

Experimentelle Physik
Hochenergietests
eines elektromagnetischen Kalorimeters
für das PHENIX-Experiment

Diplomarbeit

von

Vanessa Mexner

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik

Dezember 1999

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Elementare Teilchen und Kräfte	3
2.2 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen	6
2.3 Spinphysik	10
3 Experimente	15
3.1 Das WA98-Experiment	15
3.1.1 Aufbau	16
3.1.2 Das elektromagnetische Kalorimeter in WA98	18
3.2 Das PHENIX-Experiment	18
3.2.1 Aufbau	19
3.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter in PHENIX	22
4 Das elektromagnetische Kalorimeter	23
4.1 Physikalisches Prinzip	23
4.1.1 Elektromagnetische Schauer	23
4.1.2 Hadronische Schauer	24

4.1.3	Čerenkov-Effekt	25
4.2	Aufbau	26
4.2.1	Referenzsystem	28
4.2.2	Hochspannungssystem	29
4.2.3	Ausleseelektronik	29
5	Die Teststrahlzeit 1998	31
5.1	Motivation	31
5.2	Aufbau	33
5.3	Meßprogramm	35
6	Analyse der Daten	37
6.1	Verarbeitung der ADC-Ausgabe	37
6.1.1	Pedestal-Korrektur	37
6.1.2	Korrektur des Ladungsabfalls	40
6.1.3	Anpassung der Verstärkungsbereiche	42
6.1.4	Korrektur von Verstärkungsschwankungen	45
6.2	Kalibration	49
6.2.1	GAMS-Algorithmus	50
6.2.2	Ergebnisse der Kalibration	52
6.3	Teilchenrekonstruktion	54
6.3.1	Clusteranalyse	54
6.3.2	Ortsrekonstruktion	55
6.3.3	Dispersionsanalyse	58

7 Ergebnisse	61
7.1 Auflösungsvermögen des Detektors	61
7.1.1 Energieauflösung	61
7.1.2 Ortsauflösung	68
7.2 Linearität der Detektorantwort	73
7.2.1 Abhängigkeit der gemessenen Energie von der Einschußenergie	73
7.2.2 Winkelabhängigkeit der gemessenen Energie	77
7.2.3 Ortsabhängigkeit der gemessenen Energie	80
7.2.4 Abhängigkeit der Ortsrekonstruktion vom Einfallswinkel . . .	81
7.3 Teilchenidentifizierung	84
7.3.1 Minimal ionisierende Teilchen	84
7.3.2 Dispersion	87
8 Zusammenfassung und Ausblick	95
Literaturverzeichnis	99
Danksagung	105

1. Einleitung

Waren bis Ende des vorigen Jahrhunderts nur Körper makroskopischer Ausmaße Gegenstand der physikalischen Forschung, so beschäftigt sie sich seit Anfang dieses Jahrhunderts verstärkt mit der Welt der kleinsten Teilchen. Von großer Bedeutung für diesen neuen Zweig der Physik war die Entdeckung Rutherford's, daß die bis dahin für unteilbar gehaltenen Atome aus Kern und Hülle aufgebaut sind. Auf eine Substruktur der Atomkerne wiederum ließ das Phänomen der Radioaktivität schließen. In der Absicht, mehr über den Aufbau der Kerne und die Eigenschaften ihrer Konstituenten zu erfahren, begann man in der zweiten Hälfte dieses Jahrhunderts mit dem Bau von Teilchenbeschleunigern. Mittels immer größerer Teilchenenergien war es möglich, immer kleinere Strukturen aufzulösen. So konnte nachgewiesen werden, daß die Protonen und Neutronen, aus denen die Atomkerne zusammengesetzt sind, wiederum selber eine innere Struktur besitzen. Die Fülle der an Beschleunigern und in der kosmischen Höhenstrahlung neu entdeckten Teilchen und die zwischen ihnen wirkenden Kräfte ließen sich schließlich durch Einführung des sogenannten Standardmodells vereinheitlichend beschreiben.

In der so entstandenen experimentellen und theoretischen Hochenergiephysik entwickelten sich mit der Zeit Teilgebiete, die sich schwerpunktmäßig mit verschiedenen Eigenschaften der Materie befassen. Eines dieser Teilgebiete ist zum Beispiel die Spinphysik, die in Experimenten mit polarisierten Teilchenstrahlen eine fundamentale Eigenschaft, nämlich den Spin, untersucht. Derartige Experimente erlauben unter anderem Rückschlüsse auf die Beiträge der Konstituenten zum Gesamtspin des Nukleons.

Ein zweites Teilgebiet stellt etwa die Schwerionenphysik dar, die in hochenergetischen Kollisionen schwerer Atomkerne Kernmaterie unter extremen Bedingungen studiert. Dies erlaubt Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung der stark wechselwirkenden Materie. Eine wichtige Frage ist in diesem Zusammenhang die nach der Existenz eines neuartigen Materiezustands, des Quark-Gluon-Plasmas, in dem Quarks und Gluonen quasi frei vorliegen.

Eines der Experimente, die am SPS (Super Proton Synchrotron) des CERN (Conseil Européen de la Recherche Nucléaire) ultrarelativistische Kernstöße untersuchen, ist das WA98-Experiment. Am RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) des BNL (Brookhaven National Laboratory) wird sich demnächst unter anderem das PHENIX-Experiment mit Schwerionenreaktionen beschäftigen. Es wird im Rahmen eines Spinprogramms darüber hinaus auch Kollisionen von polarisierten Protonen messen. In beiden Experimenten ist der Nachweis elektromagnetischer Signale ein besonderer Schwerpunkt, da diese sowohl in der Schwerionen- als auch in der Spinphysik eine große Rolle spielen. Das elektromagnetische Kalorimeter übernimmt somit in beiden Experimenten eine bedeutende Funktion. Für den Einsatz eines solchen Kalorimeters im Experiment ist es wichtig, das Detektorverhalten bei Einschuss verschiedener Teilchen unter verschiedenen Bedingungen sehr genau zu kennen. Es wird daher in sogenannten Teststrahlzeiten untersucht. In dieser Arbeit wird die Durchführung und Auswertung einer solchen Teststrahlzeit im Herbst 1998 am SPS des CERN vorgestellt.

Kapitel 2 gibt zunächst einen Überblick über die theoretischen Grundlagen zum Quark-Gluon-Plasma und zu Schwerionenreaktionen sowie zum Spin und zur Streuung polarisierter Teilchen. In Kapitel 3 werden das WA98- und das PHENIX-Experiment vorgestellt. Auf das elektromagnetische Kalorimeter dieser Experimente wird in Kapitel 4 detaillierter eingegangen. Die Durchführung der Teststrahlzeit 1998 erläutert Kapitel 5, während Kapitel 6 eine genaue Beschreibung der notwendigen Verarbeitungsschritte und Methoden bei der Analyse der Teststrahlzeitdaten enthält. Die Ergebnisse der Untersuchung des Detektorverhaltens finden sich in Kapitel 7.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Elementare Teilchen und Kräfte

Nach heutigem Verständnis werden elementare Teilchen und Kräfte durch das sogenannte Standardmodell beschrieben. Dieses Modell erklärt alle physikalischen Prozesse als Zusammenspiel vier verschiedener Wechselwirkungen zwischen den elementaren Bausteinen der Materie.

Die elementaren Bausteine der Materie lassen sich in zwei Arten von Teilchen unterteilen: Quarks und Leptonen (siehe Tabelle 2.1). Es handelt sich hierbei um Teilchen mit halbzahligem Spin, um sogenannte Fermionen, die dem Paulischen Ausschließungsprinzip unterliegen. Dieses besagt, daß in einem Vielteilchensystem zwei Fermionen nicht exakt die gleichen Werten in allen ihren Quantenzahlen besitzen können. Als Quantenzahlen werden unter anderem die im folgenden noch näher zu erklärenden Größen elektrische Ladung, Flavour und Farbladung betrachtet.

Leptonen tragen ganzzahlige, Quarks drittzahlige Vielfache der elektrischen Elementarladung. Es gibt sechs verschiedene Leptonen, die ebenso wie die in sechs verschiedenen Flavours vorkommenden Quarks in drei Familien, auch Generationen genannt, eingeteilt werden können. Die Quarks tragen zusätzlich eine sogenannten Farbladung, die drei Werte, üblicherweise als rot, grün und blau bezeichnet, annehmen kann.

Von den drei Familien ist in der alltäglichen Welt nur die erste von Bedeutung, welche das Elektron und das Elektronneutrino sowie das u- und das d- Quark umfaßt. Mitglieder der zweiten und dritten Familie treten nur in kosmischer Strahlung oder hochenergetischen Prozessen, wie sie zum Beispiel an Teilchenbeschleunigern stattfinden, auf.

Während die Leptonen in der Natur frei vorkommen können, sind die Quarks immer in Hadronen gebunden. Sie bilden Teilchen aus drei Quarks, die man als Baryonen bezeichnet, und Teilchen aus Quark-Antiquark-Paaren, die man Mesonen nennt. Daß keine freien Quarks beobachtbar sind, wird damit erklärt, daß die farbgeladenen

Leptonen	Elektron	Elektron–Neutrino	Myon	Myon–Neutrino	Tau	Tau–Neutrino
	e^-	ν_e	μ^-	ν_μ	τ^-	ν_τ
	–1	0	–1	0	–1	0
Quarks	Up	Down	Charm	Strange	Top	Bottom
	u	d	c	s	t	b
	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 2.1: Die elementaren Fermionen im Standardmodell. Angegeben sind für die drei Generationen jeweils der Name, das Symbol und die elektrische Ladung in Einheiten der Elementarladung. Die Quarks treten zusätzlich mit drei verschiedenen Farbladungen auf.

Quarks in der Natur nur in farblosen Kombinationen auftreten. Eine detailliertere Erläuterung der entsprechenden Theorie findet sich weiter unten.

Zwischen den Fermionen wirken vier fundamentale Kräfte. Gravitation und schwache Kraft wirken auf alle Materiebausteine, die elektromagnetische Kraft nur auf elektrisch geladene Teilchen, die starke Kraft nur auf Quarks und damit auf die aus ihnen zusammengesetzten Hadronen. Die Kräfte zwischen den Fermionen werden durch Austauschteilchen mit ganzzahligem Spin, die sogenannten Bosonen, vermittelt (siehe Tabelle 2.2). Im Fall der Bosonen können im Gegensatz zu den Fermionen innerhalb eines Vielteilchensystems alle Quantenzahlen verschiedener Teilchen exakt die gleichen Werte annehmen.

Die elektromagnetische Kraft zwischen geladenen Teilchen, zum Beispiel die Coulombwechselwirkung zwischen Atomkernen und Hüllenelektronen, wird durch das Photon übertragen. Diese Kraft wird durch die Quantenelektrodynamik (QED), die Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung, beschrieben. In Analogie dazu existiert eine Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD). Sie beschreibt die Kraft zwischen den farbgeladenen Quarks, die über acht verschiedene Gluonen vermittelt wird. Während das Photon als Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft selbst keine elektrische Ladung trägt, besitzen die Gluonen als Austauschteilchen der starken Kraft Farbladungen und können daher untereinander wechselwirken. In beiden Theorien lässt sich die Wechselwirkung durch

Kraft	Boson	elektrische Ladung
elektro–magnetisch	Photon γ	0
schwach	Vektorboson W^+	+1
	Z^0	0
	W^-	-1
stark	Gluon 8 verschiedene Farbkominationen	0
Gravitation	Graviton	0

Tabelle 2.2: Die elementaren Bosonen im Standardmodell. Es sind die verschiedenen Bosonen, die die vier fundamentalen Kräfte übertragen, inklusive ihrer elektrischen Ladung aufgelistet. Das Graviton ist bisher noch nicht experimentell beobachtet worden.

ein Potential beschreiben ([Per90]) :

$$V_{QED} = -\frac{\alpha}{r} , \quad (2.1)$$

$$V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr . \quad (2.2)$$

r ist dabei der Abstand der wechselwirkenden Teilchen, k eine Konstante. Die Stärke der Wechselwirkungen wird durch die Kopplungskonstanten α und α_s bestimmt. Sowohl α wie auch α_s sind keine echten Konstanten, sondern hängen vom Impulsübertrag q^2 ab ([Per90]) :

$$\alpha(q^2) = \frac{\alpha(q_0^2)}{1 - \frac{\alpha(q_0^2)}{3\pi} \ln\left(\frac{q^2}{q_0^2}\right)} , \quad (2.3)$$

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_s(q_0^2)}{1 + \text{const} \cdot \alpha_s(q_0^2) \ln\left(\frac{q^2}{q_0^2}\right)} . \quad (2.4)$$

Die Kopplungskonstante der QED nimmt mit zunehmendem Impulsübertrag zu, während die Kopplungskonstante der QCD mit zunehmendem Impulsübertrag abnimmt. Im Grenzfall sehr großer Impulsüberträge und sehr kleiner Abstände geht $\alpha_s(q^2)$ gegen Null und das Potential der QCD verschwindet; die Teilchen können

sich quasi frei bewegen. Man spricht auch von *asymptotischer Freiheit*. Mit kleinen Impulsüberträgen und großen Abständen hingegen wächst die starke Kraft gemäß des linearen Terms in Gleichung (2.2); die Teilchen werden stärker aneinander gebunden. Diesen Effekt nennt man *Confinement*. So erklärt die Theorie, daß in der Natur Quarks nicht frei, sondern nur in gebundenen Zuständen vorkommen.

2.2 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

Gelingt es, eine große Anzahl von Quarks bei hohen Energien auf kleinem Raum zusammenzufassen, so sollten die einzelnen Verbände aufbrechen (Deconfinement) und die Quarks in einem bestimmten Volumen quasi frei beweglich sein. Da störungstheoretische Berechnungen nur im Bereich kleiner Kopplungskonstanten $\alpha_s \ll 1$ anwendbar sind, alle Probleme, die mit dem Confinement zusammenhängen, aber im Bereich großer Kopplungskonstanten angesiedelt sind, werden zur theoretischen Beschreibung dieser Prozesse alternative Methoden wie etwa die Gitterreichtheorie herangezogen ([Wil74], [Won94]). Solche Gitterrechnungen sagen voraus, daß bei sehr hoher Temperatur oder sehr hoher Kompression ein Phasenübergang von hadronischer Materie in einen neuen Zustand, das Quark-Gluon-Plasma, stattfindet. Unter der Voraussetzung, daß genügend Kernmaterie vorliegt und die Lebensdauer des Systems ausreicht, um ein thermodynamisches Gleichgewicht zu erreichen, werden je nach Modell kritische Temperaturen von etwa $T_c = 150 - 200 \text{ MeV}/k$ bei verschwindender Baryonendichte, oder aber bei verschwindender Temperatur kritische Baryonendichten von etwa $\rho_c = \rho/\rho_0 = 5 - 20$ ⁽¹⁾ erwartet. Diese Werte entsprechen Energiedichten von etwa $\epsilon_c = 1 - 5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ([Wil74], [Lae96]). Die Ordnung des Phasenübergangs geht aus diesen Rechnungen nicht hervor. Es ist unklar, ob es sich um einen Phasenübergang erster oder zweiter Ordnung, oder sogar um einen kontinuierlichen Phasenübergang handelt.

Diese Ergebnisse lassen sich qualitativ in einem Phasendiagramm darstellen (siehe Abbildung 2.1). Die notwendigen Bedingungen für die Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasma-Zustands könnte es beispielsweise bei den extrem hohen Temperaturen aber einer geringen Baryonendichte kurz nach dem Urknall gegeben haben.

⁽¹⁾ $\rho_0 = 0,17 \text{ fm}^{-3}$; Dichte normaler Kernmaterie.

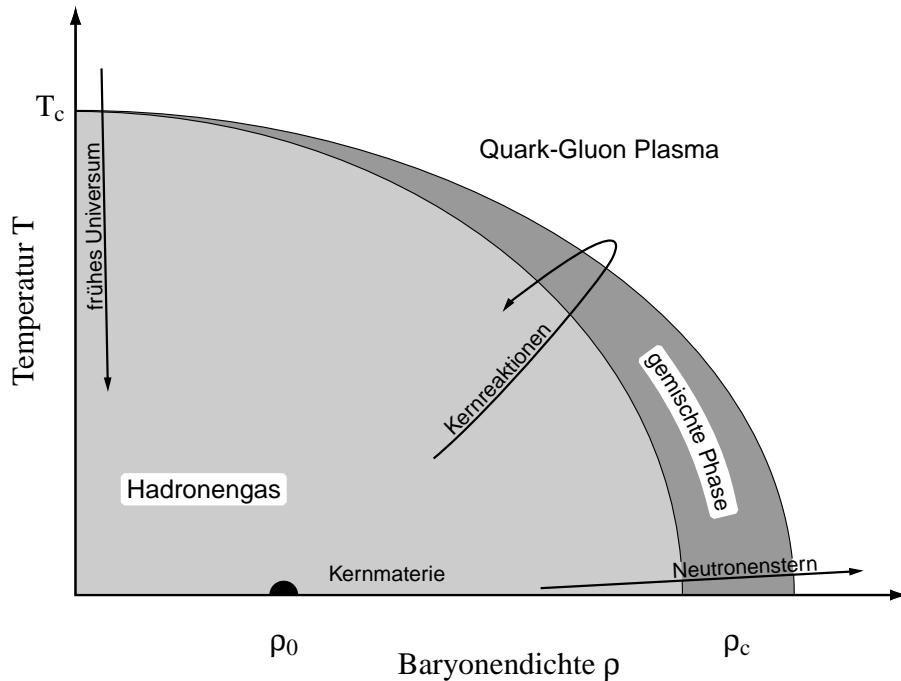


Abbildung 2.1: Phasendiagramm für den Übergang vom Hadronengas zum Quark-Gluon-Plasma.

Auch in Neutronensternen könnten sich durch die extrem hohen Drücke solche Plasmazustände bei hoher Baryonendichte aber geringer Temperatur bilden.

In ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen wird versucht, einen solchen Phasenübergang von hadronischer Materie zu einem Quark-Gluon-Plasma experimentell zu erzeugen. In Abbildung 2.2 ist ein möglicher raum-zeitlicher Verlauf einer Schwerionenreaktion dargestellt. Die Reaktion durchläuft mehrere Phasen, die jeweils einem anderen Materiezustand entsprechen. Direkt nach der Kollision befindet sich das System zunächst in einem Vorgleichgewichtszustand. Nach einer gewissen Formationszeit bildet sich ein Quark-Gluon-Plasma im thermodynamischen Gleichgewicht. Durch räumliche Expansion kühlt sich das Plasma ab, bis eine kritische Schwelle bezüglich Temperatur und Dichte erreicht ist, bei der dann der Phasenübergang vom Quark-Gluon-Plasma zum Hadronengas einsetzt. Das System durchläuft eine gemischte Phase, die schließlich in ein reines Hadronengas übergeht. Dieses dehnt sich weiter aus, bis die Hadronen nicht mehr miteinander wechselwirken. Die

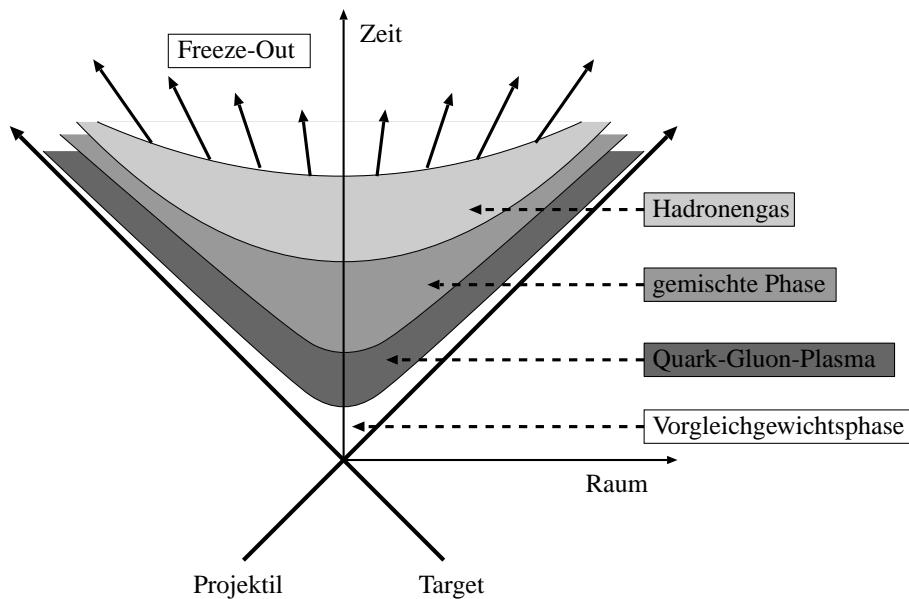


Abbildung 2.2: Mögliches Raum-Zeit-Diagramm einer Schwerionenreaktion.

zeitliche Entwicklung der Reaktion endet an diesem Punkt mit dem Aussenden der Teilchen, man spricht vom Ausfrieren (Freeze-Out) der Hadronen.

Um festzustellen, ob in einer Schwerionenreaktion ein Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma stattgefunden hat, werden experimentell zugängliche Signale benötigt. Da die Lebensdauer des Plasmazustandes sehr kurz ist, ist eine direkte Beobachtung des Quark-Gluon-Plasmas nicht möglich. Vielmehr ist man beim Nachweis des Plasmas auf Signale angewiesen, die zwar im Plasma entstehen, dann aber erst noch die Hadronengasphase durchlaufen müssen, in die das System nach der Plasmaphase übergeht, bevor sie nach dem Freeze-Out des Systems im Detektor beobachtet werden können. Dabei ist eine Beeinflussung der ursprünglich aus dem Quark-Gluon-Plasma kommenden Signale möglich, wenn es sich bei diesen um stark wechselwirkende Teilchen handelt. Diese werden durch die Wechselwirkung mit den Hadronen der Hadronengasphase verändert. Es ist demnach vorteilhaft, Signaturen von rein elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen zu betrachten, die nach ihrer Erzeugung von der Entwicklung des hadronischen Systems nicht mehr beeinflusst werden und so einen direkten Blick auf die heiße Anfangsphase der Reaktion ermöglichen.

Derartige Signale sind nach theoretischen Modellvorstellungen ([Won94],

[Kap92]) :

- Die Produktion direkter Photonen in der Plasmaphase sowie
- die Produktion von Dileptonen aus Quark-Antiquark-Annihilationen im Plasma.

Zusätzlich sucht man jedoch auch nach Signalen, die auf dem Nachweis von in der Hadronisationsphase beeinflußten Teilchen beruhen. Signale dieser Art sind ([Mat86], [Raf82], [Wan92]) :

- Eine erhöhte Produktion von Seltsamkeit im Plasma gegenüber dem Hadronengas,
- die Unterdrückung der J/Ψ -Produktion im Plasma und
- ein erhöhter Energieverlust der in harten Streuprozessen produzierten Quarks im Plasma im Vergleich zum Hadronengas, das sogenanntes Jet-Quenching.

Die erstgenannten zwei Signale, die ein Maß für die thermische Strahlung der heißen Phase darstellen, lassen Rückschlüsse auf die thermodynamischen Eigenschaften des Systems zu. Die letzten drei Signale, die durch das Vorhandensein freier Quarks im Plasma beeinflußt werden, ermöglichen Rückschlüsse auf das Deconfinement. Für eine Geamtübersicht der möglichen Signale siehe [Bas99], [Har96].

An dieser Stelle muß hinzugefügt werden, daß sich fast alle diese Signale, die verschiedenen theoretischen Modellen zufolge auf die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas hinweisen sollen, auch durch abweichende Modelle erklären lassen, die ohne die Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas auskommen und ein rein hadronisches Gas annehmen. Es gibt demnach vermutlich keine universelle Signatur für den Phasenübergang; der Nachweis eines Quark-Gluon-Plasmas wird vielmehr auf der Messung einer Kombination mehrerer dieser Signale beruhen müssen. Überzeugende Evidenz für die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas wird erst dann gegeben sein, wenn sich die experimentellen Daten für eine überwiegende Anzahl dieser Signale nur mit einem einzigen, konsistenten, einen Phasenübergang enthaltenden Modell beschreiben lassen.

