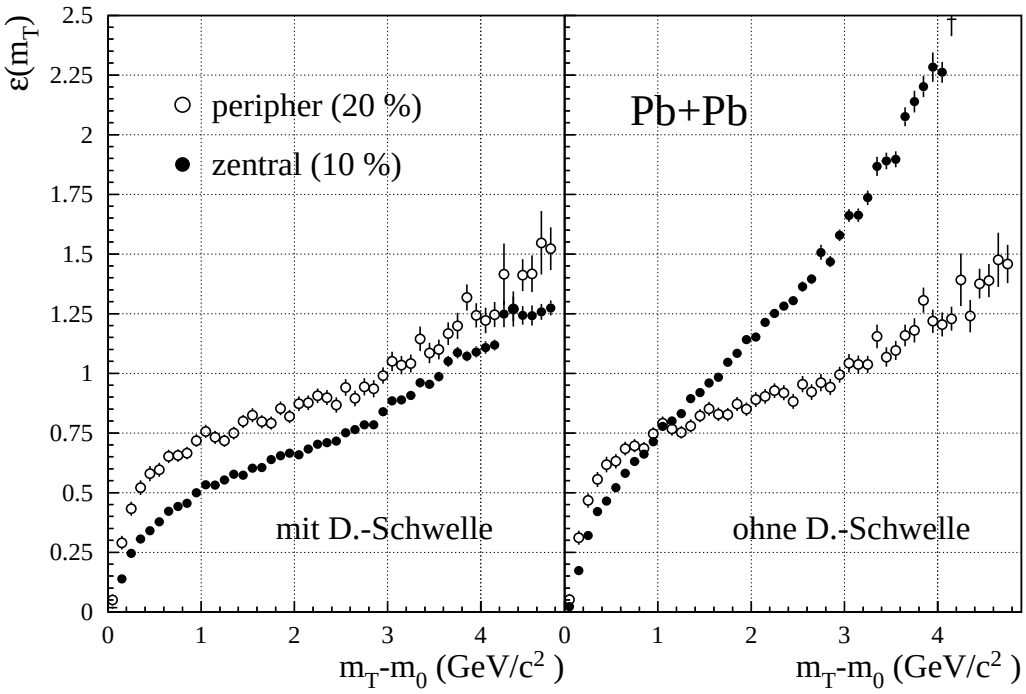

Abbildung 4.15: Die π^0-Rekonstruktionseffizienzen $\epsilon(m_T)$ für periphere und zentrale Pb+Pb Reaktionen. Die links abgebildeten Effizienzen enthalten den Einfluß der Dispersionsschwelle, während die Effizienzen rechts ohne diese berechnet wurden.

Unterschied zwischen peripheren und zentralen Ereignissen bei Anwendung der Schwelle im wesentlichen darin besteht, daß die zentrale Effizienz geringer ist als die periphere, ist er im Fall ohne Schwelle viel drastischer. Die zentrale Effizienz verläuft hier viel steiler als die periphere und wird ab $m_T - m_0 > 1.0\,\mathrm{GeV}/c^2$ größer als diese. Die Ursache für dieses Verhalten liegt darin, daß ohne Verwendung der Dispersionsschwelle die Auswirkungen der Teilchenüberlagerungen stärker ausgeprägt sind. Diese bewirken eine Verschiebung der transversalen Masse zu höheren Werten, so daß mehr Teilchen mit großen m_T gemessen werden als tatsächlich vorhanden sind. Dies wird durch die Effizienz korrigiert, die deshalb Werte größer als eins annehmen kann. Das Überlappen der Teilchenschauer bewirkt aber darüberhinaus eine Änderung ihrer Form. Ist diese Änderung zu stark, werden diese Teilchen bei Anwendung der Dispersionsschwelle nicht mehr akzeptiert. Die Auswirkungen der Überlappeffekte werden durch sie gewissermaßen herausgefiltert, weshalb die Effizienz für zentrale Ereignisse dann immer kleiner als im peripheren Fall ist. Da die Überlappeffekte bei peripheren Ereignissen kaum Auswirkungen haben, ist hier kein signifikanter Unterschied zu erkennen.

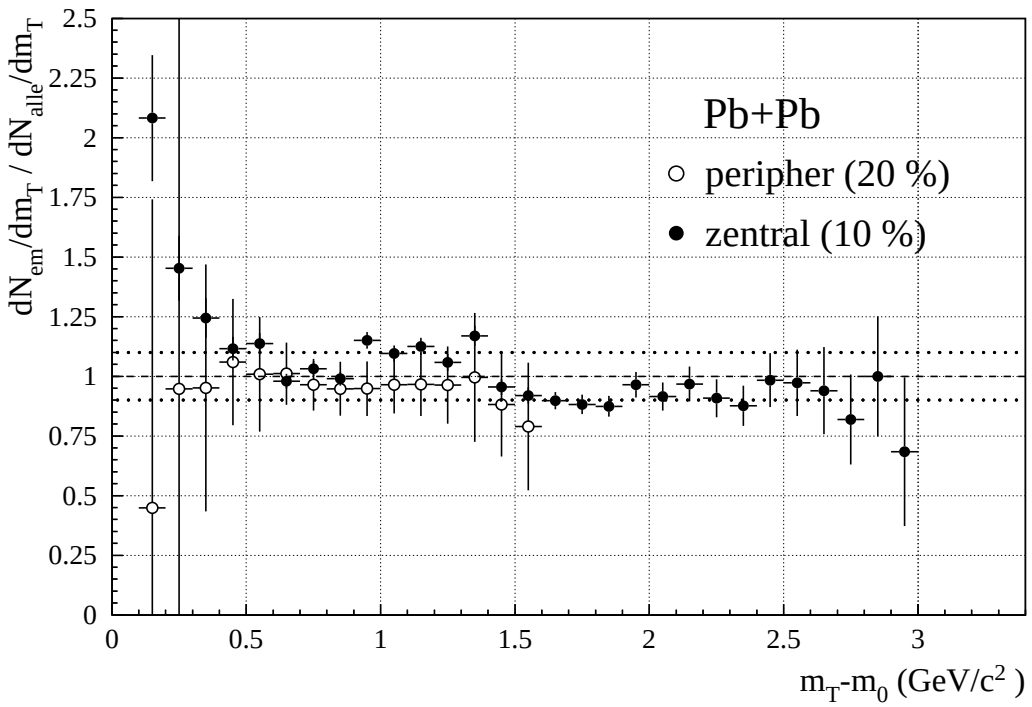

Abbildung 4.16: Das Verhältnis der effizienzkorrigierten π^0-Spektren, die einmal mit (dN_{em}/dm_T) und einmal ohne (dN_{alle}/dm_T) Verwendung der Dispersionsschwelle bestimmt wurden, für periphere und zentrale Pb+Pb Reaktionen.

Der starke Einfluß der Dispersionsschwelle erlaubt es, die systematische Unsicherheit der Effizienzkorrektur zu bestimmen. Falls die Effizienzen das Verhalten des Detektors korrekt beschreiben, sollten sich die korrigierten Spektren mit und ohne Anwendung der Dispersionsschwelle nicht unterscheiden. Tatsächlich vorhandene Abweichungen sind dann ein Maß für die systematische Unsicherheit. Es ist jedoch dabei zu beachten, daß diese Unsicherheit auch die in Abschnitt 4.1.3 anhand einer Simulation bereits abgeschätzte Unsicherheit des π^0-Rekonstruktionsverfahrens enthält (s. Abbildung 4.7), da die π^0-Peakinhalte mit und ohne Schwelle unabhängig voneinander bestimmt wurden. In Abbildung 4.16 ist ein solcher Vergleich dargestellt. Es zeigt sich, daß die Unsicherheit für zentrale Ereignisse im Bereich $0.5 \leq m_T - m_0 \leq 2.0\,\mathrm{GeV}/c^2$ etwa 10% beträgt; darüber ist sie kleiner als die statistische Unsicherheit. Unterhalb von $m_T - m_0 = 0.5\,\mathrm{GeV}/c^2$ steigt sie jedoch drastisch an, so daß der erste Punkt nur bis auf einen Faktor 2 genau bestimmt ist. Die Ursache hierfür ist der Einfluß der Energieschwelle auf die Effizienzkorrektur. Im Fall der peripheren Ereignisse ist dieser Vergleich durch die statistische Unsicherheit do-

miniert. Da sich die Effizienzen in diesem Falle jedoch nur minimal unterscheiden, ist die systematische Unsicherheit hier hauptsächlich durch die der π^0-Rekonstruktion bestimmt.

Prinzipiell sollte die statistische Genauigkeit größer sein, wenn die Bestimmung des π^0-Signals ohne die Dispersionsschwelle durchgeführt wird, da durch sie eine deutlicher Anteil der Zerfallsphotonen unterdrückt wird. Gleichzeitig verschlechtert sich aber das Verhältnis zwischen Signal und Untergrund drastisch und gleicht somit diesen Vorteil in der Praxis wieder aus. Die Spektren, die im folgenden Kapitel gezeigt werden, sind deswegen unter Verwendung der Dispersionsschwelle erzeugt worden.

4.2.3 Weitere Korrekturen

Beitrag eines „falschen“ Targets

Die Analyse der Runs ohne Target im Strahl ergab, daß hier ein deutliches π^0-Signal sichtbar ist. Der linke Teil von Abbildung 4.17 zeigt den entsprechenden π^0-Peak wie er während der Strahlzeit von 1996 gemessen wurde. Seine Position von 112 MeV und seine relativ geringe Breite deutet darauf hin, daß die π^0 an einer definierten Stelle – etwa 3.7m vom eigentlichen Target entfernt – produziert wurden. Die wahrscheinliche Ursache hierfür ist ein Aluminiumring am Beginn des Strahlrohrs aus Kohlefaser, das von der Mitte des Goliath-Magneten zum MIRAC verlief. Da es sich hierbei um ein leichtes Material handelt, wird bei einer Reaktion mit diesem „falschen“ Target nur sehr wenig transversale Energie erzeugt. Aus der Untersuchung der *Target-Out*-Runs ergibt sich, daß diese Ereignisse hauptsächlich als peripher klassifiziert wurden, es gibt aber auch bei semi-zentralen Ereignissen (E_T-Klassen 2-4, s. Tabelle 4.2) noch einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag. Der Anteil dieser falschen Ereignisse an der Gesamtzahl ließ sich durch eine geeignete Selektion zwar verringern (s. Abschnitt 4.4.1), jedoch nicht vollständig unterdrücken. Die peripheren π^0-Spektren müssen also um diesen zusätzlichen Beitrag korrigiert werden. Der erste Schritt dahin bestand darin, daß die m_{inv}-Verteilungen, die ohne Target gemessen wurden, skaliert und von den eigentlichen Verteilungen abgezogen wurden.

Im rechten Teil von Abbildung 4.17 ist das Verfahren dargestellt. Der π^0-Peak, der in peripheren Ereignissen gemessen wurde, weist eine klare Doppelstruktur auf. Um den Beitrag des zweiten Targets abzuziehen, muß zunächst eine geeignete Skalierung bestimmt werden. Idealerweise würde sich diese aus dem Verhältnis der Zahl der Beamtrigger in den analysierten Pb-Daten zur Zahl in den Target-Out-Daten ($R_{Beam} = N_{Beam}^{Pb-Target}/N_{Beam}^{Target-Out}$) ergeben. Der entsprechend skalierte π^0-Peak aus den Target-Out-Daten ist im rechten Teil von Bild 4.17 mit eingezeichnet. Es wird deutlich, daß diese Skalierung nicht ausreicht, um eine vollständige Korrektur zu erzielen. Der Grund hierfür ist vermutlich darin zu suchen, daß Runs ohne Target nur in größe-

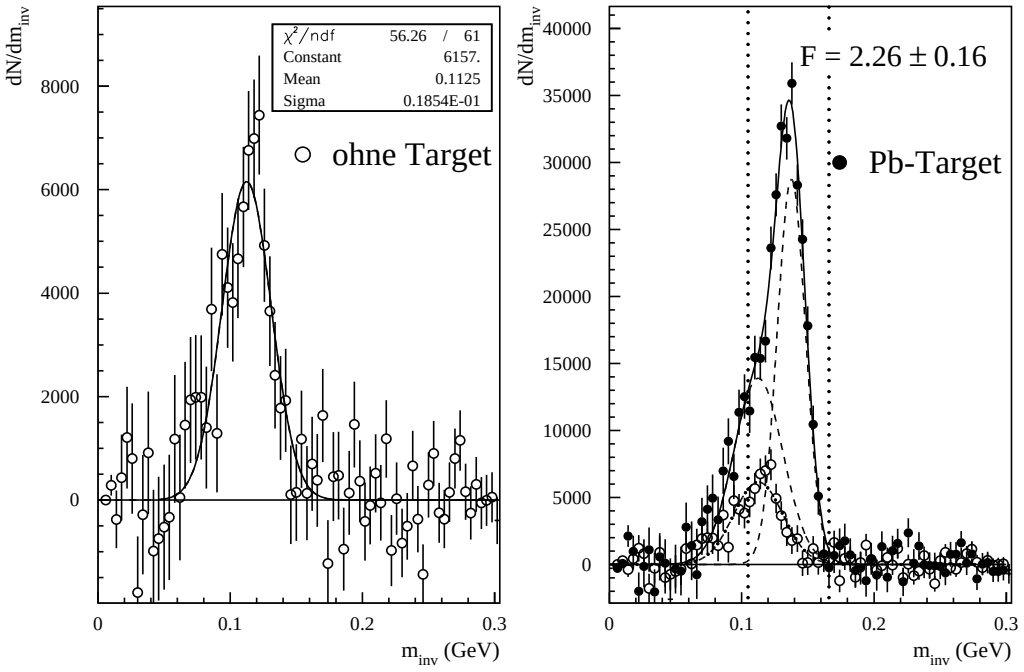

Abbildung 4.17: Die linke Abbildung zeigt den π^0-Peak, wie er in Runs, die ohne Target im Strahl aufgezeichnet wurden, sichtbar ist. Der eingezeichnete Fit mit einer Gaußkurve verdeutlicht die verschobene Position des Peaks. Rechts ist der π^0-Peak in peripheren Pb+Pb Ereignissen dargestellt (schwarze Punkte). Der Beitrag des zweiten Targets ist deutlich sichtbar. Die senkrechten gepunkteten Linien markieren den Integrationsbereich für den π^0-Peak. Die Kreise entsprechen denselben Datenpunkten wie im linken Teil der Abbildung.

ren Zeitabständen aufgezeichnet wurden (1995: 8 Stunden, 1996: 24 Stunden) und deshalb Veränderungen im Verlauf der Strahlzeiten nur ungenau wiedergeben. Der deswegen benötigte zusätzliche Skalierungsfaktor wurde auf folgende Weise bestimmt: Zunächst wurde der π^0-Peak, der unter Target-Out-Bedingung gemessen wurde, wie im linken Teil von Abbildung 4.17 dargestellt, mit R_{Beam} skaliert und dann mit einer Gaußkurve angepaßt. In einem zweiten Schritt wurde ein Fit einer Summe zweier Gaußkurven an den peripheren π^0-Peak durchgeführt. Hierbei wurde die Position und die Breite der einen Kurve auf die Werte des Target-Out-Peaks festgesetzt und nur die Höhe variiert. Die Parameter der zweiten Gaußkurve waren dagegen frei. Das Ergebnis ist durch die durchgezogene Linie wiedergegeben, die sich aus den beiden, als gestrichelte Linien eingezeichneten, Gaußkurven zusammensetzt. Der zusätzliche Faktor ergibt sich aus dem Verhältnis der Höhe der

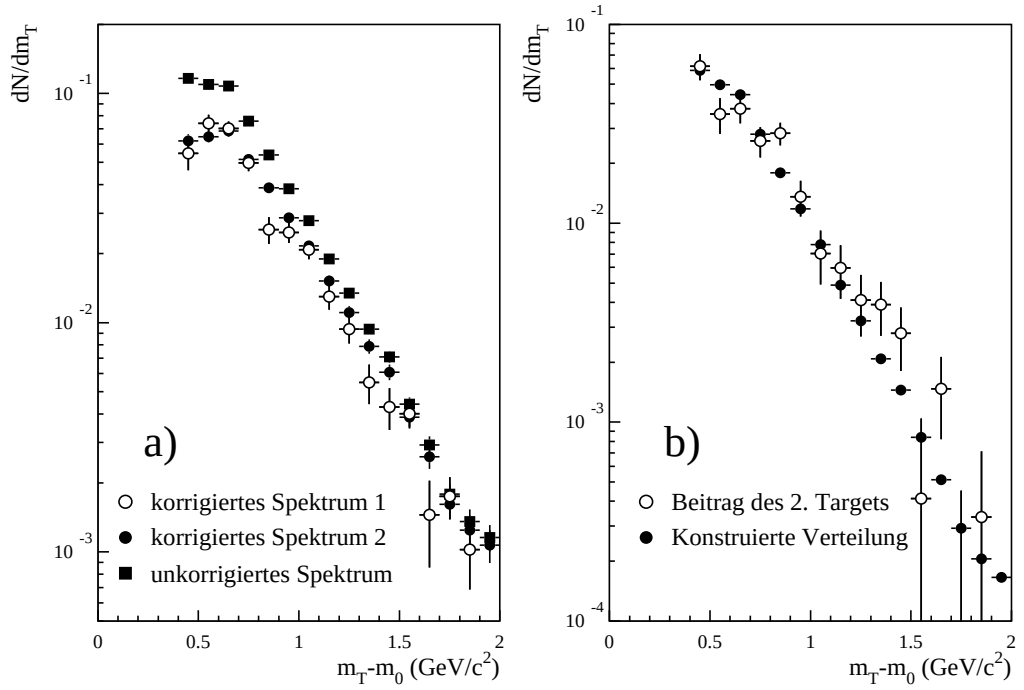

Abbildung 4.18: Teil a) zeigt das π^0-Spektrum für periphere Pb+Pb Ereignisse. Neben dem Spektrum, das aus der unkorrigierten m_{inv}-Verteilung gewonnen wurde, ist dasjenige dargestellt, das sich aus der korrigierten Verteilung ergibt (Spektrum 1). Außerdem ist das endgültige Spektrum eingezeichnet (Spektrum 2). Abbildung b) enthält das Spektrum der π^0 aus dem zweiten Target. Es wurde zum einen als Differenz des unkorrigierten Spektrums und des Spektrums 1 gewonnen und zum anderen unter Verwendung einer Simulation konstruiert (s. Text). Alle dargestellten Verteilungen sind nicht akzeptanz- und effizienzkorrigiert.

linken Kurve zur Höhe des ursprünglichen Target-Out-Peaks. Für die Strahlzeit von 1995 wurde der Faktor als $F_{TO} = 5.15 \pm 0.18$ bestimmt, 1996 betrug er $F_{TO} = 2.26 \pm 0.16$.

Aus der so korrigierten m_{inv}-Verteilung läßt sich anschließend ein π^0-Spektrum rekonstruieren, das nur π^0 aus dem richtigen Target enthält. Dieses ist in Abbildung 4.18.a als Spektrum 1 bezeichnet. Zum Vergleich enthält diese Abbildung auch das Spektrum, das sich ergibt, wenn die unkorrigierte m_{inv}-Verteilung zur Bestimmung der π^0-Teilchenzahlen verwendet wird („unkorrigiertes Spektrum“). Dabei wird deutlich, daß der Beitrag des zweiten „falschen“ Targets für periphere Ereignisse insbesondere bei niedrigen transversalen Massen relativ groß ist und außerdem die Form des Spektrums deutlich verändert. Weiterhin wird sichtbar, daß das korrigierte Spektrum 1 nur noch sehr ungenau bestimmt ist. Dies wird durch die geringe Statistik der Target-Out-Daten verursacht, die bei der

Korrektur der m_{inv}-Verteilung große Fluktuationen verursacht. Um dieses Problem zu umgehen, wird zur Bestimmung der π^0-Spektren eine andere Vorgehensweise verwandt. Es wird hierbei versucht, die spektrale Form des Beitrags des zweiten Targets möglichst genau zu bestimmen. Dieser ergibt sich zunächst als die Differenz des unkorrigierten Spektrums und des korrigierten Spektrums 1 und ist ebenfalls nur relativ ungenau bestimmbar (s. Abbildung 4.18.b). Unter der Annahme, daß die eigentliche Form der Verteilung der π^0, die am zweiten Target produziert werden, mit dem Spektrum der Pionen aus dem richtigen Target übereinstimmt, läßt sich der Beitrag genauer festlegen. Wenn man von einem genau lokalisierten sekundären Target, 3.7m vom eigentlichen Target entfernt, ausgeht, kann mit Hilfe einer Monte-Carlo Simulation berechnet werden, wie sich die Form dieses π^0-Spektrums verändert, wenn bei seiner Rekonstruktion angenommen wird, daß die Pionen aus dem richtigen Target stammen. Mit Hilfe dieser Korrekturfunktion kann dann aus dem unkorrigierten gemessenen Spektrum der Beitrag des zweiten Targets erzeugt werden[5]. Abbildung 4.18.b zeigt diese Verteilung, nachdem ihre Höhe an das gemessene Spektrum des zweiten Targets angepaßt wurde. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten ist eine gute Übereinstimmung der beiden Verteilungen festzustellen. Die konstruierte Verteilung erlaubt es, die Korrektur bei höheren transversalen Massen festzulegen, was sonst aufgrund der schlechten Statistik nicht möglich wäre. Die Normierung dieser Verteilung läßt sich jedoch nur mit beschränkter Genauigkeit festlegen; für periphere Ereignisse beträgt diese Unsicherheit 6% und nimmt mit zunehmender Zentralität ab. Um das endgültige korrigierte Spektrum der π^0 aus dem richtigen Target zu erhalten, muß die Korrekturverteilung vom unkorrigierten Spektrum abgezogen werden. Hierbei wird die Unsicherheit aus der Normierung mit dem statistischen Fehler verrechnet. Das Resultat ist ebenfalls in Abbildung 4.18.a dargestellt („korrigiertes Spektrum 2“). Es ergibt sich auf diese Weise eine Verteilung, die die gleiche Form wie das korrigierte Spektrum 1 hat, jedoch deutlich genauer bestimmt ist. Es muß jedoch noch berücksichtigt werden, daß sich aufgrund der oben aufgeführten Annahmen eine zusätzliche systematische Unsicherheit ergibt. Diese läßt sich durch einen Vergleich des konstruierten und des gemessenen Beitrags des zweiten Targets für periphere Ereignisse auf $\sim 10\%$ abschätzen; für die semi-zentralen Ereignisse ist er entsprechend geringer. Das Spektrum 2 ist aber auch mit Berücksichtigung dieser systematischen Unsicherheit wesentlich genauer als das Spektrum 1.

[5] Eigentlich müßte diese Korrekturfunktion auf das bereits korrigierte Spektrum angewandt werden. Da dieses nicht bekannt ist muß an dieser Stelle eine Näherung gemacht werden.

Konversion der Zerfallsphotonen

Bei der Bestimmung der π^0-Spektren muß weiterhin berücksichtigt werden, daß ein Teil der Zerfallsphotonen in e^+e^--Paare konvertieren. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozeß in einem Weglängenintervall dx läßt sich nach folgender Formel aus der Strahlungslänge X_0 bestimmen [Kle87]:

$$p_c = \frac{7}{9}\frac{dx}{X_0} \tag{4.8}$$

Ein großer Teil der Konversion findet bereits im Target statt. Zusätzlich muß auch die Paarbildung in der Luftstrecke zwischen dem Ende der Vakuumkammer und dem Detektor in Betracht gezogen werden. Die relevanten Werte sind sind dabei[6] [Rev94]:

Target	X_0 (cm)	dx (cm)	p_c
Pb (dünnes Target)	0.56	0.0210	2.92%
Pb (dickes Target)	0.56	0.0436	6.06%
Ni	1.44	0.0250	1.35%
Nb	1.19	0.0254	1.66%
Luft	30420	2180-2185	5.58%

Der Einfluß der Konversion auf die π^0-Rekonstruktion wurden mit einer Simulationsrechnung ähnlich wie in [Cle93] untersucht. Die Verteilung der Öffnungswinkel Ψ der e^+e^--Paare wurde – entsprechend [Bet34] – dabei folgendermaßen berechnet:

$$\Psi = x\,\Psi_0 \tag{4.9}$$

$$\Psi_0 = m_e\frac{E_\gamma}{E_+E_-}$$

$$b(x) = \frac{x}{(1+x^2)^2} \tag{4.10}$$

Die Aufteilung der Energie des Zerfallsphotons E_γ auf das Konversionspaar ergibt sich dabei aus einer Parametrisierung entsprechend [Loh86]:

$$g(E_\gamma, E_+) \approx v^2 + (1-v)^2 + \frac{2}{3}v(1-v), \text{ mit } v = E_+/E_\gamma \tag{4.11}$$

Damit ist es möglich, den Abstand des e^+e^--Paares auf der Detektoroberfläche zu bestimmen. Der linke Teil von Abbildung 4.19 zeigt das Resultat dieser Rechnung. Es

[6] Für Ni und Nb wurde X_0 entsprechend der Formel $X_0 = (716.4\,\mathrm{g\,cm^{-2}}A)/(Z(Z+1)\ln(287/\sqrt{Z}))$ berechnet [Rev94].

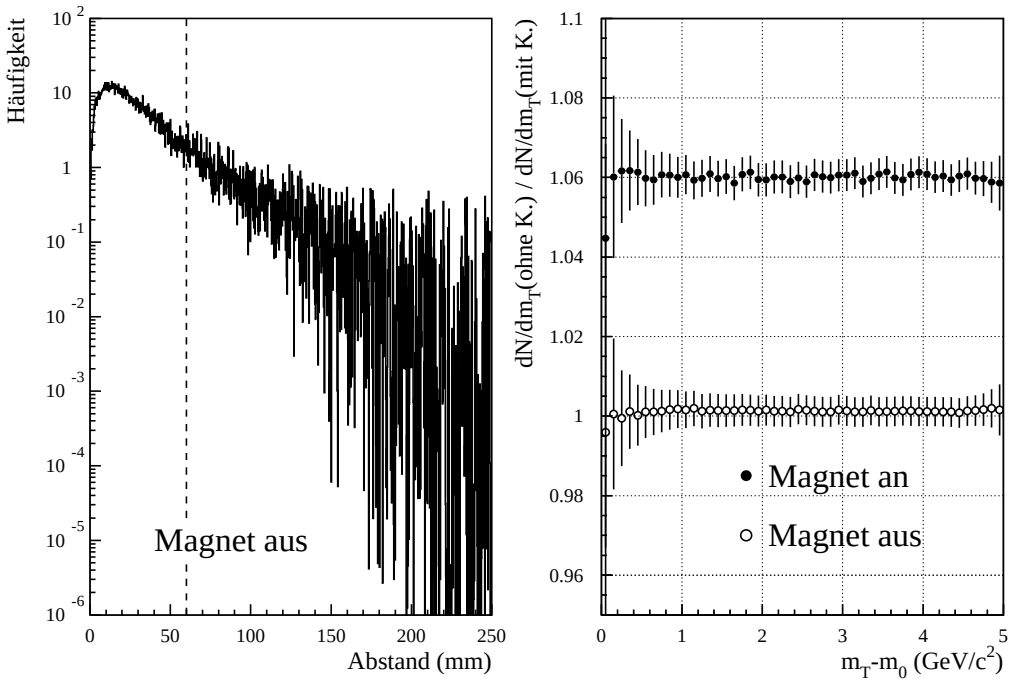

Abbildung 4.19: Auswirkungen der Konversion der Zerfallsphotonen auf die gemessenen π^0-Spektren. Die linke Abbildung zeigt die Verteilung des Abstands der e^+e^--Paare auf der Oberfläche des Detektors bei ausgeschaltetem Magneten. Durch die gestrichelte Linie wird der Abstand markiert unterhalb dessen keine Auflösung der Treffer möglich ist. Rechts ist die erforderliche Korrektur der Spektren für aus- (Kreise) und eingeschaltetem (Punkte) Magneten dargestellt.

zeigt sich, daß der Abstand in 87% aller Fälle kleiner als 1.5 Modulbreiten (60mm) ist. Da Treffer unterhalb dieses Abstands nicht mehr einzeln aufgelöst werden können, bedeutet es in diesem Fall effektiv keinen Unterschied, ob eine Konversion stattgefunden hat oder nicht[7]. Das ursprüngliche π^0 ließe sich also trotz Konversion eines Zerfallsphotons rekonstruieren. Dies ist auch dann möglich, wenn das e^+e^--Paar zwar getrennte Schauer erzeugt, aber ihre Energieverteilung so asymmetrisch ist, daß die invariante Masse aus dem verbliebenen Photon und einem der beiden Konversionsteilchen innerhalb des akzeptieren Massenintervalls liegt. Berücksichtigt man diese Möglichkeiten, so zeigt sich,

[7] Hierbei bleibt unberücksichtigt, daß die Form eines Schauers, der durch ein eng beieinanderliegendes e^+e^--Paar erzeugt wird, möglicherweise eine andere ist als im Falle eines einzelnen Photons. Dies hätte Auswirkungen auf die Identifizierung durch die Dispersionsschwelle. Im Rahmen der oben beschriebenen, einfachen Simulation läßt sich dies jedoch nicht untersuchen.

daß die Auswirkungen der Konversion auf die π^0-Spektren zunächst zu vernachlässigen sind. Nur etwa 0.3% der π^0 gehen durch Konversion im dünnen Pb-Target verloren; für das dicke Target sind es entsprechend 0.6%. Hinzu kommen die Fälle, in denen die Konversion entlang der Flugstrecke durch die Luft stattfindet. Da dies in größerer Nähe zum Detektor geschieht, sind die Abstände der e^+e^--Paare noch geringer als bei der Konversion im Target und dementsprechend auch die Verluste an π^0. Dieses Bild ändert sich jedoch drastisch, wenn zusätzlich die Auswirkungen des Magneten berücksichtigt werden. Die e^+e^--Paare, die aus der Konversion im Target stammen, werden durch das Magnetfeld in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt. Dem wurde in der Simulation dadurch Rechnung getragen, daß die Elektronen und Positronen – entsprechend der integrierten Feldstärke des Goliath-Magneten von 2 Tm – eine zusätzliche Impulskomponente in x-Richtung von $\pm 0.6\,\mathrm{GeV}/c$ erhalten. Aufgrund ihrer sehr geringen Masse bedeutet dies für die $e^\pm$ eine so große räumliche Auslenkung, daß nur noch 54% der Teilchen, die bei ausgeschaltetem Magneten auf die Detektoroberfläche treffen würden, auch bei eingeschalteten Magnetfeld in den Akzeptanzbereich fallen. Der Abstand der e^+e^--Paare ist in jedem Fall so groß, daß sie nicht als ein einzelner Treffer wahrgenommen werden. Der Anteil der π^0, der trotzdem durch eine passende invariante Masse rekonstruiert werden kann, liegt deutlich unter 0.1%. Da sich der Einfluß des Magnetfeldes auf die Konversionspaare aus dem Target beschränkt, ergibt sich ein Verlust von π^0 der Größe $2\,p_c(Target)$. Wie im rechten Teil der Abbildung 4.19 dargestellt ist, läßt sich keine m_T-Abhängigkeit feststellen, so daß eine einfache Korrektur mit diesem Faktor ausreichend ist.

