

Damian Bucher

Produktion direkter Photonen in
ultrarelativistischen Schwerionenstößen

— 1999 —

Experimentelle Physik

Produktion direkter Photonen in
ultrarelativistischen Schwerionenstößen

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

vorgelegt von
Damian Bucher
aus Haltern

— 1999 —

Dekan:	Prof. Dr. N. Schmitz
Erster Gutachter:	Prof. Dr. R. Santo
Zweiter Gutachter:	HDoz. Dr. T. Peitzmann
Tag der mündlichen Prüfung:	19./20.10.1999
Tag der Promotion:	20.10.1999

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen	5
1.1 Einleitung	5
1.2 Der Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma	7
1.3 Ultrarelativistische Schwerionenstöße	9
1.4 Signale des Quark-Gluon-Plasmas	13
1.4.1 Globale Variablen	13
1.4.2 Expansionsdynamik	13
1.4.3 Unterdrückung der J/Ψ -Produktion	14
1.4.4 Erhöhte Strangeness-Produktion	14
1.4.5 Elektromagnetische Signaturen	15
2 Direkte Photonen	17
2.1 Produktionsmechanismen direkter thermischer Photonen	17
2.2 Raum-Zeit-Entwicklung	20
2.3 Vorhersagen	22
3 Das WA98-Experiment	27
3.1 Start- und Vetoähler	27
3.2 Der Plastic-Ball-Detektor	29
3.3 Die Silizium-Drift- und Silizium-Pad-Multiplizitäts-Detektoren	29
3.4 Die Spektrometer für geladene Teilchen	30
3.5 Der Photonen-Multiplizitäts-Detektor	31
3.6 Das Bleiglaskalorimeter	32

3.7	Der Vetodetektor für geladene Teilchen	32
3.8	Das Mid-Rapidity-Kalorimeter	33
3.9	Das Null-Grad-Kalorimeter	33
3.10	Das Datenerfassungssystem	34
4	Das Bleiglaskalorimeter LEDA	37
4.1	Das Funktionsprinzip des Bleiglasdetektors	37
4.1.1	Elektromagnetische und hadronische Schauer	37
4.1.2	Der Čerenkov-Effekt	39
4.2	Der Aufbau des Detektors	39
4.2.1	Das Supermodul	41
4.2.2	Das Referenzsystem	42
4.2.3	Die Hochspannungsversorgung	44
4.2.4	Das Analog-Digital-Wandler-System	45
4.3	Die Kalibration des Detektors	48
4.4	Die Parameter des Detektors	50
5	Datenanalyse	55
5.1	Funktionskontrolle des ADC-Systems	55
5.2	Korrekturen des ADC-Signals.	56
5.3	Bestimmung der zeitabhängigen Eichfaktoren	60
5.4	Eichfaktorkontrolle und -korrektur	60
5.5	Treffer- und Teilchenrekonstruktion	61
5.5.1	Finden und Entfalten von Energieclustern	61
5.5.2	Energie- und Ortslinearisierung	62
5.5.3	Identifikation der Teilchen	65
5.6	Bestimmung von Einzelphotonenverteilungen	67
5.7	Rekonstruktion neutraler Mesonen	67
5.8	Korrekturen der Rohspektren	69
5.8.1	Korrektur geladener Teilchen	69

5.8.2	Neutronen- und Antineutronenkorrektur	72
5.8.3	Konversionskorrektur	73
5.8.4	Detektorakzeptanz für Photonen und π^0 -Mesonen	74
5.8.5	Nachweiseffizienzrechnungen	76
5.8.6	Untergrundreaktionen	87
6	Ergebnisse	93
6.1	Zentralitätsbestimmung	93
6.2	Berechnung lorentzinvarianter Wirkungsquerschnitte	96
6.3	Verteilungen inklusiver Photonen	97
6.4	Transversalimpulsverteilungen neutraler Pionen	98
6.5	Bestimmung des Anteils direkter Photonen	98
6.5.1	Photonen aus Mesonenzerfällen	98
6.5.2	γ/π^0 -Verhältnisse	102
6.5.3	Bestimmung der systematischen Unsicherheiten	107
6.5.4	Transversalimpulsverteilung direkter Photonen	111
7	Zusammenfassung und Ausblick	115
A	Variablen der Schwerionenphysik	117
B	Hagedorn-Parametrisierung	119
C	Ergebnisse der Anpassungen der Hadronenkorrekturen	121
C.1	Anpassungsparameter des Anteils geladener Teilchen	121
C.2	Anpassungsparameter des Anteils von Neutronen und Antineutronen	121
	Literaturverzeichnis	123
	Danksagung	129

1. Grundlagen

1.1 Einleitung

Die Erforschung des grundlegenden Aufbaus der Materie ist ein Bereich der Physik, der schon seit langer Zeit die Forschung beschäftigt. Durch immer bessere Möglichkeiten der Experimente ist es gelungen, in der Untersuchung der elementaren Strukturen in immer kleinere Bereiche vorzudringen. Nachdem zuerst der Aufbau des Atoms aus einem Kern und einer Elektronenhülle durch Rutherford entdeckt wurde, ist es inzwischen allgemeiner Kenntnisstand, daß sich die Materie aus zwei Klassen von Elementarteilchen zusammensetzt, den Leptonen und den Quarks. Die Kräfte zwischen diesen Teilchen wirken über Austauschteilchen, die *Eichbosonen*. Hierbei wirkt zwischen den Leptonen die elektromagnetische Kraft vermittelt durch Photonen und die schwache Wechselwirkung, die die W- und Z-Bosonen als Austauschteilchen besitzt. Die Quarks unterliegen zusätzlich noch der starken Wechselwirkung, welche durch Gluonen übertragen wird. Für alle Teilchen wirkt zusätzlich die Gravitation, die in den hier betrachteten Reaktionen aber keine Rolle spielt. Die Eigenschaften der Elementarteilchen und der Wechselwirkungen mit den zugehörigen Eichbosonen sind in Tab. 1.1 und 1.2 zusammengefaßt.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird in der Theorie der Quantenelektrodynamik (*QED*) erfolgreich beschrieben. Hierin wird die Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Teilchen durch den Austausch von Photonen beschrieben. Die Quantenchromodynamik (*QCD*) ist die Theorie der starken Wechselwirkung. Die Quarks erhalten hier neben ihrer elektrischen Ladung eine weitere Eigenschaft, die Farbladung (*color*). Die so eingeführte Farbladung kann im Gegensatz zur QED, in der nur eine Ladung existiert¹, die Werte Rot, Grün, Blau und die entsprechenden Antifarben annehmen kann. Im Unterschied zur QED ergibt sich auch, daß die Eichbosonen dieser Theorie, die Gluonen, selbst eine Farbladung besitzen. Das führt dazu, daß die Quarks durch den Austausch von Gluonen ihre Farbe ändern. Zusätzlich können auch die Gluo-

¹oder genauer Ladung und Antiladung

Quarks			
Name	Symbol	Masse [MeV/c ²]	Ladung e
up	u	1,5 – 5	$\frac{2}{3}$
down	d	3 – 9	$-\frac{1}{3}$
strange	s	60 – 170	$-\frac{1}{3}$
charme	c	1100 – 1400	$\frac{2}{3}$
bottom	b	4100 – 4400	$-\frac{1}{3}$
top	t	≈ 174000	$\frac{2}{3}$

Leptonen			
Name	Symbol	Masse [MeV/c ²]	Ladung e
Elektron	e^-	0,511	-1
Elektronneutrino	ν_e	$< 15 \cdot 10^{-6}$	0
Myon	μ^-	105,7	-1
Myonneutrino	ν_μ	$< 0,17$	0
Tau	τ^-	1777	-1
Tauneutrino	ν_τ	$< 18,2$	0

Tabelle 1.1: Übersicht über die Elementarteilchen nach [Rev98]. Das Top-Quark wurde 1994 erstmals nachgewiesen.

Wechselwirkung	Ladung	Reichweite [cm]	Feldquant
stark	Farbe	$10^{-13} - 10^{-14}$	Gluonen
schwach	schwache Ladung	$\ll 10^{-14}$	$W^\pm, Z$ -Boson
elektromagnetisch	elektr. Ladung	∞	Photon
Gravitation	Masse	∞	Graviton ?

Tabelle 1.2: Übersicht über die Wechselwirkungen und die übertragenden Teilchen [Mus88].

nen untereinander wechselwirken. Im Gegensatz dazu wechselwirken die Photonen als elektrisch neutrale Teilchen nicht miteinander.

Als eine wichtige Konsequenz der Theorie der QCD ergibt sich, daß in der Natur nur farbneutrale Teilchen vorkommen. Im Standardmodell der Elementarteilchen wird entweder ein Baryon aus 3 Quarks der Farben Rot, Grün und Blau gebildet² oder ein Quark verbindet sich mit einem Antiquark zu einem Meson, wobei Farbe und Antifarbe sich neutralisieren. Dies ist eine andere Beschreibung dafür, daß im Gegensatz zur elektromagnetischen Kraft zunimmt die Stärke der Wechselwirkung unter den Quarks mit steigender Entfernung. Bei dem Versuch zum Beispiel ein Quark und ein Antiquark, also ein Meson, voneinander zu trennen, wird die Energiedichte in dem Zwischenraum so groß, daß spontan zwischen ihnen ein weiteres Quark-Antiquark-Paar gebildet wird, welches sich dann mit den ursprünglichen Quarks zu zwei Mesonen verbindet. Im Gegensatz zu diesem *Confinement* oder *Quarkeinschluß* genannten Verhalten der starken Wechselwirkung zeigt sich ein Verringern der Kopplung bei sehr geringen Abständen oder großen Impulsüberträgen, die sogenannte *asymptotische Freiheit*. Die starke Kopplungskonstante α_s läßt sich in Abhängigkeit vom Impulsübertrag q folgendermaßen darstellen:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{\frac{33-2N_f}{12\pi} \ln \frac{q^2}{\Lambda^2}} \quad (1.1)$$

mit N_f : Anzahl der Quarkflavours.

Der Skalierungsparameter Λ ist experimentell zu bestimmen.

1.2 Der Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma

In Gittereichrechnungen ist bei der Untersuchung der Quantenchromodynamik ein vollständig neuer Materiezustand vorhergesagt worden [Wil74]. In diesem ist das Confinement der Quarks und Gluonen aufgehoben. Sie können sich als quasi-freie Teilchen über ein ausgedehntes Gebiet bewegen. Dieser Phasenübergang wird auch als *Deconfinement* bezeichnet. Der Deconfinement-Phasenübergang wird bei hohen Temperaturen und/oder hohen Dichten erreicht. Der Zustand wird in Anlehnung an ein Gasplasma

²Um diese Eigenschaft intuitiv zum Ausdruck zu bringen, wurde die *Farbladung* eingeführt: Rot, Grün und Blau ergeben Weiß, also ein farbneutrales Gebilde.

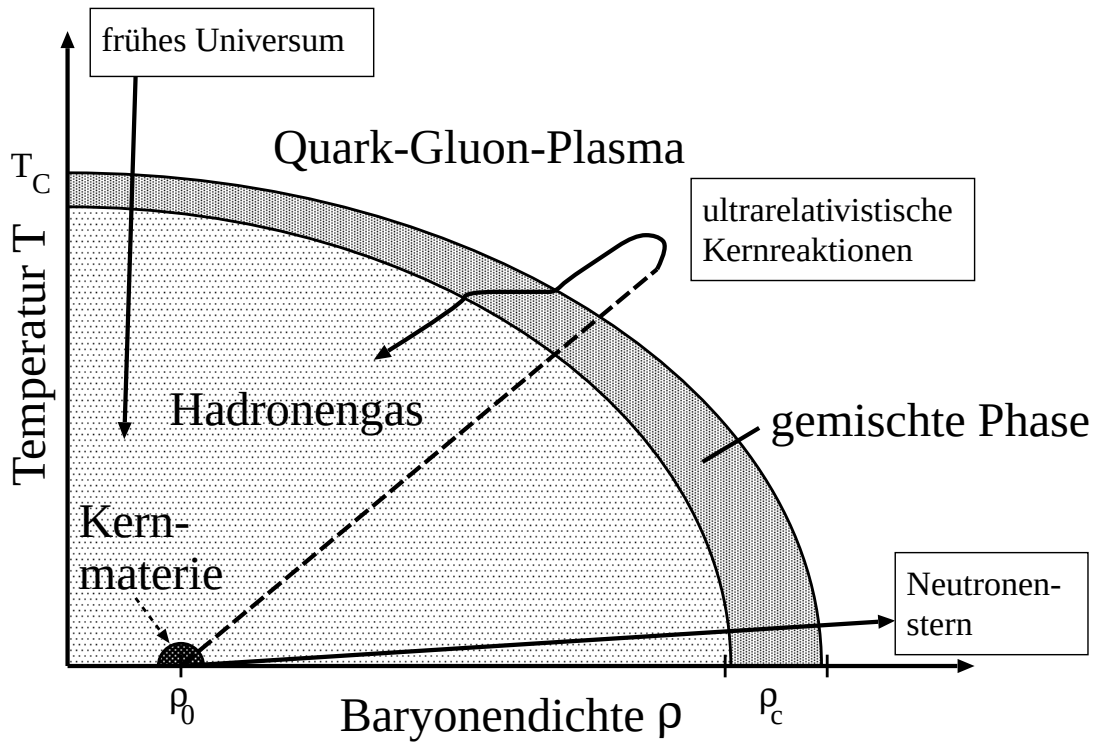


Abbildung 1.1: Das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie.

als Quark-Gluon-Plasma (*QGP*) bezeichnet. Das sich aus diesen Untersuchungen ergebende Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie ist in Abb. 1.1 dargestellt. Der normale Zustand befindet sich bei der Dichte normaler Kernmaterie ρ_0 und niedrigen Temperaturen. Bei Temperaturerhöhung oder Kompression der Materie bildet sich zuerst ein heißes Gas aus Hadronen. Es existiert eine Phasengrenze bei einer kritischen Temperatur $T_C \approx 160 \text{ MeV}$ [Won94] bei geringer Dichte zu einem *heißen* Quark-Gluon-Plasma. Diese Art des Phasenübergangs hat für die Kosmologie besondere Bedeutung, da sich im Big-Bang-Modell die entstandene sehr heiße Materie abgekühlt hat und dabei der Phasenübergang vom Quark-Gluon-Plasma zum Hadronengas durchlaufen worden ist. Bei entsprechend hoher Dichte der Kernmaterie ($\rho_C \approx 5 - 10 \cdot \rho_0$) kann ebenfalls ein Phasenübergang erfolgen. Dieses *kalte* Plasma kann eine Rolle bei der Zusammensetzung sehr dichter Neutronensterne spielen. In ihrem Innern könnte die Dichte hoch genug sein, um die Bedingung für einen Phasenübergang zu erfüllen. Zwischen diesen beiden extremen Wegen sind natürlich auch Übergänge in ein oder aus einem Quark-Gluon-Plasma möglich.

In ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen versucht man seit einiger Zeit, einen solchen Weg zu durchlaufen, um die Zustandsgleichung stark wechselwirkender Materie zu untersuchen. Dabei werden Ionen zur Kollision gebracht, um eine Zone hoher Temperaturen und hoher Dichte zu erzeugen. Das Ziel dabei ist, neben der allgemeinen Untersuchung der Eigenschaften heißer und dichter Kernmaterie, die Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas nachzuweisen und Aussagen über die Zustandsgleichung hadronischer Materie machen zu können.

1.3 Ultrarelativistische Schwerionenstöße

Im naiven geometrischen Bild einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion (Abb. 1.2) treffen zwei lorentzkontrahierte Kerne aufeinander. Dabei bezeichnet der Stoßparameter b den Abstand zwischen den beiden Mittelpunkten der Kerne. Er ist damit als Maß für die *Zentralität* des Stoßes anzusehen. Die in dem durch den Stoßparameter definierten Überlappbereich liegenden Nukleonen der Kerne nehmen direkt an der Reaktion teil. Sie werden als *Participants* bezeichnet. Die *Spectators* befinden sich außerhalb der Reaktionszone und nehmen nicht direkt an der Kollision teil. Die Participants bilden einen Bereich heißer hochangeregter Materie, den *Feuerball*. Er befindet sich bei der Rapidität $y = 0$ im Schwerpunktsystem (zur Definition der Rapidität siehe Anhang A). In ihm findet die eigentliche Reaktion und Teilchenproduktion statt, während sich die Spectator-Bereiche unverändert weiterbewegen. Dieses Bild vereinfacht die stattfindende Reaktion allerdings stark. Die Spectators sind, wie Untersuchungen gezeigt haben [Awe94, Kam93a], entgegen diesem Bild an der Reaktion mitbeteiligt. Trotzdem kann es unter Einbeziehung von Effekten in der Spectator-Materie zur Beschreibung von Schwerionenreaktionen benutzt werden.

Es existieren zwei Modelle, um die Extremfälle in diesem *Participant-Spectator-Bild* zu beschreiben. Im *Fermi-Landau-Bild* einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion führt ein vollständiges Abstoppen der Nukleonen im Feuerball zu einer heißen Zone mit hoher Baryondichte, die sich im Laufe einer hydrodynamischen Expansion ausdehnt und abkühlt [Lan53]. Die Participants und die neu produzierten Teilchen werden bei mittlerer Rapidität emittiert und bilden eine näherungsweise gaußförmige Verteilung um $y = 0$ (siehe Abb. 1.3). Die Spectators befinden sich im Bereich der Target-

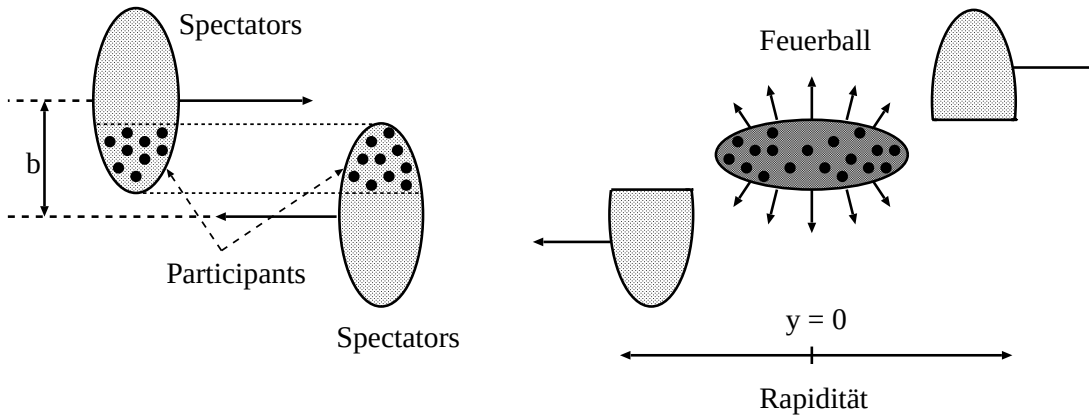


Abbildung 1.2: Kern-Kern-Kollision im Participant-Spectator-Bild. Die im geometrischen Überlappbereich liegenden *Participant*-Nukleonen bilden den *Feuerball*. Die *Spectators* verlassen die Reaktionszonen ohne Interaktion.

bzw. Projektilrapidity. Sie sind in Abb. 1.3 nicht zu sehen, da es sich um ideale zentrale Reaktionen ohne Spectators handelt.

Es zeigt sich, daß die Kerne sich bei höheren Energien zunehmend durchdringen; ihre *Stopping Power* reicht nicht mehr aus, die Nukleonen vollständig abzubremesen. Dieses wird durch Einführung einer Wahrscheinlichkeit p_s für das Stopping beschrieben. Hierdurch können Baryonen als *Leading Particles* den Feuerball ohne Energieverlust verlassen. Experimentell hat man dieses Bild in Kollisionen bei Laborenergien bis zu 14 GeV bei O+Au-Reaktionen am AGS³ des Brookhaven National Laboratory (BNL) nachweisen können.

Für Kollisionen bei höheren Energien existiert das *Bjorken-McLerran-Bild*, um die Reaktion zu beschreiben [Bjo83]. Hierin durchdringen die Kerne sich vollständig, man spricht von *Transparenz*. Auch die Participants verlassen den Bereich zentraler Rapidity und hinterlassen eine hochangeregte, aber baryonenfreie Zone. In diesem Rapiditybereich treten die produzierten Teilchen auf, die vor allem aus Mesonen bestehen. Es bildet sich eine Plateaustruktur im Bereich zentraler Rapiditäten für die differentiellen Teilchenmultiplizitäten aus. Wie in Abb. 1.3 dargestellt, lassen sich die Participants und produzierten Teilchen deutlich unterscheiden.

In den bisher untersuchten zentralen 200 AGeV-Reaktionen am SPS trifft das Bjorken-McLerran-Bild eher zu. Im Gegensatz zu den AGS-Messungen, wo in Über-

³Alternating Gradient Synchrotron

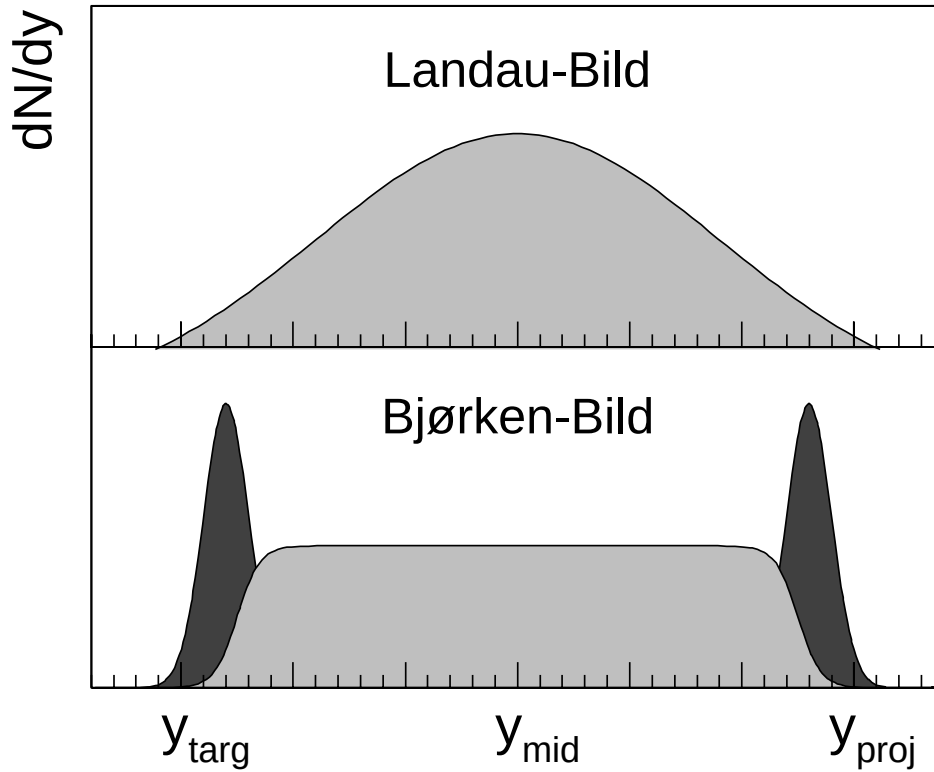


Abbildung 1.3: Rapidity-Verteilungen der Nukleonen und produzierten Teilchen im Fermi-Landau- und im Björken-McLerran-Bild. Es ist eine zentrale Reaktion gleicher Kerne dargestellt; alle Nukleonen nehmen an der Reaktion teil. Im Fermi-Landau-Bild werden sie zusammen mit den produzierten Teilchen emittiert, im Björken-McLerran-Bild lassen sich Nukleonen (dunkelgrau) und produzierte Teilchen (hellgrau) trennen.

einstimmung mit dem Fermi-Landau-Bild bei zentralen Stößen im Bereich der Projektilrapidity keine Energie meßbar war, konnten hier Teilchen nachgewiesen werden [Alb87]. Dies deutet auf eine zunehmende Transparenz der Kerne im Sinne des Björken-McLerran-Bildes hin. Allerdings zeigte sich noch keine deutliche Ausbildung des Plateaus der Teilchenmultiplizitäten [Alb92], so daß es sich hierbei um einen Zwischenzustand zwischen den beiden Modellen handelt. Reaktionen mit vollständiger Transparenz werden erst bei den am RHIC⁴ und LHC⁵ erreichbaren Energien erwartet.

⁴Relativistic Heavy Ion Collider

⁵Large Hadron Collider

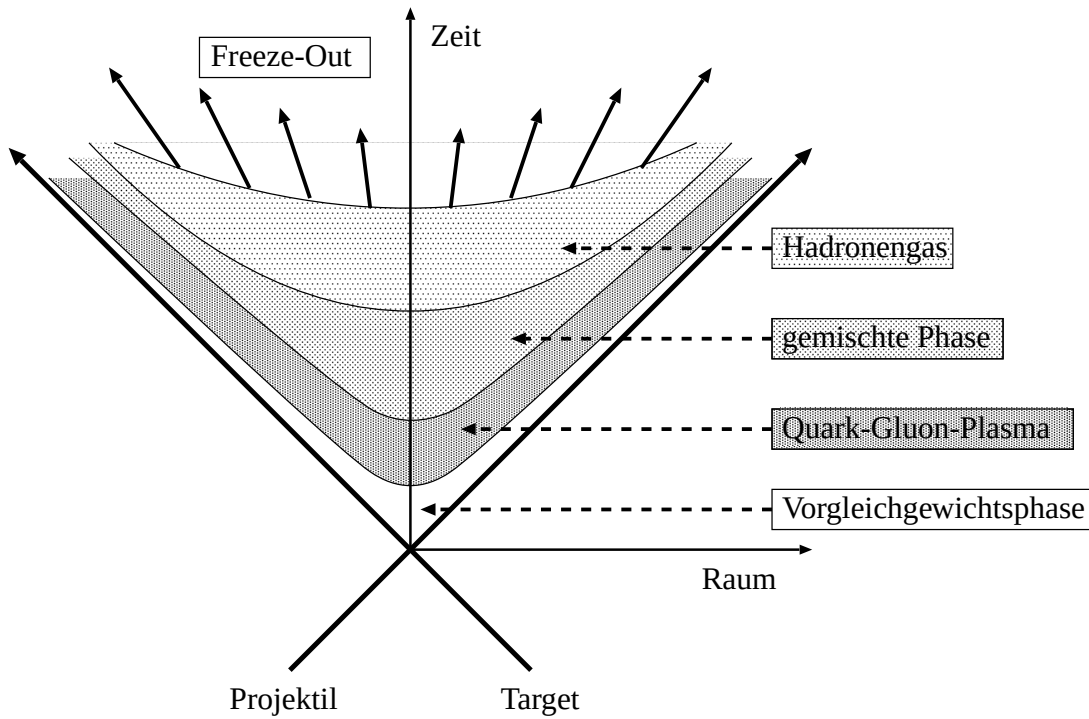


Abbildung 1.4: Raumzeitliche Entwicklung einer ultrarelativistischen Kernreaktion mit Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas entsprechend dem Bjørken-McLerran-Szenario.

In der heißen Zone kann es bei genügend hoher Energiedichte nach einer kurzen Vorgleichgewichtsphase zur Bildung eines thermalisierten Quark-Gluon-Plasmas zum Zeitpunkt τ_i kommen. Dieses Plasma kühlt sich im Laufe seiner Expansion ab, bis die kritische Temperatur T_C erreicht ist. Es erfolgt die Bildung einer gemischten Phase, in der der Phasenübergang zu einem Hadronengas stattfindet. Am Ende der Entwicklung steht das Ausfrieren (*Freeze-Out*) in Teilchen, die in der Reaktion erzeugt worden sind, bei einer Temperatur T_f .

Im Bjørken-Bild läßt sich die erreichte Energiedichte in Abhängigkeit von der Rapiditätsdichte produzierter Teilchen bei zentraler Rapidität $dN/dy|_{y=0}$ abschätzen [Bjo83, Won94]:

$$\epsilon_0 = \frac{\langle m_T \rangle}{\tau_i \mathcal{A}} \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} \quad (1.2)$$

Hierbei bezeichnet $\mathcal{A}$ die geometrische Überlappfläche der beiden kollidierenden Kerne, $\langle m_T \rangle$ ist die mittlere transversale Masse der gemessenen Teilchen (siehe Anhang A)

und τ_i ist die bereits erwähnte Formationszeit des thermalisierten Plasmas. Sie wird mit $0,4 \leq \tau_i \leq 1,2 \text{ fm}/c$ abgeschätzt [Won94]. Üblicherweise wird $\tau_i = 1 \text{ fm}/c$ gewählt.

1.4 Signale des Quark-Gluon-Plasmas

Um das Auftreten eines Phasenüberganges zum Quark-Gluon-Plasma nachzuweisen, sind einige Signaturen vorgeschlagen worden. Allerdings ist momentan kein Signal bekannt, durch dessen alleiniges Auftreten man zweifelsfrei die Existenz eines Plasmas nachweisen könnte. Viele der Effekte können auch durch rein hadronische Szenarien beschrieben werden. Man muß daher möglichst viele der bekannten Observablen messen, um ein Bild zu erhalten, welches sich nur durch die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas erklären läßt. Eine detaillierte Beschreibung der hier nur kurz erwähnten wichtigsten Signaturen findet sich in [Won94].

1.4.1 Globale Variablen

Über globale Variablen, die in Beziehung zu thermodynamischen Größen stehen, lassen sich Erkenntnisse über die Art des Phasenüberganges gewinnen. So kann zum Beispiel der mittlere Transversalimpuls pro produziertem Teilchen $\langle p_T \rangle$ als Maß für die Temperatur und die Teilchenrapiditätsdichte dN/dy als Maß für die Entropiedichte angesehen werden. Beim Vergleich dieser Größen lassen sich Aussagen über die Zustandsgleichung und die Ordnung des möglichen Phasenüberganges machen. Im Falle eines Phasenüberganges erster Ordnung sollte es zusätzlich zu starken lokalen Variationen in der Anzahl produzierter Teilchen kommen, die von den erwarteten statistischen Fluktuationen zu trennen sind.

1.4.2 Expansionsdynamik

Über die Intensitätsinterferometrie kann man Informationen über die Größe und Expansionsdynamik der Reaktionszone erhalten. Aus dem Zeitverhalten kann man Rückschlüsse auf einen möglichen Phasenübergang ziehen.

1.4.3 Unterdrückung der J/Ψ -Produktion

Bei der J/Ψ -Resonanz handelt es sich um einen $c\bar{c}$ -Zustand. Er zerfällt in etwa 12 % der Zerfälle in ein Leptonenpaar. In einem Quark-Gluon-Plasma sollte die Farbladung der einzelnen Quarks durch einen der Debye-Abschirmung analogen Effekt abgeschwächt sein. Die Bindung des J/Ψ in einem Plasma ist wesentlich schwächer als in hadronischer Materie, da die zwischen den $c\bar{c}$ -Paaren herrschende Wechselwirkung wegen der reduzierten effektiven Farbladungen geringer ist. Es kommt zu einer geringeren Produktion an J/Ψ -Teilchen als in hadronischer Materie.

Im Vergleich mit Proton-induzierten Reaktionen oder sehr peripheren Stößen sollte man eine Verringerung der Produktionsrate nachweisen können. Es wurde schon bei Stößen mit ^{16}O - und ^{32}S -Ionen ein Abnehmen der J/Ψ -Produktion mit zunehmender Zentralität festgestellt [Abr92]. Allerdings ließ sich diese Beobachtung durch Effekte in dichter hadronischer Materie erklären [Won94]. Eine über diese bereits bekannte Unterdrückung hinausgehende weitere Reduktion der J/Ψ -Produktion wurde in Kollisionen mit Blei-Ionen sichtbar [Abr96].

1.4.4 Erhöhte Strangeness-Produktion

Eine weitere Signatur des Quark-Gluon-Plasmas ist die erhöhte Produktion von Teilchen, die Strange-Quarks enthalten. Da in einem Hadronengas die Produktion von Strangeness-enhaltenden Teilchen praktisch ausschließlich assoziiert ablaufen kann, d.h. immer ein Teilchen mit einem Strange-Quark zusammen mit einem Teilchen mit einem Anti-Strange-Quark produziert werden muß, ist die Schwellenenergie hierzu entsprechend groß (z.B. $\Lambda^0 - K^+$ -Produktionsschwelle: $671 \text{ MeV}/c^2$ oder $K^+ - K^-$ -Produktionsschwelle: $986 \text{ MeV}/c^2$). In einem Quark-Gluon-Plasma ist die Schwelle zur Produktion von $s\bar{s}$ durch die Ruhemasse der Quarks bestimmt. Sie liegt bei $2m_s \approx 300 \text{ MeV}/c^2$ und ist somit deutlich niedriger als in einem Hadronengas. Daher sollte in einem Plasma die Anzahl der produzierten Strangeness-enhaltenden Teilchen erhöht sein.

Tatsächlich ist im Vergleich von $p + W$ - und $S + W$ -Reaktionen ein Anstieg des K^+/π^+ -Verhältnisses relativ zum K^-/π^- -Verhältnis beobachtet worden [VHe91]. Dieser konnte allerdings in Modellen mit rein hadronischer Materie qualitativ beschrieben werden.

1.4.5 Elektromagnetische Signaturen

Elektromagnetische Signaturen wie Leptonen oder Photonen haben gegenüber anderen den Vorteil, daß sie nicht stark wechselwirken und so die Reaktionszone ungestört von der umgebenden hadronischen Materie verlassen können. Es existieren zwei sehr ähnliche elektromagnetische Signaturen.

Direkte thermische Photonen

Direkte thermische Photonen werden direkt im Quark-Gluon-Plasma erzeugt und gelangen ungestört aus der Reaktionszone. Durch sie ist es möglich, Informationen über die heiße dichte Phase der Reaktion zu erhalten. Da sich diese Arbeit hauptsächlich mit dem Nachweis dieser Photonen beschäftigt, wird ihre Entstehung im Kapitel 2 detaillierter erläutert.

Dileptonen

Die Messung von Dileptonen bietet, ebenso wie die Messung von Photonen, die Möglichkeit, direkt Informationen über den Plasmazustand zu erhalten. Sie werden im Plasma in einem Quark-Antiquark-Vernichtungsprozeß erzeugt. Dabei entsteht zuerst ein virtuelles Photon, welches dann ein Lepton-Antilepton-Paar bildet.

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

Es existiert allerdings ein großer Untergrund, der aus Zerfälle von Teilchen und Resonanzen, sowie von Drell-Yan-Prozessen gebildet wird. Um ein Signal bestimmen zu können, muß dieser Untergrund daher sehr genau bekannt sein.

2. Direkte Photonen

Direkte thermische Photonen werden als ein wichtiges Signal des Quark-Gluon-Plasmas angesehen. Da sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, können sie unbeeinflusst aus der Reaktionszone durch die umgebende hadronische Materie emittiert werden. Dadurch ermöglichen sie es direkt, die heiße und dichte Materie zu studieren.

Als direkte Photonen werden allgemein diejenigen bezeichnet, die nicht aus Teilchenzerfällen, wie zum Beispiel $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ stammen. Sie werden direkt in Reaktionen zwischen Quarks und Gluonen oder bei Streuprozessen im Hadronengas erzeugt. Es treten neben den thermischen direkten Photonen, die aus einem thermalisierten System stammen, noch die sogenannten harten direkten Photonen auf. Sie entstehen in Kollisionen der Partonen in der frühen Phase der Kollision. Aus Proton-Proton-Messungen weiß man, daß sie im Bereich hoher Photonenenergien wichtig werden. Die Produktionsmechanismen direkter thermischer Photonen sowie weitere Quellen für direkte Photonen sollen im Folgenden in ihren Grundlagen dargestellt werden. Detailliertere Ausführungen finden sich hierzu in [Won94, Buc93].

2.1 Produktionsmechanismen direkter thermischer Photonen

Die Produktion direkter thermischer Photonen im Quark-Gluon-Plasma geschieht in elementaren Reaktionen zwischen den quasi-freien Quarks und Gluonen. Aus der Quantenchromodynamik ergeben sich folgende einfachste Prozesse:

- Quark-Gluon-Comptonstreuung (Bild 2.1 a)
- Quark-Antiquark-Annihilation (Bild 2.1 b)

Beide Reaktionen sind von der Ordnung $\alpha\alpha_s$. Die Annihilationsreaktion $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ kann wegen der elektromagnetischen Kopplungskonstanten, die gegenüber der starken Kopplung deutlich kleiner ist, vernachlässigt werden. Die Berechnung der zu erwartenden Raten wird ausführlich in [Won94] beschrieben.

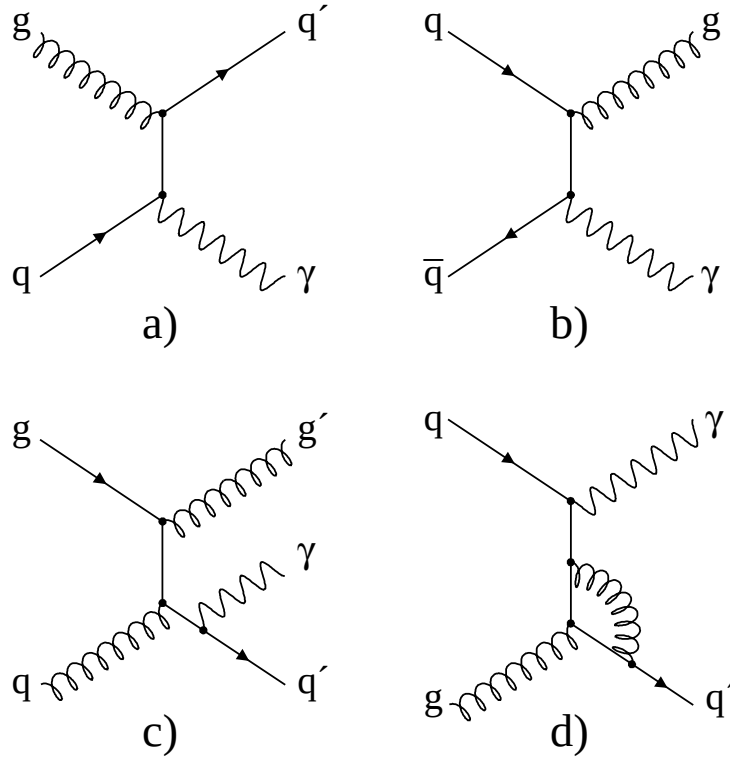


Abbildung 2.1: Prozesse erster Ordnung (a+b), die zur Erzeugung direkter Photonen im Quark-Gluon-Plasma beitragen, sowie Beispiele höherer Ordnungen (c+d):

- a) Quark-Gluon-Comptonstreuung : Ordnung $\alpha\alpha_s$
- b) Quark-Antiquark-Annihilation : Ordnung $\alpha\alpha_s$
- c) Beispiel eines Bremsstrahlungsprozesses : Ordnung $\alpha\alpha_s^2$
- d) Korrektur höherer Ordnung : Ordnung $\alpha\alpha_s^3$

Zusätzlich tragen Prozesse höherer Ordnungen zu den zu bestimmenden Produktionsraten bei. In Abb. 2.1 c ist ein Beispiel für einen Bremsstrahlungsprozeß (Ordnung $\alpha\alpha_s^2$) und in Abb. 2.1 d für Korrekturen höherer Ordnung (Ordnung $\alpha\alpha_s^3$) dargestellt. Neuere Berechnungen [Aur98] zeigen, daß im Gegensatz zu früheren Untersuchungen der Anteil der durch Bremsstrahlungsprozesse erzeugten Photonen nicht vernachlässigbar ist. Es werden im Gegenteil sogar mehr Photonen produziert als in Prozessen erster Ordnung. Damit kann ein deutlicheres Signal erwartet werden, als es aus bisherigen

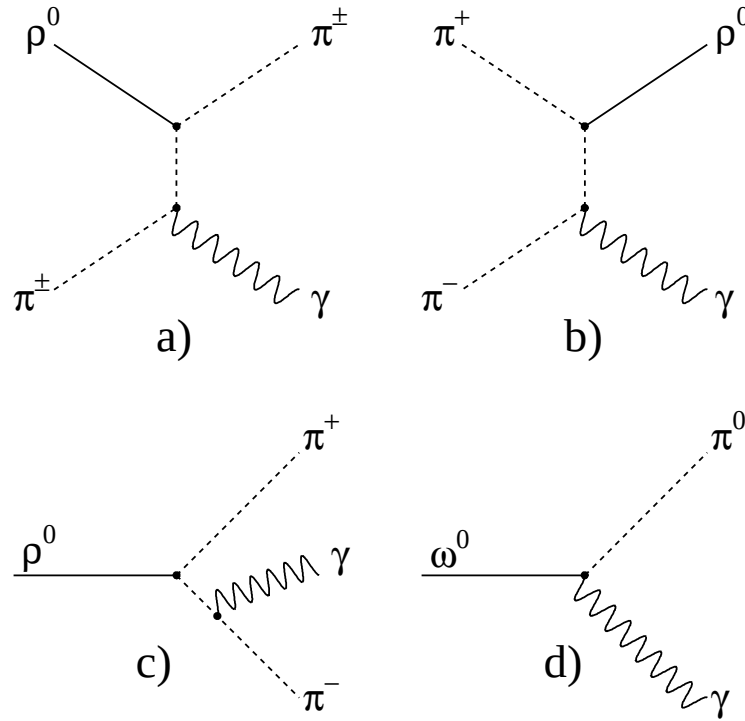


Abbildung 2.2: Photonenerzeugung durch Reaktionen von Mesonen in der gemischten Phase und dem Hadronengas. Es sind die Beispiele der wichtigsten Prozesse gezeigt:

- a) π - ρ -Comptonprozeß
- b) π^+ - π^- -Annihilation
- c) ρ^0 -Zerfall und d) ω^0 -Zerfall

Rechnungen vorhergesagt worden ist. Ein Vergleich der verschiedenen Prozesse und aktuelle Rechnungen finden sich in [Sri99].