2.3 Spinphysik

Wie in Abschnitt 2.1 bereits erwähnt, tragen alle Fermionen den Spin 1/2, so auch die drei Valenzquarks innerhalb eines Nukleons. Da dieser Spin Vektoreigenschaft hat, das heißt nicht nur durch seinen Betrag, sondern auch seine Richtung ausgezeichnet ist, ist a priori nicht klar, wie sich der Gesamtspin eines Nukleons genau zusammensetzt.

In einfachen Quark-Modellen wurde bisher davon ausgegangen, daß der Nukleonspin von 1/2 allein aus den Einzelspins der drei Valenzquarks des Nukleons reproduziert werden kann. Diese Valenzquarks tragen beispielsweise die gesamte Ladung des Nukleons. Es existieren jedoch experimentelle Hinweise darauf, daß die Spins der Quarks (Quarkpolarisation Δq) nur etwa 30% des Gesamtnukleonspins ausmachen ([Alt95]). Die restlichen 70% müssen demnach durch andere Mechanismen aufgebracht werden. Es wird vermutet, daß dabei die im Baryon auftretenden virtuellen Teilchen, wie zum Beispiel Antiquarks und Gluonen, eine Rolle spielen. Als Kandidaten für den fehlenden Anteil am Gesamtspin werden in diesem Zusammenhang betrachtet ([Jaf90]) :

- Gluonpolarisation ΔG ,
- Antiquarkpolarisation $\Delta \bar{q}$ und
- Drehmoment L der verschiedenen Teilchen innerhalb des Nukleons.

Der Nukleonspin von 1/2 setzt sich dann wie folgt zusammen:

$$1/2 = \Delta q + \Delta G + \Delta \bar{q} + L \quad (2.5)$$

Die Spinphysik untersucht diese Zusammensetzung des Nukleonspins anhand von Streuexperimenten. Dafür werden polarisierte Teilchen beschleunigt und entweder auf andere polarisierte Teilchen in einem Target geschossen (Fixed-Target-Experimente) oder mit anderen beschleunigten, polarisierten Teilchen zur Kollision gebracht (Collider-Experimente). Die Polarisationen der stoßenden Teilchen können dabei jeweils longitudinal oder transversal zur Stoßrichtung ausgerichtet sein. Je

nach Experiment werden Nukleon-Elektron- oder Nukleon-Nukleon-Stöße durchgeführt. Da das Photon, das Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft, nicht direkt an Gluonen und in gleicher Stärke an Quarks und Antiquarks koppelt, kann in den sogenannten tiefinelastischen Streuexperimenten (Nukleon-Elektron-Stößen) die Gluonpolarisation und die Antiquarkpolarisation nicht in Prozessen erster Ordnung, sondern nur über Prozesse höherer Ordnung gemessen werden. In Nukleon-Nukleon-Stößen, wie sie in einer neuen Generation von Spinphysikexperimenten (wie zum Beispiel PHENIX) untersucht werden sollen, sind diese Anteile des Nukleonspins über Prozesse erster Ordnung zugänglich. Im Folgenden wird ausschließlich die Nukleon-Nukleon-Streuung betrachtet.

Um die Gluon- und Antiquarkpolarisation zu bestimmen, messen Spinphysikexperimente folgende Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen möglichen Streuprozesse:

$$\begin{aligned}\sigma(++) & , \sigma(+-) , \sigma(-+) , \sigma(--), \\ \sigma(\uparrow\uparrow) & , \sigma(\uparrow\downarrow) , \sigma(\downarrow\uparrow) , \sigma(\downarrow\downarrow),\end{aligned}$$

wobei + und – für die zwei longitudinalen Polarisationsmöglichkeiten, und \uparrow und \downarrow für die zwei transversalen Polarisationsmöglichkeiten der beiden stoßenden Nukleonen stehen. Ist nur ein Nukleon polarisiert, erhält man entsprechend die Wirkungsquerschnitte

$$\sigma(+), \sigma(-), \sigma(\uparrow), \sigma(\downarrow).$$

Aus diesen Wirkungsquerschnitten lassen sich die folgenden Asymmetrien der verschiedenen Prozesse definieren:

A_{LL}	$\frac{\sigma(++) + \sigma(--) - \sigma(+-) - \sigma(-+)}{\sigma(++) + \sigma(--) + \sigma(+-) + \sigma(-+)}$	doppelt longitudinale Spinasymmetrie
A_L	$\frac{\sigma(+)-\sigma(-)}{\sigma(+)+\sigma(-)}$	einfach longitudinale Spinasymmetrie
A_{TT}	$\frac{\sigma(\uparrow\uparrow) + \sigma(\downarrow\downarrow) - \sigma(\uparrow\downarrow) - \sigma(\downarrow\uparrow)}{\sigma(\uparrow\uparrow) + \sigma(\downarrow\downarrow) + \sigma(\uparrow\downarrow) + \sigma(\downarrow\uparrow)}$	doppelt transversale Spinasymmetrie
A_N	$\frac{\sigma(\uparrow)-\sigma(\downarrow)}{\sigma(\uparrow)+\sigma(\downarrow)}$	einfach transversale Spinasymmetrie

Diese gemessenen Asymmetrien der jeweiligen Nukleonenstreuoprozesse ergeben sich als Produkt aus den Asymmetrien der zugrundeliegenden partonischen Prozesse und den entsprechenden Partonendichten und -polarisationen. In den meisten Fällen werden hauptsächlich die doppelt longitudinalen Spinasymmetrien betrachtet, welche sich für einen allgemeinen Prozess durch folgende Gleichung beschreiben lassen:

$$A_{LL}^{AB \rightarrow X} = \frac{\Delta p_1 \Delta p_2}{\Phi p_1 \Phi p_2} a_{LL}(p_1 p_2 \rightarrow X) . \quad (2.6)$$

A und B bezeichnen die beiden einlaufenden Nukleonen, p_1 und p_2 die am Streuprozeß beteiligten Partonen (Quarks, Antiquarks, Gluonen), X die Gesamtheit der je nach betrachtetem Prozeß unterschiedlichen auslaufenden Teilchen. Δ steht für die Polarisationen und Φ für die Dichten der Partonen im Nukleon. a_{LL} ist die Asymmetrie des zugrundeliegenden partonischen Prozesses.

Da die partonischen Asymmetrien aus störungstheoretischen QCD-Rechnungen und die Dichten der Partonen im Nukleon sowie der Anteil der Quarkpolarisationen am Nukleonenspin aus vorhergehenden Experimenten bekannt sind, können aus den Messungen der Asymmetrien der verschiedenen Nukleonenstreuoprozesse die fehlenden Anteile der Gluonpolarisation und Antiquarkpolarisation bestimmt werden.

Die Gluonpolarisation ist auf zwei verschiedenen Wegen zugänglich. Eine Methode ist die Asymmetriemessung für die Produktion direkter Photonen mit hohen Transversalimpulsen. Diese direkten Photonen können aus Gluon-Quark-Streuung (auch Gluon-Compton-Streuung genannt) oder aus Quark-Antiquark-Aannihilationen stammen, wobei allerdings die Gluon-Quark-Streuung mit etwa 90% deutlich überwiegt. Die Asymmetrie wird somit von der Gluon-Quark-Streuung dominiert, weshalb die Annihilation in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Gemäß

$$A_{LL}^{pp \rightarrow \gamma X} \approx \frac{\Delta G}{\Phi G} \frac{\Delta q}{\Phi q} a_{LL}(qg \rightarrow \gamma q) \quad (2.7)$$

ist diese Messung sehr sensitiv auf ΔG .

Eine zweite Möglichkeit, die Gluonpolarisation zu bestimmen, ist die Messung der Heavy-Flavour-Produktion, die aus Gluonfusionsprozessen resultiert. In diesem Prozeß entstehen aus zwei Gluonen ein schweres Quark-Antiquark-Paar. Die entsprechende Asymmetrie wird folgendermaßen formuliert:

$$A_{LL}^{pp \rightarrow Q\bar{Q}X} = \frac{\Delta G}{\Phi G} \frac{\Delta G}{\Phi G} a_{LL}(gg \rightarrow Q\bar{Q}) . \quad (2.8)$$

Auch die Antiquarkpolarisation kann auf zwei verschiedene Arten bestimmt werden. Zum einen ist sie aus der Messung der Leptonenpaarproduktion in Drell-Yan-Prozessen ableitbar. In diesem Prozeß vernichten sich Quark und Antiquark zu einem Photon, welches dann wiederum in ein Leptonenpaar zerfällt:

$$A_{LL}^{pp \rightarrow l^+ l^- X} = \frac{\Delta q}{\Phi q} \frac{\Delta \bar{q}}{\Phi \bar{q}} a_{LL}(q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+ l^-) . \quad (2.9)$$

Zum anderen kann die Antiquarkpolarisation auch über die Vektorbosonproduktion bestimmt werden. In diesem Fall bilden ein up-Quark und ein down-Antiquark beziehungsweise ein down-Quark und ein up-Antiquark ein W^+ beziehungsweise W^- , welches dann wiederum in ein Lepton und ein Neutrino zerfällt:

$$A_{LL}^{pp \rightarrow l^\pm \bar{\nu}(\nu) X} = \frac{\Delta q}{\Phi q} \frac{\Delta \bar{q}}{\Phi \bar{q}} a_{LL}(q\bar{q} \rightarrow W^\pm \rightarrow l^\pm \bar{\nu}(\nu)) . \quad (2.10)$$

Da die an dieser Reaktion beteiligten Flavours nahezu fest sind, kann durch die Asymmetriemessung der Vektorbosonproduktion nicht nur die Antiquarkpolarisation bestimmt werden, sondern es ist auch eine detaillierte Flavour-Analyse möglich.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Messung der Gluon- und Antiquarkpolarisationen zwei miteinander eng verbundenen Zielen dient. Zum einen besteht wie bereits erklärt ein grundsätzliches Interesse an der Zusammensetzung des Nukleonspins aus den Beiträgen der Konstituenten. Zum anderen ist die genaue Kenntnis dieser Polarisationen aus konsistenten Messungen verschiedener Prozesse aber auch Voraussetzung für die Überprüfung der Gültigkeit der spinabhängigen QCD.

3. Experimente

Beide in dieser Arbeit vorgestellten Experimente, das WA98-Experiment am CERN und das PHENIX⁽¹⁾-Experiment am BNL, sind zum einen für den Einsatz in der Schwerionenphysik konzipiert. Da, wie im vorherigen Kapitel dargelegt, keine eindeutige Signatur des Quark-Gluon-Plasmas existiert, ist es Ziel der Schwerionenphysik, möglichst alle potentiellen Signaturen eines Plasma-Zustands gleichzeitig zu messen, um eventuell aus der Kombination verschiedener Signaturen auf die Existenz und die Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas zurückzuschließen zu können. Dies kann in der Regel nicht von einem einzelnen Experiment geleistet werden. Vielmehr ergänzen sich dazu mehrere, jeweils schwerpunktmaßig nur einige wenige Signaturen messende Experimente. Sowohl das WA98-Experiment als auch das PHENIX-Experiment sind dabei im Vergleich mit den anderen Schwerionenexperimenten besonders für den Nachweis elektromagnetischer Signale geeignet. Das elektromagnetische Kalorimeter übernimmt daher in beiden Experimenten eine wichtige Funktion; es wird in Kapitel 4 noch detaillierter beschrieben.

Das PHENIX-Experiment am BNL wird neben dem Schwerionenprogramm auch ein Spinphysikprogramm durchführen. Wie im vorherigen Kapitel erläutert, spielen in der Spinphysik elektromagnetische Signale eine herausragende Rolle. Demnach ist das PHENIX-Experiment durch seine Ausrichtung auf den Nachweis elektromagnetischer Signale besonders für diesen Einsatz im Rahmen der Spinphysik geeignet.

3.1 Das WA98-Experiment

Das WA98-Experiment, welches am SPS des CERN durchgeführt wurde, nahm in drei Strahlzeiten von 1994 bis 1996 Daten auf. Ein Bleistrahl von 158 AGeV ⁽²⁾ traf dabei auf ein festes Target. Als Targetmaterial wurde hauptsächlich ebenfalls Blei benutzt, es kamen aber auch Niob- und Nickeltargets zum Einsatz. Die für die

¹Pioneering High Energy Nuclear Ion EXperiment

²AGeV = Energie pro Nukleon

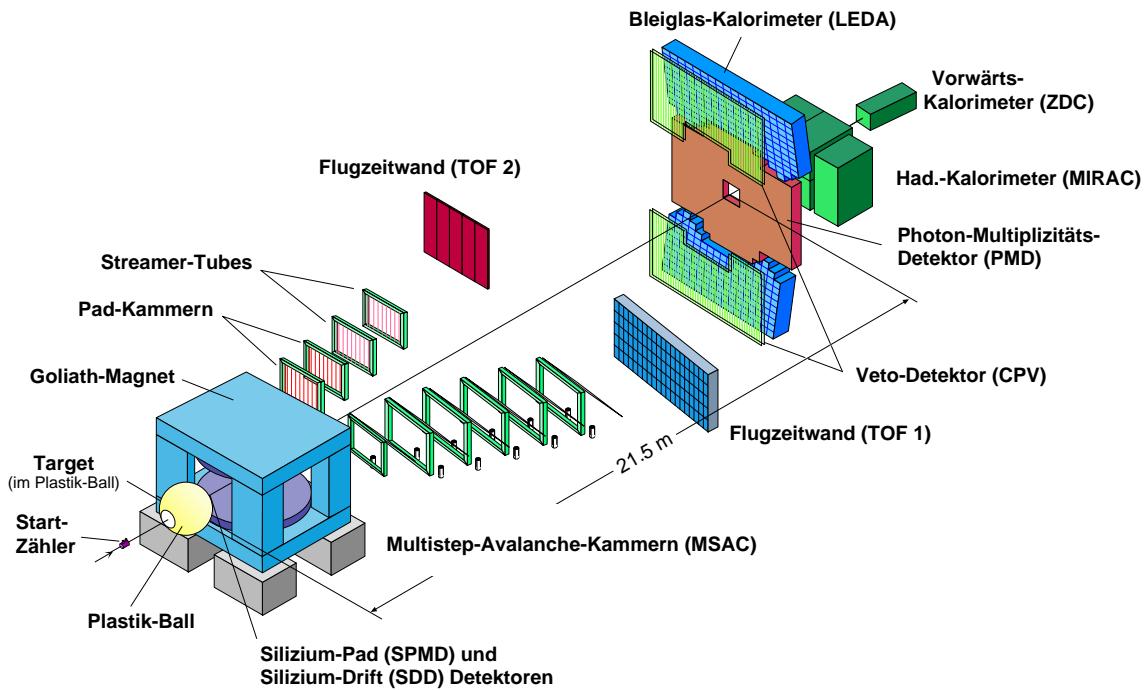


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des WA98-Experiments in seiner endgültigen Form (Zeichnung N. Heine).

Schwerionenreaktionen zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie betrug in den Blei-Blei-Stößen etwa $\sqrt{s} = 17,2 \text{ AGeV}$.

Ein Schwerpunkt des WA98-Experiments bei der Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma liegt in der Untersuchung von Photonen als Signal für die thermodynamischen Eigenschaften des Systems. Es wurden aber auch geladene Teilchen ebenso wie globale Größen gemessen. Zum WA98-Experiment siehe auch [WA98], [Pei97].

3.1.1 Aufbau

In Abbildung 3.1 ist der Aufbau des WA98-Experiments in seiner endgültigen Form schematisch dargestellt.

Bevor der Bleiionenstrahl das Target trifft, passiert er zunächst Gas-Čerenkov-Detektoren mit sehr guter zeitlicher Auflösung, die sogenannten *Start-Zähler*. Der

Zeitpunkt, an dem das Strahlteilchen die Start-Zähler durchläuft, wird als Zeitnullpunkt für die Ausleseelektronik des Experiments festgelegt.

Das *Target* befindet sich im *Plastik-Ball-Spektrometer* ([Bad82]). Dieses erlaubt als $\Delta E/E$ -Zähler durch die Kombination von Energie- und Energieverlustmessung die Identifikation von positiv geladenen Pionen und leichten geladenen Baryonen. Durch die Geometrie seines Aufbaus ermöglicht es die Messung der Multiplizitäten geladener Teilchen sowohl in Vorwärts- als auch in Rückwärtsrichtung in einem Pseudorapiditätsbereich⁽³⁾ von $-1,7 \leq \eta \leq 1,3$.

Der Stoßparameter der Reaktion, der die Unterscheidung zwischen zentralen und peripheren Stößen erlaubt, kann aus der Energieverteilung in Longitudinal- und Transversalrichtung bestimmt werden. Die Vorwärtsenergie wird mit dem *Zero-Degree-Calorimeter* (ZDC), die Transversalenergie mit dem *Mid-Rapidity-Calorimeter* (MiRaC) gemessen ([Awe89], [You89]).

Die Messung der Multiplizitäten geladener Teilchen in einem Pseudorapiditätsbereich von $1,5 \leq \eta \leq 4,55$ beziehungsweise von $2,35 \leq \eta \leq 3,75$ erfolgt mit dem *Silizium-Drift-Detektor* (SDD) beziehungsweise dem *Silizium-Pad-Multiplizitäts-Detektor* (SPMD) ([Lin97], [Ste94], [Ste98]). Die geladenen Teilchen werden anschließend durch den *Goliath-Magneten* abgelenkt, so daß in den beiden Spektrometerarmen ihr Impuls bestimmt werden kann. Der eine Spektrometerarm besteht aus sechs hintereinander angeordneten *Multi-Step-Avalanche-Kammern* (MSAC) und einer *Flugzeitwand* (Time Of Flight 1), der andere Spektrometerarm aus zwei *Pad-Kammern*, zwei *Streamer-Tube-Detektoren* und einer *Flugzeitwand* (TOF2). Durch die Kombination der Ortsinformationen in den verschiedenen Detektoren kann die Bahn der geladenen Teilchen rekonstruiert werden. Aus der so bestimmten Ablenkung der geladenen Teilchen im Magnetfeld läßt sich das Verhältnis von Impuls zu Ladung ableiten. Zusammen mit der Information über die Flugzeit der geladenen Teilchen vom Target bis zur Flugzeitwand ist eine Identifikation der geladenen Teilchen möglich.

Die Photonenmultiplizität wird im Pseudorapiditätsbereich von $2,9 \leq \eta \leq 3,4$ mit dem *Photon-Multiplizitäts-Detektor* (PMD) gemessen ([Agg96]). Im Bereich von

³Pseudorapidität $\eta \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p+p_z}{p-p_z} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$, p : Betrag des Impulses, p_z : Impulskomponente in Strahlrichtung, θ : Polarwinkel zur Strahlachse

$2,3 \leq \eta \leq 3,0$ dient das *Bleiglas-Kalorimeter* der Identifizierung und der Energiebestimmung von Photonen. Um diese von geladenen Teilchen unterscheiden zu können, ist dem Bleiglasdetektor ein Streamer-Tube-Detektor als *Veto-Detektor* vorgelagert, der geladene Teilchen detektiert und somit eine Veto-funktion für das Photonenspektrometer erfüllt ([Bar98], [Bat97], [Rey95]).

3.1.2 Das elektromagnetische Kalorimeter in WA98

Das Bleiglaskalorimeter im WA98-Experiment befindet sich in einem Abstand von 21,5 m zum Target und besteht, wie in Abbildung 3.1 zu sehen, aus zwei Hälften, eine oberhalb und eine unterhalb der Strahlachse, die den PMD umrahmen. Durch diese Aufteilung wird verhindert, daß eine große Zahl der durch den Goliath-Magneten hauptsächlich seitlich abgelenkten geladenen Teilchen den Photonendetektor treffen. Beide Hälften sind um einen Winkel von $8,3^\circ$ zum Target hin geneigt, um möglichst senkrechten Einfall der Teilchen auf den Detektor zu gewährleisten. Der Detektor besitzt eine sensitive Oberfläche von insgesamt etwa $16,13 \text{ m}^2$ und besteht aus 10.080 Einzelmodulen, welche zu 420 Supermodulen aus je 6×4 Einzelmodulen zusammengefaßt sind.

Der Polarwinkelbereich von $6^\circ \leq \theta \leq 12^\circ$, der einem Akzeptanzbereich in Einheiten der Pseudorapidität von $2,3 \leq \eta \leq 3,0$ entspricht, wird etwa zur Hälfte abgedeckt. Die Begrenzung des Winkelbereichs zu kleinen Winkeln ergibt sich durch die Größe des PMDs, der in das Bleiglaskalorimeter eingefügt ist, die Begrenzung zu großen Winkeln durch den Schatten des Goliath-Magneten.

3.2 Das PHENIX-Experiment

Das PHENIX-Experiment, das ab Frühjahr 2000 am RHIC des BNL durchgeführt werden soll, befindet sich derzeit noch im Bau. RHIC wird in Zukunft in der Lage sein, zwei Goldstrahlen auf maximal je 100 AGeV zu beschleunigen. Die in einem Speicherringexperiment wie PHENIX für die Schwerionenreaktion zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie von demnach 200 AGeV ist etwa eine Größenordnung höher als bei den Fixed-Target-Experimenten des Schwerionenprogramms am SPS

des CERN. Die zu erwartende Energiedichte in Schwerionenreaktionen am RHIC beträgt etwa $\epsilon = 3 - 6 \text{ GeV/fm}^3$ ([Nag95]). Dieser Wert liegt aktuellen theoretischen Überlegungen zufolge oberhalb der für die Ausbildung eines QGP benötigten Energiedichte. Am RHIC werden darüber hinaus auch Strahlzeiten mit polarisierten Protonenstrahlen von maximal je 250 GeV stattfinden. Während dieser wird PHENIX bei einer Schwerpunktssnergie von bis zu 500 GeV Messungen im Rahmen des Spinprogramms durchführen.

Ein Schwerpunkt des PHENIX-Schwerionenprogramms ist, ähnlich wie im WA98-Experiment, der Nachweis von Photonen; darüber hinaus sollen aber insbesondere auch andere elektromagnetische Signale, wie etwa die Produktion von Dileptonen, gemessen werden. Die Leptonenpaare können etwa aus Quark-Antiquark-Anihilationen in der Plasmaphase stammen und so ebenso wie die Photonen Aufschluß über die thermodynamischen Eigenschaften des Systems in der heißen Anfangsphase geben. Sie können aber auch aus den Zerfällen von Vektormesonen resultieren und somit einen Nachweis für die im Falle des Deconfinements unterdrückte J/Ψ -Produktion liefern. Weiterhin ist mit dem PHENIX-Detektor die Messung von Hadronen möglich, woraus man sich unter anderem Aussagen über die Ordnung eines Phasenübergangs vom Hadronengas zum QGP erhofft.

Auch im Rahmen des Spinprogramms ist es Ziel des PHENIX-Experiments, Photonen und Leptonen genau zu vermessen. Die Photonen stammen in diesem Fall aus Gluon-Compton-Streuungen und ermöglichen die Bestimmung der Gluonpolarisation innerhalb des Nukleons, die Leptonen stammen aus Vektormeson- und Vektorbosonzerfällen sowie Drell-Yan-Prozessen, und erlauben neben der Bestimmung der Gluonpolarisation auch die Bestimmung der Antiquarkpolarisation innerhalb des Nukleons. Zum PHENIX-Experiment siehe auch [PHE93], [Mor98].