4.3 Schwerere Mesonen

Neben dem π^0-Meson ist es prinzipiell möglich, auch schwerere neutrale Mesonen über ihre Zerfallsphotonen nachzuweisen. Untersucht werden sollen hier die Zerfälle $\eta \longrightarrow 2\gamma$ und $\omega \longrightarrow \pi^0\gamma \longrightarrow 3\gamma$. Der Zerfall des η-Mesons findet mit einer Wahrscheinlichkeit von 38.8% statt; für das ω beträgt sie lediglich 8.5% [Rev94]. Während das η in gleicher Weise wie das π^0 über die invariante Masse der beiden Zerfallsphotonen nachgewiesen werden kann, muß das ω aus drei Photonen rekonstruiert werden. Dabei wurde hier so vorgegangen, daß zunächst aus γ-Paarkombinationen mögliche π^0-Kandidaten bestimmt wurden. Dazu wurde ein m_{inv}-Fenster von $\pm 2\sigma$ um die π^0-Masse gesetzt. Anschließend wurde die invariante Masse dieses eventuellen π^0 mit allen übrigen Photonen berechnet. Die entscheidende Größe dafür, ob ein signifikanter Nachweis möglich ist, stellt das Signal-Untergrund Verhältnis R dar. Daher soll nun anhand einer Simulation, wie in Abschnitt 4.1.3 beschrieben, untersucht werden, ob dieses Verhältnis bei den in Pb+Pb Reaktionen vorherrschenden Multiplizitäten groß genug für eine Messung ist und ob es möglicherwei-

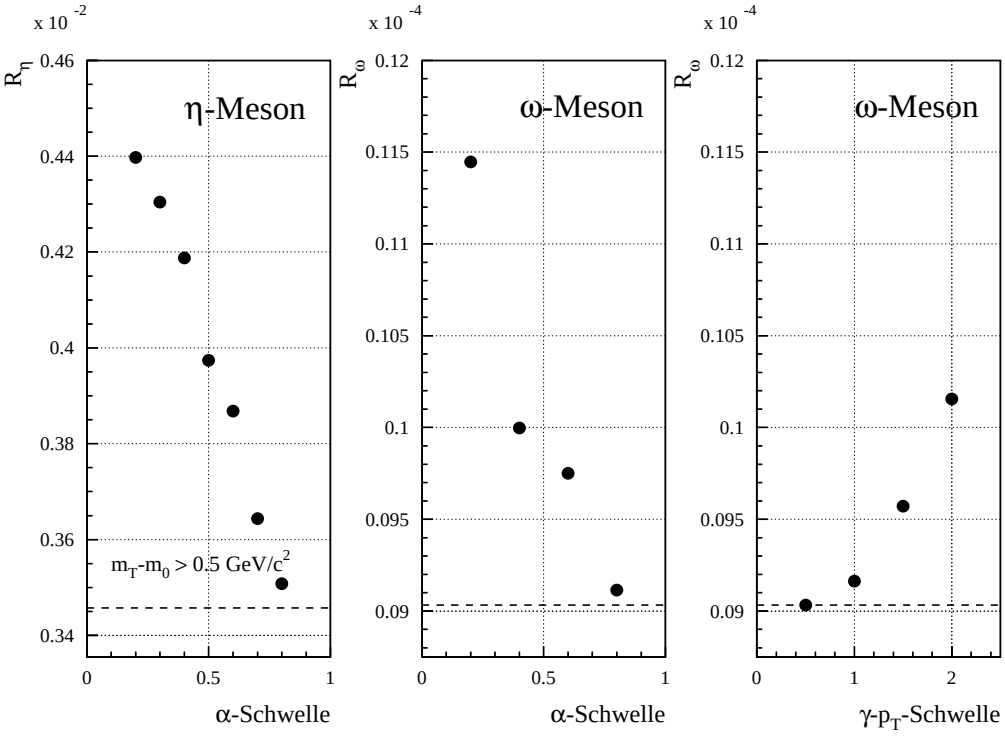

Abbildung 4.20: Das simulierte Signal-Untergrund Verhältnis für das η- (R_η) und das ω-Meson (R_ω) in Abhängigkeit von verschiedenen kinematischen Einschränkungen. Die Werte für R ohne diese Schwellen werden durch die gestrichelte Linie wiedergegeben.

se durch geeignete kinematische Einschränkungen verbessert werden kann. Grundsätzlich läßt sich eine Verbesserung von R durch die Verwendung der Dispersionsschwelle erzielen. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, nur solche Zerfälle zuzulassen, die eine symmetrische Aufteilung der Zerfallsenergie auf die Photonen aufweisen. Dies läßt sich durch eine Schwelle auf den Asymmetrieparameter α erreichen ($E_{1,2}$ bezeichnen die Energien der beiden Zerfallsphotonen):

$$\alpha = \left| \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \right| \tag{4.12}$$

In Abbildung 4.20 sind die Auswirkungen einer solchen Schwelle auf das simulierte Signal-Untergrund Verhältnis R dargestellt. Es zeigt sich, daß im Falle des η-Mesons eine deutliche Verbesserung von R_η erzielt werden kann. Für die Analyse des η-Mesons wurde deshalb eine obere Schwelle von $\alpha = 0.4$ gewählt. Sie bewirkt eine Erhöhung von R_η von etwa 22% für η mit einer transversalen Masse oberhalb von 0.5 GeV/c^2, verringert jedoch die Zahl der akzeptierten Teilchen um 26%. Eine kleinere Schwelle würde R_η zwar weiter vergrößern, die Akzeptanzverluste wären jedoch zu hoch. Das Signal-Untergrund

Bild-Nr.	$m_T - m_0$(GeV/c^2)	Zentralität	Peakinhalt	Signifikanz
1a	0.4 - 3.0	min. Bias	120696 ± 26934	> 99.9%
1b	0.4 - 0.8	min. Bias	105602 ± 24483	> 97.5%
1c	0.8 - 1.2	min. Bias	41417 ± 10047	> 50.0%
1d	1.2 - 1.6	min. Bias	11164 ± 4295	> 50.0%
1e	1.6 - 2.0	min. Bias	5737 ± 2110	> 50.0%
1f	2.0 - 2.4	min. Bias	2991 ± 1053	> 50.0%
1g	2.4 - 3.0	min. Bias	991 ± 637	> 50.0%
2a	0.4 - 3.0	zentral (10%)	28963 ± 4718	> 99.0%
2b	0.4 - 0.8	zentral (10%)	21475 ± 4260	> 99.5%
2c	0.8 - 1.2	zentral (10%)	4588 ± 1813	> 50.0%
2d	1.2 - 2.0	zentral (10%)	2611 ± 877	> 90.0%
2e	2.0 - 3.0	zentral (10%)	744 ± 233	> 75.0%

Tabelle 4.1: Daten zu den in Abbildung 4.21 dargestellten η-Peaks.

Verhältnis im Falle des ω-Mesons läßt sich ebenso dadurch erhöhen, daß die α-Schwelle auf das mögliche Zerfalls-π^0 angewendet wird. Eine weiter Verbesserung läßt sich erreichen, indem ein minimales p_T für das γ gefordert wird. Jedoch steigt R_ω in keinem Fall auf Werte oberhalb von $1.2\ 10^{-5}$ an. Ein realistischer Wert für die Nachweisgrenze läßt sich als $R = 10^{-3}$ abschätzen. Dementsprechend sollte unter diesen Bedingungen ein Nachweis des ω-Mesons äußerst schwierig sein[8] In einer ersten Analyse der Daten konnte auch kein Signal festgestellt werden. Das η-Meson dagegen läßt sich eindeutig nachweisen. Es ergibt sich für minimum Bias Reaktionen im Bereich $0.4 < m_T - m_0 < 0.8$ GeV/c^2 ein Wert $R_\eta = 1.8\ 10^{-3}$; er steigt für $2.0 < m_T - m_0 < 2.4$ GeV/c^2 auf $R_\eta = 5.0\ 10^{-2}$ an. Unterhalb von $m_T - m_0 = 0.4$ GeV/c^2 ist R_η zu klein für eine Messung des η-Mesons. Da Zweidetektor-Kombinationen im wesentlichen nur in diesem Bereich zur Akzeptanz beitragen (s. Abbildung 4.12), wurden in dieser Analyse nur Kombinationen von Photonen innerhalb desselben Detektors verwendet.

In Abbildung 4.21 sind die η-Peaks, die in den untersuchten Pb+Pb Reaktionen nachgewiesen werden konnten, dargestellt. Das Signifikanzniveau der einzelnen Signale wurde durch einen F-Test bestimmt [Bev69]. Dazu wurden wie in [Cle93] die χ^2-Werte der Fits

[8] Der Wert $R_\omega = 1.2\ 10^{-5}$ bezieht sich allerdings auf den gesamten p_T-Bereich des ω-Mesons. Im höheren p_T-Bereich kann er durchaus eine Größenordnung höher liegen. Es ist deshalb nicht auszuschließen, daß dort eine Messung des ω möglich wird, falls die vorhandene Statistik ausreicht.

einer Gaußkurve und einer Konstanten miteinander verglichen. Die Position das Sigma der Gaußkurve wurde anhand der, über den Bereich $0.4 \leq m_T - m_0 \leq 3.0\,\mathrm{GeV}/c^2$ integrierten, Peaks festgelegt (Abbildung 4.21.1a und 4.21.2a). Für minimum Bias Ereignisse ergibt sich eine Position von $568 \pm 20\,\mathrm{MeV}$ und ein Sigma von $63 \pm 22\,\mathrm{MeV}$; für zentrale Ereignisse betragen diese Werte $580 \pm 8\,\mathrm{MeV}$ und $34 \pm 9\,\mathrm{MeV}$. Ausgehend von der Position und Breite des π^0-Peaks (s. Abschnitte 4.1.2 und 4.2.2) würde man für das η-Meson für minimum Bias Ereignisse eine Position von 556 MeV bei einem Sigma von 47 MeV erwarten (zentral: 570 MeV und 58 MeV). Die tatsächlichen Positionen liegen also nur wenig über der Vorhersage ($\sim 2\%$); die Breiten der Peaks verhalten sich jedoch deutlich anders. Während das Sigma für minimum Bias Ereignisse über dem erwarteten Wert liegt, aber im Rahmen der Fehler noch damit vereinbar ist, ergibt sich für zentrale Reaktionen eine wesentlich kleinere Breite. Die Ursache hierfür ist unklar, jedoch kann ein breiterer Peak im minimum Bias Fall damit erklärt werden, daß bei der Extraktion keine Korrektur für den Beitrag eines zweiten Targets gemacht wurde. Der minimum Bias η-Peak enthält dementsprechend einen zweiten Peak, der die Verbreiterung verursacht und der bei zentralen Ereignissen nicht vorhanden ist. Dieser Beitrag bewirkt, daß die η-Produktionsrate hier überschätzt wird. Eine Bestimmung des tatsächlichen Einflusses des Beitrags des zweiten Targets auf die η-Mesonen ist allerdings aufgrund der sehr geringen Statistik in den Target-Out-Daten praktisch nicht möglich.

Der Inhalt des jeweiligen Peaks wurde bestimmt, indem an jedes Signal durch Variation der Höhe eine Gaußkurve mit diesen festen Parametern angepaßt und anschießend das Integral dieser Kurve gebildet wurde. Die Tabelle 4.1 faßt alle Informationen zu den einzelnen η-Signalen zusammen. Ebenso wie im Falle des π^0 müssen die Peakinhalte mit der Akzeptanz (s. Abbildung 4.12), der Nachweiseffizienz und außerdem mit dem Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\eta \longrightarrow 2\gamma$ korrigiert werden. Die Akzeptanzrechnung muß neben der Geometrie des Detektors auch die verwendete α-Schwelle berücksichtigen. Zur Effizienzkorrektur wurden die entsprechenden π^0-Effizienzen verwendet. Die Berechnung einer eigenen η-Effizienz würde die Simulation entsprechender η-Testteilchen erfordern, die den Rahmen der DST-Produktion gesprengt hätte. In [Twe97] wurde die Berechnung einer η-Effizienz jedoch zur Analyse von S+Au Reaktionen bei 200 AGeV durchgeführt. Es zeigte sich aber kein signifikanter Unterschied zwischen den so gewonnenen Effizienzen für η- und π^0-Mesonen.

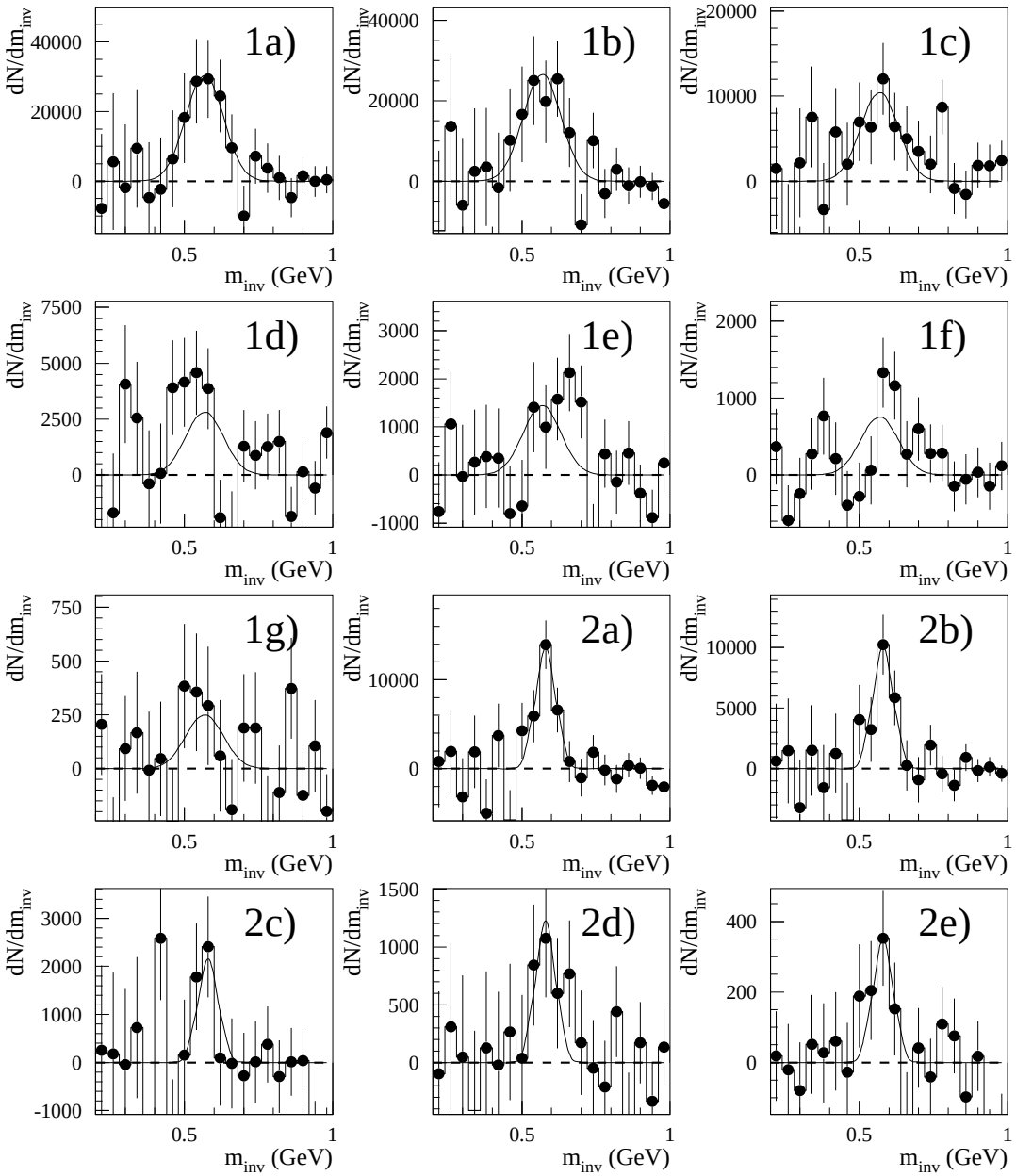

Abbildung 4.21: Die nachgewiesenen η-Peaks für minimum Bias (1a-g) und zentrale (2a-e) Pb+Pb Ereignisse. Eingezeichnet sind Gaußkurven, deren Position und Breite sich aus den Peaks in Bild 1a, bzw. 2a ergeben (s. Text). Die Höhen wurden anschließend an die entsprechenden Peaks angepaßt. Weitere Informationen zu den Peaks finden sich in Tabelle 4.1.

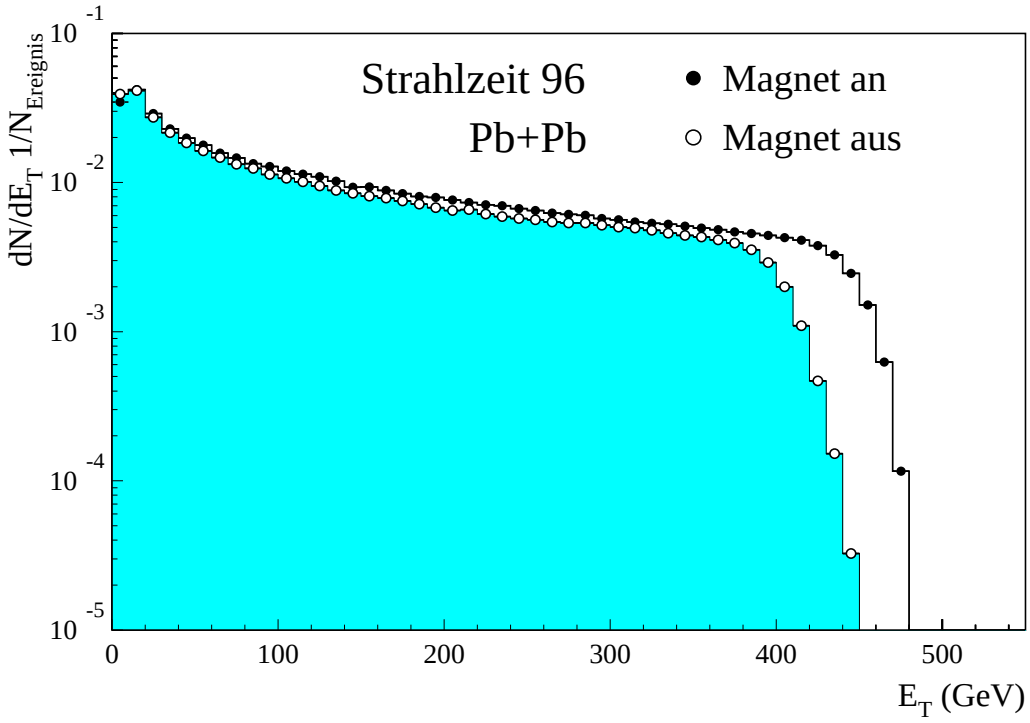

Abbildung 4.22: Verteilung der transversalen Energie E_T. Die ausgefüllten Symbole geben die E_T-Verteilung der Reaktion Pb+Pb bei eingeschaltetem Magnetfeld wieder; die leeren Symbole entsprechen der Messung bei ausgeschaltetem Magneten.

4.4 Datenauswahl

4.4.1 Klassifizierung der Ereignisse

Die Ereignisse wurden entsprechend der Zentralität der Reaktion in verschiedene Klassen eingeteilt. Als Maß für die Zentralität läßt sich die transversale Energie E_T verwenden, die umso größer ist, je zentraler und damit heftiger der Stoß beider Kerne war. In Abbildung 4.22 ist erkennbar, daß das im MIRAC gemessene E_T stark durch den Goliath-Magneten beeinflußt wird. Durch das Magnetfeld erhalten die geladenen Teilchen eine zusätzliche Impulskomponente in transversaler Richtung. Die Verteilung in Bild 4.22 ist bereits mit den entsprechenden Scaledown-Faktoren (s. Abschnitt 2.1.1) gewichtet. Diese Gewichtung betrifft hauptsächlich den peripheren und den semi-zentralen Bereich, in dem typischerweise nur jedes sechzehnte bzw. achte Ereignis aufgezeichnet wurde.

Insgesamt wurden in der Analyse der Pb+Pb Reaktionen mit acht und im Falle der Pb+Nb Reaktionen mit drei Ereignisklassen gearbeitet. Die entsprechenden E_T-Grenzen

Target	E_T-Klasse	% MB-WQ	untere E_T-Grenze (GeV)			
			Strahlzeit 95		Strahlzeit 96	
			Magnet an	Magnet aus	Magnet an	Magnet aus
Pb	8	0 – 1	460.00	406.60	443.20	395.00
	7	1 – 5	410.95	369.45	380.35	341.35
	6	5 – 10	361.55	324.55	326.05	291.65
	5	10 – 20	281.05	249.25	237.35	212.15
	4	20 – 40	161.55	139.15	114.85	102.05
	3	40 – 60	79.05	67.75	55.45	50.55
	2	60 – 80	28.35	24.65	20.35	18.75
	1	80 – 100	0.00	0.00	0.00	0.00
Nb	3	0 – 10	–	245.00	–	245.00
	2	10 – 80	–	22.00	–	22.00
	1	80 – 100	–	0.00	–	0.00

Tabelle 4.2: Die Definition der Zentralitätsklassen für die Reaktionen Pb+Pb und Pb+Nb.

sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Für die meisten Untersuchungen von Pb+Pb ist es ausreichend, drei unterschiedliche Klassen zu betrachten:

Ereignisklasse	% MB-WQ	E_T-Klassen
Zentral	0 – 10	5 – 8
Semi-Zentral	10 – 80	2 – 4
Peripher	80 – 100	1

Im Falle der Reaktion Pb+Nb entsprechen die E_T-Klassen 1-3 bereits den Ereignisklassen zentral, semi-zentral und peripher[9] Diese Einteilungen sind nicht mit den Ereignisklassen zu verwechseln, die durch entsprechende Diskriminatorschwellen in der Triggerelektronik festgelegt wurden – den sogenannten *Hardware*-Triggerklassen – und deren Anteil am minimum Bias Wirkungsquerschnitt durchaus schwanken kann.

[9] Für die Pb+Nb Reaktionen konnten aufgrund der geringen Statistik keine eigenen Effizienzen berechnet werden. Es wurden daher Pb+Pb-Effizienzen der E_T-Klassen verwendet, deren Multiplizitäten mit denen der Pb+Nb Ereignisklassen übereinstimmten. Die Zuordnung ist dabei folgende:

Zentral (Nb): E_T-Klasse (Pb) 5
Semi-Zentral (Nb): E_T-Klasse (Pb) 2-4
Peripher (Nb): E_T-Klasse (Pb) 1

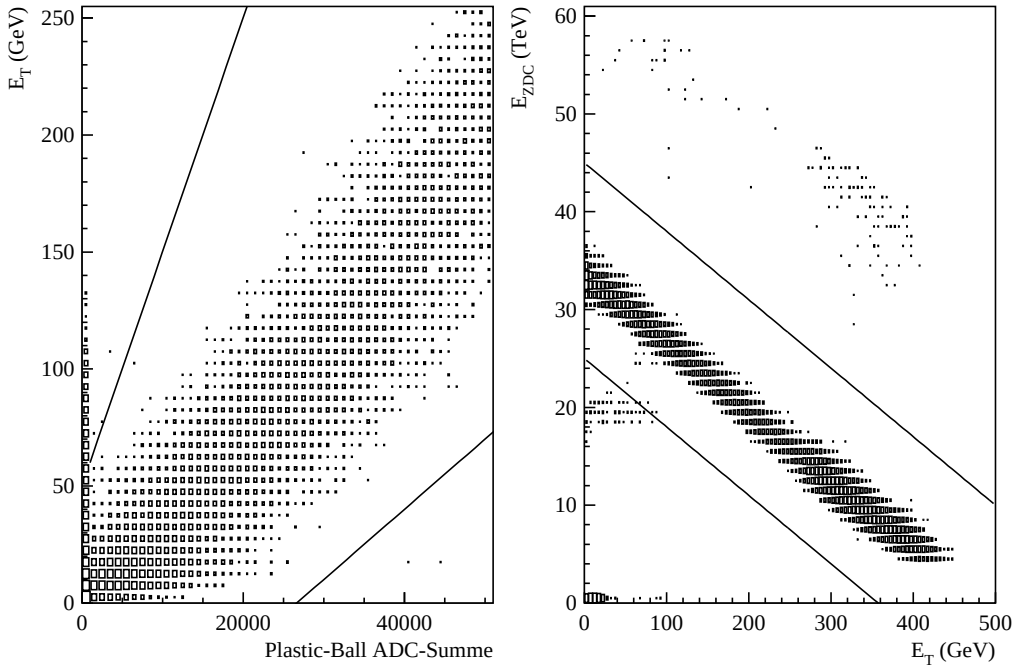

Abbildung 4.23: Die linke Abbildung zeigt die transversale Energie E_T als Funktion der Summe der ADC-Werte, die in einem in Vorwärtsrichtung gelegenen Ring von Modulen im Plastic-Ball gemessen wurden. Die beiden durchgezogenen Linien markieren den akzeptierten Bereich. Rechts ist die im ZDC gemessene Energie E_{ZDC} in Abhängigkeit von E_T dargestellt. Der erlaubte Bereich ist ebenso durch zwei Linien angedeutet.

Die folgende Tabelle gibt die Zahl der Ereignisse wieder, die in dieser Analyse untersucht wurden:

Reaktion	minimum Bias	Zentral	Semi-Zentral	Peripher
Pb+Pb (95)	4048590	1472860	1163080	1412650
Pb+Pb (96)	5665690	2810090	2233806	621794
Pb+Nb (95)	233466	39725	153193	40548

Neben dieser Einteilung der Ereignisse in verschiedene Klassen, müssen eine Reihe von zusätzlichen Selektionskriterien angewendet werden, um die notwendige Reinheit der Daten sicherzustellen. Hier sind die bereits erwähnten Wechselwirkungen an einem zweiten, „falschen“ Target von Bedeutung, die hauptsächlich im peripheren Bereich echte Ereignisse vortäuschen. Die Auswirkungen dieser Ereignisse auf die Spektren lassen sich zwar, wie beschrieben (s. Abschnitt 4.2.3), korrigieren, jedoch ist es wünschenswert, ihren Einfluß

von vornherein klein zu halten. In der Strahlzeit von 1995 wurde dies durch die Einbindung des Plastic-Ball Detektors in den Trigger zu erreichen versucht; 1996 war er jedoch nicht mehr im Trigger enthalten. Es muß daher für diese Strahlzeit versucht werden, derartige Ereignisse nachträglich durch eine zusätzliche Schwelle auf eine ADC-Summe des Plastic-Balls herauszufiltern. Diese ADC-Summe enthält einen Ring von Modulen, die in der Vorwärtsrichtung des Detektors liegen. Der linke Teil von Abbildung 4.23 zeigt die verwendeten E_T-abhängigen Schwellen. Zusätzlich dazu wurde eine untere feste Schwelle von 250 verwendet. Wie bereits erwähnt, zeigte die Analyse der Daten, die ohne Target gemessen wurden, daß trotz dieser zusätzlichen Selektion der Ereignisse immer noch ein beträchtlicher Anteil an „falschen“ Wechselwirkungen in den Spektren festzustellen war.

Eine weitere Verfälschung des Datensatzes kann entstehen, wenn zwei Strahlteilchen in so kurzem Abstand eintreffen, daß sie von der Triggerlogik als ein einziges angesehen werden. In solchen Ereignissen wird deshalb eine – verglichen mit der transversalen Energie – zu hohe Energie im ZDC gemessen, da die Spectator beider Reaktionen dort wahrgenommen werden. Der rechte Teil von Abbildung 4.23 veranschaulicht dies: Neben dem Hauptanteil der Verteilung von E_{ZDC} als Funktion von E_T ist dort ein dünnes Seitenband bei etwa der doppelten ZDC-Energie sichtbar, das durch derartige Ereignisse verursacht wird. Diese Ereignisse können durch eine Beschränkung von E_{ZDC} in der eingezeichneten Weise aus dem Datensatz entfernt werden.

4.4.2 Berechnung invarianter Wirkungsquerschnitte

Die Berechnung invarianter Wirkungsquerschnitte setzt voraus, daß die Zahl der analysierten Ereignisse genau bekannt ist. Insbesondere muß darüber Buch geführt werden, wieviel Ereignisse in jeder E_T-Klasse durch die oben beschriebenen Selektionskriterien verworfen werden. Weiterhin müssen die Scaledown-Faktoren beim Füllen der Spektren als Gewicht verwendet werden, da in einigen Ereignisklassen nur ein Bruchteil der ursprünglichen Ereignisse aufgezeichnet wurden. Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann entsprechend folgender Formel:

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{dy\,dp_T^2} = \frac{\Delta N\,\sigma_{mb}}{M}\frac{1}{\Delta y\,\Delta\Phi\,p_T\,\Delta p_T} \tag{4.13}$$

ΔN ist dabei die Zahl der gemessenen π^0 im Transversalimpulsintervall Δp_T und M die Zahl der minimum Bias Ereignisse. Der minimum Bias Wirkungsquerschnitt σ_{mb} unterscheidet sich aufgrund veränderter Triggerbedingungen zwischen den einzelnen Strahlzeiten. Ebenso muß zwischen ein- und ausgeschalteten Magneten unterschieden werden:

Target	Strahlzeit	Magnet an	Magnet aus
Pb	95	6192 mb	5971 mb
Pb	96	6451 mb	6202 mb
Nb	95	–	4228 mb
Nb	96	4496 mb	4332 mb

Die anderen Faktoren in Gleichung 4.13 dienen zur Normierung auf das Akzeptanzintervall, auf das sich die Spektren beziehen. Entsprechend dem Rapiditätsintervall $2.0 \leq y \leq 3.2$ ergibt sich $\Delta y = 1.2$; $\Delta\Phi$ ist $2\,\pi$, da die Akzeptanzkorrektur auf den gesamten Azimutwinkel extrapoliert und Δp_T entspricht der jeweils gewählten Breite des p_T-Intervalls.