Als weitere wichtige Quelle von Photonen aus Schwerionenreaktionen wird die Emission über Prozesse im Hadronengas angesehen. In einem heißen, thermalisierten hadronischen Gas existieren ebenfalls verschiedene Prozesse, die zur Erzeugung von Photonen beitragen. Es sind dies in niedrigster Ordnung:

- $\pi^\pm + \rho^0 \longrightarrow \pi^\pm + \gamma$: Comptonprozeß (Abb. 2.2 a)
- $\pi^+ + \pi^- \longrightarrow \rho^0 + \gamma$: Annihilationsprozeß (Abb. 2.2 b)
- $\rho^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$: ρ^0 -Zerfall (Abb. 2.2 c)
- $\omega^0 \longrightarrow \pi^0 + \gamma$: ω^0 -Zerfall (Abb. 2.2 d)

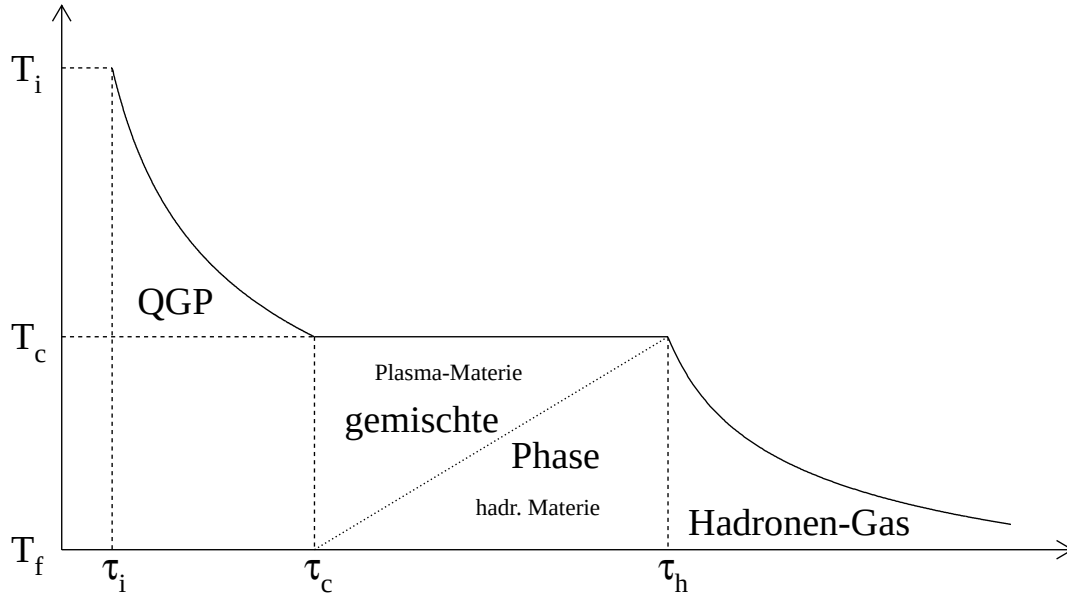


Abbildung 2.3: Einfaches Bild der Temperaturentwicklung eines Plasmas mit dem Übergang durch eine gemischte Phase zum Hadronengas.

Eine Untersuchung dieser Reaktionen ergibt, daß das Hadronengas bei gleicher Temperatur sehr ähnliche Photonenraten erzeugt wie ein Quark-Gluon-Plasma. Eine Unterscheidung wird aber durch die unterschiedlichen Temperaturen möglich, da die Produktion der Photonen in verschiedenen Phasen der Reaktion erfolgt. Es ist daher wichtig, ein Modell einer Raum-Zeit-Entwicklung der Reaktion zu besitzen. Erst durch eine Integration der berechneten Raten über diese Raum-Zeit-Entwicklung wird eine Aussage über die zu erwartenden Verteilungen direkter Photonen möglich.

2.2 Raum-Zeit-Entwicklung

Um aus dem bisher betrachteten Fall statischer Photonenemission bei fester Temperatur eine Abschätzung zu erwartender Raten zu erhalten, ist ein Modell der Entwicklung des Plasmas nötig. Ein prinzipieller Ablauf der Temperaturentwicklung des Systems ist in Abb. 2.3 dargestellt.

Nach einer kurzen Vergleichgewichtsphase erwartet man, daß sich das Quark-Gluon-Plasma zu einer Zeit τ_i mit einer Temperatur T_i gebildet hat. Hierbei bezeichnet $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ die Eigenzeit. Das System expandiert aufgrund des thermischen Drucks

und kühlt sich dabei ab. Zum Zeitpunkt τ_c hat es die kritische Temperatur T_c , bei der der Phasenübergang einsetzt, erreicht. Bei einem Übergang erster Ordnung wird nun in der gemischten Phase bei konstanter Temperatur der Phasenübergang zum Hadronengas vollzogen. Dabei wandelt sich immer mehr Quark-Materie in hadronische Materie um. Zum Zeitpunkt τ_h ist das System hadronisiert und kühlt weiter ab. Wenn die mittlere freie Weglänge der Hadronen größer wird als die Ausdehnung des Systems, verlieren sie den thermischen Kontakt untereinander. Man spricht vom *Ausfrieren* des Systems bei einer Temperatur T_f , die produzierten Teilchen werden emittiert.

Dieses einfache Bild gilt allerdings nur für ein longitudinal expandierendes System, wie es im einfachen Björken-McLerran-Bild auftritt. Kompliziertere Modelle behandeln die Expansion in longitudinaler wie auch in transversaler Richtung, was insgesamt zu einem schnelleren Abkühlen des Systems führt. Allerdings bleiben auch hier die erwähnten Parameter wichtig. Von besonderem Interesse hierbei ist die Anfangstemperatur T_i . Sie läßt sich ebenso wie die Energiedichte ϵ (siehe Kapitel 1.3) im Björken-McLerran-Modell aus Meßgrößen abschätzen.

Die Bestimmung der Anfangstemperatur T_i ist in [Hwa85] ausführlich beschrieben und soll hier kurz skizziert werden. Es gilt die Entropieerhaltung:

$$\frac{dS}{dy} = \text{Volumen} * S(\tau) * \tau = \text{konstant} \quad (2.1)$$

Da die Entropie im Endzustand aber durch die entstandenen Teilchen (vor allem Pionen) festgelegt wird, kann man über eine Multiplizitätsmessung die Entropiedichte $\frac{dS}{dy}$ bestimmen.

$$\frac{dS}{dy} \approx c \frac{dN^{AB \rightarrow \pi}}{dy}(b=0) \quad (2.2)$$

$$c = \frac{2\pi^4}{45 \zeta(3)} \approx 3.6 \quad (2.3)$$

Mit $b=0$ wird der Stoßparameter von 0 fm, also zentralste Ereignisse, bezeichnet, ζ ist die riemannsche Zetafunktion.

Über die Zustandsgleichung, Gl.2.1 und Gl.2.2 erhält man für $T_i > T_c$:

$$T_i^3 \tau_i = \frac{c}{4 a_{QGP}} \frac{1}{\pi R_A^2} \frac{dN^{AB \rightarrow \pi}}{dy}(b=0), \quad (2.4)$$

Reaktion	δ	τ_i	T_i [GeV]	τ_c	τ_h	τ_f
O + Au 200 AGeV	1	1	0,228	2,9	18,5	75,8
S + Au 200 AGeV	1	1	0,228	2,9	18,6	76,4
Pb + Pb 160 AGeV	1	1	0,220	2,6	16,8	68,8

Tabelle 2.1: Zeiten und Temperaturwerte einiger untersuchten Reaktionen nach [Buc93] ($T_c = 160$ MeV, $T_f = 100$ MeV, $N_f = 2, 5$, $a_{\text{eff}} = 6, 6$, alle Eigenzeiten in [fm/c]).

wobei mit a_{QGP} die Anzahl der Freiheitsgrade des Quark-Gluon-Plasmas bezeichnet werden und R_A der Radius des Projektils (für $R_A < R_B$) ist. Bei Kenntnis von τ_i , der Formationszeit, läßt sich die Anfangstemperatur T_i des Systems ermitteln. Wie bereits in Kapitel 1.3 beschrieben, wird im allgemeinen $\tau_i = 1\text{fm}/c$ benutzt.

Die sich aus Gl.2.4 und der Annahme einer longitudinalen Expansion des Systems ergebenden Zeiten und Temperaturen sind in Tab. 2.1 zusammengefaßt. Hierbei sind die bereits mit anderen Experimenten gemessenen Reaktionen von Sauerstoff- und Schwefelionen mit einem Goldtarget zum Vergleich mit eingetragen.

2.3 Vorhersagen

Zur Bestimmung der erwarteten Verteilungen direkter Photonen existieren momentan verschiedenste Modellrechnungen. Ein Vergleich einer Auswahl von Modellen ist in Abb. 2.4 gezeigt (nach [Cle97]). In der rechten Abbildung sind Rechnungen mit einem vereinfachten Hadronengas, das nur aus π^- , ρ^- , ω^- und η^- -Mesonen besteht sowohl mit, als auch ohne einen Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma gezeigt. Außerdem wurden die gleichen Rechnungen unter Einbeziehung aller baryonischen Resonanzen mit Massen bis $2,5 \text{ GeV}/c^2$ durchgeführt. Am Vergleich der Ergebnisse erkennt man, wie wichtig es ist, auch das Hadronengas möglichst detailliert in die Rechnungen mit einzubeziehen, da sich deutliche Abweichungen ergeben können. Die Rechnungen enthalten allerdings noch nicht die weiter oben erwähnten wichtigen Prozesse zweiter Ordnung.

Im rechten Teil der Abbildung sind Rechnungen mit dem UrQMD-Ereignisgenerator gezeigt [Dum97]. Als schwarze Kreise sind die Ergebnisse aus Meson-Meson-Kollisionen

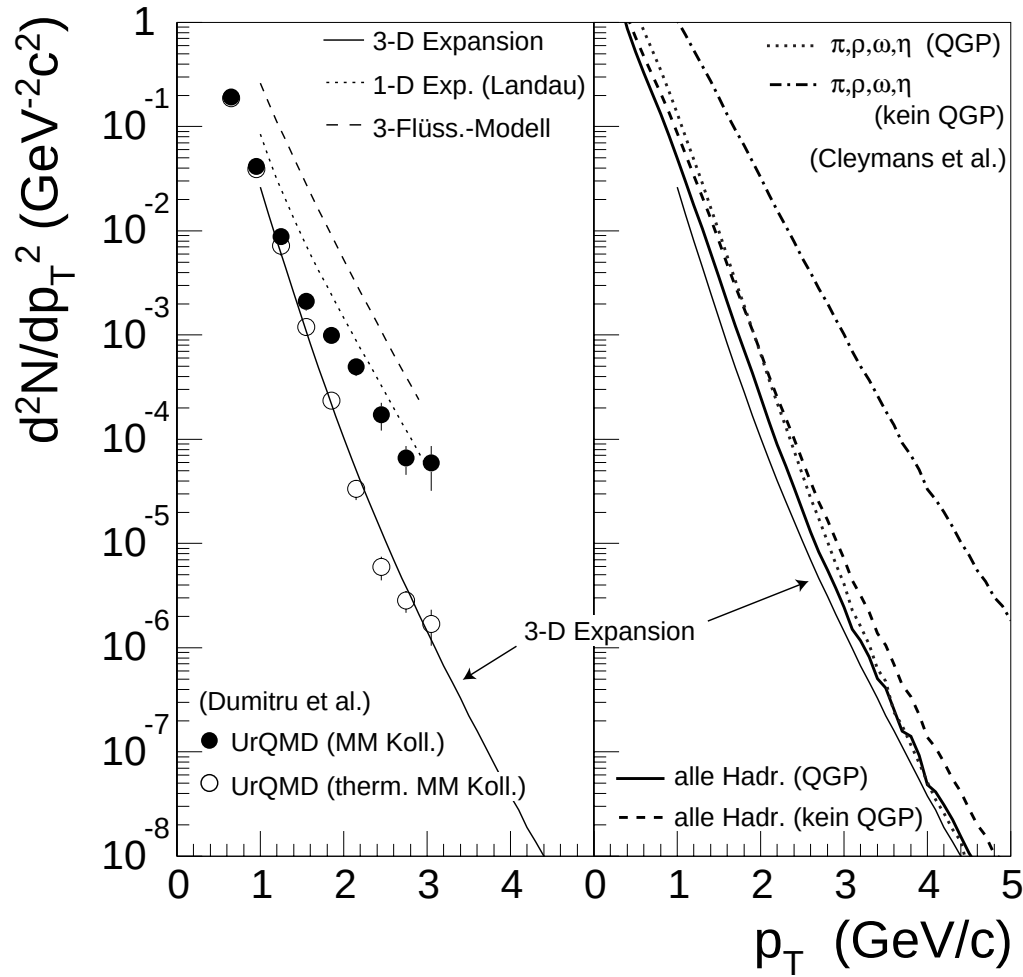


Abbildung 2.4: Direkte Photonen in 158 AGeV Pb+Pb-Kollisionen, bestimmt mit verschiedenen Modellrechnungen. Links sind Vorhersagen des UrQMD-Modells sowie hydrodynamische Rechnungen nach [Dum97] dargestellt. In der rechten Abbildung werden hydrodynamische Berechnungen mit unterschiedlichen Zustandsgleichungen aus [Cle97] gezeigt. Zusätzlich ist die Rechnung mit dreidimensionaler Expansion des rechten Bildes zum Vergleich mit eingetragen.

dargestellt, die offenen Kreise geben den darin enthaltenen Anteil an „thermischen“ Kollisionen wieder. Mit thermisch sind in diesem Modell Kollisionen bezeichnet, deren Stoßpartner einen Rapiditätsunterschied von $\Delta y < 3$ aufweisen. Mit diesem Modell ist es möglich, Vergleichgewichtszustände zu simulieren und die aus Streuung an Resonanzzuständen und t-Kanal-Streuprozesse entstehenden Photonen zu berechnen. Allerdings enthält dieses Modell als rein hadronisches keine Möglichkeit, einen Phasenüber-

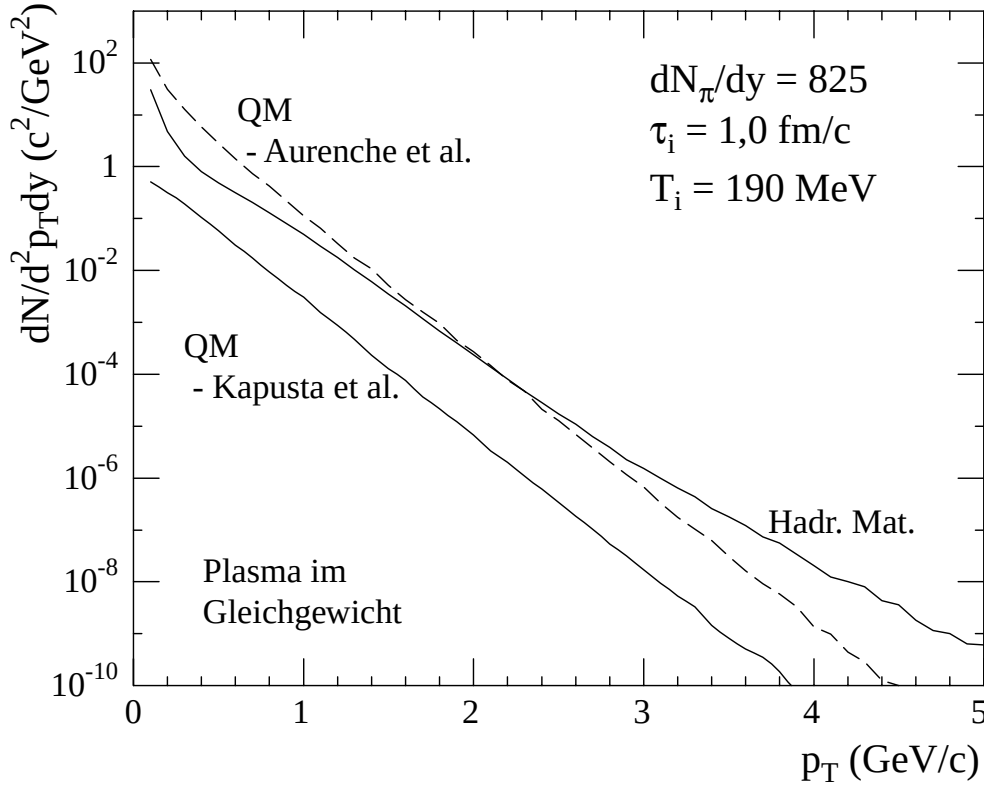


Abbildung 2.5: Direkte Photonen in 158 AGeV Pb+Pb-Kollisionen nach [Sri99]. Es sind die über hydrodynamische Rechnungen bestimmte Beiträge aus dem Plasma (QM) und dem Hadronengas (Hadr. Mat.) dargestellt. Es sind sowohl Rechnungen, die mit Korrekturen zweiter Ordnung (Raten nach Aurenche et al.), als auch ohne (Raten nach Kapusta et al.) gewonnen wurden [Cle95], zum Vergleich eingetragen.

gang zu beschreiben. Neben den über das UrQMD-Modell berechneten Prozessen aus Meson-Meson-Kollisionen (schwarze Kreise) sind auch hydrodynamische Rechnungen nach dem Björken-McLerran-Bild mit ein- und dreidimensionaler Expansion eingetragen. Sie liefern ähnliche Ergebnisse, können allerdings die Nichtgleichgewichtsprozesse naturgemäß nicht beschreiben. Auch hier fehlt in den thermischen Raten noch die Einbeziehung der wichtigen Prozesse zweiter Ordnung.

Eine erste hydrodynamische Rechnung unter Einbeziehung der Raten nach [Aur98] liefert [Sri99]. Die Ergebnisse für Pb+Pb-Reaktionen am CERN-SPS sind in Abb. 2.5 gezeigt. In diesen Rechnungen wird die Bildung eines thermisch und chemisch equilibrierten Plasmas zum Zeitpunkt $\tau_i = 1\text{ fm}/c$ angenommen. Die kritische Temperatur

des Phasenübergangs liegt bei 160 MeV, die Ausfrieretemperatur T_f wird mit 100 MeV angenommen. Es ergibt sich eine Anfangstemperatur T_i von 190 MeV. Neben den Korrekturen zweiter Ordnung zur Photonenproduktion im Plasma wurden Beiträge aus der A_1 -Resonanz, die die Produktion von Photonen im Hadronengas beeinflussen [Xio92], einbezogen. Es sind die Raten aus dem Plasma (QM) und aus der hadronischen Phase ($Had. Mat.$) einzeln angegeben. Zum Vergleich ist ein ohne die Korrekturen zweiter Ordnung erhaltenes Resultat eingezeichnet.

3. Das WA98-Experiment

Nachdem in einer ersten Stufe des Schwerionenprogramms am CERN durch den SPS¹-Beschleuniger Reaktionen mit ^{16}O - und ^{32}S -Ionen ermöglicht wurden, wurde die Anlage auf die Beschleunigung von ^{208}Pb umgerüstet. 1994 wurden erstmals Experimente mit dem Bleistahl bei 158 AGeV durchgeführt. Das WA98-Experiment ist eines der großen Experimente, die die neuen Möglichkeiten dieses Strahls nutzen. Es steht in der Tradition des WA80- bzw. WA93-Experimentes und führt die in diesen Experimenten mit leichteren Projektilen durchgeführte Forschungsarbeit weiter. Es wurde in insgesamt drei Strahlzeiten (1994, 1995 und 1996) die Reaktion $^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$ bei der oben genannten maximalen Energie untersucht. Während der ersten Messungen 1994 wurden erste Erfahrungen mit dem neuen Aufbau gesammelt und dieser weiter vervollständigt. Die eigentlichen Messungen erfolgten in Perioden im Herbst 1995 und 1996. Zum Vergleich wurden Reaktionen mit einem ^{58}Ni - und einem ^{93}Nb -Targets untersucht. In einer zusätzlichen Meßperiode im Frühjahr 1996 wurden Reaktionen eines Protonenstrahls mit den Targets gemessen.

Das WA98-Experiment ist als universelles Experiment ausgelegt, das versucht, möglichst alle bei einer Schwerionenreaktion entstehenden Teilchen zu erfassen. Es können im Extremfall einige tausend nachzuweisende Teilchen auftreten. Im Experiment existieren dazu Multiplizitätsdetektoren für geladene und neutrale Teilchen, sowie Spektrometer und Kalorimeter für Photonen und Hadronen. Besondere Möglichkeiten besitzt das WA98-Experiment in der Messung von Photonen. Der Gesamtaufbau, wie er während der 1996er Strahlzeit benutzt wurde, ist in Abb. 3.1 zu sehen und wird im Folgenden eingehend beschrieben.

3.1 Start- und Vetoähler

Als Startzähler im WA98-Experiment wird ein Čerenkov-Gaszähler, der über zwei Photomultiplier² ausgelesen wurde, eingesetzt. Dieser Detektor hat den Vorteil einer

¹Super Proton Synchrotron

²Auch: Photovervielfacher

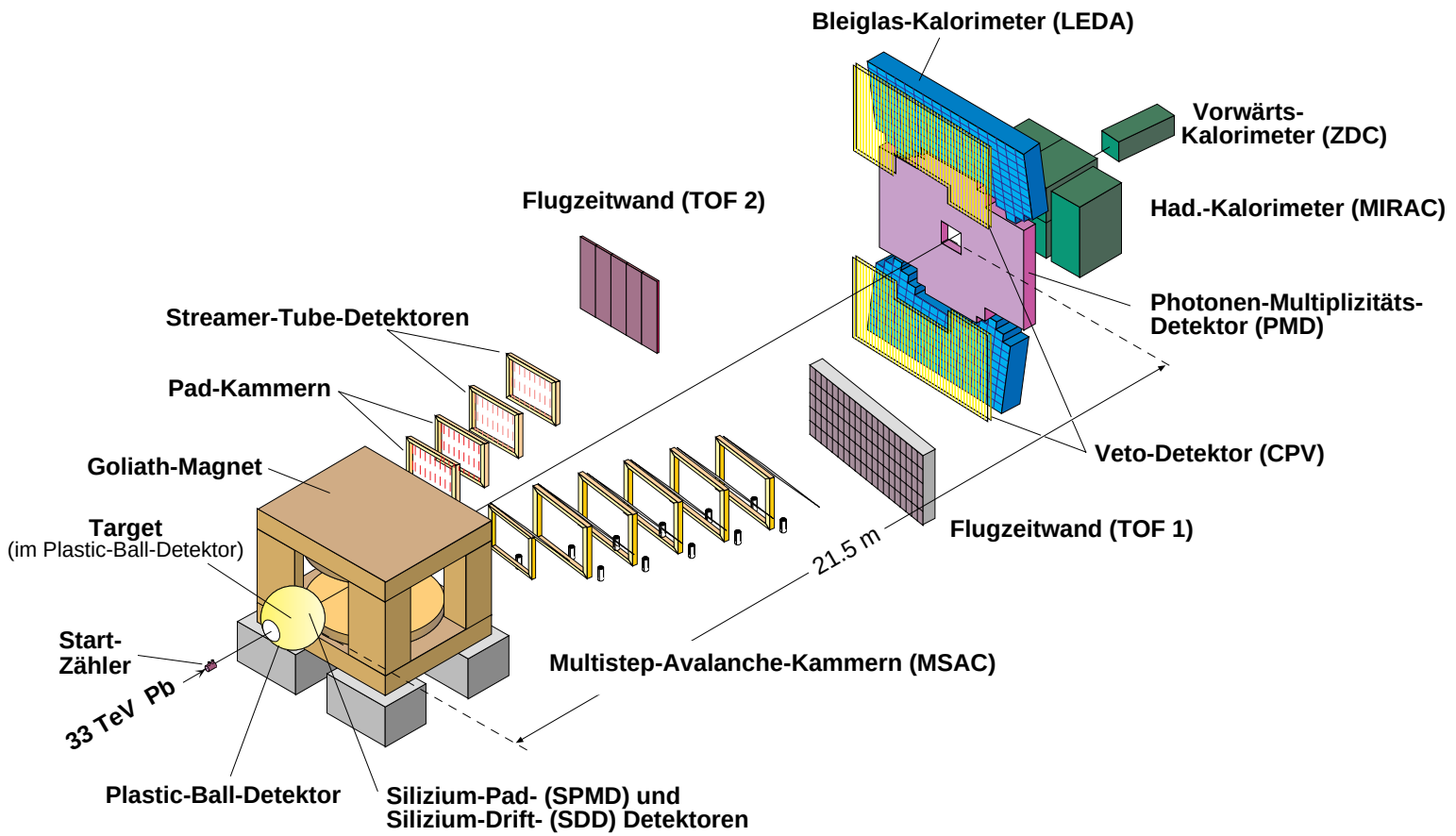


Abbildung 3.1: Das WA98-Experiment, wie es während der Schwerionenstrahlzeit im Herbst 1996 eingesetzt wurde.

hohen Strahlungsresistenz und besitzt mit 27 ps eine gute Zeitauflösung. Er wird daher auch als Startgeber für die Flugzeitmessung in den Spektrometern eingesetzt. Um Reaktionen des Strahls mit Restgasatomen im Strahlrohr von wirklichen Reaktionen mit dem Target zu unterscheiden, ist ein Halodetektor aus Szintillatorplatten vor dem Startdetektor angebracht. Hiermit kann der strahlbegleitende Halo, der aus oben genannten Reaktionen resultiert, wirkungsvoll unterdrückt werden. Um zusätzlich auch noch Reaktionen mit dem Startzählergas auszuschließen, ist hinter dem Startzähler ein weiterer Vetodetektor (das *Little Veto*) eingesetzt, der aus einem Čerenkov-Quarzzähler besteht.

3.2 Der Plastic-Ball-Detektor

Der Plastic-Ball-Detektor umschließt das Target und deckt einen Pseudorapiditätsbereich³ von $-1,7 \leq \eta \leq 1,3$ ab. Er besteht aus 655 ΔE - E -Teleskopen, die azimuthalsymmetrisch angeordnet sind. Er mißt positive Pionen, Protonen und schwerere Fragmente im Targetfragmentationsbereich. Zusätzlich werden die Pionen über deren Zerfall in ein Positron identifiziert.

Ein Ring von Detektormodulen, die sich vor dem Target befinden, wird benutzt, um Downstream-Reaktionen zu unterdrücken. Als solche werden Reaktionen mit Restgasatomen hinter dem eigentlichen Target bezeichnet. Bei diesen Stößen erreichen weniger der in Rückwärtsrichtung emittierten Teilchen den verwendeten Ring des Plastic-Ball-Detektors. Daher wird eine Mindestanzahl von nachgewiesenen Teilchen in diesem Bereich gefordert, um solche Reaktionen auszuschließen.

3.3 Die Silizium-Drift- und Silizium-Pad-Multiplizitäts-Detektoren

In kurzem Abstand hinter dem Target sind zwei (1995) bzw. ein (1996) Silizium-Drift-Detektor angebracht. Er besteht aus einem Siliziumwafer von 7,6 cm (1995) bzw. 10,2 cm (1996) Durchmesser. Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch diese Siliziumscheibe werden Ladungen freigesetzt, die in einem radial anliegenden elektrischen

³Definition siehe Anhang A

Feld nach außen driften. Dort werden sie von insgesamt 360 Anoden nachgewiesen und es läßt sich ihnen so ein bestimmter azimuthaler Winkel zuordnen. Aus der Driftzeit wird zusätzlich der Polarwinkel bestimmt.

Im Silizium-Pad-Multiplizitäts-Detektor (*SPMD*) werden, ebenso wie bei den Silizium-Drift-Detektoren, Siliziumwafer eingesetzt. Der Detektor befindet sich in einem Abstand von 32,8 cm zum Target. Allerdings wird die entstehende Ladung direkt durch aufgebrachte Pads aufgenommen und anschließend digitalisiert. Es befinden sich insgesamt 4096 solcher Kontakte aufgeteilt in 4 Quadranten auf dem SPMD. Damit erreicht er eine vollständige azimuthale Abdeckung im Pseudorapiditätsbereich von $2,35 \leq \eta \leq 3,75$.

3.4 Die Spektrometer für geladene Teilchen

Anschließend an die Targetkammer mit den Siliziumdetektoren befindet sich der Spektromettermagnet GOLIATH, der zusammen mit verschiedenen ortsempfindlichen Detektoren die Spektrometer für geladene Teilchen bildet. Sie sind rechts und links der Strahlachse in zwei Spektrometerarmen angeordnet.

Der erste dieser beiden Arme, der unter normaler Einstellung des Magnetfeldes negativ geladene Teilchen mißt, besteht aus 2 MSAC⁴-Kammern mit $120 \times 85 \text{ cm}^2$ und 4 Kammern mit $158 \times 120 \text{ cm}^2$ aktiver Detektorfläche und optischer Auslese durch CCD⁵-Kameras (siehe [Izy91, Izy95]). In ihnen wird die durch primäre Ionisation erzeugte Ladung durch mehrfache Gasverstärkung vervielfacht. Sie regt das im Gasgemisch neben Neon und Argon in geringer Konzentration enthaltene TEA⁶ zur Emission von UV-Licht an. Dieses wird über Wellenlängenschieber in sichtbares Licht umgewandelt und über dünne Folienspiegel auf die CCD-Kameras gelenkt. Dieser Arm deckt für negativ geladene Teilchen einen Pseudorapiditätsbereich von $2,1 \leq \eta \leq 3,1$ ab.

Der zweite Arm benutzt zwei weitere MSAC-Kammern, die sogenannten Pad-Kammern, die elektronisch ausgelesen werden. Dazu wurden Pad-Platinen⁷ mit einem speziellen kombinierten Wandler- und Auslesechip entwickelt, um die durch die Orts-

⁴Multi Step Avalanche Chamber

⁵Charge Coupled Device

⁶Triethylamin

⁷oft auch als Board oder gedruckte Schaltung bezeichnet

auflösung geforderte hohe Paddichte verwirklichen zu können. Dieser Chip wandelt die auf den Pads influenzierte Ladung in digitale Signale und schickt sie zur Weiterverarbeitung über einen seriellen Bus an einen DSP⁸. Dieser gibt sie dann an das eigentliche Datenerfassungssystem weiter. Zusätzlich werden zwei Streamer-Tube-Wände benutzt, die bis auf die unterschiedliche Pad-Größe und die äußeren Abmessungen dem CPV⁹ entsprechen (Beschreibung des CPV: siehe Kapitel 3.7).

Abgeschlossen werden beide Spektrometer durch jeweils eine TOF¹⁰-Wand, die aus Plastiksintillatoren mit Photomultiplier-Auslese bestehen. Hiermit kann die durch die Spektrometerarme gewonnene Impulsinformation durch eine Teilchenidentifizierung ergänzt werden.

3.5 Der Photonen-Multiplizitäts-Detektor

In einer Entfernung von etwa 20 m hinter dem Target befindet sich der Bereich der Photonenmessgeräte, zu dem der Photonen-Multiplizitäts-Detektor (PMD¹¹) gehört. Er ist ein sogenannter Pre-Shower-Detektor und besteht aus Bleiplatten als Konverter für Photonen mit insgesamt 54.000 dahinterliegenden Szintillatorplättchen zum Nachweis geladener Teilchen. Das entstehende Szintillationslicht wird über wellenlängeschiebende Fasern zur Auslese auf CCD-Kameras geleitet. Die auf die Bleiplatten auftreffenden Photonen bilden mit über 90%iger Wahrscheinlichkeit einen elektromagnetischen Schauer, der in den Szintillatoren ein hohes Signal erzeugt. Hadronen passieren den Detektor zumeist als MIP¹², d.h. sie bilden keinen Schauer aus und deponieren damit nur sehr wenig Energie. Bei entsprechender Wahl einer Energieschwelle werden diese daher effizient unterdrückt. Der PMD deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $2,4 \leq \eta \leq 4,4$ ab.

⁸Digital **S**ignal **P**rocessor

⁹Charged **P**article **V**eto

¹⁰Time **O**f **F**light

¹¹Photon **M**ultiplicity **D**etector

¹²Minimal **I**onizing **P**article

3.6 Das Bleiglaskalorimeter

Zur Energie- und Ortsmessung von Photonen befindet sich im WA98-Experiment das Bleiglaskalorimeter LEDA¹³. Es besteht aus zwei Hälften, die sich nahezu symmetrisch ober- und unterhalb der Strahlachse in einem Abstand von 21,6 m vom Target befinden. Sie bestehen aus insgesamt 10.080 Einzelmodulen, weisen also eine feine laterale Segmentierung auf. Da sich die Analyse direkter Photonen hauptsächlich auf die Daten des Bleiglaskalorimeters bezieht, soll dieses im nächsten Kapitel detaillierter beschrieben werden.

3.7 Der Vetodetektor für geladene Teilchen

Vor den beiden Hälften des Bleiglaskalorimeters befindet sich im Abstand von etwa 1 m der Vetodetektor für geladene Teilchen CPV, der zur Erkennung und Diskriminierung geladener Teilchen im Bleiglas dient. Zusätzlich läßt sich hiermit die Multiplizität geladener Teilchen bestimmen. Er besteht aus je einer Wand von Gasdetektoren des Iarocci-Typs [Iar83], den sogenannten *Streamertubes*. Die einzelnen Hälften des CPV bestehen aus jeweils 86 einzelnen Detektoren, die in 8 Kammern von $9 \times 9 \text{ mm}^2$ Querschnitt unterteilt sind. Jede dieser Kammern enthält einen $100 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Anodendraht. Beim Durchgang ionisierenden Teilchen durch den Detektor werden im Gas freie Ladungen erzeugt. Durch die an die Anoden angelegte Hochspannung erzeugen diese eine Lawine, die aber aufgrund der gewählten Parameter nur in einem sehr dünnen Kanal stattfindet (dem sogenannten *Streamer*). Durch diese räumlich stark begrenzte Entladung wird eine gute Ortsauflösung erreicht. Die so erzeugte Ladung influenziert eine Bildladung in den auf der Oberfläche der Tubes angebrachten Pads, die über eine neuentwickelte Ausleseelektronik erfaßt wird. Diese ist aus der Pad-Kammerauslese entwickelt worden (siehe Kap. 3.4). Insgesamt werden 49.120 Pads ausgelesen. Für den CPV wurde eine Ortsauflösung von 20 mm in horizontaler und 24 mm in vertikaler Richtung bestimmt. Die Unterschiede in den Ortsauflösungen sind hauptsächlich durch die Geometrie der zur Auslese benutzten Pads bestimmt. Eine detaillierte Beschreibung des CPV befindet sich in [Rey95, Bat97, Rey99].

¹³Lead Glass Detector Array

3.8 Das Mid-Rapidity-Kalorimeter

Zur Messung von elektromagnetisch bzw. hadronisch wechselwirkenden Teilchen im Pseudorapiditätsbereich $3.7 \leq \eta \leq 5.5$ wird das Kalorimeter MIRAC¹⁴ benutzt [Awe89, You89]. Es befindet sich etwa 24 m hinter dem Target. MIRAC ist ein Sampling-Kalorimeter mit einem hintereinanderliegenden elektromagnetischen und einem hadronischen Teil. Die Bereiche bestehen aus einem Absorber-Szintillator-Sandwich-Aufbau (Bleiabsorber im elektromagnetischen und Eisenplatten im hadronischen Teil). In dem Kalorimeter erzeugen eintreffende Teilchen hadronische bzw. elektromagnetische Schauer. Die darin enthaltenen geladenen Teilchen produzieren in den Szintillatorplatten Licht, das gesammelt und ausgelesen wird. Diese Kalorimeter sind so aufgebaut, daß die Teilchen ihre gesamte Energie durch das Aufschauern verlieren, so daß das gemessene Licht einen Rückschluß auf die Teilchenenergie zuläßt. Mit diesem Detektor wird der im Experiment erzeugte transversale, also der senkrecht zur Strahlachse produzierte Energiefluß E_T gemessen, der eine wichtige Rolle in der Bestimmung der Zentralität der Reaktion sowohl bei der Ereignisselektion während der Messung als auch bei der Analyse der Daten spielt. Zur Messung von E_T ist MIRAC in N Untereinheiten eingeteilt, in denen die gesamte deponierte Energie E_i aller in diesem Winkelbereich produzierten Teilchen gemessen wird. Damit ergibt sich E_T zu:

$$E_T = \sum_{i=1}^N E_i \sin \theta_i \quad (3.1)$$

wobei θ_i den Polarwinkel des jeweiligen Detektormoduls i im Laborsystem bezeichnet.

3.9 Das Null-Grad-Kalorimeter

Das Null-Grad-Kalorimeter ZDC¹⁵ dient wie MIRAC zur Ereignischarakterisierung. Mit ihm wird die in Vorwärtsrichtung emittierte Energie gemessen, also primär die Reste der Strahlteilchen, die sogenannten Strahl-Spectators. Es ist ein hadronisches Kalorimeter und besteht aus 35 Modulen, die ebenfalls in einer Sandwichstruktur aufgebaut sind. Bei diesem Detektor wird, wie im elektromagnetischen Teil des MIRAC, Blei als Absorber eingesetzt. Es deckt den Pseudorapiditätsbereich $\eta \geq 5.9$ ab, was vom Target aus gesehen einem Polarwinkel von maximal $0,3^\circ$ entspricht.

¹⁴Mid Rapidity Calorimeter

¹⁵Zero Degree Calorimeter

3.10 Das Datenerfassungssystem

Das Datenerfassungssystem im WA98-Experiment besteht zum großen Teil aus VME¹⁶-Prozessoren der Firma ELTEC. Zu einem kleinen Teil kommen auch Fastbus Prozessoren und VME-DSP-Module zur Vorverarbeitung der anfallenden Daten zum Einsatz. Den einzelnen Detektoren sind einzelne VME-Prozessoren als sogenannte Subeventbuilder zugeordnet. Sie lesen die Daten aus den auf CAMAC¹⁷-, Fastbus- und VME-Bussystemen basierenden Digitalwandlern aus. Es kommen zusätzlich speziell konstruierte ADC¹⁸-Wandler, wie die in 4.2.4 ausführlicher beschriebene Bleiglasdetektor-Auslese, zum Einsatz. Die Subeventbuilder setzen die so ausgelesenen Daten mit detektorspezifischen Status- und Kontrollinformationen zusammen und übergeben sie an den Eventbuilder-Prozessor. Dieser setzt aus allen eingegangenen Subevents ein vollständiges Datenevent zusammen. Die Subeventbuilder und der Eventbuilder sind untereinander durch eine Ethernetverbindung vernetzt. Da diese aber für die eigentliche Datenauslese zu langsam ist, wird sie nur für die Übertragung von Steuer- und Statusinformationen benutzt. Der eigentliche Transfer der Subeventdaten wird durch ein Lichtleiternetzwerk durchgeführt. Hiermit sind alle an der Datenauslese beteiligten VME-Prozessoren in der Topologie eines Ringes miteinander verbunden.

Eine wichtige Randbedingung für das Datenerfassungssystem ist durch die Zeitstruktur des Strahl gegeben. Die in der West-Area am CERN eintreffenden Strahlpakete haben eine Länge von etwa 4 Sekunden, danach folgt eine Pause von ca. 10 Sekunden. Bis zum Ende dieser als Spill-Pause bezeichneten Zeit müssen alle in diesem Zyklus aufgenommenen Daten auf das an den Eventbuilder angeschlossene DLT¹⁹-Laufwerke kopiert werden. Dadurch können etwa 300 Ereignisse pro Strahlpaket gemessen und abgespeichert werden. Die Messdaten werden in etwa 350 MB²⁰ großen Dateien, den *Runs*, zur Weiterverarbeitung abgespeichert.

Um eine möglichst effiziente Datenerfassung zu gewährleisten, werden im WA98-Experiment die Detektoren entsprechend ihrer Auslesegeschwindigkeit und Totzeit in Triggergruppen eingeordnet. Dabei bezeichnet Totzeit die Zeit, die ein Detektor

¹⁶**V**irtual**M**emory**E**xtension

¹⁷**C**omputer **A**utomated **M**easuring **A**nd **C**ontrol

¹⁸**A**nalog **D**igital **C**onverter

¹⁹**D**ata **L**inear **T**ape

²⁰**M**egabyte

benötigt, um nach der Messung eines Ereignisses wieder ein weiteres aufnehmen zu können. Sie beinhaltet neben der Auslesezeit auch Effekte im Detektor selbst (Abbau von Raumladungseffekten, Löschen von Ladungsintegratoren, Herauffahren von Hochspannungen u.ä.). So befinden sich in der Triggergruppe 1 neben allen Detektoren, die der Ereignisklassifizierung dienen (Start- und Vetoähler, MIRAC und ZDC), auch die schnellen Detektoren LEDA, CPV, SPMD und der Plastic-Ball-Detektor. Sie werden bei jedem aufgenommenem Event aktiviert und ausgelesen. Die Triggergruppe 2 besteht aus PMD und SPMD. Sie wird wegen der längeren Totzeit des PMDs seltener aktiviert. Die Trackingarme befinden sich in der Triggergruppe 3 und werden wegen der extrem langen Totzeit der MSACs nur sehr selten und dazu auch über lange Strahlperioden nur bei zentralen Events benutzt. Dadurch kann erreicht werden, daß die schnellen Detektoren fast nicht durch die zusätzliche Auslese der langsameren in der möglichen Meßrate beschränkt werden.

4. Das Bleiglaskalorimeter LEDA

Zur Messung von Photonen ist im WA98-Experiment neben dem PMD, der ein reiner Multiplizitätsdetektor ist, das Bleiglaskalorimeter LEDA vorhanden. Dieses wird zur Kalorimetrie erzeugter Photonen eingesetzt. Dabei ist das Ziel die Messung direkt erzeugter Photonen. Allerdings stammt ein Großteil der entstehenden Photonen aus Zerfällen von π^0 -, η - und weiteren Mesonen. Diese bilden den Hauptuntergrund für die Messung direkt produzierter Photonen. Um die direkten Photonen zu bestimmen, müssen alle aus diesen Zerfällen stammenden Photonen erkannt und von der inklusiven Messung abgezogen werden. Dazu benötigt man einen Detektor mit guter Orts- und Energieauflösung, um die π^0 -Rekonstruktion in der notwendigen Genauigkeit durchführen zu können. Dieser soll im Folgenden detailliert beschrieben werden.

4.1 Das Funktionsprinzip des Bleiglasdetektors

Das Nachweisprinzip des Bleiglaskalorimeters beruht auf der Energiemessung eines im Detektor erzeugten elektromagnetischen Schauers. Im Bleiglaskalorimeter wird dieser Schauer in einem speziellen Glas mit hohem Bleioxidanteil erzeugt. Im Gegensatz zu Sandwichkalorimetern, die aus einer Schichtung von Absorbermaterial und nachweisenden Schichten (häufig Szintillatoren) bestehen, ist in diesem Detektor der Absorber gleichzeitig aktives Detektormaterial. Es wird Čerenkov-Licht erzeugt, das am Ende des Glases ausgelesen wird.

4.1.1 Elektromagnetische und hadronische Schauer

Beim Durchgang von hochenergetischen Photonen durch Materie findet mit einer Wahrscheinlichkeit, die von der Kernladungszahl des Mediums abhängt, eine Elektron-Positron-Paarbildung statt. Die hierbei entstehenden Teilchen verlieren danach weiter Energie, hauptsächlich durch Bremsstrahlung. So kann sich eine Kaskade von Photonen und Elektronen ausbilden. Auch Elektronen erzeugen eine solche Kaskade, allerdings

ist hierbei der primäre Prozeß eine Photonenerzeugung über einen Bremsstrahlungsprozeß. Die Schauerkaskade bricht bei der Energie ab, bei der die Wahrscheinlichkeit für einen Bremsstrahlungsprozeß gleich der Ionisationswahrscheinlichkeit ist. Dadurch werden hier im Mittel keine neuen Photonen erzeugt. Diese Grenze wird als kritische Energie E_k bezeichnet. Besitzt das eingesetzte Absorbermaterial eine ausreichend große Tiefe, so ist die Anzahl der entstehenden Teilchen im Schauer in etwa proportional zur Energie des primären Teilchens. Die benötigten Dimensionen des Absorbers lassen sich über die Strahlungslänge X_0 von Elektronen in diesem Material abschätzen. Die Strahlungslänge ist die Strecke, nach der die Energie eines Elektrons auf $1/e$ abgesunken ist. Sie ist abhängig von dem eingesetzten Material und läßt sich folgendermaßen parametrisieren: [Boc90]:

$$X_0 [\text{g/cm}^2] \approx 180 A/Z^2 \quad (4.1)$$

Die radiale Schauerausdehnung läßt sich über den Molière-Radius R_M beschreiben:

$$R_m = 21 \text{ MeV } X_0/\epsilon \quad (4.2)$$

Da die Energiedeposition in einem elektromagnetischen Schauer mit zunehmendem radialem Abstand annähernd exponentiell abfällt, befindet sich etwa 95% der gesamten Schauenergie innerhalb des 2-fachen Molière-Radius.