3.2.1 Aufbau

Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des PHENIX-Experiments. Das Gesamtsystem lässt sich in die inneren Detektoren, die Detektoren der zentralen Arme und die Detektoren der Myon-Arme unterteilen.

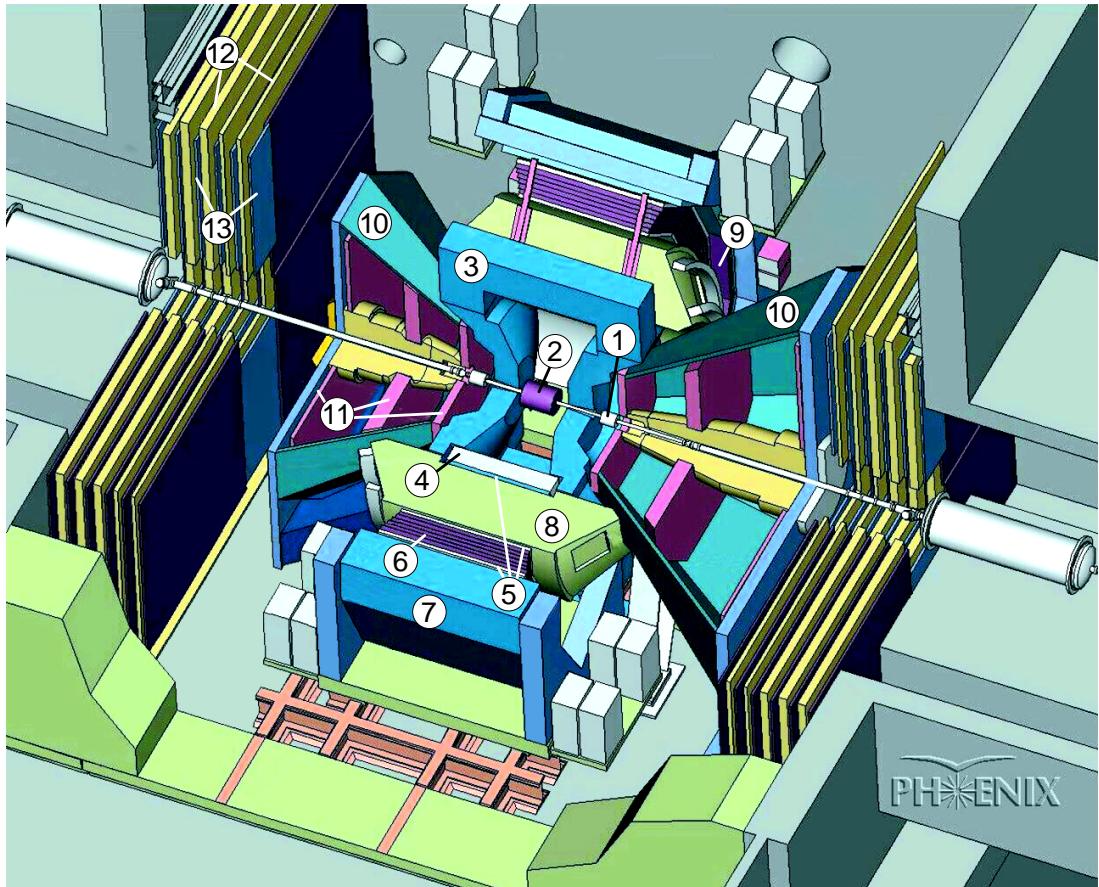


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des PHENIX-Experiments (Zeichnung N. Heine).

1. Start-Zähler (BB), 2. Multiplizitäts-Vertex-Detektor (MVD), 3. zentraler Magnet,
4. Driftkammer (DC), 5. Pad-Kammern (PC), 6. Time-Expansion-Kammer (TEC),
7. elektromagnetisches Kalorimeter, 8. Ring-Imaging-Čerenkov-Detektor (RICH),
9. Flugzeitwand (TOF), 10. Myon-Magneten, 11. Myon-Tracking-Kammern (μ T),
12. Absorberplatten, 13. Streamer-Tubes.

Das innere Detektorsystem besteht aus Detektoren, die die Startzeit und die Vertexposition eines Ereignisses, sowie die Teilchenmultiplizität und die Pseudorapiditysverteilung messen. Zwei Čerenkov-Detektoren, die sogenannten *Start-Zähler* (**Beam-Beam-Counter**), vor und hinter dem Kollisionspunkt liefern die Startzeit für die Datenauslese und eine erste schnelle, wenn auch grobe Vertexrekonstruktion ([Ike98]). Der Kollisionspunkt ist von einem Siliziumdetektor, der als *Multiplizitäts-Vertex-Detektor* (MVD) fungiert, umgeben ([Kap98]). Er misst mit einer Pseudorapiditysabdeckung von $-2.7 \leq \eta \leq 2.7$ und in einem azimuthalen Winkelbereich von $0^\circ < \phi < 360^\circ$ sowohl die totale Multiplizität als auch die Pseudorapiditys- und Azimutalwinkelverteilungen. Außerdem bestimmt er eine genaue Vertexposition. An den MVD grenzt der *zentrale Magnet*, der ein axiales Feld erzeugt, in dem die geladenen Teilchen abgelenkt werden.

Die zwei zentralen Arme östlich und westlich des Kollisionspunkts, die sich an den zentralen Magneten anschließen, dienen zur Spurrekonstruktion und damit zur Impulsbestimmung von geladenen Teilchen, zur Energiemessung von Elektronen und Photonen sowie zur Teilchenidentifizierung. Sie bestehen jeweils aus

- einer *Driftkammer* (DC) ([Rya98]), drei *Pad-Kammern* (PC) und einer *Time-Expansion-Kammer* (TEC) ([Lib95]) für die Spurrekonstruktion und somit die Impulsbestimmung der geladenen Teilchen,
- einem *elektromagnetischen Kalorimeter*, das im Westarm aus vier Blei-Szintillatortsegmenten (PbSc), im Ostarm aus zwei Blei-Szintillator- und zwei Bleiglassegmenten (PbGl) besteht und die Aufgabe der Energiemessung von Elektronen und Photonen übernimmt, wobei eine Unterscheidung dieser Teilchensorten durch Schauerform und Laufzeit erreicht wird,
- sowie einem *Ring-Imaging-Čerenkov-Detektor* (RICH) ([Aki99]) und zwei vor dem Bleiglasdetektor angeordneten Segmenten einer *Flugzeitwand* (TOF), die zusammen mit der TEC eine Teilchenidentifizierung erlauben, um zwischen Elektronen und Hadronen unterscheiden zu können.

Die Myonarme, die vor und hinter dem Kollisionspunkt positioniert sind, liefern die Spurrekonstruktion und die Impulsbestimmung von geladenen Teilchen, die in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung aus dem Kollisionsbereich emittiert werden,

werden aber auch zur Myonidentifizierung eingesetzt. Die Spurrekonstruktion der geladenen Teilchen erfolgt durch drei innerhalb der *Myon-Magneten* angeordnete Driftkammern, den sogenannten *Myon-Tracking-Kammern* (μT). Die Myonidentifizierung wird mit Hilfe eines Aufbaus durchgeführt, der abwechselnd aus *Absorberplatten* und *Streamer-Tube-Detektoren* zusammengesetzt ist.

3.2.2 Das elektromagnetische Kalorimeter in PHENIX

Das elektromagnetische Kalorimeter ist im PHENIX-Experiment in einem Abstand von 5,1 m zur Strahlachse radial um diese herum angeordnet. Die zwei PbGl-Segmente umfassen insgesamt 9216 Einzelmodulen, die zu 384 Supermodulen aus je 6×4 Einzelmodulen zusammengefaßt sind. Jeder Sektor beinhaltet 16×12 Supermodule.

Die sechs PbSc-Segmente sind aus je 6×3 Supermodulen zusammengesetzt. Jedes PbSc-Supermodul besteht aus 12×12 Einzelmodulen.

Der Detektor deckt insgesamt eine Fläche von etwa 60 m^2 ab. Die Pseudorapiditätsabdeckung beträgt dabei $-0,35 \leq \eta \leq 0,35$, die ϕ -Winkelabdeckung für die sechs PbSc-Segmente $6 \times 22,5^\circ$, für die zwei PbGl-Segmente $2 \times 22,5^\circ$.

4. Das elektromagnetische Kalorimeter

Die Ausführungen in den vorherigen Kapiteln haben deutlich gemacht, daß elektromagnetische Signale sowohl im Rahmen der Schwerionen- als auch der Spinphysik eine wesentliche Rolle spielen. Das elektromagnetische Kalorimeter stellt daher im WA98- wie im PHENIX-Experiment einen wichtigen Detektor dar, auf dessen Funktionsweise und Aufbau in diesem Kapitel näher eingegangen werden soll. Der Schwerpunkt wird hierbei auf der Behandlung des Bleiglasdetektors liegen.

4.1 Physikalisches Prinzip

Elektromagnetische Kalorimeter dienen dem Nachweis sowie der Energiebestimmung von Elektronen, Positronen und Photonen. Sie müssen daher folgenden Ansprüchen genügen:

- Die auf den Detektor treffenden Elektronen, Positronen und Photonen müssen detektiert und ihre Energien gemessen werden. Hierfür sollte der Detektor so konzipiert sein, daß möglichst die gesamte Energie eines eintreffenden Teilchens dieser Kategorie im Detektor deponiert wird.
- Die auf den Detektor treffenden Hadronen müssen von den Leptonen und den Photonen unterschieden werden können. Das Detektormaterial sollte also so gewählt sein, daß Hadronen im Gegensatz zu Elektronen, Positronen und Photonen möglichst wenig Energie im Detektor deponieren.

4.1.1 Elektromagnetische Schauer

Bei der Wechselwirkung von Photonen mit Materie treten drei für ihren Nachweis wichtige Prozesse auf: Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung. Für hochener-

getische Photonen ab einer Energie von ca. 2-10 MeV, wie sie in den hier vorgestellten Experimenten vorliegen, dominiert die Paarbildung, während Photo - sowie Comptoneffekt vernachlässigt werden können.

Die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie zeigt sich hingegen in den drei folgenden Prozessen: Ionisation, Bremsstrahlung und Čerenkov-Effekt. Bei den in den hier beschriebenden Experimenten auftretenden hohen Elektronenenergien überwiegt der Energieverlust durch Bremsstrahlung.

Ein elektromagnetischer Schauer im Detektor entsteht durch abwechselnde Paarbildung und Bremsstrahlung. Trifft ein hochenergetisches Photon auf den Detektor, so erzeugt es mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - e^{-7/9} = 54\%$ in einer Schicht der Dicke X_0 , die als elektromagnetische Strahlungslänge bezeichnet wird, durch Paarbildung ein Elektron-Positron-Paar. Elektron und Positron verlieren ihrerseits innerhalb einer Strahlungslänge X_0 im Mittel $1 - 1/e = 63\%$ ihrer Energie durch Bremsstrahlung im Feld der Detektoratome. Die hierbei entstehenden Photonen können dann wieder Elektron-Positron-Paare erzeugen; so bildet sich ein elektromagnetischer Schauer. Dieser Schauerprozeß bricht ab, sobald die Energie der sekundären Elektronen unter die kritische Energie E_k sinkt, bei der der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation gleich demjenigen durch Bremsstrahlung wird. Es entstehen nicht mehr genügend Photonen, um den Schauerprozess aufrecht erhalten zu können. In gleicher Weise kann ein Elektron einen Schauer im Detektor auslösen. Es entfällt dabei lediglich der erste Paarbildungsschritt.

Die transversale Ausdehnung des Schauers ist durch den Molière-Radius

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV} \cdot X_0}{E_k}$$

gegeben. 95% der Schauerenergie werden innerhalb eines Zylinders vom Radius $2R_M$ um die Schauerachse und einer Länge von $16X_0$ deponiert.⁽¹⁾

4.1.2 Hadronische Schauer

Trifft ein hadronisches Teilchen auf den Detektor, so kann es in einer Reihe inelastischer Stöße mit dem Detektormaterial sekundäre Hadronen (größtenteils Pionen)

¹vergleiche zum gesamten Abschnitt [Kle87].

erzeugen, die dann ihrerseits wieder inelastisch wechselwirken können; es entsteht ein hadronischer Schauer. Die Kaskade bricht erst ab, wenn die Schauerteilchen so kleine Energien haben, daß sie vollständig abgebremst oder absorbiert werden. Außerdem werden in einem hadronischen Schauer zum Beispiel durch Bremsstrahlung oder π^0 -Zerfälle auch Photonen erzeugt, so daß ein gewisser Anteil der Energie durch elektromagnetisches Aufschauern abgegeben wird. Die räumliche Entwicklung eines hadronischen Schauers läßt sich mit der hadronischen Wechselwirkungslänge λ charakterisieren, innerhalb derer mit einer Wahrscheinlichkeit von $1 - 1/e = 63\%$ ein hadronischer Prozeß stattfindet. Sie ist sehr viel größer als die elektromagnetische Strahlungslänge X_0 .

4.1.3 Čerenkov-Effekt

Die Bestimmung der durch den Schauer im Detektor deponierten Energie erfolgt im hier behandelten Bleiglaskalorimeter mit Hilfe der Čerenkov-Strahlung. Bewegt sich ein geladenes Teilchen wie etwa ein Schauerelektron in einem dispersiven Medium mit Brechungsindex n mit einer höheren Geschwindigkeit v als das Licht in diesem Medium ($v > c/n$), so emittiert es sogenanntes Čerenkovlicht. Die Produktion von Čerenkovlicht erfolgt unter einem Winkel θ_C mit $\cos\theta_C = 1/\beta n$ relativ zur Flugrichtung des geladenen Teilchens und ist für Elektronen und Positronen oberhalb von etwas 2 MeV energieunabhängig. Die Anzahl der emittierten Čerenkovphotonen ist proportional zur zurückgelegten Wegstrecke der geladenen Teilchen ([Kle87]), welche wiederum proportional zur Energie des Primärteilchens ist ([Pei87]).

Das im Fall des hier verwendeten Bleiglases unter dem Winkel von 53° ausgesandte Čerenkovlicht wird durch Totalreflexion an der Glasoberfläche zu einem Photovervielfacher an der rückseitigen Stirnfläche des Bleiglases geleitet. Dort wird es in ein Ladungssignal umgewandelt und verstärkt. Durch transversale Segmentierung des Detektors kann zusätzlich zur Energie der Einschußort des Primärteilchens bestimmt werden.

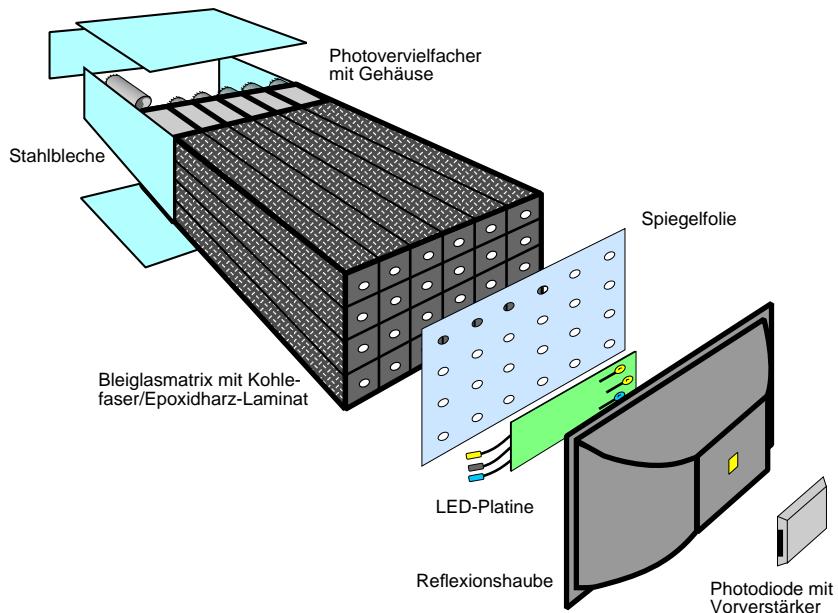


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau eines Supermoduls (Zeichnung N. Heine).

4.2 Aufbau

Da der Bleiglasdetektor nach seinem Einsatz im WA98-Experiment am CERN im PHENIX-Experiment am BNL weiterverwendet wird, die geometrische Anordnung des Detektors in den beiden Experimenten jedoch sehr unterschiedlich ist, wurde er modular konzipiert. Die Module wurden in Einheiten von 6×4 Modulen zu sogenannten Supermodulen zusammengefaßt. Ein Supermodul bildet dabei einen in sich abgeschlossenen Detektor, der komplett mit einem Referenz- und einem Hochspannungssystem sowie einer Ausleseelektronik ausgestattet ist. Es ist somit unabhängig von anderen Supermodulen; durch entsprechendes Stapeln lassen sich beliebige Detektorkonfigurationen realisieren. Der Aufbau eines Supermoduls ist in Abbildung 4.1 gezeigt.

Als Detektormaterial wurde Bleiglas des Typs TF1 verarbeitet, dessen wichtigste Kenngrößen man in Tabelle 4.1 findet.

Die Abmessungen eines Moduls von $4 \times 4 \times 40 \text{ cm}^3$ wurden so gewählt, daß die Länge etwa 14,4 elektromagnetischen Strahlungslängen X_0 , aber nur etwa einer hadronischen Wechselwirkungslänge λ entspricht, während die seitliche Ausdehnung

Molière-Radius	R_M	3,68 cm
elektromagnetische Strahlungslänge	X_0	2,8 cm
kritische Energie	E_k	16 MeV
hadronische Wechselwirkungslänge	λ	38,0 cm
Brechungsindex	n	1,648

Tabelle 4.1: Kenngrößen des verwendeten Bleiglasses TF1 nach [Schn93]. Die hadronische Wechselwirkungslänge ist das Ergebnis einer GEANT-Simulation in [Rot91]. Die kritische Energie wurde ebenfalls nach [Rot91] angenommen.

in etwa dem Molière-Radius R_M gleicht. Die Elektronen und Photonen bilden daher einen Schauer aus, der nahezu komplett im Bleiglas enthalten ist, während von den geladenen Hadronen nur etwa 63% aufschauern. Die übrigen Hadronen deponieren als minimal ionisierende Teilchen nur einen geringen Teil ihrer Energie im Detektor.

Die Bleiglasmodule sind zur Verbesserung der internen Lichtreflexion und zur Vermeidung von optischem Übersprechen mit einer aluminisierten Mylarfolie umwickelt. Zum Schutz dieser Folie gegen mechanische Beschädigung und zur erhöhten Lichtdichtigkeit sind die Module zusätzlich mit einem Schrumpfschlauch umgeben. An der Stirnfläche ist ein Polyamid-Plättchen (mit einem Loch zum Einkoppeln des Referenzlichts) und am hinteren Ende eine Halterung für die Photovervielfacher angeklebt.

Ein Supermodul besteht aus 24 solcher Einzelmodule, die mit Kunstharz und Kohlenstofffasermatten zu einer Einheit zusammengefügt sind. Auf die Vorderseite des Supermoduls ist das Referenzsystem montiert. An der Rückseite befindet sich eine Stahlblechummantelung zum Schutz der Photovervielfacher und deren Hochspannungsversorgung, sowie als Halterung der ADC⁽²⁾-Platinen. Die Konstruktion der Supermodule wird ausführlich in [Schl94] beschrieben.

²Analog to Digital Converter

4.2.1 Referenzsystem

Das Referenzsystem erfüllt zwei Aufgaben. Zum einen dient es dazu, mögliche Schwankungen im Verhalten des Detektors aufgrund von Variationen im Hochspannungssystem oder anderen äußeren Einflüssen wie zum Beispiel der Temperatur festzustellen und entsprechende Korrekturen zu ermöglichen. Zum anderen wird es benötigt, um die während der ursprünglichen Kalibration ermittelte Eichung auf spätere Strahlzeiten, insbesondere vom WA98- auf das PHENIX-Experiment, übertragen zu können. Prinzipiell muß das Referenzsystem also ein genau bekanntes Lichtsignal liefern, das in den Detektor eingestrahlt wird und das als Vergleichsmaßstab dienen kann.

Hierfür befinden sich, wie in Abbildung 4.1 zu sehen, auf einer Platine auf der Vorderseite der Supermodule jeweils drei Leuchtdioden. Da zum Zeitpunkt der Konstruktion des Detektors keine Leuchtdioden (LEDs⁽³⁾) erhältlich waren, deren Lichtpulse in allen Eigenschaften dem des Čerenkovlichts entsprachen, wurden drei LEDs mit sich ergänzenden Eigenschaften miteinander kombiniert. Dies ist zum einen eine blaue LED mit einer dem Čerenkovlicht sehr ähnlichen Spektralverteilung, aber geringer Intensität und daher einer verglichen mit der Čerenkov-Pulslänge längeren erforderlichen Pulsdauer. Zum anderen sind dies zwei gelbe LEDs im abweichenden Wellenlängenbereich, dafür aber mit großer Intensität und somit möglicher kurzer, dem Zeitverhalten der Čerenkov-Pulse sehr ähnlichen Pulsdauer.

Die Leuchtdioden werden über externe Pulsgeneratoren angesteuert, wobei der sogenannte Avalanche-Pulser in einer der gelben LEDs einen in Form und Länge etwa dem Čerenkovlicht eines 10 GeV Elektrons entsprechenden Puls erzeugt, während in der blauen LED ein längerer Puls im μs -Bereich erzeugt wird. Die zweite gelbe LED ist mit einem Pulser verbunden, über den eine variable Pulshöhe eingestellt werden kann.

Die LEDs emittieren Licht in eine von innen mit hochreflektierender Farbe beschichtete Reflexionshaube. Das dort reflektierte Licht gelangt durch die Öffnungen in den Polyamid-Plättchen in das Bleiglas. Um den Verlust durch Absorption möglichst gering zu halten, sind die Frontflächen des Supermoduls zusätzlich mit Spiegelfolie beklebt.

³Light Emitting Diodes

Die Intensität der LEDs wird mit Hilfe einer photosensitiven PIN⁽⁴⁾-Diode überwacht, die vor ein Loch in der Abdeckhaube gegenüber der LED montiert und direkt mit einem Vorverstärker verbunden ist. Eine zusätzliche Kunststoffhaube gewährt der PIN-Diode optischen und mechanischen Schutz. Weitere Einzelheiten über den Aufbau und die Funktionsweise des Referenzsystems liest man in [Pei96], [Sche94].

4.2.2 Hochspannungssystem

Die Photovervielfacher, die das im Bleiglas entstandene Licht in ein Ladungssignal umwandeln, werden in dem hier vorliegenden Bleiglasdetektor erstmals mit einer neuartigen Hochspannungsversorgung betrieben ([Neu95], [Schl94]). Hierbei generieren die Basen die Hochspannung selbst und verteilen sie anschließend auf die Elektroden. Die Basen besitzen eigene Hochspannungsgeneratoren, die über ein Bus-System in regelmäßigen Abstand 1/1000 der gewünschten Spannung als Referenzspannung erhalten und auf den gewünschten Wert verstärken. Gleichzeitig wird im selben Rhythmus die tatsächlich anliegende Hochspannung ausgelesen und an eine Kontrolleinheit gesandt, wodurch eine ständige Überwachung der Basen möglich ist. Durch dieses Hochspannungssystem ergeben sich einige Vorteile, wie ein verminderter Leistungsverbrauch und eine geringere Wärmeentwicklung im Detektor sowie geringere Kosten durch den Verzicht auf Hochspannungskabel.