4.4.3 Systematische Fehler der π^0-Spektren

Die systematischen Fehler in der Messung der π^0-Produktion setzen sich aus mehreren Anteilen zusammen. Der Hauptbeitrag ergibt sich dadurch, daß die absolute Energieeichung nur auf $\pm 1\%$ genau festgelegt werden konnte. Hinzu kommt die Unsicherheit in der ADC-Skala von 0.8% (1.3%) (s. Abschnitt 3.2.3). Da die π^0-m_T-Spektren sehr stark mit zunehmender transversaler Masse abfallen, überträgt sich dies auf einen relativ großen Fehler in der absoluten Höhe des Spektrum. Diese Unsicherheit steigt fast linear von $\sim 4\%$ bei $m_T - m_0 = 0.4\,\mathrm{GeV}/c^2$ auf $\sim 22\%$ bei $m_T - m_0 = 5.0\,\mathrm{GeV}/c^2$ an. Weiterhin ist noch die Unsicherheit der π^0-Rekonstruktion und der Effizienzkorrektur von Bedeutung. Sie konnte in Abschnitt 4.2.2 für zentrale Pb+Pb Reaktionen im Bereich oberhalb von $m_T - m_0 = 0.5\,\mathrm{GeV}/c^2$ auf insgesamt 10% abgeschätzt werden. Diese Unsicherheit ist hauptsächlich durch den systematischen Fehler der Effizienzkorrektur bestimmt. Der Anteil der π^0-Rekonstruktion beträgt lediglich 1.5% (s. Abschnitt 4.1.3). Bei niedrigeren transversalen Massen steigt dieser Fehler jedoch auf $\sim 100\%$ an. Im Falle der peripheren Reaktionen ist der Fehler der Effizienzkorrektur deutlich geringer ($\sim 2.0\%$); die dominierende Unsicherheit von $\sim 10\%$ ergibt sich hier aus der Target-Out Korrektur (s. Abschnitt 4.2.3).

5. Resultate

Der erste Abschnitt dieses Kapitels befaßt sich mit den Eigenschaften der π^0-Spektren. Es werden Untersuchungen zur Abhängigkeit der π^0-Produktion von verschiedenen Parametern und Vergleiche zu anderen Reaktionen angestellt. Anschließend wird eine Reihe von Modellen diskutiert, die ein tiefergehendes Verständnis der Spektren ermöglichen sollen. Dies sind zum einen mikroskopische Modelle, die in Form einer Monte-Carlo Simulation Reaktionen von schweren Ionen zu beschreiben versuchen, zum anderen hydrodynamische Modelle, die auf einer thermodynamischen Grundlagen beruhen. Daneben soll hier noch ein weiteres, vergleichsweise einfaches, Modell zur Anwendung kommen, das sogenannte *Random-Walk*-Modell. Im dritten Abschnitt werden dann einige Aspekte der η-Produktion untersucht. Insbesondere das Verhältnis zur π^0-Produktion soll dabei möglichst genau bestimmt werden, da dieser Wert sowohl in Hinsicht auf die Analyse direkter Photonen als auch in Bezug auf die Frage eines chemischen Gleichgewichts von Bedeutung ist. Abschließend werden diese Untersuchungen in einem zusammenfassenden Rahmen diskutiert.

5.1 π^0-Produktion

5.1.1 m_T-Verteilungen

In Abbildung 5.1 sind die gemessenen π^0-Spektren der Reaktionen Pb+Pb und Pb+Nb zusammengefaßt. Die vorhandene Statistik erlaubt es, den π^0-Wirkungsquerschnitt für zentrale und minimum Bias Pb+Pb Reaktionen bei transversalen Massen von bis zu $m_T - m_0 = 4.0\,\mathrm{GeV}/c^2$ zu bestimmen. Die Höhe des Spektrums variiert dabei im untersuchten Bereich um ungefähr 6 Größenordnungen. Die Zahl der untersuchten Pb+Nb Ereignisse ist allerdings zu gering, um für diese Reaktion einen derartigen Bereich abzudecken. Die vorhandene Statistik reicht jedoch aus, um in einem kleineren m_T-Intervall $m_T - m_0 < 3.0\,\mathrm{GeV}/c^2$ Untersuchungen mit hinreichender Genauigkeit anstellen zu können. Zusätzlich ist das Spektrum für periphere Pb+Pb Ereignisse gezeigt.

An die Verteilungen wurde im Bereich $0.7 \leq m_T - m_0 \leq 1.9\,\mathrm{GeV}/c^2$ eine Exponentialfunktion, entsprechend Gleichung B.1, angepaßt. Der Vergleich mit dieser Funktion macht sichtbar, daß die Spektren eine deutliche Krümmung aufweisen. Die Krümmung ist sowohl im hohen als auch niedrigen m_T-Bereich erkennbar. Der Steigungsparameter

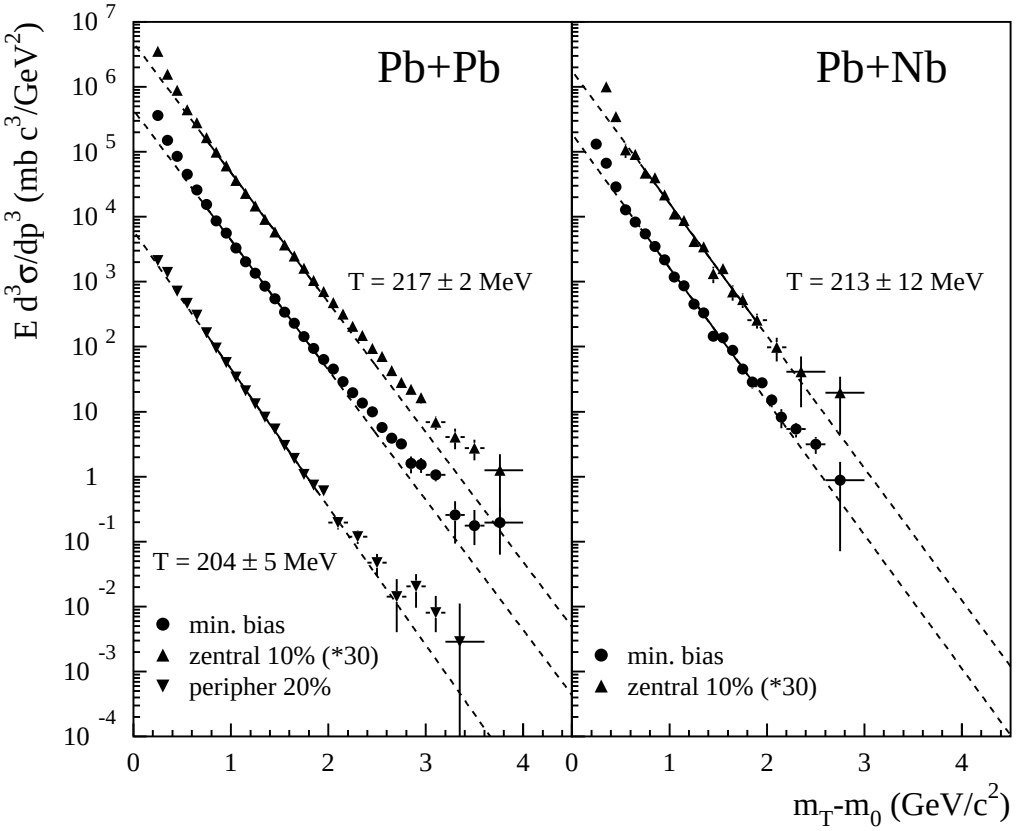

Abbildung 5.1: π^0-Spektren als Funktion von $m_T - m_0$ der Reaktionen Pb+Pb und Pb+Nb bei 158 AGeV. Die zentralen Daten wurden zur besseren Übersicht skaliert. Die an die Daten angepaßten Exponentialfunktionen sind durch die gestrichelten Linien wiedergegeben.

T, der sich aus dem Fit ergibt, ist dabei für zentrale Pb+Pb und Pb+Nb Reaktionen praktisch gleich. Im Vergleich des peripheren und zentralen Spektrums für das Pb-Target ergeben sich jedoch unterschiedliche Werte.

Die Unterschiede zwischen den einzelnen Spektren lassen sich durch eine Betrachtung ihrer Verhältnisse genauer analysieren. Wie die verschiedenen Steigungsparameter für periphere und zentrale Pb+Pb π^0-Spektren erwarten lassen, ist das Verhältnis hier nicht konstant (s. Abbildung 5.2, linker Teil). Ein Fit mit einer Geraden ergibt eine signifikante Steigung, das heißt, der Wirkungsquerschnitt fällt mit zunehmenden m_T für zentrale Ereignisse schwächer ab als für periphere. Der absolute Wert liegt zwischen denen, die sich als das Verhältnis der mittleren Zahl der Participants, bzw. Nukleon-Nukleon-Kollisionen

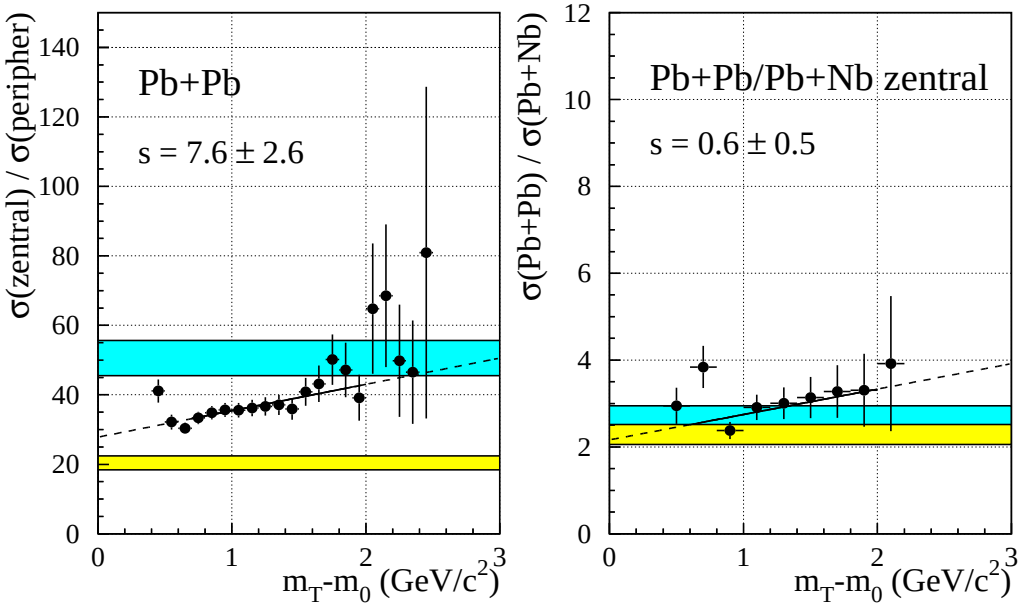

Abbildung 5.2: Links ist das Verhältnis der π^0-Spektren für zentrale und periphere Pb+Pb Reaktionen dargestellt. Die markierten Flächen geben das Verhältnis der Zahl der Participants (hellere Fläche) und der Zahl der Kollisionen (dunklere Fläche) wieder (s. Abschnitt 5.1.3). Die Linie ist das Resultat eines Fits einer Geraden mit der Steigung s an die eingezeichneten Datenpunkte. Die rechte Abbildung zeigt das entsprechende Verhältnis für zentrale Pb+Pb und Pb+Nb Reaktionen.

ergeben. Diese Zahlen wurden durch Glauber-Rechnungen ermittelt und werden in Abschnitt 5.1.3 näher diskutiert.

Für das Verhältnis der Spektren der Reaktionen Pb+Pb und Pb+Nb liegen die Vorhersagen aus dem Verhältnis der Zahl der Participants und der Zahl der Kollisionen dicht beieinander, unterschätzen jedoch beide leicht die Datenpunkte (s. rechter Teil von Abbildung 5.2). $N_{Part}(\mathrm{Pb})/N_{Part}(\mathrm{Nb})$, bzw. $N_{Koll}(\mathrm{Pb})/N_{Koll}(\mathrm{Nb})$, wurde hier zusätzlich mit dem Verhältnis der jeweiligen minimum Bias Wirkungsquerschnitte skaliert. Wie der Vergleich der Steigungsparameter bereits angedeutet hat, läßt sich nur ein geringer Unterschied in der Form der beiden Spektren feststellen. Es deutet sich aber an, daß das Pb+Pb-Spektrum etwas flacher verläuft.

Aus den Abbildungen 5.1 und 5.2 wurde deutlich, daß periphere und zentrale Pb+Pb Spektren leichte Unterschiede im Steigungsparameter T aufweisen. Diese Zentralitätsabhängigkeit läßt sich genauer studieren, indem man die Spektren für jede E_T-Klasse analysiert. Diese sind im linken Teil der Abbildung 5.3 für die einzelnen Klassen zusam-

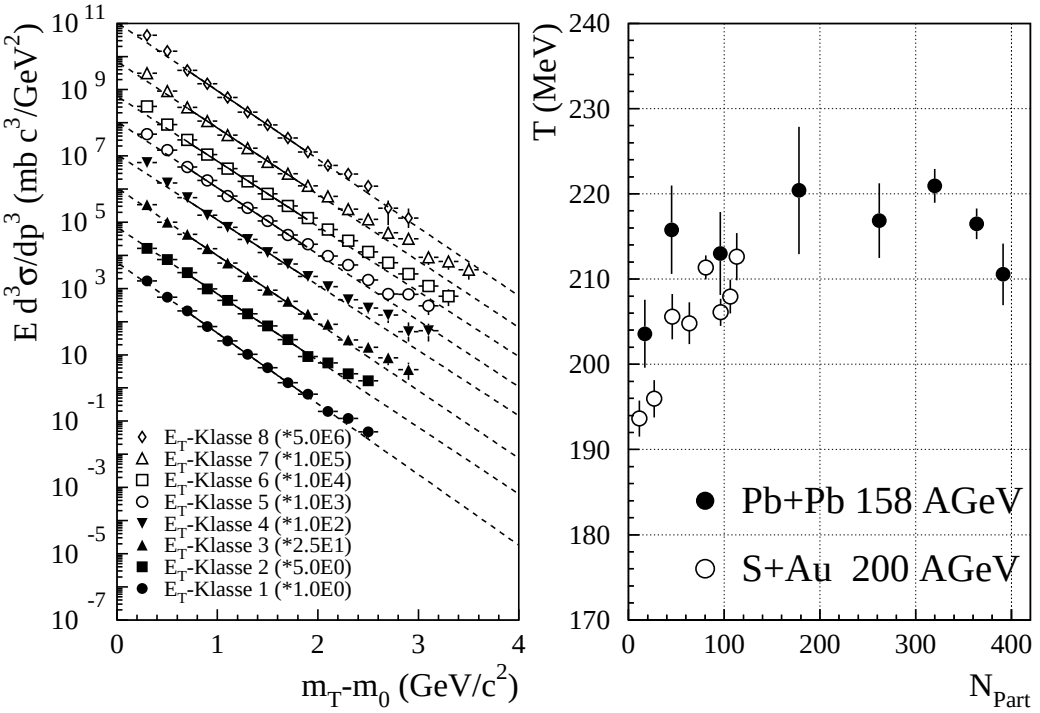

Abbildung 5.3: Die m_T-Spektren der π^0-Mesonen für verschiedene Zentralitätsklassen. Die Spektren sind mit den angegebenen Faktoren skaliert. Rechts ist der Steigungsparameter T als Funktion der mittleren Zahl der Participants N_{Part} aufgetragen (s. Abschnitt 5.1.3). Zusätzlich sind die entsprechenden Werte für die Reaktion S+Au bei 200 AGeV eingezeichnet [Alb98, Stü98].

men mit der jeweils angepaßten Exponentialfunktion dargestellt (gleicher Fitbereich wie in Abbildung 5.1). Auf den ersten Blick zeigen die Spektren über einen weiten Bereich denselben Verlauf. Tatsächlich weist der extrahierte Steigungsparameter T nur eine schwache Zentralitätsabhängigkeit auf. Dies ist im rechten Teil der Abbildung 5.3 dargestellt. Die verschiedenen E_T-Klassen sind dabei durch die mittlere Zahl der Participants N_{Part} wiedergegeben. Der Steigungsparameter zeigt im Bereich peripherer Ereignisse $N_{Part} < 50$ einen Anstieg von $\sim 204\,\mathrm{MeV}$ auf etwa $210 - 220\,\mathrm{MeV}$. Anschließend bleibt dieser Wert im Rahmen der Unsicherheit über einen weiten Bereich von N_{Part} praktisch konstant. Lediglich zu sehr zentralen Pb+Pb Ereignissen $N_{Part} > 350$ deutet sich ein leichtes Absinken von T an. Zum Vergleich enthält die Abbildung 5.3 die – auf gleiche Weise bestimmten – T-Parameter der π^0-Spektren für die Reaktion S+Au bei unterschiedlichen Zentralitäten [Alb98, Stü98]. Diese sind deutlich von der Zentralität abhängig, jedoch beschränkt sich N_{Part} aufgrund der geringeren Größe des Reaktionssystems auf Werte unterhalb von 115;

der Bereich, in dem die Sättigung von T beobachtet werden kann, ist durch diese Reaktion nicht zugänglich. Die Werte, die für die S+Au Reaktion bestimmt wurden, liegen tendenziell zwar etwas unterhalb der T-Parameter für Pb+Pb, sind aber im Rahmen der Unsicherheiten mit ihnen vereinbar. Bei diesem direkten Vergleich muß allerdings beachtet werden, daß die Daten bei unterschiedlichen Schwerpunktenergien gemessen wurden (S+Au: $\sqrt{s} = 19.4\,\mathrm{GeV}$ und Pb+Pb: $\sqrt{s} = 17.2\,\mathrm{GeV}$). Skaliert man das zentrale Pb+Pb Spektrum mit Hilfe von Gleichung 1.4 auf die S+Au Energie, ergibt sich ein flacheres Spektrum; der Steigungsparameter erhöht sich dann um etwa 8 MeV. Demzufolge sollten die S+Au Spektren eigentlich einen höheren T-Parameter aufweisen als die Pb+Pb Spektren.

5.1.2 Analysen und Vergleiche

Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_C$

Wie in Abbildung 5.3 dargestellt ist, weist der Steigungsparameter T als Funktion der Zentralität für Pb+Pb Ereignisse ein Sättigungsverhalten auf. Da eine Exponentialkurve nur eine sehr unvollkommene Beschreibung der π^0-Spektren bietet, hat dieser Parameter nur eine begrenzte Aussagekraft. Deshalb soll die Zentralitätsabhängigkeit hier noch einmal anhand einer anderen Größe, dem mittleren Transversalimpuls $\langle p_T \rangle$, betrachtet werden. Die genaue Berechnung von $\langle p_T \rangle$ setzt jedoch die Kenntnis des vollständigen p_T-Spektrums voraus. Der Nachweis von π^0-Mesonen ist mit dem LEDA-Detektor unterhalb von $p_T = 0.4\,\mathrm{GeV}/c$ nur mit sehr großen Unsicherheiten möglich. Dieser Wert wird hier daher als eine untere Schwelle C bei der Berechnung des Mittelwerts verwendet:

$$\langle p_T \rangle_C = \left(\int_C^\infty p_T \frac{dN}{dp_T} dp_T \Big/ \int_C^\infty \frac{dN}{dp_T} dp_T \right) - C \tag{5.1}$$

Für den Fall, daß sich dN/dp_T durch eine einfache Exponentialfunktion wiedergeben läßt, gilt: $\langle p_T \rangle_C = \langle p_T \rangle$. Für ein nicht-exponentielles Spektrum besteht kein einfacher Zusammenhang zwischen den beiden Werten.

Es ergibt sich hier das gleiche Bild wie es bereits für den Steigungsparameter T erhalten wurde. In Abbildung 5.4 ist eine vergleichbare Abhängigkeit zwischen $\langle p_T \rangle_C$ und N_{Part} erkennbar. Der mittlere Transversalimpuls ist durch einen Wert von $\sim 290\,\mathrm{MeV}/c$ nach oben beschränkt. Ebenso findet sich eine annähernde Übereinstimmung der Werte für die Reaktionen Pb+Pb und S+Au im Bereich $\langle N_{Part} \rangle < 120$. Abbildung enthält außerdem 5.4 den $\langle p_T \rangle_C$-Wert der in p+p-Reaktionen produzierten Pionen (s. Abschnitt 5.1.2). Er liegt mit 224 MeV/c deutlich niedriger, fügt sich aber in die generelle systematische Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses von der Zahl der Participants ein.

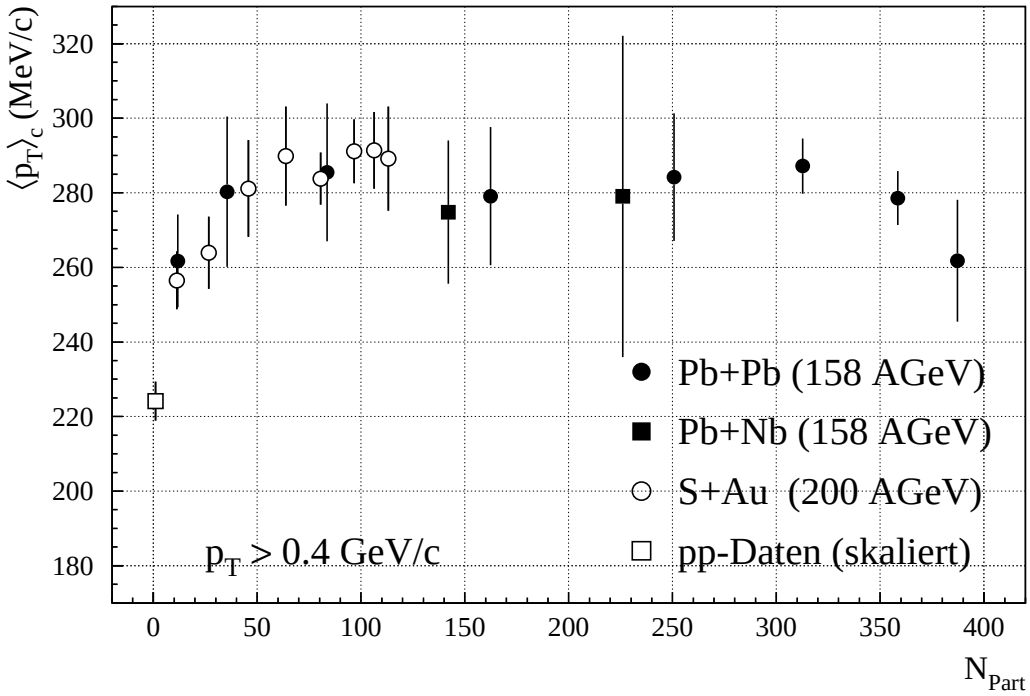

Abbildung 5.4: Der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_C$ oberhalb einer Schwelle C von $p_T = 0.4\,\mathrm{GeV}/c$ als Funktion der mittleren Zahl der Participants N_{Part} (s. Abschnitt 5.1.3). Zusätzlichen zu den Resultaten für die Reaktion Pb+Pb und Pb+Nb sind die entsprechenden Werte für die Reaktionen S+Au und p+p eingezeichnet.

Vergleich zu Proton-Proton und anderen Reaktionssystemen

Um die Frage zu beantworten, ob die Reaktionen schwerer Ionen als einfache Überlagerung unabhängiger Nukleon-Nukleon-Stöße zu verstehen sind, oder ob qualitativ neuartige Effekte zutage treten, soll ein geeignetes Pionen-Spektrum der Reaktion p+p als Vergleichsmaßstab dienen. Im Abschnitt 1.3.1 wurde eine Zusammenstellung verschiedener Messungen vorgestellt (s. Abbildung 1.4). Die Datenpunkte wurden alle wie bereits beschrieben auf die Schwerpunktenergie des Pb+Pb-Systems von $\sqrt{s} = 17.2\,\mathrm{GeV}$ skaliert. Da die einzelnen Datenpunkte für direkte Vergleiche nur schwer zu handhaben sind, wird im Folgenden eine Parametrisierung verwendet. Dazu wurde an die Datenpunkte die Funktion B.3 im Bereich $p_T > 1.0\,\mathrm{GeV}/c$ angepaßt, woraus sich folgende Parameterwerte ergeben:

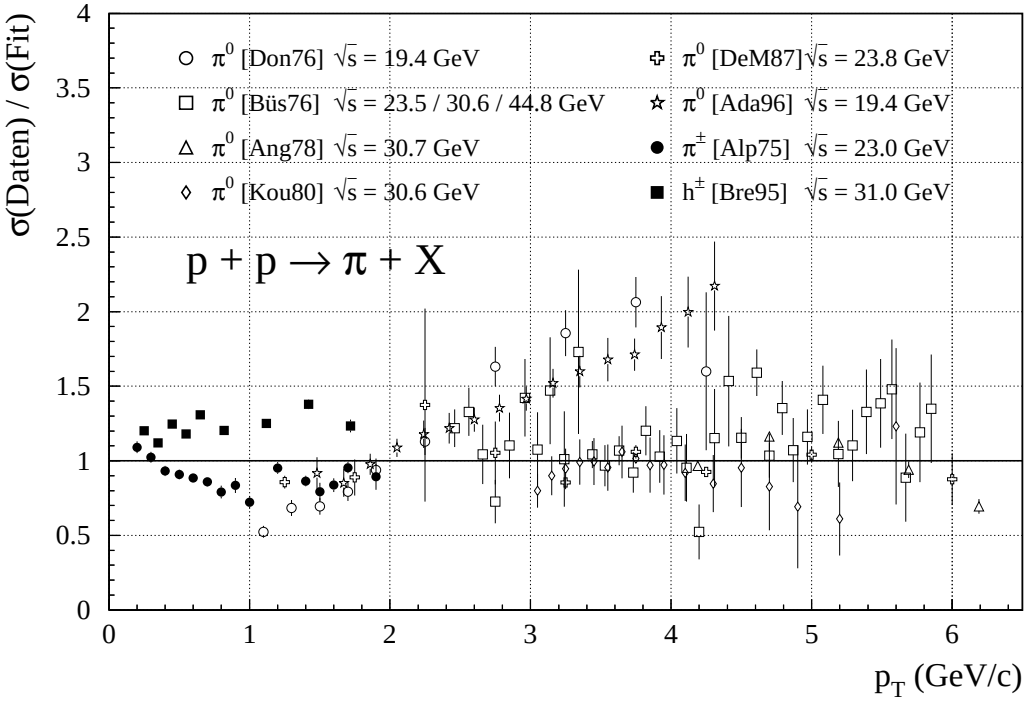

Abbildung 5.5: Das Verhältnis der skalierten $\pi^{0,\pm}(h^{\pm})$-Wirkungsquerschnitte zur angepaßten Fitfunktion (s. Text).

$$
\begin{aligned}
C &= 132.00 \pm 6.6 \\
p_0 &= 9.02 \pm 0.05 \\
n &= 55.77 \pm 0.11
\end{aligned}
$$

Ein Vergleich des Fitresultats mit den skalierten Datenpunkten ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Durch Gleichung B.3 lassen sich die meisten p+p-Daten relativ gut im gesamten p_T-Bereich beschreiben. Die Abweichungen sind typischerweise kleiner als 20-30%. Es gibt jedoch zwei Messungen, die systematisch stärker abweichen. Dies sind die π^0-Wirkungsquerschnitte aus [Ada96] und [Don76], die beide am Fermilab bei $\sqrt{s} = 19.4\,\mathrm{GeV}/c$ gemessen wurden, während alle anderen Daten, ausgenommen [DeM87], von ISR-Experimenten stammen. Die Fermilab-Daten zeigen einen stärkeren Anstieg mit zunehmendem Transversalimpuls als die restlichen Daten. Möglicherweise läßt sich dieser Unterschied darauf zurückführen, daß die ISR-Datenpunkte eine stärkere Skalierung erfordern, da hier die Schwerpunktenergie höher liegt, und daß das Modell, das zur Skalierung benutzt wurde (s. Abschnitt 1.3.1), angewendet über einen derartig großen Bereich von $\sqrt{s}$ zu systematischen Abweichungen führt. Nicht auszuschließen ist jedoch auch, daß die Unterschiede zwischen den Experimenten eine Rolle spielen. Bei den Messungen aus

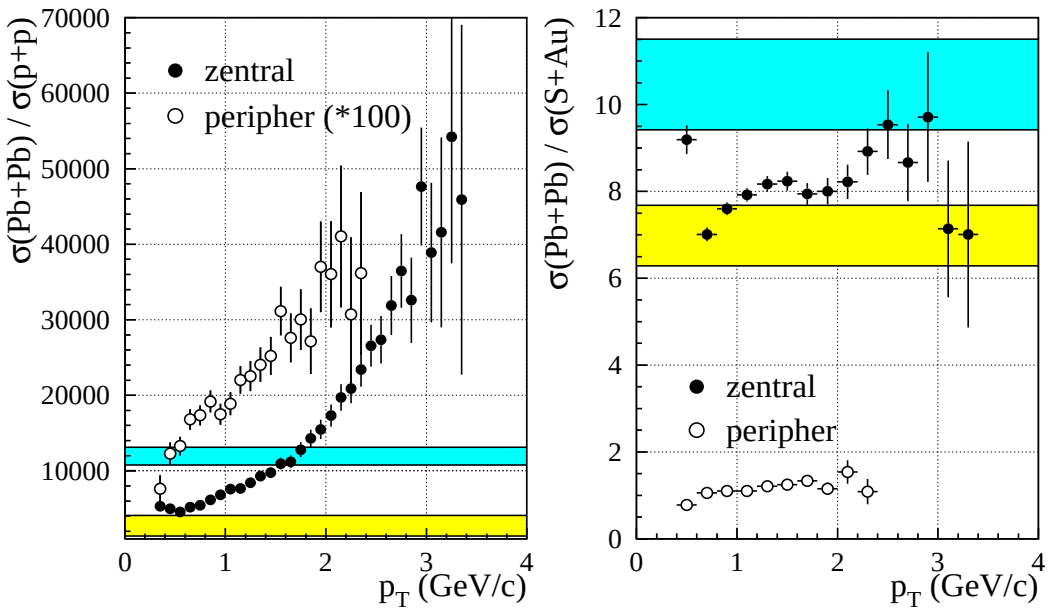

Abbildung 5.6: Der linke Teil zeigt das Verhältnis der π^0-Wirkungsquerschnitte der peripheren und zentralen Pb+Pb Reaktion zur Parametrisierung der Proton-Daten. Die peripheren Datenpunkte sind der besseren Übersicht halber skaliert. Rechts ist ein entsprechender Vergleich zu den Spektren der Reaktion S+Au bei 200 AGeV dargestellt. Die schattierten Bereiche geben das Verhältnis der mittleren Zahl der Participants (helle Flächen), bzw. Kollisionen (dunkle Flächen) wieder.

[Ada96], [Don76] und [DeM87] handelt es sich um *fixed-Target* Experimente, während [Büs76], [Ang78], [Kou80], [Bre95] und [Alp75] an Collidern durchgeführt wurden.

Der direkte Vergleich dieser Parametrisierung der Proton-Daten mit den π^0-Spektren der Reaktion Pb+Pb macht drastische Unterschiede deutlich (s. Abbildung 5.6). Das Verhältnis steigt für zentrale Ereignisse zwischen 0.6 GeV/c und 3.0 GeV/c um ungefähr einen Faktor 8 an. Die peripheren Datenpunkte zeigen einen vergleichbaren Anstieg. Für den Vergleich mit der zentralen Reaktion sind zusätzlich die erwarteten Werte gezeigt, die sich aus dem Verhältnis der Zahl der Participants, bzw. Kollisionen – multipliziert mit dem jeweiligen minimum Bias Wirkungsquerschnitt[1] – ergeben. Nur bei kleinen Transversalimpulsen ($p_T < 0.8\,\mathrm{GeV}/c$) sind die Datenpunkte mit einer Skalierung durch N_{part} vereinbar. Im mittleren p_T-Bereich ($1.0 < p_T < 2.0\,\mathrm{GeV}/c$) entsprechen die Meßwerte eher

[1] Für die p+p Reaktion wurde ein Wirkungsquerschnitt von 40mb angenommen [Per90].