Im Gegensatz zu einem elektromagnetischen Schauer wird ein hadronischer Schauer durch die deutlich größere hadronische Wechselwirkungslänge λ bestimmt. Mit λ bezeichnet man die mittlere freie Weglänge eines Hadrons zwischen zwei Wechselwirkungen. Zusätzlich zu den elektromagnetischen sind verschiedene hadronische Prozesse an der Schauerentwicklung beteiligt. Das führt zu deutlich unterschiedlichem Aussehen der hadronischen und der elektromagnetischen Schauer. Diese Abweichungen in der Form werden zur Unterscheidung der den Schauer auslösenden primären Teilchen benutzt (siehe Kapitel 5.5.3).

Das im Bleiglasdetektor eingesetzte Glas vom Typ TF1 besteht aus 51% PbO und 49% SiO₂ und hat folgende Eigenschaften :

Strahlungslänge	X_0	=	2.78 cm
Molière-Radius	R_m	=	3.90 cm
hadronische Wechselwirkungslänge	λ	=	38.0 cm

4.1.2 Der Čerenkov-Effekt

Geladene Teilchen erzeugen im Bleiglas Čerenkov-Photonen, wenn sie die Čerenkov-Schwelle überschritten haben, d.h. wenn die Geschwindigkeit des Teilchens höher ist als die Lichtgeschwindigkeit im durchquerten Medium. Die Photonen werden unter einem Winkel θ relativ zur Bewegungsrichtung des Teilchens ausgesandt. Dabei ist dieser Winkel abhängig von der Teilchengeschwindigkeit:

$$\cos \theta_C = 1/(\beta n) \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnet n den Brechungsindex des Mediums und $\beta = v/c$.

Da bei einem elektromagnetischen Schauer ein großer Teil der Energie der Primärteilchen in den Teilchen des Schauers enthalten ist, kann die Anzahl der von diesen erzeugten Čerenkov-Photonen zur Energiemessung des Primärteilchens benutzt werden. Nicht aufschauernde, geladene Hadronen können ebenso Čerenkov-Photonen erzeugen, allerdings ist die Anzahl von der Länge des durchquerten Materials, dessen Eigenschaften und von der Teilchengeschwindigkeit β abhängig. Daher ist die Anzahl erzeugter Photonen für diese nicht aufschauernenden Teilchen (MIPs) in einem bestimmten Material nahezu konstant. Da diese Energie relativ gering ist, können MIPs mit einer Energieschwelle wirkungsvoll unterdrückt werden (siehe Kapitel 5.5.3).

4.2 Der Aufbau des Detektors

Das Kalorimeter besteht aus 10080 einzelnen Bleiglasmodulen, die über Photomultiplier ausgelesen werden. Er befindet sich in einem Abstand von 21,6 m hinter dem Target. Der Detektor besteht aus zwei Hälften, die ober- und unterhalb der Strahlachse angeordnet sind (siehe Abb. 4.1). Die der Strahlachse zugewandten Seiten sind annähernd radialsymmetrisch aufgebaut. Damit erreicht man eine hohe Akzeptanz ab einem Polarwinkel von 6° relativ zur Strahlachse, was einer Pseudorapidität von 3 entspricht. Der Detektor kann Teilchen bis zum Winkel von 12° (d.h. einer Pseudorapidität von 2,3) messen. Die beiden Hälften sind um Winkel von $8,17^\circ$ (oberer Teil) und $8,3^\circ$ (unterer Teil) zur Strahlachse geneigt, damit die Teilchen möglichst senkrecht auf die Detektoroberfläche treffen.

Der Detektor wird nach Beendigung des WA98-Experimentes im PHENIX-

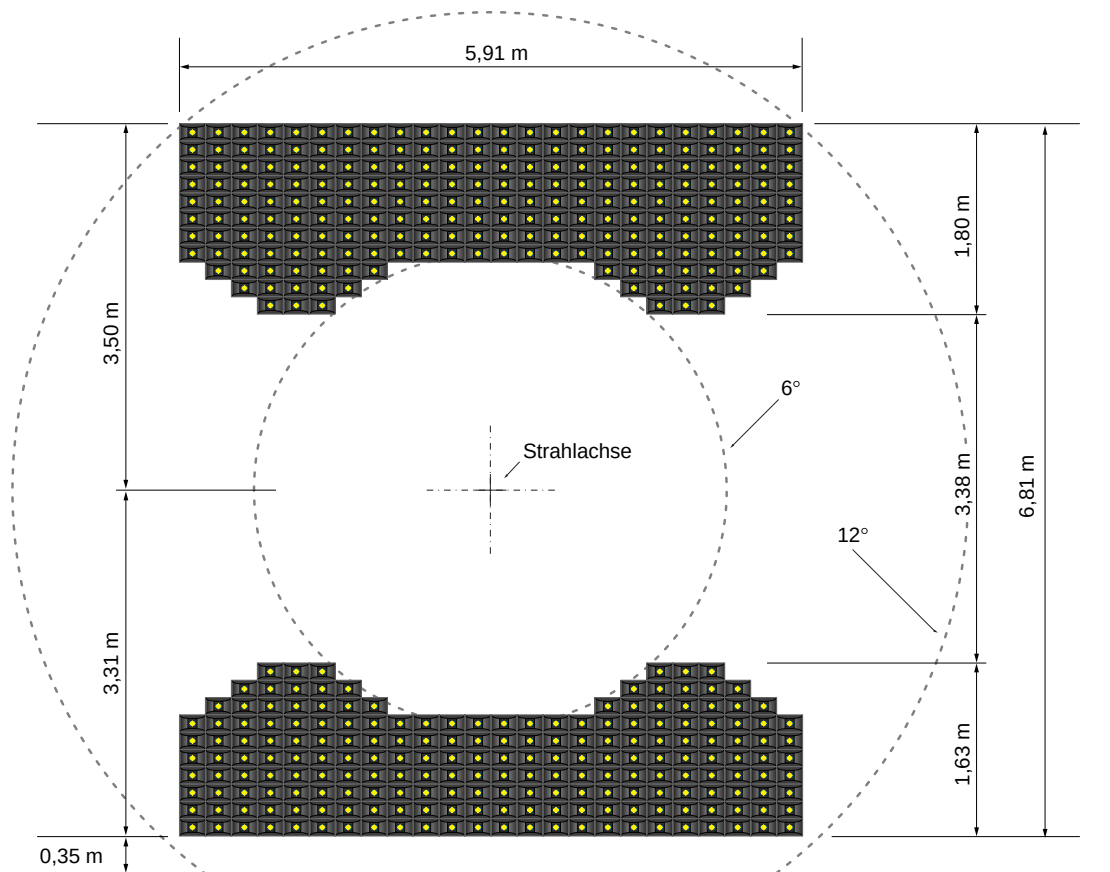


Abbildung 4.1: Frontalansicht des Bleiglasdetektors LEDA mit seinen zwei Hälften ober- und unterhalb der Strahlachse. Er befindet sich in einer Entfernung von 21,6 m vom Target. Zu sehen sind die Fronten der einzelnen Reflexionshauben mit den darauf angebrachten Vermessungsmarken (Zeichnung: N. Heine).

Experiment¹ am RHIC des Brookhaven National Laboratory eingesetzt. Da dieses Experiment als Collider-Experiment grundsätzlich andere Anforderungen an die Detektorgeometrie stellt, wurde der Detektor modular aufgebaut. Hierdurch ist es möglich, die Form des Gesamtdetektors im Rahmen der Modularität ohne Verlust der Kalibration zu verändern und dem neuen Experiment anzupassen.

¹Pioneering High Energy Nuclear Ion Experiment

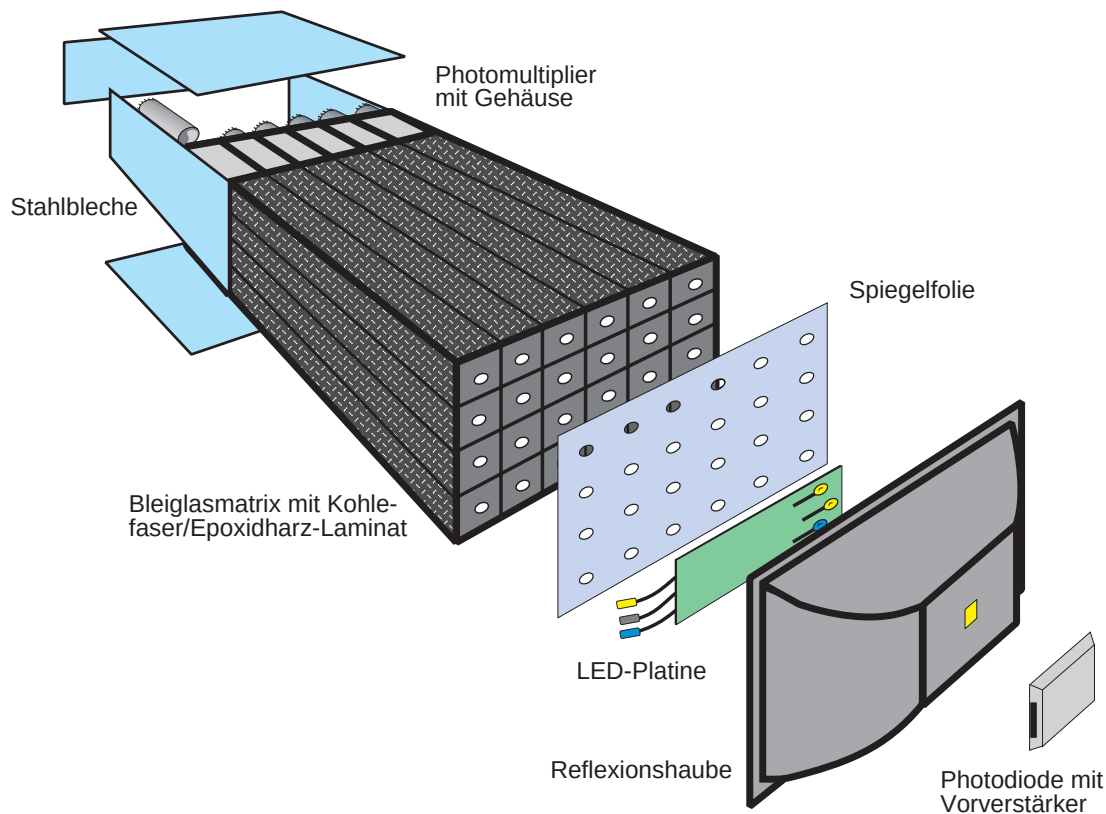


Abbildung 4.2: Schematische Gesamtansicht eines Supermoduls mit Referenzsystem und Reflexionshaube (Zeichnung: N. Heine).

4.2.1 Das Supermodul

Um diese Modularität zu erhalten, wurden die Bleiglasmodule auf 420 autarke Untereinheiten aufgeteilt. Diese sogenannten Supermodule sind aus 24 Bleiglasmodulen in einer 4×6 er Matrix aufgebaut. Jedes einzelne Modul hat die Abmessungen $4 \times 4 \times 40 \text{ cm}^3$ und ist zur Verbesserung der Reflexionseigenschaften in mit einer Aluminiumschicht bedampfte Mylarfolie eingewickelt. Um optisches Übersprechen zwischen den Modulen zu verhindern, sind sie zusätzlich mit schwarzem Schrumpfschlauch überzogen. An der Frontseite befindet sich ein Kunststoffplättchen mit einer Öffnung, um das Licht des weiter unten beschriebenen Referenzsystems in das Modul einzukoppeln.

An der Rückseite der Module sind die Photomultiplier mit Hilfe einer Kunststoffhalterung angebracht. Die Einzelmodule wurden in einer Form unter Zuhilfenahme von Kohlefasermatten mit Epoxidharz zu einer Einheit mit etwa 24,6 cm Breite und

16,3 cm Höhe verbunden, wobei an den Seiten hinten zusätzliche Bleche einlaminiert wurden. Diese bilden die Seitenteile für ein Gehäuse, das die Photomultiplier und HV-Basen umschließt. Nach deren Montage wurde die Rückseite durch zusätzliche Bleche bis auf wenige Löcher zur Durchführung von Kabeln abgeschlossen, um eine elektrische Beeinflussung der Supermodule untereinander und von außen zu minimieren. Eine schematische Gesamtansicht eines Supermoduls ist in Abb. 4.2 dargestellt.

4.2.2 Das Referenzsystem

Der Detektor besitzt ein Referenzsystem, das über Lichtimpulse, die in die Module eingekoppelt werden, Veränderungen in der Lichtauslese bestimmen und somit korrigieren kann. Eine zusätzliche Anforderung an dieses System ist die Modularität des Detektors. Um, wie oben bereits erwähnt, eine spätere Nutzung im PHENIX-Experiment zu ermöglichen, muß der Detektor ohne Neukalibration in eine andere Form gebracht werden können. Daher kam das im WA80- bzw. WA93-Experiment bewährte System, das auf einem zentralen Laser zur Lichterzeugung beruhte, nicht in Frage. Hierfür wäre eine auftrennbare, aber in den Transmissionseigenschaften gleichbleibende Lichteinkopplung in die einzelnen Supermodule nötig, die nicht mit vertretbarem Aufwand hergestellt werden konnte.

Daher wurde für jedes Supermodul ein eigenständiges Referenzsystem auf Leuchtdiodenbasis (LED²) entworfen. Es wurden drei LEDs benutzt, die über verschiedene elektronische Pulser angesteuert wurden. Eine gelbe LED, die über einen sehr schnellen Pulser, der im Avalanchemodus, also im Durchbruchgebiet des Ausgangstransistors, betrieben wurde, wird als eigentliche Referenzlichtquelle benutzt.

Bei der Messung ihrer Signale mit den Photomultipliern ergeben sich Pulsbreiten von etwa 50 nsec. Das an den Multipliern erzeugte Signal bildet die Pulsform eines 10 GeV-Elektrons sehr gut nach (siehe Abb. 4.3). Um die nötige Intensität zu erreichen, mußte eine LED mit sehr hoher Lichtintensität benutzt werden. Da diese bei der benötigten Geschwindigkeit nur in gelber bzw. roter Farbe erhältlich war, wurde eine weitere Diode eingesetzt, um die spektrale Verteilung des Čerenkovlichts anzunähern. Die hierfür benutzte blaue LED wird aus Gründen der Lichtausbeute im Quasi-Gleichstrombetrieb angesteuert (Pulsbreite etwa 500 nsec). Um eine weitere Einschränkung der sogenannten Avalanche-LED, nämlich die fehlende Möglichkeit

²Light Emitting Diode

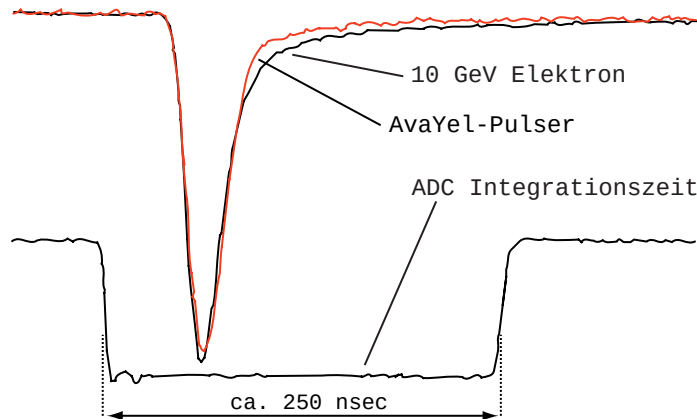


Abbildung 4.3: Typisches Photomultipliersignal eines 10 GeV Elektrons im Vergleich mit dem Signal der schnellen gelben Referenzleuchtdiode (AvaYel). Zusätzlich ist noch das Integrationsgate der in der Kalibration benutzten ADC von 250 nsec eingezeichnet.

zur Intensitätsvariation, zu beheben, wird eine weitere gelbe LED benutzt, die von einem variablen Pulser angesteuert wird. Mit ihr werden Pulsbreiten von etwa 150 nsec erreicht. Alle drei LEDs sind auf einer gedruckten Schaltung montiert und vor das Supermodul geschraubt (siehe Abb. 4.4). Die Lichtverteilung wird über eine diffus reflektierende Haube durchgeführt, die die Frontseite des Supermoduls gleichzeitig vom Umgebungslicht abschirmt. Um die Lichtausbeute zu optimieren, befindet sich vor dem Supermodul eine reflektierende Spiegelfolie. In ihr befinden sich Löcher mit unterschiedlich großen Öffnungen, die die inhomogene Lichtverteilung auf der Supermoduloberfläche bei der Einkopplung in das Einzelmodul angleichen. Die Intensitätsüberwachung der Leuchtdioden wird über eine PIN-Photodiode³ durchgeführt, die auf der Front der reflektierenden Haube angebracht ist. Da diese Photodiode das Lichtsignal integriert, ist zur Vermeidung einer Übersteuerung durch die lange Pulsdauer der blauen Leuchtdiode ein Gelbfilter vor ihr angebracht, der dieses Signal abschwächt. Da PIN-Dioden unter Umständen eine schwache Temperaturabhängigkeit zeigen, ist außerdem noch ein Temperatursensor in direktem thermischem Kontakt mit jeder Photodiode eingebaut. Es stellte sich allerdings bei Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit heraus, daß diese bei der verwendeten Photodiode vernachlässigbar klein ist ([Pei96]).

³Eine Diode mit **p**-intrinsic-**n** Halbleiterübergang

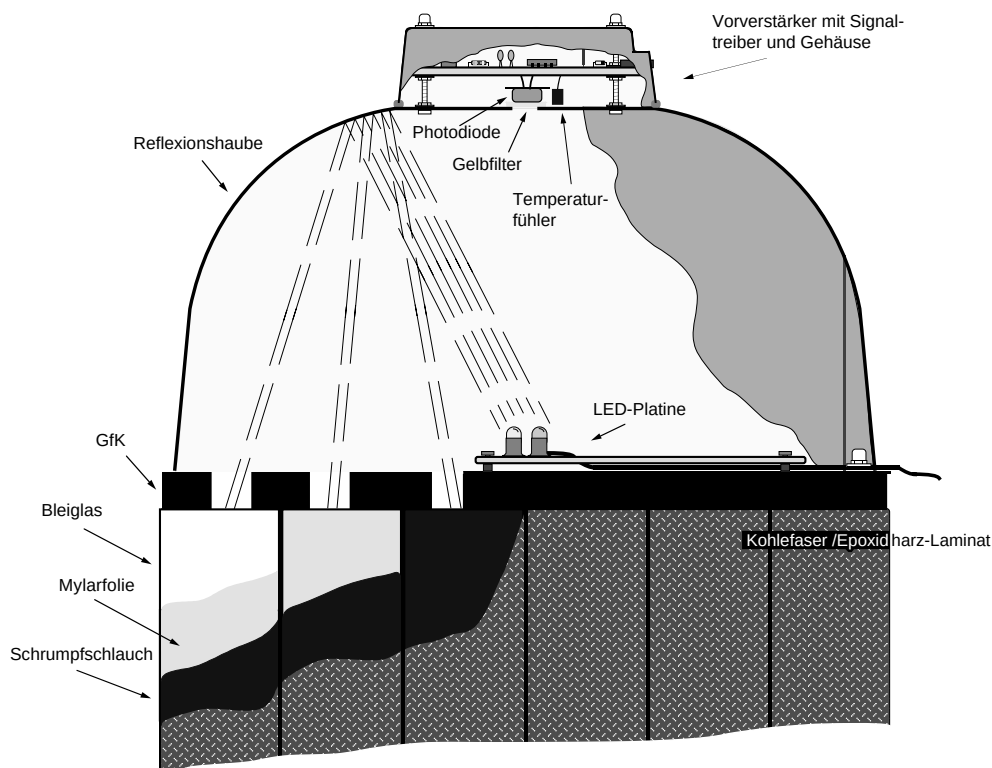


Abbildung 4.4: Detailansicht des Referenzsystems eines Supermoduls mit Leuchtdioden, Reflexionshaube und PIN-Photodiode. Außerdem ist der Aufbau eines Moduls mit aluminisierter Mylarfolie zur Reflexionsverbesserung und Schrumpfschlauch zur Vermeidung von Übersprechen zwischen den Modulen zu erkennen (Zeichnung von N. Heine).

4.2.3 Die Hochspannungsversorgung

Aus Erfahrungen früherer Experimente mit konventionellen Hochspannungsversorgungen wurde für das Bleiglaskalorimeter ein neues Hochspannungssystem entworfen. Konventionelle Systeme arbeiten auf Basis großer zentral installierter Netzteile. Passive Basen an den Photomultipliern versorgen hierbei die einzelnen Dynoden über eine Spannungsteilerschaltung. Dieses System würde aufgrund der hohen Verlustleistung zu thermischen Problemen am Detektor führen. Zusätzlich wäre ein solches System aufgrund der für jeden Photomultiplier einzusetzenden Hochspannungskabel sehr kosten-aufwendig. Daher ist für den LEDA-Detektor ein neues Hochspannungssystem auf der Basis aktiver Spannungsversorgungen direkt an den Photomultipliern entwickelt worden [Neu95]. Diese bestehen aus einer getakteten Spannungserzeugung mit angekoppelter Greinacher-Kaskade, die über Spannungsvervielfacher die benötigten Spannungen

für die Dynoden direkt erzeugt. Ein auf der Base integrierter Regelkreis überwacht die erzeugte Spannung und vergleicht sie mit einem extern gelieferten und intern zwischengespeicherten Soll-Wert. Die Basen können über ein Steuerungssystem individuell programmiert werden. Dies wird über speziell entwickelte VME-Module (die sogenannten *HIVOCs*⁴) durchgeführt, von denen jedes 4×512 einzelne Basen ansteuern kann. Über diese Steuerung können auch die aktuell anliegenden Hochspannungen zu Kontrollzwecken ausgelesen werden. Insgesamt können die Hochspannungen aller Multiplier des LEDA-Detektors innerhalb einer Sekunde ausgelesen bzw. neu programmiert werden.

4.2.4 Das Analog-Digital-Wandler-System

Auch das Auslesesystem des Bleiglasdetektors ist eine Spezialentwicklung. Bei der Verwendung kommerzieller ladungssensitiver ADC⁵ entfällt ein großer Anteil der Kosten auf die Verzögerung der Signale durch entsprechend lange Koaxialkabel. Da im Experiment nicht kontinuierlich gemessen, sondern die Messung einzelner Ereignisse ausgelöst (*getriggert*) wird, muß die Verzögerung die Zeit überbrücken, die die Triggerdetektoren und -elektronik für eine EreignisSelektion benötigt. Außerdem wird eine Vorselektion der Ereignisse nach der Zentralität über eine elektronische Summierung von MIRAC-Signalen ähnlich der E_T -Berechnung vorgenommen. Im WA98-Experiment wären Kabel von etwa 110 Meter nötig gewesen, was entsprechende Kosten verursacht hätte. Zusätzlich zu den Kosten, die die Verzögerungskabel erzeugen würden, verbietet die schon früher erwähnte spätere Nutzung des BleiglasKalorimeters am Collider-Experiment PHENIX aus Platzgründen die Benutzung dieser Methode. Daher wurden am Oak Ridge National Laboratory (ORNL), Tennessee, ein neuer ADC-Typ entwickelt, der ohne diese zusätzlichen Verzögerungsleitungen auskommt, da er bereits eine elektronische Verzögerung auf der Platine enthält [You94]. Die grundsätzliche Funktionsweise dieses ADC unterscheidet sich stark von der klassischer Wandler. Deshalb soll sie im Folgenden etwas eingehender beschrieben werden.

Abb. 4.5 zeigt ein Blockschaltbild des ADC. Das Signal des Photomultipliers gelangt zuerst auf einen ladungsintegrierenden Vorverstärker. Zur Steigerung der Auflösung bei niedrigen Signalen wird das integrierte Signal in einem Verstärker um etwa einen

⁴High Voltage Controller

⁵Analog Digital Converter

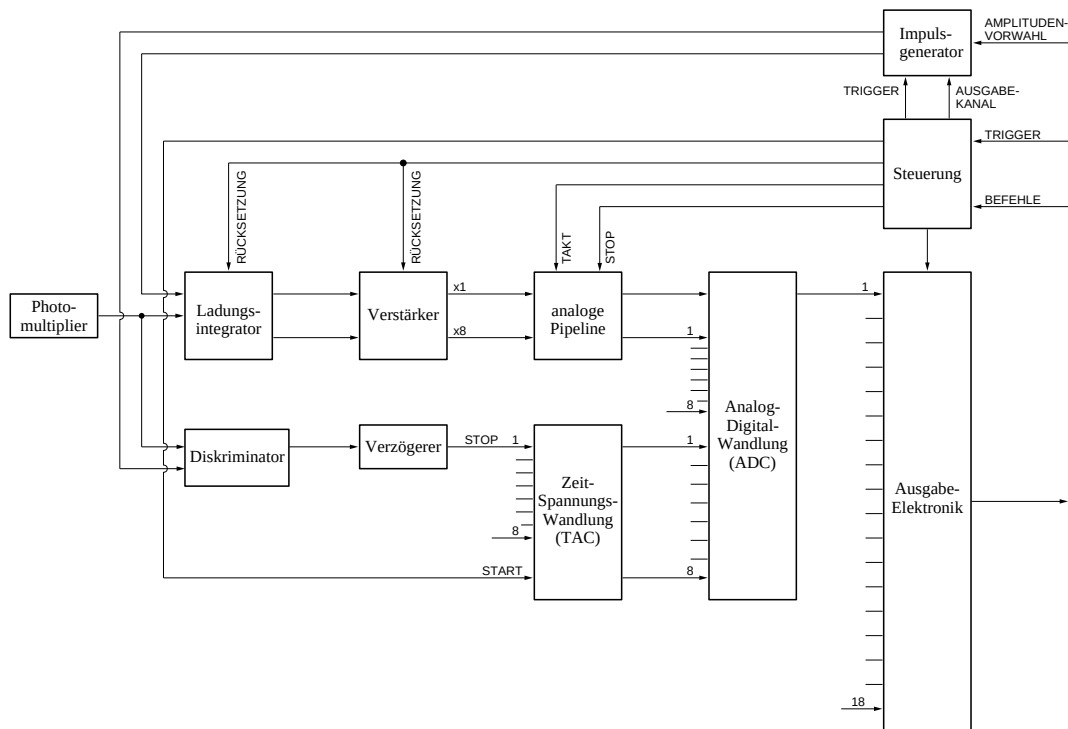


Abbildung 4.5: Blockschaltbild des am ORNL für das Bleiglaskalorimeter LEDA entwickelten ADC-Systems mit der zur Verzögerung der Signale benutzten analogen Pipeline (siehe Text). Es ist ein einzelner Auslesekanal dargestellt.

Faktor 8 weiterverstärkt. Der ADC teilt sich in zwei identische Zweige, wobei in einem das insgesamt niedriger verstärkte, in dem anderen das hochverstärkte Signal weiterverarbeitet wird. Die Speicherung bzw. Verzögerung des Signals erfolgt in einer analogen Pipeline, auch Eimerkettenspeicher genannt, die aus je 16 Speicherzellen bestehen. Die Taktfrequenz der Pipeline beträgt 20 MHz, d.h. der Zellenabstand beträgt 50 ns. Die eigentliche Messung des Signals wird nun durch Digitalisierung einer Speicherzelle die zeitlich kurz vor dem Signal lag (das sogenannte *Pre-Sample*) und einer Zelle nach dem Signal (*Post-Sample*) durchgeführt. Dazu wird die Pipeline bei Eintreffen eines Triggersignals angehalten. Die Speicherzelle, während der dieses Signal aufgetreten ist, wird als *Triggerzelle* bezeichnet. Von dieser rückwärts gehend wird nun mit einem Abstand von 6 Zellen die Post-Sample-Zelle und von dieser in weiteren 6 Zellen Abstand die Position des Pre-Samples bestimmt. Dadurch erreicht man eine Verzögerung von 450 nsec, wenn man davon ausgeht, daß sich das Signal in der Mitte zwischen den

Sample-Zellen befindet. Die Spannungen der beiden Zellen werden dann von einem ADC in digitale Informationen umgewandelt. Hierbei bezeichnet ADC nur die zur eigentlichen Analog-Digital-Wandlung benötigte Elektronik. Die Abkürzung ADC oder ADC-System wird aber auch für das gesamte hier beschriebene System benutzt.

Die so gewonnenen Werte von Pre- und Post-Sample werden dann von der Datenerfassung ausgelesen. Daraus kann später über Differenzbildung die Menge der aufintegrierten Ladung bestimmt werden. Auf diese Weise läßt sich zum einen das sogenannte Pedestal unterdrücken, das durch Gleichspannungsoffsets und Rauschen in der Elektronik erzeugt wird und bei konventionellen Wandlern durch zusätzliche Ladungen das Ergebnis verfälschen kann. Zum anderen wird vermieden, daß bei schnell aufeinanderfolgenden Signalen diese nicht mehr getrennt werden. Dazu besitzt der Integrator eine Abfallkonstante, die lang genug ist, um das Signal nicht zu stark zu verfälschen, aber kurz genug sein muß, um beim Eintreffen des nächsten Signals den Integrator möglichst weit entladen zu haben. Eine Veranschaulichung des Wandlungsprinzips befindet sich in Abb. 4.6. Hier ist zu erkennen, daß bereits der Wert in der Post-Zelle von dem geringen Ladungsabfall verändert wird, was aber zusätzlich korrigiert werden muß, um die angestrebte Genauigkeit der Messung zu erreichen (siehe Kapitel 5.2).

Zusätzlich ist in dem ADC-System die Möglichkeit gegeben, die Relativzeit der Photomultipliersignale zum Trigger zu bestimmen. Dazu werden die Signale auf Diskriminatoren⁶ geführt, die eine eindeutige Festlegung der Signalzeit erlauben. Diese werden dann über TAC⁷ in eine zur Zeitdifferenz proportionale Spannung umgewandelt, aus denen dann ein digitales Signal gewonnen wird. Über diese Zeitinformation ist eine Unterscheidung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern prinzipiell möglich, da diese aufgrund ihrer Entstehungsmechanismen ein unterschiedliches Zeitverhalten zeigen sollen. Hadronische Schauer entstehen im Mittel tiefer im Bleiglas als elektromagnetische, die sich schon nach wenigen Strahlungslängen gebildet haben. Dadurch erreicht das Signal eher die Photokathode des Multipliers, da die Teilchengeschwindigkeit höher als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist. Allerdings zeigen erste vorläufige Analysen noch keine Hinweise darauf, daß die erreichte Zeitauflösung ausreicht, um diese Diskriminierung durchzuführen. Eine Untersuchung des Zeitsignals von Hadronen und Photonen mit Hilfe einer Simulation findet sich in [Büs97]. Zu Testzwecken ist in dem ADC-System ein programmierbarer Pulsgenerator enthalten, über

⁶Es wurden CFD, **C**onstant **F**raction **D**iscriminators implementiert.

⁷**T**ime **A**mplitude **C**onverter

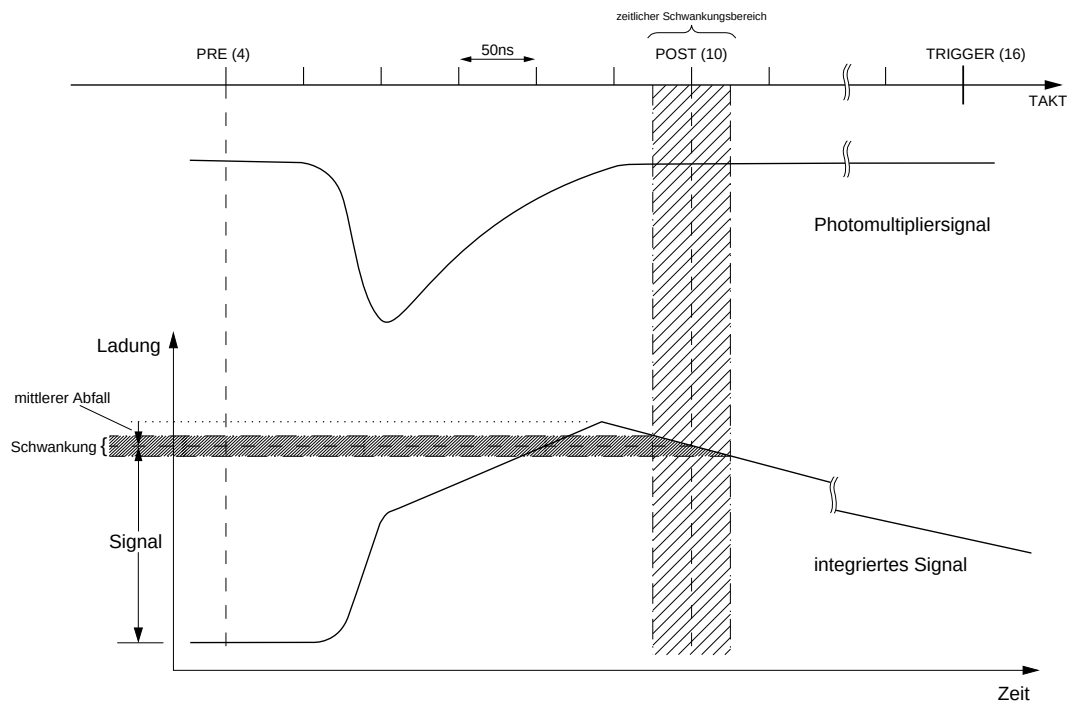


Abbildung 4.6: Darstellung der Arbeitsweise des ADC-System mit Integration des Photomultipliersignals und Speicherung in der Analog-Pipeline. Zusätzlich ist der Abfall des Signals eingezeichnet, der durch die Abfallkonstante des Integrators bedingt ist.

den man anstelle der Photomultiplier Signale auf die Ausleseelektronik geben und so deren Verhalten untersuchen kann.

Entgegen der ursprünglichen Planung, jedes Supermodul mit einem eigenen ADC-Board mit 24 Kanälen auszurüsten, wurden aus Kostengründen jeweils 6 Supermodule von einem ADC-System mit nun 144 Einzelkanälen ausgelesen. Die so gewonnen Daten wurden dann nach der Übertragung zur Datenerfassung zuerst von Signalprozessoren vorverarbeitet. Hierbei wurde eine Null- bzw. Rauschunterdrückung über einstellbare Schwellen durchgeführt, um das Datenvolumen zu reduzieren. Danach folgte die Weiterverarbeitung in der eigentlichen Datenerfassung und die Speicherung auf Band.

4.3 Die Kalibration des Detektors

Zur Kalibration mußten die obere und untere Hälfte des Bleiglasdetektors nochmals jeweils in der Mitte geteilt konstruiert werden. Sie hätten sonst an dem am CERN

zur Verfügung stehenden Meßstand wegen der zur großen Breite und des Gewichts nicht kalibriert werden können. Diese Teile, die sogenannten Quadranten, wurden in zwei Strahlzeiten im Herbst 1993 und Frühjahr 1994 getestet und geeicht. Dabei wurde ein aufgeweiteter Elektronenstrahl mit einer Energie von 10 GeV zentral zwischen je vier Module eingeschossen. Hierdurch und durch die damit verbundene und weiter unten erklärte Auswertemethode, konnte die zur Gesamtkalibration benötigte Zeit stark reduziert werden, da nun 4 Module auf einmal kalibriert werden konnten. Die Statistik und damit die eigentliche Meßzeit entsprach zwar in etwa der einer konventionellen Kalibration mit zentralem Einschuß in Einzelmodule, allerdings mußte zur Kalibration von vier Modulen der Detektor nur eine anstatt vier Positionen anfahren. Dadurch reduzierte sich die Zeit, die für das sehr aufwendige Verfahren des Meßstandes benötigt wurde, stark.

Zur Analyse der so gewonnenen Kalibrationsdaten wurde eine spezielle an das von der NA12-Kollaboration entwickelte Verfahren zur Kalibration des GAMS4000-Detektors angelehnte Methode benutzt, die auf einer iterativen Anpassung der Gainfaktoren⁸ beruht [Mou85]. Bei dieser Methode wird in einem Durchgang durch die Daten für alle vier vom Elektronenstrahl getroffenen Module ein Satz von Gainfaktoren berechnet. Außerdem ist man im Gegensatz zu anderen Methoden nicht vom Eintreffort der Elektronen abhängig. In der GAMS-Methode wird für jedes Ereignis aus den vorhandenen Gainfaktoren und den in den jeweiligen Modulen deponierten Energien⁹ eine Energiesumme über eine bestimmte Anzahl von Modulen ermittelt. Bei den bei der Kalibration benutzten 10 GeV-Elektronenstrahl wurde ein 4×4 Block, d.h. eine *Summe-16*, benutzt. Aus der Abweichung dieser von der tatsächlichen Energie E_0 werden neue Korrekturen $g(n)_i$ der Gainfaktoren bestimmt. Es ergibt sich der Korrekturfaktor, berechnet aus dem n -ten Ereignis, zu:

$$g_n(i) = g_{n-1}(i) \frac{\sum_{k=1}^n w_{i,k}}{\sum_{k=1}^{n-1} w_{i,k} + w_{i,n} E_{sum}^n / E_0} \quad (4.4)$$

Hierbei bedeutet:

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

⁸eigentlich: Verstärkungs- und Umrechnungsfaktoren

⁹genauer: die vom jeweiligen ADC gemessene Ladungsmenge in ADC-Kanälen

Die gemessenen Modulenergien $E_{i,n}$ und die alten, korrigierten Gainfaktoren $g_{n-1}(i)$ werden bei der Berechnung mitbenutzt. Es bezeichnet $ADC_{i,n}$ den ADC-Wert des jeweils betrachteten Moduls i . Es werden nur neue Korrekturen für ein Modul berechnet, wenn die in diesem im jeweiligen Ereignis n gemessene Energie $E_{i,n}$ mehr als 30% der Strahlenergie E_0 beträgt. Die jeweils gewonnenen Korrekturen $g_n(i)$ werden multipliziert und ergeben so die nach einem Durchlauf durch die Daten gewonnenen neuen Gainfaktoren. Diese werden nun als Startwerte für eine weitere Iteration durch die Daten benutzt. Die Verteilung der aus einer Iteration bestimmten Gainfaktoren ist als Maß für die Konvergenz der Methode zu betrachten.

Da diese Methode Startwerte für die Gainfaktoren benötigt (und die Konvergenz der Methode von der Qualität derselben abhängt), wurde eine Vorkalibration mit Einzelmodulspektren durchgeführt. Hierzu wurden verschiedene Methoden untersucht (siehe [Cla96]). Es zeigte sich, daß die Gainfaktoren sich nach drei Iterationen soweit stabilisiert hatten, wie es durch die benötigte Genauigkeit gefordert war. Nach der Konvergenz der Methode ergibt sich nun ein endgültiger Gainfaktor g_{kal} nach :

$$g_{kal} = \frac{\prod_{n=1}^{n_{max}} g_n(i)}{g_v(i)} \frac{10 \text{ GeV}}{487,5} \quad (4.5)$$

Hierbei läuft das Produkt über alle berechneten Korrekturen und g_v bezeichnet den Startwert der Gainfaktoren. 487,5 ist die willkürlich festgelegte Position eines Summensignals für ein 10 GeV-Elektron, um die Umrechnung von ADC-Kanalzahlen in Energien zu liefern.

4.4 Die Parameter des Detektors

Während der Kalibrationstrahlzeiten wurden spezielle Messungen zur Bestimmung der Basisparameter wie Orts- und Energieauflösung des Detektors durchgeführt. Die Ergebnisse der Energieauflösung sind in Abb. 4.7 für verschiedene Methoden der Energiesummation zusammengefaßt.

Die Energieauflösung des Detektors unter idealen Bedingungen läßt sich danach mit folgender Formel parametrisieren:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + b^2} \quad (4.6)$$

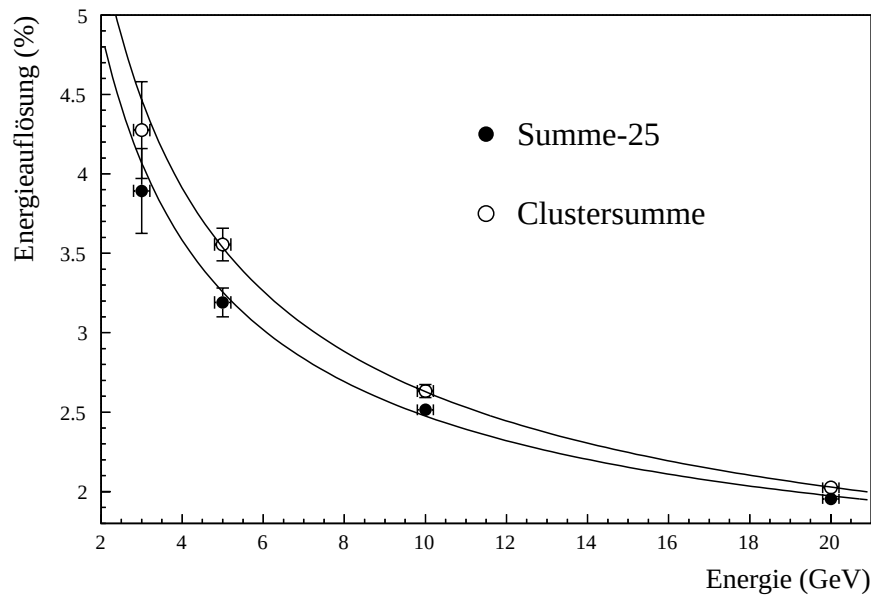


Abbildung 4.7: Die Auflösung des Bleiglaskalorimeters LEDA bei unterschiedlichen Elektroneneinschußenergien nach [Cla96]. Die Datenpunkte wurden auf zwei unterschiedliche Arten bestimmt. Bei der *Summe-25* werden die Signale in einer 5×5 -Matrix um den Einschußort aufsummiert. Die *Clustersumme* benutzt den auch bei der Messung im Experiment eingesetzten Clusteralgorithmus, der selbsttätig nach einem zusammenhängenden Treffer sucht (siehe auch Kapitel 5.5.1).