4.2.3 Ausleseelektronik

In der ADC-Einheit wird das analoge Signal des Photovervielfachers in ein digitales Signal umgewandelt und zur Speicherung weitergeleitet ([Schl94], [You94]). Zu diesem Zweck wird das analoge Anodensignal des Photovervielfachers zunächst in einem Ladungssintegrator aufsummiert und vorverstärkt. Das integrierte Signal gelangt in einen Verstärker, in dem es in ein insgesamt niedriger verstärktes und ein demgegenüber etwa 8-fach höher verstärktes Signal aufgespalten wird. Beide Werte werden anschließend in je einer analogen Speichereinheit zwischengelagert. Die 16 Zellen dieses zyklischen Speichers werden mit einer Taktfrequenz von 20 MHz durch-

⁴Diode mit **p**-intrinsic-**n** Halbleiterübergang

laufen. Auf diese Weise ist es möglich, die Meßwerte so lange zu speichern, bis eine Triggerentscheidung fällt.

Bei Eintreffen des Triggersignals wird die zyklische Speicherung angehalten und es werden die analogen Werte einer Speicherzelle, die zeitlich vor Eintreffen des Signals (Pre-Zelle) lag, und einer nachfolgenden Zelle (Post-Zelle) digitalisiert und gespeichert. Die Abstände der Pre- und Post-Zellen zur Zelle, in der die Triggerentscheidung fällt, werden dabei fest gewählt. Die gemessene Ladung in einem Detektormodul ergibt sich aus der Differenz der Werte von Pre-Zelle und Post-Zelle.

Vorteile dieser Art von Ausleseelektronik sind zum einen die automatische Pedestalunterdrückung durch die Differenzbildung der Werte der Pre- und Post-Zelle und zum anderen die verbesserte Auflösung der ADCs im niedrigen Energienbereich durch die Speicherung zweier verschieden verstärkter Signale.

5. Die Teststrahlzeit 1998

Während einer Teststrahlzeit am CERN vom 29. August bis 6. September 1998, deren Durchführung und Auswertung Hauptbestandteil der hier vorliegenden Arbeit sind, wurden ausgewählte Module des im Kapitel 4 beschriebenen Bleiglas- und des Blei-Szintillatordetektors getestet. Die Teststrahlzeit wurde in einer Zusammenarbeit vom BNL (USA), vom Instituts für Kernphysik, WWU Münster (Deutschland), vom Oak Ridge National Laboratory (USA) und vom RIKEN (Japan) durchgeführt.

5.1 Motivation

Bevor ein Detektor in einem Experiment reproduzierbare physikalische Information liefern kann, muß seine Antwort auf den Einschuß verschiedener Teilchen unter verschiedenen Umständen sehr genau bestimmt werden. Zu diesem Zweck setzt man den Detektor im Rahmen von Teststrahlzeiten dem Beschuß mit bekannten Teilchen unter bekannten Umständen aus und untersucht seine Antwort. Im Falle eines elektromagnetischen Kalorimeters ist die Kenntnis folgender Punkte notwendig:

1. Kalibration des Detektors sowie
 2. Detektorleistung bezüglich
 - Energieauflösung,
 - Ortsauflösung,
 - Linearität der Detektorantwort und
 - Teilchenidentifizierung
- in Abhängigkeit von
- Einschußenergie,
 - Einschußwinkel und

- Einschußort
der nachzuweisenden Teilchen.

Für die Bleiglasmodule, die zum ersten Mal im WA98-Experiment eingesetzt wurden und im PHENIX-Experiment weiterverwendet werden, erfolgten bereits 1993 und 1994 solche Teststrahlzeiten, während derer die Kalibration der Module vorgenommen wurde. Außerdem wurden Energieauflösung, Ortsauflösung und Linearität der Detektorantwort aus Messungen des Detektorverhaltens unter senkrechtem Einschuß von Elektronen mit Einschußenergien bis zu 20 GeV bestimmt. Des weiteren führte man auch Messungen zur Teilchenidentifizierung unter Verwendung eines Elektronenstrahls mit einem signifikanten Anteil an Hadronen durch. Da die Diskriminierung der Strahlteilchen in Hadronen und Elektronen mit Hilfe eines im Teststrahl positionierten Čerenkov-Zählers in diesem Fall nicht sehr effizient war, konnten nur begrenzte Aussagen über die Teilchenidentifizierung gemacht werden. Es wurden weder Messungen unter Winkeleinschuß noch in Abhängigkeit vom Einschußort vorgenommen. Aussagen über die in den Teststrahlzeiten nicht untersuchten Eigenschaften des Detektors wurden für das WA98-Experiment aus Simulationen abgeleitet.

Da die im WA98-Experiment auftretenden Energien im Bereich einiger hundert MeV bis einiger GeV liegen und die auftretenden Winkel sehr klein sind, sind die für dieses Experiment wesentlichen Eigenschaften des Detektors aus den genannten Teststrahlzeiten 1993 und 1994 bekannt beziehungsweise können aus Simulationen sinnvoll abgeleitet werden. Im PHENIX-Experiment wird das elektromagnetische Kalorimeter allerdings neuen Anforderungen genügen müssen. So werden zum Beispiel die nachzuweisenden Teilchen auch unter größeren Winkeln auf den Detektor treffen. Außerdem ist ein größerer Energiebereich abzudecken. Im Rahmen des Schwerionenprogramms werden in Gold-Gold-Stößen bei Schwerpunktsenergien von 200 AGeV Teilchenenergien von einigen hundert MeV bis zu 20 GeV auftreten. Direkte Photonen können dabei Energien von einigen hundert MeV bis einige GeV besitzen ([Shu93]). Für den Nachweis des jet quenching müssen Teilchen von bis zu 20 GeV gemessen werden ([Wan97]). Insbesondere im Rahmen des Spinprogramms in Proton-Proton-Stößen bei einer Schwerpunktsenergie von 500 GeV werden die nachzuweisenden Teilchen Energien von 10 bis zu 70 GeV haben. Aus Gluon-Compton-

Streuung resultieren Photonen mit Energien von 10 bis 40 GeV ([Got99a]). Leptonen aus Vektorbosonzerfällen können Energien bis zu etwa 70 GeV aufweisen ([Got99b]).

Die Motivation der hier beschriebenen Teststrahlzeit 1998 am CERN war, das Verhalten des Bleiglasdetektors unter diesen neuen Anforderungen im Rahmen des PHENIX-Experimentes zu bestimmen. Darüber hinaus sollte sie auch dazu dienen, zu überprüfen, ob die für das WA98-Experiment durchgeführten Simulationen und die daraus abgeleiteten Detektoreigenschaften auch unter diesen neuen Bedingungen ihre Gültigkeit behalten. Für den Blei-Szintillatordetektor, der ganz neu für das PHENIX-Experiment entwickelt worden ist und bisher nur bei niedrigen Energien getestet wurde, stellte diese Teststrahlzeit einen ersten Test des Detektorverhaltens bei Energien oberhalb von 5 GeV dar.

5.2 Aufbau

Die Teststrahlzeit 1998 wurde mit dem H6-Teststrahl am SPS des CERN durchgeführt. Dieser Strahl liefert als sekundärer oder tertiärer Strahl Elektronen, Myonen oder Hadronen (vor allem Pionen) von 5 bis 205 GeV. Der primäre Strahl besteht aus 450 GeV Protonen, die im SPS beschleunigt, extrahiert und dann auf ein Target gerichtet werden, so daß drei Sekundärstrahlen entstehen. Diese werden wiederum in drei verschiedene Testzonen, unter anderem die H6-Zone, gelenkt. Durch Einfügen eines weiteres Targets in den Strahlengang des H6-Strahls ist es möglich, statt des sekundären Strahls einen tertiären Strahl zu erzeugen. Ablenkmagnete entlang des Strahlrohrs ermöglichen eine Impulsselektion der Strahlteilchen. Die Fokussierung des Strahls wird durch Quadrupolmagnete vorgenommen. Mehrere Kollimatoren bestimmen die transversale Ausdehnung, zwei von ihnen die Impulsauflösung des Strahls nach [EA99] gemäß

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\sqrt{(C3)^2 + (C8)^2}}{19,4} [\%]. \quad (5.1)$$

Dabei sind C3 und C8 die Spaltbreiten der auflösungsbestimmenden Kollimatoren in der Einheit mm. Während der Teststrahlzeit wurden Strahleinstellungen mit Impulsauflösungen im Bereich von etwa 0,5 bis 1,75 % verwendet. Das SPS und somit auch der H6-Teststrahl liefert gebündelte Pakete von Teilchen, die innerhalb eines

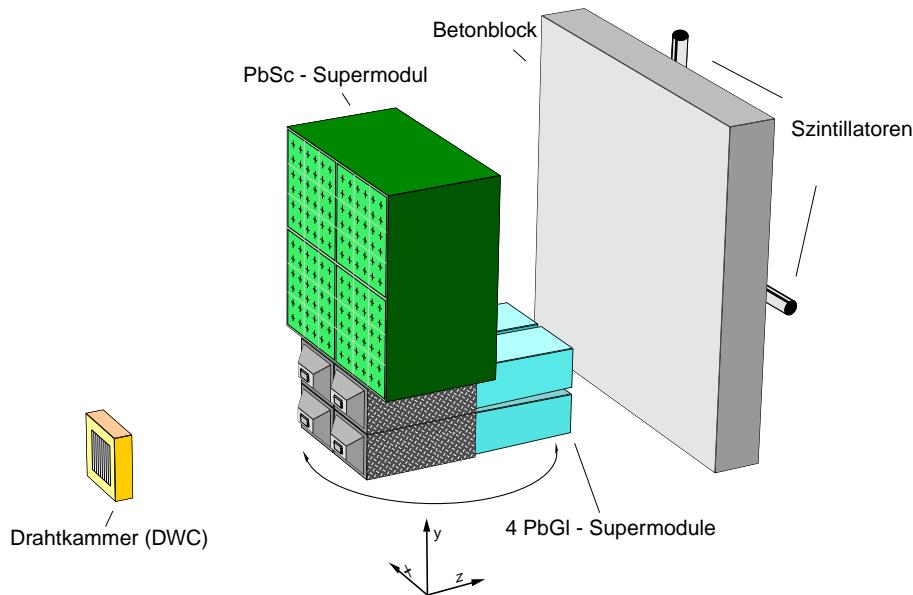


Abbildung 5.1: Aufbau der Detektoren während der Teststrahlzeit 1998 (Zeichnung N. Heine).

sogenannten Spills von 2,3 s aus dem SPS extrahiert werden und in einem zeitlichen Abstand von 14,4 s folgen. Die Zeit zwischen zwei Teilchenpaketen nennt man Off-Spill.

Die zu testenden vier Bleiglas-Supermodule und das Blei-Szintillator-Supermodul stehen, wie in Abbildung 5.1 dargestellt, übereinander gestapelt auf einem horizontal und vertikal verfahrbaren Stand, so daß jedes Modul in den Strahl bewegt werden kann. Der Detektoraufbau ist zudem auf einer drehbaren Scheibe gelagert, wodurch der Einschuß von Strahlteilchen unter einem Winkel zur Detektoroberfläche ermöglicht wird. Strahlaufwärts vom Detektor befinden sich zwei Strahlzähler und ein Szintillator-Hodoskop, aus denen der Trigger für das Experiment zusammengesetzt ist. Ein im H6-Teststrahl fest installierter differentieller Čerenkovdetektor (CEDAR⁽¹⁾) ermöglicht eine Identifizierung der Strahlteilchen. Als Schwellenzähler können mit ihm Elektronen aufgrund ihrer unterschiedlichen Geschwindigkeiten und somit unterschiedlichen Winkel der Čerenkovstrahlung von Hadronen unterschieden werden. Zur Ortsbestimmung der eintreffenden Teilchen

¹ČErenkov Differential counter with Achromatic Ring focus

wurde eine Drahtkammer (DWC⁽²⁾) eingesetzt, die im Abstand von etwa einem Meter vor dem Bleiglas- und Blei-Szintillatordetektor installiert ist. Weiter strahl-abwärts befinden sich ein Betonblock und dahinter zwei Szintillatorlatten, mit Hilfe derer eine Myonenidentifizierung stattfindet.

Anders als bei seinem Einsatz im WA98-Experiment und im PHENIX-Experiment wurde für den Bleiglasdetektor während der Teststrahlzeit ein vereinfachtes Auslese- und Kontroll-System verwendet. Es wurde nur eine der drei LEDs zur Korrektur von Verstärkungsschwankungen betrieben. Außerdem wurde die Ausleseelektronik der PIN-Diode nicht überwacht. Man verzichtete darüber hinaus auf die Speicherung der aktuell anliegenden Hochspannungen.

5.3 Meßprogramm

Einen Überblick über die durchgeführten Messungen gibt die Tabelle 5.1. Die gespeicherten Daten sind entsprechend dem jeweiligen Meßprogramm und den verschiedenen Strahlkonditionen in einzelne Datensätze, sogenannte Runs, unterteilt. Für die Messung der Bleiglasdetektorantwort bei Einschußenergien von 80 GeV wurden die an den Modulen anliegenden Hochspannungen um etwa 150 V im Vergleich zu den Runs bei niedrigeren Einschußenergien herabgesetzt, was einer Verringerung der Verstärkung um etwa einen Faktor 2 entspricht. Dies sollte gewährleisten, daß die im Detektor deponierte Energie in ein Ladungssignal umgewandelt wird, welches noch im Bereich der ADCs liegt.

Mit den in Tabelle 5.1 aufgeführten Messungen können prinzipiell alle in Abschnitt 5.1 aufgelisteten Eigenschaften für den Bleiglas- und den Blei-Szintillatordetektor untersucht werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Messungen mit dem Bleiglasdetektor ausgewertet. Ereignisse, in denen die DWC einen Doppeltreffer registrierte oder der CEDAR ein artfremdes Teilchen im Strahl detektierte, wurden verworfen. Es stellte sich bei der Analyse der Daten heraus, daß während der Teststrahlzeit einige Schwierigkeiten aufgetreten waren, die die Analyse der Daten in vielen Bereichen erschweren. Im folgenden Kapitel werden zunächst die bei der Rohdatenverarbeitung verwendeten Methoden und die dabei auftretenden

²Delayline Wire Chamber

Programm	Strahlkonditionen	Statistik
Kalibration PbGl	10 GeV e^-	5k/Modul
Kalibration PbSc	10 GeV μ^-	
Energiescan PbGl, PbSc	6, 10, 20, 30, 40, 80 GeV e^-	10 – 60k/Energie
Winkeleinfall PbGl, PbSc	10, 20, 30, 40, 80 GeV e^- jeweils 10, 15, 20°	10 – 20k/Energie &Winkel
Hadroneneinschuß	40 GeV π^+	60k (PbGl) 50k (PbSc)
Schauerprofil	20 GeV e^-	160k (PbGl) 200k (PbSc)

Tabelle 5.1: Die Strahlkonditionen und die Statistik der durchgeführten Messungen.

Probleme beschrieben. Es schließt sich ein Kapitel über die Ergebnisse an, die sich für das Detektorverhalten unter verschiedenen Bedingungen ergeben. Die aus der Teststrahlzeit 1998 gewonnenen Ergebnisse werden mit Ergebnissen aus früheren Teststrahlzeiten und Simulationen verglichen.

6. Analyse der Daten

Um aus den Teststrahlzeitdaten Ergebnisse zum Detektorverhalten ableiten zu können, sind bei der Analyse der Daten mehrere Schritte notwendig. Zunächst wird die ADC-Ausgabe mit Hilfe verschiedener zeitunabhängiger und zeitabhängiger Korrekturen verarbeitet. Danach ist eine Kalibration der Detektormodule erforderlich. Aus den korrigierten und geeichten ADC-Werten kann dann die Rekonstruktion der Energie, des Eintreffortes und der Sorte des detektierten Teilchens erfolgen.

6.1 Verarbeitung der ADC-Ausgabe

Die ADC-Ausgabe des Bleiglasdetektors muß mehreren Korrekturen unterworfen werden, bevor sie zur Rekonstruktion von physikalischen Informationen verwendet werden kann (siehe auch [Blu98]).

6.1.1 Pedestal-Korrektur

Die in einem Detektormodul gemessene Ladung ergibt sich für den niedrigen und den hohen Verstärkungsbereich jeweils aus der Differenz des Signals der Pre- und der Post-Zelle (siehe Abschnitt 4.2.3). Auf diese Weise wird der üblicherweise als Pedestal bezeichnete Rauschanteil automatisch vom Signal abgezogen. Allerdings bewirkt eine nicht konstante Spannung im ADC, daß bei Fehlen eines äußeren Signals die Werte für die Pre- und die Post-Zelle nicht exakt gleich sind, sondern der zu einem späteren Zeitpunkt ausgelesene etwas vom zuerst ausgelesenen Wert abweicht. Die Differenz zwischen Pre- und Post-Zelle ist dann nicht exakt Null. Dieser Wert wird hier, nicht ganz korrekt, als Pedestal bezeichnet und muß vom ADC-Wert abgezogen werden, bevor dieser weiterverarbeitet werden kann.

Zur Pedestalbestimmung wurden während der Teststrahlzeit regelmäßig im Off-spill des Strahls die ADC-Boards ohne anliegende äußere Signale ausgelesen. Auf

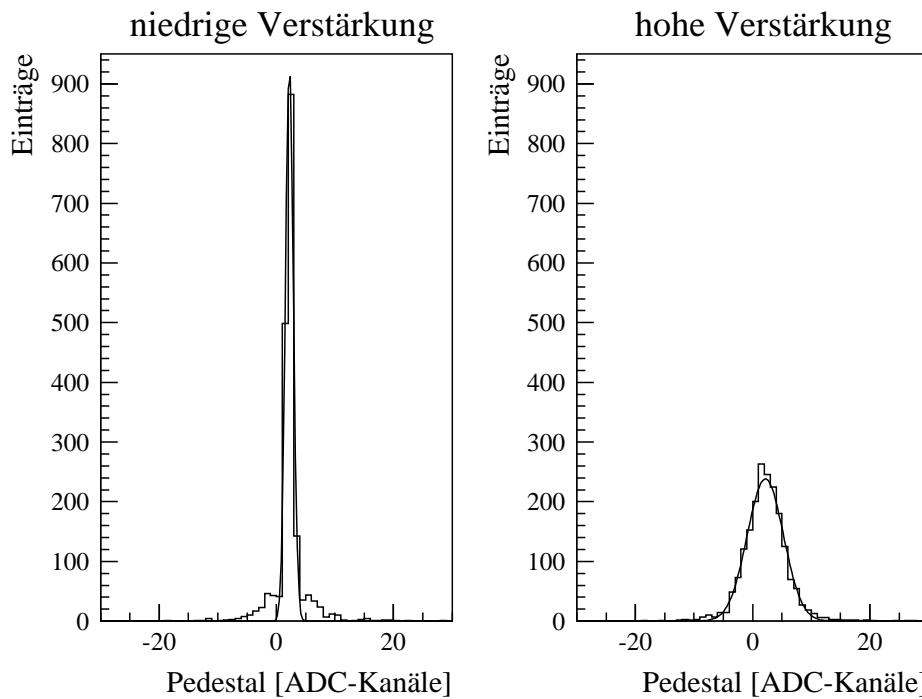


Abbildung 6.1: Pedestalverteilungen für den niedrigen und den hohen Verstärkungsbereich, beispielhaft für Modul 43 im Run 169 gezeigt. An die Verteilungen wurde jeweils eine Gaußfunktion angepaßt. Es ist ein schwaches Rauschen erkennbar.

diese Weise erhält man für beide Verstärkungsbereiche jeweils Verteilungen der Pedestals für jedes Modul und jeden Run. Durch Anpassung einer Gaußfunktion an diese Verteilungen bestimmt man den Mittelwert und die Standardabweichung der Pedestals, wie in Abbildung 6.1 beispielhaft für ein Modul in einem Run dargestellt.

In Abbildung 6.2 sind die Verteilungen der so gewonnenen Pedestalpeakpositionen und -breiten aller während der Teststrahlzeit verwendeten 96 Module für einen Beispielrun gezeigt.

Man sieht, daß die Peakpositionen für den hohen und den niedrigen Verstärkungsbereich sehr ähnlich verteilt sind; Unterschiede gibt es allerdings in den Breiten. Dies ist dadurch zu erklären, daß bei größeren Verstärkungen das Rauschen ebenfalls verstärkt wird. Im WA98-Experiment wurden Module, deren Peakposition zu sehr vom Normalwert abwich oder deren Peakbreite zu groß war, als problema-

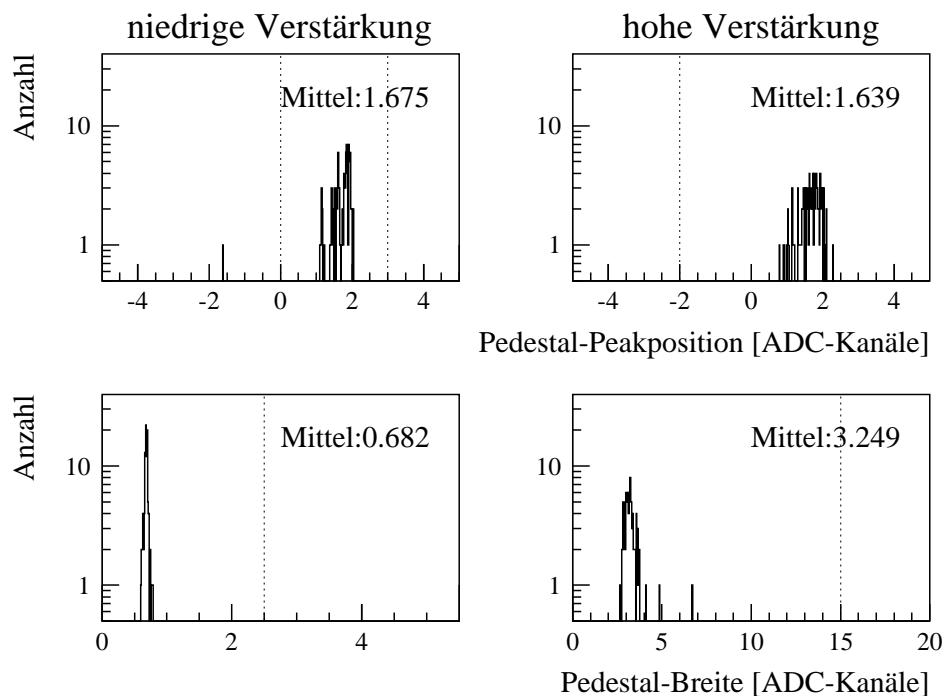


Abbildung 6.2: Verteilungen der Pedestal-Peakpositionen (obere Reihe) und Pedestal-Breiten (untere Reihe), wie sie für den Run 169 bestimmt wurden, jeweils links für die niedrige und rechts für die hohe Verstärkung. Die gestrichelten Linien markieren die zugelassenen Bereiche für als unproblematisch klassifizierte Module.

tisch bezeichnet. Die Grenzwerte betrugen für den niedrigen Verstärkungsbereich 2,5 ADC-Kanäle für die Breite sowie -3 und 0 ADC-Kanäle für die Peakposition; für den hohen Verstärkungsbereich ergaben sich 15 ADC-Kanäle für die Breite sowie -5 und 2 ADC-Kanäle für die Peakposition. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß bei der Teststrahlzeit 1998 die Auslese der Pre- und Post-Zelle genau in zum WA98-Experiment umgekehrter Reihenfolge vorgenommen wurde, man also umgekehrte Vorzeichen der Pedestals erhält, liegen die während der Teststrahlzeit bestimmten Pedestals sämtlich im für unproblematische Module erlaubten Bereich.

Eine Analyse aller Runs hat gezeigt, daß sich die Pedestalpeakpositionen während der Strahlzeit nicht signifikant geändert haben. Für die Pedestalkorrektur wird daher ein Mittelwert der Peakpositionen über die gesamte Strahlzeit verwendet.