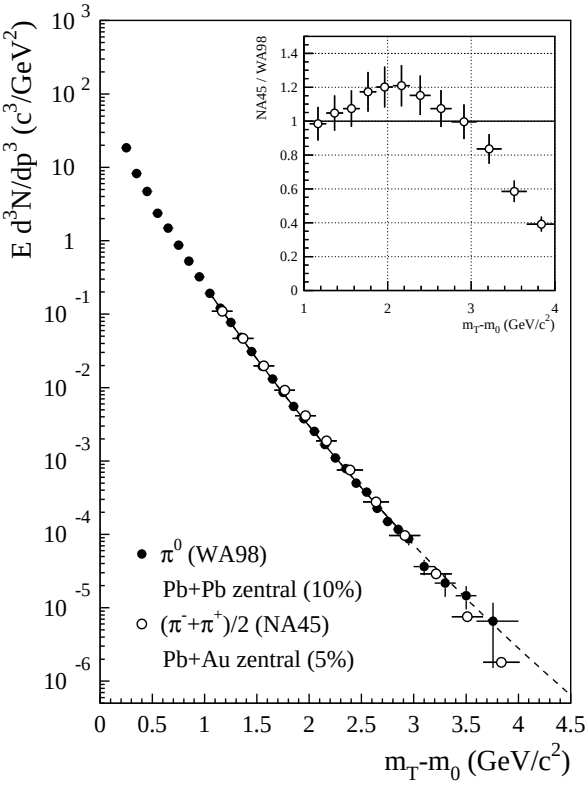

Abbildung 5.7: Vergleich des π^0-Spektrums für zentrale Pb+Pb Ereignisse mit dem $(\pi^+ + \pi^-)/2$-Spektrum, das von der CERES-Kollaboration (NA45) für die Reaktion Pb+Au 158 AGeV gemessen wurde [Cer97]. Das CERES-Spektrum ist zur Anpassung an die WA98-Daten skaliert worden. Das kleine Bild zeigt zum genaueren Vergleich das Verhältnis des CERES-Spektrums zu einem Fit mit Gleichung B.3 an das π^0-Spektrum (gestrichelte Linie im großen Bild). Dieser Vergleich enthält nur den statistischen Fehler der CERES-Daten.

dem Verhältnis der Zahl der Kollisionen, während oberhalb dieses Bereiches die Daten deutlich über der Vorhersage aus N_{Koll} liegen.

Ein anderes Verhalten zeigt der Vergleich zu den Spektren der Reaktion S+Au [Alb98, Stü98]. Das Verhältnis der Verteilungen ist sowohl für die peripheren als auch für die zentralen Ereignisse nur leicht vom Transversalimpuls abhängig. Die zentrale Ereignisklasse der S+Au Reaktion entspricht 7.7% des minimum Bias Wirkungsquerschnitt; die periphere Klasse umfaßt 30%. Während sich die Form der Spektren beim Übergang von Nukleon-Nukleon-Kollisionen zu Schwerionenreaktionen deutlich ändert, ist sie also für die Reaktionen Pb+Pb und S+Au annähernd gleich. Der Unterschied in der absoluten Höhe der Spektren für die zentralen Ereignisklassen (ungefähr ein Faktor 8) liegt hier –

wie bereits beim Vergleich des zentralen und peripheren Pb+Pb Spektrums (Abbildung 5.2) – zwischen den Erwartungen aus dem Verhältnis der Zahl der Participants und der Zahl der Kollisionen.

Neben dem WA98-Experiment ist auch das CERES-Experiment in der Lage, Spektren produzierter Teilchen bei hohen transversalen Massen zu messen. Abbildung 5.7 zeigt einen Vergleich eines Spektrums, das dem Mittelwert der Verteilung von π^+ und π^- entspricht, für die Reaktion Pb+Au bei 158 AGeV mit dem zentralen π^0-Spektrum der Reaktion Pb+Pb [Cer97, Cer98]. Das CERES-Spektrum entspricht einer kleineren Zentralitätsklasse (5% zentral) und wurde in einem Rapiditätsintervall gemessen ($2.1 < y < 2.6$), das ungefähr dem durch den LEDA-Detektor abgedeckten Bereich entspricht. Nach einer Anpassung der absoluten Höhe dieses Spektrums, ergibt sich eine relativ gute Übereinstimmung mit dem π^0-Spektrum. Jedoch zeigt der genaue Vergleich leichte systematische Abweichungen; das CERES-Spektrum ist etwas weniger stark gekrümmt. Allerdings liegen diese Abweichungen noch im Rahmen der statistischen Unsicherheiten beider Verteilungen.

Die lokale Steigung der Spektren

Die Form der π^0-Spektren läßt sich mit Hilfe des lokalen Steigungsparameter T_{lok} genauer analysieren. Er ist in folgender Weise definiert:

$$T_{lok}^{-1} = -\frac{d}{dm_T}\left[\log\left(E\frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)\right] \tag{5.2}$$

Er wird in dieser Analyse aus jeweils fünf benachbarten Datenpunkten bestimmt und umfaßt dementsprechend immer ein m_T-Intervall von 0.5 GeV/c^2. Das Resultat ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Für periphere Pb+Pb Ereignisse verhält sich T_{lok} in annähernd gleicher Weise wie die lokale Steigung, die aus der Parametrisierung der Proton-Daten folgt. Es ergeben sich Werte, die im Bereich $0.5 \leq m_T - m_0 \leq 2.2\,\mathrm{GeV}/c^2$ ungefähr linear von 195 MeV auf 220 MeV ansteigen. Im Falle des zentralen π^0-Spektrums weist die lokale Steigung ein deutlich verschiedenes Verhalten auf. T_{lok} variiert hier zwischen $\sim 160\,\mathrm{MeV}$ und $\sim 275\,\mathrm{MeV}$. Die Abhängigkeit von der transversalen Masse zeigt dabei eine sichtbare Krümmung und ist im unteren und mittleren m_T-Bereich stärker als für periphere Pb+Pb Reaktionen und für die p+p-Parametrisierung.

5.1.3 Skalierungsverhalten der π^0-Produktion

Aus dem bisher dargestellten wird ersichtlich, daß es qualitative Unterschiede in den π^0-Spektren zwischen ultrarelativistischen Kernreaktionen und p+p-Reaktionen gibt. Es

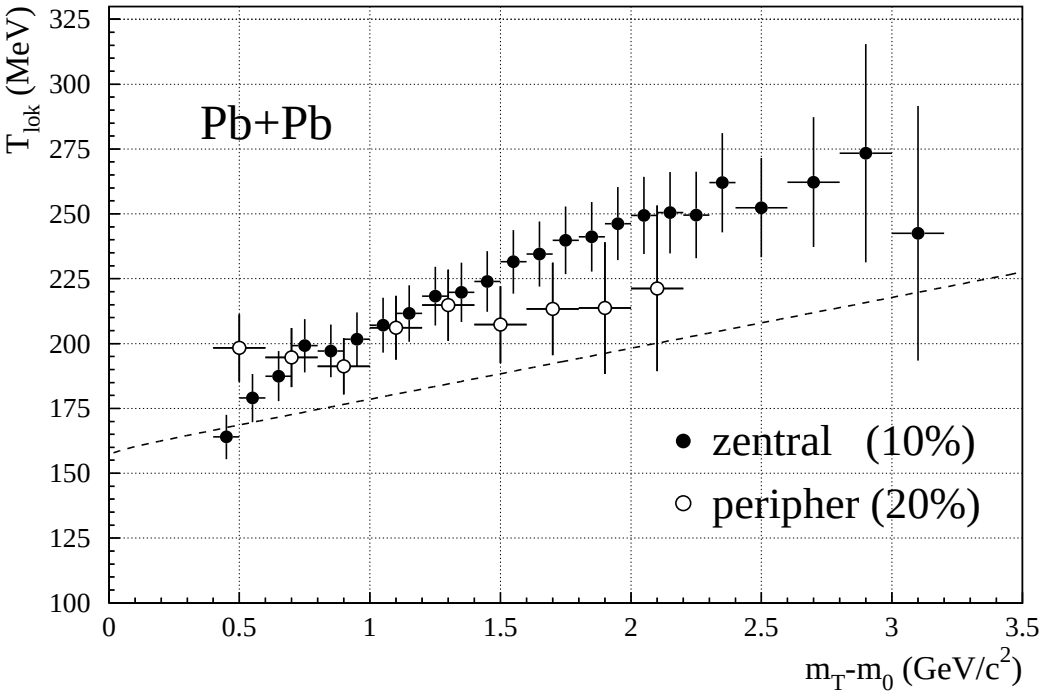

Abbildung 5.8: Die lokalen Steigungsparameter T_{lok} als Funktion der transversalen Masse $m_T - m_0$. Die gestrichelte Linie entspricht dem Wert der sich aus der Parametrisierung der Proton-Daten ergibt.

stellt sich daher die Frage, ob diese Unterschiede in einheitlicher Weise durch eine charakteristische Variable parametrisierbar sind. Es sollen deshalb zwei Ansätze verfolgt werden: Eine Untersuchung der Abhängigkeit von den Kernmassen als den naheliegenden Parametern einer Kern-Kern-Reaktion einerseits und von aus Modellen abgeleiteten Größen – der mittleren Zahl der Participants und der Kollisionen – andererseits.

Cronin-Effekt

Analog zu den Untersuchungen der Targetmassenabhängigkeit von p+A Reaktionen (s. Abschnitt 1.3.1) sollen die π^0-Wirkungsquerschnitte der Pb-Reaktionen mit einer erweiterten Form der Gleichung 1.5 analysiert werden:

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3}(\mathrm{A+B}) = (AB)^{\alpha(p_T)}\, E\frac{d^3\sigma}{dp^3}(\mathrm{p+p}) \tag{5.3}$$

Der Ausdruck 5.3 wurde bereits in [Åke90] und [Alb98] zur Untersuchung von Reaktionen mit S- und O-Ionen verwendet. Ebenso wie in diesen Analysen ergibt sich auch

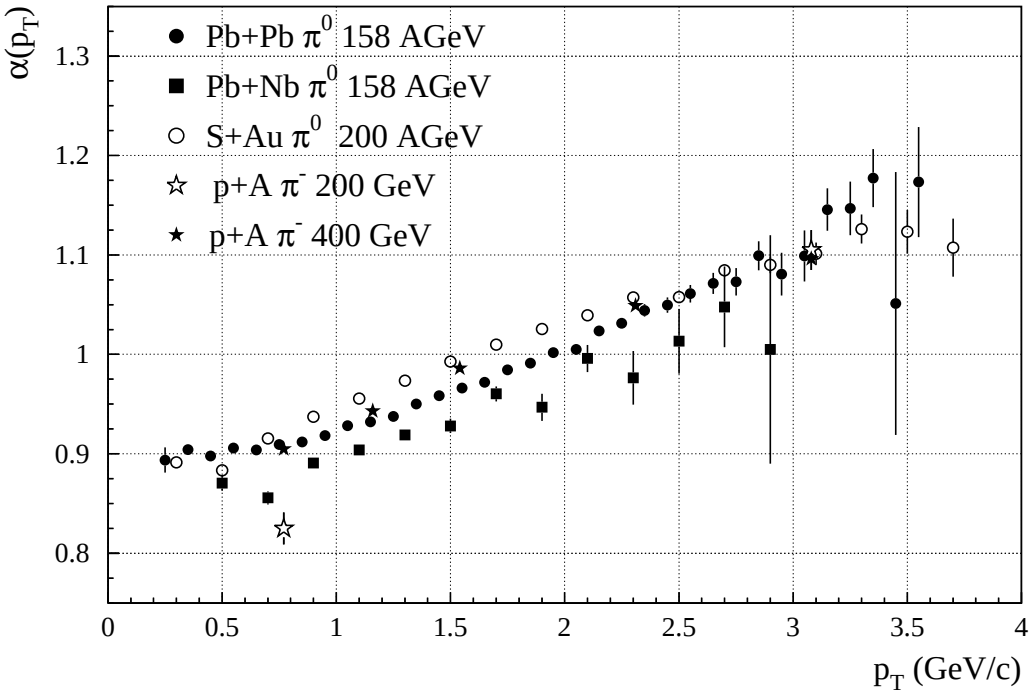

Abbildung 5.9: Der Exponent α als Funktion des Transversalimpulses. Dargestellt sind Datenpunkte für die Kernreaktionen Pb+Pb, Pb+Nb und S+Au unter minimum Bias Triggerbedingungen, sowie zweier Proton-induzierter Reaktionen [Ant78].

für die Reaktionen Pb+Pb und Pb+Nb ein Exponent α, der deutlich vom Transversalimpuls abhängt (s. Abbildung 5.9). Er steigt von 0.8-0.9 auf Werte deutlich oberhalb von 1.0 an. Ein ähnlicher Anstieg wurde bei den p+A und S+Au Reaktionen beobachtet. Unterschiede bestehen jedoch darin, daß α im Falle der Reaktion S+Au im Bereich $p_T < 3.0\,\mathrm{GeV}/c$ durchweg größer ist als für Pb+Pb und relativ gut mit den p+A Daten übereinstimmt, die bei einer Laborenergie von 400 GeV gemessen wurden. Die Pb+Nb Datenpunkte dagegen liegen eher unterhalb der α-Werte für Pb+Pb. Bemerkenswert ist dabei, daß die Abhängigkeit des Exponenten vom Transversalimpuls bei den Reaktionen S+Au und Pb+Nb annähernd gleich ist, während sie für Pb+Pb deutlich flacher verläuft. Die systematische Abnahme von α von S+Au (leichtes Projektil und schweres Target) über Pb+Pb (schweres P. und T.) zu Pb+Nb (schweres P. und leichtes T.) im Bereich $1.0 \leq p_T \leq 2.5\,\mathrm{GeV}/c$ könnte eine Auswirkung der Rapiditätsverschiebung der Feuerbälle sein. Allerdings muß auch bei dieser Untersuchung der Unterschied in den Schwerpunktenergien beachtet werden.

Der Faktor $A \cdot B$ in der Parametrisierung 5.3 entspricht der Zahl der maximal möglichen binären Kollisionen zwischen den Nukleonen in Projektil und Target. Die Voraussetzung dafür, daß der Wirkungsquerschnitt für die Teilchenproduktion proportional zu dieser Größe ist, wäre gegeben, wenn er für die elementaren Kollisionen relativ klein ist – die Kerne sind füreinander „transparent" – und wenn keine sekundären Wechselwirkungen in der Kernmaterie stattfinden, die den Wirkungsquerschnitt zusätzlich erhöhen würden. Diese Bedingungen wären gegeben, wenn die Teilchenproduktion im wesentlichen durch „harte" Prozesse dominiert würde. Die Tatsache, daß für hohe Transversalimpulse $\alpha > 1$ beobachtet wird (Nuclear-Enhancement) zeigt, daß in diesem Bereich zusätzliche Wechselwirkungen eine Rolle spielen. Der Bereich niedrigerer Transversalimpulse dagegen sollte durch „weiche" Prozesse bestimmt sein, und die Beobachtung, daß $\alpha < 1$ ist, deutet darauf hin, daß die Größe $A \cdot B$ hier für eine Parametrisierung ungeeignet ist.

Weitere Parametrisierungen

Zwei Variablen, die geeignet sein können, eine Schwerionenreaktion zu charakterisieren, sind die mittlere Zahl der Participants N_{Part} und der Kollisionen N_{Koll}. Im Folgenden soll deshalb die Abhängigkeit der Teilchenproduktion von diesen Größen untersucht werden. Die Verwendung von N_{Part} wird durch die Beobachtung nahegelegt, daß bei globalen Größen wie der transversalen Energie, bereits ein entsprechendes Skalierungsverhalten festgestellt wurde [Agg97a, Alb91]. Geht man von der Annahme aus, daß die Teilchenproduktion durch „weiche" Prozesse dominiert wird und dementsprechend das Bild einer thermischen Teilchenquelle verwendet werden kann, sollte N_{Part} die charakteristische Größe zu ihrer Beschreibung darstellen. Im Falle „harter" Prozesse wäre auf der anderen Seite, wie oben beschrieben, die Zahl der Kollisionen die entscheidende Variable.

Bei diesen Werten ist problematisch, daß sie keiner direkten Messung zugänglich sind, sondern nur mit Hilfe von Modellrechnungen ermittelt werden können. Ein Modell, daß für diese Zwecke herangezogen werden kann, ist das Glauber-Modell [Gla59, Won94]. Dieses Modell beschreibt Kernreaktionen als Überlagerung vielfacher Nukleon-Nukleon-Streuungen, deren Wirkungsquerschnitt als konstant angesehen wird. Die Werte, die sich für die hier untersuchten Schwerionenreaktionen in unterschiedlichen Zentralitätsklassen ergeben, sind in der Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Um die Abhängigkeit der Zahl der produzierten π^0 in Pb-induzierten Kernreaktionen unterschiedlicher Zentralitäten studieren zu können, werden Parametrisierungen der folgenden Art betrachtet:

$$\frac{dN^{\pi^0}}{dp_T}(\mathrm{Pb}) \quad \propto \quad N_{Part}^{\alpha(p_T)} \; \frac{dN^{\pi^0}}{dp_T}(\mathrm{p+p})$$

Target	E_T-Klasse	% WQ	b_{max} (fm)	N_{Part}	N_{Koll}
Pb	8	0 - 1	1.42	391	887
	7	1 - 5	3.18	364	805
	6	5 - 10	4.50	320	680
	5	10 - 20	6.35	262	525
	4	20 - 40	8.94	177	317
	3	40 - 60	11.00	95	140
	2	60 - 80	12.70	44	52
	1	80 - 100	14.30	17	15
Nb	minimum Bias	0 - 100	11.70	142	263
	zentral	0 - 10	3.70	226	421
	semi-zentral	10 - 80	10.40	121	206

Tabelle 5.1: Die Zahl der Participants N_{Part} und der Kollisionen N_{Koll}, sowie der maximale Stoßparameter b_{max} für die verschiedenen Zentralitätsklassen der Reaktionen Pb+Pb und Pb+Nb. Die Rechnungen wurden von T. Peitzmann durchgeführt [Pei97].

$$\frac{dN^{\pi^0}}{dp_T}(\mathrm{Pb}) \quad \propto \quad N_{Koll}^{\alpha(p_T)} \; \frac{dN^{\pi^0}}{dp_T}(\mathrm{p+p}) \tag{5.4}$$

Abbildung 5.10 zeigt als Beispiel die Abhängigkeit des Verhältnis der Produktionsraten $dN^{\pi^0}(\mathrm{Pb})/dN^{\pi^0}(\mathrm{p+p})$ von der Zahl der Participants für verschiedene Transversalimpulse in doppelt logarithmischer Darstellung. Um den Exponenten $\alpha(p_T)$ zu bestimmen, wird an die Pb+Pb Datenpunkte in jedem p_T-Intervall eine Gerade angepaßt. Es zeigt sich dabei, daß die Datenpunkte der Reaktion Pb+Pb recht gut einem linearen Verlauf folgen und daß die π^0-Produktion für das Nb-Target zumindest im Bereich $p_T < 1.5\,\mathrm{GeV}/c$ ungefähr dieselbe Abhängigkeit zeigen. Bei größeren Transversalimpulsen scheinen die Datenpunkte der Reaktion Pb+Nb jedoch systematisch unterhalb der Werte für Pb+Pb zu liegen. Aufgrund der geringen Statistik ist es jedoch schwierig, diese Abweichung zu sehr hohen p_T zu verfolgen. In Abbildung 5.10 ist nur die Abhängigkeit von der mittleren Zahl der Participants dargestellt. Da N_{Koll} und N_{Part} für Pb-induzierte Reaktionen annähernd proportional zueinander sind (s. Tabelle 5.1), ergibt sich für die mittlere Zahl der Kollisionen ein gleichartiges Bild. Der Unterschied besteht im wesentlichen in den Werten, die der Exponent α annimmt. Dessen Abhängigkeit vom Transversalimpuls ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Tatsächlich ist sie für beide Arten der Parametrisierung gleichartig. Interessant ist dabei die Tatsache, daß α im gesamten betrachteten p_T-Bereich praktisch konstant

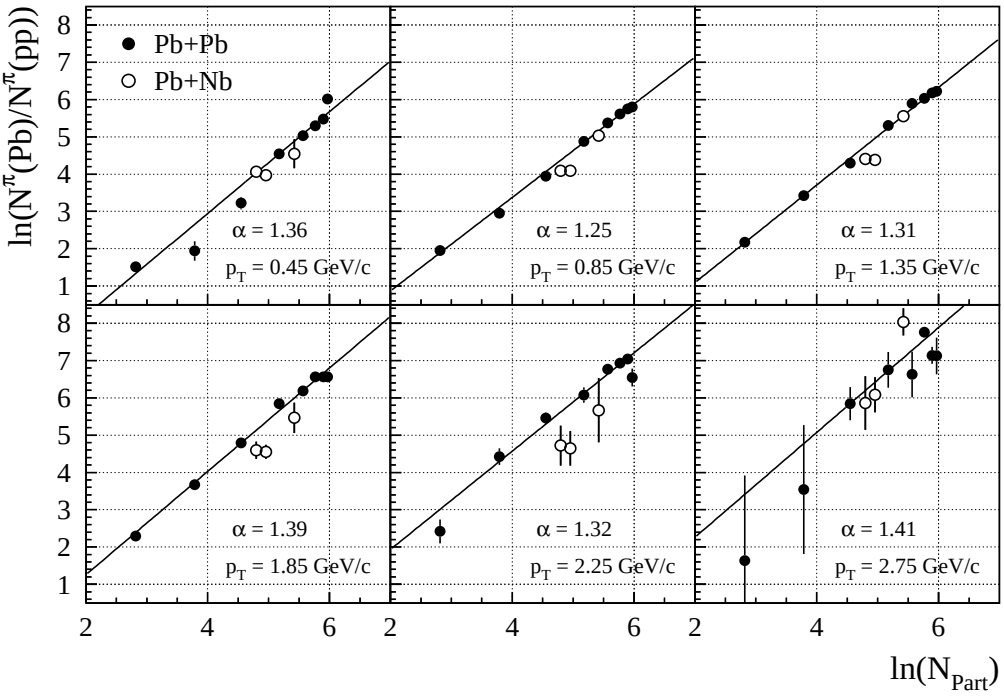

Abbildung 5.10: Die Zahl der produzierten π^0-Mesonen $N^{\pi^0}(\mathrm{Pb})$ in Abhängigkeit von der Zahl der Participants N_{Part} für Pb-induzierte Reaktionen. Die Bilder zeigen den Logarithmus beider Werte zusammen mit der angepaßten Gerade. Dargestellt sind Beispiele aus verschiedenen p_T-Intervallen.

ist. Lediglich im Bereich kleiner und sehr großer Transversalimpulse deuten sich leichte p_T-Abhängigkeiten an, die aber nicht signifikant sind. Der Exponent liegt im Falle der Parametrisierung mit N_{Part} etwa bei 1.4; die Abhängigkeit von N_{Koll} wird jedoch durch $\alpha = 1.0 - 1.1$ beschrieben. Das heißt, daß die Teilchenproduktion in Pb-Kollisionen fast direkt proportional mit der mittleren Zahl der Kollisionen zunimmt. Aus dem direkten Vergleich der Teilchenspektren für Schwerionenkollisionen (Abbildung 5.2 und 5.6 rechts) wurde bereits deutlich, daß das Verhältnis der π^0-Verteilungen ebenfalls recht gut durch N_{Koll} wiedergegeben wird. Wie jedoch aus Abbildung 5.6 ersichtlich, ist es mit keiner dieser beiden Größen möglich, den Absolutwert des Verhältnisses der Spektren von zentralen Pb+Pb zu p+p Reaktionen einheitlich zu beschreiben. Eine Skalierung mit N_{Koll} ist nur im mittleren p_T-Bereich erkennbar, während das Verhältnis bei niedrigen Transversalimpulsen offenbar mehr durch N_{Part} bestimmt ist. Tatsächlich wurde in [Pei97] festgestellt, daß eine Extrapolation der Pionenproduktion von p+A Daten zu Schwerionendaten bei niedrigerem Transversalimpuls ($p_T = 0.77\,\mathrm{GeV}/c$) eher durch die Zahl der Participants

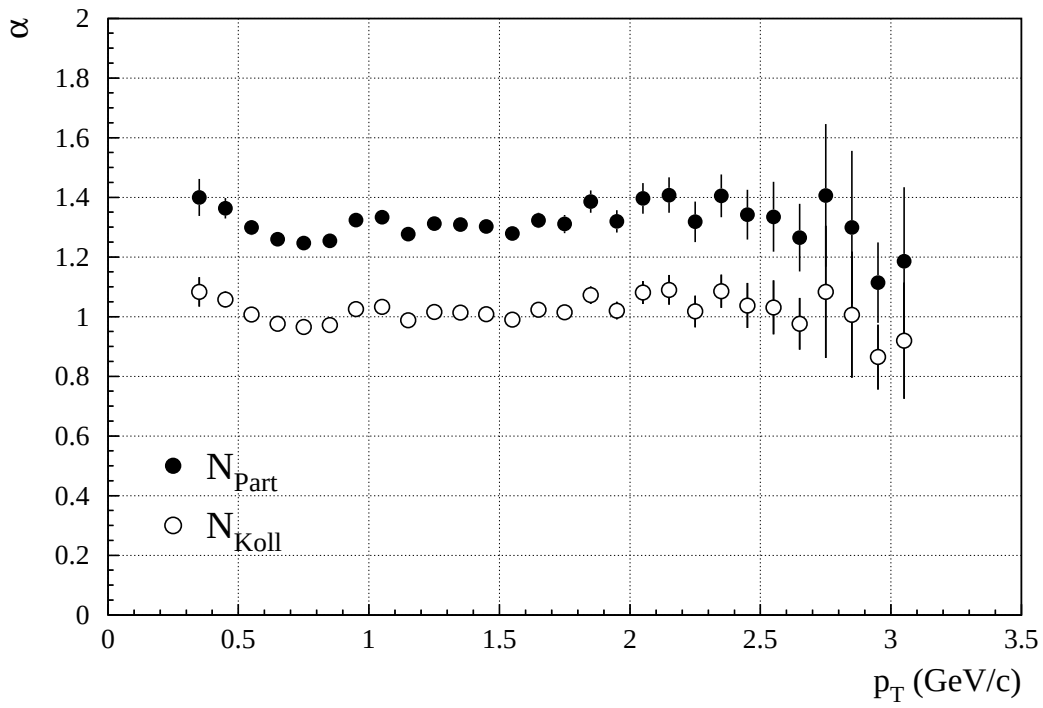

Abbildung 5.11: Der Exponent α als Funktion des Transversalimpulses, wie er aus der Parametrisierung der π^0-Produktion mit N_{Part} und N_{Koll} bestimmt wurde.

möglich ist. Dabei wurde eine Abhängigkeit der Form $\propto N_{Part}^{1.26}$ beobachtet. Dieser Werte ist etwas niedriger als der hier – allerdings nur aus Pb+Pb Datenpunkten – bestimmte Exponent $\alpha = 1.4$. Dagegen zeigte dieselbe Analyse, daß bei hohem Transversalimpuls ($p_T = 3.08\,\mathrm{GeV}/c$) eine Skalierung von p+p und p+A zu A+B mit N_{Koll} möglich ist, sofern eine zusätzliche Normierung auf die Targetmasse ($\propto 1/A^{0.086}$) durchgeführt wird. Insgesamt läßt sich also festhalten, daß die Abhängigkeit der Teilchenproduktion für die hier untersuchten Reaktionen von schweren Ionen relativ zueinander in einem weiten p_T-Bereich direkt proportional zur Zahl der Kollisionen ist, die Skalierung der Teilchenproduktion auf der Grundlage von p+p Kollisionen mit Hilfe der Variablen N_{Part} und N_{Koll} jedoch stark p_T-abhängig ist.

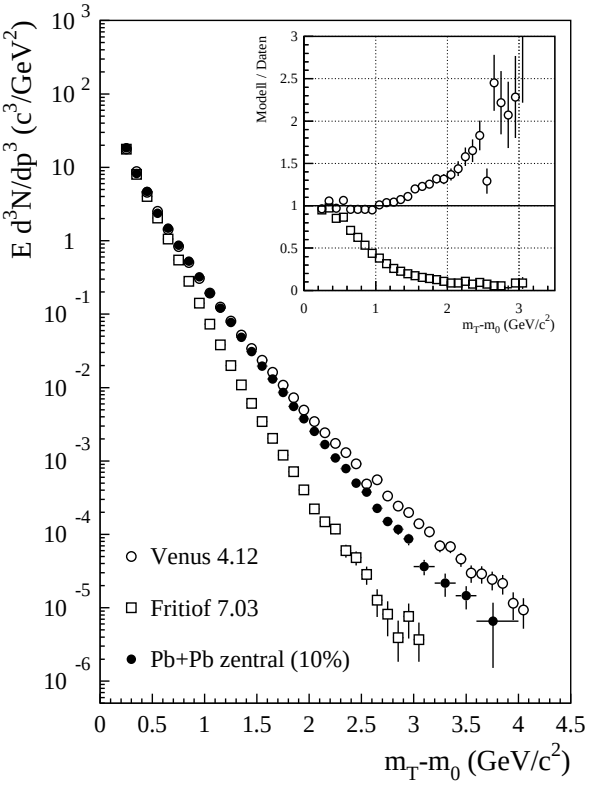

Abbildung 5.12: Vergleich des π^0-Spektrums für zentrale Pb+Pb Ereignisse mit den Ergebnissen der Ereignis-Generatoren VENUS 4.12 und FRITIOF 7.03. Das kleine Bild zeigt das Verhältnis der Simulationen zu den Daten.