Bei einer Anpassung der Funktion an die in Abb. 4.7 gezeigten Datenpunkte ergeben sich folgende Parameter:

	$a(\%)$	$b(\%)$
Summe-25	6.7 ± 0.2	1.3 ± 0.1
Clustersumme	7.5 ± 0.2	1.1 ± 0.1

Hierbei bezeichnet die Zeile *Summe-25* die Parameter, die sich bei Benutzung einer einfachen Energiesumme über die 25 um den Einschußort liegenden Module ergeben. Bei der mit *Clustersumme* bezeichneten Zeile werden die in die Summe eingehenden Module durch einen sogenannten *Clusteralgorithmus* erkannt. Er sucht nach zusammenhängenden Gebieten, in dem alle Einzelmodule Signale über einer bestimmten unteren Schwelle zeigen. Diese Methode wird auch in der späteren Datenanalyse zur Treffererkennung eingesetzt (siehe Kapitel 5.5.1).

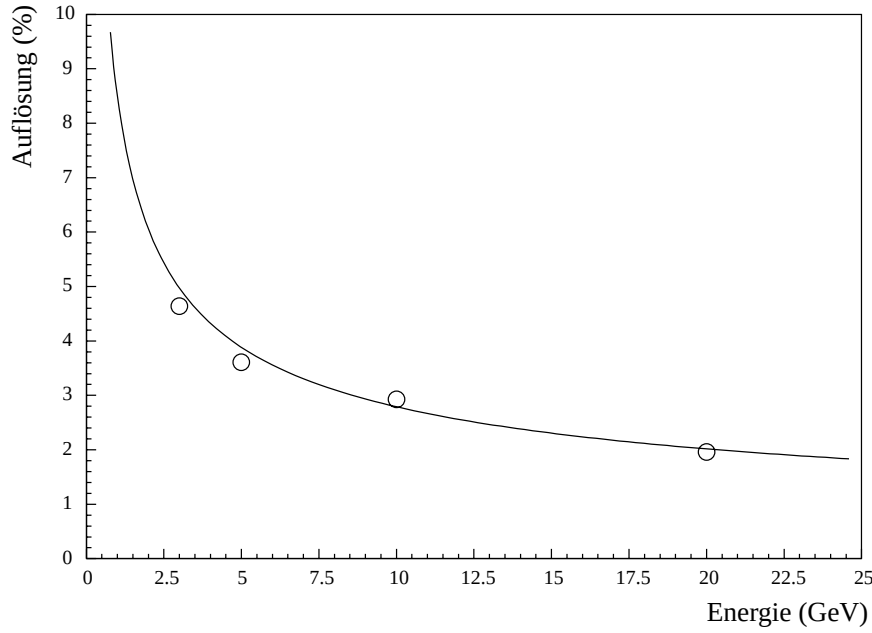


Abbildung 4.8: Die Ortsauflösung des Bleiglaskalorimeters LEDA bei unterschiedlichen Elektroneneinschußenergien nach [Sch94a]. Es ist ein Elektronenstrahl benutzt worden. Die Bestimmung des realen Einschuforts wurde mit einer Delay-Line-Wire-Chamber durchgeführt. Die eingezeichnete Funktion ist die Anpassung Gl.4.9.

Ebenso wurden in den Kalibrationstrahlzeiten Daten zur Bestimmung der Ortsauflösung des Detektors bei verschiedenen Einschufenergien gemessen. Dazu wird der Schauerschwerpunkt nach folgender Gleichung bestimmt:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \quad (4.7)$$

Hierbei läuft der Index i über alle zum Cluster gehörenden Module. Allerdings muß dieser Ort noch korrigiert werden, da, wie in [Pei87] gezeigt, durch die in radialer Richtung exponentielle Schauerform sich der nach Gl. 4.7 berechnete Schauerschwerpunkt nicht linear zum tatsächlichen Eintreffort der Teilchen verhält. In [Pei87] wird daher zur Korrektur folgende Formel entwickelt:

$$\bar{x}_{\text{kor}} = d \left[\frac{\bar{x}}{d + \frac{1}{2}} \right] + \mu \cdot \sinh^{-1} \left(\frac{\bar{x} - d \left[\frac{\bar{x}}{d + \frac{1}{2}} \right]}{c} \right) \quad (4.8)$$

Hierin stehen die eckigen Klammern für den gaußschen Klammeroperator, der die nächst kleinere oder gleiche ganze Zahl, bezogen auf das Argument bestimmt. d ist die

Modulbreite, c und μ sind aus vorher durchgeführten Parametrisierungen bestimmt worden.

Zur Bestimmung des realen Einschufortes wurde eine Delayline-Wire-Chamber benutzt. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.8 dargestellt. Die eingezeichnete Anpassungsfunktion lautet [Sch94a]:

$$\frac{(8,35 \pm 0,25) \text{ mm}}{\sqrt{E/1\text{GeV}}} + (0.15 \pm 0,07) \text{ mm} \quad (4.9)$$

5. Datenanalyse

Die Analyse der Daten wurde in mehreren Schritten durchgeführt. Im ersten Schritt wurde im sogenannten *Prep-Scan* eine Analyse der Referenzdaten und eine Voranalyse der physikalischen Daten durchgeführt. Hierbei sollte eine Kontrolle bzw. Korrektur der Verstärkungsschwankungen des Detektors, sowie eine allgemeine Untersuchung auf Konsistenz und Verwertbarkeit der Daten durchgeführt werden. In einer zweiten Analyse der Daten wurden dann aus den rohen ADC-Informationen physikalische Eigenschaften der Treffer extrahiert. In diesem *DST¹-Scan* wurde die Umrechnung auf Energien und die Treffererkennung durchgeführt. Als Ergebnis wurden Listen mit Treffern und deren physikalischen Eigenschaften, wie Energie, Impuls, Schauerbreite etc. in einem speziellen Datenformat ausgegeben. Hierbei wurden die Daten auch mit Mustern simulierter Teilchen überlagert, die für die Bestimmung der in Kapitel 5.8.5 erläuterten Nachweiseffizienz benutzt wurden. Im letzten Analyseschritt wurde die eigentliche physikalische Analyse durchgeführt. Es wurde die Nachweiseffizienz für Photonen und neutrale Pionen bestimmt, verschiedenen Korrekturen auf die erhaltenen Spektren angewandt und Wirkungsquerschnitte berechnet. Die einzelnen Schritte sollen im Folgenden detaillierter beschrieben werden.

5.1 Funktionskontrolle des ADC-Systems

Im ADC-System zeigten sich in der ersten Schwerionenstrahlzeit 1994 einige Probleme. So traten häufiger Auslesefehler bzw. ein kompletter Ausfall einzelner ADC-Boards auf, die die Analyse der Daten sehr kompliziert machten. Genauere Untersuchungen hierzu finden sich in [Cla96, Boh96]. Durch konstruktive Änderungen an den ADCs konnten diese Probleme in den darauffolgenden Strahlzeiten weitestgehend vermieden werden. Es traten nur noch vereinzelt Auslesefehler auf.

Es waren im wesentlichen zwei Arten von Fehlern zu beobachten. Die eine machte sich durch eine starke Abweichung des Verhältnisses von hoch- zu niedrigverstärkendem

¹Data Summary Tape

Kanal vom Normalverhalten, bzw. durch fehlerhafte Werte in der Pre-Zelle (Amplitude < 750), bemerkbar. Diese Kanäle wurden im Prep-Scan als für dieses Ereignis defekt markiert. Falls mehr als 25 defekte Kanäle auftraten, wurde das Ereignis vollständig von der Analyse ausgeschlossen. Der zweite Fehler betraf den Ausfall eines kompletten ADC-Boards, welches durch fehlerhafte Informationen im Ereignis-Header auffiel, der bei jedem Ereignis zur Kontrolle mit ausgelesen wurde. In diesen sind die programmierten Parameter des jeweiligen ADC-Boards enthalten (z.B. die Abstände der Pre- und Post-Zellen) und erlauben somit eine ständige Kontrolle dieser Werte. Falls diese Werte durch Programmierfehler oder sonstige Effekte verändert wurden, ist die korrekte Funktion des ADCs nicht mehr gewährleistet und er darf bis zur neuen Programmierung dieser Werte in der Analyse nicht verwendet werden. Da diese Fälle, wie auch die oben erwähnten Fehler, nur sehr selten auftraten ($< 0.5\%$), konnte auf diese Ereignisse komplett verzichtet, werden ohne die zur Verfügung stehende Statistik besonders einzuschränken [Blu98].

5.2 Korrekturen des ADC-Signals.

Vor der eigentlichen Datenanalyse müssen aufgrund der neuartigen ADC diverse Korrekturen angebracht werden. Eine detaillierte Beschreibung dieser Analysen findet man in [Blu98].

Wie in 4.2.4 bereits beschrieben, wird das Signal aus der Differenz einer Post- und einer Pre-Zelle des ADC bestimmt. Dabei wird das bei konventionellen Digitalwandlern auftretende Pedestal bereits unterdrückt. Allerdings ist, bedingt durch die Konstruktion dieser speziellen ADC, auch bei fehlendem Signal diese Differenz nicht null, sondern hat im allgemeinen einen kleinen negativen Wert. Dieser muß, um exakte Ergebnisse zu erhalten, korrigiert werden. Dazu wurden während der Strahlzeiten in regelmäßigen Abständen Daten ohne die normalerweise in den DSP-Boards durchgeführte Null-Unterdrückung aufgenommen. Aus diesen kann dann für jeden Kanal individuell die benötigte Korrektur bestimmt werden. Sie ist in einer Datenbank gespeichert und wird bei der weiteren Analyse benutzt.

Zusätzlich wird eine Anpassung der für jeden Kanal vorhandenen zwei Verstärkungsbereiche durchgeführt. Dieses kann mit zwei unterschiedlichen Methoden geschehen. In der einen wird der auf jedem ADC befindliche variable Pulser benutzt,

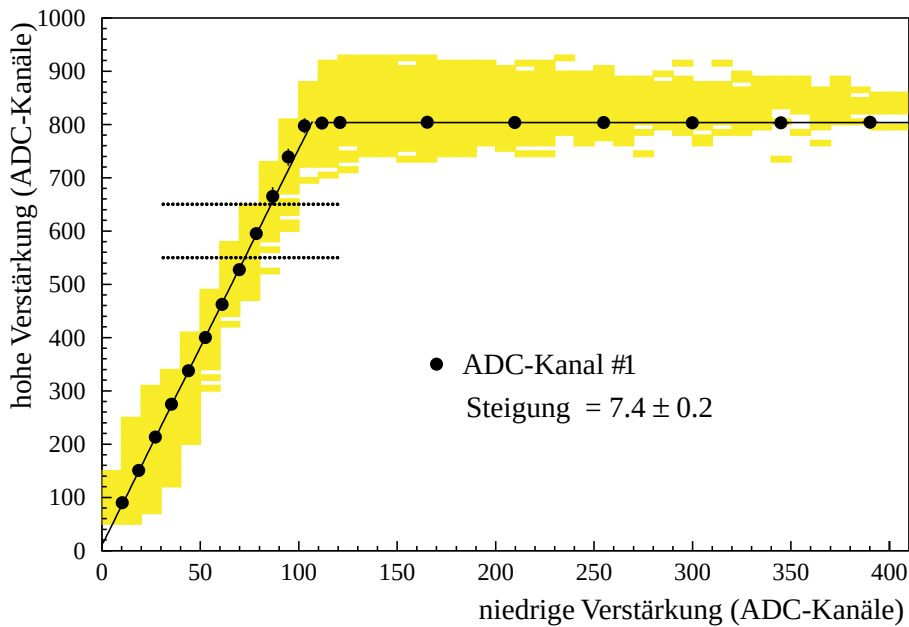


Abbildung 5.1: Beispiel für die Bestimmung der relativen Verstärkung der beiden ADC-Kanäle mittels des variablen ADC-Testpulsers. Es ist der Wert des Kanals mit hoher gegen den mit niedriger Verstärkung bestimmt über den variablen Pulser des ADC gezeichnet. In dem Bereich, in dem der hochverstärkende Kanal noch nicht in Sättigung ist, wurden die Werte durch eine Gerade angepaßt, aus der sich der relative Verstärkungsfaktor ergibt. Die gestrichelten Linien geben den Übergangsbereich an, in dem vom hoch- in den niedrigverstärkenden Kanal umgeschaltet wird. Der grau schattierte Bereich ergibt sich aus der Benutzung physikalischer Daten aller Detektormodule [Blu98].

um den dynamischen Bereich der beiden Kanäle jedes Moduls zu vermessen. Durch eine Auftragung der Werte des Kanals mit hoher Verstärkung gegen den mit niedriger Verstärkung läßt sich der relative Verstärkungsfaktor für jeden Kanal bestimmen. Ein Beispiel ist in Bild 5.1 gezeigt.

Die zweite Methode benutzt reale physikalische Daten. Man kann in Bereichen, in denen sich der hochverstärkende Kanal noch nicht in Sättigung befindet, das jeweilige Verhältnis der beiden Kanäle akkumulieren, um hieraus den relativen Verstärkungsfaktor zu bestimmen. Durch die deutlich höhere Statistik läßt sich hiermit der Faktor deutlich genauer als durch die erste Methode bestimmen. Die Verteilung der so bestimmten relativen Verstärkungsfaktoren ist in Abb. 5.2 gezeigt. Sie sind individuell

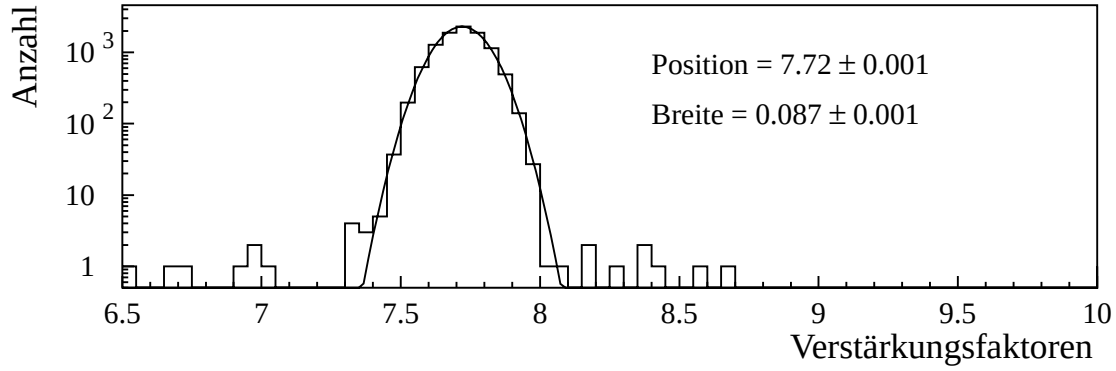


Abbildung 5.2: Verteilung der relativen Verstärkungsfaktoren, bestimmt aus dem Verhältnis physikalischer Ereignisse. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassung einer Gauß-Funktion an die Daten [Blu98].

für jeden Kanal in einer Datenbank gespeichert. Falls sich für einen Kanal kein Wert bestimmen läßt, wird der Mittelwert von 7,72 benutzt.

Innerhalb der in Abb. 5.1 als gestrichelte Linien eingezeichneten Grenzen wurde aus den ADC-Werten des hoch- und niedrigverstärkenden Kanals nach Gl. 5.1 der endgültige ADC-Wert berechnet.

$$ADC = ADC_{low}(1 - W) \times R + ADC_{high} \times W \quad (5.1)$$

$$\text{mit } W = \begin{cases} 1 & \text{für } ADC_{high} < T - C \\ 0 & \text{für } ADC_{high} > T \\ \frac{T - ADC_{high}}{C} & \text{sonst} \end{cases}$$

Als Parameter wurde mit $T = 650$ der Punkt definiert, an dem alleine der niedrigverstärkende Kanal benutzt wird, mit $C = 100$ ist die Breite des Bereichs festgelegt, R bezeichnet den vorher bestimmten relativen Verstärkungsfaktor des jeweiligen Kanals. Durch Gl. 5.1 konnte ein sprunghafter Übergang vermieden werden. Oberhalb des gekennzeichneten Bereiches wurde der mit dem Verstärkungsfaktor R multiplizierte Wert des niedrig-, unterhalb einfach der des hochverstärkenden Kanals benutzt.

Eine weitere wichtige Korrektur wird dadurch notwendig, daß sich die Integratoren des ADC (und auch die Speicherzellen) ständig entladen. Dies ist zum einen ein gewollter Effekt, um den Integrator beim Eintreffen eines neuen Signals möglichst vollständig entladen zu haben, andererseits folgt hieraus schon ein Absinken des Signals, während

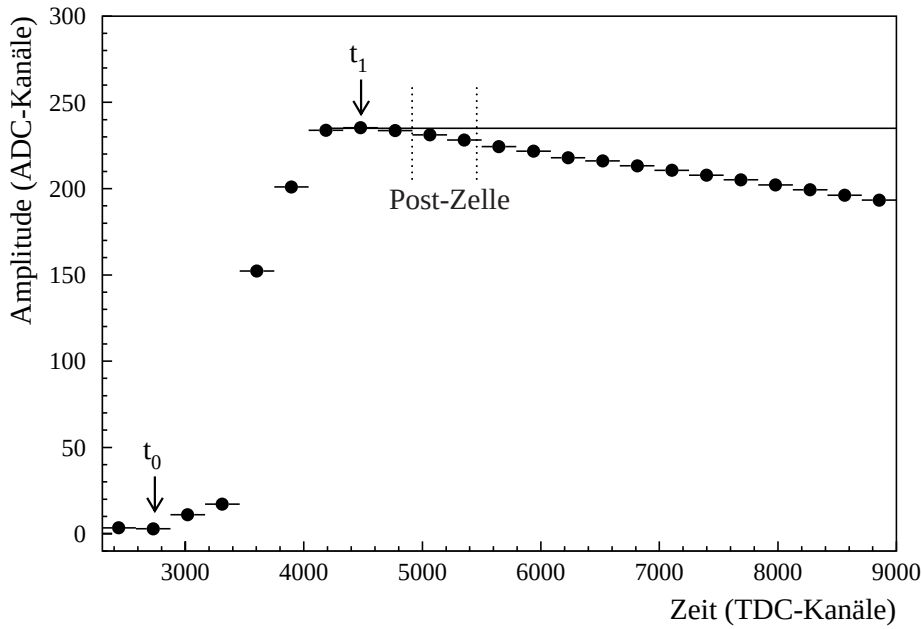


Abbildung 5.3: Der zeitliche Verlauf des integrierten Signals der ADC, bestimmt aus den Signalen der Avalanche-LED. Der Zeitpunkt t_0 bestimmt in etwa den Beginn des Signals, der Punkt t_1 entspricht dem Ende. Die durchgezogene Linie symbolisiert das Ergebnis der Ladungsabfallkorrektur [Blu98].

es integriert bzw. gespeichert wird. In Abb. 5.3 wird der Effekt verdeutlicht. Das Signal beginnt zum Zeitpunkt t_0 . Wenn das Signal integriert wird, ergibt sich ein sprunghafter Anstieg der Ausgangsamplitude des Integrators. Zum Zeitpunkt t_1 ist das Signal vollständig integriert. Wenn das Post-Sample gespeichert wird (eingezeichnet durch die gestrichelten Linien), ist das Signal bereits etwas abgefallen. Da dieser Effekt zudem noch amplitudenabhängig ist, kann er nicht vernachlässigt werden. Er ist abhängig von der Lage der Post-Zelle, aber auch von der relativen Lage des Triggersignals zum Takt, mit dem die Zellen beschrieben werden. Diese wurde mit einem zusätzlichen TDC² in jedem Ereignis gemessen. Eine ausführliche Beschreibung dieser Korrektur findet sich in [Blu98].

²Time Digital Converter

5.3 Bestimmung der zeitabhängigen Eichfaktoren

Um eine exakte Datenanalyse zu gewährleisten, mußten die während der und zwischen den Strahlzeiten auftretenden Verstärkungsänderungen der Photomultiplier korrigiert werden. Dazu wurden aus den Daten des Referenzsystems zeitabhängige Eichfaktoren bestimmt, indem im Prep-Scan Spektren der verschiedenen LED-Signale sowohl für alle Photomultiplier wie auch für die PIN-Dioden gefüllt wurden. Die sich ergebenden Signalverteilungen wurden mit einer Gaußfunktion angepaßt und die daraus resultierenden Mittenlagen (oder *Peak*-Lagen) für die Bestimmung der Korrektur benutzt. Dazu wurde nach Gl. 5.2 eine Beziehung $U(t)$ zwischen den LED-Peak-Lagen eines Referenzzeitpunktes $t = 0$, auf den auch die zeitunabhängigen Kalibrationsfaktoren U_0 nach Gl. 5.3 bezogen wurden und denen des aktuellen Runs zum Zeitpunkt t hergestellt [Blu98]:

$$U(t) = \left(\frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}} \right)_{t=0} \times \left(\frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}} \right)_t \quad (5.2)$$

$$U_0 = \left(\frac{PM_{LED}}{PIN_{LED}} \right)_{Kalibration} \times \left(\frac{PIN_{LED}}{PM_{LED}} \right)_{t=0} \times g_{kal} \times f_{LED} \quad (5.3)$$

Hierbei wird mit PM_{LED} und PIN_{LED} die aus dem Gaußfit gewonnene Peak-Lage der jeweiligen LED in Photomultiplier und PIN-Diode bezeichnet. g_{Kal} bezeichnet den aus der Kalibration bestimmten Eichfaktor. Mit dem Faktor f_{LED} wird die unterschiedliche Antwort der neuen ADCs auf die LED-Signale beschrieben [Boh96]. Der Zeitpunkt $t = 0$ ist auf Run 3000 definiert. Die Korrektur wurde für jeden Run aus den mit der Avalanche-LED gewonnenen Daten extrahiert und in einer Datenbank gespeichert. Nur falls die Daten dieser LED bestimmten Kriterien nicht genügten, wurde auf die Messungen mit der variablen gelben LED zurückgegriffen. Ebenso wurden ganze Runs, in denen sich Probleme aus den LED-Daten zeigten, wie z.B. Verstärkungssprünge während der Messung, erkennbar an einer Doppelpeakbildung, von der Analyse ausgeschlossen [Blu98].

5.4 Eichfaktorkontrolle und -korrektur

Während der Analysen wurde, wie in [Blu98] ausführlich beschrieben, eine Kontrolle der Eichfaktoren mittels des mittleren ADC-Wertes jeden Kanals durchgeführt. Zusätzlich konnten hiermit einige der Module, bei denen aus technischen Gründen eine Eichung

mittels der Kalibrationsdaten nicht möglich war, noch kalibriert werden. Des weiteren konnten hiermit auffällige Kanäle erkannt und damit aus der eigentlichen Analyse ausgeschlossen werden. Diese Auffälligkeiten zeigten sich als Module, die ständig ein Signal zeigten, sogenannte *Sänger*, oder als Module, die nie oder nur sehr selten bzw. ungewöhnlich niedrige Signale lieferten.

5.5 Treffer- und Teilchenrekonstruktion

Unter Benutzung der im Prep-Scan gewonnenen Daten wurde eine zweite Analyse aller Runs durchgeführt. Mittels der in der Datenbank gespeicherten Korrekturfaktoren wurde aus den ADC-Signalen jedes Kanals ein Energiewert gewonnen. Mit diesen Energiemustern jedes Ereignisses mußte nun eine Treffer- und Teilchenerkennung durchgeführt werden, um physikalisch verwertbare Informationen zu erhalten. Die in diesem DST-Scan durchgeführten Schritte sollen nun kurz vorgestellt werden. Weitere Erläuterungen hierzu finden sich in [Blu98, Boh96, Cla96].

5.5.1 Finden und Entfalten von Energieclustern

Um eine sinnvolle Analyse zu ermöglichen, mußten als erstes in den örtlichen Energieverteilungen jedes Events zusammenhängende Gebiete, sogenannte *Cluster*, gefunden werden. Es wurde eine spezielle Analyseroutine zur Erkennung dieser Gebiete eingesetzt. Diese sucht zuerst örtliche Energiemaxima, um danach um diese Maxima herum nach einem Cluster, d.h. Modulen mit gemessenen Energien über einer unteren Schwelle, zu suchen. Hierbei wird eine Energieschwelle von 120 MeV für die Energiemaxima benutzt, die damit gleichzeitig eine untere Grenze der Teilchenmessung definiert. Die gefundenen Maxima werden zusammen mit Informationen über die lokalen Maxima innerhalb des Cluster zur Weiterverarbeitung gespeichert. Falls es mehrere lokale Maxima gibt, d.h. sich eventuell die Signale zweier oder mehrerer Teilchen örtlich überlagert haben, wird versucht diese mittels eines in [Boh96, Ber92] detailliert beschriebenen Verfahrens zu entfalten und so die Information über die diesen Cluster erzeugenden Teilchen zu erhalten.

Nach einer speziellen Gewichtung (siehe [Awe92]) werden danach die Schwerpunkte der so gewonnen Schauerverteilungen berechnet. Dazu wird in Gl. 4.7 die Energie E_i

als Wichtungsfaktor durch das nach Gl. 5.4 bestimmte ω_i ersetzt. Hierdurch entfällt die in Gl. 4.4 beschriebene nachträgliche Korrektur des Schwerpunktes.

$$\omega_i = \max \left\{ \log \frac{E_i}{\sum_i E_i} + \omega_{off}, 0 \right\} \quad (5.4)$$

Der Parameter ω_{off} wurde aus Simulationen [Büs97] zu 4,0 bestimmt. Hiermit ergibt sich über den geforderten Energiebereich die beste Ortsauflösung.

5.5.2 Energie- und Ortslinearisierung

Nach der erfolgten Entfaltung muß eine Linearisierung der Gesamtenergie des Clusters durchgeführt werden. Dieses ist nötig, da, wie Testmessungen gezeigt haben, die gemessene Gesamtenergie zum einen nicht linear mit der Energie des einfallenden Teilchens zunimmt und sie zum anderen vom Einfallswinkel abhängt. Bei hohen Energien reicht ein Teil des erzeugten Schauers aus dem aktiven Detektormaterial heraus und kann daher nicht zur Energiemessung genutzt werden, wogegen sich bei niedrigen Teilchenenergien der Schauer schon sehr weit vorne im Detektor entwickelt. Hierdurch erhält die Absorption der erzeugten Photonen einen größeren Einfluß und reduziert den meßbaren Anteil des Lichts. Bei schrägem Einfall vergrößert sich die effektive Detektorlänge, also ändert sich auch hier die gemessene Energie. Gleichzeitig ist in diesem Fall auch der Schauerschwerpunkt nicht mit dem Auftreffort des Teilchens auf der Oberfläche identisch, da ein Schauer im Mittel erst nach einer Strahlungslänge beginnt.

Zur Untersuchung dieser Effekte sind neben Messungen bei unterschiedlichen Teilchenenergien überwiegend Simulationen mit dem Detektorsimulationspaket GEANT [Gro94] durchgeführt worden [Kes95, Büs97]. Im Rahmen dieser Simulationen wurde großer Wert auf die realistische Behandlung des optischen Verhaltens des Detektors gelegt. Dabei wurde in der Simulation der Čerenkov-Effekt benutzt und die entstehenden Photonen entsprechend der optischen Eigenschaften des Materials bis zum Photomultiplier verfolgt. In Abb. 5.4 sind die Ergebnisse der Simulationen und eine daran erfolgte Anpassung (Gl. 5.5) im Vergleich mit Daten aus zwei Teststrahlzeiten dargestellt. Die Anpassung der Simulation erfolgte über Rechnungen mit Elektronen mit einem Vergleich der in den Kalibrationsstrahlzeiten gewonnenen Daten. Die Energiekorrektur wurde so bestimmt, daß sich für Elektronen bei 10 GeV ein Verhältnis von 1 ergab. Man erkennt in der Abbildung, daß mit niedriger werdender Energie die gemessene

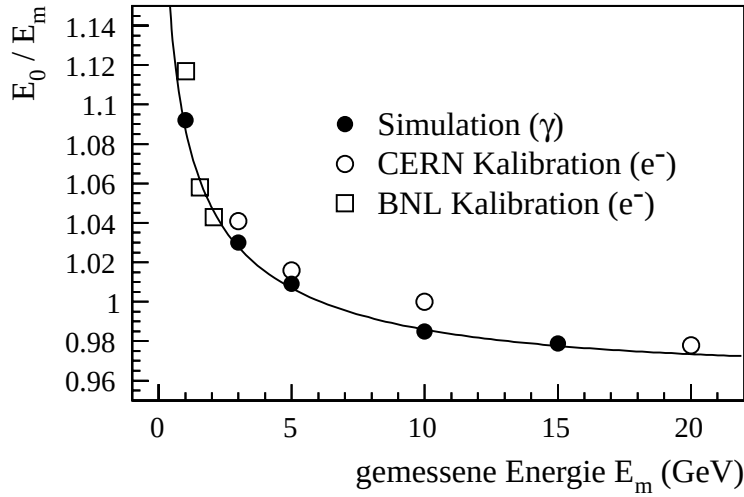


Abbildung 5.4: Energiekorrektur als Funktion der gemessenen Energie E_m . Die Simulationen wurden mit GEANT bei vollständiger Verfolgung der erzeugten Čerenkovphotonen durch den Detektor durchgeführt [Büs97]. Zusätzlich sind Meßergebnisse aus Teststrahlzeiten am CERN und am BNL eingezeichnet. Die kleinen Abweichungen zu den Simulationen erklären sich aus der Tatsache, daß die Simulationen mit Photonen, die Messungen aber mit Elektronen durchgeführt wurden.

Energie im Verhältnis zur Teilchenenergie immer kleiner wird. Dies kann man durch die geringere Eindringtiefe des Schauer bei niedrigeren Energien und damit durch einen stärkeren Einfluß von Absorptionseffekten im Bleiglas erklären. Zu höheren Energien sollte ein immer stärkeres Herausreichen des Schauers aus den Modulen eine geringere gemessene Energie zur Folge haben. Allerdings ist dieses bei den in Abb. 5.4 dargestellten Energien nicht zu beobachten. Erst bei deutlich höheren Energien von 40 GeV und mehr läßt sich ein erneutes Ansteigen des Energieverhältnisses beobachten [Mex99]. Allerdings treten diese Energien im WA98-Experiment praktisch nicht auf.

Die Simulationsdaten aus Abb. 5.4 lassen sich gut über folgende Funktion beschreiben [Büs97]:

$$\frac{E_0}{E_m} = 1,0881 - 0,0647 \ln E_m + 0,0088 \ln^2 E_m \quad (5.5)$$

Hierbei bezeichnet E_0 die tatsächliche, E_m die gemessene Teilchenenergie in GeV.

Abb. 5.5 zeigt die Abhängigkeit des Ortes x bzw. der Energie vom Eintreffwinkel θ . Man erkennt deutlich die durch schrägen Einfall hervorgerufene Ortsverschiebung. Diese kann dadurch erklärt werden, daß bei der Berechnung des Ortes der Schauer-

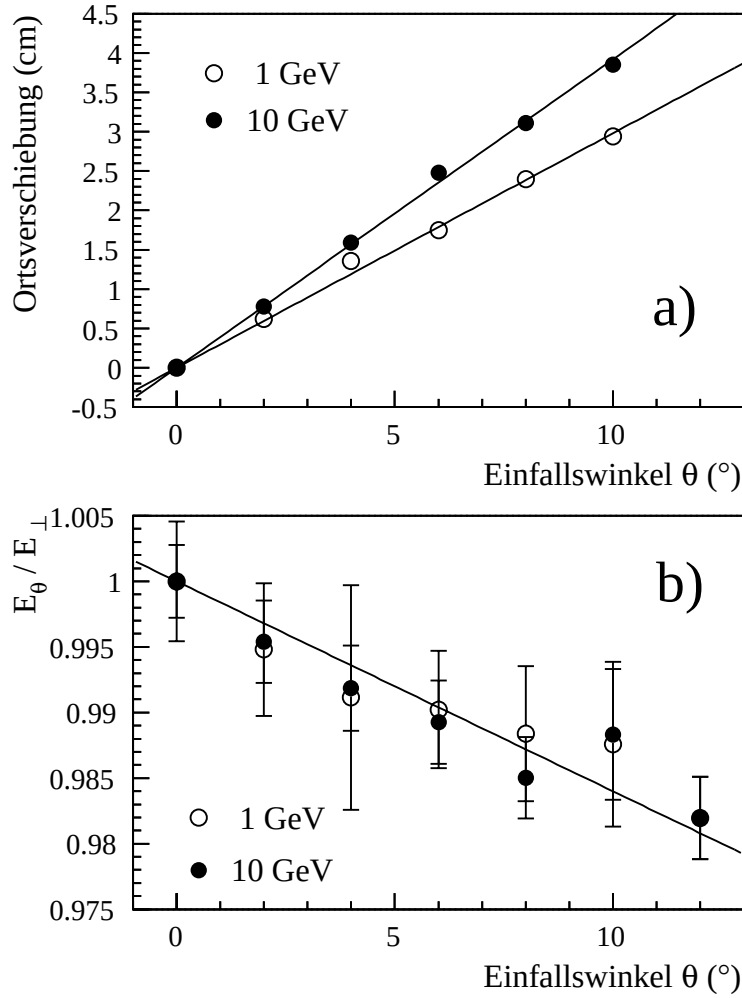


Abbildung 5.5: Korrektur des Ortes (a) und der Energie (b) in Abhängigkeit vom Einfallswinkel θ relativ zur Normalen auf der Detektoroberfläche [Büs97]. Dabei bezeichnet E_θ die korrigierte Energie bei schrägem und $E_\perp$ die bei senkrechtem Einfall.

schwerpunkt bestimmt wird. Dieser ist bei schrägem Einfall nämlich nicht identisch mit dem Eintreffort des Teilchens, da der Schauer erst ausgelöst wird, nachdem das Teilchen eine gewisse Strecke des Bleiglasses durchquert hat. Auch die bei schrägem Einfall steigende nachgewiesene Energie lässt sich anschaulich erklären, da die effektive Detektortiefe größer wird und so ein größerer Anteil des Schauers zur Messung benutzt werden kann.

Die in Abb. 5.5 dargestellten Korrekturen lassen sich durch

$$x' = x - (0,0735 + 0,0098 \ln E_m) \times \theta \quad (5.6)$$

$$\frac{E_0}{E_\perp} = 1 - 0,0016 \times \theta \quad (5.7)$$

parametrisieren (θ in $^\circ$). Zur endgültigen Energiekorrektur werden die beiden Korrekturen aus Gl. 5.5 und Gl. 5.7 multipliziert.

5.5.3 Identifikation der Teilchen

Neben der Unterdrückung nicht aufschauender Hadronen³ im Bleiglas durch eine 750 MeV-Energieschwelle wird in der Analyse eine zusätzliche Methode zur Erkennung von hadronischen Schauern eingesetzt. Da die Entstehung eines hadronischen Schauers über andere Prozesse abläuft, als dies bei elektromagnetischen der Fall ist, ergeben sich Unterschiede in der lateralen Schauerform, die zur Teilchenidentifikation benutzt werden. Zusätzlich sind die Fluktuationen deutlich größer. Es zeigt sich für aufschauende Hadronen wegen der im Vergleich zur Modullänge deutlich größeren hadronischen Wechselwirkungslänge keine Häufung der Energiesumme bei einem zur Teilchenenergie äquivalenten Wert. Die Energieverteilung ist sehr breit und beginnt bei der MIP-Position von etwa 510 MeV. Dadurch wird durch die Energieschwelle schon ein Teil der aufschauenden Hadronen unterdrückt. Zusätzlich kann, wie in [Ber92] gezeigt, die radiale Ausdehnung des Schauers zur Teilchenidentifikation herangezogen werden. Sie wird über die Dispersion D beschrieben:

$$D = \overline{x^2} - \bar{x}^2 \quad (5.8)$$

mit: $\bar{x}^2 = \frac{\sum_i E_i x_i^2}{\sum_i E_i}$

Hierbei wird mit $\bar{x}$ das energiegewichtete erste Moment des Schauers bezeichnet. Es ergibt sich durch die Abmessungen der Einzelmodule eine untere Grenze für D :

$$D^{min} = |\langle x \rangle| - \langle x \rangle^2 \quad (5.9)$$

Damit kann eine vom Trefferort unabhängige korrigierte Dispersion berechnet werden:

$$D^{korr} = D - D^{min} \quad (5.10)$$

Die so definierten Werte werden nun für x - und y -Koordinaten berechnet, der größere der beiden Werte wird danach für die Identifikation benutzt. Bei geeigneter Wahl einer

³den MIPs, siehe Kapitel 4.1.2

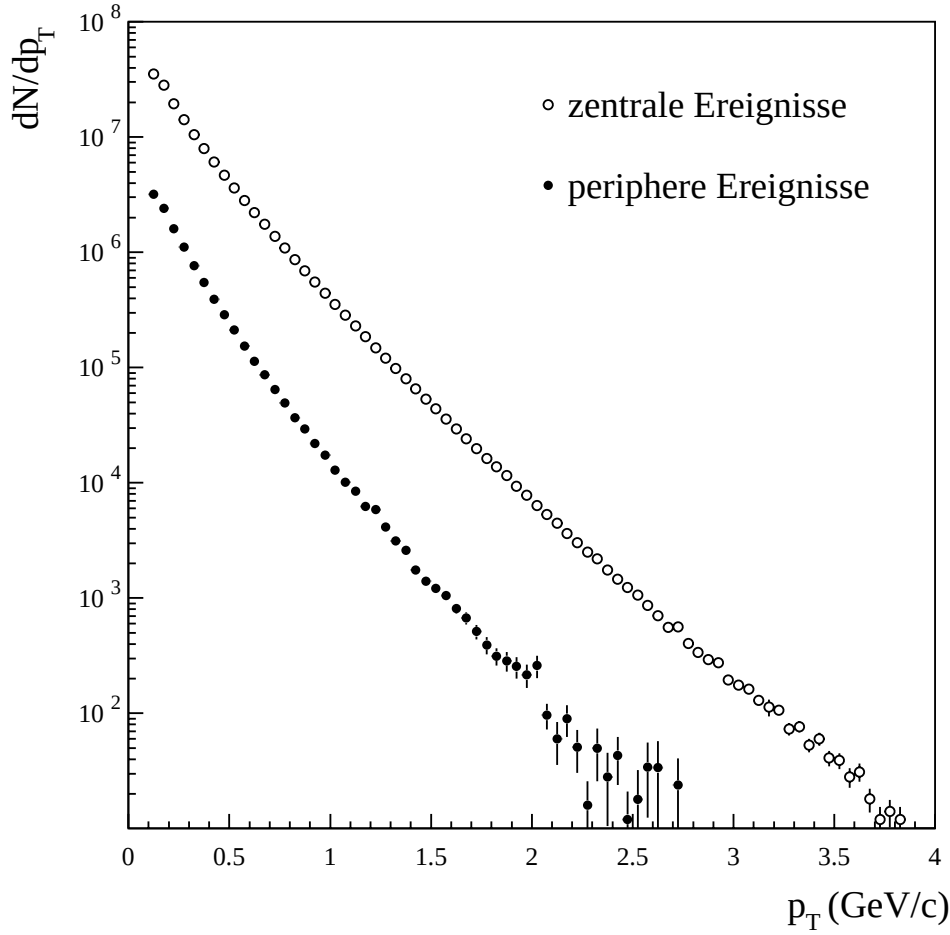


Abbildung 5.6: Beispiele für Photonen- p_T -Verteilungen. Die Verteilungen wurden unter Anwendung der in Kapitel 5.2 bis 5.5.3 beschriebenen Korrekturen bestimmt.

Schwelle D_c werden nun alle Treffer mit $D > D_c$ als Hadronen verworfen. Aus früheren Untersuchungen ([Cle93, Höl93]) wurde eine energieabhängige Schwelle als Optimum bestimmt:

$$D_c = \begin{cases} 0.267 & , E \leq 10 \text{ GeV} \\ 0.167 + E \cdot 10^{-2} & , E > 10 \text{ GeV} \end{cases} \quad (5.11)$$

Mit diesen Werten konnte bei Testmessungen mit Pionen eine zusätzliche Unterdrückung dieser Hadronen um 75% erreicht werden. Hierbei wurde nur etwa 1% der Photonen verworfen.

5.6 Bestimmung von Einzelphotonenverteilungen

Nach der Unterdrückung von Hadronen werden für die identifizierten Photonen die benötigten kinematischen Variablen berechnet. Die Ereignisse werden in Zentralitätsklassen (siehe Kapitel 6.1) eingeordnet und Teilchenverteilungen (sogenannte *Spektren*) gefüllt. Hierbei werden zu systematischen Untersuchungen der Teilchenerkennung zusätzlich Verteilungen mit unterschiedlichen Arten der Identifikation bestimmt. Es werden Spektren ohne jede Schwelle, unter alleiniger Benutzung der Energie- und mit zwei unterschiedlichen Dispersionschwellen (eine nach Gl. 5.11, die zweite setzt etwas weniger scharfe Schwellen) zur Hadronenunterdrückung gefüllt. Beispiele für solche mit den bisher beschriebenen Korrekturen versehene Verteilungen sind in Abb. 5.6 gezeigt.

5.7 Rekonstruktion neutraler Mesonen

Da die Analyse neutraler Mesonen in [Blu98] detailliert beschrieben ist, soll hier nur kurz darauf eingegangen werden. Neutrale Pionen werden im Bleiglas über ihren Zerfallskanal $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ nachgewiesen, der mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,798% auftritt. Da die Pionen aufgrund ihrer sehr kurzen mittleren Lebensdauer von $(8,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-17}\text{s}$ bereits im Target zerfallen und damit der Zerfallsort mit ausreichender Genauigkeit bekannt ist, lassen sich die Impulse der Zerfallsphotonen durch die im Bleiglasdetektor bestimmte Energie festlegen. Bei der großen Anzahl in einem Ereignis gemessener Photonen kann allerdings keine eindeutige Zuordnung der Photonen zum jeweiligen Zerfall durchgeführt werden. Daher wird für jede mögliche Kombinationen zweier Photonen die invariante Masse des Paares nach folgender Formel berechnet:

$$m_{inv} = \sqrt{(P_1^\mu + P_2^\mu)^2} = \sqrt{2 E_1 E_2 (1 - \cos \psi)} \quad (5.12)$$

Hierbei bezeichnen P^μ den Viererimpuls eines Photons, E seine Energie und ψ den Öffnungswinkel eines Paares, bezogen auf das Target als Zerfallsort. Kombinationen von Photonen, die zu einem Zerfall gehören, zeigen sich in der Verteilung der invarianten Masse als Anhäufung um die Ruhemasse des π^0 . Allerdings führt die große Anzahl falscher Paarkombination zu einem großen kombinatorischen Untergrund, der bei der Extraktion der neutralen Mesonen zu berücksichtigen ist.