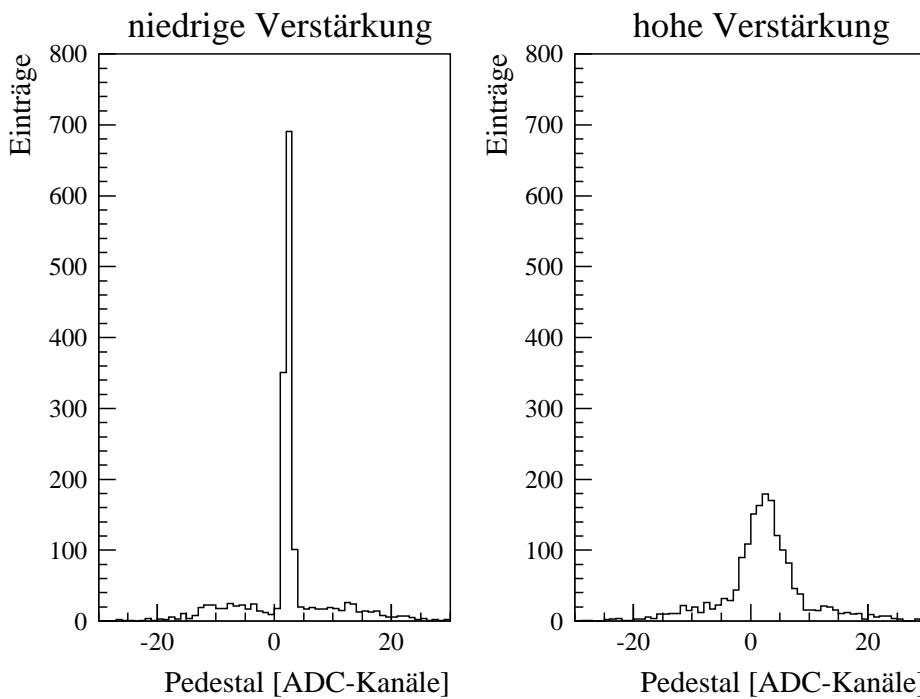


Abbildung 6.3: Pedestalverteilungen für den niedrigen und den hohen Verstärkungsreich, am Beispiel des Moduls 43, Run 57. Neben dem Pedestal-Peak erkennt man eine breite Untergrundverteilung, die auf Rauschen in den ADC-Boards zurückzuführen ist.

In einigen Runs sieht man allerdings eine Verbreiterung der Pedestalverteilungen einiger Module. Hierfür ist ein überdurchschnittlich starkes Rauschen der ADCs in den entsprechenden Runs verantwortlich, wie sich erst bei der Analyse der Daten herausstellte. In Abbildung 6.3 ist die Pedestalverteilung eines Moduls für solch einen verrauschten Run gezeigt. Deutlich erkennt man das stärkere Rauschen im Vergleich zu einem rauschärmeren Run, wie in Abbildung 6.1 gezeigt. Eine detailliertere Analyse des Rauschens der ADC-Boards erfolgt in Abschnitt 6.1.4.

6.1.2 Korrektur des Ladungsabfalls

Da ständig ein Teil der integrierten Ladung im ADC wieder abgeführt wird, um sicherzustellen, daß der Integrator vor dem Eintreffen des nächsten Ereignisses wieder

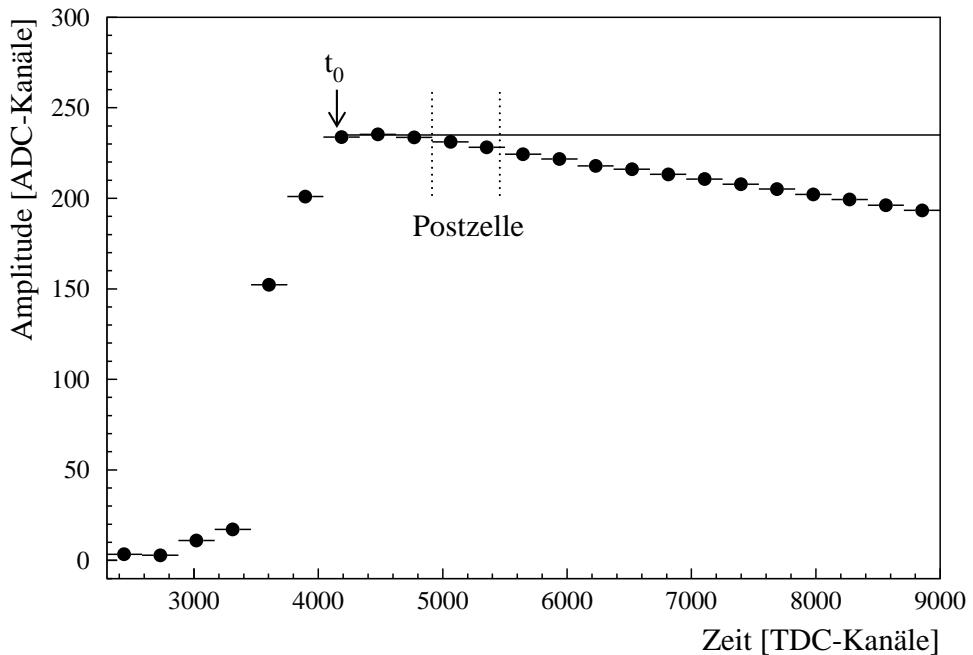


Abbildung 6.4: Der zeitliche Verlauf der gespeicherten ADC-Werte, wie sie im Rahmen des WA98-Experiments durch die Variation der Post-Zelle für das Signal der Avalanche-LED bestimmt wurden. Die durchgezogene Linie zeigt das Ergebnis der Ladungsabfallskorrektur ([Blu98]).

entladen ist und das neue Signal speichern kann, ergibt sich für die im Integrator gespeicherte Ladung ein charakteristischer Verlauf. Nachdem zum Zeitpunkt t_0 ein Maximum erreicht wurde, stellt sich ein von der Amplitude des Signals abhängiger Abfall des gespeicherten Signals ein. Dieser Abfall muß durch eine entsprechende Korrektur kompensiert werden, die das ausgelesene Signal auf den Maximalwert an der Stelle t_0 zurückkorrigiert.

Während der Teststrahlzeit wurde dieser Effekt des Ladungsabfalls nicht neu vermessen, da man davon ausgehen kann, daß sich der einmal für das WA98-Experiment gemessene charakteristische Ladungsabfall (vergleiche Abbildung 6.4) seitdem nicht mehr geändert hat und die entsprechende WA98-Parametrisierung der Korrektur übernommen werden kann. Im WA98-Experiment wurden spezielle Runs, bei denen der Abstand zwischen Pre- und Post-Zelle variiert worden ist, zur Bestimmung

des Ladungsabfalls analysiert. Daraus ergab sich eine Korrektur des ADC-Wertes gemäß:

$$ADC_{Korr} = ADC(1 + f_{Abfall} \cdot t_d / t_{post}). \quad (6.1)$$

Die Amplitudenabhängigkeit von f_{Abfall} wurde folgendermaßen parametrisiert:

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

Die Werte für f_{Abfall} beziehen sich auf eine Signalauslese bei t_{post} , welches dem Abstand der Mitte der Post-Zelle des WA98-Experiments und dem Zeitpunkt t_0 des Maximalwertes des Signals entspricht. t_d stellt die Zeitdifferenz zwischen dem tatsächlichen Auslesezeitpunkt der Post-Zelle, der im WA98-Experiment durch einen TDC⁽¹⁾ bestimmt wurde, und dem Zeitpunkt t_0 dar. Während der Teststrahlzeit wurde die Post- in einem kürzeren zeitlichen Abstand von der Pre-Zelle gewählt, als dies beim WA98-Experiment der Fall war; der Abstand betrug fünf anstatt sechs Speicherzellen. Die genaue Lage des Maximalwertes des Signals zur Post-Zelle wurde ebensowenig bestimmt, wie ein TDC-Wert für den genauen Auslesezeitpunkt innerhalb der Post-Zelle. Daher geht an dieser Stelle die Annahme ein, daß während der Teststrahlzeit 1998 das Verhältnis t_d/t_{post} in der Gleichung 6.1 für die Ladungsabfallkorrektur etwa 0.8 entspricht.

6.1.3 Anpassung der Verstärkungsbereiche

Nach Pedestal- und Ladungsabfall-Korrektur, die für den hohen und den niedrigen Verstärkungsbereich getrennt durchgeführt werden, besteht der nächste Schritt bei der Verarbeitung der ADC-Ausgabe darin, eine Anpassung der Verstärkungsbereiche durchzuführen, um eine durchgängige ADC-Skala zu erhalten. Dazu mußte zunächst individuell für jedes der 96 Module der tatsächliche Verstärkungsfaktor bestimmt werden, indem das Verhältnis zwischen den ADC-Werten mit hoher Verstärkung und denen mit niedriger Verstärkung für alle physikalische Ereignisse akkumuliert

¹Time to Digital Converter

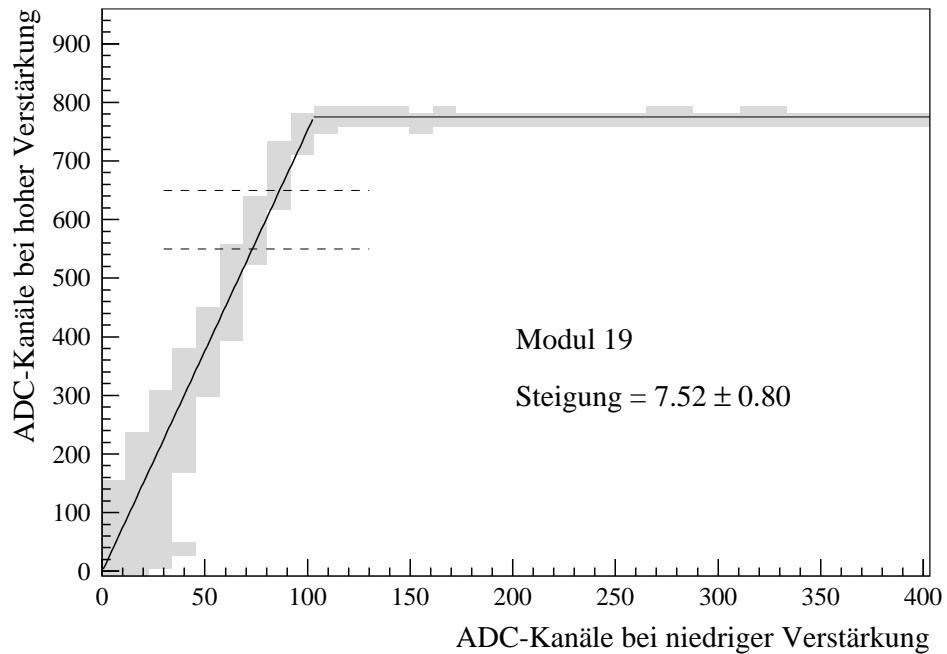


Abbildung 6.5: ADC-Werte mit hoher Verstärkung in Abhängigkeit von den ADC-Werten mit niedriger Verstärkung am Beispiel des Moduls 19. Der grau schattierte Bereich ergibt sich aus physikalischen Ereignissen der gesamten Strahlzeit. Die durchgezogene Linie stellt eine Gerade mit dem Verstärkungsfaktor als Steigung dar. Die gestrichelten Linien markieren den Bereich, in dem der Wechsel von hoher zu niedriger Verstärkung erfolgt.

wurde. Eine graphische Darstellung von ADC-Werten mit hoher Verstärkung in Abhängigkeit von den ADC-Werten mit niedriger Verstärkung für ein Beispielmodul findet man in Abbildung 6.5. Die Bestimmung der tatsächlichen Verstärkungsfaktoren muß auf den Bereich eingeschränkt werden, in dem sich der hochverstärkte ADC-Wert noch nicht in der Sättigung befindet. Die Verstärkungsfaktoren wurden daher als Mittelwerte der Verhältnisse von ADC-Werten mit hoher Verstärkung zu ADC-Werten mit niedriger Verstärkung in dem Bereich $30 < ADC_{niedrig} < 90$ bestimmt.

In Abbildung 6.6 ist die Verteilung der so ermittelten Verstärkungsfaktoren für

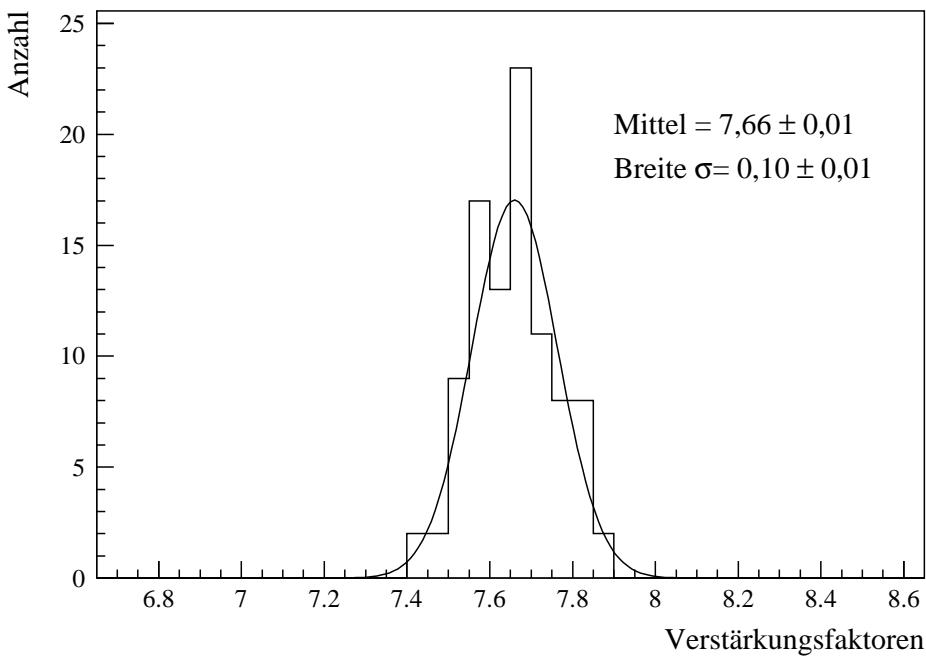


Abbildung 6.6: Verteilung der Verstärkungsfaktoren zwischen hohem und niedrigem Verstärkungsbereich. An die Verteilung ist eine Gaußfunktion angepaßt.

die 96 Kanäle dargestellt. Die Verstärkungsfaktoren sind in erster Näherung gaußverteilt, wobei berücksichtigt werden sollte, daß mit 96 Modulen nur eine geringe Statistik vorhanden ist.

Der Wechsel vom hohen zum niedrigen Verstärkungsbereich erfolgt in einem ausgedehnten Bereich, um einen harten Übergang zu vermeiden. Die hierbei angewendeten Grenzen, die denen in der WA98-Analyse entsprechen, sind in Abbildung 6.5 mit eingezzeichnet. Unterhalb der unteren Grenze wird der hoch verstärkte ADC-Wert verwendet, oberhalb der oberen Grenze der mit dem Verstärkungsfaktor multiplizierte, niedrig verstärkte ADC-Wert. Innerhalb der beiden Grenzen erfolgt eine Zusammensetzung der beiden unterschiedlich verstärkten ADC-Werte mit variierendem Anteil zu einem gesamten ADC-Wert gemäß

$$ADC_{gesamt} = x \cdot ADC_{niedrig} + (1 - x) \cdot ADC_{hoch} , \quad (6.2)$$

mit

$$x = \frac{ADC_{hoch} - ADC_{untere\ Grenze}}{ADC_{obere\ Grenze} - ADC_{untere\ Grenze}}.$$

6.1.4 Korrektur von Verstärkungsschwankungen

Wie in Abschnitt 4.2.1 erläutert, unterliegt der Detektor gewissen Schwankungen, etwa im Hochspannungssystem oder durch äußere Einflüsse wie Temperaturänderungen. Zusätzlich zu den oben beschriebenen zeitunabhängigen Korrekturen ist demnach auch eine zeitabhängige Korrektur der ADC-Werte notwendig, welche mit Hilfe des in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Referenzsystems vorgenommen wird. Die ADC-Werte werden daher mit einem zeitabhängigen Eichfaktor multipliziert, der sich für jedes einzelne Modul wie folgt zusammensetzt:

$$U(t) = \frac{PM_{LED}|_{t=t_0}}{PIN_{LED}|_{t=t_0}} \cdot \frac{PIN_{LED}|_t}{PM_{LED}|_t}. \quad (6.3)$$

PM_{LED} steht hierbei für die Peakposition der jeweiligen LED, wie sie im Photovervielfacher des Moduls gemessen wird, PIN_{LED} entsprechend für die Peakposition der jeweiligen LED, wie sie in der PIN-Diode gemessen wird. Der zeitabhängige Eichfaktor enthält somit das Verhältnis der beiden zu einem festgelegten Zeitpunkt $t = t_0$ bestimmten Peakpositionen und die Peakpositionen zu dem Zeitpunkt t des zu analysierenden Runs. Schwankt zum Beispiel die Hochspannung zu niedrigen Werten, so liefert PM_{LED} zum Zeitpunkt t einen kleineren Wert als zum Zeitpunkt $t = t_0$, während PIN_{LED} konstant bleibt. Der ADC-Wert wird demzufolge mit Hilfe des zeitabhängigen Eichfaktors nach oben korrigiert.

Um diese Korrektur von Verstärkungsschwankungen durchzuführen, wurden während der Teststrahlzeit regelmäßig im Off-Spill des Strahls Pulse auf die Avalanche-LEDs der vier Supermodule gegeben und sowohl die ADC-Antwort der Photovervielfacher aller 96 Module als auch die Antwort der PIN-Dioden der vier Supermodule auf diese LED-Pulse ausgelesen. Auf diese Weise erhält man für jeden Run Verteilungen der LED-Signale in den Photovervielfächern und den PIN-Dioden, an die jeweils eine Gaußfunktion angepaßt werden kann. Abbildung 6.7 zeigt solche Verteilungen für das LED-Signal im Photovervielfacher eines Moduls und in der entsprechenden PIN-Diode für einen Beispielrun. Die für jeden Run mit Hilfe der

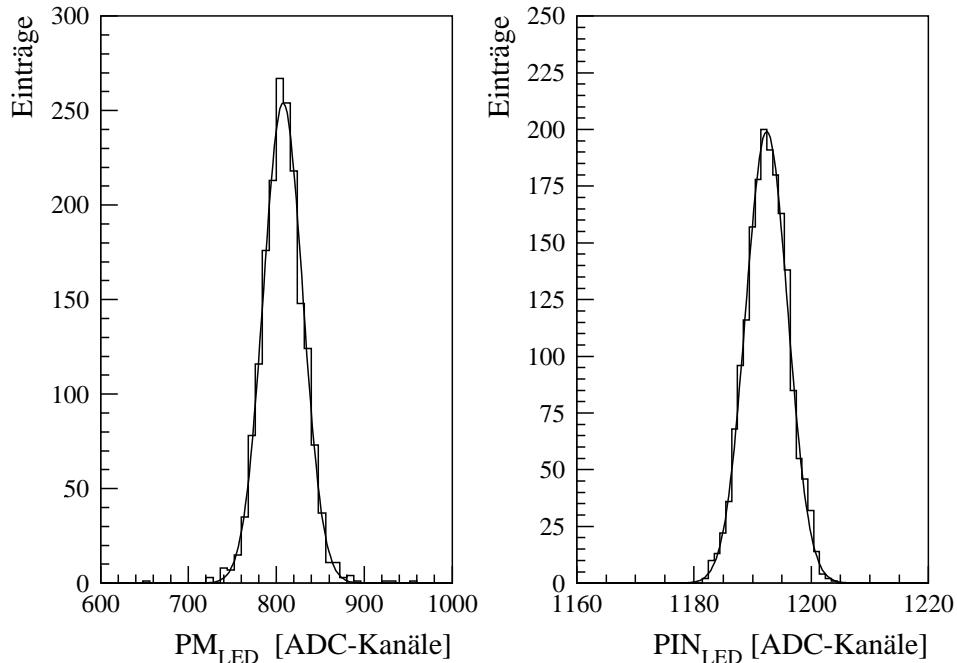


Abbildung 6.7: Verteilungen des LED-Signals in Photovervielfacher und PIN-Diode für Modul 43 in Run 173. An die Verteilungen ist jeweils eine Gaußkurve angepaßt.

Anpassung einer Gaußfunktion ermittelten Peakpositionen der LED-Signale in den Photovervielfachern beziehungsweise den PIN-Dioden werden dann für die Berechnung der zeitabhängigen Korrekturfaktoren gemäß Gleichung 6.3 eingesetzt.

Ebenso wie bei der Pedestalanalyse fällt auch bei der Analyse der Verteilungen der LED-Signale in den Photovervielfachern wieder ein starkes Rauschen in einigen Modulen während einiger Runs auf. Dieses Rauschen ist dabei nicht auf die Kanäle eines Supermoduls oder die Kanäle eines Chips⁽²⁾ beschränkt, sondern tritt unregelmäßig in verschiedenen Modulen auf. Eine Untersuchung des Zeitverhaltens zeigt außerdem, daß das Rauschen während eines Runs nicht auf bestimmte Zeitabschnitte begrenzt ist, sondern während des gesamten Runs vorhanden ist. Verdeutlicht wird dies in Abbildung 6.8. Die LED-Ereignisse wurden für diese Analyse in Datensätze von je 50 Ereignissen zusammengefaßt. Die Standardabweichung dieser

⁽²⁾Ein Chip faßt 8 Kanäle eines Supermoduls zusammen.

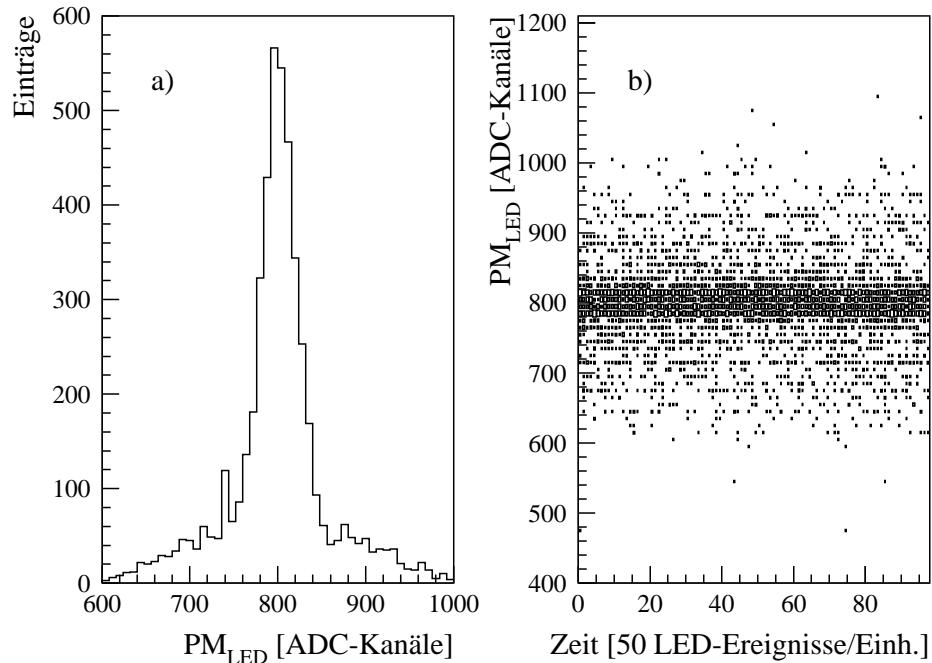


Abbildung 6.8: a) Verteilung des LED-Signals im Photovervielfacher des Moduls 43 für Run 57. Es ist ein starkes Rauschen zu erkennen. b) Verteilung des LED-Signals im Photovervielfacher des Moduls 43 für Run 57 in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die LED-Ereignisse sind zu Datensätzen von je 50 Ereignissen auf der x-Achse zusammengefaßt. Auf der y-Achse sind die ADC-Werte der entsprechenden 50 LED-Ereignisse dargestellt.