5.2 Vergleich mit Modellen

5.2.1 Mikroskopische Modelle

Als Beispiele für mikroskopische Modelle sollen an dieser Stelle die Ereignis-Generatoren FRITIOF 7.03 [And93] und VENUS 4.12 [Wer93] mit den gemessenen zentralen Pb+Pb Spektren verglichen werden. Das Programm FRITIOF 7.13 enthält, zusätzlich zu der in Abschnitt 1.3.2 beschriebenen Modellierung der „weichen“ physikalischen Prozesse durch einen Impulsaustausch zwischen den Partonen, den Versuch auch „harte“ Wechselwirkungen zu berücksichtigen. Diese sollten mit zunehmender Schwerpunktenergie an Bedeutung gewinnen. Abbildung 5.12 zeigt den Vergleich der simulierten π^0-m_T-Spektren mit der Messung. Die Berechnungen wurden für einen Stoßparameterbereich von 0-5 fm (VENUS) und 0-4.5 fm (FRITIOF) durchgeführt, der ungefähr durch die 10% zentralsten Pb+Pb Ereignisse abgedeckt wird. Außerdem wurde der Akzeptanzbereich für die

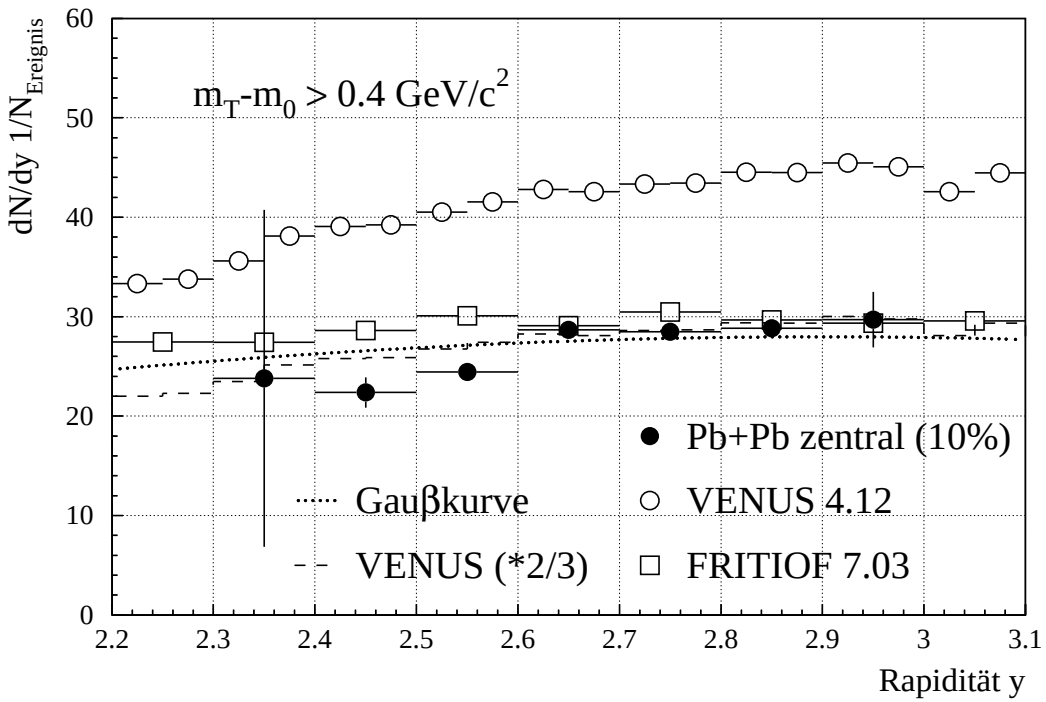

Abbildung 5.13: Vergleich der π^0 Rapiditätsverteilung für zentrale Pb+Pb Ereignisse mit den Ergebnissen der Ereignis-Generatoren VENUS 4.12 und FRITIOF 7.03. Außerdem ist eine Gaußkurve eingezeichnet, deren Parameter entsprechend [Afa96b] gewählt wurden (Position = 2.9, $\sigma = 1.4$).

simulierten π^0 auf den gleichen Bereich eingeschränkt, der durch den LEDA-Detektor abgedeckt wird. Die simulierten Spektren wurden nicht zusätzlich normiert, sondern sind lediglich durch die Zahl der Ereignisse und die Größe des Akzeptanzintervalls dividiert worden. In beiden Simulationen wurden die Standardparameter der Modelle verwendet.

Der direkte Vergleich zeigt, daß keines der beiden Modelle eine vollständige Beschreibung der Messung zu liefern vermag. Jedoch sind die Abweichungen des FRITIOF-Spektrums drastischer: Es verläuft wesentlich steiler als die tatsächlichen Daten. Eine Überhöhung des Wirkungsquerschnitts bei hohen transversalen Massen, der durch die „harten“ Streuprozesse hervorgerufen werden könnte, ist nicht zu beobachten. Offenbar spielen diese Prozesse im Rahmen des FRITIOF-Modells bei der Berechnung von Schwerionenreaktionen dieser Energie noch keine wichtige Rolle. VENUS ergibt dagegen ein Spektrum, das zu flach verläuft. Jedoch sind die Unterschiede zu den Daten nicht so groß wie bei FRITIOF.

Einen weiteren Vergleich zeigt Abbildung 5.13. Hier ist die π^0-Rapiditätsverteilung für zentrale Pb+Pb Ereignisse zusammen mit den entsprechenden VENUS- und FRITIOF-Simulationen dargestellt. Um die Datenpunkte zu erhalten, wurden die m_T-Verteilungen der π^0-Teilchenzahlen für das entsprechende Rapiditätsintervall bestimmt. Da die Akzeptanz und die Nachweiseffizienz von der Rapidität abhängt, wurde sie für jedes Intervall berechnet und korrigiert. Die Gesamtzahl der π^0 in jedem Rapiditätsintervall ergibt sich dann aus der Integration der jeweiligen dN/dm_T-Verteilung. Da die Messung der π^0-Mesonen unterhalb von $m_T - m_0 = 0.4\,\mathrm{GeV}/c^2$ mit großen Unsicherheiten behaftet ist, beschränkt sich die Integration auf Werte oberhalb dieser Schwelle. In der Berechnung der simulierten Rapiditätsverteilungen wurde diese Schwelle in gleicher Weise angewandt.

Ebenso wie bei den m_T-Spektren treten auch hier Unterschiede zwischen FRITIOF und VENUS zutage. Während FRITIOF die absolute Höhe der Daten relativ gut wiedergibt, liegt das VENUS-Resultat etwa 50% zu hoch. Auf der anderen Seite stimmt die Form der VENUS-Verteilung eher mit der gemessenen überein. Dies zeigt sich beim Vergleich der, mit dem Faktor 2/3 skalierten, VENUS-Verteilung mit den Meßwerten. FRITIOF zeigt dagegen keine deutliche Variation innerhalb dieses y-Bereiches. In [Afa96b] wurde festgestellt, daß sich die Rapiditätsverteilung geladener Teilchen gut durch eine Gaußkurve beschreiben läßt. Zum Vergleich ist daher in Abbildung 5.13 auch eine Gaußkurve mit der dort bestimmten Position und Breite eingezeichnet (Pos. = 2.9, $\sigma = 1.4$). Die Höhe wurde an die Daten angepaßt. Offenbar ist der Verlauf der Daten etwas steiler als es der Kurve entsprechen würde; jedoch ist der Rapiditätsbereich, in dem π^0-Mesonen gemessen werden können, zu schmal, um weitergehende Aussagen zu zuzulassen.

5.2.2 Hydrodynamische Modelle

Das deutliche Abflachen der π^0-Spektren mit zunehmender transversaler Masse (s. Abbildung 5.8) läßt sich nicht im Rahmen eines einfachen thermischen Modells erklären. Nimmt man jedoch an, daß die thermische Quelle gleichzeitig eine transversale Expansion erfährt, läßt sich dieses Phänomen jedoch verstehen. Eine korrekte Berechnung von m_T-Spektren im Rahmen eines hydrodynamischen Modells – wie eigentlich zur Beschreibung der Expansion erforderlich (s. Abschnitt 1.3.3) – würde die vollständige Lösung der entsprechenden Differentialgleichungen für das betrachtete Reaktionssystem erfordern. Die dazu notwendigen Integrationen sind relativ aufwendig, so daß man in der Praxis mit Parametrisierungen arbeitet, die eine ausreichende Näherung der exakten Lösung bieten. In [Sch93a] wurde gezeigt, daß die Verteilung der transversalen Geschwindigkeitskomponente

β_T der Volumenelemente der expandierenden Teilchenquelle durch ein radiales Profil der folgenden Art sinnvoll beschrieben werden kann:

$$\beta_T(r) = \beta_F \left(\frac{r}{R}\right)^n \tag{5.5}$$

R bezeichnet dabei den Radius des Feuerballs und r den Abstand zum Ursprung. Der Exponent wurde in [Sch93a] als $n = 2$ gewählt, jedoch zeigte ein Vergleich mit $n = 1$ keine qualitativen Unterschiede, so daß üblicherweise ein lineares Profil verwendet wird. Die beiden Modelle [Cha95, Wie97], die hier zum Vergleich mit den Daten herangezogen werden sollen, basieren auf dieser Annahme. Weiterhin wird in ihnen angenommen, daß die longitudinale Expansion dem Bjørken-Szenario folgt. Für die Emissionsfunktion der thermischen Produktion der Teilchensorte r wird in beiden Fällen ein einfacher Ansatz der folgenden Form verwendet:

$$S_r(x,p) = \frac{2J_r+1}{(2\pi)^3}\, m_T \cosh(y-\eta)\, \exp\left(-\frac{p\cdot u(x) - \mu_r}{T}\right) H(x) \tag{5.6}$$

Hier ist J_r der Spin des emittierten Teilchens r, y seine Rapidität, m_T seine transversale Masse, p sein Viererimpuls und μ_r das entsprechende chemische Potential. Die Variable η bezeichnet die Rapidität der Volumenelemente der Quelle, $u(x)$ ihre Vierergeschwindigkeit und x ihre Orts- und Zeitkoordinaten. Die raum-zeitliche Verteilung $H(x)$ der Volumenelemente wird durch eine gaußförmige Parametrisierung angenähert ($\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ ist die Eigenzeit):

$$H(x) = \frac{1}{\pi(\Delta\tau)} \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2} - \frac{(\eta-\eta_0)^2}{2(\Delta\eta)^2} - \frac{(\tau-\tau_0)^2}{2(\Delta\tau)^2}\right) \tag{5.7}$$

Aus Gleichung 5.6 läßt sich durch entsprechende Integrationen die m_T-Verteilung gewinnen:

$$\frac{dN}{dm_T^2} = \pi \int dy \int d^4x S(x,p) \tag{5.8}$$

In [Cha95] (Modell 1) wurde versucht, diese Integrationen analytisch durchzuführen. Diese Vorgehensweise erfordert jedoch eine Reihe von Näherungen. Sie beruhen im wesentlichen auf der Annahme, daß die transversale Expansion nicht-relativistisch ist, das heißt, es gilt $\beta_F \ll 1$. Außerdem beschränkt sich dieses Modell auf einen schmalen Bereich um die Schwerpunktrapidität $y = 0$. Das Ergebnis dieser Rechnung ist:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dm_T}\frac{1}{m_T} &\propto m_T R_*^2 \Delta\eta_* \left(1 + \frac{R_*^2}{2R_G^2}(\Delta\eta)_*^2 - \frac{m_T}{8T}(\Delta\eta)_*^4\right) \times \\ &\times \exp\left(-\frac{m_T}{T} + \frac{\beta_F^2(m_T^2 - m_0^2)}{2T(T + m_T\beta_F^2)} - \frac{0.5\,y^2}{(\Delta\eta)^2 + T/m_T}\right) \end{aligned} \tag{5.9}$$

$$\text{mit} \qquad \frac{1}{R_*^2} = \frac{1}{R_G^2}\left(1 + \beta_F^2 \frac{m_T}{T}\right)$$

$$\text{und} \qquad \frac{1}{(\Delta\eta)_*^2} = \frac{1}{(\Delta\eta)^2} + \frac{m_T}{T}$$

Dieser Ausdruck enthält neben dem Temperatur-Parameter T auch die transversale Expansionsgeschwindigkeit β_F, den Radius der Quelle in transversaler Richtung R_G und die Ausdehnung der Quelle in der longitudinalen Rapidität. Da nur Pionen betrachtet werden, ist $J_r = 1$ und $\mu_r = 0$. In einer Analyse der NA49-Kollaboration, die dieses Modell verwendet hat [App97], wurde außerdem aus HBT-Korrelationen auch ein Wert für R_G bestimmt. Um eine Vergleichbarkeit der Resultate aus der Untersuchung der π^0-Spektren mit denen aus [App97] zu gewährleisten, werden hier die gleichen Werte verwendet: $R_G = 6.5\,\text{fm}$ und $\Delta\eta = 1.3$

Ein realistischerer Weg wurde in [Wie97] (Modell 2) beschritten. Zum einen wurden hier die oben erwähnten Näherungen nicht angewendet. Zum anderen wird in diesem Modell berücksichtigt, daß ein signifikanter Anteil der gemessenen Pionen aus dem Zerfall schwererer Resonanzen stammt. Dementsprechend setzt sich hier die m_T-Verteilung aus einem Anteil direkt produzierter Pionen S_π^{dir} und Anteilen aus Resonanzzerfällen $S_{r\to\pi}$ zusammen:

$$\frac{dN}{dm_T^2} = \pi \int dy \int d^4x S_\pi^{dir}(y, m_T) + \sum_{r\neq\pi} \pi \int dy \int d^4x S_{r\to\pi}(y, m_T) \tag{5.10}$$

Hierbei wird vorausgesetzt, daß neben einem thermischen auch ein chemisches Gleichgewicht vorliegt, so daß eine Beschreibung durch ein chemisches Potential μ_r möglich wird (s. Gleichung 5.6). In dieser Analyse wird für die Baryonen ein Wert von $\mu_B = 200\,\text{MeV}$ verwendet. Ebenso wie im ersten Modell ergeben sich zwei Parameter, die Temperatur T und die transversale Flußgeschwindigkeit[2] β_F.

Beide Modelle wurden an die π^0-Spektren angepaßt, indem T und β_F in einem Fitverfahren variiert wurden. Für das erste Modell läßt sich dies relativ schnell durchführen, da die m_T-Verteilungen durch einen analytischen Ausdruck (Gleichung 5.9) beschrieben werden. Das zweite Modell erfordert jedoch in jedem Schritt des Fitverfahrens eine numerische Integration entsprechend Gleichung 5.10 und damit wesentlich mehr Rechenzeit. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Der direkte Vergleich des Fitresultats mit den Daten zeigt, daß beide Modelle eine gute Beschreibung des gemessenen Spektrums liefern. Jedoch zeigen sich für das Modell 1 deutliche Abweichungen für $m_T - m_0 < 0.5\,\text{GeV}/c^2$

[2] In [Wie97] wird der transversale Flußparameter eigentlich durch die transversale Rapidität η_F angegeben. Es besteht jedoch folgender Zusammenhang: $\eta_F = \tanh^{-1}\beta_F$. Das transversale Geschwindigkeitsprofil ist ebenso über η_F definiert: $\eta_T = \eta_F(r/R)$

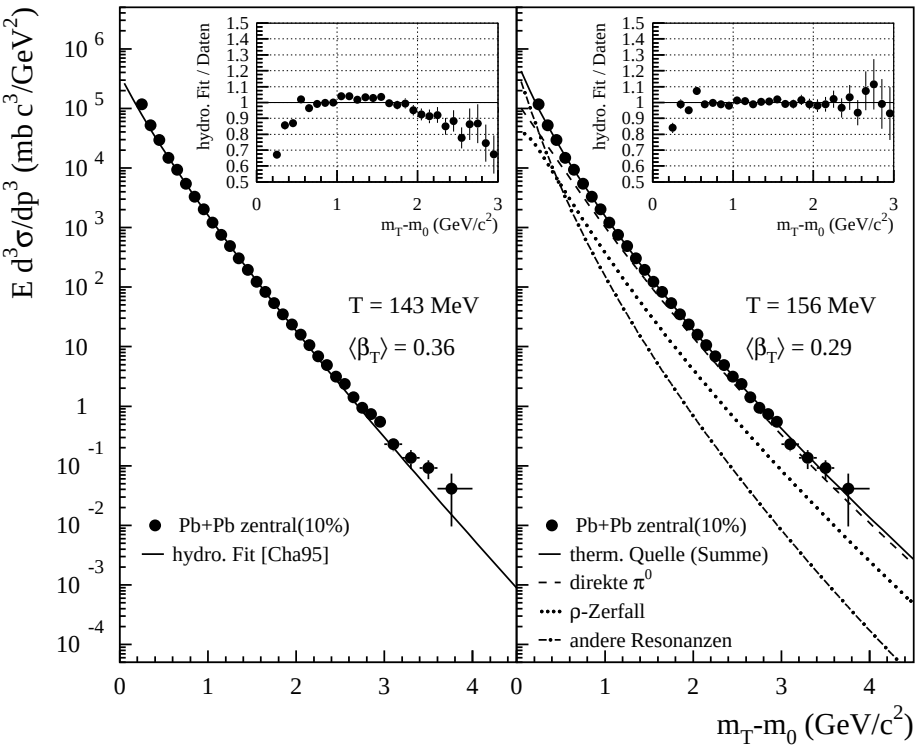

Abbildung 5.14: Vergleich des π^0-Spektrums für zentrale Pb+Pb Reaktionen mit zwei verschiedenen hydrodynamischen Ansätzen. Die linke Abbildung zeigt einen Fit entsprechend Modell 1. Rechts wurde das Modell 2 an die Daten angepaßt. Zusätzlich zum gesamten berechneten π^0-Spektrum sind die einzelnen Beiträge aus den Zerfällen schwererer Resonanzen eingezeichnet. Beide dargestellten Fits wurden im Bereich $0.4 < m_T - m_0 < 2.5\,\mathrm{GeV}/c^2$ durchgeführt. Die kleinen Abbildungen zeigen das jeweilige Verhältnis von Fitresultat und Daten.

und $m_T - m_0 > 2.0\,\mathrm{GeV}/c^2$. Modell 2 weist dagegen, mit Ausnahme des ersten Datenpunkts, eine ausgezeichnete Übereinstimmung im gesamten m_T-Bereich auf. Weiterhin bestehen Unterschiede zwischen den Parametern, die im jeweiligen Fall das optimale Resultat ergeben. Während diese Werte für das einfache Modell $T = 143.6 \pm 0.4\,\mathrm{MeV}$ und $\langle\beta_T\rangle = 0.36 \pm 0.005$ betragen[3], ergibt sich für das Modell mit Resonanzen eine Kombina-

[3] $\langle\beta_T\rangle$ ergibt sich aus der Mittelung des linearen $\beta_T(x)$-Profils über die gaußförmige Quellenverteilung $H(x)$ als $\langle\beta_T\rangle = 1.25\,\beta_F$. Dieser Mittelwert ist im Falle von Modell 1 jedoch problematisch, da er prinzipiell auch Geschwindigkeiten oberhalb der Lichtgeschwindigkeit mit einschließt. Für $\langle\beta_T\rangle < 0.4$ ist dies jedoch noch unkritisch. Bei Modell 2 wird dagegen der Mittelwert von η_T berechnet, so daß dieses Problem hier nicht auftritt.

tion aus höherer Temperatur und niedrigerem transversalen Fluß ($T = 156.0 \pm 9.8\,\mathrm{MeV}$ und $\langle\beta_T\rangle = 0.29 \pm 0.048$). Der Grund für diesen Unterschied ist aus dem rechten Teil von Abbildung 5.14 ersichtlich. Die m_T-Verteilung der π^0 aus den Resonanzzerfällen ist wesentlich steiler als das Spektrum der direkten π^0. Dieser Anteil dominiert das Gesamtspektrum im Bereich niedriger transversaler Massen und bewirkt deshalb eine verstärkte Krümmung. Das bedeutet, daß ein weniger stark ausgeprägter transversaler Fluß nötig ist, um die Krümmung der Daten zu beschreiben. Anders verhalten sich allerdings diejenigen π^0, die aus dem Zerfall des ρ-Mesons stammen; sie liefern auch bei hohen m_T einen deutlichen Beitrag zum π^0-Spektrum. Die Tatsache, daß das hydrodynamische Modell 2 das gemessene Spektrum praktisch im gesamten m_T-Bereich beschreibt, ist bemerkenswert, da eine Übereinstimmung mit einem thermischen Modell dieser Art zunächst nur im Bereich niedriger transversaler Massen zu erwarten wäre.

In Abbildung 5.15 sind die Fitresultate zusammengestellt. Neben den T- und $\langle\beta_T\rangle$-Werten, die das beste Fitergebnis liefern (s. Abbildung 5.14), sind die Kurven eingezeichnet, die alle anderen Parameterkombinationen wiedergeben, welche ebenfalls eine Beschreibung des Spektrum ermöglichen. Sie lassen sich bestimmen, indem der Parameter $\langle\beta_T\rangle$ festgehalten und nur T variiert wird. Auf diese Weise erhält man zu einem vorgegebenen $\langle\beta_T\rangle$ diejenige Temperatur, die einen optimalen Fit an die Daten ergibt. Wenn dies für verschiedene $\langle\beta_T\rangle$ durchgeführt wird, resultieren die eingezeichneten Kurvenverläufe. Dabei werden qualitative Unterschiede zwischen Modell 1 und 2 sichtbar. Während die Kurve für das Modell 2 mit zunehmenden Fluß-Parameter stetig abfällt, flacht der Verlauf im Falle des ersten Modells für große Werte von $\langle\beta_T\rangle$ ab. Hier wäre bei gleicher Temperatur ein wesentlich größerer transversaler Fluß möglich. Da beide Modelle, wie oben beschrieben, auf den gleichen grundsätzlichen Annahmen beruhen, kann die Ursache für diesen Unterschied offenbar nur in den Näherungen, die das Modell 1 im Gegensatz zu Modell 2 enthält, liegen. Das wird deutlicher, wenn nur der Anteil direkt produzierter π^0 aus Modell 2 zur Anpassung an die Daten verwendet wird. Dieser sollte im wesentlichen mit der Vorhersage aus Modell 1 übereinstimmen. Tatsächlich ist dies für kleine Fluß-Parameter auch der Fall, jedoch werden die Abweichungen mit zunehmenden $\langle\beta_T\rangle$ immer größer, bis sich bei Werten oberhalb von $\langle\beta_T\rangle \approx 0.4$ ein grundsätzlich anderer Verlauf einstellt. Die Näherung, die transversale Expansion nicht-relativistisch zu behandeln, beschränkt offenbar die Anwendbarkeit des Modells 1 auf den Bereich unterhalb dieses Wertes. Diese Tatsache macht die Interpretation der Werte, die von der NA49-Kollaboration mit Hilfe des ersten Modells bestimmt wurden [App97], problematisch. Dort wurden Temperatur- und Fluß-Parameter aus einer kombinierten Analyse von Ein- und Zweiteilchen-Verteilungen festgelegt. Als Resultat wird dort angegeben: $T = 120 \pm 12\,\mathrm{MeV}$ und $\beta_F = 0.55 \pm 0.12$,

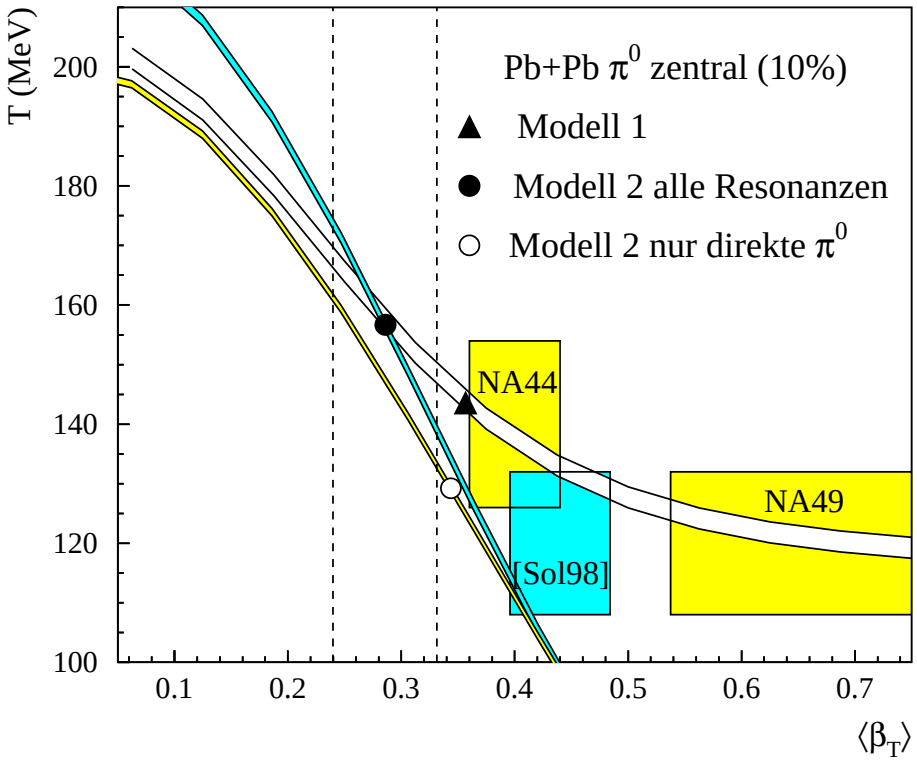

Abbildung 5.15: Die mit Hilfe der Modelle [Cha95] (Modell 1) und [Wie97] (Modell 2) bestimmten Parameter T und $\langle\beta_T\rangle$. Die gestrichelten Linien markieren den Bereich, auf den sich $\langle\beta_T\rangle$ durch einen Fit mit Modell 2 festlegen läßt. Die grauen, bzw. weißen, Bänder beschreiben den Zusammenhang zwischen den beiden Parametern (s. Text). Zusätzlich sind Resultate aus anderen Veröffentlichungen eingezeichnet.

entsprechend einem Mittelwert von $\langle\beta_T\rangle = 0.69$. Dieser Wert für β_F ist aufgrund des zugrundeliegenden nicht-relativistischen Modells als deutlich zu hoch anzusehen.

Das zeigt auch der Vergleich zu anderen Messungen. Das NA44-Experiment hat T und $\langle\beta_T\rangle$ aus der Analyse von m_T-Spektren unterschiedlicher Teilchensorten zu bestimmen versucht. Da die gleiche transversale Expansionsgeschwindigkeit der Quelle für Teilchen unterschiedlicher Masse einen unterschiedlichen Zugewinn an Transversalimpuls bedeutet, kann die Zunahme der Steigung der Spektren mit der Teilchenmasse als eine Auswirkung des transversalen Flusses interpretiert werden. In [Bea97] wird diese Abhängigkeit folgendermaßen parametrisiert:

$$T = T_0 + m\langle\beta_T\rangle^2 \tag{5.11}$$

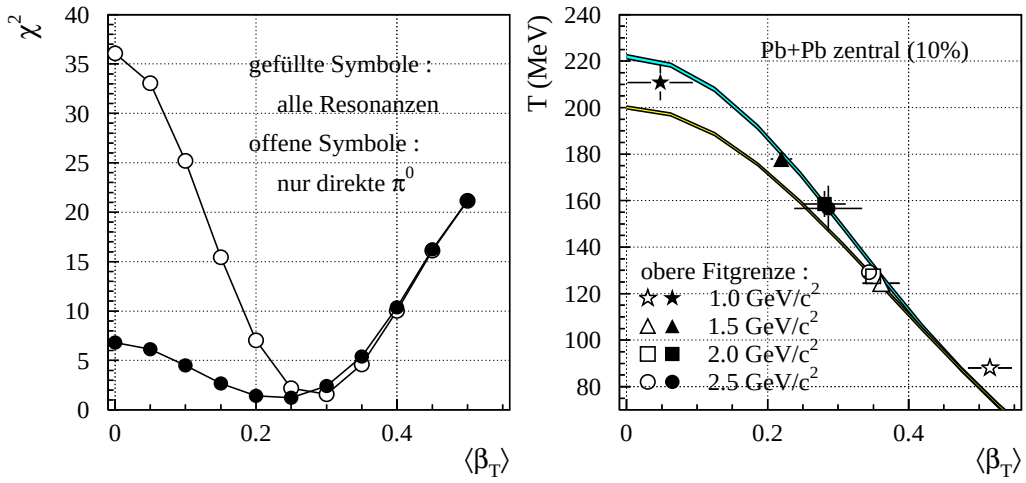

Abbildung 5.16: Die linke Abbildung zeigt das reduzierte χ^2 des Fits des hydrodynamischen Modells 2 [Wie97] an das π^0-Spektrum für zentrale Pb+Pb Ereignisse in Abhängigkeit von $\langle\beta_T\rangle$. Rechts sind die Fitresultate für unterschiedlich große m_T-Intervalle, die zur Anpassung herangezogen wurden, dargestellt. Die untere Fitgrenze liegt immer bei $m_T - m_0 = 0.4\,\mathrm{GeV}/c^2$. Die beiden Linien entsprechen denen in Abbildung 5.15.

Als Ergebnis dieser Analyse wird dort $T_0 = 140\,\mathrm{MeV}$ und $\langle\beta_T\rangle = 0.4$ angegeben. Dieser Wert für die mittlere Fluß-Geschwindigkeit liegt deutlich unter der in [App97] angegebenen und liegt etwas über dem, der in dieser Analyse der π^0-Spektren gewonnen wurde, sofern der Einfluß der Resonanzen nicht mit berücksichtigt wird[4]. Eine weitere Analyse bestimmt den Temperatur- und Fluß-Parameter für zentrale Pb+Pb Reaktionen aus dem Vergleich verschiedener Spektren mit einem hydrodynamischen Ansatz [Sol98]. Dort werden als Resultate die Werte $T = 120\,\mathrm{MeV}$ und $\langle\beta_T\rangle = 0.44$ angegeben.

Die Tatsache, daß der Verlauf der T-$\langle\beta_T\rangle$-Kurve, wie er sich mit Hilfe des Modells 2 festlegen läßt, zwar mit einer mittleren transversalen Flußgeschwindigkeit um 0.4 kompatibel ist, das beste Fitergebnis jedoch für ein niedrigeres $\langle\beta_T\rangle$ erzielt wird, wirft die Frage auf, wie eindeutig ein solcher Fit an ein einziges m_T-Spektrum sowohl T als auch

[4] In [Nix98] wird allerdings die Verwendung der Gleichung 5.11, die auch eine nicht-relativistische Näherung darstellt, kritisiert. Aus einer relativistischen Betrachtung werden dort für die Daten in [Bea97] die Parameter $\langle\beta_T\rangle = 0.4$ und $T_0 = 90\,\mathrm{MeV}$ hergeleitet. Diese Werte sind zwar weiter von dem hier bestimmten Fitergebnis entfernt, sind aber mit dem aus Modell 2 bestimmten Kurvenverlauf vereinbar.