Zur Bestimmung dieses Untergrundes wird eine aus Korrelationsanalysen bekannte Methode, das *Event-Mixing*, benutzt [Alb98]. In dieser Methode werden Paarkombi-

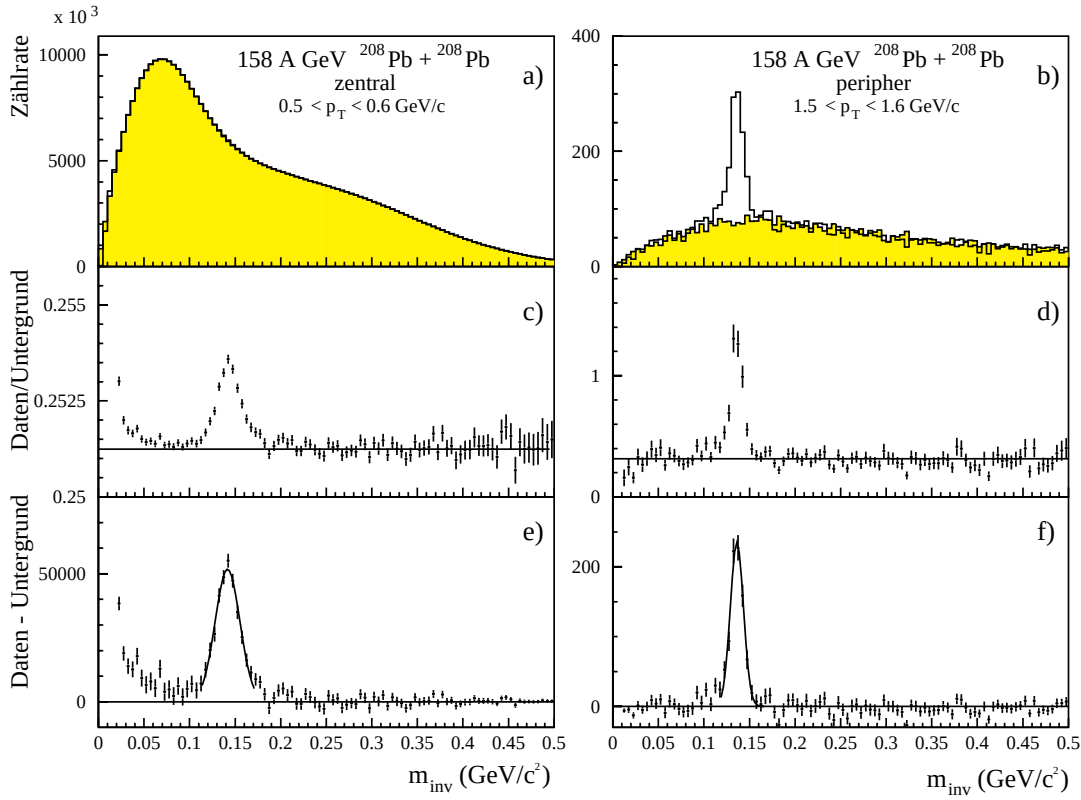


Abbildung 5.7: Verteilungen der invarianten Masse im Bereich der π^0 -Masse. In a) und b) sind zwei Beispiele für zentrale und periphere Reaktionen in unterschiedlichen p_T -Intervallen gezeigt. Der skalierte Event-Mixing-Untergrund ist als graue Fläche eingezeichnet. In c) und d) ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund gezeigt, wie es zur Bestimmung der Skalierung benutzt wird. In e) und f) sind die durch Abzug des Untergrundes resultierenden Peaks zu sehen.

nationen berechnet, bei denen die beiden verwendeten Photonen aus unterschiedlichen Ereignissen genommen werden. Daher enthalten die so berechneten Verteilungen keine Paare aus π^0 -Zerfällen. Allerdings muß darauf geachtet werden, daß die für das Event-Mixing benutzten Ereignisse den gleichen Zentralitätskriterien genügen. Außerdem müssen, um den Untergrund korrekt beschreiben zu können, bei dieser Analyse die gleichen Einschränkungen bezüglich Energie und anderer Parameter wie bei den Kombinationen aus dem gleichen Ereignis gemacht werden.

Zwei typische Verteilungen der invarianten Masse in verschiedenen Zentralitätsklassen und unterschiedlichen Transversalimpulsintervallen sind in Abb. 5.7 gezeigt.

Es ist außerdem der über eine in [Blu98] beschriebene Skalierung angepaßte Event-Mixing-Untergrund dargestellt. Die aus der Subtraktion von Verteilung und Untergrund gewonnenen Peaks sind im unteren Teil gezeigt. Der Inhalt der Peaks wird für alle p_T -Intervalle im Bereich von 3σ um den mit einem Gaußfit bestimmten Mittelwert summiert. Die unterschiedlichen Breiten der resultierenden Peaks werden überwiegend durch Überlappeneffekte bedingt, die durch die in zentralen Ereignissen sehr viel höheren Trefferdichten ausgelöst werden. Dieser Effekt wird durch die in 5.8.5 beschriebene Korrektur behandelt.

5.8 Korrekturen der Rohspektren

Die erzeugten Rohspektren müssen noch verschiedenen Korrekturen unterzogen werden. So muß zum Beispiel noch die Detektorakzeptanz bestimmt werden, d.h. den durch die Geometrie des Detektors vorgegebenen Anteil der nachgewiesenen Teilchen bezogen auf den gesamten untersuchten Phasenraum. Bei den Photonenspektren muß der Anteil der nicht durch die vorher beschriebenen Schwellen verworfenen geladenen und ungeladenen Hadronen abgezogen werden. Zudem muß die Nachweiseffizienz für neutrale Pionen und Photonen bestimmt werden. Die Analysen werden für unterschiedliche Zentralitätsklassen durchgeführt, da die Erkennung von Hadronen im Bleiglas von der Trefferdichte und damit von der Wahrscheinlichkeit eines Überlapps von Schauern abhängt. Zusätzlich werden die zwei hauptsächlich benutzten Identifikationsmethoden für Photonen, nämlich die Energieschwelle und die zusätzliche Benutzung der Dispersion untersucht. Die einzelnen Korrekturen sollen nun im einzelnen ausführlicher beschrieben werden.

5.8.1 Korrektur geladener Teilchen

Für Messung direkter Photonen ist es unerlässlich, eine genaue Korrektur für die nicht erkannten, also in den Daten nicht verworfenen, geladenen Teilchen zu kennen. Da die vorher beschriebenen, auf Trefferbasis arbeitenden Methoden nicht alle geladenen Teilchen erkennen und unterdrücken und da das erwartete Signal an direkten Photonen sehr klein ist, wird der Anteil geladener Teilchen als Korrektur von den Daten abgezogen. Dazu wird, wie in [Rey99] genauer beschrieben, eine Analyse der CPV-Daten zur Bestimmung geladener Teilchen im Bleiglasdetektor durchgeführt.

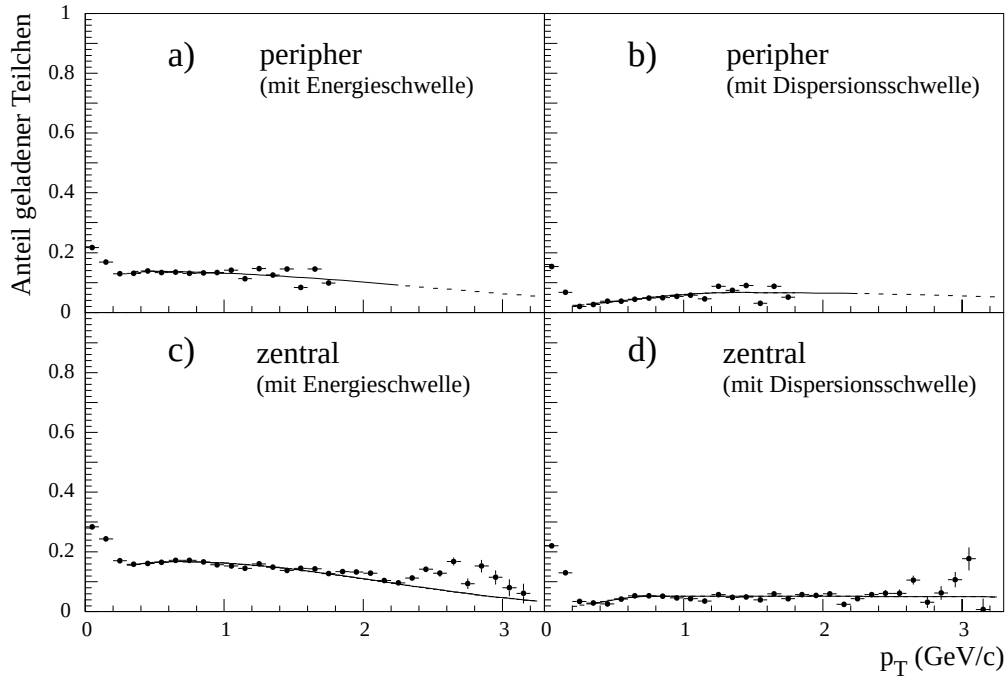


Abbildung 5.8: Anteil geladener Teilchen im Bleiglasdetektor LEDA bestimmt mit dem CPV. Gezeigt sind die Meßdaten bei eingeschaltetem Magnetfeld in Abhängigkeit von p_T und die angepassten Korrekturfunktionen für periphere (a + b) und zentrale (c+d) Ereignisse mit den beiden wichtigen Identifikationsschwellen.

Es werden zu im CPV nachgewiesenen Treffern geladener Teilchen korreliert auftretende Treffer auf der Bleiglasoberfläche gesucht. Die Anzahl zufällig auftretender Korrelationen wird über die Event-Mixing-Methode bestimmt, die auch bei der π^0 -Rekonstruktion eingesetzt wird.

Dabei zeigt sich, daß die Dispersionsschwelle den Anteil geladener Teilchen in den Daten in einem weiten p_T -Bereich auf unter 10% reduziert. Die resultierenden Korrekturfunktionen sind in Abb. 5.8 zusammen mit den Meßdaten gezeigt. Es handelt sich um die Korrektur für Messungen mit eingeschaltetem Magnetfeld, welches den Großteil der zur Verfügung stehenden Daten darstellt. In Abb. 5.9 ist für die Messung bei ausgeschaltetem Magnetfeld zusätzlich ein Vergleich mit Simulationen eingezeichnet. Die Simulationen wurden mit VENUS 4.12 [Wer93] durchgeführt. Die so erhaltenen Teilchenverteilungen wurden anschließend mit einer mit GEANT gewonnenen Detektorantwort multipliziert. Die Ergebnisse beschreiben die Daten gut, allerdings ergibt sich bei höheren Transversalimpulsen eine Abweichung von der Anpassungsfunktion. Die-

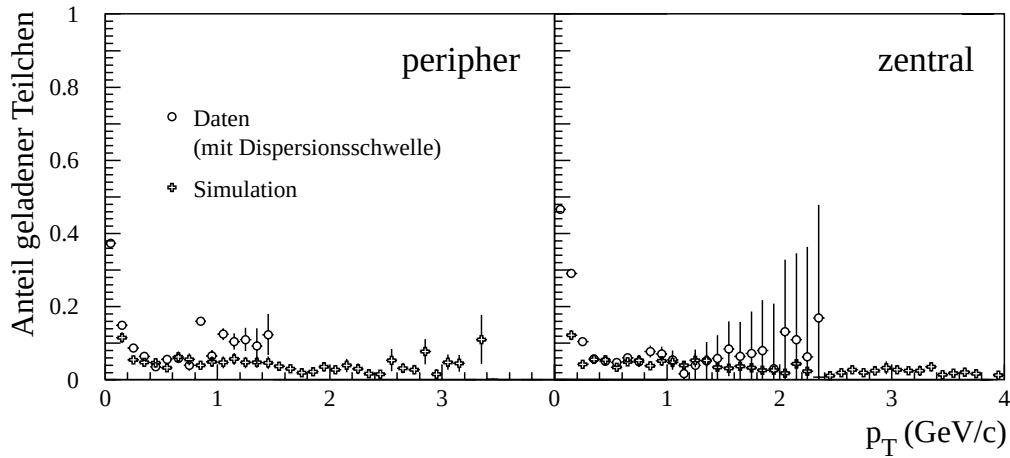


Abbildung 5.9: Anteil geladener Teilchen im Bleiglasdetektor LEDA bestimmt mit dem CPV und berechnet aus einer Simulation. Gezeigt sind die Meßdaten bei ausgeschaltetem Magnetfeld in Abhängigkeit von p_T . Zusätzlich sind Werte eingezeichnet, die über eine Simulation mit VENUS 4.12 und GEANT gewonnen wurden.

ses ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß keine vollständigen Ereignisse in GEANT simuliert wurden, sondern nur die Detektorantwort auf einzelne Teilchen. Daher sind Überlagerungseffekte von Schauern nicht in den Simulationen enthalten. Die Simulationen wurden für die geladenen Teilchen wie für die im nächsten Kapitel beschriebenen Neutronen und Antineutronen in einem kleineren Detektoraufbau aus 9 Supermodulen mit vollständiger Behandlung des Čerenkov-Effekts und der entstehenden Photonen durchgeführt.

Die weiter unten beschriebene Konversionskorrektur ist in den Daten bereits enthalten. Die Datenpunkte werden über eine asymmetrische Gaußfunktion nach folgender Gleichung angepaßt:

$$\frac{N_{geladen}}{N_{neutral}} = a \times e^{-\frac{1}{2} \frac{p_T - b}{\sigma}} \quad (5.13)$$

$$\text{mit } \sigma = \begin{cases} \sigma_l & \forall \quad p_T \leq b \\ \sigma_r & \forall \quad p_T > b \end{cases}$$

Die sich für die einzelnen Fälle ergebenden Fitparameter a , b , σ_l und σ_r sind im Anhang aufgeführt. Die Anpassungen können den Anstieg bei niedrigen Transversalimpulsen nicht beschreiben. Da die Meßgenauigkeit unter einem Transversalimpuls von etwa 500 MeV/c durch die Energieschwelle und den großen Anteil von noch vorhandenen

Hadronen aber sehr ungenau ist, werden diese Daten in der Analyse nicht betrachtet. Daher kann die Abweichung ignoriert werden.

5.8.2 Neutronen- und Antineutronenkorrektur

Zusätzlich zu den im letzten Kapitel behandelten geladenen Teilchen können auch aufschauende Neutronen und Antineutronen das Ergebnis verfälschen. Es wurden detaillierte Simulationen des Anteils dieser Teilchen an den gemessenen Verteilungen durchgeführt [Büs98, Pob99]. Dazu wurden mit Hilfe des Ereignisgenerators VENUS 4.12 die aus den untersuchten Reaktionen resultierenden Verteilungen von Neutronen und Antineutronen bestimmt. Da VENUS im Vergleich zu gemessenen Daten der NA49-Kollaboration [Afa96] eine systematisch zu hohe Anzahl an Antiprotonen vorhersagt, wurde die Produktion von Antiprotonen und Antineutronen korrigiert [Büs98].

Zusätzlich wurde mit Hilfe des Detektorsimulationspaketes GEANT die Detektorantwort und der Einfluß der Analysemethoden und Schwellen auf eintreffende Neutronen und Antineutronen untersucht. Dabei wurde in GEANT sowohl der FLUKA-Algorithmus als auch GEISHA zur Berechnung der Neutronenantwort benutzt. Da aber keine verlässlichen Messungen der untersuchten Teilchen in diesem Energiebereich vorlagen, konnte keine endgültige Entscheidung über die Gültigkeit einer der beiden Methoden getroffen werden. FLUKA wird allerdings für Beschreibung von Neutronen und Antineutronen im betrachteten Energiebereich als sinnvoller angesehen [Man98]. Zusätzlich entsteht bei Benutzung von FLUKA ein größerer Anteil von nachgewiesenen Neutronen und Antineutronen und daher wurde diesem Algorithmus bei der späteren Analyse der Vorzug gegeben.

Die Untersuchungen sind für die wichtigen Zentralitätsklassen und Analysemethoden durchgeführt worden. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.10 dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Korrektur zwar klein, aber nicht vernachlässigbar ist. Zusätzlich zeigt diese Korrektur, im Gegensatz zur Korrektur geladener Teilchen, eine starke Abhängigkeit von p_T . Zur Anpassung wird ebenso wie für den Anteil geladener Teilchen eine asymmetrische Gaußfunktion nach Gl. 5.13 benutzt. Die Anpassungsparameter a , b und $\sigma_{l,r}$ sind ebenfalls im Anhang angegeben.

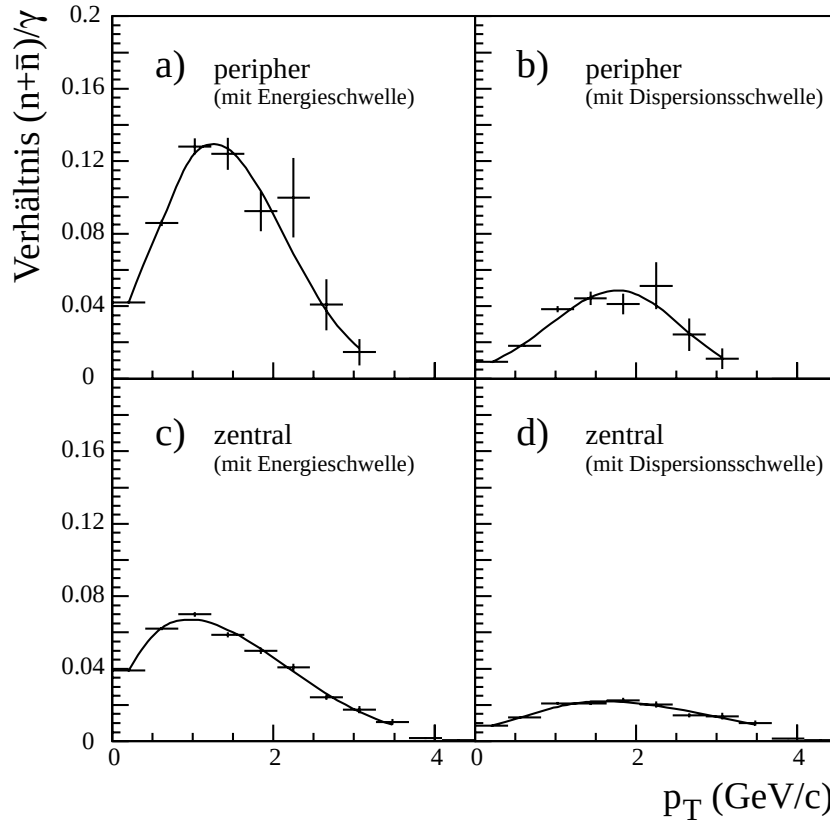


Abbildung 5.10: Anteil von Neutronen und Antineutronen an den mit dem Bleiglasdetektor LEDA gemessenen Teilchen. In Abb. a) und b) sind periphere Daten, in c) und d) zentrale Daten gezeigt. Dabei sind jeweils links Daten mit Energieschwelle und rechts zusätzlich mit der Dispersionsschwelle analysiert worden. Die zur Anpassung benutzte Funktion ist eine asymmetrische Gaußfunktion.

5.8.3 Konversionskorrektur

Photonen können auf dem Weg zum Detektor in e^+e^- -Paare konvertieren. Die Konversionswahrscheinlichkeit hängt von der Länge und der Art des durchquerten Materials ab. Die Konversionswahrscheinlichkeit für eine Strecke dx bestimmt sich nach [Kle87] zu:

$$p_c = \frac{7}{9} \frac{dx}{X_0} \quad (5.14)$$

Hierbei bezeichnet X_0 die Strahlungslänge (siehe Kapitel 4.1.1) des Materials. Damit läßt sich die Konversionswahrscheinlichkeit für die einzelnen Materialien bestimmen:

Material	X_0 (cm) [Rev98]	Strecke (cm)	p_c
Pb (dünnes Target)	0.56	0.0210	2.92%
Pb (dickes Target)	0.56	0.0436	6.06%
Luft	30420	2180-2185	5.58%

Bei den Targets wurde als Strecke die halbe Targetdicke benutzt, da die Erzeugung der Photonen im Mittel in der Hälfte des Targets geschieht. Die Konversionswahrscheinlichkeit des CPV wurde unter Benutzung einer effektiven Strahlungslänge zu 1,5% abgeschätzt [Bat98]. Für die Messung von inklusiven Photonen ist die Korrektur hieraus bereits in die Korrektur für geladene Teilchen eingerechnet.

Für die Rekonstruktion neutraler Pionen wurde, wie in [Blu98] detailliert beschrieben, der Einfluß der Konversion auf die π^0 -Messungen untersucht. Dabei zeigte sich, daß die Korrektur nahezu konstant in p_T ist und damit mit einem festen Wert gut angenähert werden kann.

5.8.4 Detektorakzeptanz für Photonen und π^0 -Mesonen

Unter der Detektorakzeptanz versteht man den Anteil von Teilchen, die tatsächlich die Detektoroberfläche treffen und damit prinzipiell nachgewiesen werden könnten, bezogen auf die Gesamtzahl der Teilchen, die in dem entsprechenden Phasenraumintervall emittiert werden.

Aufgrund des Zerfalls des π^0 -Mesons und dem notwendigen Nachweis beider Zerfallsphotonen ist die Akzeptanz für diese Teilchen abhängig vom Transversalimpuls der Pionen. Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Zerfallsphotonen und der Impuls des zerfallenden Pions bestimmen, ob beide Photonen auf den Detektor treffen und so das Pion rekonstruiert werden kann.

Die exakte Form der π^0 -Akzeptanz wird daher über eine Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Sie ist bereits zur Auswertung von WA80-Daten benutzt worden [Höl93]. In diesem Programm wird der Zerfall neutraler Mesonen in zwei Photonen simuliert. Durch eine exakte Nachbildung der Detektorgeometrie läßt sich berechnen, ob die emittierten Photonen die Detektoroberfläche treffen. Nur Mesonen, von denen beide Photonen den Detektor erreichen, werden als gemessen registriert, alle anderen gelten als nicht nachgewiesen. Durch Simulation einer entsprechenden Anzahl von Teilchen läßt sich so die Akzeptanz mit der benötigten Genauigkeit bestimmen.

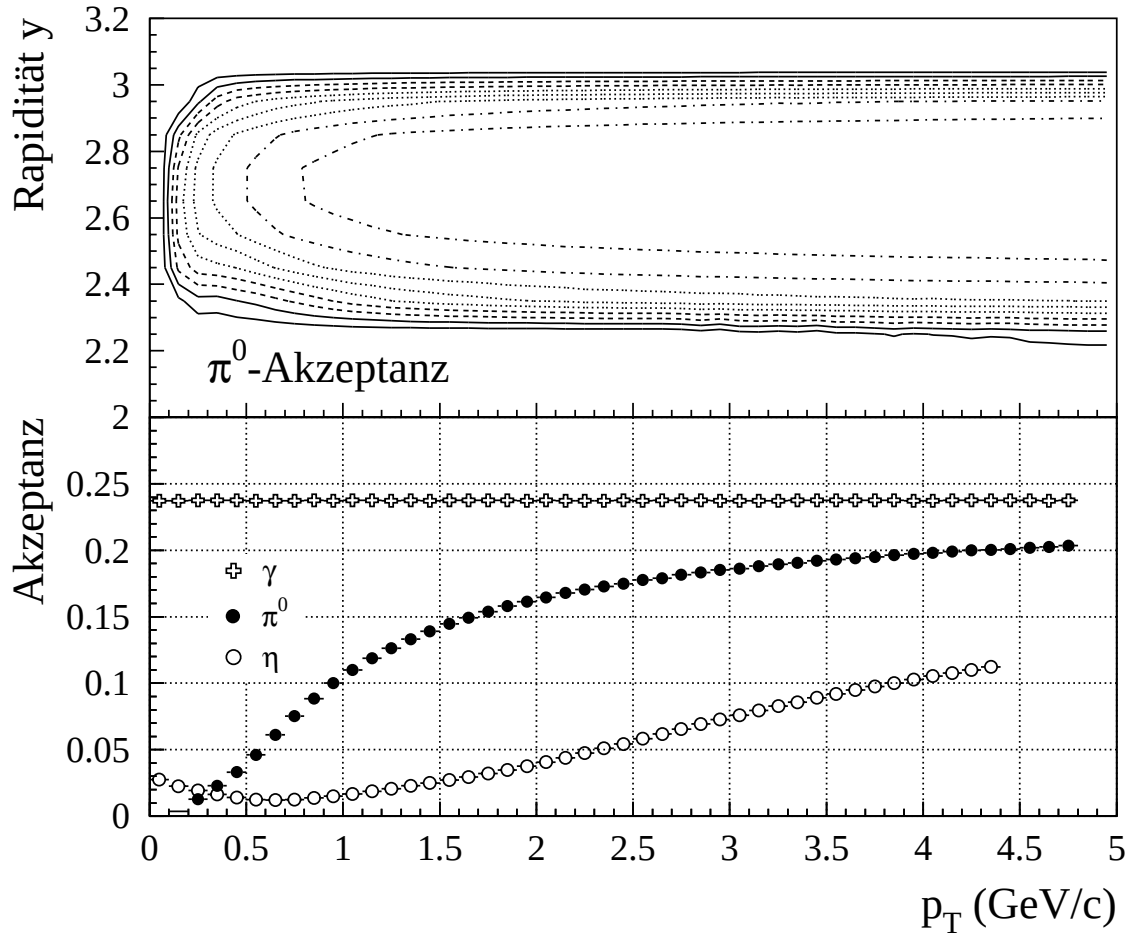


Abbildung 5.11: Die Detektorakzeptanz des Bleiglasdetektors LEDA. In der oberen Abbildung ist die Akzeptanz für π^0 -Mesonen in Abhängigkeit von Transversalimpuls p_T und Rapidität y gezeigt. Im unteren Bild sind die über die Rapidität integrierten Akzeptanzen für Photonen, π^0 - und η -Mesonen in Abhängigkeit von ihrem Transversalimpuls dargestellt.

Im Fall nichtzerfallender Teilchen, wie der Photonen, berechnet sich die Akzeptanz aus dem Verhältnis der Detektoroberfläche zur Gesamtfläche des η -Ringes, der den Detektor überdeckt. Sie beträgt für Photonen etwa 24%. Aufgrund der komplizierten Form des Detektors wurde diese aber auch mit dem für die π^0 -Mesonen benutzten Simulationsprogramm bestimmt.

In Abb. 5.11 ist das Ergebnis dieser Rechnungen gezeigt. Es wurden π^0 -Mesonen mit einem Transversalimpuls zwischen 0 und 5 GeV/c im Rapiditätsbereich von $2,0 \leq y \leq 3,2$ erzeugt. Im oberen Bild ist die Akzeptanz in Höhenliniendarstellung

in Abhängigkeit von Transversalimpuls und Rapidität gezeigt. Man erkennt deutlich die durch den zunehmenden Öffnungswinkel bei kleineren Transversalimpulsen kleiner werdende Akzeptanz. Im unteren Bild ist die in der Analyse benutzte eindimensionale Darstellung gezeigt, bei der über die Rapidität integriert worden ist. Es sind die Akzeptanzen für Photonen, π^0 - und η -Mesonen eingezeichnet. Für die Photonen ergibt sich, wie bereits erwähnt, eine konstante Akzeptanz, wogegen die Akzeptanz von π^0 -Mesonen zu niedrigen Transversalimpulsen abnimmt. Für η -Mesonen ergibt sich ein erneuter Anstieg bei niedrigen Transversalimpulsen, da hier der Öffnungswinkel der beiden Zerfallsphotonen so groß wird, daß sie jeweils in unterschiedlichen Detektorhälften nachgewiesen werden können.

5.8.5 Nachweiseffizienzrechnungen

Die wichtigste Korrektur der Rohdaten wird durch die Effizienz des Detektors geliefert. Die hier einfach Effizienz genannte Korrektur beinhaltet nicht nur die reine Nachweiswahrscheinlichkeit, sondern auch folgende Effekte:

- Es werden Akzeptanzeffekte durch während der Analyse ausgeschaltete Module (sogenannte *tote Module*) berücksichtigt. Diese Module wurden aufgrund von Auffälligkeiten während der Voranalyse zeitweise oder während einer gesamten Strahlzeit ausgeschaltet.
- Es werden Treffer, deren Maxima einen bestimmten Abstand vom Rand des Detektors bzw. an toten Modulen unterschreiten, nicht beachtet. Dieser sogenannte *Randcut* soll verhindern, daß die Eigenschaften eines Treffers durch unvollständige Informationen falsch bestimmt werden.
- Es wird eine Energieschwelle von 750 MeV zur Unterdrückung nicht aufschauender Hadronen benutzt. Diese unterdrückt auch niederenergetische Photonen, welche in der Messung damit verloren gehen.
- Die Methode zur Erkennung von Hadronen über die Dispersion der Schauer verwirft einen geringen Anteil der Photonen.
- Mit steigender Zentralität nimmt die Trefferdichte auf der Detektoroberfläche zu. Dadurch kommt es häufiger zu überlappenden Schauern. Es können Teilchen mit niedriger Energie von höherenergetischen Schauern überdeckt werden. Diese

Teilchen sind nicht mehr nachweisbar und außerdem können sich die Eigenschaften des überdeckenden Schauers ändern. Zusätzlich kann es durch Überlappen von hadronischen und elektromagnetischen Schauern zu einer Fehlidentifikation der Teilchen durch die Dispersionschwelle kommen. Bei der Überlagerung eines Photonenschauers mit einem von einem Hadron erzeugten Schauer kann es dazu kommen, daß die beiden Schauer aufgrund der Nähe der Treffer nicht mehr voneinander getrennt werden können. Dabei wird das Photon durch die große Dispersion des Hadronenschauers fälschlicherweise als Hadron verworfen. Dieser Effekt kann auch bei ungünstiger Überlagerung von zwei Schauern, die beide von Photonen erzeugt wurden, auftreten.

Ein Teil dieser Effekte könnte in eine Akzeptanzrechnung eingehen, allerdings würde es diese sehr verkomplizieren. So müßte z.B. bei zwischenzeitlich auftretenden toten Modulen eine zeitabhängige Akzeptanz eingeführt werden. Um dieses zu vermeiden, wurde bei der Auswertung der Daten ein anderer Weg gewählt und die Effekte erst in die Berechnung der Effizienz eingebunden.

Die Grundidee der Effizienzbestimmung besteht darin, realen Ereignissen die Detektorantwort von Testteilchen zu überlagern. Die so gewonnenen Datenmuster werden wie ein normales Ereignis analysiert, und man vergleicht die durch die Analyse bestimmten Eigenschaften des Teilchens mit seinen ursprünglichen Daten. Als Testteilchen könnten Daten aus Teststrahlzeiten oder aus einer Detektorsimulation generierte Werte benutzt werden. Die Verwendung realen Daten hätte den Vorteil, daß die Schauerform der Realität entspricht. Allerdings stehen solche Daten nur in geringer Statistik und auch nur für wenige feste Energien zur Verfügung. Außerdem besteht zwischen den Signalen von Photonen und von den in den Tests benutzten Elektronen ein, wenn auch geringer, Unterschied. Man könnte alternativ auf isolierte Schauer aus peripheren Ereignissen zurückgreifen, allerdings ist hier die Statistik zu hohen Transversalimpulsen ebenfalls stark eingeschränkt. Zusätzlich sind hierbei die ursprünglichen Eigenschaften der Teilchen unbekannt. Man müßte davon ausgehen, daß in peripheren Events keine Verfälschung von Eigenschaften auftritt. In Simulationen kann man im Gegensatz dazu beliebige Verteilungen mit entsprechend hoher Statistik erzeugen. Dabei wird die Statistik nur von der zur Verfügung stehenden Rechenkapazität begrenzt. Außerdem läßt sich die zu benutzende Teilchenart frei wählen. Allerdings erfordert eine korrekte Berechnung der Schauer eine exakte Anpassung der Simulation an reale Daten.

Simulationsrechnungen mit GEANT

Zur Simulation der Testteilchen wurde das Detektorsimulationspaket GEANT benutzt. Es wurde im Rahmen des GWA98-Programms, in dem eine Simulation des gesamten experimentellen Aufbaus durchgeführt wird, eine speziell auf die Simulation von Testschauern aus Photonen bzw. neutralen π -Mesonen angepaßte Version entwickelt. Das Vorgehen bei der Simulation ist folgendes:

Es werden π^0 -Mesonen mit einer flachen Transversalimpulsverteilung im Bereich von $0 < p_T \leq 5$ GeV/c im Rapiditätsbereich von 2 bis 3,2 erzeugt. Nachdem das Pion zerfallen ist, wird überprüft, ob die Zerfallsphotonen in einem den Detektor überdeckenden Raumwinkelbereich liegen. Nur falls beide Photonen diese Bedingung erfüllen, wird die Simulation dieser Teilchen fortgeführt. Dies reduziert die Rechenzeit stark, da nur für einen Teil der Pionen beide Photonen die Detektoren erreichen. Im anderen Fall wird ein erneuter Zerfallsversuch mit einem Pion mit identischen Eigenschaften durchgeführt. Dieses wird solange versucht, bis entweder beide Zerfallsphotonen den Detektor erreichen, oder eine maximale Anzahl von Durchläufen erreicht ist. Damit kann auch für Pionen aus Phasenraumbereichen mit ungünstiger Akzeptanz eine hohe Simulationsstatistik erreicht werden.

Die Detektorantwort auf die eintreffenden Photonen wird mit einer in [Büs97] entwickelten Methode parametrisiert. Hiermit geht man einen Kompromiß ein, um die Genauigkeit von Simulationen mit vollständiger Behandlung des Čerenkov-Effekts mit der Rechengeschwindigkeit einer Simulation, die auf diesen Effekt verzichtet, zu vereinen. Da die exakte Behandlung dieses Effekts das Verfolgen jedes erzeugten Čerenkov-Photons durch das Bleiglas erfordert, ist der Rechenaufwand durch die hohe Anzahl solcher Photonen sehr groß. Um diesen zu reduzieren, wurde für jede eintreffende Teilchensorte in Abhängigkeit von deponierter Energie und Energieschwerpunkt in einem Modul die Anzahl der im Photomultiplier nachgewiesenen Photonen in einer exakten Simulation, d.h. mit vollständiger Behandlung des Čerenkov-Effekts, bestimmt. Diese Simulation ist in einem detaillierten Aufbau von 3x3 Supermodulen durchgeführt worden. Die optischen Parameter der Einzelmodule wurden zum einen über Transmissionsmessungen bestimmt, zum anderen durch aufwendige Anpassungen der Simulationsergebnisse an Messergebnisse aus Teststrahlzeiten optimiert [Büs97, Kes95]. Es zeigte sich, daß sich die Anzahl der gemessenen Čerenkov-Photonen N_γ^i als Funktion

der deponierten Energie E_{dep}^i und des Energieschwerpunktes $\langle z^i \rangle$ im Modul i parametrisieren läßt:

$$\begin{aligned} N_\gamma^i &= P(\langle z^i \rangle) \times E_{dep}^i \\ \text{mit } \langle z^i \rangle &= \frac{\int E^i(z) z dz}{\int E^i(z) dz} \\ P(\langle z^i \rangle) &= \text{Polynom dritten Grades} \end{aligned} \tag{5.15}$$

Hierbei bezeichnet $E^i(z)$ die in der Tiefe z im Modul deponierte Energie. Die Integration erstreckt sich über die Länge des Moduls. Allerdings muß diese Parametrisierung in 16 Bereichen der Relativenergie, d.h. des Anteiles dieses Moduls an der insgesamt deponierten Energie, bestimmt werden, da ansonsten die Ausläufer des Schauers nicht korrekt reproduziert werden können [Büs97]. Zusätzlich wird eine Anpassung für schrägen Einfall der Teilchen benutzt (Polynom zweiten Grades in θ) und eine Umrechnung auf gemessene ADC-Werte durchgeführt.

Im für die Simulation der Testteilchen zuständigen Programm wird die so gefundene Parametrisierung dann benutzt, um aus den berechneten Werten die tatsächliche Detektorantwort zu bestimmen. Es werden in der Simulation der Testteilchen sowohl die Originaleigenschaften der erzeugten Pionen und Zerfallsphotonen wie auch die Detektorantwort jedes Photons, d.h. die angesprochenen ADC-Kanäle mit den gemessenen Energien, gespeichert. Die oben bereits erwähnte Anzahl der π^0 -Zerfallsversuche wird ebenfalls gespeichert.

Überlagerung der Testschauer

Während der DST-Analyse werden nun parallel mit dem Simulationprogramm Testdaten generiert. Die so erzeugten Daten werden im Analyseprogramm eingelesen und in mehreren Schritten verarbeitet. Beide Zerfallsphotonen werden einzeln zur Überlagerung benutzt, um die Photoneneffizienz zu bestimmen. In einem weiteren Schritt werden die Signale beider Teilchen überlagert. Hiermit kann die Effizienz neutraler Pionen berechnet werden. Zusätzlich werden die Signale zur Kontrolle ohne Überlagerung analysiert. Die in der sonstigen Analyse ausgeschalteten Module sind bei diesem Schritt wieder zugeschaltet. Um die gemessenen Breiten und Lagen der π^0 -Peaks zu reproduzieren, mußten die Simulationsdaten noch korrigiert werden. Die Energieeichung der simulierten Daten wurde noch strahlzeitabhängig verändert. Die Faktoren sind in der folgenden Tabelle aufgeführt:

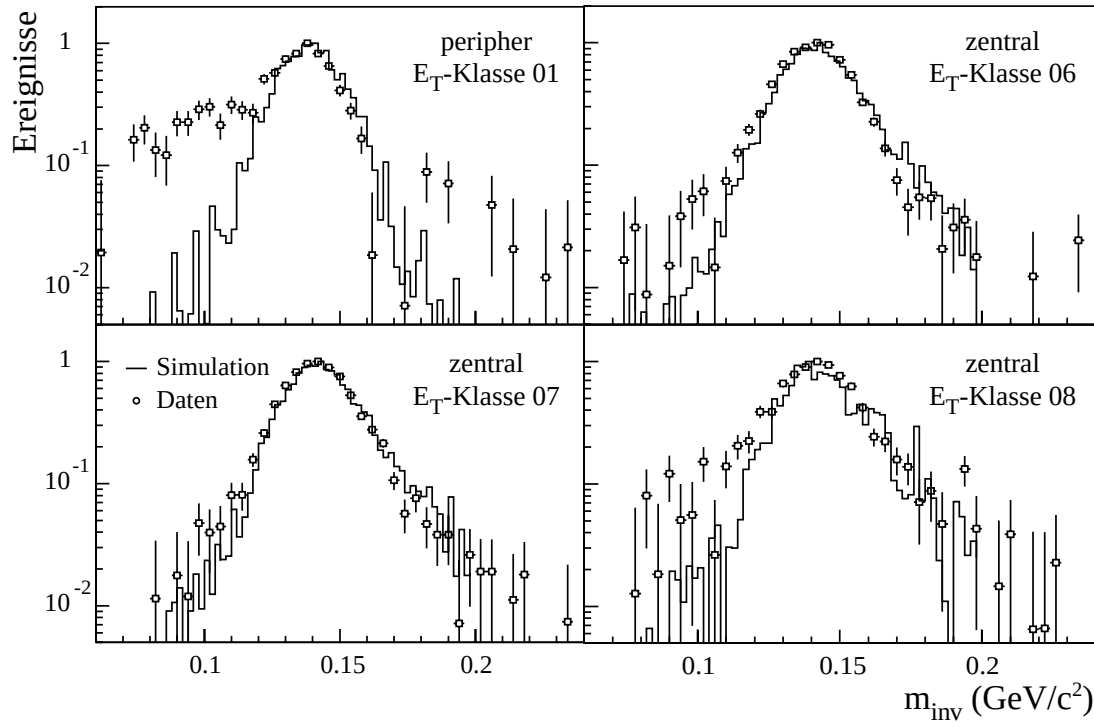


Abbildung 5.12: Vergleich der Verteilungen der invarianten Masse im Bereich des π^0 -Mesons in den E_T -Klassen 01 (periphere Stöße) und 06 bis 08 (zentrale Stöße). Die offenen Quadrate bezeichnen die aus den Daten bestimmten Auflösungen, die Linien die Ergebnisse der zur Überlagerung benutzten Simulation. Die Verteilungen sind normiert.

	Strahlzeit 95	Strahlzeit 96
untere Detektorhälfte	1.035	1.035
obere Detektorhälfte	1.035	1.044

Hiermit kann die Lage der π^0 -Peaks in der Simulation bis auf 1% genau reproduziert werden. Zusätzlich ist eine Energieverschmierung notwendig um die Breiten der beobachteten Verteilungen aneinander anzupassen. Es wird eine gaußförmige Verschmierung mit folgender Breite benutzt:

$$\sigma_E = 4.8\% + \frac{4.8\%}{\sqrt{E}}, \quad E \text{ in GeV} \quad (5.16)$$

Hiermit können die Verteilungen der invarianten Massen gut wiedergegeben werden. In Abb. 5.12 sind die Beispiele der entsprechenden Verteilungen für verschiedene E_T -Klassen gezeigt. Die resultierenden Peakauflösungen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls sind in Abb. 5.13 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Simulation eine gute

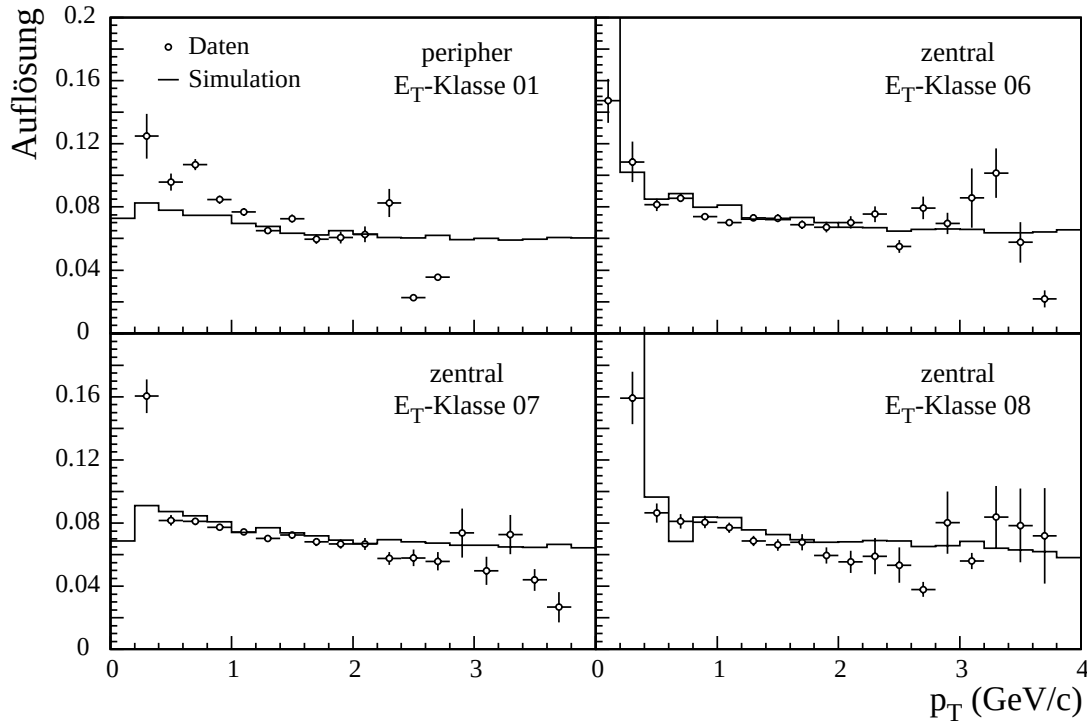


Abbildung 5.13: Vergleich der π^0 -Peakaufösungen in den E_T -Klassen 01 (periphere Stöße) und 06 bis 08 (zentrale Stöße). Als offene Kreise sind die aus den Daten bestimmten Auflösungen eingezeichnet, als Linien die Ergebnisse der zur Überlagerung benutzten Simulation.