Teildatensätze entspricht der Standardabweichung der LED-Ereignisse des gesamten Runs. Eine Unterdrückung des Rauschens durch alleinige Betrachtung von nichtverrauschten Abschnitten der Runs war daher nicht möglich.

Weiterhin zeigt sich für einige Runperioden eine starke Drift der LED-Peakposition in einigen Photovervielfächern, während die zugehörigen PIN-Dioden eine mehr oder weniger stabile Peakposition liefern. Dies läßt auf eine Drift in der Hochspannung der entsprechenden Module schließen. Da die aktuell an den Basen anliegenden Hochspannungen während der Runs nicht gespeichert wurden, ist dies nicht nachträglich überprüfbar.

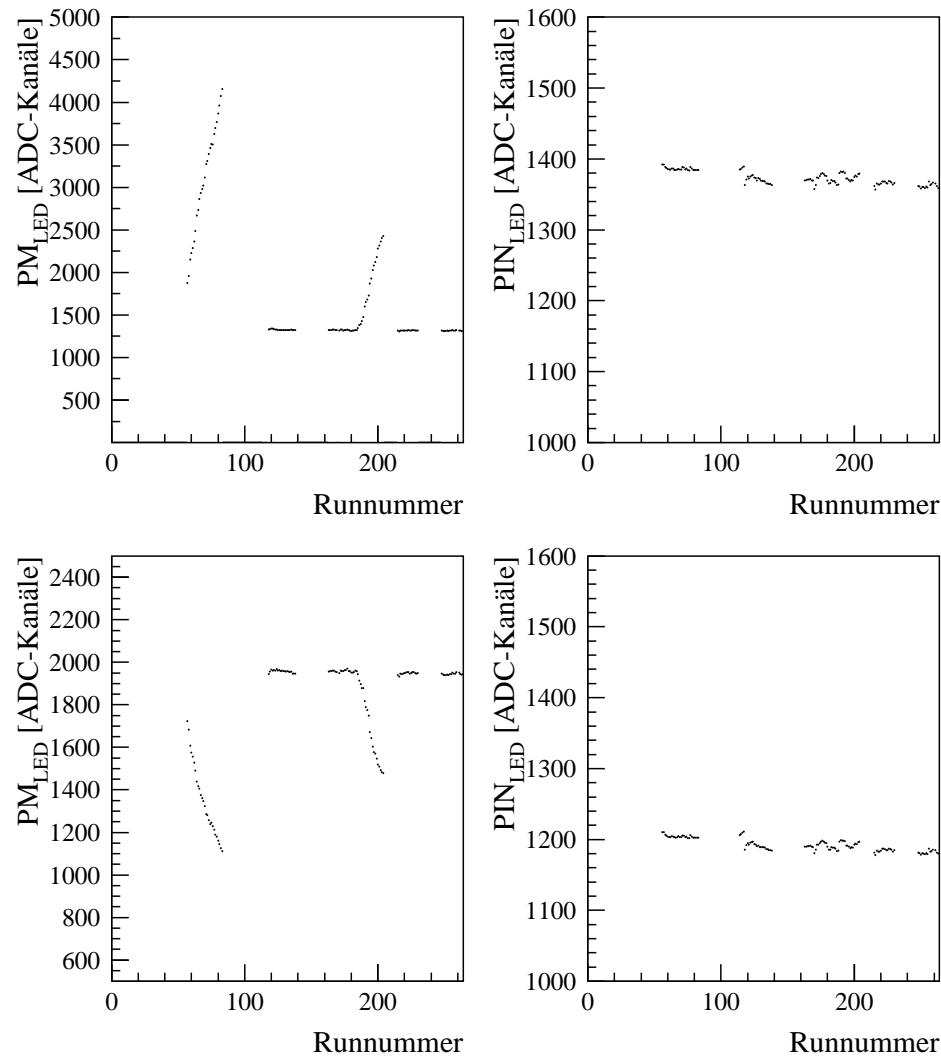


Abbildung 6.9: Links ist die LED-Peakposition in den Photovervielfachern zweier verschiedener Module, rechts die LED-Peakposition in den entsprechenden PIN-Dioden gegen die Runnummer aufgetragen. Bereiche, in denen keine Peakposition eingetragen ist, entsprechen Runs, in denen Messungen mit dem Blei-Szintillatordetektor durchgeführt wurden.

In Abbildung 6.9 sind exemplarisch für zwei Module die LED-Peakpositionen, wie sie in den entsprechenden Photovervielfachern und in den zugehörigen PIN-Dioden für jeden Run mit Hilfe einer Gaußfunktion bestimmt wurden, gegen die Runnummer aufgetragen. Deutlich erkennt man über den Zeitraum einiger Runs hinweg für die Peakposition des LED-Signals gemessen in dem Photovervielfacher eine Drift zu höheren Werten für das eine Modul und eine Drift zu niedrigeren Werten für das andere Modul. Die Peakpositionen der LED-Signale in den zugehörigen PIN-Dioden weisen währenddessen keine signifikante Veränderung auf.

Eine Analyse des Zeitverhaltens der LED-Signale in den Photovervielfachern über den Zeitraum eines Runs zeigte, daß diese Drift kontinuierlich stattfand, nicht sprunghaft von Run zu Run. Auch in diesem Fall ist eine Zuordnung der driftenden Kanäle zu bestimmten Supermodulen oder Chips der Supermodule nicht möglich. Die Drift tritt offensichtlich willkürlich in verschiedenen Modulen auf. Auffällig ist jedoch eine zeitliche Korrelation mit dem Verfahren des Standes, auf dem der Testaufbau positioniert war. Das extreme Driften einiger Kanäle trat während der Kalibrationsruns auf, die sich dadurch von den anderen Runs unterscheiden, daß der Stand zwischen zwei Kalibrationsruns jeweils um zwei Modulbreiten verfahren wurde, um die nächsten vier Module zur Kalibration im Strahl zu positionieren.

Bisherigen Erfahrungen zufolge ist die im Rahmen eines normales Betriebs des Detektors auftretende Drift in einer Größenordnung von höchstens 10 % ([Blu98]). Eine solche Drift kann durch Temperaturschwankungen begründet sein oder auftreten, kurz nachdem die Hochspannung eingeschaltet wurde. Während der Teststrahlzeit 1998 wurden Drifts bis zu etwa 100 % beobachtet. Da diese insbesondere während der Kalibrationsruns auftraten, ist eine Beeinflussung der Kalibration nicht auszuschließen.

6.2 Kalibration

Um die nach den oben beschriebenen Methoden korrigierten ADC-Werte nun in die äquivalente physikalische Information, das heißt die im Detektor deponierten absoluten Energien, umzurechnen, ist als letzter Schritt die Kalibration des Detektors notwendig. Hierfür werden Elektronen bekannter Energie in den Detektor

eingeschossen und die resultierenden ADC-Signale aufgezeichnet. Zweck dieser Kalibration ist es, die ADC-Antwort des Detektors auf den Einschuß eines Teilchens bekannter Energie zu bestimmen, um so einen Umrechnungsfaktor (Eichfaktor) von gemessenem ADC-Wert auf die absolute deponierte Energie zu erhalten. Da die Module sich in ihren Eigenschaften unterscheiden können, muß jedes Modul einzeln kalibriert werden.

Im Rahmen des WA98-Experiments erfolgte diese Kalibration vor Beginn des eigentlichen Experiments während der zwei im vorherigen Kapitel erwähnten Teststrahlzeiten im Herbst 1993 und Frühjahr 1994 mit Hilfe eines 10 GeV Elektronenstrahls. Die aus der Kalibration bestimmten zeitunabhängigen Eichfaktoren wurden in einer Datenbank gespeichert (vergleiche [Blu98], [Boh96], [Cla96], [Schl94]).

Im Rahmen der Teststrahlzeit am CERN im Herbst 1998 wurde eine erneute Kalibration der vier ausgewählten Supermodule durchgeführt. Nacheinander wurden alle Module in den Strahl gefahren. Wie auch in den Teststrahlzeiten 1993/94 wurde ein aufgeweiteter 10 GeV Elektronenstrahl verwendet, der es erlaubte, vier Module gleichzeitig auszuleuchten, um die für die Kalibration benötigte Strahlzeit zu minimieren.

6.2.1 GAMS-Algorithmus

Die Bestimmung der zeitunabhängigen Eichfaktoren wurde mit Hilfe eines iterativen Verfahrens, der sogenannten GAMS-Kalibration, durchgeführt. Dieses Verfahren wurde ursprünglich zur Kalibration des GAMS4000-Detektors des NA12-Experiments am CERN entwickelt ([Mou85]).

Der GAMS-Algorithmus beruht auf einer Anpassung der gemessenen ADC-Summe der Module auf einen festen Summenwert E_0 , welcher der Strahlenergie entspricht. Zu diesem Zweck werden in mehreren Iterationen resultierende Korrekturen zu den in der vorherigen Iteration bestimmten Eichfaktoren berechnet. Für jede Iteration erfolgt ein Durchlauf durch die gesamten Kalibrationseignisse, wobei in die Berechnung des Korrekturfaktors für jedes Ereignis die ADC-Summe dieses Ereignisses eingeht. Sie bestimmt sich aus den ADC-Werten des jeweiligen Ereignisses und den aus dem vorherigen Ereignis bestimmten GAMS-Korrekturen.

Die GAMS-Korrektur des Eichfaktors für das Modul i nach dem n -ten Ereignis wird gemäß folgender Gleichung bestimmt:

$$g_n(i) = g_{n-1}(i) \frac{\sum_{k=1}^n w_{i,k}}{\sum_{k=1}^{n-1} w_{i,k} + w_{i,n} E_{sum}^n / E_0} . \quad (6.4)$$

Dabei bedeutet:

$$\begin{aligned}
 w_{i,n} &= (E_{i,n}/E_0)^2, \\
 E_{i,n} &= g_{n-1}(i) \cdot g_{start}(i) \cdot ADC_{i,n}, \\
 E_{sum}^n &= \sum_{i=1}^{16} E_{i,n}, \\
 i &: \text{Modulnummer}, \\
 n &: \text{Ereignisnummer}, \\
 w_{i,n} &: \text{Gewichtungsfaktor}, \\
 E_{i,n} &: \text{Modulenergie}, \\
 E_0 &: \text{Strahlenergie}, \\
 g_{start} &: \text{Startwert}, \\
 g_n(i) &: \text{GAMS – Korrekturfaktor} \\
 &\quad \text{des Startwerts nach dem } n - \text{ten Ereignis}, \\
 ADC_{i,n} &: \text{ADC – Wert des Moduls}, \\
 E_{sum}^n &: \text{Summenenergie}.
 \end{aligned}$$

In diesem Fall erfolgte die Kalibration mit der sogenannten Σ_{16} ; dies ist die Summe über die vier zentralen Module, die in der Kalibration bestrahlt wurden, und die angrenzenden zwölf Modulen, das heißt eine 4×4 -Matrix der Module. Da bei kleinen deponierten Energien die Fluktuationen größer sind und somit der GAMS-Korrekturfaktor in diesem Fall nur ungenau bestimmt werden kann, wird der GAMS-Algorithmus nur durchgeführt, wenn die im Modul deponierte Energie oberhalb einer Schwelle, in diesem Fall 30% der Summenenergie, liegt. Außerdem wird nur der Korrekturfaktor der vier zentralen Module berechnet, auch wenn gelegentlich die Randmodule dieses Schwellenkriterium erfüllen. Die Statistik ist im Fall der Randmodule in der Regel so gering, daß die Iteration nicht auf den richtigen Wert

konvergiert. Für Module, die am Rand des Detektoraufbaus liegen, wurde statt der 4×4 -Matrix nur die 2×2 -Matrix der Module zur GAMS-Kalibration verwendet.

Als Startwerte für die erste Iteration des GAMS-Algorithmus, das heißt als Vorkalibration, dienten die aus der WA98-Kalibration bestimmten zeitunabhängigen Eichfaktoren. Die GAMS-Korrekturfaktoren wurden zu Beginn auf 1,0 initialisiert. Als resultierender Korrekturfaktor $g_{GAMS}(i)$ einer Iteration wird jedem Modul der Wert des GAMS-Korrekturfaktors zugewiesen, der sich am Ende dieser Iteration ergibt.

Dieser Vorgang wird mehrmals wiederholt. Als Startwert für die jeweils nächste Iteration wird das Produkt der Vorkalibration mit den resultierenden Korrekturfaktoren der vorhergehenden Iterationen verwendet. Die GAMS-Korrekturfaktoren für die nächste Iteration werden vor Beginn jeweils wiederum auf 1,0 initialisiert.

6.2.2 Ergebnisse der Kalibration

In Abbildung 6.10 findet man die Verteilung der resultierenden Korrekturfaktoren nach der ersten, zweiten und dritten Iteration. Man erkennt deutlich, daß die Verteilung von Iteration zu Iteration schmäler wird. Wie zu erwarten war, konvergieren die Korrekturfaktoren aus dem GAMS-Algorithmus gegen den Wert 1,0. Die große Breite der Verteilung nach dem ersten Durchlauf spiegelt die Unsicherheit in den Startwerten wieder. Da während der Teststrahlzeit eine andere als die WA98-Ausleseelektronik für die PIN-Dioden verwendet wurde und außerdem die PIN-Dioden-Offsets nicht gemessen wurden, konnten keine zeitabhängigen Faktoren bestimmt werden, die mögliche Änderungen der Hochspannung zwischen dem Referenzrun des WA98-Experiments und der späteren Teststrahlzeit berücksichtigen. Eine direkte Übertragung der WA98-Eichfaktoren auf die Teststrahlzeit war also unmöglich. Man erwartet daher, daß die WA98-Eichfaktoren als Startwerte für die erste Iteration des GAMS-Algorithmus nicht bereits die optimalen Eichfaktoren darstellen, sondern daß, wie hier beobachtet, GAMS-Korrekturen auftreten. Die im Vergleich kleinere Breite nach der zweiten Iteration läßt auf eine bereits recht zufriedenstellende Korrektur der Eichfaktoren in der ersten Iteration schließen. Nach der dritten Iteration zeigen alle Module einen resultierenden Korrekturfaktor sehr nahe

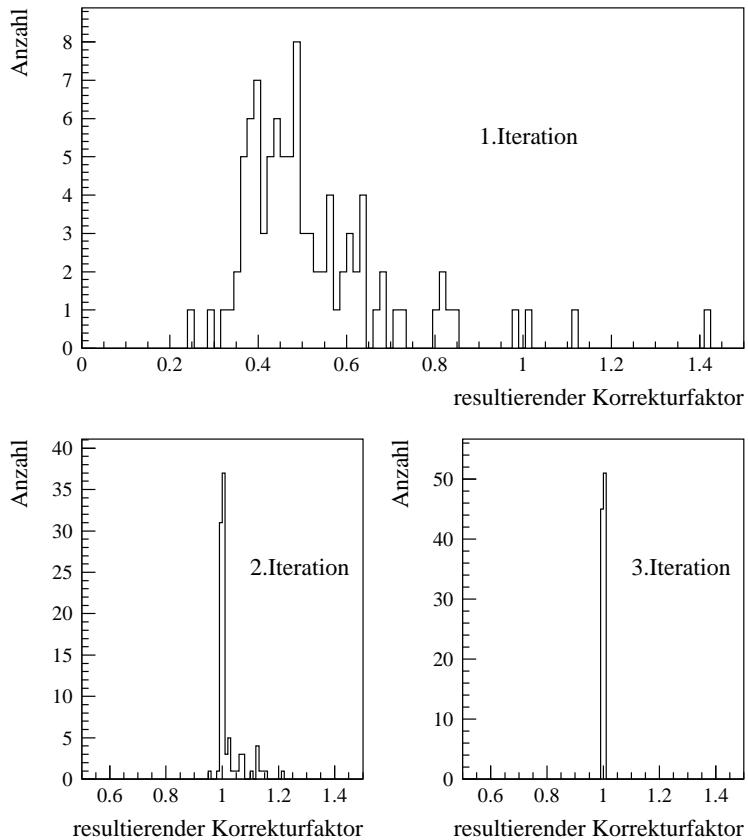


Abbildung 6.10: Mittels des GAMS-Algorithmus gewonnene Korrekturfaktoren des ersten, zweiten und dritten Durchlaufs durch die Kalibrationsdaten.

bei 1,0. Weitere Iterationen ergeben keine Verbesserung. Der endgültige Eichfaktor berechnet sich demnach als Produkt der Vorkalibration mit den resultierenden Korrekturfaktoren der drei Iterationen.

Durchführungen der GAMS-Kalibration mit unterschiedlichen Startwerten ergaben, daß die so ermittelten Eichfaktoren weniger als 0,5% voneinander abweichen.

6.3 Teilchenrekonstruktion

Aus den korrigierten und geeichten Energiewerten für jedes Modul, die nach den oben beschriebenen Schritten der Datenanalyse vorliegen, können nun verschiedene physikalische Informationen über die eintreffenden Teilchen gewonnen werden. In der Analyse der in Kapitel 3 beschriebenen Experimente ist man daran interessiert, aus den Signalen des elektromagnetischen Kalorimeters die Gesamtenergie, den Eintreffort und die Sorte der detektierten Teilchen zu rekonstruieren. Um physikalisch interpretierbare Ergebnisse aus den Daten dieser Experimente zu erhalten, ist neben verschiedenen Rekonstruktionsmethoden die genaue Kenntnis des Detektorverhaltens notwendig, welches in Teststrahlzeiten wie der in dieser Arbeit beschriebenen untersucht wird. Auf die aus den Auswertungen der Teststrahlzeitdaten gewonnenen Ergebnisse bezüglich des Detektorverhaltens wird im nachfolgenden Kapitel eingegangen. An dieser Stelle sollen kurz die entsprechenden Rekonstruktionsmethoden dargestellt werden, die bei der Auswertung der Teststrahlzeitdaten verwendet wurden.

6.3.1 Clusteranalyse

Ein eintreffendes Teilchen löst im Detektor einen Schauer aus, der sich über mehrere Module verteilt. Solch ein Gebiet benachbarter Module, in denen das ADC-Signal oberhalb einer gewissen Schwelle liegt, wird Cluster genannt. Mit Hilfe eines geeigneten Algorithmus werden die einzelnen Module zu derartigen Clustern gruppiert. In Schwerionenexperimenten, in denen hohe Multiplizitäten vorliegen, ist es wichtig, die Cluster, die von verschiedenen einfallenden Teilchen stammen, unterscheiden zu können. Auch für das WA98-Experiment wurde daher ein entsprechendes Clusterverfahren entwickelt. Eine genaue Beschreibung dieses Verfahrens findet sich in [Ber92], [Boh96]. Während der hier behandelten Teststrahlzeit wurde mit Hilfe der DWC sichergestellt, daß Doppeltreffer des Detektors ausgeschlossen sind, das heißt daß innerhalb eines Ereignisses immer nur ein Teilchen den Detektor getroffen und einen Schauer auslöst hat, so daß eine Unterscheidung zwischen mehreren Clustern nicht nötig ist.

Die korrigierten und geeichten ADC-Werte der verschiedenen Module werden

in eine Matrix eingetragen, die der räumlichen Anordnung der Module im Detektor entspricht. Sobald der Algorithmus ein Modul erkennt, dessen Energie oberhalb einer Schwelle liegt, wird dieses als Maximum eines Clusters betrachtet, bis es von einem Nachbarmodul mit höherer Energie übertroffen wird, welches von da an als neues Maximum gewertet wird. Dem Cluster werden weitere Module zugeordnet, falls die in ihnen deponierte Energie mindestens 40 MeV beträgt und sie in räumlichem Zusammenhang zum Rest des Clusters stehen.

Ein auf diese Weise gefundener Cluster dient im folgenden unter anderem dazu, die Gesamtenergie eines eintreffenden Teilchens als Summe der korrigierten und geeichten Energiewerte aller zum Cluster gehörenden Module zu berechnen.

6.3.2 Ortsrekonstruktion

Neben der Gesamtenergie muß auch die genaue Position eines Clusters bestimmt werden. Dies geschieht anhand verschiedener Ortsrekonstruktionsmethoden.

Elektromagnetische Schauer weisen in lateraler Richtung eine charakteristische Verteilung auf, mit deren Hilfe der Eintreffort eines Teilchens in den Detektor rekonstruiert werden kann. Da der Detektor lateral segmentiert ist, spiegelt sich die Schauerverteilung in der Verteilung der ADC-Werte der Module wider. Zur Ortsrekonstruktion des Schauers anhand dieser Verteilung gibt es verschiedene Ansätze.

Die einfachste Methode ist die energiegewichtete Schwerpunktsmethode. Als Schwerpunkt eines Schauers wird hierbei das sogenannte erste Moment des Schauers verstanden:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \quad \text{bzw.} \quad \bar{y} = \frac{\sum_i E_i y_i}{\sum_i E_i}, \quad (6.5)$$

wobei x_i und y_i die Relativkoordinaten des i-ten Moduls bezüglich des Maximalmoduls des Clusters ($x_i = 0$, $y_i = 0$) in Moduleinheiten und E_i den korrigierten und geeichten Energiewert des i-ten Moduls darstellen.

Der Zusammenhang zwischen dem so bestimmten Schwerpunkt \bar{x} des Schauers und dem wahren Einschußort x_0 , der durch die DWC-Ortsinformation⁽³⁾ ermittelt wird, ist in Abbildung 6.11(a) gezeigt. Man sieht, daß der Schwerpunkt den wahren

³eine nähere Behandlung der DWC erfolgt in Abschnitt 7.1.2

Einfallsort nur im Zentrum und an den Rändern eines Moduls gut beschreibt, in den Zwischenbereichen aber starke Abweichungen auftreten. Daher wird bei dieser Methode eine zusätzliche Korrektur benötigt. Der Zusammenhang zwischen dem energiegewichteten Schwerpunkt und dem wahren Einschußort kann nach [Pei87] mit der Funktion

$$\bar{x} = a \cdot \sinh(x_0 \cdot b), \quad (6.6)$$

mit

$$\frac{1}{a} = 2 \cdot \sinh(\Delta \cdot b) \quad (6.7)$$

parametrisiert werden. Δ ist hierbei die halbe Modulbreite. In Abbildung 6.11(b) ist diese Funktion für den Parameter $b = -1.88$, wie er aus Simulationen ([Bue97]) bestimmt wurde, gezeigt.

Die Position des Clusters berechnet sich in diesem Fall also aus dem korrigierten ersten Moment gemäß

$$\bar{x}_{korr.} = \frac{\operatorname{arsinh}(\bar{x}/a)}{b}. \quad (6.8)$$

Das so korrigierte erste Moment des Schauers gibt den wahren Einfallsort über den gesamten Bereich eines Moduls gut wieder. Allerdings sind weiterhin leichte Abweichungen in den Zwischenbereichen zu erkennen (vergleiche Abbildung 6.11(c)).