$\langle\beta_T\rangle$ bestimmen kann. Im linken Teil der Abbildung 5.16 ist die Variation des reduzierten χ^2 mit dem mittleren Flußparameter wiedergegeben. (Bei diesen Fits wurde $\langle\beta_T\rangle$ an dem jeweiligen Wert festgehalten und durch die Variation von T die beste Anpassung an die Daten gesucht.) Falls nur die direkt produzierten π^0 berücksichtigt werden, ergibt sich ein ausgeprägtes Minimum bei $\langle\beta_T\rangle = 0.25 - 0.30$, nimmt man jedoch auch die π^0 aus den Resonanzzerfällen hinzu, so sind auch kleinere Werte für $\langle\beta_T\rangle$ möglich, ohne daß sich das χ^2 sehr verändert. Beiden Fällen ist aber ein drastischer Anstieg des χ^2 für $\langle\beta_T\rangle > 0.3$ gemeinsam. Es muß allerdings untersucht werden, inwieweit das Ergebnis vom m_T-Bereich, in dem der Fit durchgeführt wird, abhängt. Da den hydrodynamischen Modellen eine thermische Teilchenproduktion zugrundeliegt, sollten sie in erster Linie eine gute Beschreibung des niedrigen m_T-Intervalls bieten. Die Fits in Abbildung 5.14 wurden jedoch in einem vergleichsweise großen m_T-Intervall von $0.4 \leq m_T - m_0 \leq 2.5\,\mathrm{GeV}/c^2$ durchgeführt. Abbildung 5.16 zeigt deshalb rechts die Fitresultate, die sich bei einem eingeschränkten Fitintervall mit Modell 2 ergeben. Die untere Grenze wurde bei einem Wert von 0.4 GeV/c^2 festgehalten und die obere variiert. Zunächst einmal zeigt sich dabei, daß die Ergebnisse unabhängig vom Fitbereich auf den bereits in Abbildung 5.15 gezeigten Kurven liegen. Interessanterweise ist jedoch die Abhängigkeit vom Fitbereich anders, wenn nur die direkt produzierten π^0 des Modells 2 angepaßt werden, als wenn die Resonanzzerfälle mit berücksichtigt werden. Während sich im ersten Fall bei einer Beschränkung auf niedrigere m_T das Fitresultat zunächst nur unwesentlich verändert und sich erst bei einer oberen Fitgrenze von $1.0\,\mathrm{GeV}/c^2$ eine höhere Fluß-Geschwindigkeit ergibt, nimmt im zweiten Fall $\langle\beta_T\rangle$ mit der oberen Fitgrenze ab. Das läßt sich dadurch erklären, daß im unteren m_T-Bereich die Krümmung des Spektrums im wesentlichen durch den Beitrag der Resonanzzerfälle hervorgerufen wird, während sie in der mittleren und oberen m_T-Region keine Rolle mehr spielen und eine Krümmung dort nur durch transversalen Fluß hervorgerufen werden kann. Es wird also ein umso größeres $\langle\beta_T\rangle$ erforderlich, je höher der m_T-Bereich wird, der durch das Modell beschrieben werden soll. Das bedeutet aber, daß das Fitresultat in Abbildung 5.14 – falls der Resonanzbeitrag mit berücksichtigt wird – eher eine obere Grenze für den mittleren transversalen Fluß darstellt.

5.2.3 Random-Walk-Modell

Ein weiterer Ansatz zur Beschreibung von Hadronenspektren ist das sogenannte *Random-Walk*-Modell [Leo97]. Es handelt sich hierbei ebenfalls um ein thermisches Modell, das es erlauben soll, Spektren von p+p-Reaktionen auf p+A und A+B Reaktionen zu extrapolieren. Die Grundidee besteht darin, daß bei jeder Kollision in p+A oder A+B Stößen ein isotroper Feuerball erzeugt wird, wie er zur Beschreibung von p+p-Reaktionen vorgeschlagen wurde [Hag65]. Demzufolge setzen sich p+A und A+B Reaktionen aus einer

Überlagerung vieler elementarer Feuerbälle zusammen. Weiterhin wird angenommen, daß ein Nukleon bei jedem Stoß eine zusätzliche Ablenkung in transversaler Richtung erhalten kann. Dies bedeutet, daß nur für den ersten Stoß die transversale Impulsrichtung des entstandenen Feuerballs null ist; alle darauf folgenden Stöße können Feuerbälle mit einer transversalen Impulskomponente erzeugen. Diese zufällige Streuung (Random Walk) bewirkt ein Abflachen des Spektrums, wie es in p+A und A+B auch beobachtet wird. Dieses Abflachen wird hier dementsprechend nicht durch kollektive Effekte hervorgerufen – wie in hydrodynamischen Ansätzen –, sondern durch die Streuung der Kollisionspartner im Anfangszustand (*Initial State Scattering*). In [Leo97] wird angenommen, daß die Verteilung der transversalen Komponente, hier durch die transversale Rapidität ρ beschrieben, aufgrund ihrer stochastischen Natur gaußförmig ist:

$$f_{AB}(\rho) = \left[\frac{4}{\pi\delta_{AB}^2}\right]^{1/2} \exp\{-\rho^2/\delta_{AB}^2\} \tag{5.12}$$

$$\delta_{AB}^2 \equiv \{N_A + N_B - 2\}\delta^2 \tag{5.13}$$

$N_{A,B}$ ist die Zahl der Nukleonen, auf die ein Nukleon beim Durchqueren des Kerns A, bzw. B trifft und die sich folgendermaßen abschätzen läßt[5]:

$$N_{A,B} \simeq (3/4)(2\pi r_0^2 R_{A,B})\, n_0 \tag{5.14}$$

Dabei bezeichnet $r_0 \simeq 0.8\,\mathrm{fm}$ den Radius des Nukleons, $R_A = 1.12\,A^{1/3}\,\mathrm{fm}$ den Radius des Kerns und $n_0 = 0.17\,\mathrm{fm}^3$ die Kerndichte im Grundzustand. Zur Berechnung von δ_{AB} muß also nur die mittlere transversale Rapiditätsverschiebung pro Kollision δ bekannt sein. In [Leo97] wird aus einem Vergleich mit p+W Daten aus [Åke90] der Wert $\delta \simeq 0.20$ bestimmt. Dementsprechend ergibt sich für die Reaktion Pb+Pb der Wert $\delta_{AB} = 0.436$.

Das p_T-Spektrum resultiert in diesem Modell aus einer Faltung der ρ-Verteilung (Gleichung 5.12) mit dem Spektrum, das sich aus einer Superposition der Feuerbälle ergibt [Leo97]:

$$\left(\frac{dN}{dydp_T^2}\right)_{y=0}^{A+B} = \frac{V_0 m_T}{(2\pi)^3\pi^{1/2}\delta_{AB}} \int d\rho \exp\{-\rho^2/\delta_{AB}^2\} I_0((p_T/T)\sinh\rho) \times \int_{Y_L}^{Y_L} dY \cosh Y \exp\{-(m_T/T)\cosh Y \cosh\rho\} \tag{5.15}$$

[5] Der Faktor 3/4, der laut [Leo97] aus der Mittelung über die Stoßparameter resultiert, ist allerdings nicht korrekt, sondern müßte durch 2/3 ersetzt werden. Da der Unterschied angesichts der einfachen Näherung, die Gleichung 5.14 darstellt, vernachlässigbar ist und sich daraus für die nachfolgende Diskussion kein qualitativer Unterschied ergibt, wird der ursprüngliche Faktor beibehalten, so daß eine Vergleichbarkeit mit [Leo97] erhalten bleibt.

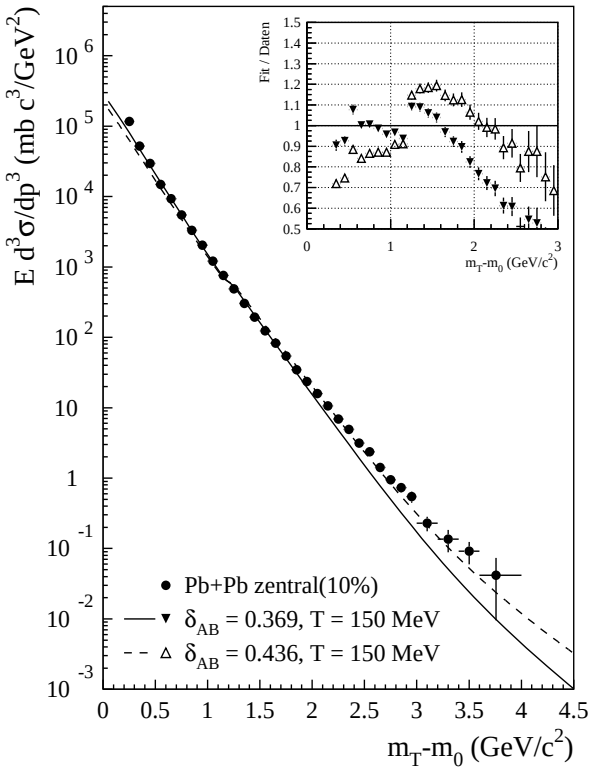

Abbildung 5.17: Vergleich des π^0-Spektrums für zentrale Pb+Pb Reaktionen mit Berechnungen entsprechend dem Random-Walk-Modell. In einem Fall wurde ein fester Wert von $\delta_{AB} = 0.436$ verwendet (gestrichelte Linie / leere Dreiecke), im anderen wurde δ_{AB} als Fitparameter variiert (durchgezogene Linie / schwarze Dreiecke). Das kleine Bild zeigt das Verhältnis der Modellvorhersage zu den Daten.

Hierbei wurde angenommen, daß die Verteilung der longitudinalen Rapidität im Intervall $-Y_L < Y < Y_L$ flach ist. Y_L errechnet sich auf folgende Weise:

$$\begin{aligned} Y_L &\simeq y_{in} - \coth y_{in} + \frac{1}{\sinh y_{in}} \\ \text{mit:}\quad y_{in} &= \ln(\sqrt{s}/M) \end{aligned} \tag{5.16}$$

M bezeichnet dabei die Nukleonenmasse.

Das Ergebnis einer solchen Rechnung ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Die absolute Normierung der Modellrechnung wurde durch einen Fit angepaßt. Der Fitbereich ist $0.4 \leq m_T - m_0 \leq 2.0\,\mathrm{GeV}/c^2$. Es zeigt sich, daß mit den Parametern $\delta_{AB} = 0.436$ und $T = 150\,\mathrm{MeV}$, wie sie in [Leo97] angegeben sind, eine akzeptable Beschreibung der Daten

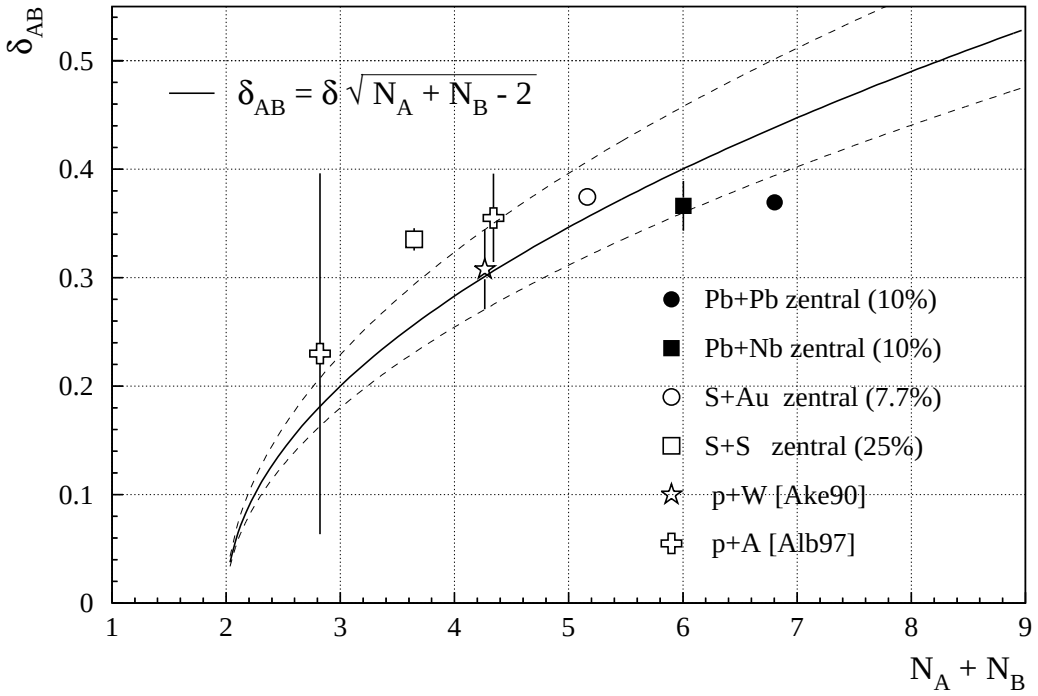

Abbildung 5.18: Dargestellt ist das Resultat eines Fits mit dem Random-Walk-Modell an verschiedene Reaktionssysteme. Die Werte sind als Funktion der mittleren Zahl der möglichen Kollisionen N_A+N_B aufgetragen (siehe Text). Als durchgezogene Linie ist das erwartete Verhalten nach [Leo97] eingezeichnet. Die gestrichelten Linien deuten die Unsicherheit der Vorhersage an.

erzielt werden kann. Der genaue Vergleich offenbart allerdings systematische Abweichungen zwischen Modell und Daten. Wird δ_{AB} als zusätzlicher freier Parameter variiert, so ergibt sich aus einem Fit im angegebenen m_T-Intervall $\delta_{AB} = 0.369 \pm 0.003$ als Resultat. Die Übereinstimmung mit den Daten ist dann im Bereich $m_T - m_0 < 1.5\,\mathrm{GeV}/c^2$ relativ gut, oberhalb davon weicht der Fit aber drastisch vom gemessenen Spektrum ab. Da dem Random-Walk-Modell aber ein thermischer Ansatz zugrunde liegt, sollte es allerdings auch hauptsächlich den Bereich niedriger transversaler Massen beschreiben. Der Vergleich mit den p+W Daten wurde in [Leo97] im Bereich $0.4 \leq p_T \leq 1.2\,\mathrm{GeV}/c$ durchgeführt. Unterhalb dieses p_T-Intervalls zeigten sich Abweichungen, die dort durch Resonanzzerfälle, die nicht im Modell enthalten sind, erklärt wurden. Wird der Fit an das zentrale Pb+Pb Spektrum in einem identischen m_T-Bereich durchgeführt, ergibt sich das gleiche Resultat wie im größeren m_T-Intervall: $\delta_{AB} = 0.369 \pm 0.008$.

Die Verwendung von Gleichung 5.15 als Fitfunktion erlaubt es, die systematische Variation von δ_{AB} für verschiedene Reaktionssysteme zu untersuchen. Das Resultat dieser Analyse ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Die Werte für die mittlere Zahl der möglichen Kollisionen $N_A + N_B$ wurden entsprechend Gleichung 5.14 berechnet. Der Wert δ_{AB} wurde zum Vergleich für π^0-Spektren aus Schwerionenreaktionen (S+Au und S+S aus [Alb98, Stü98]) und p+A Reaktionen bestimmt. Da die Reaktion p+W ([Åke90]) zur Festlegung von δ verwendet wurde, verläuft die Kurve, die die nach [Leo97] erwartete Abhängigkeit von δ_{AB} wiedergibt, durch den entsprechenden Datenpunkt. Dessen Unsicherheit bestimmt damit auch die mögliche Variation des Kurvenverlaufs. Zusätzlich sind zwei weitere Werte für p+A Reaktionen eingezeichnet (p+S und p+Au) [Alb97], die zwar mit den Erwartungen übereinstimmen, jedoch mit relativ großen Unsicherheiten behaftet sind. Bei den δ_{AB}-Werten, die sich für die Schwerionenreaktionen ergeben, läßt sich keine drastische Variation erkennen. Der Bereich von $N_A + N_B$, der durch sie abgedeckt wird, ist allerdings relativ klein, so daß im Rahmen der möglichen Abweichungen eine Übereinstimmung mit der Vorhersage nicht auszuschließen ist. Jedoch deutet sich an, daß die Veränderung der Form der Spektren im Falle von Kern-Kern-Stößen weniger ausgeprägt ist als es das Random-Walk-Modell erwarten lassen würde.

Das Spektrum eines einzelnen Feuerballs, der bei einer Nukleon-Nukleon-Reaktion entsteht und auf dem das Random-Walk-Modell basiert, ergibt sich aus Gleichung 5.15 als Grenzwert für $\delta \to 0$:

$$\left(\frac{dN}{dydp_T^2}\right)_{y=0}^{p+p} = \frac{V_0 m_T}{2(2\pi)^3} \int_{Y_L}^{Y_L} dY \cosh Y \exp\{-(m_T/T)\cosh Y\} \tag{5.17}$$

Es wurde bereits in Abschnitt 1.3.1 dargelegt, daß die Pionen-Spektren der Reaktion p+p nur im Bereich kleiner Transversalimpulse durch einen thermischen Ansatz wiedergegeben werden. Tatsächlich zeigt der Vergleich von Gleichung 5.17 ($T = 150\,\mathrm{MeV}$) mit der in Abschnitt 5.1.2 beschriebenen Parametrisierung der Proton-Daten, daß die Abweichung bei $p_T = 1.5\,\mathrm{GeV}/c$ bereits über 30% beträgt (Abbildung 5.19 links). Die Anwendbarkeit beschränkt sich demzufolge auf den Bereich kleinerer Transversalimpulse. Die Übereinstimmung des thermischen Ansatzes mit den Proton-Daten läßt sich allerdings auf ein wesentlich größeres p_T-Intervall ausdehnen, indem zwei Quellen unterschiedlicher Temperatur zugelassen werden[6]. Abbildung 5.19 zeigt, daß bei einer Wahl von $T_1 = 130\,\mathrm{MeV}$ und $T_2 = 190\,\mathrm{MeV}$ die Abweichungen selbst bei $p_T = 2.5\,\mathrm{GeV}/c$ noch unter 10% liegen. Bei diesen Vergleichen muß natürlich bedacht werden, daß sie sich auf eine Parametrisierung der eigentlichen Daten beziehen, die an sich bereits Abweichungen zu den Meßwerten

[6] Dieser Annahme liegt zunächst keine theoretische Motivation zugrunde. Sie ergibt aus rein praktischen Erwägungen.

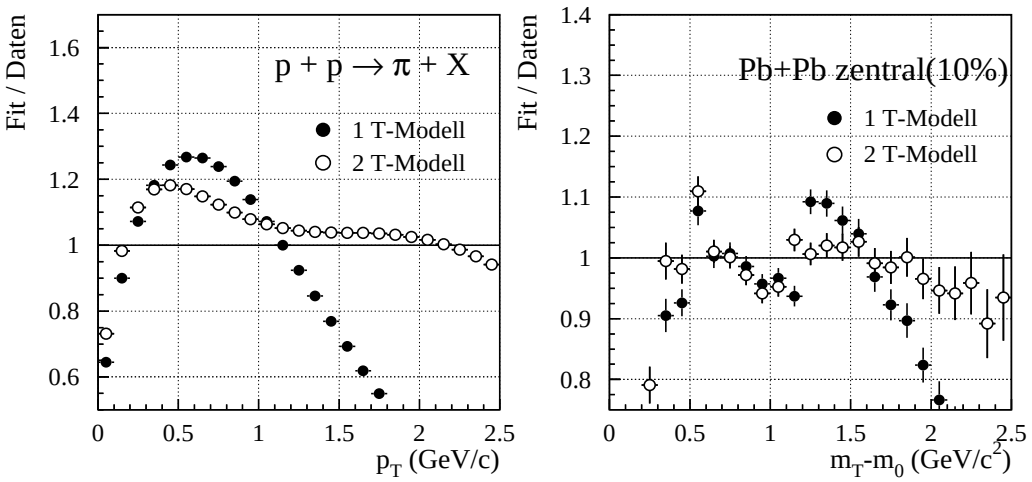

Abbildung 5.19: Links ist ein Vergleich des thermischen Ansatzes, der dem Random-Walk-Modell zugrunde liegt, mit der Parametrisierung des p+p-Spektrums dargestellt. Das Modell mit einer Temperatur (1 T-Modell) entspricht dem in [Leo97] verwendeten. Zusätzlich wird ein Vergleich mit einer Rechnung gezeigt, die zwei verschiedene Temperaturen zuläßt (2 T-Modell). Der rechte Teil zeigt die entsprechenden Vergleiche von Fits des Random-Walk-Modells mit den Pb+Pb Daten.

aufweist (s. Abbildung 5.5). Sie zeigen aber, daß der Zwei-Temperaturen-Ansatz dazu geeignet ist, einen Vergleich der Spektren innerhalb eines größeren p_T-Intervalls durchzuführen. Insbesondere erleichtert dies die Gegenüberstellung von p+A und A+B Daten, wie in Abbildung 5.18, die verschieden große Transversalimpulsbereiche abdecken.

An die Spektren wurde daher eine entsprechende Modifikation von Gleichung 5.15 angepaßt, die zwei thermische Quellen mit den oben angegebenen Temperaturen enthält. Aus dem rechten Teil der Abbildung 5.19 wird ersichtlich, daß die Übereinstimmung des Fits mit dem zentralen Pb+Pb Spektrum wesentlich besser ist und auch bei höheren transversalen Massen noch gewährleistet bleibt, als im Falle des 1-Temperatur-Ansatzes. Abbildung 5.20 zeigt die Abhängigkeit der extrahierten δ_{AB}-Werte von $N_A + N_B$. Es ergibt sich in diesem Fall ein vergleichsweise einheitliches Bild für Proton- und Schwerionendaten. Die Verbreiterung der Spektren (parametrisiert durch δ_{AB}) ist zumindest für die Schwerionendaten von der Zahl der möglichen Kollisionen praktisch unabhängig. Für die p-induzierten Reaktionen läßt sich aufgrund der Unsicherheiten keine eindeutige Tendenz

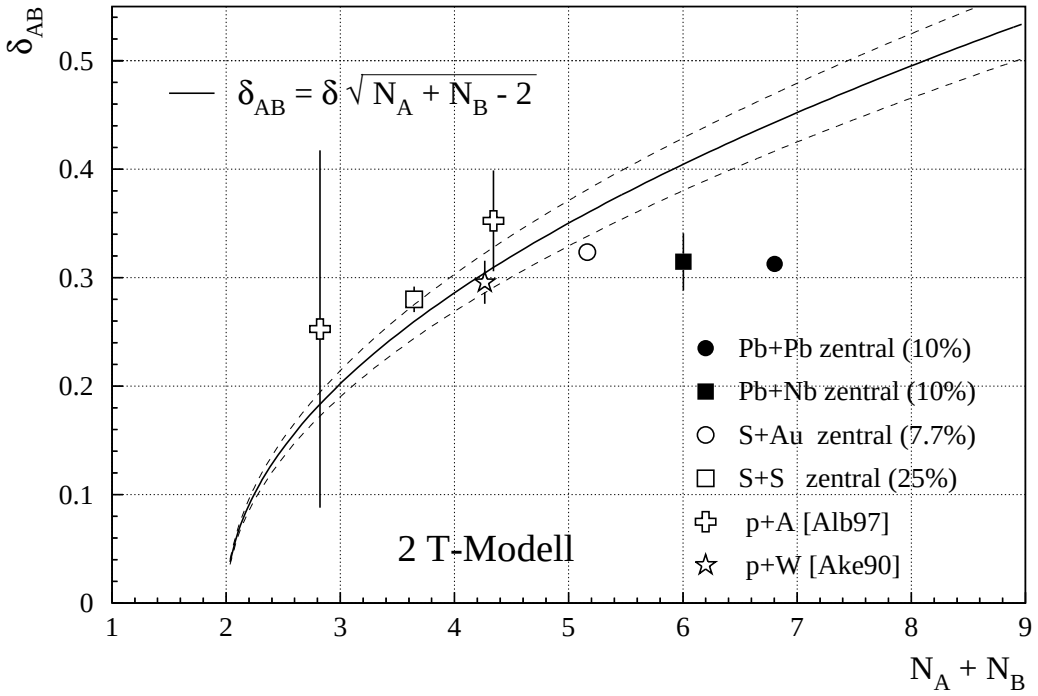

Abbildung 5.20: Dargestellt ist das Resultat eines Fits mit dem Random-Walk-Modell an verschiedene Reaktionssysteme als Funktion der mittleren Zahl der möglichen Kollisionen N_A+N_B (siehe Text). Dem Modell liegt hier ein thermischer Ansatz mit zwei verschiedenen Temperaturen zugrunde. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit der Kurve $\delta_{AB} = \delta\sqrt{N_A + N_B - 2}$ an die p+A Daten. Die gestrichelten Linien deuten die Unsicherheit des Fits an.

erkennen. Paßt man die Datenpunkte für p+A mit der Funktion 5.13 an, ergibt sich ein Kurvenverlauf, der eine stärkere Zunahme von δ_{AB} vorhersagt, als es den Daten entspricht. Dies läßt es fraglich erscheinen, ob die Annahme, daß die Verbreiterung der Transversalimpulsspektren auf Initial-State-Streuungen zurückzuführen ist, dazu geeignet ist, in sinnvoller Weise von p+A Reaktionen zu Kern-Kern-Reaktionen zu extrapolieren. Eine vergleichbare Beobachtung über die nur sehr schwache Zunahme der Verbreiterung der Spektren in Schwerionendaten und die sich daraus ergebende Diskrepanz zum Random-Walk-Ansatz wurde auch in [Bra98] gemacht[7]. Um jedoch genauere Aussagen machen zu können, müßte der Vergleich auf eine größere Anzahl von Reaktionssysteme ausgedehnt

[7] In [Tom97] wurde außerdem gezeigt, daß das Random-Walk-Modell nicht mit Beobachtungen, die in Analysen von Bose-Einstein-Korrelationen bei Schwerionenreaktionen gemacht wurden, vereinbar ist. Ein solches Modell kann sich also im Gegensatz zu hydrodynamischen Ansätzen nur auf die Beschreibung von Einteilchen-Verteilungen beschränken.

werden. Insbesondere wären hier p+A Daten, die eine genauere Bestimmung von δ_{AB} zulassen, von Bedeutung. Außerdem muß bei den hier vorgestellten Untersuchungen beachtet werde, daß die Gleichung 5.14 nur eine einfache Näherung der Zahl der Nukleonen, die ein einfallendes Nukleon auf dem Weg durch den Targetkern sieht, darstellt. Eine genauere Rechnung müßte die entsprechenden Dichteverteilungen der Nukleonen im Kern bei der Mittelung über die Stoßparameter berücksichtigen.

5.3 η-Produktion

Die erhöhten experimentellen Schwierigkeiten (s. Abschnitt 4.3), die mit der Messung der η-Produktionsrate verbunden sind, verhindern es, eine vergleichbar genaue Analyse der Daten durchzuführen, wie es im Fall des π^0-Mesons möglich ist. Dennoch lassen sich eine Reihe wichtiger Informationen gewinnen. Die möglichst genaue Kenntnis des Verhältnisses der Produktionsraten von η und π^0 (R_{η/π^0}) ist für die Analyse der direkten Photonen [Alb96, Buc98, Cle93] von großer Bedeutung. Nach den π^0-Mesonen stellen die η-Mesonen die wichtigste Quelle für Photonen aus hadronischen Zerfällen dar, welche den hauptsächlichen Untergrund bei der Messung direkter Photonen ausmachen. Außerdem erlaubt die Betrachtung von Teilchenverhältnissen, der Frage nach der Existenz eines chemischen Gleichgewichts in der Reaktion nachzugehen [Bec97, Bra96].

Die Werte für das Verhältnis R_{η/π^0}, die sich aus den in Abschnitt 4.3 gezeigten η-Signalen ergeben, sind in Abbildung 5.21 als Funktion der transversalen Masse dargestellt. Die Verteilung der Datenpunkte läßt keine systematische Abhängigkeit von m_T erkennen, so daß diese Messung mit der Annahme eines m_T-Scalings – gleiche Form der m_T-Spektren für π^0- und η-Mesonen –, verträglich ist. Es zeigt sich, daß R_{η/π^0} für die minimum Bias Reaktionen systematisch höher liegt als für zentrale Daten. Als Mittelwert der minimum Bias Datenpunkte ergibt sich $\langle R\rangle_{\eta/\pi^0}(\text{min. Bias}) = 0.75 \pm 0.11$, während er für die zentrale Reaktion $\langle R\rangle_{\eta/\pi^0}(\text{zentral}) = 0.38 \pm 0.06$ beträgt. Dieser Unterschied kann möglicherweise – wie bereits in Abschnitt 4.3 beschrieben – zum Teil dadurch erklärt werden, daß die η-Produktionsraten, im Gegensatz zum π^0-Meson, nicht für den Target-Out-Beitrag korrigiert sind[8]. Im Rahmen der Unsicherheit stimmt $\langle R\rangle_{\eta/\pi^0}(\text{zentral})$ mit den Werten überein, die im WA80-Experiment für die minimum Bias Reaktionen S+Au und S+S auf die gleiche Weise bestimmt wurden [Alb95]: $\langle R\rangle_{\eta/\pi^0}(\text{S+Au}) = 0.53 \pm 0.07$ und $\langle R\rangle_{\eta/\pi^0}(\text{S+S}) = 0.43 \pm 0.15$.

[8]Der Vergleich der korrigierten und der unkorrigierten π^0-m_{inv}-Verteilung zeigt allerdings, daß dieser Beitrag unter minimum Bias Triggerbedingungen eine Differenz von maximal $\sim 7.5\%$ ausmacht. Ein entsprechender Anteil bei den minimum Bias η-Mesonen wäre demzufolge nicht ausreichend den beobachteten Unterschied zu den zentralen vollständig zu erklären

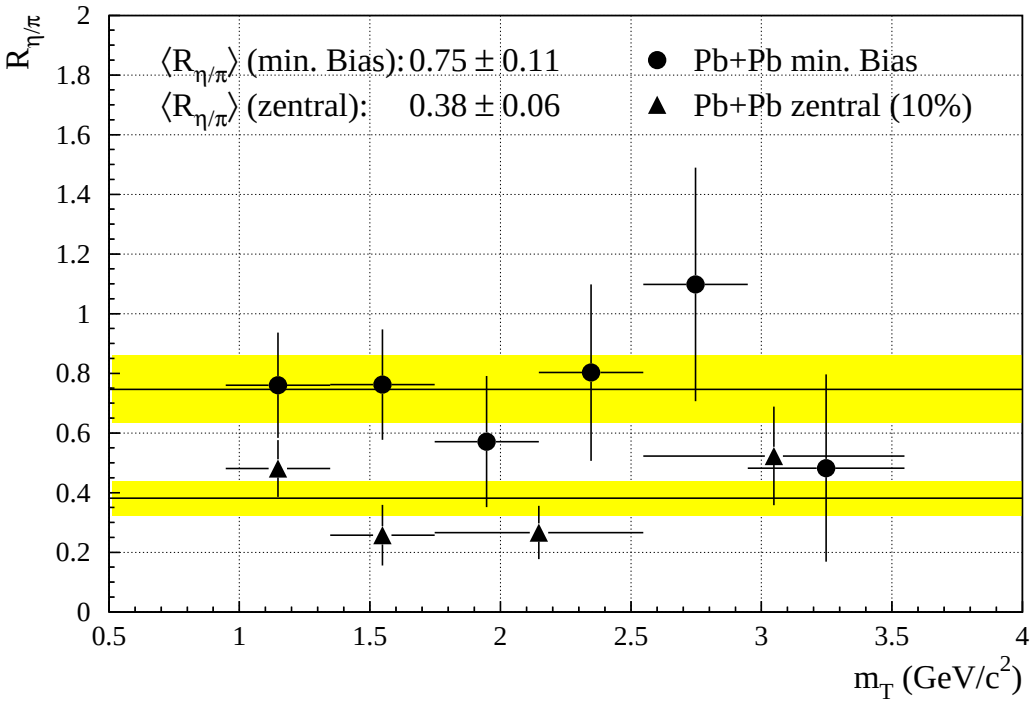

Abbildung 5.21: Das Verhältnis der Produktionsraten von η und π^0-Mesonen R_{η/π^0} für Pb+Pb Reaktionen unter zentralen und minimum Bias Triggerbedingungen. Die grau unterlegte Fläche gibt die Mittelwerte der jeweiligen Datenpunkte wieder.