Beschreibung der Daten liefert. Die Abweichungen bei niedrigen p_T in peripheren Ereignissen sind auf die später diskutierten Effekte durch Untergrundreaktionen zurückzuführen (siehe Kapitel 5.8.6).

Bei der Analyse der überlagerten Photonen wird der nächste Treffer zur ursprünglichen Position der Teilchen gesucht. Falls die Energie dieses Treffers sich nicht mehr als verdoppelt hat, wird das Teilchen als wiedergefunden markiert. Danach wird die Änderung seiner Eigenschaften zur späteren Auswertung unter Berücksichtigung der entsprechenden Teilchenerkennungsschwellen (Dispersion etc.) gespeichert.

Für die Pionen werden die Zerfallsphotonen auf gleiche Weise bestimmt. Zusätzlich muß hier die rekonstruierte invariante Masse innerhalb eines 3σ -Bereiches um die experimentell und die aus der Simulation bestimmten Masse liegen. Auch für die Pionen werden Änderungen ihrer Eigenschaften gespeichert.

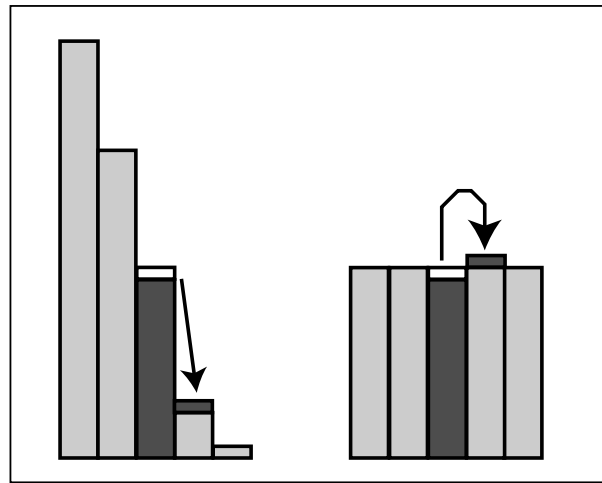


Abbildung 5.14: Verdeutlichung der Abhängigkeit der Effizienz von der Form der Transversalimpulsverteilung. Links ist eine abfallende Verteilung gezeichnet, rechts eine flache. Bei der durch die Pfeile angedeuteten Verschiebung einer gleichen Menge von Teilchen in einen anderen p_T -Bereich wird in der linken Verteilung dieser Bereich stärker verändert als rechts. Die Effizienz in den Bereichen würde sich unterscheiden.

Bestimmung der Effizienz

Bei der Überlagerung können sich die Eigenschaften der Testteilchen verändern. Sie können durch „verschlucken“ eines niederenergetischen Teilchens Transversalimpuls gewinnen oder sie können selbst von höherenergetischen Teilchen überdeckt werden. Zusätzlich können sie vollständig verschwinden, wenn die Dispersion des Schauers durch Kontakt mit Hadronen zu groß wird und sie durch die Dispersionsschwelle verworfen werden. Die Effizienz ist also im mathematischen Sinne eine Abbildung, die eine Eingangsverteilung in eine Ausgangsverteilung überführt. Im Prinzip muß diese Abbildung neben der Transversalimpulsänderung auch die Rapiditätsverschiebung von Teilchen berücksichtigen. Da allerdings nur über die Rapidität integrierte Verteilungen betrachtet werden, kann auch die Abbildung integriert werden.

Zur eigentlichen Berechnung der Effizienz können zwei Methoden benutzt werden. Während der Analyse der Überlagerung werden Transversalimpulsverteilungen der Originalteilchen und der rekonstruierten Teilchen bestimmt. Für die Originalverteilung der Testteilchen läßt sich nun die p_T -abhängige Effizienzkorrektur durch Division der Verteilungen bestimmen. Für diese, im Folgenden als eindimensional bezeichnete Methode müssen allerdings die generierten Teilchen in ihrer Phasenraumverteilung den

realen Photonen entsprechen, da die berechnete Effizienz nur für diese spezielle Form der Originalverteilung gültig ist. Der andernfalls auftretende Fehler ist in Abb. 5.14 verdeutlicht.

Die für diese Methode benötigte physikalische Verteilung muß durch die Benutzung der Effizienzkorrektur erst bestimmt werden. Daher wird zuerst eine Verteilung in Anlehnung an frühere Messungen und die unkorrigierten Daten bestimmt und als erste Näherung benutzt. Nach einer ersten Analyse der Daten wird eine Effizienz berechnet und eine neue physikalische Verteilung bestimmt. Sie wird bei einem weiteren Durchgang durch die Daten als neue Verteilung verwendet. Dieses Verfahren muß solange durchgeführt werden, bis sich keine Änderung am Ergebnis mehr zeigt. Dadurch ist für jeden Schritt eine Analyse der gesamten Daten erforderlich, wodurch die Methode insgesamt sehr zeitaufwendig wird.

Daher wurde als zweite Methode eine Abbildung konstruiert, die ein beliebiges physikalisches Spektrum in ein gemessenes konvertiert. Man speichert für jedes Testteilchen den ursprünglichen Transversalimpuls p_T und den durch die Analyse bestimmten Wert p'_T in einer zweidimensionalen Matrix. Beispiele dieser Matrizen für Pionen und Photonen sind in Abb. 5.15 gezeigt. In den oberen beiden Abbildungen sind die Effizienzmatrizen für π^0 -Mesonen in peripheren und zentralen Reaktionen gezeigt. In den unteren Bildern sind die entsprechenden Matrizen für Photonen dargestellt. Man erkennt, daß bei peripheren Stößen sich nur wenige Änderungen zeigen, die sich hauptsächlich durch die benutzten Schwellen ergeben. Die Werte befinden sich alle nahe an der Diagonalen. Für zentrale Reaktionen ergeben sich stärkere Abweichungen, die überwiegend auf die bereits erklärten Überlagerungseffekte zurückzuführen sind.

Die Ergebnisse der Überlagerung werden mit einem Gewichtungsfaktor versehen und so die Transversalimpulsverteilungen und Matrizen gefüllt. Dieser soll sicherstellen, daß die Simulation soweit wie möglich den realen Daten entspricht. Der Faktor setzt sich aus mehreren Einzelfaktoren zusammen:

$$w = f(E_T, p_T, y) \times w_N \times w_{Trig} \times w_{Sim} \quad (5.17)$$

Dabei bedeuten die einzelnen Faktoren:

$f(E_T, p_T, y)$: Hiermit wird die ursprünglich flache Teilchenverteilung in p_T und y der physikalischen Verteilung angepaßt. Dies ist für die eindimensionale Methode von besonderer Wichtigkeit. Für die Matrixmethode ist es

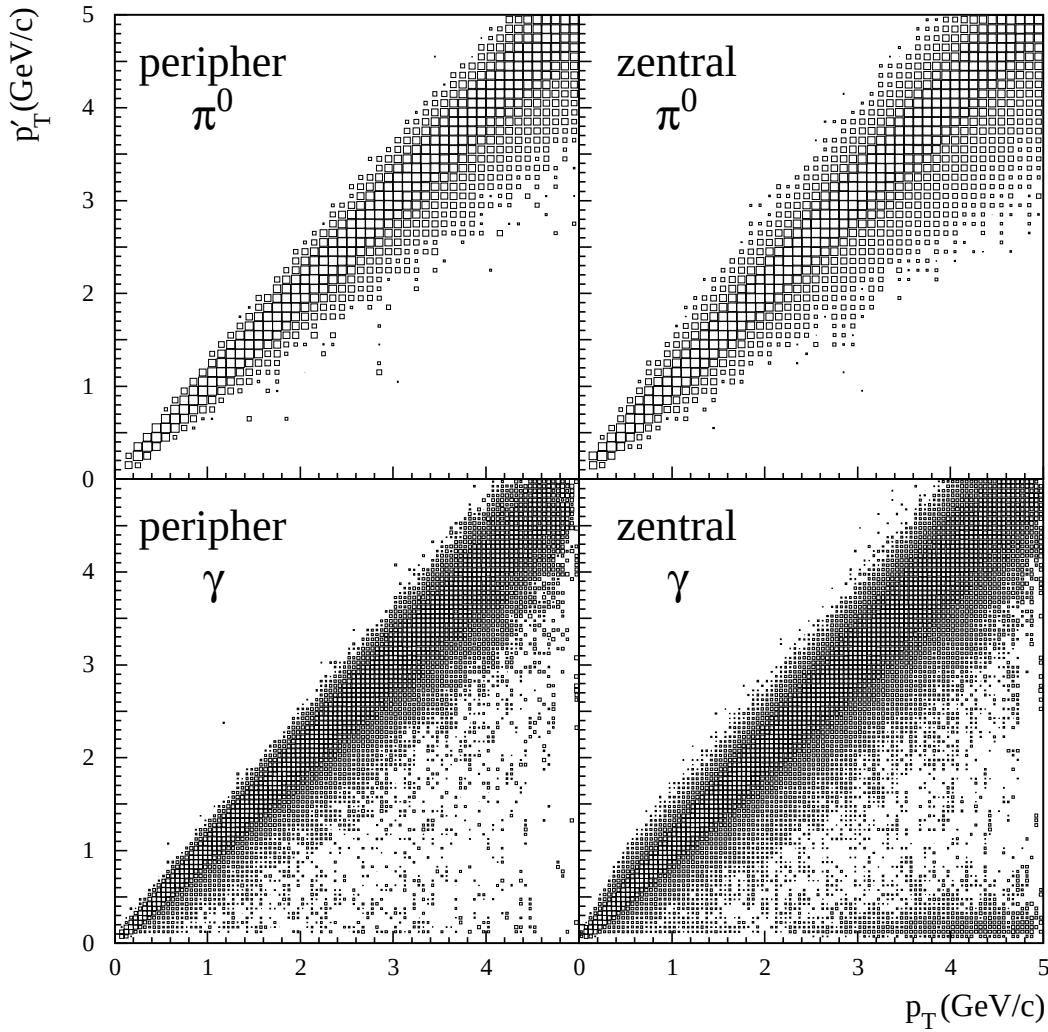


Abbildung 5.15: Beispiele für die Effizienzmatrizen für neutrale Pionen und Photonen. Hierbei wird mit p_T der Transversalimpuls der Teilchen bezeichnet. p'_T stellt den nach der Überlagerung gemessenen Transversalimpuls der Teilchen dar. Die z-Achse (die Größe der Blöcke) ist logarithmisch gezeichnet.

prinzipiell nicht nötig, diese Gewichtung durchzuführen. Die Elemente haben eine begrenzte Auflösung in p_T und um Effekte dieser Diskretisierung der Matrix zu vermeiden, wird sie auch bei der Bestimmung der Matrix benutzt. Es wird für jede E_T -Klasse eine eigene Korrekturfunktion gewählt. Die Beschreibung der physikalischen p_T -Verteilung erfolgt mit der sogenannte Hagedorn-Parametrisierung (siehe Gl. B.1). Als Rapidityverteilung wird eine Gaußverteilung um $y = 2,9$ mit der

Breite $\sigma = 1.4$ (nach [Afa96]) benutzt. Zusätzlich ist hier für Photonen noch eine Parametrisierung enthalten, die die durch die Zerfallskinetik erzeugte Verteilung zuerst in eine flache Verteilung überführt.

w_N : Dieser Faktor trägt der Tatsache Rechnung, daß jedem Ereignis nur ein Testteilchen überlagert wird. Da Ereignisse mit unterschiedlicher Multiplizität N in einer Zentralitätsklasse jedoch verschieden stark zum gemessenen Spektrum beitragen, wird dieser Faktor proportional zu N zur Gewichtung eingeführt.

w_{Trig} : Hiermit wurden die Scaledown-Faktoren der einzelnen Ereignisklassen berücksichtigt. Da die verschiedenen Ereignisklassen aus geometrischen Gründen unterschiedlich häufig auftreten, werden sie im Experiment skaliert, d.h. es wird nur jedes x -te Ereignis der entsprechenden Klasse gemessen.

w_{Sim} : Da, wie in Kapitel 5.8.5 beschrieben, unter Umständen mehrere Zerfälle eines π^0 -Mesons berechnet werden, falls die erzeugten Photonen nicht beide den Detektor treffen, muß diese Verfälschung der Akzeptanz ausgeglichen werden. Dazu wird $w_{Simulation} = 1/N_{Simulation}$ gewählt, wobei $N_{Simulation}$ die Anzahl der in der Rechnung durchgeführten Zerfallsversuche ist. Dieser Faktor wird nur für die π^0 -Effizienzen benutzt.

Da die so erhaltene Matrix im allgemeinen nicht invertierbar ist, wurde ein Fitverfahren nach [Stü99] verwendet. Unter der Annahme, daß sich mit Gl. B.1 die reale Verteilung beschreiben läßt, wird diese Gleichung mit der rein geometrischen Akzeptanz korrigiert und das Ergebnis mit der Effizienzmatrix transformiert. Die so erhaltene Funktion wird nun an die jeweiligen gemessenen Spektren angepaßt, wobei die Parameter der Gl. B.1 als freie Fitparameter benutzt werden. Die Effizienzfunktion für die gemessene Verteilung ergibt sich aus der Division der Gl. B.1 nach der Akzeptanzkorrektur und der Ergebnisfunktion des Fits. Dieses Verfahren wird sowohl für die Berechnung der Photonen- als auch der Pioneneffizienzen benutzt.

Beispiele für die so bestimmten Effizienzfunktionen für Photonen und π^0 -Mesonen bei verschiedenen Zentralitäten und mit unterschiedlichen Methoden zur Photonenidentifikation sind in den Abb. 5.17 und 5.16 gezeigt. Man erkennt das erwartungsgemäß ähnliche Verhalten der beiden Teilchenarten. Die Effizienz von neutralen Pionen läßt

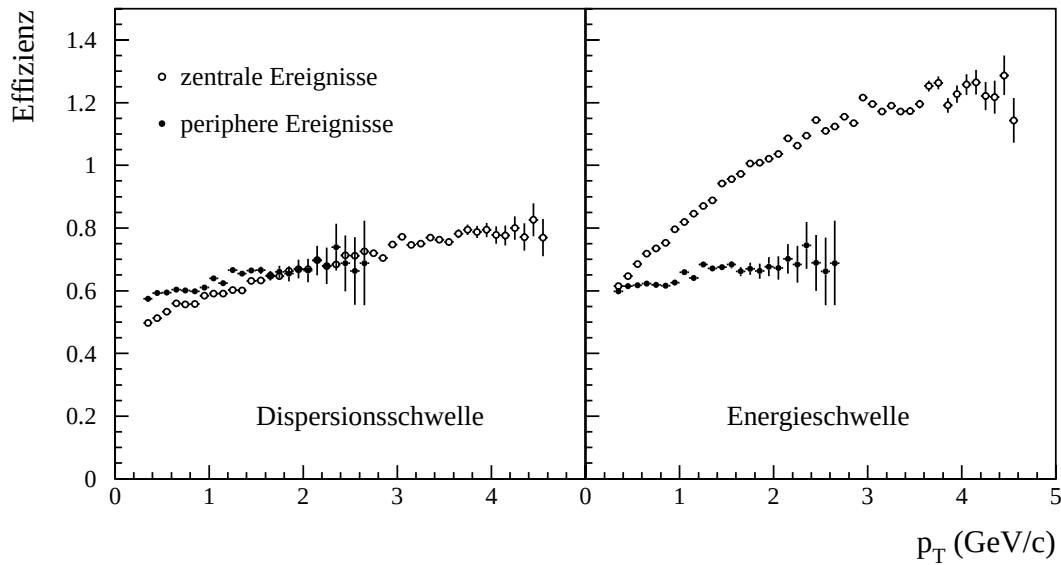


Abbildung 5.16: Beispiele für p_T -abhängige Effizienzfunktionen für Photonen. In der linken Abbildung sind die Effizienzen für zentrale und periphere Ereignisse bei Anwendung der Dispersionsschwelle gezeigt. Im rechten Bild sind die Effizienzen unter alleiniger Anwendung der Energieschwelle dargestellt.

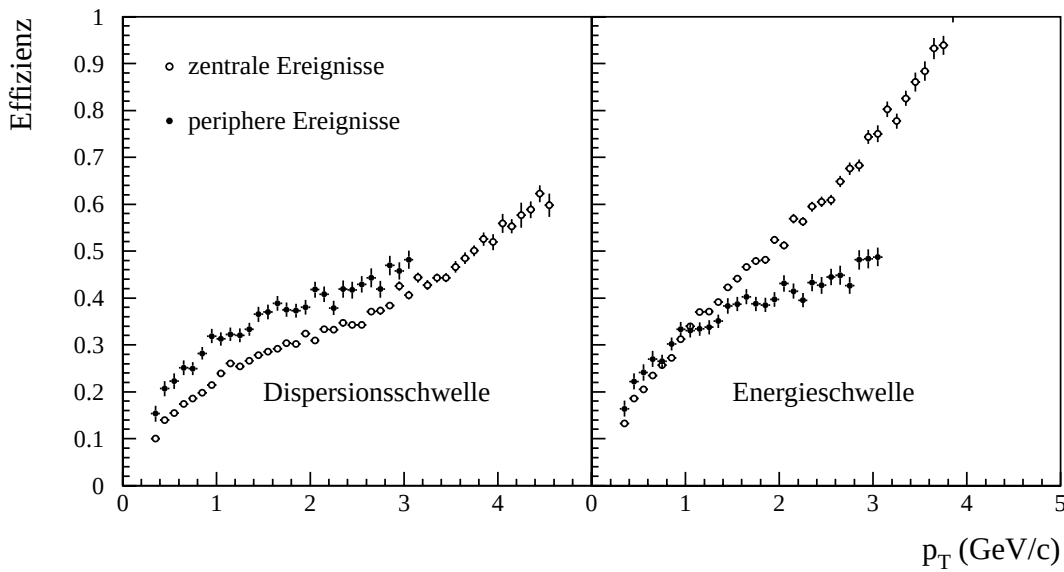


Abbildung 5.17: Beispiele für p_T -abhängige Effizienzfunktionen für π^0 -Mesonen. Auch hier sind wie in Abb. 5.16 die Effizienzen für die zentrale und periphere Ereignisklasse bei Benutzung der beiden Schwellen dargestellt.

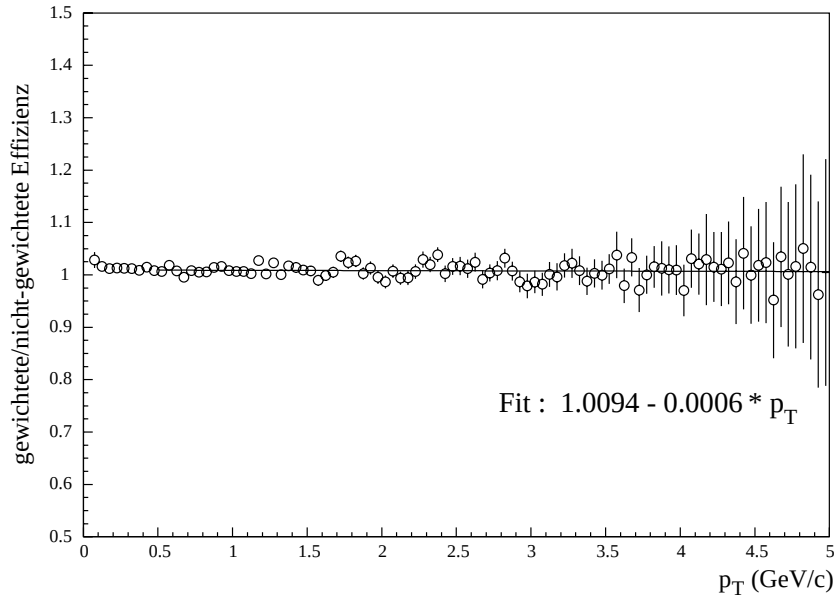


Abbildung 5.18: Verhältnis zweier Effizienzen, die über die Matrixmethode bestimmt wurden, für Photonen bei zentralen Ereignissen. Hierbei ist die eine Matrix mit entsprechend der physikalischen Verteilung gewichteten Werten gefüllt worden. Bei der zweiten Matrix ist keine solche Wichtung benutzt worden. Zusätzlich ist eine Anpassung mit einem Polynom ersten Grades eingezeichnet.

sich wegen des benötigten Nachweises zweier Photonen auch durch die Photoneneffizienz annähern. Es gilt für die Effizienzen ϵ folgende Näherung:

$$\epsilon_{\pi^0}(p_T) \approx (\epsilon_{\gamma}(p_T))^2 \quad (5.18)$$

In Abb. 5.18 ist ein Vergleich zweier Effizienzberechnung über die Matrixmethode gezeigt. Hierbei ist zum einen eine Matrix bestimmt worden, bei der die eingetragenen Werte entsprechend der physikalischen Verteilung gewichtet worden sind. Die andere Matrix wurde ohne Benutzung eines physikalischen Gewichts konstruiert. Man erkennt deutlich, daß die bestimmten Effizienzen praktisch identisch sind, die Matrixmethode also weitestgehend unabhängig von der Verteilung der Testteilchen ist.

5.8.6 Untergrundreaktionen

Als wichtiger Untergrund stellen sich Reaktionen des Strahls mit Restgasatomen heraus. Diese traten auf, da der Bereich um das Target nicht vollständig luftleer war.

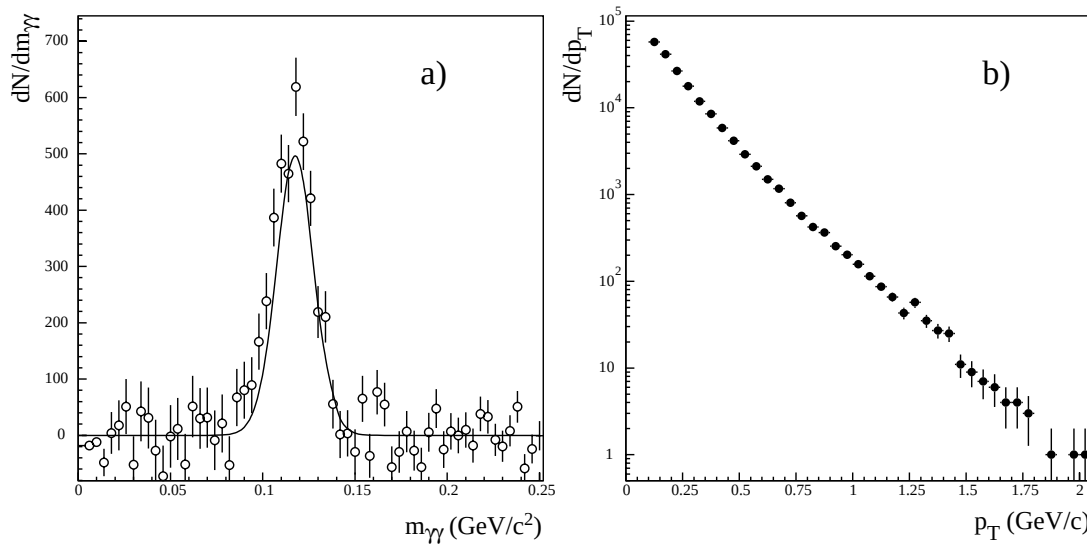


Abbildung 5.19: Abb. a) zeigt die Verteilung der invarianten Masse gemessen ohne Target bei peripheren Ereignissen während der Messung 1996. Abb. b) zeigt das entsprechende inklusive Photonenspektrum.

Zusätzlich können Reaktionen mit Vakuumfenstern oder bei ungenauer Strahlführung mit Konstruktionsteilen der Targethalterung oder ähnlichem aufgetreten sein. Der Teil dieser Reaktionen, die vor dem Target stattfanden, wurde bereits während der Messung zum großen Teil durch die eingesetzten Veto- und Halodetektoren unterdrückt (siehe Kapitel 3.1). Außerdem wurde durch Benutzung eines Teils des Plastic-Ball-Detektors in der Triggerlogik in der Messung 1995 ein Teil der Reaktionen hinter dem Target reduziert. Da sie hinter dem Target stattfanden, sollte ein geringerer Teil der Targetfragmente den Detektor treffen, als für eine wirkliche periphere Reaktion erwartet wurde. Da deren Zahl aber allgemein recht gering war, wurde diese Schaltung in der 1996er Messung wieder entfernt und durch eine analoge, aber flexiblere Behandlung während der Datenanalyse ersetzt.

Die Untergrundreaktionen werden in den Daten wegen der geringen Anzahl an erzeugten Teilchen und damit der geringen produzierten transversalen Energie als periphere oder semi-zentrale Ereignisse klassifiziert. Um diesen Effekt korrigieren zu können, wurden in regelmäßigen Abständen Messungen ohne Target (die *No-Target-Runs*) durchgeführt. In diesen zeigen die Analysen einen deutlichen Peak bei einer invarianten Masse von $112 \text{ MeV}/c^2$ in den gemessenen Daten (siehe Abb. 5.19.a). Die dabei bestimmten inklusiven Photonverteilungen sind in Abb. 5.19.b gezeigt. Um

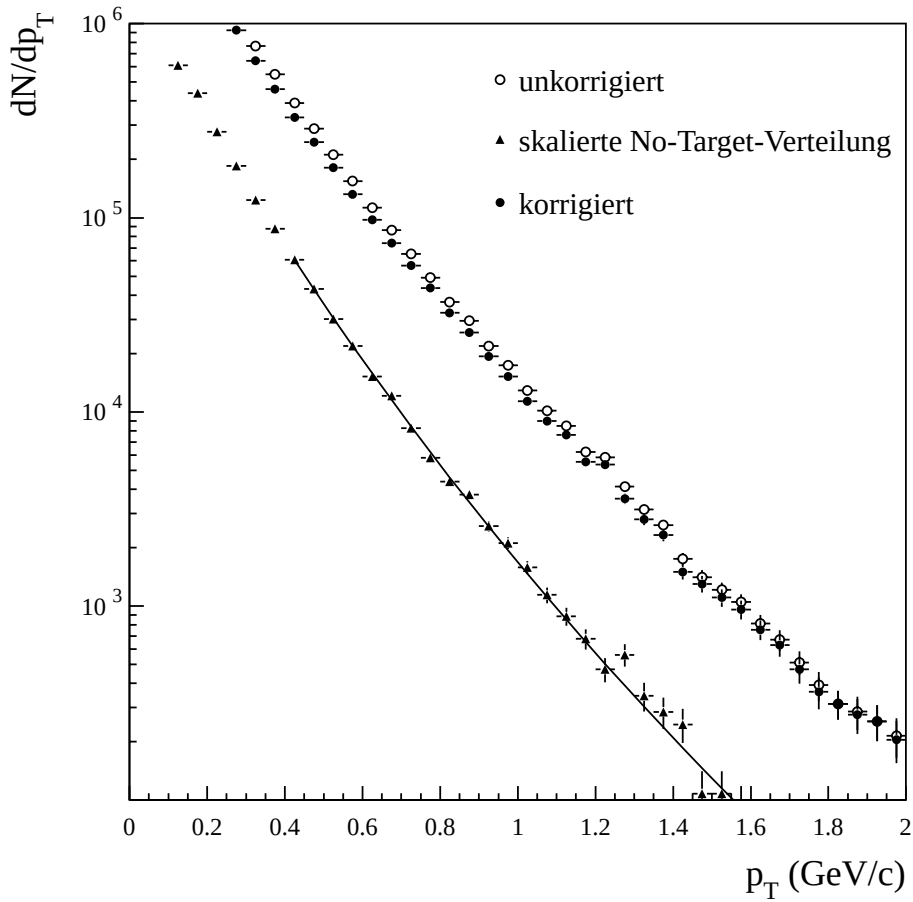


Abbildung 5.20: Beispiel der Korrektur eines peripheren Photonenspektrums durch die No-Target-Verteilung. Es ist zusätzlich die zur Korrektur bei höheren Transversalimpulsen benutzte Anpassung eingetragen.

die Korrekturen im richtigen Verhältnis zur Gesamtanzahl der gemessenen Ereignisse durchführen zu können, wurde die Anzahl der stattfindenden Ereignisse über elektronische Zähler (sogenannte *Scaler*) bestimmt. Es wird für die Korrektur das Verhältnis der Strahlereignisse bestimmt, wobei die Totzeit der Datenerfassung mit berücksichtigt wird (die *after-inhibit-scaler*). Die No-Target-Verteilungen werden gewichtet und abgezogen. Als Beispiel ist die Korrektur peripherer Photonenverteilungen in Abb. 5.20 gezeigt. Die Korrektur mittels des gemessenen No-Target-Untergrundes konnte aber keine vollständige Entfernung des Untergrundes bewirken. Es bleibt vor allem bei den Daten aus der 1995er Messung ein deutlicher Peak bei einer invarianten Masse von etwa $100 \text{ MeV}/c^2$ sichtbar. Die gemessene Häufung in der Verteilung der invarianten Masse

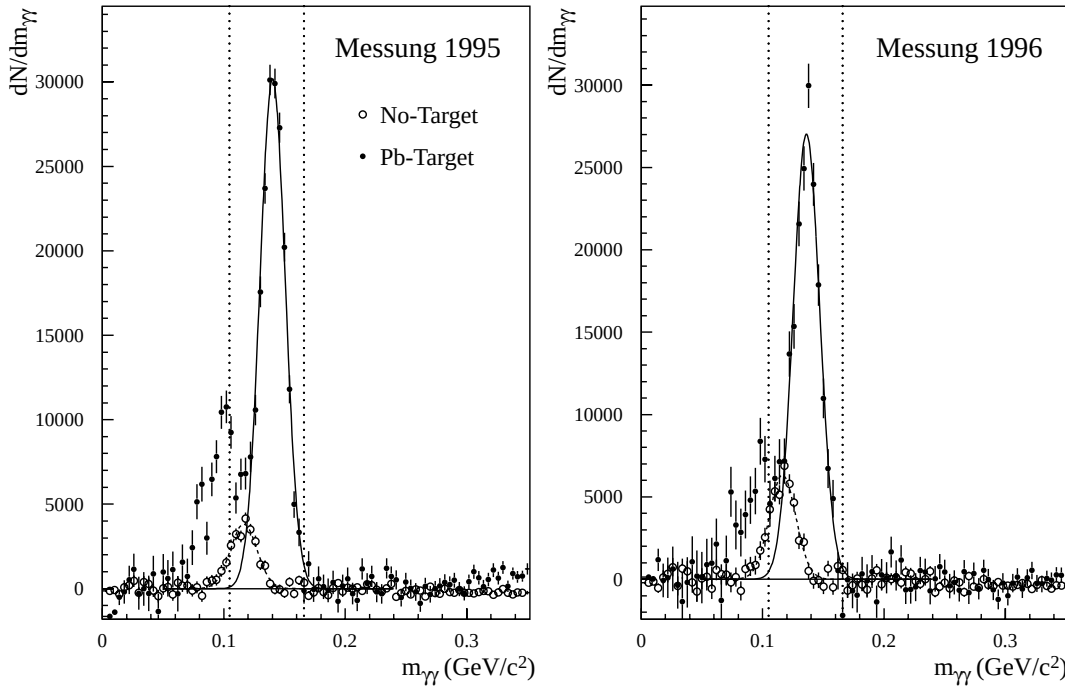


Abbildung 5.21: Verteilungen der invarianten Masse in peripheren Ereignissen nach der No-Target-Korrektur für die beiden Meßperioden. Zusätzlich sind die abgezogenen Verteilungen eingezeichnet. Die Bereiche, in denen das Pionensignal extrahiert wird, sind als gestrichelte Linien dargestellt.

entspricht einer Position von etwa 3 m hinter dem Target. Dort befand sich eine dünne Aluminiumfolie als Austrittsfenster der Vakuumkammer am Beginn des GOLIATH-Magneten. Während der Messungen 1995 war dort zusätzlich ein Aluminiumring zur Stabilisierung im Bereich des weiterführenden Strahlrohrs angebracht.

Die in [Blu98] benutzte Skalierung über eine Anpassungsmethode wurde nicht verwendet, da keine eindeutigen Anhaltspunkte für ihre Notwendigkeit erkennbar waren. Skalierungen um mehr als einen Faktor 2 verbieten sich zusätzlich durch eine danach unphysikalische Struktur der korrigierten E_T -Verteilungen. Es konnte außerdem auch mit der zusätzlichen Skalierung keine befriedigende Reduktion des Untergrundes erreicht werden, da sich die Verteilung, die nach der einfachen Korrektur übrigbleibt, in ihrer Position von der zur Korrektur benutzten unterscheidet. Die entsprechenden korrigierten und zur Korrektur benutzten Verteilungen sind in Abb. 5.21 dargestellt.

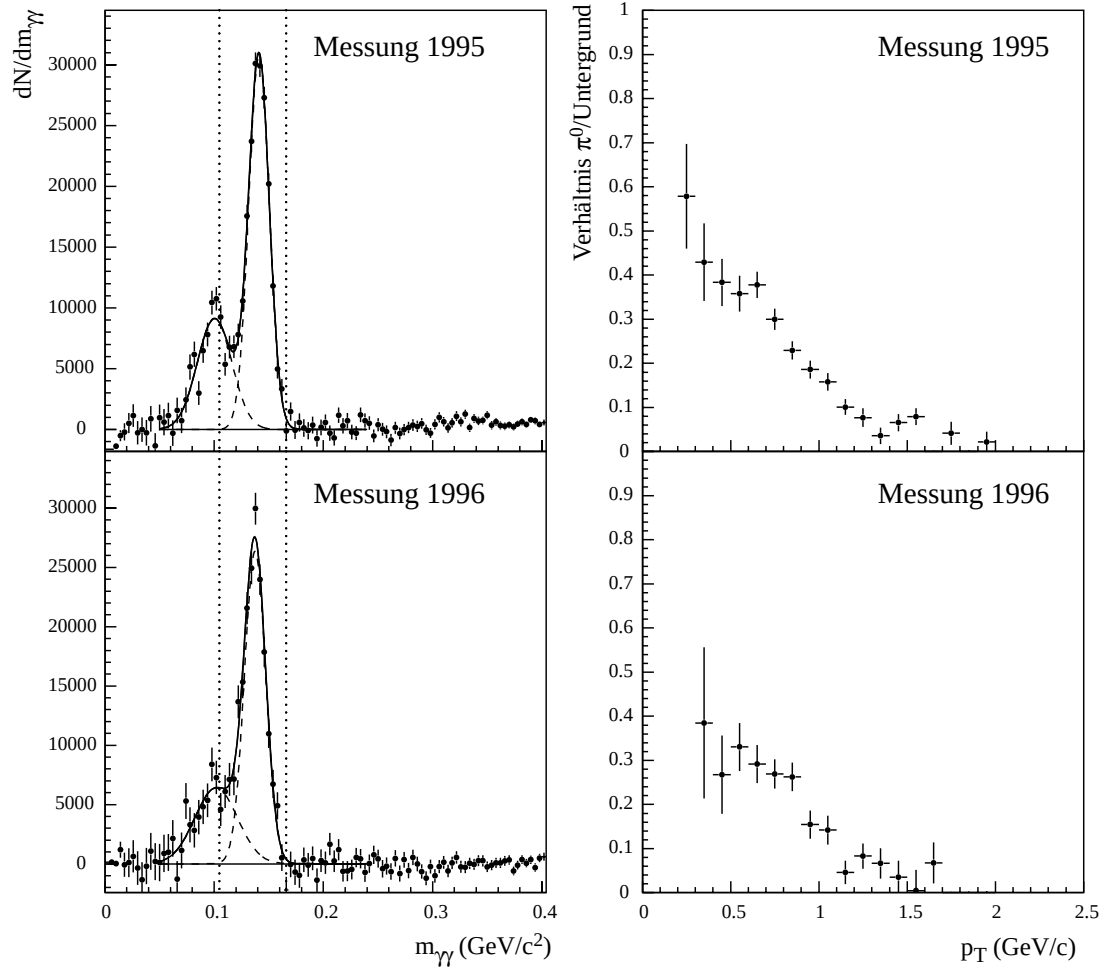


Abbildung 5.22: Einfluß des Untergrundes auf die Rekonstruktion neutraler Pionen. Es wurden zwei durch Anpassung an über p_T summierte Verteilungen bestimmte Gaußfunktionen in einzelnen p_T -Intervallen in ihrer Höhe angepaßt. Die Verhältnisse der Peakhöhen sind für die beiden Meßperioden dargestellt. Es handelt sich um eine obere Abschätzung, da nicht der gesamte Bereich des Untergrundes für die Pionenextraktion benutzt wird.

Da diese Untergrundreaktionen nicht korrigiert werden konnten, wurde untersucht, ob sie die gesamten peripheren Daten beeinflussen oder ob ihre Störung auf den Bereich niedriger Transversalimpulse beschränkt ist. Dazu wurde zuerst die Mittenlage und Breite des Untergrundes und des eigentlichen π^0 -Peaks bestimmt. Es erfolgte dazu eine Anpassung zweier Gaußverteilungen simultan an die über p_T summierten Verteilungen der invarianten Masse. Mit den so gewonnenen Werten wurden nun Anpassungen in den einzelnen p_T -Bereichen durchgeführt, wobei nur noch die Höhen der beiden Gauß-

verteilungen als freie Parameter benutzt wurden. Aus dem Verhältnis dieser beiden Höhen läßt sich der maximale Anteil des Untergrundes am π^0 -Signal abschätzen⁴. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.22 für die beiden Meßperioden dargestellt. Man erkennt, daß ab einem Transversalimpuls von 1 GeV/c das Integral des Untergrundes weniger als 10% des eigentlichen Peaks beträgt (ab 1,2 GeV/c in 1995).

⁴Es handelt sich hierbei um eine obere Abschätzung, da zur π^0 -Extraktion nicht der gesamte Bereich des Untergrundes mitbenutzt wird.

6. Ergebnisse

Da der Zentralität der Reaktion bei der Untersuchung der Ergebnisse eine bedeutende Rolle zukommt, soll zuerst deren Bestimmung kurz beschrieben werden. Die gemessenen p_T -Verteilungen inklusiver Photonen werden diskutiert. Danach werden die bestimmten Transversalimpulsverteilungen neutraler Pionen und Anpassungen an die Verteilungen präsentiert. Aus diesen wird über eine Simulation der Anteil der Photonen bestimmt, die aus Zerfällen von Mesonen stammen. Im Vergleich mit den inklusiven Photonspektren kann man hiermit dann über γ/π^0 -Verhältnisse den Anteil direkt produzierter Photonen extrahieren. Ein wichtiger Aspekt ist dabei der systematische Fehler, dessen Bestimmung ausführlich erläutert wird. Als Ergebnis wird eine Transversalimpulsverteilung direkter Photonen extrahiert und mit Modellrechnungen verglichen.

6.1 Zentralitätsbestimmung

Die gemessenen Ereignisse werden entsprechend der Zentralität des Stoßes in Klassen eingeteilt. Zur Bestimmung der Zentralität einer Reaktion im WA98-Experiment wurden im MIRAC gemessene transversale Energie E_T (siehe Kapitel 3.8) sowie alternativ die in Vorwärtsrichtung gemessene Energie im ZDC benutzt. In der Analyse wird wegen der besseren Auflösung E_T zur Klassifizierung verwendet. Es sind 8 Ereignisklassen definiert worden, wobei E_{T01} den periphersten Stoßbereich bildet und E_{T08} den zentralsten. Sie werden so bestimmt, daß sie einem bestimmten Bereich des Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitts entsprechen. Der Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt ist der Gesamtwirkungsquerschnitt aller im Experiment meßbaren Ereignisse. Er wird durch minimale Anforderungen an die Triggerdetektoren definiert. Dies bedeutet, daß ein Strahlteilchen detektiert wurde, in MIRAC und ZDC die gemessene Energie über bzw. unter einer bestimmten Schwelle lag und der Halo- und Little-Veto-Detektor nicht angesprochen haben. Die einzelnen Schwellen sind in Tab. 6.1 eingetragen.

E_T -Klasse	% MB-WQ	untere E_T -Grenze (GeV)			
		Strahlzeit 95		Strahlzeit 96	
		Magnet an	Magnet aus	Magnet an	Magnet aus
08	0 – 1	460.00	406.60	443.20	395.00
07	1 – 5	410.95	369.45	380.35	341.35
06	5 – 10	361.55	324.55	326.05	291.65
05	10 – 20	281.05	249.25	237.35	212.15
04	20 – 40	161.55	139.15	114.85	102.05
03	40 – 60	79.05	67.75	55.45	50.55
02	60 – 80	28.35	24.65	20.35	18.75
01	80 – 100	0.00	0.00	0.00	0.00

Tabelle 6.1: Die Definition der Zentralitätsklassen für die untersuchte Reaktion Pb+Pb bei 158 AGeV im WA98-Experiment (MB-WQ bezeichnet den Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt).

Die so definierten Klassen wurden zu weiteren Klassen zusammengefaßt. Daraus ergibt sich unter anderem die bereits erwähnte Klasse der zentralen Ereignisse. Sie deckt den Bereich von 0-10% des Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitts ab. Die periphere Klasse ist gleichbedeutend mit der E_T -Klasse 01, d.h. 80-100% Minimum-Bias-Wirkungsquerschnittes. Zusätzlich wird häufig noch eine semi-zentrale Klasse benutzt, die den Bereich zwischen zentralen und peripheren Stößen umfaßt. Die E_T -Verteilung und die Bereiche, die die Klassen Peripher, Semizentral und Zentral abdecken, ist in Abb. 6.1 dargestellt. Die einzelnen Definitionen sind kurz in folgender Tabelle zusammengefaßt:

Ereignisklasse	% MB-WQ	E_T -Klassen
zentral	0 – 10	5 – 8
semi-zentral	10 – 80	2 – 4
peripher	80 – 100	1

Die so definierten Klassen sind nicht mit den Ereignisklassen zu verwechseln, die während der Datenaufnahme benutzt wurde. Diese werden aus noch nicht korrigierten Detektorsignalen bestimmt und stehen daher nicht in festem Zusammenhang mit dem Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitt. Zusätzlich wurden während der Messung die pe-

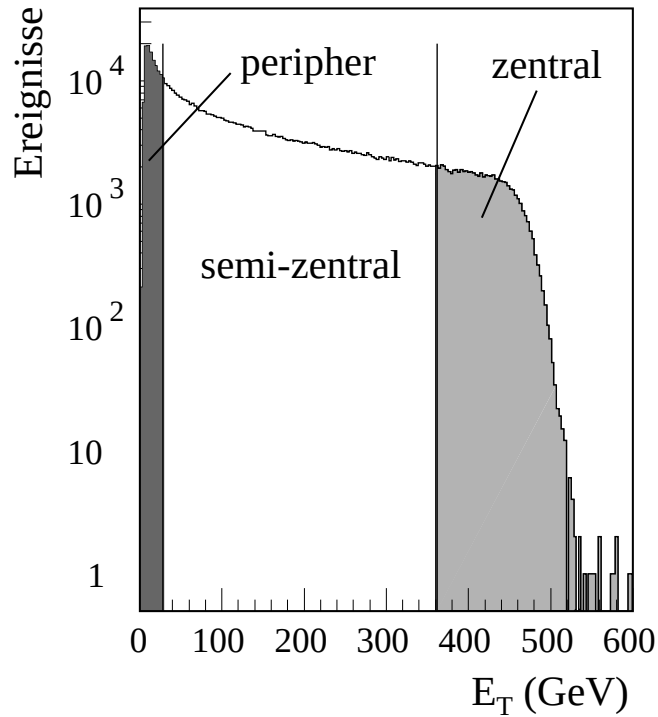


Abbildung 6.1: Verteilung der transversalen Energie E_T für Pb+Pb-Reaktionen bei 158 AGeV. Es sind die Klassen Zentral (hellgrau), und Peripher (dunkelgrau) sowie die zwischen diesen beiden liegende semi-zentrale Klasse eingezeichnet.

riphere und semi-zentrale Ereignisklasse seltener aufgezeichnet als die allein aus geometrischen Gründen weniger häufig auftretenden zentralen Ereignisse. Diese *Scaledown*-Faktoren werden in der Analyse wieder herausgerechnet, um physikalisch sinnvolle Verteilungen zu erhalten.