Eine zweite Methode, die erstmals in [Awe92] vorgeschlagen und in [Rot91] angewendet wurde, ist die der logarithmisch gewichteten Ortsrekonstruktion. Da die Schauerenergie in radialer Richtung exponentiell abnimmt und damit die in den Modulen deponierte Energie exponentiell mit dem Abstand vom Einschußort sinkt, werden bei dieser Methode die gemessenen Energien logarithmisch gewichtet, um dem exponentiellen Abfall Rechnung zu tragen. Die Position des Clusters errechnet sich hierbei aus dem logarithmisch gewichteten Schwerpunkt des Schauers gemäß

$$\bar{x} = \frac{\sum_i \omega_i x_i}{\sum_i \omega_i} \quad \text{bzw.} \quad \bar{y} = \frac{\sum_i \omega_i y_i}{\sum_i \omega_i} \quad (6.9)$$

mit

$$\omega_i = \max\left\{\log\frac{E_i}{\sum_i E_i} + \omega_{off}, 0\right\}, \quad (6.10)$$

wobei wie im Fall der energiegewichteten Ortsrekonstruktion x_i und y_i die Relativkoordinaten des i-ten Moduls bezüglich des Maximalmoduls des Clusters ($x_i = 0$, $y_i = 0$) in Moduleinheiten und E_i den korrigierten und geeichten Energiewert des

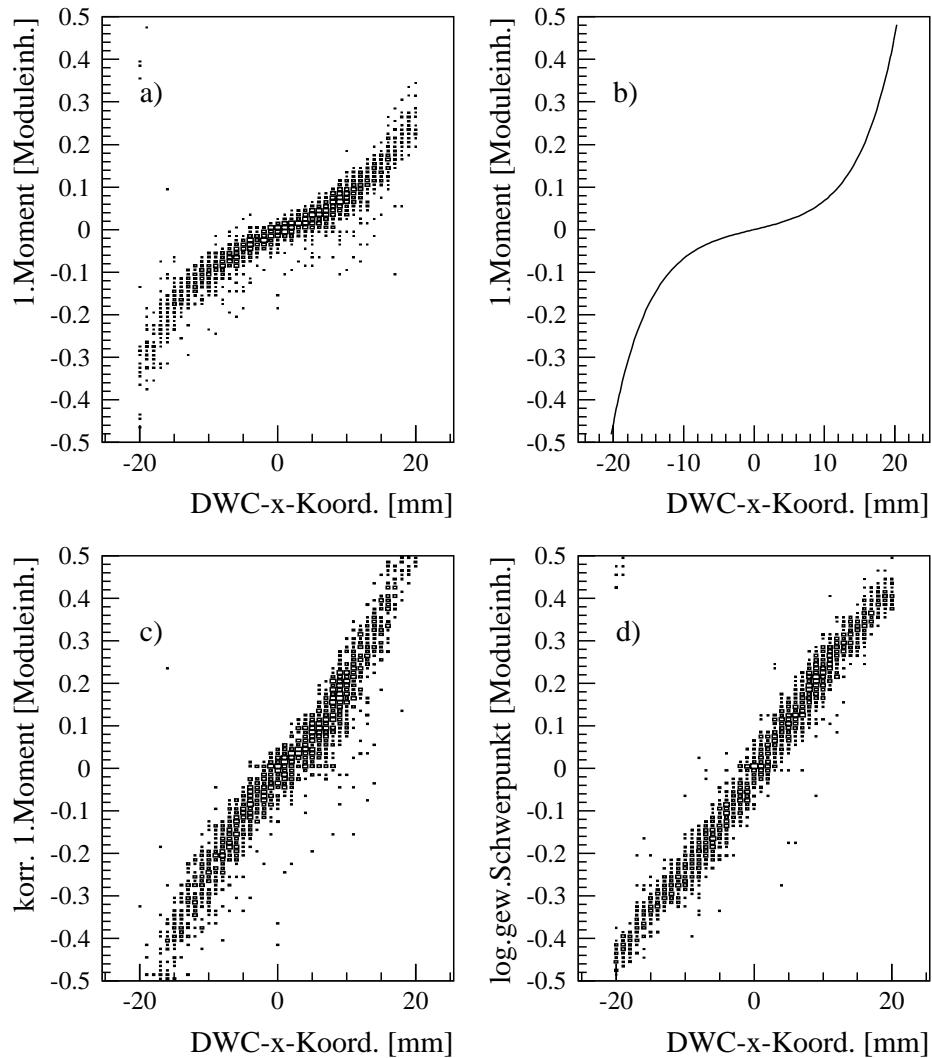


Abbildung 6.11: Ortsrekonstruktion der x-Koordinate für 80 GeV Elektronen. Es sind die mit verschiedenen Methoden berechneten Schauerschwerpunkte in Moduleinheiten gegen die DWC-x-Koordinate in mm aufgetragen: (a) Energiegewichteter Schauerschwerpunkt, (b) Parametrisierung des energiegewichteten Schauerschwerpunkts als Funktion des Einschubortes, berechnet aus Simulationen ([Bue97]), (c) rekonstruierter Ort gemäß korrigierter, energiegewichteter Ortsrekonstruktionsmethode, (d) rekonstruierter Ort gemäß logarithmisch gewichteter Ortsrekonstruktionsmethode.

i-ten Moduls darstellen. ω_{off} ist ein freier Parameter. Simulationen ([Bue97]) haben ergeben, daß ein Wert von 4,0 für den Parameter ω_{off} über einen weiten Energiebereich die beste Ortsrekonstruktion gewährleistet. Bei dieser Methode ist keine zusätzliche Korrektur notwendig. Der mit logarithmischer Gewichtung berechnete Schauerschwerpunkt gibt den wahren Einschußort sehr gut wieder, wie Abbildung 6.11(d) illustriert.

Die Methode des logarithmisch gewichteten Schwerpunkts ist einfacher in der Handhabung und wird daher in den neueren Analysen des WA98-Experiments und in den zukünftigen Analysen des PHENIX-Experiments angewendet. Wie in Abbildung 6.11 gezeigt, gibt sie außerdem in den Teststrahlzeitdaten für hohe Einschußenergien den wahren Einschußort besser wieder als die Methode des korrigierten, energiegewichteten Schwerpunkts. Dementsprechend wird in dieser Arbeit für die weitere Auswertung der logarithmisch gewichtete Schwerpunkt verwendet.

6.3.3 Dispersionsanalyse

Da das elektromagnetische Kalorimeter neben Elektronen und Photonen auch geladene Hadronen detektiert, ist zusätzlich zur Kenntnis der Gesamtenergie und des Eintrefforts der Teilchen auch eine Diskriminierung entsprechend der Teilchensorste erforderlich. Elektronen und Photonen lassen sich aufgrund ihres sehr ähnlichen Schauerverhaltens in der Auswertung der Daten nicht mehr unterscheiden. Hadronen zeigen jedoch ein abweichendes Verhalten im Detektor und lassen sich so zu einem großen Teil nachträglich von Elektronen und Photonen trennen. Ein Teil der Hadronen schauert im Detektor nicht auf, sondern gibt nur einen Bruchteil seiner Energie durch Ionisationsprozesse und Čerenkovstrahlung ab. Im allgemeinen liegt die im Detektor deponierte Energie dieser minimal ionisierenden Teilchen (MIPs) unterhalb von 750 MeV, so daß sie durch Setzen einer Energieschwelle diskriminiert werden können. Bei deponierten Energien oberhalb von 750 MeV liefert die Analyse der Schauerform eine Möglichkeit, elektromagnetische von hadronischen Schauern zu unterscheiden.

Charakteristische Größe für die Schauerform ist die sogenannte Dispersion

$$D_x = \frac{\sum_i E_i x_i^2}{\sum_i E_i} - \left(\frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i} \right)^2, \quad (6.11)$$

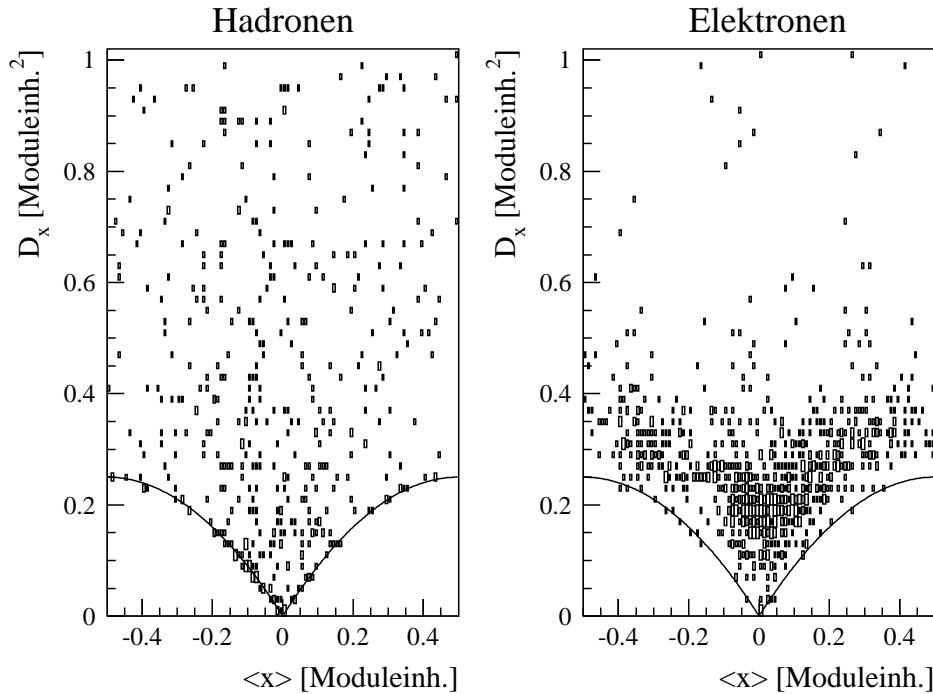


Abbildung 6.12: Dispersion D_x in Abhängigkeit vom ersten Moment $\langle x \rangle$ für positiv geladene Pionen und Elektronen einer Einschussenergie von 40 GeV. Die durchgezogene Linie entspricht der Dispersionskorrektur.

wobei x_i wiederum die Relativkoordinate des i-ten Moduls bezüglich des Maximalmoduls des Clusters ($x_i = 0$) in Moduleinheiten und E_i den korrigierten und geeichten Energiewert des i-ten Moduls bezeichnen. Entsprechendes gilt für die y-Richtung.

Abbildung 6.12 zeigt für positiv geladene Pionen und Elektronen von 40 GeV Einschussenergie die Dispersion D_x in Abhängigkeit vom ersten Moment $\langle x \rangle$, das gemas Gleichung 6.5 ein Maß für den Eintrefferort des Teilchens ist. Die Segmentierung des Bleiglasdetektors hat zur Folge, daß eine untere Grenze für die Dispersion existiert, in Abbildung 6.12 als freigebliedene Region zu erkennen. Diese Grenze kann mit der Parabel

$$D_{x,min} = (|\langle x \rangle| - \langle x \rangle^2) \quad (6.12)$$

beschrieben werden. Um eine Unabhängigkeit vom Einschussort zu erreichen, wird

die Dispersion mit $D_{x,min}$ korrigiert. Man erhält:

$$D_{x,korr} = D_x - D_{x,min} . \quad (6.13)$$

Elektromagnetische Schauer weisen eine relativ geringe Dispersion auf, hadronische Schauer haben Dispersionen mit größtenteils wesentlich höheren Werten. Durch eine geeignete Schwelle lässt sich somit eine Unterdrückung der Hadronen erzielen.

Die hier vorgestellten Methoden der Clusteranalyse, Ortsrekonstruktion und Dispersionssanalyse finden bei der Auswertung der Teststrahlzeitdaten im Hinblick auf das Detektorverhalten Anwendung, worauf an entsprechender Stelle im nachfolgenden Kapitel noch näher eingegangen wird.

7. Ergebnisse

Die Teststrahlzeit 1998 war dazu bestimmt, die charakteristischen Antwortfunktionen des Detektors bei Einschuß von Teilchen unter verschiedenen Bedingungen zu untersuchen (vergleiche Kapitel 5). Zu den wichtigsten Eigenschaften des Detektors zählen sein Auflösungsvermögen, die Linearität der Detektorantwort und die Güte der Teilchenidentifizierung. In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der entsprechenden Analysen vorgestellt werden.

7.1 Auflösungsvermögen des Detektors

7.1.1 Energieauflösung

Ein Maß für die Qualität der Energierekonstruktion ist die Energieauflösung.

Die Energieauflösung, die mit dem elektromagnetischen Kalorimeter erzielt werden kann, ist durch gewisse Mechanismen begrenzt. Dies sind:

1. statistische Schauerfluktuationen durch Energiedeposition in nichtsensitiven Schichten oder Herauslecken eines Teils des Schauers aus dem Detektor
2. Schwankungen in der Photoelektronenstatistik sowie
3. Rauschen in der Ausleseelektronik.

Für die Bestimmung der Energieauflösung wurde der geeichte Detektor während der Teststrahlzeit mit Elektronen bekannter Energie bestrahlt. Da selbst bei zentralem Einfall eines Elektrons nicht dessen gesamte Energie in einem Modul deponiert wird, sondern sich auf mehrere Module verteilt, werden Summenspektren der korrigierten und geeichten ADC-Werte betrachtet. In diesem Fall wurden die ADC-Werte als Ergebnis einer Clustersumme und im Vergleich die ADC-Werte als Ergebnis einer Summe 25, das heißt Summe der 5×5 Module um das Einschußmodul, verwendet.

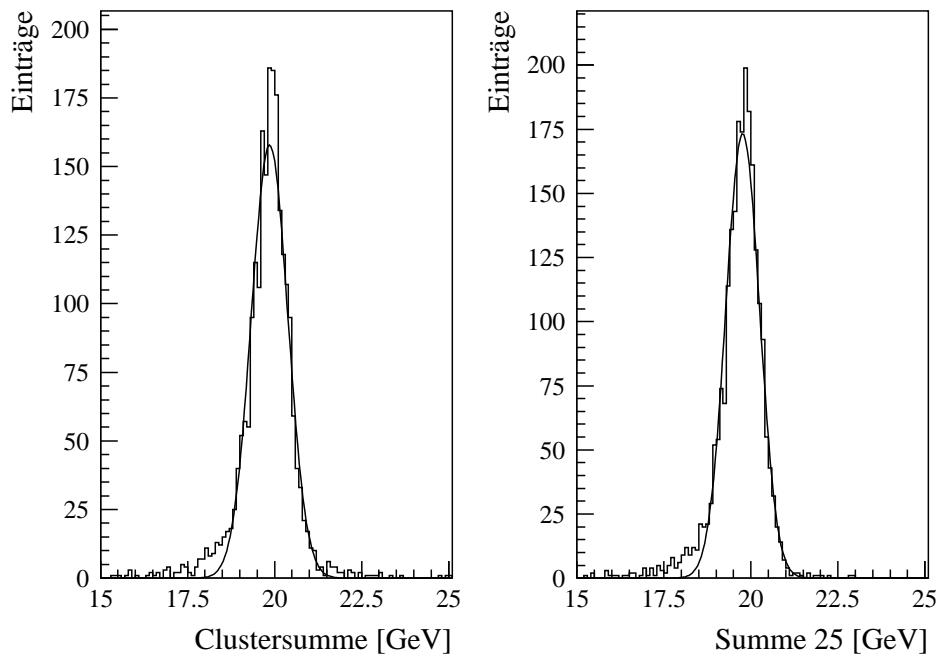


Abbildung 7.1: Verteilungen der *Clustersumme* beziehungsweise der *Summe 25* der ADC-Werte bei Einschuß von Elektronen einer Energie von 20 GeV. An die Verteilungen ist jeweils eine Gaußfunktion angepaßt.

Die gemessene Energieauflösung bestimmt sich aus dem Verhältnis von Standardabweichung und Mittelwert der Verteilung der ADC-Werte.

In der Teststrahlzeit 1998 wurden zur Bestimmung des Energieauflösungsvermögens Runs mit Elektroneneinschussenergien von 6, 10, 20, 30, 40 und 80 GeV durchgeführt. Um mit Simulationen und vorherigen Teststrahlzeiten vergleichen zu können, wurde versucht, eine möglichst ähnliche Analysemethode zu verwenden. In früheren Teststrahlzeiten und für die Simulationen fand ein etwa gaußförmiges Strahlprofil Anwendung, das um das Zentrum eines Moduls gleichmäßig verteilt war. Da während der Teststrahlzeit 1998 ein aufgeweiteter Strahl, der in die Mitte von vier Modulen gerichtet war, verwendet wurde, wurde bei diesen Daten eine zusätzliche Einschränkung auf zentralen Einfall in ein Modul vorgenommen, der durch ein DWC-Ortsfenster mit einer Größe von ± 15 mm um das Zentrum eines

Energie	Teststrahlzeit 1998		Teststrahlzeit 1993/94		Simulation
	Clustersumme	Summe 25	Clustersumme	Summe 25	Clustersum.
1 GeV					$8,56 \pm 0,30$
3 GeV			$5,56 \pm 0,14$	$4,01 \pm 0,40$	$4,91 \pm 0,35$
5 GeV			$3,61 \pm 0,61$	$3,27 \pm 0,10$	$4,29 \pm 0,30$
6 GeV	$8,91 \pm 1,29$	$10,26 \pm 1,72$			
10 GeV	$3,15 \pm 0,62$	$3,23 \pm 0,48$	$2,76 \pm 0,03$	$2,63 \pm 0,08$	$2,42 \pm 0,17$
15 GeV					$2,57 \pm 0,14$
20 GeV	$1,87 \pm 0,15$	$1,43 \pm 0,08$	$2,07 \pm 0,03$	$2,00 \pm 0,13$	$2,35 \pm 0,17$
30 GeV	$2,00 \pm 0,23$	$1,98 \pm 0,17$			
40 GeV	$2,14 \pm 0,04$	$2,07 \pm 0,04$			$2,02 \pm 0,05$
80 GeV	$2,16 \pm 0,11$	$2,14 \pm 0,13$			$2,06 \pm 0,10$

Tabelle 7.1: Energieauflösung in Prozent. Vergleich der Ergebnisse der Teststrahlzeit 1998, der Teststrahlzeit 1993/94 und der Simulationen.

Moduls gewährleistet wurde. An die Verteilungen der Clustersumme beziehungsweise der Summe 25 der ADC-Werte wurden ebenso wie bei Simulations- und vorherigen Teststrahlzeitdaten Gaußkurven angepaßt (vergleiche Abbildung 7.1). Die Energieauflösung wurde als Verhältnis von Standardabweichung und Peakposition der Gaußfunktion berechnet.

Während die Simulationen mit exakt bekannten Einschußenergien arbeiten, werden die Teststrahlzeitdaten zusätzlich durch Fluktuationen in der Strahlenergie beeinflußt. Um die intrinsische Energieauflösung des Detektors zu erhalten, muß man die gemessene Energieauflösung um die Strahlauflösung gemäß $\sigma_{\text{gemessen}}^2 = \sigma_{\text{Detektor}}^2 + \sigma_{\text{Strahl}}^2$ korrigieren. Während der Teststrahlzeit betrug die Strahlauflösung für die zur Bestimmung der Energieauflösung vorgesehenen Runs etwa 0,8 bis 1,75 %, wie sich gemäß Gleichung 5.1 aus den Kollimatorstellungen berechnen läßt.

In Tabelle 7.1 ist die aus den Teststrahlzeitdaten 1998 bestimmte Energieauflösung des Detektors - soweit vorhanden auch im Vergleich mit Ergebnissen aus vorherigen Teststrahlzeiten und Simulationen - aufgeführt. Die Ergebnisse der Auswertung der Teststrahlzeitdaten 1993/94 mit der Summe 25 stammen aus [Schl94],

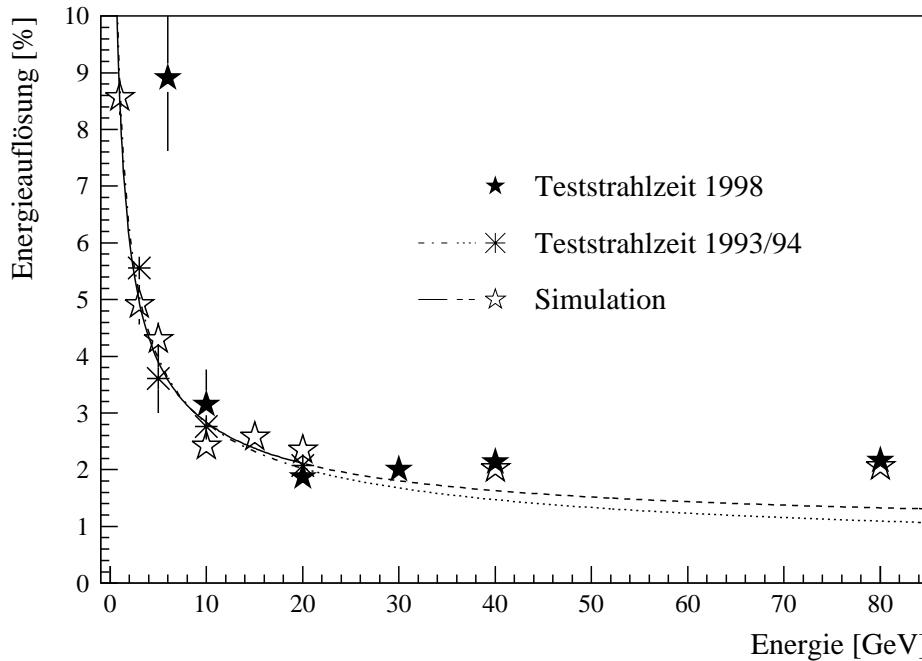


Abbildung 7.2: Energieauflösung als Funktion der Einschussenergie im Vergleich von neuen und alten Teststrahlzeit- und Simulationsdaten. Die eingezeichneten Funktionen wurden an die Simulations- und Teststrahlzeitdaten 1993/94 bis 20 GeV angepaßt und für Einschussenergien bis 80 GeV extrapoliert.

mit der Clustersumme aus [Buc99]. Die Simulationsergebnisse für Einschussenergien bis 20 GeV sind [Bue97], für Einschussenergien von 40 und 80 GeV [Kle99] entnommen. Die Methode der Summe 25 liefert für niedrige Energien eine etwas bessere Auflösung als die Auswertung mit Hilfe der Clustersumme, wie man aus den Ergebnissen der Teststrahlzeit 1993/94 ablesen kann. Die Ergebnisse der Teststrahlzeit 1998 zeigen, daß für höhere Energien die Energieauflösungen beider Methoden vergleichbare Werte liefern. Lediglich bei einer Einschussenergie von 20 GeV liefert hier die Summe 25 eine bessere Auflösung. Da in der eigentlichen Analyse der experimentellen Daten die Methode der Clustersummenbildung eingesetzt wird, entspricht ihre Auflösung den realen Bedingungen und soll im weiteren ausschließlich betrachtet werden.

	α	β
Simulation bis 20 GeV	$(8, 47 \pm 0, 22)$	$(0, 93 \pm 0, 29)$
Teststrahlzeitdaten bis 20 GeV	$(8, 80 \pm 0, 08)$	$(0, 48 \pm 0, 11)$
Simulation bis 80 GeV	$(8, 00 \pm 0, 25)$	$(1, 61 \pm 0, 06)$
Teststrahlzeitdaten bis 80 GeV	$(7, 30 \pm 0, 17)$	$(1, 70 \pm 0, 05)$

Tabelle 7.2: Parameter der relativen Energieauflösung gemäß Gleichung 7.1 (σ_E/E in %) im Vergleich von Simulations- und Teststrahlzeitdaten, α in $\sqrt{\text{GeV}}$, β dimensionslos. Die Anpassungen wurden für Einschußenergien bis 20 GeV und bis 80 GeV vorgenommen.

In Abbildung 7.2 ist die Energieauflösung des Detektors als Funktion der Einschußenergie aufgetragen. Es sind die Ergebnisse der Teststrahlzeit 1998 sowie der Teststrahlzeit 1993/94 und der Simulationen gezeigt. Die Daten wurden jeweils mit Hilfe der Clustersumme ausgewertet.

Die Simulationsdaten bis 20 GeV und die Daten der Teststrahlzeit 1993/94, wie sie vor Durchführung der Teststrahlzeit 1998 vorlagen, zeigen einen funktionalen Zusammenhang zwischen der Energieauflösung und der Einschußenergie, der durch die Abhängigkeit

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sqrt{E}}\right)^2 + \beta^2} \quad (7.1)$$

gut beschrieben wird. Die Anpassung der Funktion an die Daten der Teststrahlzeit 1993/94 sowie an die Simulationsdaten bis 20 GeV liefert eine relative Energieauflösung des Detektors mit den in Tabelle 7.2 angegebenen Parametern α und β (vergleiche auch [Bue97], [Buc99]).