Die Beobachtung, daß die Form der m_T-Spektren verschiedener Teilchensorten gleich ist, wurde in einer Vielzahl von Experimenten an Pion-Nukleon und Nukleon-Nukleon Reaktionen gemacht (z.B. [Bar77, Bou76]). Für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen verändert sich jedoch das Bild. In [Afa96b, Bea97] wird eine deutliche Abhängigkeit der Steigungsparameter der m_T-Spektren von der Teilchenmasse festgestellt. Wie bereits diskutiert, wird dies als Indiz für eine transversale Expansion einer thermischen Teilchenquelle gewertet (s. Abschnitt 5.2.2) und dazu benutzt, Erkenntnisse über die mittlere Flußgeschwindigkeit und die Temperatur des Feuerballs zu gewinnen [Bea97]. Aufgrund der Unsicherheit der Datenpunkte in Abbildung 5.21 läßt sich eine m_T-Abhängigkeit von R_{η/π^0} nicht ausschließen. Werden die m_T-Spektren der zentralen Reaktion für beide Teilchensorten im Bereich $1.0 \leq m_T \leq 3.0\,\mathrm{GeV}/c^2$ mit einer Exponentialfunktion $\propto \exp(-m_T/T)$ angepaßt, so ergeben sich die folgenden Steigungsparameter: $T_{\pi^0} = 226 \pm 5\,\mathrm{MeV}$ und $T_\eta = 201 \pm 64\,\mathrm{MeV}$. Es zeigt sich demnach eine recht gute Übereinstimmung. Jedoch ist die Unsicherheit von T_η vergleichsweise groß, so daß sich daraus – unter der Verwendung von Gleichung 5.11 – eine obere Abschätzung für die zugelassene mittlere Flußgeschwin-

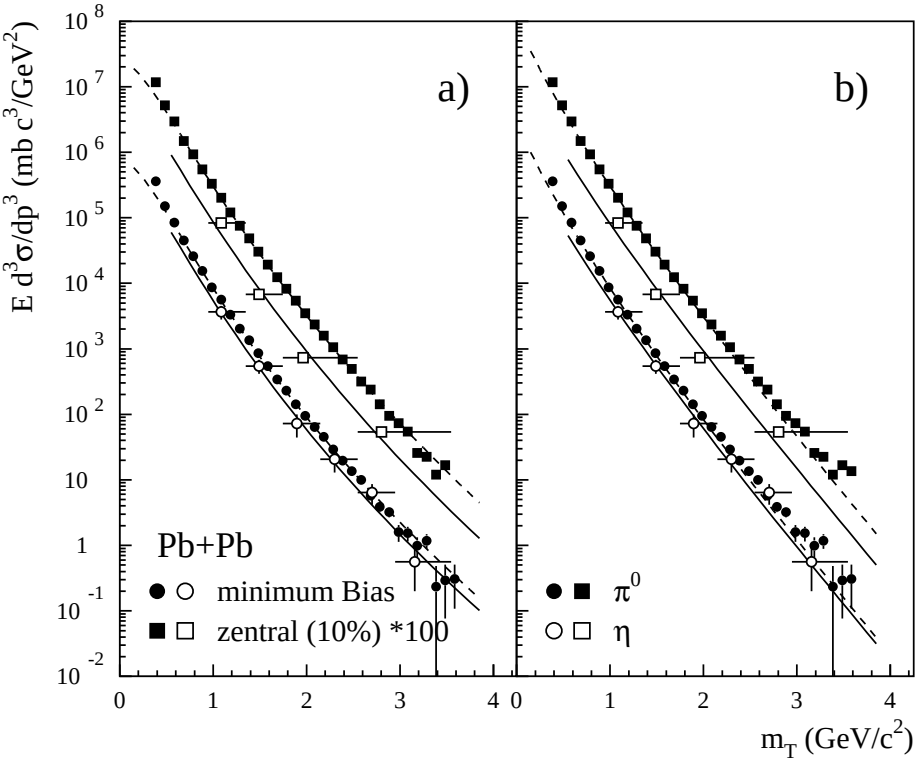

Abbildung 5.22: Das m_T-Spektrum der η und π^0-Mesonen für minimum Bias und zentrale Pb+Pb Reaktionen. Bild a) enthält zusätzlich einen Fit an die Daten mit einer Parametrisierung entsprechend Gleichung B.4, während Bild b) einen Fit mit dem hydrodynamischen Modell 1 enthält (s. Text).

digkeit von $\langle\beta_T\rangle \approx 0.39$ gewinnen läßt. Dieser Wert steht in Einklang mit den Untersuchungen, die in Abschnitt 5.2.2 vorgestellt wurden.

Da die Produktionsraten des η- und des π^0-Mesons für niedrige transversale Massen nicht mit ausreichender Genauigkeit gemessen werden können, ist man für die Berechnung eines integralen η/π^0-Verhältnisses auf zusätzliche Annahmen über die Form der Spektren in diesem Bereich angewiesen. Hierzu sollen drei Ansätze verfolgt werden. Der erste besteht in der Annahme, daß die Spektren durch eine Parametrisierung entsprechend der Gleichung B.4 ausreichend beschrieben werden. Diese wird daher zunächst an das π^0-Spektrum und anschließend an die η-Datenpunkte angepaßt, wobei nur die Normierung verändert wird. (Der Übergang zwischen dem thermischen Teil und dem Potenzreihenansatz wurde auf $0.7\,\mathrm{GeV}/c$ festgelegt.) Durch eine Integration der beiden Parametrisierungen im Bereich oberhalb der jeweiligen Ruhemasse, ergeben sich die in-

tegrierten Produktionsraten für das η- und das π^0-Meson. Die m_T-Spektren zusammen mit der angepaßten und skalierten Funktion B.4 sind in Abbildung 5.22.a dargestellt. Bei dieser Vorgehensweise ergeben sich die Werte $R^{int}_{\eta/\pi^0}(\text{min. Bias}) = 0.178 \pm 0.023$ und $R^{int}_{\eta/\pi^0}(\text{zentral}) = 0.081 \pm 0.012$.

Der zweite Ansatz geht davon aus, daß zur Extrapolation beider Spektren ein hydrodynamisches Modell verwendet werden kann. Während die erste Methode die Gültigkeit des m_T-Scaling voraussetzt, wird hier eine mögliche Veränderung der Form der Verteilungen aufgrund einer transversalen Expansion zugelassen. Aus einem Fit des hydrodynamischen Modells 1 [Cha95] (s. Abschnitt 5.2.2) an das π^0-Spektrum wurden zunächst die optimalen Temperatur- und Flußparameter bestimmt. Mit den gleichen Werten wurde anschließend das Spektrum für das η-Meson berechnet, wobei die unterschiedliche Ruhemasse berücksichtigt werden muß, und das Resultat nur unter Variation der Normierung an die Daten angepaßt. Aus den entsprechenden Integrationen ergibt sich ebenso wie im ersten Fall R^{int}_{η/π^0}. Diese Werte betragen hier 0.146 ± 0.012 für minimum Bias Daten und 0.060 ± 0.009 für zentrale Reaktionen. Die Unterschiede zwischen den beiden Ansätzen erklären sich aus dem abweichenden Verhalten der Parametrisierungen im Bereich kleiner transversaler Massen. Wie in Abbildung 5.22 deutlich wird, verläuft der Fit nach Gleichung B.4 dort flacher als die Vorhersage des hydrodynamischen Modells. Da die π^0-Produktionsrate hauptsächlich durch diesen m_T-Bereich dominiert ist, ergeben sich im ersten Fall weniger π^0-Mesonen als im zweiten.

Als dritter Ansatz soll außerdem das hydrodynamische Modell 2 [Wie97] zur Extrapolation verwendet werden. Hier ergibt sich ein zusätzlicher Unterschied zwischen den berechneten Spektren für beide Teilchensorten aus der Tatsache, daß das π^0-Spektrum im niedrigen m_T-Bereich durch Resonanzzerfälle dominiert ist, während für das schwerere η-Meson lediglich die Zerfälle $\eta' \longrightarrow \pi^+\pi^-\eta, \pi^0\pi^0\eta$ eine nennenswerte Rolle spielen. Die Rechnung zeigt, daß der Beitrag dieser Zerfälle zum η-Gesamtspektrum im Bereich $m_T \leq 0.8\,\text{GeV}/c^2$ 7% beträgt (Der Anteil aller Resonanzzerfälle am π^0-Gesamtspektrum ist in diesem Bereich etwa 46%). Das Ergebnis für das integrierte η/π^0-Verhältnis ist bei Verwendung dieses Ansatzes $R^{int}_{\eta/\pi^0}(\text{min. Bias}) = 0.049 \pm 0.007$ und $R^{int}_{\eta/\pi^0}(\text{zentral}) = 0.029 \pm 0.005$. Diese Werte liegen deutlich unter den anderen Verhältnissen. Das liegt daran, daß durch den Einfluß der Resonanzen das berechnete π^0-Spektrum im niedrigeren m_T-Bereich wesentlich steiler verläuft als in den beiden anderen Ansätzen.

Es zeigt sich also, daß R^{int}_{η/π^0} sehr stark von der Art der verwendeten Extrapolation abhängt. Welcher Ansatz der sinnvollste ist, kann dabei nicht entschieden werden, da auch die hydrodynamischen Modelle auf einer Reihe von Näherungen beruhen. Die realistischste Beschreibung sollte durch den dritten Ansatz gegeben sein, der jedoch sehr niedrige R^{int}_{η/π^0}-Werte ergibt. Die Werte,

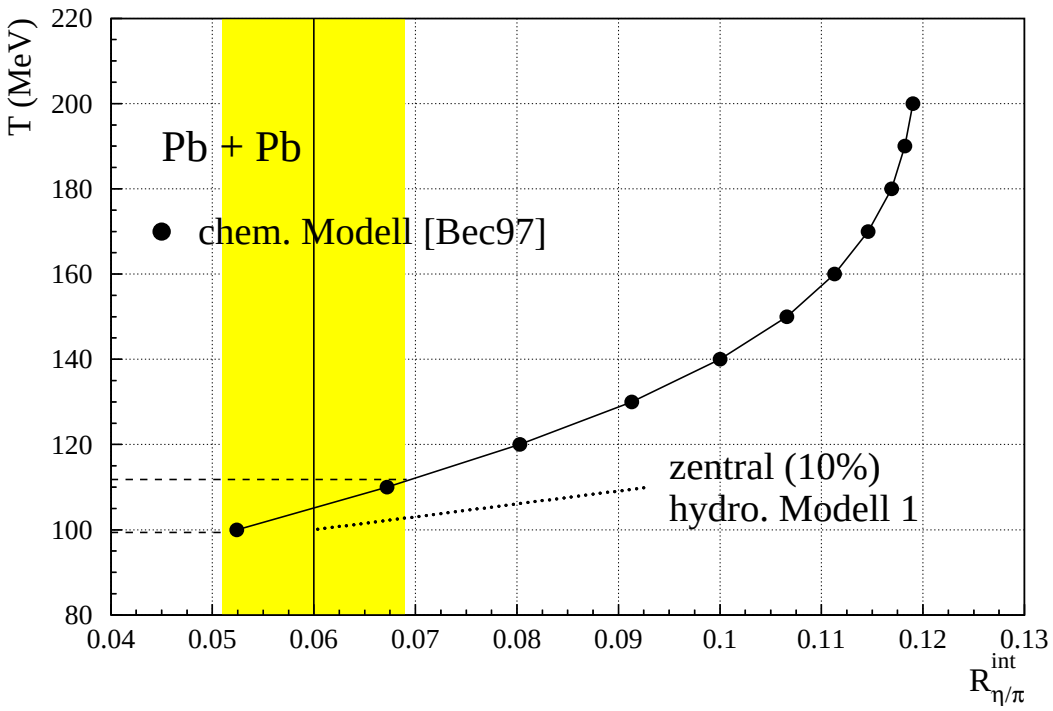

Abbildung 5.23: Vergleich von R^{int}_{η/π^0}(zentral), wie es unter Verwendung des hydrodynamischen Modells 1 berechnet wurde, mit den Vorhersagen eines Hadronengas-Modells [Bec97]. Die grau schattierte Fläche gibt den Bereich der statistischen Unsicherheit wieder.

die für die Reaktionen S+Au ($R^{int}_{\eta/\pi^0} = 0.147 \pm 0.017(\text{stat.}) \pm 0.015(\text{syst.})$) und S+S ($R^{int}_{\eta/\pi^0} = 0.120 \pm 0.022(\text{stat.}) \pm 0.022(\text{syst.})$) in [Alb95] berechnet wurden, sind dagegen mit dem Ergebnis des zweiten Ansatz für minimum Bias Reaktionen vereinbar. Jedoch wurde in [Alb95] eine Extrapolation entsprechend Gleichung B.3 verwendet, so daß systematische Unterschiede zu den hier verwendeten Parametrisierungen möglich sind.

In Abbildung 5.23 ist die Vorhersage für R^{int}_{η/π^0} für verschiedene Temperaturen dargestellt, wie sie sich aus dem Hadronengas-Modell von Becattini et al. [Bec97] ergibt. Zum Vergleich ist der Wert für zentrale Pb+Pb Reaktionen eingezeichnet, der sich bei Verwendung des hydrodynamischen Modells 1 zur Extrapolation ergibt und der mit dieser Rechnung gut vereinbar ist. Seine statistische Unsicherheit legt im Rahmen dieses Modells die Temperatur auf einen Bereich von $100 < T < 112\,\text{MeV}$ fest. Die starke Modellabhängigkeit, die, wie beschrieben, bei der Bestimmung von R^{int}_{η/π^0} unvermeidbar ist, verursacht allerdings eine große systematische Unsicherheit, so daß dieser Vergleich mit der theoretischen Vorhersage mit Vorsicht zu betrachten ist. Genauere Rückschlüsse über

die chemische Freeze-Out-Temperatur bedürfen der gleichzeitigen Betrachtung der Produktionsraten einer Vielzahl verschiedener Teilchensorten.

5.4 Diskussion

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß sich die π^0-Spektren Pb-induzierter Reaktionen auf der einen Seite deutlich in der Form von Spektren einfacher Nukleon-Nukleon-Reaktionen unterscheiden, daß auf der anderen Seite die Unterschiede zwischen verschiedenen zentralen Schwerionenreaktionen gering sind. Dies zeigt sich sowohl im Vergleich zu Pb+Nb- als auch zu S+Au-Kollisionen. Eine Abhängigkeit von der Zentralität ist im Fall von Pb+Pb Reaktionen nur im Bereich peripherer Kollisionen feststellbar (möglicherweise auch bei ganz zentralen Reaktionen). Dieses Verhalten spiegelt sich in der Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses $\langle p_T \rangle_C$ von der Zahl der Participants wider: Während $\langle p_T \rangle_C$ zunächst mit N_{Part} ansteigt, sowohl für das System Pb+Pb als auch S+Au, ist er von der Zahl der beteiligten Nukleonen unabhängig, sobald die Größe des Reaktionsvolumens dem entspricht, das in zentralen S+Au Reaktionen erreicht wird.

Der Vergleich der π^0-Spektren mit theoretischen Modellen erlaubt es, Rückschlüsse auf die Natur der Prozesse zu ziehen, die für die Teilchenproduktion in Schwerionenreaktionen bedeutsam ist. Die grundlegende Frage ist, ob hierbei weiche Reaktionen die dominante Rolle spielen, oder ob bei den untersuchten Energien auch harte Streuprozesse wichtig werden. Die auch bei Kern-Kern-Reaktionen beobachtete starke Krümmung der Spektren könnte, wie im Fall von Nukleon-Nukleon Reaktionen, durch die Auswirkungen dieser harten Streuungen erklärt werden. Jedoch zeigt der Vergleich mit dem FRITIOF-Modell, welches auch solche harten Prozesse beinhaltet, daß auf diese Weise keine Beschreibung der m_T-Spektren, insbesondere im Bereich hoher transversaler Massen, erzielt werden kann. VENUS, das einen Rescattering-Mechanismus enthält, ergibt eine bessere Übereinstimmung, jedoch auch noch mit deutlichen Abweichungen zu den Daten[9]. Dieser Vergleich zeigt aber, daß weiche Sekundärwechselwirkungen der produzierten Teilchen eher dazu geeignet sind, eine Erklärung für die Form der Spektren zu geben.

Beschränkt man sich auf den Bereich niedriger transversaler Massen, der prinzipiell durch weiche Prozesse charakterisiert sein sollte, so schließt sich hier die Frage an, ob die Lebensdauer und Ausdehnung der Reaktionszone groß genug ist, um ein thermisches Gleichgewicht zu erreichen. Dieser Gesichtspunkt ist besonders deswegen interessant, weil die Annahme, daß das System einen Phasenübergang von Quark-Gluon-Plasma zum Ha-

[9] Die Vergleiche mit den mikroskopischen Modellen wurden mit Verwendung der Standardparametern durchgeführt. Es ist durchaus möglich, das mit anderen Parameterwerten eine bessere Übereinstimmung mit den Daten erzielt werden kann.

dronengas durchlaufen hat, impliziert, daß in der hadronischen Phase zumindest ein lokales Gleichgewicht vorliegen müßte. Mit hydrodynamischen Modellen, die als thermische Modelle ein Gleichgewicht voraussetzen, läßt sich eine gute Übereinstimmung mit den Daten erzielen. Dabei ist dies nicht nur auf niedrige m_T beschränkt, sondern es zeigt sich, daß mit denselben Parametern, die zur Anpassung an den unteren Bereich bestimmt werden, auch die spektrale Form für hohe transversale Massen wiedergegeben wird. Diese Beobachtung läßt wenig Raum für zusätzliche Beiträge aus harten Streuprozessen.

Es zeigt sich aber auch, daß die π^0-Spektren im Rahmen des Random-Walk-Modells beschrieben werden können. Dies würde bedeuten, daß keine kollektiven Effekte, wie eine transversale Expansion, der Teilchenquelle nötig sind, um die Form der Spektren zu erklären. Jedoch ergibt die systematische Untersuchung des Modells an mehreren Reaktionssystemen keine Anzeichen dafür, daß tatsächlich nur Initial-State-Wechselwirkungen für die Verbreiterung der m_T-Spektren verantwortlich sind. Das Bild einer expandierenden thermischen Quelle im Gleichgewicht besitzt im Vergleich zu den Daten eine höhere Plausibilität.

Die Frage nach einem chemischen Gleichgewicht läßt sich anhand des integralen Produktionsverhältnisses von η- und π^0-Mesonen alleine nicht beantworten. Zum einen ist dieser Wert mit einer vergleichsweise großen systematischen Unsicherheit behaftet. Zum anderen müßten dazu in einem Modellvergleich eine Vielzahl anderer Teilchensorten betrachtet werden, wie beispielsweise in [Bra96] dargestellt.

6. Zusammenfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit einer Analyse zur Produktion neutraler Mesonen in Pb-induzierten Reaktionen bei einer Strahlenergie von 158AGeV. Die Messungen wurden mit Hilfe des LEDA-Detektors im Rahmen des WA98-Experimentes durchgeführt. Dieser Detektor enthält eine Reihe von Neuentwicklungen im Vergleich zu den Bleiglasdetektoren der Vorgängerexperimente WA80 und WA93. Von besonderer Bedeutung ist hier das neuartige ADC-System, dessen Eigenschaften beschrieben werden. Dieses System macht bei der Auswertung der Rohdaten einige zusätzliche Verarbeitungsschritte notwendig, wobei die Art und die Stärke der nötigen Korrekturen vorab in speziellen Analysen bestimmt wurden (Pedestalkorrektur, Verstärkungsfaktoren und Zerfalls-Korrektur). Die zusätzliche Unsicherheit in der ADC-Skala, die sich durch diese Korrekturen ergab, konnte auf 0.8% (1.3%) abgeschätzt werden.

Die Analysemethoden, die hier angewendet wurden, basieren in ihren Grundzügen auf Methoden, die bereits in der Auswertung der Daten von WA80 und WA93 verwendet wurden. Eine hauptsächliche Veränderung bestand in einer verbesserten Linearitätskorrektur, die mit Hilfe von GEANT-Simulationen bestimmt werden konnte [Büs97] und die eine sehr gute Beschreibung des Detektorverhaltens erlauben. Es wurde außerdem erstmals eine Methode mit logarithmischer Gewichtung zur Bestimmung der Schauerschwerpunkte verwendet [Awe92], die vergleichbare Ergebnisse erzielte und zudem einfacher in der Handhabung ist. Neuartig ist auch das Verfahren zur Überwachung und Korrektur von Verstärkungsschwankungen. Der LEDA-Detektor ist – im Gegensatz zu seinen Vorgängern, die ein Laser-gestütztes Monitorsystem besaßen – mit einem Referenzsystem ausgestattet, dessen Grundlage verschiedenfarbige LEDs bilden. Dieses System erlaubte es durch den Vergleich verschiedener Informationen Schwankungen im Verhalten des Detektors zu erkennen und zu korrigieren. Bereits in [Boh96] wurde gezeigt, daß es hiermit möglich ist, die Kalibration des Detektors auf hohem Niveau zeitlich konstant zu halten.

Die hohe Multiplizität, die in den Pb+Pb Kollisionen vorherrscht, erschwert die Extraktion des π^0-Signals, da sich ein sehr hoher kombinatorischer Untergrund ergibt. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß mit Hilfe des Event-Mixing Verfahrens eine Bestimmung dieses Untergrundes mit großer Genauigkeit möglich ist. Es wurde allerdings auch deutlich, daß es hierbei Abweichungen gibt, die eine zusätzliche Anpassung erforderten. Mit Hilfe einer Simulation wurde versucht, die Ursache dieser Abweichungen zu klären. Dabei stellte sich heraus, daß die Zerfälle schwererer Resonanzen einen korrelierten Anteil

in den m_{inv}-Verteilungen erzeugen, der durch das Event-Mixing nicht reproduziert werden kann. Neben dem Zerfall des η-Mesons und dem Dalitz-Zerfall des π^0-Mesons, tragen hauptsächlich K-Mesonen im Bereich der π^0-Masse zu diesen Abweichungen bei.

Eine weitere Abweichung, die bereits in früheren Messungen beobachtet wurde, findet sich im Gebiet sehr kleiner m_{inv}. Die Frage ist hierbei, ob der Anstieg in der Korrelationsfunktion für $m_{inv} \to 0$ durch Detektoreffekte erklärt werden kann, oder ob er die Auswirkung einer physikalischen Korrelation – wie einer Bose-Einstein-Korrelation – sein kann. Da die Korrelation stark von technischen Parametern abhängig und außerdem nicht in der Energiedifferenz Q_0 der Photonenpaare beobachtbar ist, wird aber deutlich, daß eine physikalische Interpretation sehr zweifelhaft sein muß, auch wenn die hier durchgeführten Untersuchungen keine eindeutigen Rückschlüsse auf die genaue Natur der zugrundeliegenden Mechanismen zulassen.

Ein wichtiger Bestandteil der hier vorgestellten Analyse ist die Bestimmung der Nachweiseffizienz für π^0-Mesonen. Es wurde dazu ein Verfahren angewandt, das auf der Überlagerung simulierter π^0-Signale auf ein reales Ereignis und ihrer anschließenden Analyse beruht. Die Detektorantwort der Testteilchen wurde mit einer, gegenüber früheren Analysen [Cle93, Höl93, Stü98] deutlich verbesserten, GEANT-Simulation berechnet [Büs97, Kes95]. Durch den Vergleich verschiedener Ansätze ließ sich zeigen, daß eine Bestimmung der effizienzkorrigierten π^0-Spektren im Falle zentraler Ereignisse auf $\pm 10\%$ genau möglich ist. Für periphere Ereignisse ist diese Unsicherheit deutlich kleiner, jedoch ergab sich in diesem Fall ein Problem daraus, daß die Daten durch π^0, die hinter dem eigentlichen Target produziert wurden, verunreinigt sind. Mit Hilfe der Target-Out-Daten konnte dieser Beitrag korrigiert werden.

Die resultierenden π^0-Spektren der Reaktion Pb+Pb zeigen deutliche Abweichungen von einer rein exponentiellen Form. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Zentralitäten ist dabei relativ gering. Ebenso findet sich eine weitgehende Übereinstimmung zur Form des π^0-Spektrums der zentralen Pb+Nb-Reaktion, aber auch der Reaktion S+Au. Diese Tatsache äußert sich auch darin, daß der mittlere Transversalimpuls $\langle p_T \rangle_C$ für genügend große Reaktionssysteme konstant ist. Eine signifikante Variation ist nur für Systeme mit weniger als 100 beteiligten Nukleonen sichtbar. Offenbar ändern sich ab dieser Größe die Freeze-Out Bedingungen für neutrale Pionen nicht mehr.

Deutliche Unterschiede zeigt jedoch der Vergleich der Spektren für Pb+Pb- und für p+p-Reaktionen. Die Spektren der Schwerionenreaktion sind wesentlich stärker gekrümmt. Ebenso ist die lokale Steigung bei mittleren und hohen transversalen Massen hier größer als im Falle der einfachen Nukleon-Nukleon-Reaktion. Parametrisiert man das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit $(AB)^{\alpha(p_T)}$, so ergibt sich eine ähnliche p_T-Abhängigkeit des Exponenten, wie er auch für p+A Reaktionen beobachtet

wurde. Für große Transversalimpulse zeigt sich ebenso ein Nuclear-Enhancement (d. h. $\alpha > 1$). Weiterhin zeigt sich, daß die π^0-Produktionsraten in Pb-induzierten Reaktionen, unabhängig von p_T, direkt proportional zur mittleren Zahl der Kollisionen ist.

Die Spektren der zentralen Pb+Pb Reaktion wurden mit verschiedenen Modellen verglichen. Als Beispiele für String-Modelle, die im wesentlichen auf einer Überlagerung von Nukleon-Nukleon-Reaktionen beruhen, wurden FRITIOF 7.03 und VENUS 4.12 verwendet. Keines der beiden Modelle ist in der Lage eine ausreichende Beschreibung der Daten zu liefern, jedoch zeigt VENUS, das einen Rescattering-Mechanismus enthält, eine deutlich bessere Übereinstimmung. Möglicherweise sind harte Streuprozesse, wie sie in dieser FRITIOF-Version mit berücksichtigt werden, bei dieser Schwerpunktenergie noch nicht von Bedeutung. Weiterhin wurden an das Spektrum zwei hydrodynamische Modelle angepaßt. Dabei berücksichtigt eines der beiden auch Pionen, die aus Resonanzzerfällen stammen. Es zeigt sich, daß dessen Einfluß deutliche Auswirkungen auf die extrahierte Temperatur und mittlere transversale Flußgeschwindigkeit hat. In diesem Fall ergibt sich eine höhere Temperatur und eine geringere Flußgeschwindigkeit ($T = 156.0 \pm 9.8\,\mathrm{MeV}$ und $\langle\beta_T\rangle = 0.29 \pm 0.048$) im Vergleich zum Modell, das nur direkt produzierte π^0 enthält ($T = 143.6 \pm 0.4\,\mathrm{MeV}$ und $\langle\beta_T\rangle = 0.36 \pm 0.005$). Das einfachere Modell enthält außerdem eine nicht-relativistische Näherung der transversalen Expansion, die beim Vergleich mit den Daten beachtet werden muß. Bemerkenswert ist, daß das hydrodynamische Modell mit Berücksichtigung der Resonanzzerfälle eine sehr gute Beschreibung des gesamten m_T-Bereichs liefert, auch wenn es nur bei niedrigen transversalen Massen an die Daten angepaßt wird. Als ein weiterer theoretischer Ansatz wurde das Random-Walk-Modell herangezogen. Dieses versucht die Krümmung der Spektren nicht durch kollektive Effekte, wie eine transversale Expansion, sondern durch Initial-State-Streuungen zu beschreiben. Dieses Modell erlaubt zwar eine relativ gute Beschreibung des π^0-Spektrums, jedoch zeigte eine systematische Untersuchung verschiedener Reaktionssysteme, daß es eine stärkere Veränderung der spektralen Form vorhersagt, als in den Daten beobachtet werden kann.

Neben der Messung der π^0-Produktion war es auch möglich, einen signifikanten Nachweis des η-Mesons durchzuführen. Die analysierte Statistik erlaubte es, das Verhältnis der Produktionsraten von η- und π^0-Meson in Abhängigkeit von der transversalen Masse zu bestimmen. Es ergibt sich dabei für zentrale Ereignisse ein Wert von $\langle R_{\eta/\pi^0}\rangle = 0.38 \pm 0.06$. Um ein integrales Produktionsverhältnis angeben zu können, müssen die m_T-Spektren bis zur jeweiligen Ruhemasse extrapoliert werden. Es werden dazu drei verschiedene Ansätze verfolgt, die jedoch zu deutlich verschiedenen Resultaten führen. Eine einfache Parametrisierung führt für zentrale Ereignisse zu dem Wert $R^{int}_{\eta/\pi^0} = 0.081 \pm 0.012$, während die Verwendung der hydrodynamischen Modelle $R^{int}_{\eta/\pi^0} = 0.060 \pm 0.009$, bzw. $R^{int}_{\eta/\pi^0} = 0.029 \pm 0.005$ ergibt.

A. Kinematische Variablen

Die Raum-Zeit-Koordinate eines einzelnen Teilchens läßt sich entsprechend der speziellen Relativitätstheorie durch einen Vierervektor darstellen:

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, \vec{x}) \tag{A.1}$$

Analog hierzu ist der Viererimpuls definiert:

$$p^\mu = (p^0, p^1, p^2, p^3) = (E, \vec{p}) \tag{A.2}$$

Üblicherweise werden sogenannte „natürliche“ Einheiten verwendet, in denen $c \equiv \hbar \equiv 1$ ist. Das Skalarprodukt des Viererimpulses ist eine Invariante unter Lorentz-Transformationen und entspricht dem Quadrat der invarianten Masse m_{inv} des betreffenden Teilchens:

$$m_{inv}^2 = p^\mu p_\mu = E^2 - \vec{p} \cdot \vec{p} \tag{A.3}$$

Betrachtet man den Zerfall eines Teilchens, so ergibt sich seine Ruhemasse als die invariante Masse der Summe der Viererimpulse der beiden Zerfallsteilchen. Eine weitere Erhaltungsgröße stellt die Mandelstam-Variable s dar:

$$s = (p_1^\mu + p_2^\mu) \tag{A.4}$$

Die Gesamtenergie einer Reaktion im entsprechenden Schwerpunktsystem ist damit als $\sqrt{s}$ gegeben. In Beschleunigerexperimenten ist die z-Richtung des Koordinatensystems durch die Strahlachse festgelegt. Die z-Komponente des Impulses p_z ist demnach nicht invariant gegenüber Lorentz-Transformationen, während die transversale Komponente sich dagegen nicht verändert. Der Betrag des Transversalimpulses p_T ist daher eine häufig verwendete Meßgröße:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \tag{A.5}$$

Sofern die produzierten Teilchen identifiziert werden können, findet oft auch die sogenannte transversale Masse m_T Verwendung:

$$m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} \tag{A.6}$$

Diese Größe findet inbesondere in thermischen Modellen verwendung, da sie prinzipiell der transversalen Gesamtenergie des Teilchens entspricht. Eine Variable, die die longitudinale

Ausbreitung der Teilchen beschreibt, sich einfach unter Lorentz-Transformationen verhält und deshalb in der ultrarelativistischen Schwerionenphysik eine wichtige Rolle spielt, ist die Rapidität:

$$y \equiv \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \tag{A.7}$$

Sie läßt sich durch eine einfache Addition transformieren, so daß Rapiditätsverteilungen in jedem Bezugssystem die gleiche Form haben (β bezeichnet die Geschwindigkeit der Systeme zueinander):

$$y' = y + \operatorname{artanh}(\beta) \tag{A.8}$$

Zwischen den verschiedenen Variablen gelten die folgenden Beziehungen:

$$p_z = E \tanh y \tag{A.9}$$

$$E = m_T \cosh y \tag{A.10}$$

$$p_z = m_T \sinh y \tag{A.11}$$

Die Bestimmung der Rapidität setzt die Identifikation des gemessenen Teilchens voraus. Ist diese nicht möglich, wird statt der Rapidität die sogenannte Pseudorapidität η benutzt:

$$\eta \equiv \frac{1}{2} \log \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \tag{A.12}$$

Die Pseudorapidität hängt also nur vom Emissionswinkel relativ zur Strahlachse θ ab. Für hochenergetische Teilchen mit $m \ll p$ nähert sich die Pseudorapidität der Rapidität an.