Die insgesamt in dieser Analyse benutzte Zahl von Ereignissen ist in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Reaktion	Magnetfeld	Minimum Bias	Zentral	Peripher
Pb+Pb (95)	ein	$2,45741 \cdot 10^7$	$2,70258 \cdot 10^6$	$4,58211 \cdot 10^6$
	aus	$1,59265 \cdot 10^6$	181569	286161
Pb+Pb (96)	ein	$2,7183 \cdot 10^7$	$3,30663 \cdot 10^6$	$4,88853 \cdot 10^6$
	aus	$6,14327 \cdot 10^6$	764736	$1,14682 \cdot 10^6$

Man erkennt, daß der Großteil der gemessenen Daten bei eingeschaltetem Magnetfeld aufgenommen wurde. Die Statistik der Daten bei ausgeschaltetem Magneten reicht

bei weitem nicht aus, um eine unabhängige Analyse durchzuführen. Daher werden sie unter Beachtung der Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitte zu den Daten mit Magnetfeld hinzugefügt. Dabei werden sie entsprechend der Anzahl der gemessenen Ereignisse gewichtet.

6.2 Berechnung lorentzinvarianter Wirkungsquerschnitte

Um die Ergebnisse mit anderen vergleichen zu können, ist es sinnvoll, sie in der Form lorentzinvarianter Wirkungsquerschnitte anzugeben. Dazu muß genau über die Anzahl der in den jeweiligen Klassen gemessenen und verworfenen Ereignisse Buch geführt werden. Ebenso müssen die Scaledown-Faktoren der einzelnen Triggerklassen berücksichtigt werden, um Ereignisse in den skalierten Klassen mit der richtigen Gewichtung zu zählen. Der lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$ ergibt sich dann zu:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{dy dp_T^2} = \frac{\Delta N \sigma_{mb}}{M} \frac{1}{\Delta y \Delta \Phi p_T \Delta p_T} \quad (6.1)$$

Hierbei bezeichnet ΔN die Zahl der bestimmten Teilchen im Transversalimpulsintervall Δp_T und M die Zahl der Minimum-Bias Ereignisse. $\Delta \Phi$ und Δy dienen zur Normierung auf das vorher betrachtete Akzeptanzintervall. Daher wird entsprechend der Akzeptanzberechnung $\Delta y = 1.2$ gesetzt. Da in der Akzeptanzkorrektur auf den gesamten Azimuthalwinkel extrapoliert wird, ist $\Delta \Phi = 2\pi$.

Die Minimum-Bias-Wirkungsquerschnitte mußten aufgrund der unterschiedlichen Bedingungen sowohl für die beiden Meßperioden als auch für die benutzten Magnetfeldbedingungen einzeln bestimmt werden und sind in folgender Tabelle zusammengefaßt:

Target	Strahlzeit	Magnet an	Magnet aus
Pb	95	6192 mb	5971 mb
Pb	96	6451 mb	6202 mb

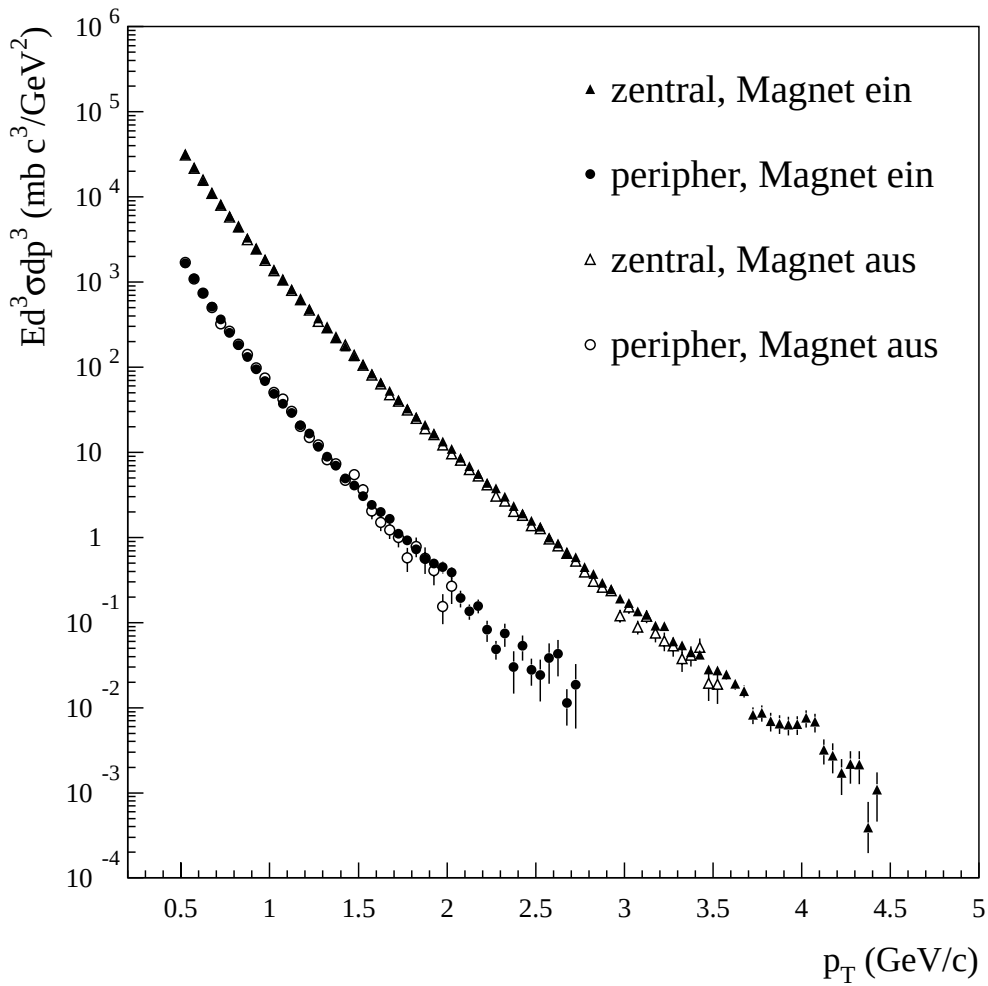


Abbildung 6.2: Lorentzinvariante Wirkungsquerschnitte inklusiver Photonen für die Reaktion Pb+Pb bei 158 AGeV. Es sind Daten mit Magnetfeld als gefüllte und ohne Magnetfeld als offene Symbole dargestellt. Die Daten sind während der Messungen 1995 und 1996 aufgenommen worden.

6.3 Verteilungen inklusiver Photonen

Mit den im letzten Kapitel diskutierten Korrekturen lassen sich Transversalimpulsverteilungen inklusiver Photonen bestimmen. Sie lassen sich mit guter Statistik im p_T -Bereich von 0,3 bis 4,5 GeV/c für zentrale Ereignisse hinaus messen. In peripheren Ereignissen reichen die Verteilungen bis zu einem Transversalimpulsbereich von 3 GeV/c. In Abb. 6.2 sind die Ergebnisse für die Messungen mit eingeschaltetem Magnetfeld in den wichtigsten Zentralitätsklassen gezeigt. Hierbei wurden die Ergebnisse beider Meß-

perioden zusammengefaßt. Messungen ohne Magnetfeld wurden nur während kürzerer Perioden durchgeführt, was sich durch die fehlende Statistik deutlich in den Spektren bemerkbar macht. Diese Daten sind in Abb. 6.2 als offene Symbole eingezeichnet.

6.4 Transversalimpulsverteilungen neutraler Pionen

Auch die Transversalimpulsverteilungen neutraler Pionen konnten über einen weiten Bereich bestimmt werden. Die zur Extraktion direkter Photonen benutzten Verteilungen sind in Abb. 6.3 für periphere und zentrale Ereignisse gezeigt. Zusätzlich sind Parametrisierungen mit Gl. B.1 für die im nächsten Abschnitt beschriebene Simulation der Zerfallphotonen eingezeichnet. Sie wurde für zentrale Ereignisse im Bereich $0,5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 4,1 \text{ GeV}/c$ und für periphere Ereignisse von $0,5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 2,5 \text{ GeV}/c$ angepaßt. Die eingetragenen Parameter $T_{Hagedorn}$ sind die Steigungsparameter der Hagedornfunktion im Punkt $p_T = 0$ nach Gl. B.2.

6.5 Bestimmung des Anteils direkter Photonen

Zur Bestimmung der direkten Photonen muß zuerst der Untergrund aus den Zerfällen der erzeugten Mesonen bestimmt werden. Den Hauptanteil hierzu liefern die neutralen Pionen. Um eine präzise Aussage machen zu können, werden diese im WA98-Experiment aus den inklusiven Photonen rekonstruiert. Eine weitere Quelle für Photonen ist der Zerfall des η -Mesons. Über eine Monte-Carlo-Simulation wurden die Zerfallsphotonen bestimmt und mit den inklusiven Photonen verglichen. Hieraus läßt sich ein Signal extrahieren. Um Fehler bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte oder in der Normierung der Spektren zu verringern, wird das Verhältnis γ/π^0 zur Untersuchung des Anteils direkter Photonen benutzt. Hierdurch heben sich Unsicherheiten, die sich auf die Verteilungen beider Teilchenarten auswirken, auf.

6.5.1 Photonen aus Mesonenzerfällen

Die gemessenen Verteilungen neutraler Mesonen wurden, wie in Kapitel 6.4 erklärt, über eine Hagedorn-Parametrisierung angepaßt. Diese Parametrisierung wurde dann in

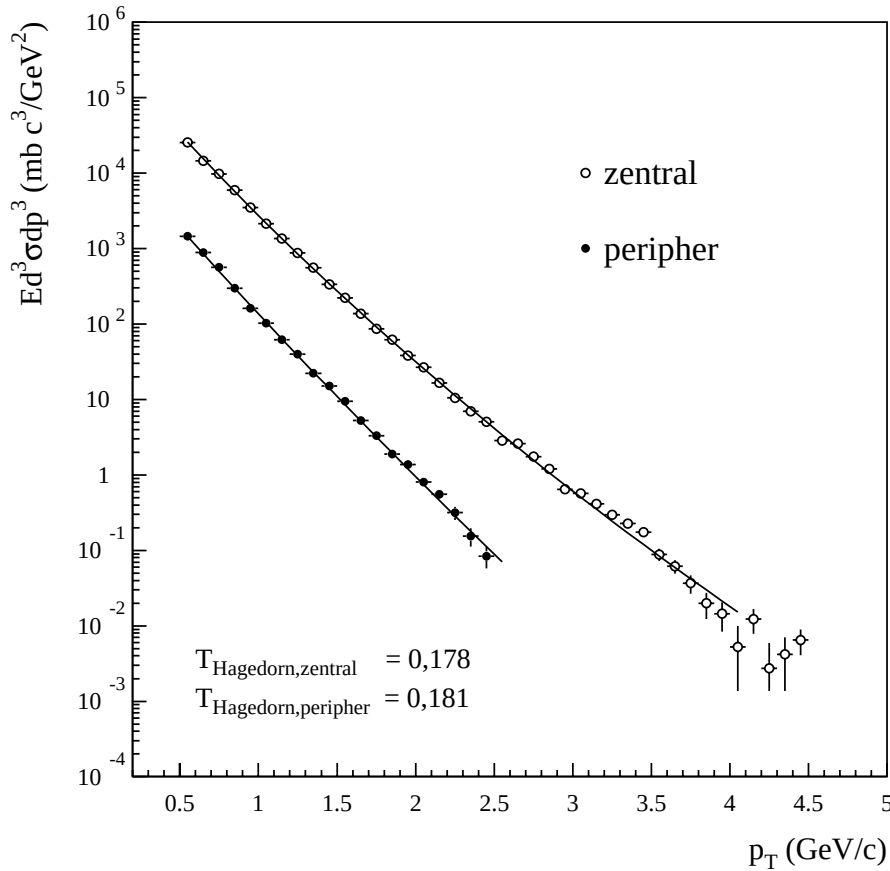


Abbildung 6.3: Lorentzinvariante Wirkungsquerschnitte neutraler Pionen für die Reaktion Pb+Pb bei 158 AGeV. Es sind die Ergebnisse beider Strahlperioden für zentrale und periphere Daten dargestellt. Zusätzlich sind Parametrisierungen nach Gl. B.1 und die zugehörigen Steigungsparameter $T_{Hagedorn}$ eingezeichnet. Es ist die gesamte Statistik der Messungen von 1995 und 1996 verwendet worden.

einer Simulation als Ausgangspunkt für die Bestimmung der Zerfallsphotonen benutzt. Die Abweichung der Parametrisierung von den Daten ist in Abb. 6.4 für die periphere und zentrale Ereignisklasse gezeigt. Im Bereich des Transversalimpulses zwischen 1 und 3 GeV/c ist die Abweichung geringer als etwa 15%. Da keine systematische Abweichung vorliegt und dies im Rahmen der Unsicherheiten in den Pionenspektren liegt, wird dies als ausreichend angesehen. Zusätzlich hat diese Anpassung den Vorteil, die Verteilung etwas zu glätten und nicht sensitiv auf unphysikalische Sprünge in den Raten zu sein.

Neben den π^0 -Mesonen spielen auch die η -Mesonen eine nicht zu vernachlässigende Rolle. Ihr Anteil an den Zerfallsphotonen liegt bei etwa 10%. Es war bei der vor-

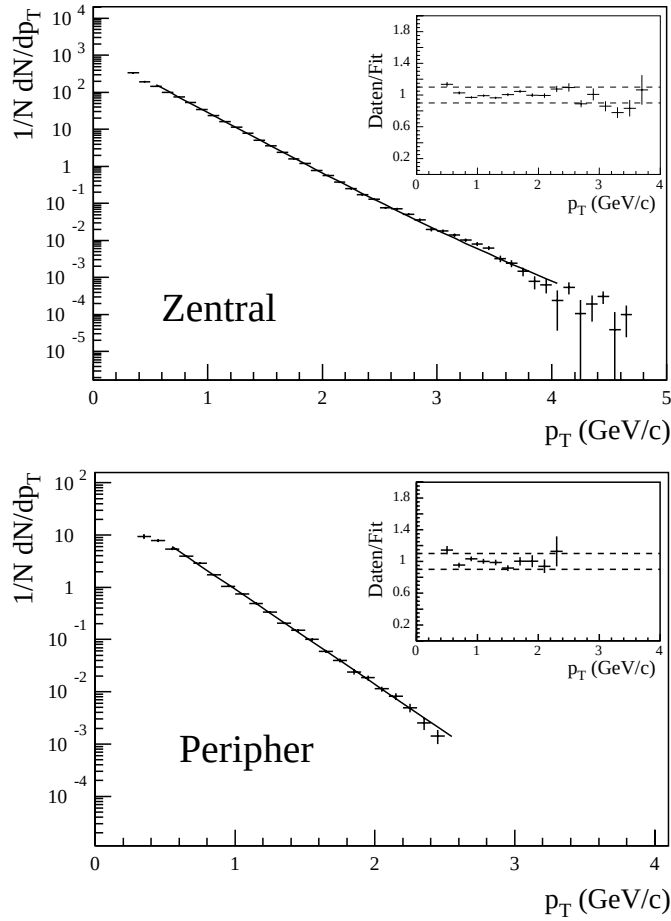


Abbildung 6.4: Anpassung an die π^0 -Daten und die relative Abweichung der Anpassung von den π^0 -Verteilungen für zentrale und periphere Ereignisse.

handenen Statistik nicht möglich, Transversalimpulsverteilungen dieser Teilchen mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen [Blu98]. Daher wurde zur Beschreibung dieser Teilchenverteilung, wie auch für die schwereren Mesonen, die m_T -Skalierung benutzt. Diese besagt, daß sich die Wirkungsquerschnitte verschiedener Teilchen i als Funktion der transversalen Masse $m_{T,i} = \sqrt{p_T^2 + m_i^2}$ gleich verhalten. Man kann daher die Form der η -Spektren aus einer m_T -Skalierung der π^0 -Verteilungen gewinnen. Für schwerere Mesonen wird ebenso verfahren (siehe auch [Cle93]). Die wichtigsten am Untergrund beteiligten Zerfälle sind in Tab. 6.2 aufgelistet. Die Spektren werden relativ zum π^0 -Spektrum über Teilchenverhältnisse aus der Literatur gewichtet. Eine Sonderstellung nimmt hierbei wiederum das η -Meson ein. Da dieses zu etwa 39% in zwei Photonen zerfällt, wurde versucht, seine Transversalimpulsverteilung auf die

Zerfall	Ruhemasse (MeV/c ²)	Verzweigungs- verhältnis	Q-Wert (MeV/c ²)
$\pi^0 \longrightarrow \gamma\gamma$	134,9734	98,798 %	134,9734
$\eta \longrightarrow \gamma\gamma$	548,8	38,90 %	548,8
$\eta \longrightarrow \gamma\gamma$	548,8	4,91 %	269,7
$\omega \longrightarrow \pi^0\gamma$	783	8,0 %	648
$\eta' \longrightarrow \rho^0\gamma$	958	30 %	188
$\eta' \longrightarrow \omega\gamma$	958	3 %	175
$\eta' \longrightarrow \gamma\gamma$	958	2,2 %	958

Tabelle 6.2: Mesonen mit einer Ruhemasse $\leq 1 \text{ GeV}/c^2$, die einen nichtvernachlässigbaren Beitrag zum Photonenuntergrund liefern können.

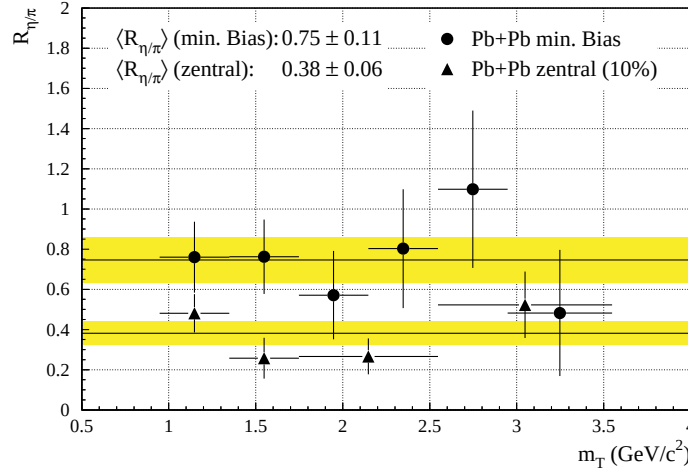


Abbildung 6.5: Das η/π^0 -Verhältnis R_{η/π^0} , gemessen im WA98-Experiment [Blu98]. Die grauen Bänder stellen die Mittelwerte der Datenpunkte mit ihren Fehlern für die zwei Zentralitätsklassen Minimum-Bias und Zentral dar.

selbe Art wie für neutrale Pionen im WA98-Experiment zu messen. Dies ist allerdings aufgrund des viel geringeren Wirkungsquerschnittes in Kombination mit dem ungünstigeren Verzweigungsverhältnis ungleich schwieriger. In [Blu98] konnten daher auch nur wenige Datenpunkte mit großen Fehlern bestimmt werden. Statt der Verwendung eines Transversalimpulsspektrums wurde daher auch hier, wie oben bereits erwähnt, die m_T -Skalierung angewandt. Dabei wurden zur Normierung auf die Pionenspektren die im

WA98- und WA80-Experiment gemessenen η/π^0 -Verhältnisse benutzt [Alb95, Blu98]. Das im WA98-Experiment bestimmte Verhältnis ist in Abb. 6.5 gezeigt.

Ein Ergebnis der Zerfallsimulation ist in Abb. 6.6 für zentrale und periphere Ereignisse gezeigt. Es sind die Verhältnisse der Zerfallsphotonen zur Anzahl simulierter neutraler Pionen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls dargestellt. Es sind die Zerfälle von π^0 -, η -, ω - und η' -Mesonen untersucht worden. Es zeigt sich ein sehr ähnliches Aussehen der γ/π^0 -Verhältnisse in den beiden Zentralitätsklassen. Zerfälle der simulierten Teilchen in neutrale Pionen, bei denen keine Photonen direkt erzeugt werden, brauchen in der Simulation nicht berücksichtigt zu werden, da sie implizit in dem gemessenen Pionenspektrum enthalten sind.

Zusätzlich wurden weitere Zerfälle (z.B. $K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ und $\Lambda^0 \rightarrow n\pi^0$) unter dem Begriff *schwache Zerfälle* aufsummiert. Da ein Teil dieser Teilchen relativ lange Lebensdauern hat, zerfallen sie im Mittel erst deutlich hinter dem Target. Da bei der π^0 -Rekonstruktion aber vom Target als Zerfallsvertex ausgegangen wird, werden die so entstandenen Pionen mit einer zu niedrigen invarianten Masse rekonstruiert und so zwei Einzelphotonen vorgetäuscht. Der Anteil dieser Zerfälle ist aber ab $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ vernachlässigbar gering. Man erkennt, daß neben der größten Quelle von π^0 -Zerfällen eigentlich nur noch die η -Zerfälle einen nennenswerten Beitrag liefern. Der Anteil durch andere Zerfälle gelieferter Photonen liegt ab einem Transversalimpuls $p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$ bei unter 0,5%. Eine genauere Untersuchung höherer Resonanzen findet sich in [Alb91]. Sie ist für das WA80-Experiment durchgeführt worden, allerdings lassen sich die Aussagen auf die hier benutzte Detektorgeometrie übertragen.

6.5.2 γ/π^0 -Verhältnisse

Mit den wie beschrieben gewonnenen Untergrundverteilungen lassen sich Vergleiche mit den gemessenen Spektren anstellen. In Abb. 6.7 sind die γ/π^0 -Verhältnisse für periphere und zentrale Ereignisse im Vergleich von Messung (Datenpunkte) und der Simulation der Untergrundphotonen (Histogramm) dargestellt. Man erkennt bei zentralen Ereignissen einen deutlichen Überschuß in den Messungen ab einem Transversalimpuls von etwa $1,5 \text{ GeV}/c$. In peripheren Ereignissen zeigt sich dagegen ein Überschuß in der Simulation der Zerfallsphotonen. Dies ist mit einer unvollständigen Korrektur des Untergrundes zu erklären, wie in Kap. 5.8.6 detailliert beschrieben wurde. Dadurch wird nicht nur eine höhere π^0 -Ausbeute vorgetäuscht, sondern auch durch eine unsichere

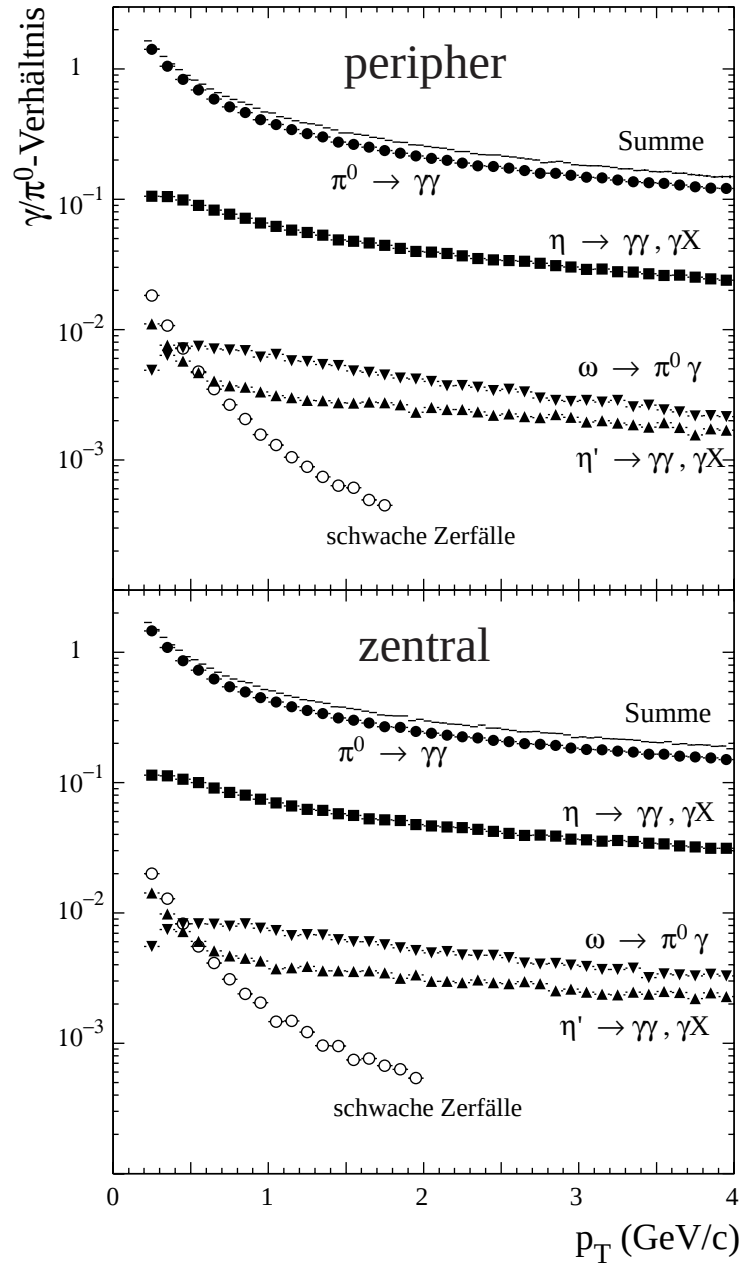


Abbildung 6.6: γ/π^0 -Verhältnisse aus der Zerfallssimulation für periphere (obere Abbildung) und zentrale Ereignisse (unten). Es sind die Photonenausbeuten der einzelnen Zerfälle bezogen auf die simulierten π^0 -Verteilungen sowie die Summe (Histogram) aller Zerfallsphotonen gezeigt.

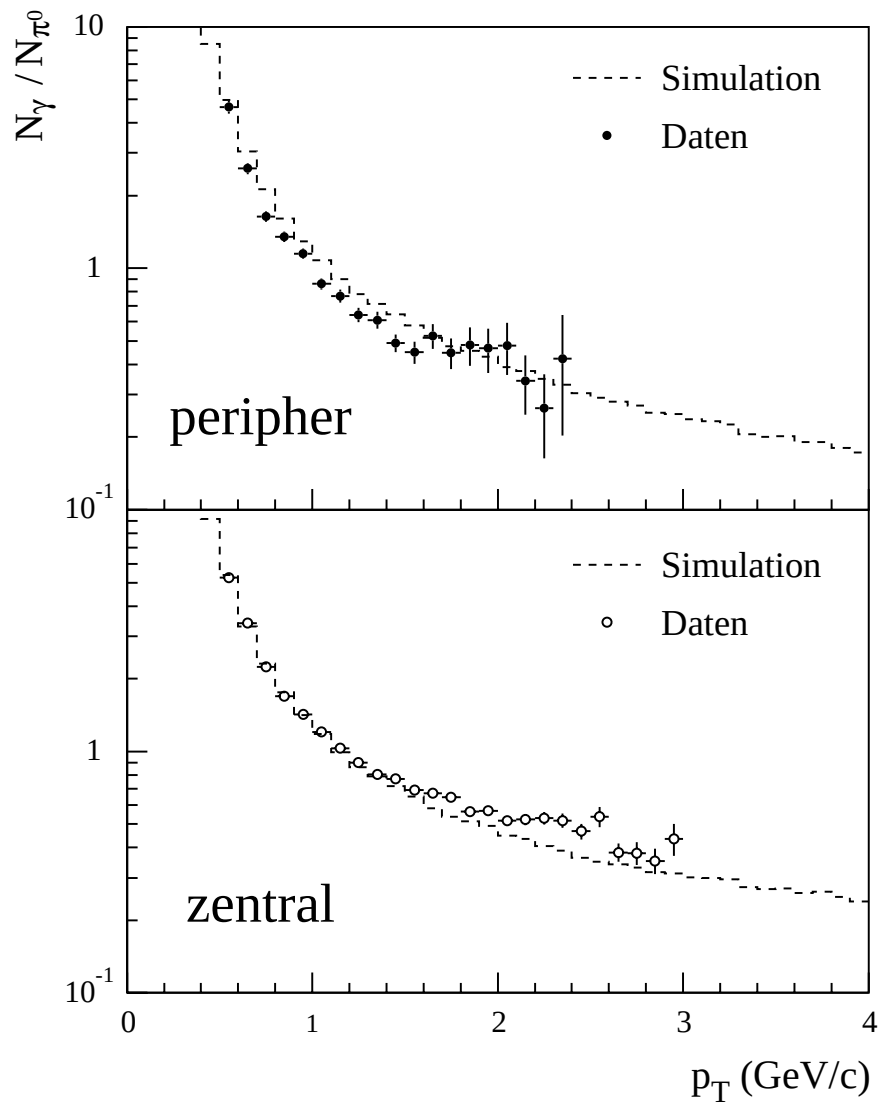


Abbildung 6.7: γ/π^0 -Verhältnisse für periphere und zentrale Reaktionen. Es sind die gemessenen Daten im Vergleich zu den Ergebnissen der Simulation dargestellt. Es sind die Verhältnisse der nicht akzeptanzkorrigierten Verteilungen dargestellt. Die in Abb. 6.6 gezeigten Verhältnisse sind akzeptanzkorrigiert.

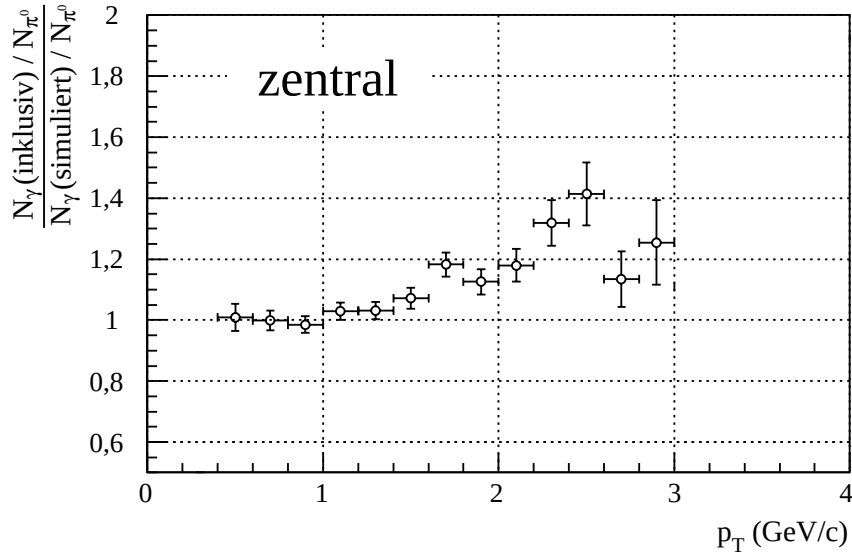


Abbildung 6.8: γ/π^0 -Doppelverhältnis für zentrale Reaktionen. Es ist das Doppelverhältnis aus den in Abb. 6.7 gezeigten γ/π^0 -Verhältnissen aus den Daten und der Simulation dargestellt. Der Einbruch bei $p_T \approx 2,7$ GeV/c ist auf Unsicherheiten in dem gemessenen π^0 -Spektrum zurückzuführen.

Anzahl an tatsächlichen Reaktionen im Target eine falsche Normierung der Spektren durchgeführt.

Um den Überschuß in zentralen Ereignissen besser charakterisieren zu können, wird ein Doppelverhältnis zwischen gemessenen und simulierten Verteilungen gebildet:

$$\frac{N_\gamma(\text{inklusive})}{N_\gamma(\text{Zerfälle})} = \frac{\frac{N_\gamma(\text{inklusive})}{N_{\pi^0}(\text{gemessen})}}{\frac{N_\gamma(\text{Zerfälle})}{N_{\pi^0}(\text{simuliert})}} \quad (6.2)$$

Das Ergebnis ist in Abb. 6.8 dargestellt. Es ergibt sich ein im Rahmen der Fehler bei 1 liegendes Doppelverhältnis für niedrige p_T . In diesem Transversalimpulsbereich stammen die gemessenen Photonen fast ausschließlich aus Zerfällen von Mesonen. Ab einem p_T von etwa 1,5 GeV/c steigt das Verhältnis an. Bei höheren p_T von etwa $\geq 2,5$ GeV/c ergeben sich stärkere Fluktuationen, die auf die gemessenen Pionenspektren zurückzuführen sind. Daher wurde in einem weiteren Schritt zuerst die Normierung der simulierten Daten bezogen auf die Messung bestimmt, um danach direkt die Photonenspektren vergleichen zu können. Dieses Vorgehen ist in Abb. 6.9

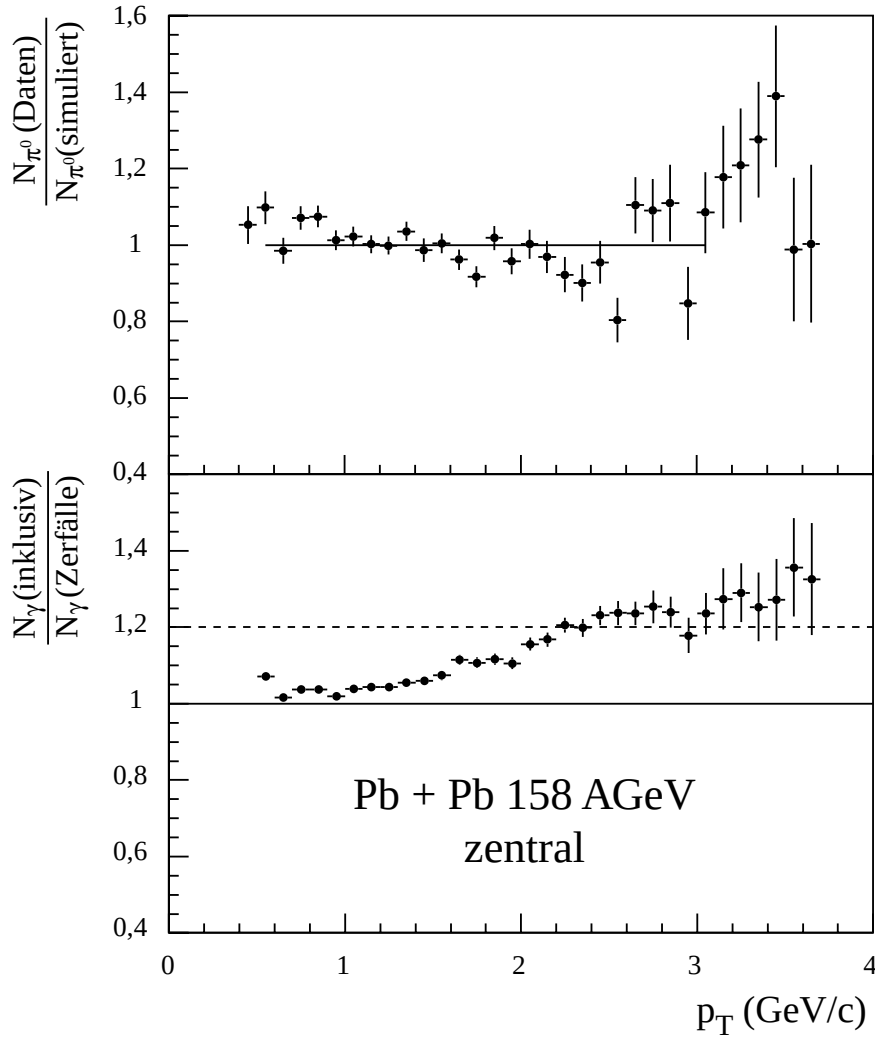


Abbildung 6.9: Verhältnisse der Daten im Vergleich zu den Simulationen. Im oberen Bild ist das Verhältnis aus gemessener zu simulierter π^0 -Verteilung dargestellt. Das Verhältnis ist mit der bestimmten Konstanten angepaßt und normiert worden. Im unteren Bild ist die gewonnene Normierung auf die Photonenverteilung angewandt worden. Es ist das Verhältnis gemessener inklusiver Photonen zu aus der Simulation gewonnenen Zerfallsphotonen dargestellt.

gezeigt. In der oberen Abbildung ist das Verhältnis der gemessenen zu den simulierten Verteilungen neutraler Pionen eingetragen. Aus diesem Verhältnis wurde im Bereich $0,5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 3 \text{ GeV}/c$ die Normierung bestimmt. Über diese so bestimmte Normierung der Simulationsdaten kann direkt ein Verhältnis der gemessenen inklusiven

Photonen zu den aus Mesonenzerfällen stammenden bestimmt werden. Das Ergebnis ist im unteren Bild von Abb. 6.9 eingetragen. Es ergibt sich ein Anstieg des Verhältnisses von niedrigen Transversalimpulsen bis auf einen Wert von über 1,2 bei $p_T \geq 2,2$ GeV/c. Das Verhältnis steigt zu höheren p_T weiter an, allerdings lassen die hier größer werdenden Fehler keine eindeutige Aussage zu.

6.5.3 Bestimmung der systematischen Unsicherheiten

Um aus den so gewonnenen Photonenverhältnissen Aussagen über die Produktion direkter Photonen machen zu können, ist eine Untersuchung der systematischen Unsicherheiten unumgänglich.

Im Gegensatz zu Messungen von Photonen in Kollisionsexperimenten an Speicherringen ergibt sich durch die Messung mit festem Target der Vorteil, daß die Photonen eine insgesamt höhere Energie besitzen. Dies kommt der Energieauflösung des Detektors und damit auch der Auflösung der invarianten Masse zugute. Allerdings ergibt sich durch die deutlich höhere Trefferdichte eine zentrale Rolle der in Kapitel 5.8.5 beschriebenen Rekonstruktionseffizienz.

Zur Untersuchung der systematischen Unsicherheiten der Effizienz wurde die Analyse mit mehreren Methoden zur Erkennung von Photonen durchgeführt. Im einzelnen waren dies:

- Methode 1: Die Anwendung einer 750 MeV-Energieschwelle und einer Dispersionsschwelle nach Gl. 5.11. Dies ist die favorisierte Methode, da sie die beste Photonenerkennung gewährleistet.
- Methode 2: Es wurde eine weitere, etwas schwächere Dispersionsschwelle gewählt, die zusammen mit der Energieschwelle angewendet wurde.
- Methode 3: Es wurde in einer Analyse allein die 750 MeV-Energieschwelle zur Photonenidentifikation benutzt. Hierdurch werden zwar die MIPs verworfen, ein großer Teil der aufschauernenden Hadronen wird aber durch diese Schwelle nicht verworfen.
- Methode 4: Als letzte Methode wurden zusätzlich Daten ohne Anwendung einer Schwelle untersucht. Hier bestehen die Daten aus allen Teilchen, die ein Signal im

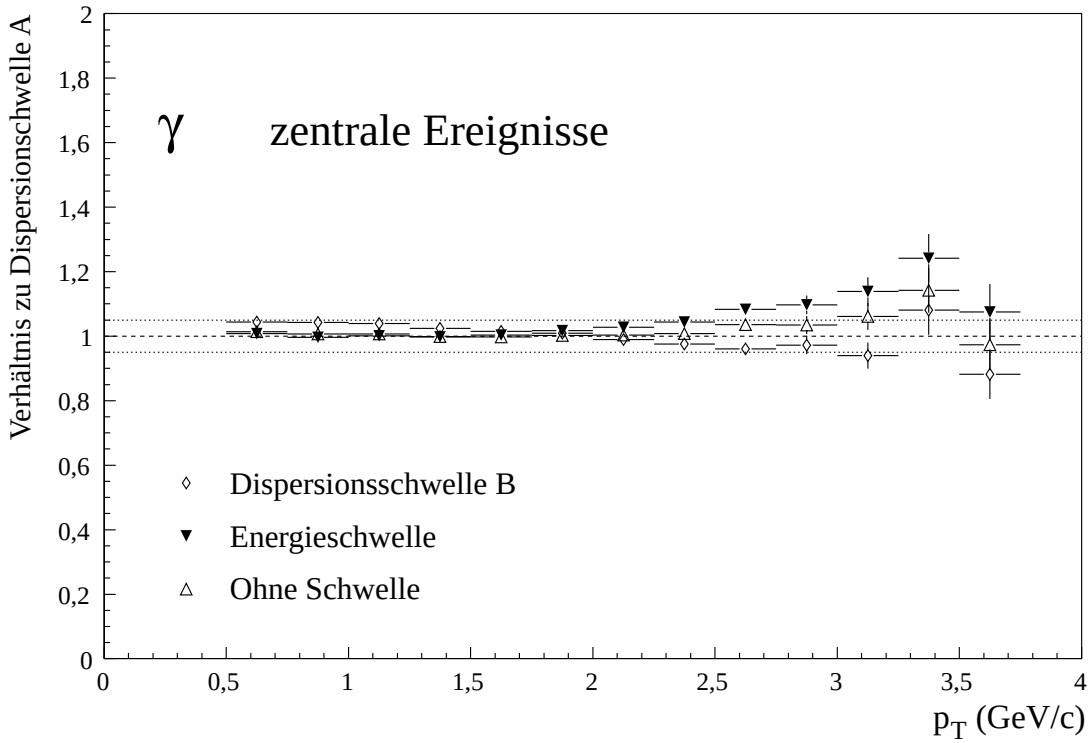


Abbildung 6.10: Vergleich der Ergebnisse für verschiedene Rekonstruktionsmethoden für zentrale Ereignisse. Es sind die Verhältnisse der Photonenverteilungen für die Rekonstruktionsmethoden mit schwachem Dispersionscut B, mit Energieschwelle und ohne Schwellen, bezogen auf die Rekonstruktion mit einem Dispersionscut nach Gl. 5.11 dargestellt. Für den Fall des Dispersionscuts B wurden die Korrekturen geladener und neutraler Teilchen des starken Dispersionscuts benutzt. Daraus resultiert die Abweichung bei niedrigen Transversalimpulsen.

Detektor erzeugen. Die Korrekturen für geladene und neutrale Teilchen sowie die Effizienz müssen auch für diesen Extremfall korrekte Ergebnisspektren liefern.

Die Analysen sind sowohl für die π^0 -Rekonstruktion wie auch die Bestimmung inklusiver Photonen durchgeführt worden.

In Abb. 6.10 ist das Ergebnis für Photonen und in Abb. 6.11 für neutrale Pionen dargestellt. Zu beachten ist, daß im Falle des schwachen Dispersionscut B für die Photonrekonstruktion aus technischen Gründen keine eigenen Korrekturen für geladene und neutrale Teilchen bestimmt wurden. Dadurch ist die Abweichung von den übrigen

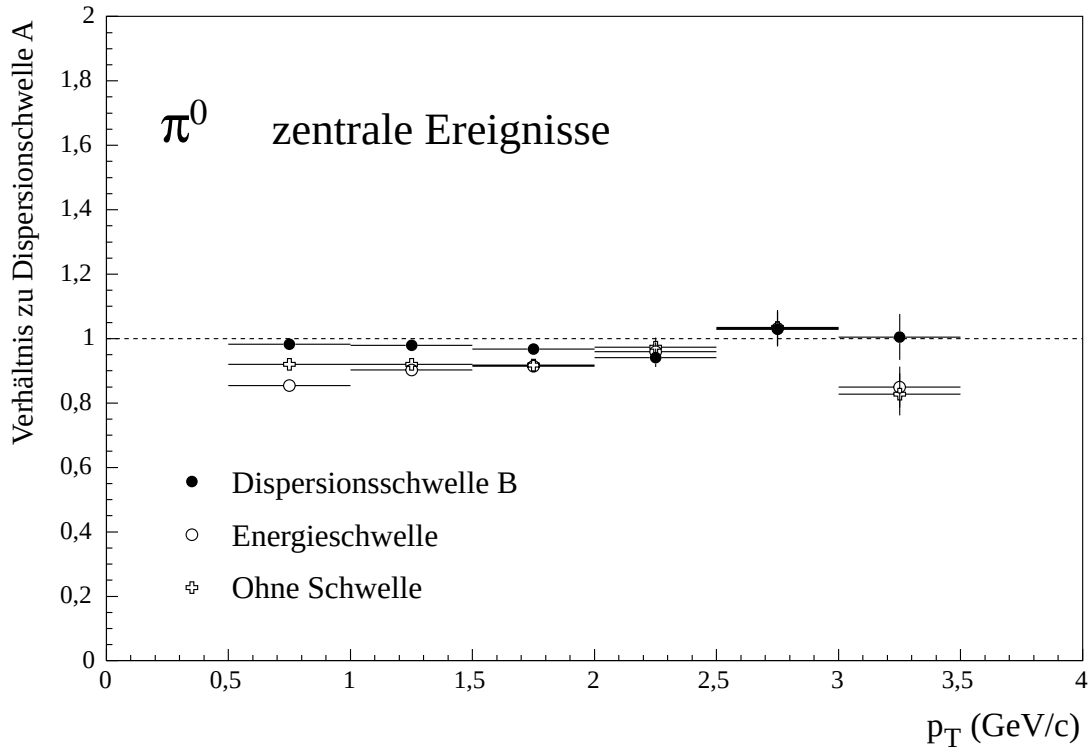


Abbildung 6.11: Vergleich der Ergebnisse der Messung neutraler Pionen mit verschiedenen Methoden der Treffererkennung. In der Abbildung sind die gleichen Verhältnisse wie in Abb. 6.10 für die Ergebnisse der π^0 -Rekonstruktion aufgetragen.

Verhältnissen zu erklären. In dem Bereich, in dem die statistischen Fehler klein sind, lassen sich folgende Unterschiede in der Photonenrekonstruktion abschätzen:

- Für kleine Transversalimpulse ($0,5 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$) ergibt sich eine Abweichung von 1,5 %.
- Im Bereich höherer Transversalimpulse ($2 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 2,5 \text{ GeV}/c$) wird die Genauigkeit der Photonenrekonstruktion mit 4% abgeschätzt.

In diesen Fehlern sind die Beiträge der Korrekturen von geladenen und nicht geladenen Hadronen bereits enthalten, da es sich um einen Vergleich der korrigierten Ergebnisverteilungen handelt.

Für die Rekonstruktion von neutralen Pionen ergeben sich aus Abb. 6.11 folgende Unsicherheiten:

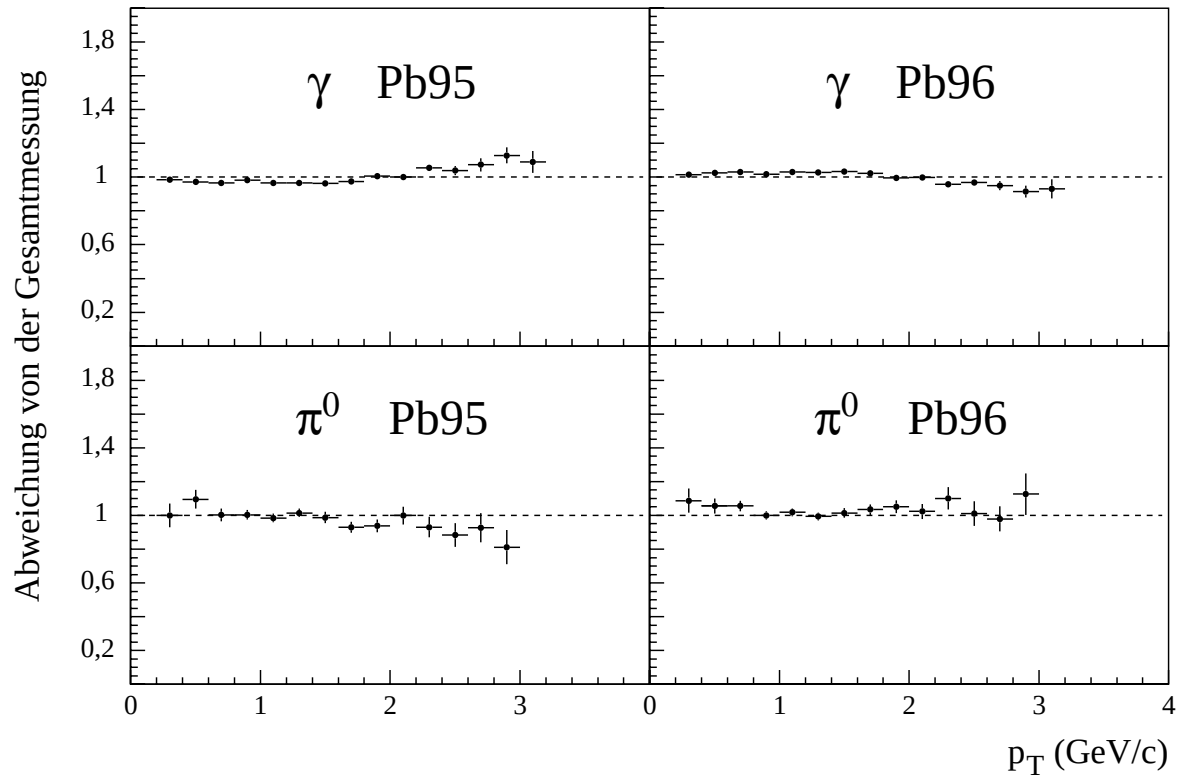


Abbildung 6.12: Vergleich der während der zwei Strahlperioden gemessenen Photonen- und π^0 -Verteilungen für zentrale Ereignisse mit der gesamten Messung. In den linken beiden Bildern sind die Daten für die Messung 1995, in den rechten die Daten von 1996 dargestellt. Hierbei befinden sich jeweils die Photonendaten in den oberen Abbildungen, die Pionen sind unten aufgetragen.

- Im Transversalimpulsbereich um 1 GeV/c läßt sich der systematische Fehler mit 10 % angeben.
- Im Bereich höherer Transversalimpulse zwischen 2 und 2,5 GeV/c ergibt sich ein etwas geringerer Fehler von 7%.

Bestätigt werden diese Abschätzungen auch durch die in Abb. 6.12 dargestellten Vergleiche von Teilergebnissen der Pionen- und Photonproduktion, die aus den beiden einzelnen Strahlperioden (Messung 1995 und 1996) gewonnen wurden.

Als weitere mögliche Quellen der systematischen Unsicherheiten ergeben sich:

- Die Detektorakzeptanzen für π^0 -Mesonen und Photonen. Da diese allerdings in einer Simulation mit exakter Nachbildung des Detektors bis auf Einzelmodulebene

bestimmt werden konnten, und feinere Effekte der Akzeptanz in der Effizienzkorrektur enthalten sind, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.

- Die Genauigkeit der Energiemessung mit den Korrekturen im ADC liefert eine Unsicherheit von kleiner 1,6% [Blu98].
- Die Ungenauigkeiten, die sich aus dem η/π^0 -Verhältnis sowie aus der Annahme der m_T -Skalierung ergeben, wurden in [Cle93, Kam93b] ausführlich untersucht. Es ergaben sich systematische Unsicherheiten von 3,5% im gesamten Transversalimpulsbereich.
- Die sich aus der Vernachlässigung höherer Resonanzen in der Simulation ergebende Unsicherheit beträgt maximal 0,5 % (siehe auch Kapitel 6.5.1).

Zur Bestimmung der gesamten systematischen Unsicherheiten werden die einzelnen Fehler quadratisch addiert. Es ergibt sich eine systematische Unsicherheit im Fall niedriger Transversalimpulse ($\approx 1 \text{ GeV}/c$) von 10,8 % und von 8,9% im Bereich höherer Impulse ($2 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 2,5 \text{ GeV}/c$). Damit zeigt sich, daß die Hauptunsicherheit bei der Messung direkter Photonen im WA98-Experiment aus der Bestimmung der π^0 -Verteilungen resultiert.

6.5.4 Transversalimpulsverteilung direkter Photonen

Aus den in Kapitel 6.3 bestimmten Verteilungen inklusiver Photonen läßt sich mit Hilfe des in Abb. 6.9 gewonnenen Verhältnisses eine Transversalimpulsverteilung direkter Photonen erzeugen. Hierbei sind sowohl die statistischen Fehler, als auch die im letzten Abschnitt diskutierten systematischen Fehler einbezogen worden. Das Ergebnis ist in Abb. 6.13 gezeigt. Zusätzlich sind verschiedene theoretische Rechnungen nach [Dum97, Sri99] sowie Ergebnisse aus p+A- und p+p-Reaktionen eingezeichnet [Ada95, McL83, Bad86]. Die bei den Daten der im WA98-Experiment extrahierten direkten Photonen angegebenen Fehler wurden auf Basis eines 90%-Vertrauensniveaus bestimmt.

Es zeigt sich, daß unterhalb eines Transversalimpulses von $p_T \leq 2 \text{ GeV}/c$ die Daten aufgrund der großen Fehler nur die Angabe einer oberen Grenze für die Produktion direkter Photonen erlauben. Im Bereich hoher $p_T \geq 2,6 \text{ GeV}/c$ ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit Ergebnissen harter direkter Photonen, die aus p+A-Reaktionen gewonnen wurden. Es ergibt sich im Rahmen dieser Analyse ein Bereich von $2 \text{ GeV}/c \leq$

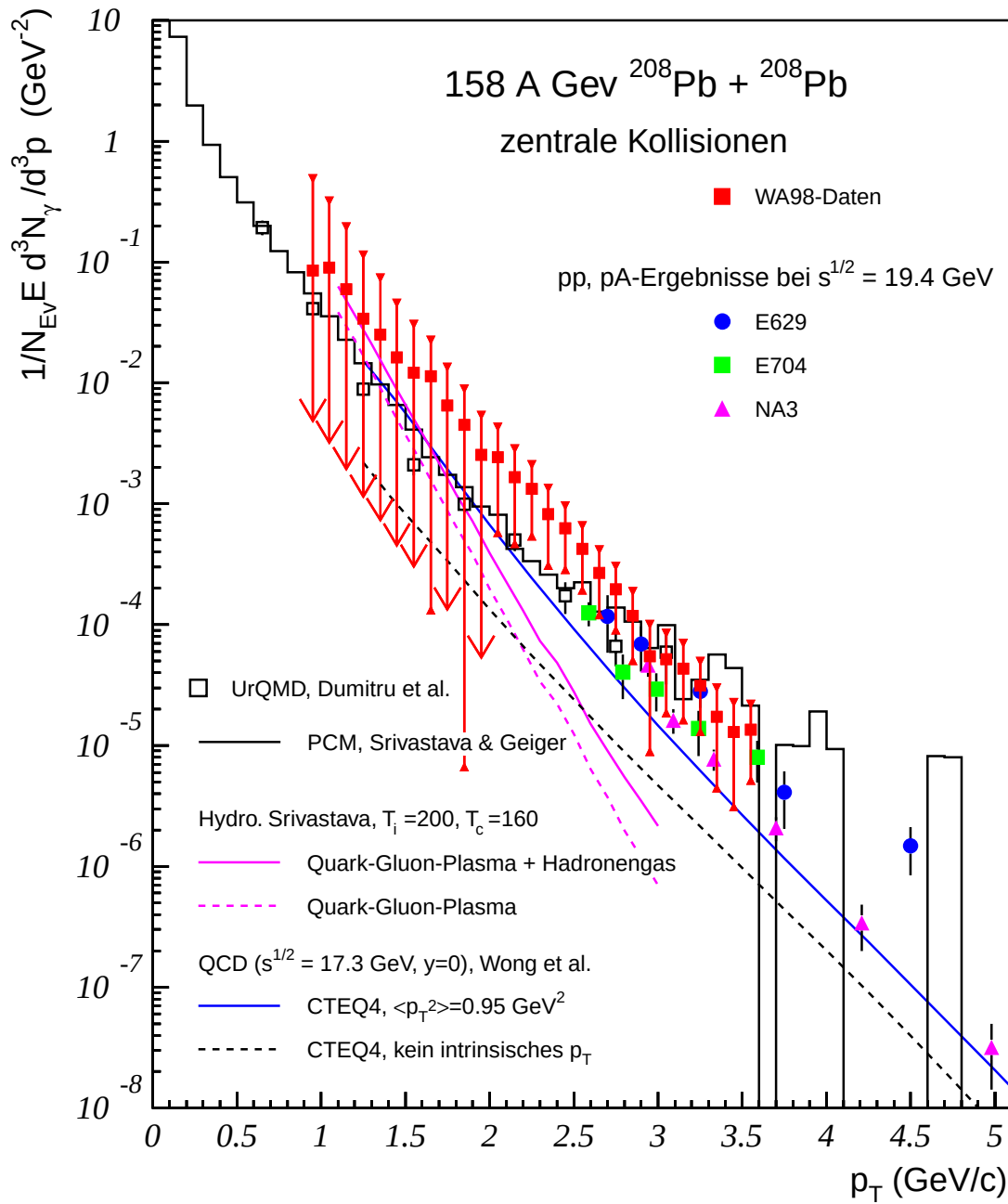


Abbildung 6.13: Transversalimpulsverteilung direkter Photonen im Vergleich mit skalierten Proton-Kern-Messungen und verschiedenen theoretischen Rechnungen. Die Fehler der Verteilung der direkten Photonen wurden mit einem 90%-Vertrauensniveau bestimmt.

$p_T \leq 2,7 \text{ GeV}/c$, im dem die Fehler klein genug sind, um Aussagen über die Produktion direkter thermischer Photonen machen zu können.

Die PCM¹-Rechnungen [Sri98] beschreiben die Daten im hohen Transversalimpulsbereich im Rahmen der Fehler. Es scheint sich daher im Bereich hoher p_T überwiegend um harte Photonen aus Vergleichgewichtsprozessen zu handeln, was auch durch die p+A-Daten bestätigt wird. Allerdings ist zu bemerken, daß die Anwendbarkeit dieser PCM-Rechnungen bei SPS-Energien kurz vor dem Druck dieser Arbeit von den Autoren in Frage gestellt und momentan überprüft wird, da sich Inkonsistenzen in den Vorhersagen gezeigt haben [Awe99].

Die Daten liegen deutlich über den reinen QCD Rechnungen nach [Won99], eine Einführung eines mittleren Transversalimpulses von $0,95 \text{ (GeV}/c)^2$ nähert die Rechnungen den Daten an, kann aber noch keine vollständige Beschreibung liefern.

Die Berechnung der direkten thermischen Photonen im Rahmen eines hydrodynamischen Modells unter Einbeziehung der aktuellen Raten nach [Aur98], wie sie in [Sri99] durchgeführt wurde, ist mit den Daten im niedrigen Transversalimpulsbereich verträglich. In diesen Simulationen fehlen allerdings die in Vergleichgewichtsprozessen erzeugten harten Photonen. Näherungsweise könnte man die hydrodynamischen Rechnungen und die Simulationen mit dem PCM-Modell zusammenfassen, um eine Aussage über die insgesamt produzierten direkten Photonen zu erhalten. Um eine bessere Vorhersage zu erhalten, wären Rechnungen von theoretischer Seite durchzuführen, die ein in sich geschlossenes Bild der Raum-Zeit-Entwicklung der Reaktion enthalten.

¹Parton Cascade Model

7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Produktion direkter Photonen in 158A GeV Pb+Pb-Reaktionen im Rahmen des WA98-Experimentes untersucht. Die Messungen erfolgten mit dem Bleiglaskalorimeter LEDA, das aus 10080 Bleiglasmodulen besteht. Im Vergleich zu den Vorgängerexperimenten WA80 und WA93 enthält dieser Detektor einige Unterschiede. So wurde ein neues System zur Hochspannungsversorgung entworfen sowie ein ADC-System entwickelt, mit dessen Hilfe es ermöglicht wurde, auf die sehr kostenintensiven Verzögerungskabel zu verzichten.

Die beschriebenen Analysen erweitern die bereits in der WA80- und WA93-Auswertung benutzten Methoden um wichtige Korrekturen zum Anteil geladener und neutraler Teilchen an den Ergebnissen. Die Korrekturen geladener Teilchen wurden über Korrelationen zwischen dem CPV-Detektor und dem Bleiglaskalorimeter bestimmt. Zur Bestimmung des Anteils neutraler Teilchen wurden Simulationen durchgeführt, die die im Detektor ablaufenden Prozesse mit vorher nicht erreichter Genauigkeit behandeln. Es wurden Verteilungen inklusiver Photonen sowie neutraler Pionen bestimmt. Die Rekonstruktion der π^0 geschah über die Rekonstruktion der invarianten Masse. Der kombinatorische Untergrund, der sich hierbei ergab, wurde über die Event-Mixing-Methode berechnet und korrigiert.

Zur Bestimmung der Nachweiseffizienz der gemessenen Teilchen wurde ein Verfahren benutzt, daß auf der Überlagerung von Testteilchen auf reale Ereignisse beruht. Hierzu wurde die Detektorantwort auf die Zerfallsphotonen neutraler Pionen über eine GEANT-Simulation bestimmt, die im Gegensatz zu früheren Verfahren eine genaue Parametrisierung des Čerenkov-Effekts im Bleiglas benutzt. Es konnte eine bessere Beschreibung des Detektors erreicht werden, als es durch eine früher benutzte einfache Bestimmung der deponierten Energie möglich war. Aus den Überlagerungen wurden Nachweiseffizienzen für Photonen und neutrale Pionen berechnet. Damit konnten Transversalimpulsverteilungen neutraler Pionen und inklusiver Photonen im Bereich von 0,5 GeV/c bis über 4 GeV/c bestimmt werden. Aufgrund von nicht korrigierbaren Effekten, die durch Reaktionen mit Material in der Nähe des Targets hervorgerufen

worden sind, sind die peripheren Verteilungen nur mit einer Unsicherheit von etwa 10% bestimmbar.

Zur Extraktion des Anteils direkter Photonen wurde über eine Simulation der Anteil von Photonen aus Zerfällen von Mesonen berechnet. Hierbei wurden neben den Hauptquellen für diese Photonen, den π^0 - und η -Mesonen, auch η' -, ρ - und ω -Mesonen simuliert. Die Verteilung der Mesonen wurden im Falle des π^0 den Messungen entnommen. Die Spektren der anderen Mesonen wurden unter Benutzung der m_T -Skalierung bestimmt. Hiermit wurde eine Extraktion des Verhältnisses von inklusiven Photonen zu Zerfallsphotonen über einen Vergleich von γ/π^0 -Verhältnissen aus Simulation und Experiment für zentrale Ereignisse möglich.

Die systematischen Fehler der Photonen- und π^0 -Messung wurden über Vergleiche verschiedener Rekonstruktionsmethoden bestimmt. Es zeigt sich, daß der Fehler der π^0 -Messung den Gesamtfehler dominiert. Er liegt zwischen 10,8 % für kleine p_T und 8,9 % im Bereich größerer p_T .

Unter Benutzung des $\gamma_{\text{inklusive}}/\gamma_{\text{Zerfall}}$ -Verhältnisses und der gemessenen inklusiven Photonenspektren läßt sich eine Transversalimpulsverteilung direkter Photonen extrahieren. Im Bereich hoher Transversalimpulse ist diese in Übereinstimmung mit Messungen und Simulationen harter direkter Photonen, die in der Vergleichgewichtsphase einer Reaktion aus Kollisionen der Partonen entstehen. Im Bereich niedriger p_T läßt sich aufgrund der systematischen Unsicherheit nur eine obere Grenze für die Produktion direkter Photonen angeben. Sie steht im Einklang mit hydrodynamischen Rechnungen zur Produktion thermischer Photonen. Man erhält einen Bereich zwischen $2 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 2,7 \text{ GeV}/c$, in dem das Spektrum sensitiv auf die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas sein könnte. In diesem Bereich erhält man einen Überschuß an Photonen gegenüber den in partonischen Modellen gemachten Voraussagen. Eine momentan noch nicht abgeschlossenen parallele Analyse der Daten am ORNL, könnte zu einer Reduktion der systematischen Unsicherheiten führen, die den sensitiven Bereich vergrößern würde.

Zur Zeit fehlen noch Modellrechnungen, die die Vergleichgewichtsprozesse und einen Phasenübergang in konsistenter Weise vereinigen, so daß momentan keine sicheren Aussagen über den Ursprung des beobachteten Überschusses getroffen werden können.

A. Variablen der Schwerionenphysik

In ultrarelativistischen Schwerionenstößen verwendet man einige spezielle Variablen, die sich in diesen Reaktionen als nützliche Größen erweisen. Alle Teilchen lassen sich allgemein durch ihren Viererimpuls charakterisieren:

$$p = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right) \quad (\text{A.1})$$

Die Energie E eines Teilchens ergibt sich aus

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

Hierbei bezeichnet m_0 die Ruhenergie des Teilchen.

Da in der Beschleunigerphysik bei hohen Energien durch die Strahlachse eine Richtung ausgezeichnet ist (im Allgemeinen die z -Achse), ist es üblich, entstandene Teilchen durch den longitudinalen und den transversalen Impulsanteil anstatt durch den normalen Dreierimpuls $\vec{p}$ zu beschreiben. Dieses ist sinnvoll, da der Dreierimpuls nicht lorentzinvariant ist, der Transversalimpuls sich aber invariant verhält:

$$p_t = |\vec{p}| \sin \theta \quad (\text{A.3})$$

$$p_l = |\vec{p}| \cos \theta \quad (\text{A.4})$$

θ ist der Azimutalwinkel, den die Teilchenbahn mit der durch die Strahlachse vorgegebenen Richtung bildet. Für identifizierte produzierte Teilchen wird oft auch die transversale Masse m_T anstatt des transversalen Impulses verwendet:

$$m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2} \quad (\text{A.5})$$

Sie entspricht der transversalen Gesamtenergie des Teilchens und findet daher oft im Formalismus thermodynamische Modelle Verwendung.

Aus Gründen der Einfachheit geht man außerdem vom Longitudinalimpuls p_l zur Rapidity y über. Diese wird definiert als:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_l c}{E - p_l c} \right) \quad (\text{A.6})$$

Die Rapidity verhält sich unter einer Lorentztransformation zwischen Systemen, die sich parallel zur Strahlachse bewegen, additiv. Bei Transformation vom Labor- in das Schwerpunktsystem (CMS) ist nur eine konstante Rapidity $Y/2 = \ln(E_{CMS}/m_0)$ zur Rapidity zu addieren. Zusätzlich lassen sich Teilchen in Bezug auf Target und Projektil einfach durch die Rapidity klassifizieren. Im Schwerpunktsystem ($y_{CMS} = 0$) werden Teilchen, die in Richtung des Teilchenstrahls erzeugt werden, durch $y > 0$ beschrieben, Teilchen in Targetrichtung besitzen $y < 0$.

Im ultrarelativistischen Grenzfall ($E \gg m_0$) bzw. für masselose Teilchen geht die Rapidity in die Pseudorapidity η über:

$$y \approx \eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (\text{A.7})$$

Diese wird in ultrarelativistischen Reaktionen häufig als gleichbedeutend mit der Rapidity verwendet.

B. Hagedorn-Parametrisierung

Eine in ultrarelativistischen Schwerionenstößen häufig zur Beschreibung von Teilchenspektren und Wirkungsquerschnitten benutzte Gleichung ist die sogenannte *Hagedorn-Parametrisierung* [Hag83]. Sie wird neben einer einfachen Exponentialfunktion, die das thermische Verhalten bei niedrigen Transversalimpulsen beschreibt, eingesetzt. Die Hagedorn-Parametrisierung verküpft diese thermischen Funktion mit der Gl.B.1, wobei der thermische Teil für $p_T < 1\text{GeV}/c$ benutzt wird. In den in dieser Arbeit benutzten Anpassungen wurde daher nur Gl. B.1 benutzt.

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C \times \left(\frac{p_0}{p_0 + p_T} \right)^n \quad (\text{B.1})$$

Hierbei sind C , p_0 und n die Anpassungsparameter der Funktion. Um die Parameter p_0 und n interpretieren zu können und um Vergleiche mit den exponentiellen Anpassungen zu erleichtern, kann man den Steigungsparameter $T_{Hagedorn}$ aus der Ableitung von Funktion B.1 betrachten:

$$T_{Hagedorn}(p_T) = -\frac{f(p_T)}{\frac{\partial f(p_T)}{\partial p_T}} = \frac{p_0}{n} + \frac{p_T}{n} \quad (\text{B.2})$$

Das Verhältnis p_0/n gibt demnach die Steigung für $p_T = 0$ an. Der Parameter n beschreibt die Änderung der Steigung, also die Krümmung der Funktion.

C. Ergebnisse der Anpassungen der Hadronenkorrekturen

C.1 Anpassungsparameter des Anteils geladener Teilchen

Die Verhältnisse geladener Teilchen zur Gesamtzahl gemessener Teilchen bei eingeschaltetem Magnetfeld wurde über Gl. 5.13 angepaßt. Die Anpassungen sind in Abb. 5.8 dargestellt. Dabei ergaben sich die in der folgenden Tabelle aufgelisteten Parameter für die verschiedenen Zentralitätsklassen und Schwellen:

Klasse	Methode	a	b	σ_l	σ_r
zentral	Energieschwelle	0,1674	0,6462	0,8428	1,478
	Dispersionsschwelle	0,0520	0,7787	0,3830	8,248
peripher	Energieschwelle	0,1375	0,3503	0,00074	2,121
	Dispersionsschwelle	0,0666	1,361	0,7839	2,717

C.2 Anpassungsparameter des Anteils von Neutronen und Antineutronen

Neben den geladenen Teilchen wurde auch eine Korrekturfunktion für den Anteil von Neutronen und Antineutronen bestimmt (siehe Abb. 5.10). Die sich mit einer asymmetrischen Gaußfunktion nach Gl. 5.13 ergebenden Anpassungsparameter zeigt folgende Tabelle:

Klasse	Methode	a	b	σ_l	σ_r
zentral	Energieschwelle	0,06757	0,8607	0,6251	1,305
	Dispersionsschwelle	0,02202	1,558	0,9790	1,441
peripher	Energieschwelle	0,1301	1,228	0,6807	0,9063
	Dispersionsschwelle	0,04870	1,782	0,8616	0,7590

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
- [Ada95] D. L. Adams et al., Phys. Lett. B **345** (1996) 404c
- [Afa96] S. V. Afanasiev et al., Nucl. Phys. A **610** (1995) 569
- [Alb87] R. Albrecht et al. , Phys. Lett. B **199** (1987) 297
- [Alb91] R. Albrecht et al. , Z. Phys. C **51** (1991) 1
- [Alb92] R. Albrecht et al. , Z. Phys. C **55** (1992) 539
- [Alb95] R. Albrecht et al., Phys. Lett. B **361** (1995) 14
- [Alb98] R. Albrecht et al., Euro. Phys. Jou. C **5** (1998) 255
- [Aur98] P. Aurenche et al. , Phys. Rev. D **58** (1998) 85003
- [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
- [Awe99] T. C. Awes, private Mitteilungen, 1999
- [Bad86] J. Badier et al., Z. Phys. C **31** (1986) 341
- [Bat97] S. Bathe, *Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit eines Streamer-Tube-Detektors*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Bat98] S. Bathe, private Mitteilungen, 1998

- [Ber92] F. Berger et al., Nucl. Instr. and Meth. A **321** (1992) 152
- [Bjo83] J. D. Björken, Phys. Rev. D **27** (1983) 140
- [Blu98] C. Blume, *Produktion neutraler Mesonen in heißer hadronischer Materie*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998
- [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
- [Buc93] D. Bucher, *Direkte thermische Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [Büs97] H. Büsching, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im BleiglasKalorimeter LEDA - Eine Computersimulation -*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Büs98] H. Büsching, private Mitteilungen, 1998
- [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
- [Cle95] J. Cleymans, E. Quack, K. Redlich, D. K. Srivastava, Int. J. Mod. Phys. A **10** (1995) 2941
- [Cle97] J. Cleymans, K. Redlich, D. K. Srivastava, Phys. Rev. C **55** (1997) 1431
- [Dum97] A. Dumitru et al. , Phys. Rev. C **57**, 3271 (1998), Hep-Ph/9709487
- [Gro94] A. S. Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W1013, CERN, Genf, 1994

- [Hag83] R. Hagedorn, *Rista del Nuovo Cimento* Vol. **6** (1983) 1
- [Hwa85] R. C. Hwa & K. Kajantie, *Phys. Rev. D* **32** 1109
- [Höl93] G. Hölker, *Produktion inklusiver Photonen und neutraler Pionen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [Iar83] E. Iarocci, *Nucl. Instr. and Meth.* **217** (1983) 30 - 42
- [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
- [Kam93a] K. H. Kampert et al., *Prog. Part. Nucl. Phys.* Vol. **30** (1993) 171
- [Kam93b] K. H. Kampert, *Hochenergetische Schwerionenreaktionen – Studium heißer dichter Kernmaterie –*, Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [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
- [Lan53] L. D. Landau, *Izv. Akd. Nauk. SSSR* **56** (1953) 51
- [Man98] S. Manko, private Mitteilungen, 1998
- [McL83] M. McLaughlin, *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 971
- [Mex99] V. Mexner, Diplomarbeit, in Vorbereitung, Institut für Kernphysik, Münster, 1999
- [Mou85] T. Mouthuy et al., *Analysis for GAMS4000*, interner Bericht der NA12-Kollaboration, CERN-Preprint CERN/EP/NA12/AP/jr, CERN, Genf, 1985
- [Mus88] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger, *Kern- und Elementarteilchenphysik*, 1988, VCH Verlagsgesellschaft

- [Neu89] M. Neubert, Z. Phys. C **42** (1989) 231
- [Neu95] S. Neumaier et al., Nucl. Instr. and Meth. A **360** (1995) 593 - 597
- [Pei87] T. Peitzmann, *Kalibration eines Bleiglas Detektors und Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1987
- [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
- [Pob99] U. von Poblotzki, Diplomarbeit, in Vorbereitung, Institut für Kernphysik, Münster, 1999
- [Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995
- [Rey99] K. Reygers, *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen $p+Pb$ - und $Pb+Pb$ - Reaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1999
- [Rev98] *Review of Particle Physics*, Euro. Phys. Jou. C **3** (1998) 1
- [Sch94a] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitor-systems für ein modulares Bleiglasspektrometer*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Sri98] D. K. Srivastava, K. Geiger, Phys. Rev. C **58** (1998), 1734, Nucl-Th/9802034
- [Sri99] D. K. Srivastava, *Photon Production in Relativistic Heavy Ion Collisions*, Nucl-Th/9904010 (1999)
- [Stü99] D. Stüken, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1999, in Vorbereitung
- [VHe91] H. Van Hecke et al., Nucl. Phys. A **525** (1991) 227c

- [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
- [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
- [Won99] C.-Y. Wong, private Mitteilungen, 1999
- [Xio92] L. Xiong, E. Shuryak, G. E. Brown, Phys. Rev. D **14** (1992) 3798
- [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 Unterstützung dieser Arbeit, für die Ermöglichung von Forschungsaufenthalten am CERN und BNL, sowie verschiedener Konferenzbesuche und nicht zuletzt für das gute Arbeitsklima im Institut.
- Dr. T. Peitzmann für seine häufigen Tips und Vorschläge, die mir bei dieser Forschung häufig den richtigen Weg gezeigt haben.
- Dr. T. C. Awes für den großen Einsatz für das WA98-Experiment und insbesondere in Hinblick auf die Analyse direkter Photonen.
- Dr. C. Blume und Dipl.-Phys. K. Reygers für die erfolgreiche Zusammenarbeit bei der Analyse der Daten.
- Dr. S. Fokin und Dr. A. Lebedev für ihre hilfreiche und kritische Zusammenarbeit bei der Analyse der Daten.
- Dipl.-Phys. D. Stüken für die vielen kleinen und großen Tips aus seinem umfangreichen Erfahrungsschatz.
- Meinen weiteren Mitstreitern Dipl.-Phys. Ch. Barlag, Dr. E.-M. Bohne, Dr. A. Claussen und Dr. H. Schlagheck für das angenehme Zusammenarbeiten und -leben während der langen Zeiten am CERN und natürlich hier in Münster.
- Dr. P. Stankus und Dr. P. Steinberg für die Durchführung der DST-Produktion am ORNL und am MIT.
- Bei Dipl.-Phys. H. Büsching und Dipl.-Phys. S. Kees für die Beiträge aus ihren Simulationsrechnungen.
- N. Heine, A. Przybyla, W. Verhoeven und Ch. Urrea für ihre Arbeiten bei der Konstruktion des LEDA-Detektors.

- Den Mitgliedern der mechanischen und elektronischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik für die Konstruktion und Fertigung vieler Bestandteile des Detektors.
- Dr. R. Glasow für die immer einsatzbereiten Computer im Institut.
- Den restlichen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe am Institut für Kernphysik für ihre Unterstützung und das angenehme Arbeitsklima. Dipl.-Phys. S. Bache, Dipl.-Phys. D. Bock, Dipl.-Phys. Z. Böröcz, Dr. G. Clewing, Dipl.-Phys. U. Denningmann, Dipl.-Phys. H. Feldmann, Dr. G. Hölker, Dipl.-Phys. S. Jörrens, Prof. Dr. K.-H. Kampert, Dr. A. Khoukaz, C. Klein-Bösing, Dipl.-Phys. S. Köhler, Dipl.-Phys. H. Köhncke, Dipl.-Phys. T. Krümpel, Dipl.-Phys. J. Langheinrich, Dr. T. Lister, Dipl.-Phys. J. Mantaj, Dipl.-Phys. J. Meintgens, M. Merschmeier, V. Mexner, Dipl.-Phys. R. Ottenhues, U. von Poblitzki, Dipl.-Phys. Ch. Quentmeier, Dipl.-Phys. A. Röhring, Dr. G. Schepers, Dipl.-Phys. S. Sewerin, Dr. K. Steffens und Dipl.-Phys. C. Thomas.
- Allen Mitgliedern der WA98-Kollaboration für die gute Zusammenarbeit.
- Der Universität Münster für die Unterstützung dieser Arbeit im Rahmen der Graduiertenförderung.
- Frau M. Latt, U. Mayer, M. Ohagen und A. Wagstaff für ihre Hilfe bei den alltäglichen Problemen im Institut.
- K. Lischewski, Dr. T. Lister, Dr. T. Peitzmann und Dr. H. Schlagheck für die kritische Durchsicht der Arbeit.
- Meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben.
- Meiner Freundin Kerstin und ihrem Hund Anneliese für ihre Geduld, obwohl beide während der Fertigstellung dieser Arbeit etwas zu kurz gekommen sind.

WA98 Kollaboration

M.M. Aggarwal¹, A. Agnihotri², Z. Ahammed³, A.L.S. Angelis⁴, V. Antonenko⁵,
V. Arefiev⁶, V. Astakhov⁶, V. Avdeitchikov⁶, T.C. Awes⁷, P.V.K.S. Baba⁸,
S.K. Badyal⁸, A. Baldine⁶, L. Barabach⁶, C. Barlag⁹, S. Bathe⁹, B. Batiounia⁶,
T. Bernier¹⁰, K.B. Bhalla², V.S. Bhatia¹, C. Blume⁹, R. Bock¹¹, E.-M. Böhne⁹,
D. Bucher⁹, A. Buijs¹², E.-J. Buis¹², H. Büsching⁹, L. Carlen¹³, V. Chalyshev⁶,
S. Chattopadhyay³, R. Cherbachev⁵, T. Chujo¹⁴, A. Claussen⁹, A.C. Das³,
M.P. Decowski¹⁸, V. Djordjadze⁶, P. Donni⁴, I. Doubrovik⁵, M.R. Dutta Majumdar³,
K. El Chenawi¹³, S. Eliseev¹⁵, K. Enosawa¹⁴, P. Foka⁴, S. Fokin⁵, V. Frolov⁶,
M.S. Ganti³, S. Garpman¹³, O. Gavrishchuk⁶, F.J.M. Geurts¹², T.K. Ghosh¹⁶,
R. Glasow⁹, S. K.Gupta², B. Guskov⁶, H.Å. Gustafsson¹³, H.H. Gutbrod¹⁰,
R. Higuchi¹⁴, I. Hrivnacova¹⁵, M. Ippolitov⁵, H. Kalechovsky⁴, R. Kamermans¹²,
K.-H. Kampert⁹, K. Karadjev⁵, K. Karpio¹⁷, S. Kato¹⁴, S. Kees⁹, H. Kim⁷,
B.W. Kolb¹¹, I. Kosarev⁶, I. Koutcheryaev⁵, A. Kugler¹⁵, P. Kulinich¹⁸, V. Kumar²,
M. Kurata¹⁴, K. Kurita¹⁴, N. Kuzmin⁶, I. Langbein¹¹, A. Lebedev⁵, Y.Y. Lee¹¹,
H. Löhner¹⁶, L. Luquin¹⁰, D.P. Mahapatra¹⁹, V. Manko⁵, M. Martin⁴, A. Maximov⁶,
R. Mehdiev⁶, G. Mgebrichvili⁵, Y. Miake¹⁴, D. Mikhalev⁶, G.C. Mishra¹⁹,
Y. Miyamoto¹⁴, D. Morrison²⁰, D.S. Mukhopadhyay³, V. Myalkovski⁶, H. Naef⁴,
B.K. Nandi¹⁹, S.K. Nayak¹⁰, T.K. Nayak³, S. Neumaier¹¹, A. Nianine⁵, V. Nikitine⁶,
S. Nikolaev⁵, S. Nishimura¹⁴, P. Nomokonov⁶, J. Nystrand¹³, F.E. Obenshain²⁰,
A. Oskarsson¹³, I. Otterlund¹³, M. Pachr¹⁵, A. Parfenov⁶, S. Pavliouk⁶, T. Peitzmann⁹,
V. Petracek¹⁵, F. Plasil⁷, M.L. Purschke¹¹, B. Raeven¹², J. Rak¹⁵, S. Raniwala²,
V.S. Ramamurthy¹⁹, N.K. Rao⁸, F. Retiere¹⁰, K. Reygers⁹, G. Roland¹⁸, L. Rosselet⁴,
I. Roufanov⁶, C. Roy¹⁰, J.M. Rubio⁴, H. Sako¹⁴, S.S. Sambyal⁸, R. Santo⁹, S. Sato¹⁴,
H. Schlagheck⁹, H.-R. Schmidt¹¹, G. Shabratova⁶, I. Sibiriak⁵, T. Siemiarczuk¹⁷,
B.C. Sinha³, N. Slavine⁶, K. Söderström¹³, N. Solomey⁴, S.P. Sørensen²⁰,
P. Stankus⁷, G. Stefanek¹⁷, P. Steinberg¹⁸, E. Stenlund¹³, D. Stücken⁹, M. Sumbera¹⁵,
T. Svensson¹³, M.D. Trivedi³, A. Tsvetkov⁵, C. Twenhöfel¹², L. Tykarski¹⁷,
J. Urbahn¹¹, N.v. Eijndhoven¹², W.H.v. Heeringen¹², G.J.v. Nieuwenhuizen¹⁸,
A. Vinogradov⁵, Y.P. Viyogi³, A. Vodopianov⁶, S. Vörös⁴, M.A. Vos¹², B. Wyslouch¹⁸,
K. Yagi¹⁴, Y. Yokota¹⁴, G.R. Young⁷,

¹ University of Panjab, Chandigarh 160014, India

² University of Rajasthan, Jaipur 302004, Rajasthan, India

³ Variable Energy Cyclotron Centre, Calcutta 700 064, India

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

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

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

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

⁸ University of Jammu, Jammu 180001, India

⁹ Universität Münster, D-48149 Münster, Germany

¹⁰ SUBATECH, Ecole des Mines, Nantes, France

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

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

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

¹⁴ University of Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

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

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

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

¹⁸ MIT Cambridge, MA 02139, USA

¹⁹ Institute of Physics, 751-005 Bhubaneswar, India

²⁰ University of Tennessee, Knoxville,
Tennessee 37966, USA

Lebenslauf und Bildungsgang

Name: Damian Bucher

geb.: 08.07.1967 in Haltern/Westf.

Eltern: Dr. Paul Peter Bucher
Gretel Bucher, geb. Zenner

Familienstand: ledig

Schulbildung: Grundschule: 1973 – 1977
Sankt-Bartholomäus-Grundschule Marl-
Polsum
Gymnasium: 1977 – 1986
Albert-Schweitzer-Gymnasium Marl

Hochschulreife: in Marl am 05.06.1986

Wehrdienst: vom 01.07.1986 – 30.09.1987

Studium: 1987 – 1993
Diplomstudiengang Physik an der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Prüfungen: Vordiplom: 03.10.1989
Diplom: 08.07.1993

Tätigkeiten: wissensch. Hilfskraft: 02.08.1993 – 30.11.1993
Promotionsstipendium der Universität Münster:
01.12.93 – 31.01.1995
wissensch. Hilfskraft: 04.10.1994 – 31.12.1994
wissensch. Mitarbeiter: seit 01.02.1995

Beginn der Dissertation: 02.08.1993
im Institut für Kernphysik bei Prof. Dr. R. Santo