B. Parametrisierungen

Die grundsätzlich einfachste Weise ein π^0-Spektrum zu parametrisieren, ist die Verwendung einer Exponentialfunktion:

$$f(m_T) = C \exp(-\frac{m_T}{T}) \tag{B.1}$$

Diese stellt allerdings nur eine grobe Näherung der modifizierten Besselfunktion K_1 dar, die theoretisch durch das statische Feuerballmodell motiviert ist (s. Abschnitt 1.3.3):

$$b(m_T) = C m_T K_1(m_T/T) \stackrel{m_T \gg T}{\longrightarrow} C\sqrt{m_T}\, \exp(-\frac{m_T}{T}) \tag{B.2}$$

Diese beinhaltet ein Abflachen der Verteilungen für kleine m_T und sollte in diesem Bereich eine realistischere Beschreibung liefen. Da die tatsächlichen Spektren jedoch deutlich stärker gekrümmt sind als eine Exponentialfunktion, kann auch sie keine zufriedenstellende Parametrisierung über einen größeren m_T-Bereich liefern. In [Hag65] wurde daher ein Potenzreihenansatz vorgeschlagen, der in der Lage ist, die Krümmung zu beschreiben:

$$h(m_T) = C \left(\frac{p_0}{p_0 + m_T} \right)^n \tag{B.3}$$

Nachteilig an dieser Funktion ist jedoch, daß die Parameter nicht eindeutig bestimmt sind, was Schwierigkeiten bei ihrer Verwendung als Fitfunktion bereiten kann. Um auch das theoretisch erwartete Abflachen der Spektren für kleine m_T zu beschreiben, kann eine Kombination von Gleichung B.2 und B.3 benutzt werden:

$$s(m_T) = A\, \theta(m_1 - m_T)\, m_T K_1(m_T/T) + B\, \theta(m_T - m_1) \left(\frac{p_0}{p_0 + m_T} \right)^n \tag{B.4}$$

Der Übergangspunkt m_1 sollte dabei im Bereich < 1 GeV/c^2 liegen.

C. Invariante Wirkungsquerschnitte

Die Tabellen C.1 und C.2 enthalten die invarianten π^0-Wirkungsquerschnitte der Reaktionen Pb+Pb und Pb+Nb bei 158 AGeV, wie sie auch in Abbildung 5.1 wiedergegeben sind. Es ist nur der statistische Fehler angegeben. Der über alle analysierten Runs gemittelte minimum Bias Wirkungsquerschnitt beträgt für die Reaktion Pb+Pb 6291mb; für Pb+Nb ist er 4228mb.

$m_T - m_0$	$Ed^3\sigma/dp^3$ (mb c^3 GeV^{-2})			
(GeV/c^2)	Peripher (80-100%)	Semi-Zentral (10-80%)	Zentral (0-10%)	Minimum Bias
0.25±0.05	$(2.11\pm0.38)\times10^{+3}$	$(2.36\pm0.17)\times10^{+5}$	$(1.17\pm0.05)\times10^{+5}$	$(3.62\pm0.18)\times10^{+5}$
0.35±0.05	$(1.39\pm0.13)\times10^{+3}$	$(9.07\pm0.53)\times10^{+4}$	$(5.19\pm0.16)\times10^{+4}$	$(1.50\pm0.06)\times10^{+5}$
0.45±0.05	$(7.20\pm0.56)\times10^{+2}$	$(4.75\pm0.24)\times10^{+4}$	$(2.96\pm0.07)\times10^{+4}$	$(8.46\pm0.26)\times10^{+4}$
0.55±0.05	$(4.62\pm0.29)\times10^{+2}$	$(2.77\pm0.12)\times10^{+4}$	$(1.48\pm0.03)\times10^{+4}$	$(4.52\pm0.12)\times10^{+4}$
0.65±0.05	$(3.07\pm0.15)\times10^{+2}$	$(1.63\pm0.07)\times10^{+4}$	$(9.33\pm0.17)\times10^{+3}$	$(2.59\pm0.06)\times10^{+4}$
0.75±0.05	$(1.64\pm0.08)\times10^{+2}$	$(9.67\pm0.36)\times10^{+3}$	$(5.47\pm0.10)\times10^{+3}$	$(1.55\pm0.04)\times10^{+4}$
0.85±0.05	$(9.49\pm0.49)\times10^{+1}$	$(5.33\pm0.20)\times10^{+3}$	$(3.31\pm0.06)\times10^{+3}$	$(8.67\pm0.20)\times10^{+3}$
0.95±0.05	$(5.69\pm0.30)\times10^{+1}$	$(3.62\pm0.13)\times10^{+3}$	$(2.03\pm0.03)\times10^{+3}$	$(5.62\pm0.13)\times10^{+3}$
1.05±0.05	$(3.40\pm0.19)\times10^{+1}$	$(2.09\pm0.08)\times10^{+3}$	$(1.21\pm0.02)\times10^{+3}$	$(3.32\pm0.08)\times10^{+3}$
1.15±0.05	$(2.09\pm0.13)\times10^{+1}$	$(1.26\pm0.05)\times10^{+3}$	$(7.57\pm0.14)\times10^{+2}$	$(2.03\pm0.05)\times10^{+3}$
1.25±0.05	$(1.33\pm0.09)\times10^{+1}$	$(8.66\pm0.34)\times10^{+2}$	$(4.86\pm0.09)\times10^{+2}$	$(1.35\pm0.03)\times10^{+3}$
1.35±0.05	$(8.17\pm0.62)\times10^{+0}$	$(5.53\pm0.23)\times10^{+2}$	$(3.03\pm0.06)\times10^{+2}$	$(8.56\pm0.23)\times10^{+2}$
1.45±0.05	$(5.40\pm0.44)\times10^{+0}$	$(3.48\pm0.15)\times10^{+2}$	$(1.94\pm0.04)\times10^{+2}$	$(5.42\pm0.16)\times10^{+2}$
1.55±0.05	$(3.02\pm0.29)\times10^{+0}$	$(2.19\pm0.11)\times10^{+2}$	$(1.23\pm0.03)\times10^{+2}$	$(3.41\pm0.11)\times10^{+2}$
1.65±0.05	$(1.91\pm0.23)\times10^{+0}$	$(1.47\pm0.08)\times10^{+2}$	$(8.25\pm0.21)\times10^{+1}$	$(2.30\pm0.08)\times10^{+2}$
1.75±0.05	$(1.08\pm0.15)\times10^{+0}$	$(9.04\pm0.55)\times10^{+1}$	$(5.40\pm0.15)\times10^{+1}$	$(1.43\pm0.06)\times10^{+2}$
1.85±0.05	$(7.36\pm1.20)\times10^{-1}$	$(6.11\pm0.41)\times10^{+1}$	$(3.47\pm0.11)\times10^{+1}$	$(9.46\pm0.42)\times10^{+1}$
1.95±0.05	$(6.04\pm1.00)\times10^{-1}$	$(4.13\pm0.32)\times10^{+1}$	$(2.36\pm0.08)\times10^{+1}$	$(6.37\pm0.32)\times10^{+1}$
2.05±0.05		$(3.08\pm0.25)\times10^{+1}$	$(1.59\pm0.06)\times10^{+1}$	$(4.55\pm0.25)\times10^{+1}$
2.10±0.10	$(1.95\pm0.41)\times10^{-1}$			
2.15±0.05		$(1.90\pm0.18)\times10^{+1}$	$(1.06\pm0.05)\times10^{+1}$	$(2.90\pm0.19)\times10^{+1}$
2.25±0.05		$(1.33\pm0.15)\times10^{+1}$	$(6.70\pm0.37)\times10^{+0}$	$(1.96\pm0.15)\times10^{+1}$
2.30±0.10	$(1.20\pm0.27)\times10^{-1}$			
2.35±0.05		$(9.02\pm1.15)\times10^{+0}$	$(4.94\pm0.31)\times10^{+0}$	$(1.36\pm0.12)\times10^{+1}$
2.45±0.05		$(7.04\pm0.95)\times10^{+0}$	$(3.15\pm0.24)\times10^{+0}$	$(9.97\pm0.97)\times10^{+0}$
2.50±0.10	$(4.74\pm1.74)\times10^{-2}$			
2.55±0.05		$(3.61\pm0.80)\times10^{+0}$	$(2.37\pm0.20)\times10^{+0}$	$(5.72\pm0.80)\times10^{+0}$
2.65±0.05		$(2.67\pm0.68)\times10^{+0}$	$(1.42\pm0.16)\times10^{+0}$	$(3.88\pm0.66)\times10^{+0}$
2.70±0.10	$(1.43\pm1.24)\times10^{-2}$			
2.75±0.05		$(2.32\pm0.57)\times10^{+0}$	$(9.45\pm1.34)\times10^{-1}$	$(3.20\pm0.56)\times10^{+0}$
2.85±0.05		$(1.01\pm0.47)\times10^{+0}$	$(7.36\pm1.16)\times10^{-1}$	$(1.59\pm0.46)\times10^{+0}$
2.90±0.10	$(2.06\pm1.11)\times10^{-2}$			
2.95±0.05		$(1.08\pm0.40)\times10^{+0}$	$(5.45\pm0.98)\times10^{-1}$	$(1.54\pm0.40)\times10^{+0}$
3.10±0.10	$(8.09\pm6.48)\times10^{-3}$	$(9.10\pm2.24)\times10^{-1}$	$(2.29\pm0.54)\times10^{-1}$	$(1.07\pm0.22)\times10^{+0}$
3.30±0.10			$(1.36\pm0.48)\times10^{-1}$	$(2.56\pm1.63)\times10^{-1}$
3.50±0.10			$(9.17\pm3.18)\times10^{-2}$	$(1.76\pm1.31)\times10^{-1}$
3.80±0.20			$(4.15\pm3.20)\times10^{-2}$	$(1.95\pm1.32)\times10^{-1}$

Tabelle C.1: Die invarianten π^0-Wirkungsquerschnitte für die Reaktion Pb+Pb bei 158 AGeV.

$m_T - m_0$	$Ed^3\sigma/dp^3$ (mb c^3 GeV^{-2})	
(GeV/c^2)	Zentral (0-10%)	Minimum Bias
0.25±0.05		$(1.32\pm0.20)\times10^{+5}$
0.35±0.05	$(3.32\pm0.48)\times10^{+4}$	$(6.66\pm0.65)\times10^{+4}$
0.45±0.05	$(1.15\pm0.20)\times10^{+4}$	$(2.88\pm0.28)\times10^{+4}$
0.55±0.05	$(3.56\pm0.88)\times10^{+3}$	$(1.28\pm0.12)\times10^{+4}$
0.65±0.05	$(3.04\pm0.43)\times10^{+3}$	$(8.30\pm0.64)\times10^{+3}$
0.75±0.05	$(1.55\pm0.23)\times10^{+3}$	$(5.44\pm0.37)\times10^{+3}$
0.85±0.05	$(1.33\pm0.15)\times10^{+3}$	$(3.49\pm0.22)\times10^{+3}$
0.95±0.05	$(7.24\pm0.98)\times10^{+2}$	$(2.18\pm0.14)\times10^{+3}$
1.05±0.05	$(3.66\pm0.54)\times10^{+2}$	$(1.18\pm0.08)\times10^{+3}$
1.15±0.05	$(2.92\pm0.38)\times10^{+2}$	$(8.66\pm0.58)\times10^{+2}$
1.25±0.05	$(1.39\pm0.25)\times10^{+2}$	$(4.51\pm0.39)\times10^{+2}$
1.35±0.05	$(1.15\pm0.18)\times10^{+2}$	$(3.31\pm0.28)\times10^{+2}$
1.45±0.05	$(4.42\pm1.24)\times10^{+1}$	$(1.44\pm0.19)\times10^{+2}$
1.55±0.05	$(5.29\pm0.87)\times10^{+1}$	$(1.36\pm0.14)\times10^{+2}$
1.65±0.05	$(2.32\pm0.61)\times10^{+1}$	$(8.74\pm1.04)\times10^{+1}$
1.75±0.05	$(1.76\pm0.45)\times10^{+1}$	$(4.50\pm0.76)\times10^{+1}$
1.85±0.05		$(2.84\pm0.58)\times10^{+1}$
1.90±0.10	$(8.54\pm2.17)\times10^{+0}$	
1.95±0.05		$(2.78\pm0.45)\times10^{+1}$
2.05±0.05		$(1.52\pm0.35)\times10^{+1}$
2.10±0.10	$(3.28\pm1.30)\times10^{+0}$	
2.15±0.05		$(8.25\pm2.72)\times10^{+0}$
2.30±0.10		$(5.38\pm1.36)\times10^{+0}$
2.40±0.20	$(1.37\pm0.99)\times10^{+0}$	
2.50±0.10		$(3.17\pm0.91)\times10^{+0}$
2.80±0.20	$(6.50\pm4.99)\times10^{-1}$	$(8.77\pm8.06)\times10^{-1}$

Tabelle C.2: Die invarianten π^0-Wirkungsquerschnitte für die Reaktion Pb+Nb bei 158 AGeV.

Literaturverzeichnis

[Abr92] M. C. Abreu et al., Nucl. Phys. **A 544** (1992) 209c

[Abr96] M. C. Abreu et al., Nucl. Phys. **A 610** (1996) 404c

[Ada96] Adams et al., Phys. Rev. **D 53** (1996) 4747

[Afa96a] S. V. Afanasiev et al., Nucl. Phys. **A 610** (1996) 76c

[Afa96b] S. V. Afanasiev et al., Nucl. Phys. **A 610** (1996) 188c

[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

[Agg96] M. M. Aggarwal et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 143

[Åke90] T. Åkesson et al., Z. Phys. **C 46** (1990) 361

[Alb91] R. Albrecht et al., Z. Phys. **C 44** (1991) 2736

[Alb92a] R. Albrecht et al., Z. Phys. **C 53** (1992) 225

[Alb92b] R. Albrecht et al., Z. Phys. **C 55** (1992) 539

[Alb95] R. Albrecht et al., Phys. Lett. **B 361** (1995) 14

[Alb96] R. Albrecht et al., Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 3506

[Alb97] T. Alber et al., *Charged Particle Production in Proton-, Deuteron-, Oxygen and Sulphur-Nucleus Collisions at 200 GeV per Nucleon*, Preprint hep-ex/9711001 (1997)

[Alb98] R. Albrecht et al., *Transverse Momentum Distributions of Neutral Pions from Nuclear Collisions at 200 AGeV*, zur Veröffentlichung in Euro. Phys. Jou., 1998

[Alp75] B. Alper et al., Nucl. Phys. **B 100** (1975) 237

[And83] B. Andersson, G. Gustafson und B. Söderberg, Z. Phys. **C 20** (1983) 317

[And93] B. Andersson, G. Gustafson und H. Pi, Z. Phys. **C 57** (1993) 485

[Ang78] A. L. S. Angelis et al., Phys. Lett. **B 79** (1978) 505

[Ang94] A. Angelis et al., Nucl. Phys. **A 566** (1994) 605c

[Ant78] D. Antreasyan et al., Phys. Rev. **D 19** (1978) 764

[App97] H. Appelshäuser et al., *Hadronic Expansion Dynamics in Central Pb+Pb Collisions at 158 GeV per Nucleon*, Preprint hep-ex/9711024 (1997)

[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

[Awe94] T. C. Awes et al., Z. Phys. **C 65** (1995) 207

[Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 189

[Bam89] A. Bamberger et al., Z. Phys. **C 43** (1989) 25

[Bam90] A. Bamberger et al., Z. Phys. **C 48** (1990) 191

[Bar77] J. Bartke et al., Nucl. Phys. **B 120** (1977) 14

[Bea97] I. G. Bearden et al., Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 2080

[Bec97] F. Becattini, M. Gaździcki und J. Sollfrank, *On Chemical Equilibrium in Nuclear Collisions*, Preprint hep-ph/9710529 (1997)

[Ber92] F. Berger et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 321** (1992) 152

[Bet34] H. Bethe und W. Heitler, Proc. Roy. Soc. **A 146** (1934) 83

[Bev69] P. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, New York, 1969

[Bjo82] J. D. Bjørken, Phys. Rev. **D 27** (1982) 140

[Bla74] R. Blankenbecler und S. J. Brodsky, Phys. Rev. **D 10** (1974) 2973

[Blu93] C. Blume, *Proton-Proton-Korrelationen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1993

[Boa90] D. Boal, C.-K. Gelbke und B. K. Jannings, Rev. Mod. Phys. **62** (1990) 553

[Boc90] R. K. Bock et al., *Data Analysis Techniques for High-Energy Physics Experiments*, Cambridge University Press, Cambridge, 1990

[Boh96] E.-M. Bohne, *Einsatz eines Bleiglasdetektors zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996

[Bou76] M. Bourquin und J. M. Gaillard, Nucl. Phys. **B 114** (1976) 334

[Bra96] P. Braun-Munzinger und J. Stachel, Nucl. Phys. **A 606** (1996) 320

[Bra98] P. Braun-Munzinger und J. Stachel, *Dynamics of Ultra-Relativistic Nuclear Collisions with Heavy Beams: An Experimental Overview*, Preprint nucl-ex/9803015 (1998)

[Bre95] A. Breakstone et al., Z. Phys. **C 69** (1995) 55

[Buc97] D. Bucher, private Mitteilung, 1997

[Buc98] D. Bucher, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998, in Vorbereitung

[Büs76] F. W. Büsser et al., Nucl. Phys. **B 106** (1976) 1

[Büs97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglaskalorimeter LEDA - Eine Computersimulation* -, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997

[Car97] L. Carlen et al., *A VLSI Chip containing 16 Channels Charge Amplifier, Analog to Digital Converter and Data Storage*, zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. and Meth. (1997)

[Cer97] F. Ceretto et al., *Hadron Physics with CERES: Spectra and Collective Flow*, Quark Matter Proceedings 97, zur Veröffentlichung in Nucl. Phys. **A**

[Cer98] F. Ceretto, *Charged Hadron Production in Pb+Au Collisions at 158 AGeV/c*, Dissertation, Universität Heidelberg, 1998

[Cha95] S. Chapman., P. Scotto und U. Heinz, Heavy Ion Physics **1** (1995) 1

[Cla96] A. Claussen, *Einsatz des Bleiglaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996

[Cle93] G. Clewing, *Untersuchungen zur Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen bei 200 AGeV*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1993

[Cro75] J. W. Cronin et al., Phys. Rev. **D 11** (1975) 3105

[DeM87] C. De Marzo et al., Phys. Rev. **D 36** (1987) 16

[Don76] G. Donaldson et al., Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1110

[Dri84] D. Drijard und H. G. Fischer, Nucl. Instr. and Meth. **225** (1984) 367

[Dum95] A. Dumitru, U. Katscher, J. A. Maruhn, H. Stöcker, W. Greiner und D. H. Rischke, Phys. Rev. **C 51** (1995) 2166

[Fel96] H. Feldmann, *Untersuchung des Bleiglas-Detektors im WA98-Schwerionenexperiment in einer Computer-Simulation*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1996

[Gea94] Application Software Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf, 1994

[Ger86] H. von Gersdorff et al., Phys. Rev. **D 34** (1986) 794

[Gla59] R. J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*, W.E. Brittin und J.G.Dunham (Herausgeber), Interscience, New York, Vol. 1 315, 1959

[Hag65] R. Hagedorn, Suppl. Nuovo Cimento **3** (1965) 147

[Hag71] R. Hagedorn, *Thermodynamics of Strong Interactions*, CERN-Report 71-12 (1971)

[Han54] R. Hanbury-Brown und R. Q. Twiss, Philos. Mag. **45** (1954) 633

[Höl93] G. Hölker, *Produktion inklusiver Photonen und neutraler Pionen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1993

[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 et al., Prog. Part. Nucl. Phys. **Vol. 30** (1993) 171

[Kap91] J. Kapusta, P. Lichard und D. Siebert, Phys. Rev. **D 44** (1991) 2774

[Kap92] J. Kapusta, P. Lichard und D. Siebert, Nucl. Phys. **A 544** (1992) 485c

[Kat86] M. Kataja et al., Phys. Rev. **D 34** (1986) 2755

[Kes95] S. Kees, *Untersuchung des nichtlinearen Anteils der Antwortfunktion eines Bleiglasdetektors durch eine Computersimulation*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995

[Kle87] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1987

[Klu77] L. Kluberg et al., Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 670

[Kou80] C. Kourkoumelis et al., Z. Phys. **C 5** (1980) 95

[Kur97] M. Kurata et al., *First Evidence of Directed Flow at CERN-SPS Energy from WA98 Experiment*, ICPA-QGP Proceedings 97

[Kus89] D. Kusnezov und G. Bertsch, Phys. Rev. **C 40** (1989) 2075

[Lan53] L. D. Landau, Izv. Akd. Nauk. SSSR **56** (1953) 51

[Lee94] Y.Y. Lee, *Trigger System for WA98*, Internal Report WA98/94-01

[Leo97] A. Leonidov, M. Nardi und H. Satz, Z. Phys. **C 74** (1997) 535

[Let95] J. Letessier, H. H. Gutbrod und J. Rafelski (Herausgeber), *Hot Hadronic Matter*, NATO ASI Series B Volume 346, Plenum Press New York, 1995

[Lin97] W. Lin et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 389** (1997) 415

[Loh86] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1986

[Lør89] B. Lørstad, Int. Jou. Mod. Phys. **A 4 No 12** (1989) 2861

[Mat86] T. Matsui und H. Satz, Phys. Lett. **B 178** (1986) 416

[Mat91] R. Matiello et al., Nucl. Phys. **B 24** (1991) 221

[Mou85] T. Mouthuy et al., *Analysis for GAMS4000*, interner Bericht der NA12-Kollaboration, CERN-Preprint CERN/EP/NA12/AP/jr, CERN, Genf, 1985

[Neu95] S. Neumaier et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 360** (1995) 593 - 597

[Nil87] B. Nilsson-Almqvist und E. Stenlund, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 387

[Nix98] J. R. Nix et al., *What Invariant One-Particle Multiplicity Distributions and Two-Particle Correlations are telling Us about Relativistic Heavy-Ion Collisions*, Preprint nucl-th/9801045 (1998)

[Pei96] T. Peitzmann et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 376** (1996) 368 - 374

[Pei97] T. Peitzmann, *Kernmaterie unter extremen Bedingungen – Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma –*, Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, Münster, 1997

[Per90] D. W. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley Publishing Company, Bonn, 1990

[Pra86] S. Pratt, Phys. Rev. **D 33** (1986) 1314

[Raf81] J. Rafelski und R. Hagedorn, *Statistical Mechanics of Quarks and Hadrons*, North-Holland, Amsterdam, 1981

[Rev94] *Review of Particle Properties*, Phys. Rev. **D 50** (1994) 1173

[Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995

[Sat97] H. Satz, *Colour Deconfinement and J/Ψ Suppression in High Energy Nuclear Collisions*, Preprint hep-ph/9711289 (1997)

[Sch93a] E. Schnedermann und U. Heinz, Phys. Rev. **C 47** (1993) 1738

[Sch93b] E. Schnedermann, J. Sollfrank und U. Heinz, Phys. Rev. **C 48** (1993) 2462

[Sch94c] E. Schnedermann und U. Heinz, Phys. Rev. **C 50** (1994) 1675

[Sch94a] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitorsystems für ein modulares Bleiglasspektrometer*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994

[Sch94b] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994

[Sch98] H. Schlagheck, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998, in Vorbereitung

[Sjö94] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74

[Sol90] J. Sollfrank, P. Koch und U. Heinz, Phys. Lett. **B 252** (1990) 256

[Sol97] J. Sollfrank et al., Phys. Rev. **C 55** (1997) 392

[Sol98] J. Sollfrank, P. Huovinen und P. Ruuskanen, *Mass Number Scaling in Ultra-Relativistic Nuclear Collisions from a Hydrodynamical Approach*, Preprint nucl-th/9801023 (1998)

[Sor90] H. Sorge et al., Phys. Lett. **B 243** (1990) 7

[Sri94] D. K. Srivastava und B. Sinha, Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2421

[Ste94] K. Steffens, *Untersuchungen zur korrelierten Produktion von Photonen und neutralen Pionen in Schwerionenreaktionen bei 200 AGeV Projektilenergie*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1994

[Str91] H. Ströbele, Nucl. Phys. **A 525** (1991) 59c

[Stü98] D. Stüken, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998, in Vorbereitung

[Shu88] E. V. Shuryak, *The QCD Vacuum, Hadrons and the Superdense Matter*, World Scientific Publishing, Singapore, 1988

[Tom97] B. Tomášik, U. Heinz und J. Pišút, *Bose-Einstein Correlations from Random-Walk Models*, Preprint nucl-th/9711013 (1997)

[Twe97] C. Twenhöfel, *Neutral Meson Production in Ultra-Relativistic Heavy Ion Collisions*, Dissertation, Faculteit Natuur- en Sterrenkunde, Universiteit Utrecht, 1997

[VHe91] H. Van Hecke et al., Nucl. Phys. **A 525** (1991) 227c

[Vod93a] A. S. Vodopianov, *ZDC Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, 1993

[Vod93a] A. S. Vodopianov, *TOF Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, 1993

[WA98] WA98-Kollaboration, *Proposal for a large Acceptance Hadron and Photon Spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260, CERN, Genf, 1991

[Wer93] K. Werner, Phys. Rept. **232** (1993) 87

[Wie97] U. A. Wiedemann und U. Heinz, Phys. Rev. **C 56** (1997) 3265

[Wil74] K. G. Wilson, Phys. Rev. **D 14** (1974) 2455

[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

Zuletzt möchte ich allen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. R. Santo für die großzügige Förderung dieser Arbeit, die guten Arbeitsbedingungen am Institut für Kernphysik und am CERN, die Unterstützung der Forschungsaufenthalte am ORNL und die Ermöglichung der Teilnahme an Konferenzen.

- Dr. T. Peitzmann für seine stete Diskussionsbereitschaft, zahlreiche Anregungen und Hilfestellungen, die mir den Einblick in die Physik der ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen sehr erleichtert haben.

- Meinen Mitstreitern Dipl.-Phys. Ch. Barlag, Dr. E.-M. Bohne, Dipl.-Phys. D. Bucher, Dr. A. Claussen, Dipl.-Phys. K. Reygers und Dipl.-Phys. H. Schlagheck für das angenehme Zusammenarbeiten und -leben während der langen Zeiten am CERN und natürlich hier in Münster.

- Dr. T. C. Awes für seinen unermüdlichen Einsatz für das WA98-Experiment, seine ständige Bereitschaft Probleme zu diskutieren und seine Gastfreundschaft während meines Aufenthalts in Oak Ridge.

- Dr. P. Stankus und Dr. P. Steinberg für die Durchführung der DST-Produktion am ORNL und am MIT.

- Dipl.-Phys. D. Stüken für zahlreiche Diskussionen und viele Programmiertricks aus seinem unerschöpflichen Erfahrungsschatz.

- Dr. M. Purschke und Dr. H. Kalechofsky für ihren Einsatz bei der Erstellung des DST-Programms und der geduldigen Beantwortung vieler Fragen.

- Dr. S. Fokin und Dr. A. Lebedev für ihre hilfreiche und kritische Zusammenarbeit bei der Analyse der Daten.

- Bei Dipl.-Phys. H. Büsching und Dipl.-Phys. S. Kees für die Beiträge aus ihren Simulationsrechnungen.

- Dipl.-Phys. D. Bucher, Dr. R. Glasow und Dr. B. Kolb für die Wartung der Rechner.

- N. Heine, A. Przybyla, W. Verhoeven und Ch. Urra für ihre Arbeiten bei der Realisierung des LEDA-Detektors. Herrn N. Heine sei zusätzlich für die Bereitstellung einiger Zeichnungen und viele Schraubertips gedankt.

- Frau M. Latt, U. Mayer, M. Ohagen und A. Wagstaff für ihre Hilfe bei den alltäglichen organisatorischen Problemen im Institut.

- Den Mitgliedern der mechanischen und elektronischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik für die Konstruktion und Fertigung vieler Bestandteile des Detektors.

- Den restlichen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik für ihre Unterstützung und das angenehme Arbeitsklima.

- Den verbleibenden Mitgliedern der Arbeitsgruppe am ORNL für ihre freundliche Aufnahme und ihre große Hilfsbereitschaft.

- Allen restlichen Mitgliedern der WA98-Kollaboration für die angenehme Zusammenarbeit.

- K. Gieseler, Dr. T. Peitzmann, Dipl.-Phys. K. Reygers und Dipl.-Phys. H. Schlagheck für die kritische Durchsicht der Arbeit.

- Meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben.

- Meiner Freundin Kirsten für ihre Unterstützung, ihr lebhaftes Interesse an den Fortschritten dieser Arbeit und all die Dinge, die eigentlich wichtig sind und die man während einer solchen Arbeit nur allzu leicht aus den Augen verliert.

Lebenslauf und Bildungsgang

Name:	Christoph Blume
geb.:	22.06.1966 in Iserlohn
Eltern:	Klaus Blume Irmgard Blume, geb. Mertens
Familienstand:	ledig
Schulbildung:	Grundschule: 1972 – 1976 Grundschule Waisenhausstraße II Iserlohn
	Gymnasium: 1976 – 1985 Märkisches Gymnasium Iserlohn
Hochschulreife:	in Iserlohn am 21.05.1985
Zivildienst:	im Elisabeth Krankenhaus Iserlohn, 2.12.1985 – 31.07.1987
Studium:	1987 – 1993 Diplomstudiengang Physik an der Westfälischen Wilhelms–Universität Münster
Prüfungen:	Vordiplom: 3.10.1989
	Diplom: 28.05.1993
Tätigkeiten:	wissensch. Hilfskraft: 1.08.1993 – 31.12.1994
	wissensch. Mitarbeiter: seit 1.01.1995
Beginn der Dissertation:	1.08.1993 im Institut für Kernphysik bei Prof. Dr. R. Santo