Diese bisher angenommenen Parametrisierungen beschreiben auch die aus den neuen Teststrahlzeitdaten bestimmten Auflösungen für Energien von 10 bis 30 GeV sehr gut. Bei hohen Energien jedoch liegen die Auflösungen sowohl aus den Teststrahlzeitdaten 1998 als auch aus den neueren Simulationen deutlich über diesen Parametrisierungen. Dies zeigt, daß die aus den Simulations- und Teststrahlzeitdaten bis 20 GeV gewonnenen Parametrisierungen der Energieauflösung nicht bis in den hier untersuchten Energiebereich extrapoliert werden können.

In Abbildung 7.2 erkennt man weiterhin, daß auch bei einer Einschußenergie

von 6 GeV die Auflösung aus der Teststrahlzeit 1998 über den Auflösungen aus alten Teststrahlzeiten und Simulationen liegt. Dies kann durch das vergleichsweise hohe Rauschen der ADCs während der Teststrahlzeit 1998 erklärt werden, wie es sich bei der Analyse der Rohdaten herausstellte. Wie eine Analyse der Pedestals und LED-Signale dieser Runs zeigte (vergleiche Abschnitt 6.1.1 und 6.1.4), sind die 6 GeV-Runs stärker verrauscht als die Runs bei höheren Energien. Aus diesem Grund werden sie aus den weiteren Betrachtungen ausgeschlossen.

Die Verbreiterung des Summenspektrums bei hohen Energien ist vermutlich auf sogenannte Leakage-Effekte zurückzuführen. In Abbildung 7.3 erkennt man sowohl für Teststrahlzeit- als auch für Simulationsdaten ([Kle99]) niedrigerenergeti-

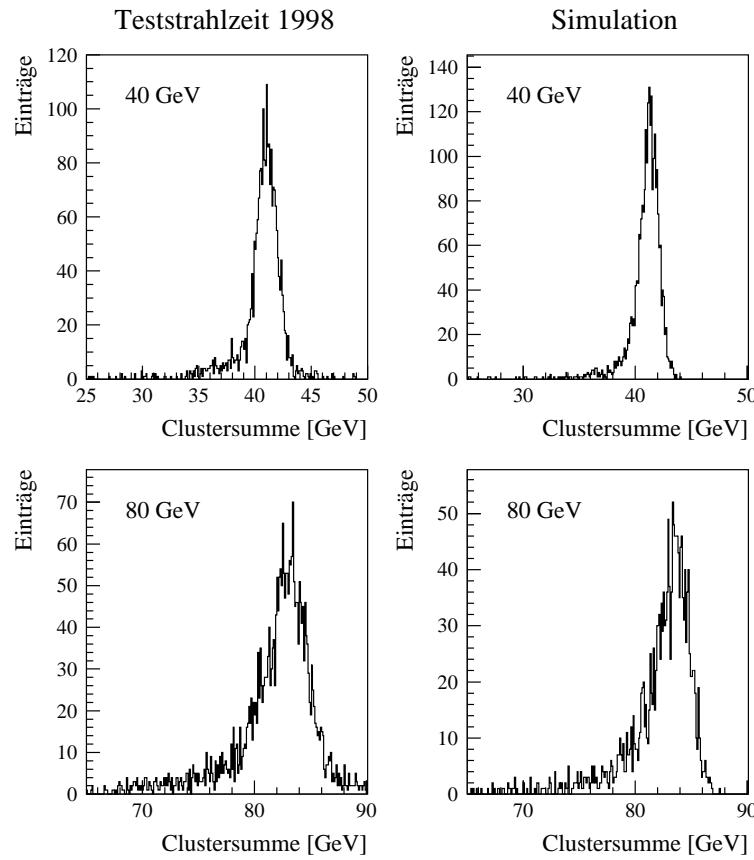


Abbildung 7.3: Clustersummenspektren bei Einschub von 40 beziehungsweise 80 GeV Elektronen für Teststrahlzeit- und Simulationsdaten.

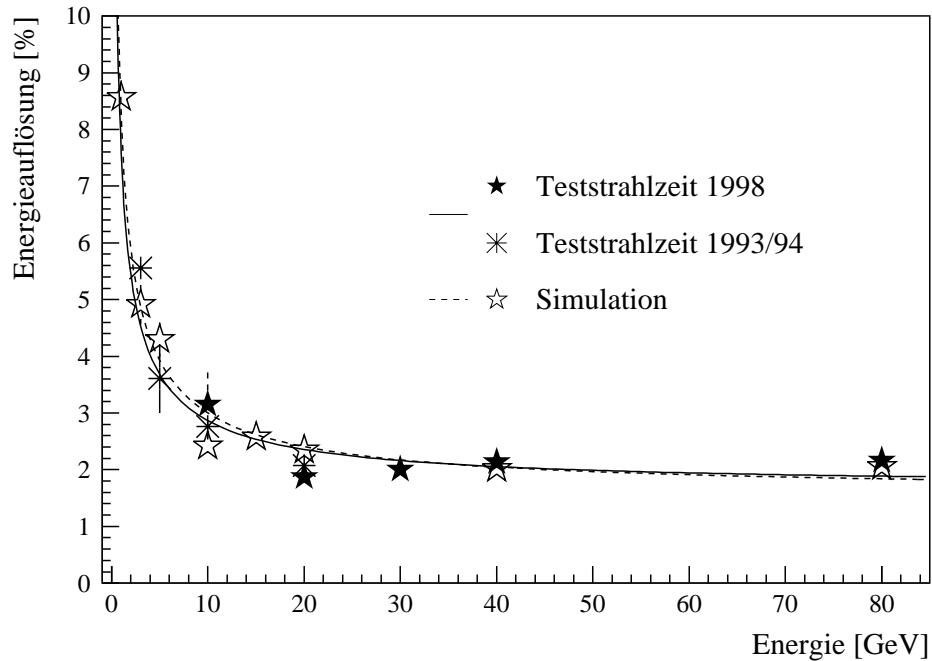


Abbildung 7.4: Energieauflösung als Funktion der Einschussenergie. Eingezeichnet sind Anpassungsfunktionen sowohl an die Teststrahlzeit- als auch an die Simulationsdaten. In beiden Fällen wurden die Werte für Einschussenergien bis zu 80 GeV berücksichtigt.

sche Ausläufer der Clustersummenspektren, die durch Herauslecken (Leakage) eines Teils des Schauers bei hohen Energien begründet sein könnten.

In Abbildung 7.4 wurde der in Gleichung 7.1 beschriebene funktionale Zusammenhang zwischen der Energieauflösung und der Einschussenergie an den gesamten Datensatz bis 80 GeV sowohl für die Simulations- als auch die Teststrahlzeitdaten angepaßt. Die resultierenden Kurven beschreiben die relative Energieauflösung sowohl der Simulations- als auch der Teststrahlzeitdaten von 1 bis 80 GeV sehr gut. In Tabelle 7.2 sind die entsprechenden Parameter der Funktionen im Vergleich aufgeführt.

7.1.2 Ortsauflösung

Die Qualität der Ortsrekonstruktion, wie sie in Abschnitt 6.3.2 beschrieben ist, läßt sich anhand der Ortsauflösung festlegen. Diese ist als Breite der Verteilung der Differenz zwischen dem wahren Einfallsort des Teilchens, der durch die DWC-Daten gegeben ist, und dem rekonstruierten Einfallsort, der aus den Bleiglasdetektor-Daten berechnet wird, definiert.

Damit die DWC-Ortsinformation als Referenz für die Ortsrekonstruktion des Detektors dienen kann, muß zuerst die DWC geeicht werden. Das heißt, es muß bestimmt werden, wieviel Millimeter einem DWC-Kanal entsprechen. Darüber hinaus muß ein direkter Zusammenhang zwischen dem anhand der DWC ermittelten Ort und dem Einfallsort des Teilchens auf dem Detektor erstellt werden (Anpassung der DWC- und Detektorkoordinaten).

Die Eichung der DWC wurde mit Hilfe eines Testpulsers durchgeführt. Hierbei wurde ein künstlich erzeugtes Signal an verschiedenen bekannten Stellen der DWC eingekoppelt, um so einen Zusammenhang zwischen Signallaufzeit in der DWC und dem Ort der Pulsentstehung zu erhalten. Anschließend wurde die Gültigkeit dieser Kalibration mit Hilfe von Daten eines Runs, bei dem ein Teilchenstrahl fester Energie in die Mitte eines Modul gerichtet war, überprüft. In Abbildung 7.5 ist das Verhältnis der im darüberliegenden (oberen) Modul gemessenen Energie zu der Summe der gemessenen Energie in diesem und im mittleren Modul sowie das Verhältnis der im mittleren Modul gemessenen Energie zu der Summe der gemessenen Energie im mittleren und darunterliegenden (unteren) Modul gegen den DWC-Ort in y-Richtung aufgetragen. Die Grenzen zwischen den Modulen müssen genau dort liegen, wo die erhaltenen Verteilungen den Wert 0,5 annehmen. An dieser Stelle sind im oberen und mittleren beziehungsweise im mittleren und unteren Modul jeweils genau 50 % der Energie deponiert. Der Abstand dieser beiden Punkte sollte genau einem Modulabstand von etwa 41 mm entsprechen. Bei der Analyse stellte sich heraus, daß der auf diese Weise in der DWC gemessene Abstand kleiner als ein Modulabstand ist. Vergleichbares ergab sich aus Daten des Blei-Szintillator-Detektors ([Tor99]). Eine Erklärung hierfür konnte nicht gefunden werden. An die Testpulserkalibration der DWC wurde ein Korrekturfaktor angebracht, um dieses Verhalten zu kompensieren. Die Eichung der DWC in x-Richtung verlief entsprechend, allerdings wurde hier

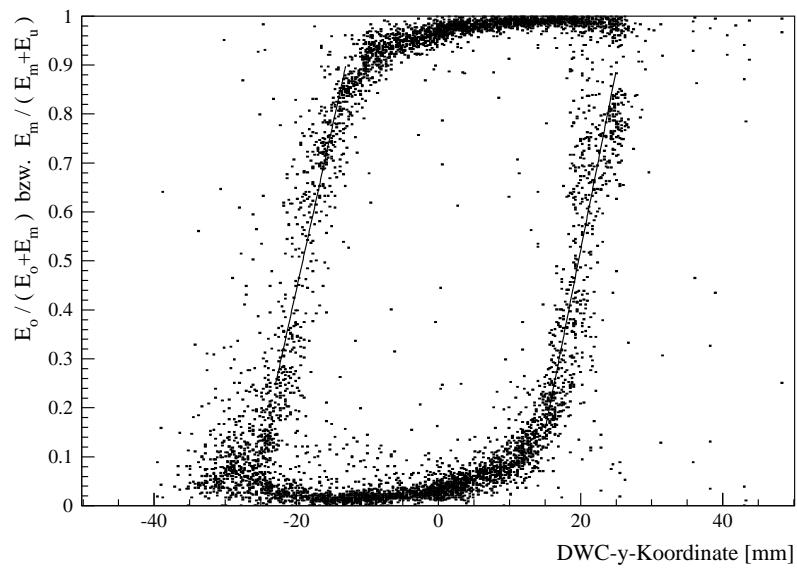


Abbildung 7.5: DWC-Eichung. E_o , E_m und E_u stehen für die gemessene Energie im oberen, mittleren und unteren Modul. Der Abstand der beiden Geraden bei $y=0,5$ entspricht dem in der DWC gemessenen Abstand zweier Modulgrenzen (in mm).

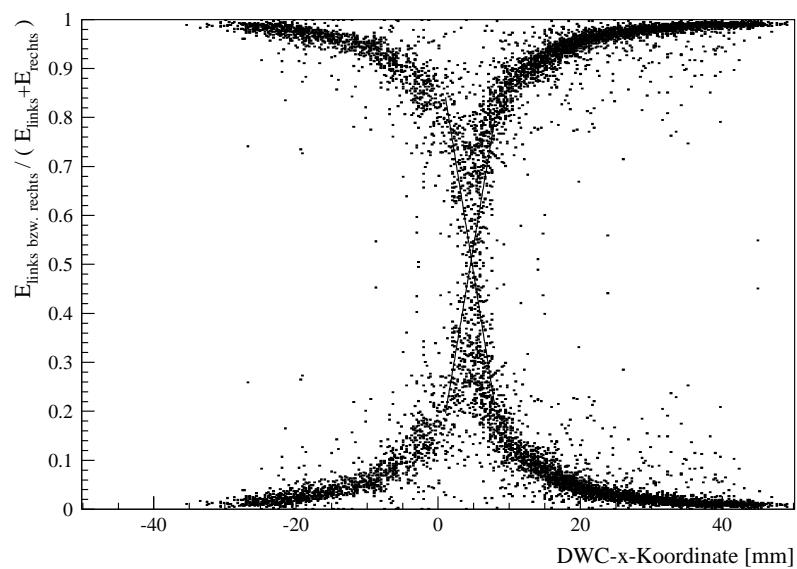


Abbildung 7.6: Anpassung der DWC- und Detektorkoordinaten. Der x-Wert des Schnittpunkts (in mm) liefert einen direkten Zusammenhang zwischen den DWC-Ortskoordinaten und dem Eintreffort des Teilchens auf dem Detektor.

eine schlechtere Auflösung gefunden.

Für die Anpassung der DWC- und Detektorkoordinaten wurde ein Run analysiert, bei dem ein Teilchenstrahl fester Energie in die Mitte von vier Modulen gerichtet war. Im Folgenden wird exemplarisch die Anpassung in x-Richtung dargestellt. In Abbildung 7.6 ist der Anteil der in den linken und in den rechten Modulen gemessenen Energie an der in der gesamten Vierergruppe gemessenen Energie gleichzeitig gegen die gemessene DWC-x-Koordinate aufgetragen. Die Grenze zwischen den linken und rechten Modulen muß, wie bereits oben erläutert, dort liegen, wo die erhaltenen Verteilungen den Wert 0,5 annehmen. Dies entspricht dem Schnittpunkt der beiden an die linearen Abschnitte der Verteilungen angepaßten Geraden. Die Verschiebung dieses Schnittpunkts vom Nullpunkt entspricht der Abweichung des in der DWC gemessenen Ortes (DWC-Koordinate) vom wahren Einfallsort des Teilchens (Detektorkoordinate). Der DWC-Ort wurde entsprechend angepaßt. Analoges gilt für die y-Richtung. Diese Art der Anpassung von DWC- und Detektorkoordinaten wurde bereits in [Sche94] erfolgreich angewendet.

Die Ortsauflösung ist an der Verteilung der Differenz des rekonstruierten Ortes und des wahren Einfallsortes, der als geeichter und angepaßter DWC-Ort angenommen wird, abzulesen. Zwei solcher Verteilungen sieht man in Abbildung 7.7 für die Methode der logarithmisch gewichteten Ortsrekonstruktion. Die Ortsauflösung wird als Standardabweichung einer Gaußfunktion an die Verteilungen bestimmt. Die breitere Verteilung in x-Richtung ist durch die schlechtere Auflösung der DWC in x-Richtung gegeben. Da dies kein Effekt des Bleiglasdetektors ist und davon ausgegangen werden kann, daß die Bleiglasmodule keine Vorzugsrichtung besitzen, wird im weiteren Verlauf exemplarisch die Ortsauflösung in y-Richtung betrachtet.

In Abbildung 7.8 ist die Ortsauflösung als Funktion der Einschußenergie als Ergebnis der Teststrahlzeit 1998, der Teststrahlzeit 1993/94 ([Sche99]) und der Simulation ([Bue97]) aufgetragen. Die Ortsauflösung aus den Teststrahlzeitdaten 1998 und der Simulation wurde mit Hilfe der logarithmisch gewichteten Schwerpunktsmethode ermittelt. Bei der Auswertung der Teststrahlzeitdaten 1993/94 wurde die Methode des korrigierten, energiegewichteten Schwerpunkts angewendet. Ferner wurde zur Bestimmung der Schwerpunkte in diesem Fall nicht über alle Clusterelemente, sondern nur über die 3×3 Module um das Einschußmodul summiert.

Simulationen ([Bue97]) haben ergeben, daß die Methoden des logarithmisch ge-

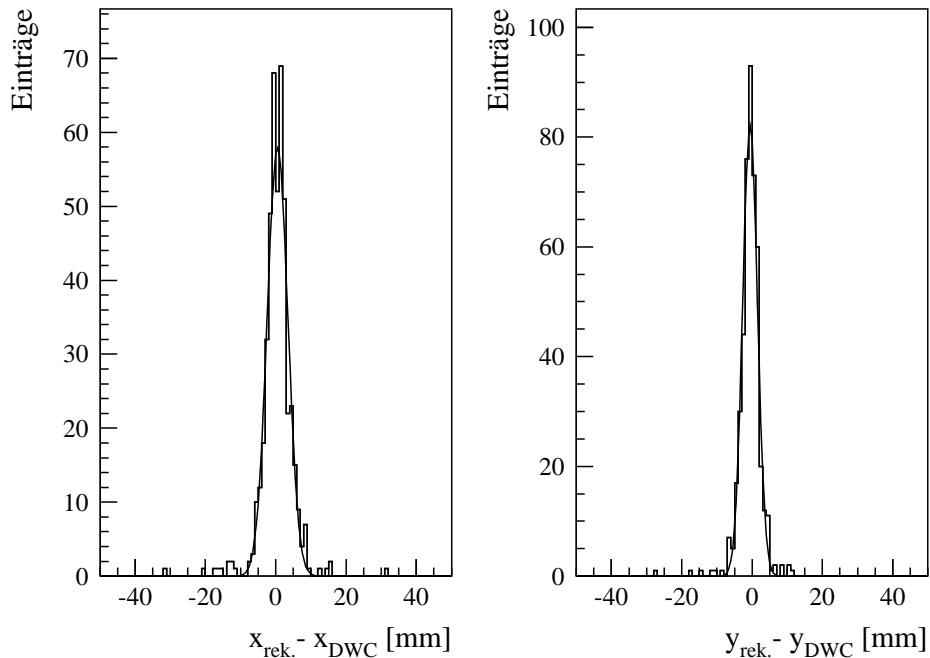


Abbildung 7.7: Abweichungen von rekonstruiertem und wahrem Ort für die Methode des logarithmisch gewichteten Schwerpunkts in x- und y-Richtung für eine Einschubenergie von 20 GeV.

wichteten und des korrigierten, energiegewichteten Schwerpunkts im Energiebereich von 3 bis 20 GeV vergleichbare Ortsauflösungen liefern. In [Rot91] ist eine Vergleichbarkeit der beiden Methoden für experimentelle Daten im Energiebereich von 20 bis 40 GeV gezeigt. Die in Abbildung 7.8 zu erkennende Übereinstimmung der Ergebnisse aus Teststrahlzeitdaten 1993/94 und Teststrahlzeitdaten 1998, die mit unterschiedlichen Methoden ausgewertet wurden, bestätigt dies im Energiebereich bis 20 GeV.

Ebenso wie bei der Energieauflösung ist auch bei der Ortsauflösung eine Abhängigkeit von der Einschubenergie festzustellen. Mit steigender Energie wird die Ortsauflösung besser. Dies ist dadurch zu erklären, daß die Energieauflösung direkten Einfluß auf die Ortsauflösung hat (siehe Gleichung 6.5). Diese zeigt daher das gleiche Verhalten wie die Energieauflösung und läßt sich mit demselben funktionalen

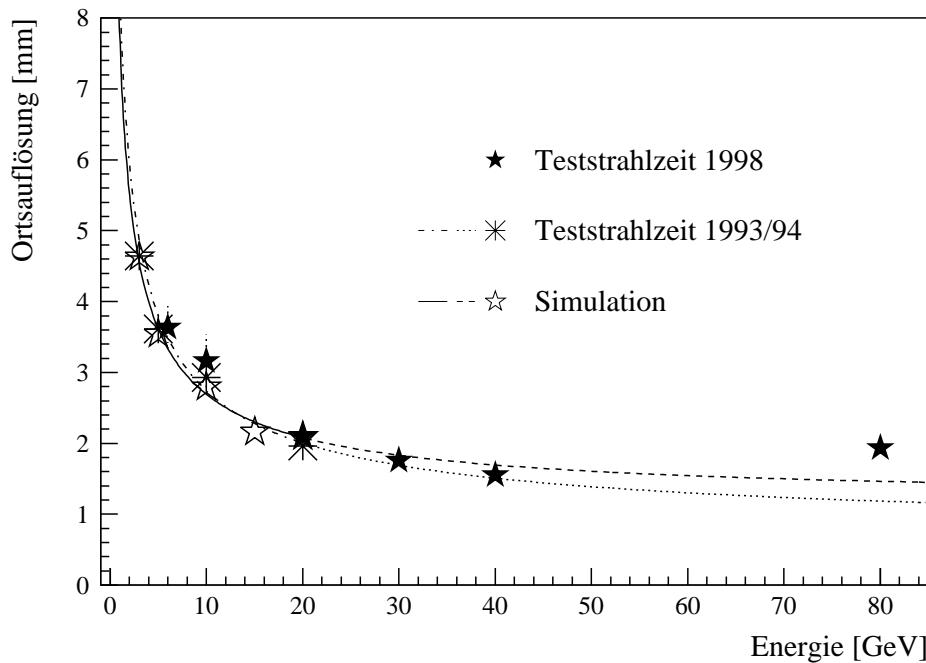


Abbildung 7.8: Ortsauflösung als Funktion der Einschussenergie. Die eingezeichneten Funktionen sind an Simulations- und Teststrahlzeitdaten 1993/94 bis 20 GeV angepaßt und von 20 bis 80 GeV extrapoliert.

Zusammenhang, mit allerdings anderen Werten für die Parameter, beschreiben:

$$\sigma_{Ort}(E) = \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sqrt{E}}\right)^2 + \beta^2} . \quad (7.2)$$

Die in Abbildung 7.8 eingezeichneten Funktionen, die an die Simulationsdaten und die Teststrahlzeitdaten 1993/94 bis 20 GeV angepaßt wurden, beschreiben auch die neueren Teststrahlzeitdaten bis 40 GeV sehr gut. Die entsprechenden Parameter sind in Tabelle 7.3 aufgeführt. Lediglich der Wert für eine Einschussenergie von 80 GeV liegt etwas über der Extrapolation der Funktion, wie dies auch bei der Energieauflösung der Fall war. Hier spielt vermutlich wieder der Effekt des Leakage eine Rolle.

	α	β
Simulation bis 20 GeV	$(7, 63 \pm 0, 25)$	$(1, 19 \pm 0, 11)$
Teststrahlzeitdaten bis 20 GeV	$(8, 35 \pm 0, 12)$	$(0, 73 \pm 0, 10)$

Tabelle 7.3: Parameter der Ortsauflösung gemäß Gleichung 7.2 (σ_{Ort} in mm) im Vergleich der Anpassungen an Simulations- und Teststrahlzeitdaten bis 20 GeV, α in $\text{mm} \cdot \sqrt{\text{GeV}}$, β in mm.

7.2 Linearität der Detektorantwort

Die im Detektor gemessene Energie ist Simulationen und – soweit vorhanden – auch früheren Testmessungen zufolge abhängig von der Einschußenergie, dem Einfallswinkel und dem Eintreffort der zu detektierenden Teilchen. Es ist daher wichtig, das Verhalten des Detektors bei Variation dieser Parameter zu kennen, um die gemessenen Energien entsprechend korrigieren und somit die wahre Energie des eintreffenden Teilchens exakt rekonstruieren zu können.

7.2.1 Abhängigkeit der gemessenen Energie von der Einschußenergie

Zunächst soll die Abhängigkeit der gemessenen Energie von der Einschußenergie betrachtet werden. Es ist nicht selbstverständlich, daß der Zusammenhang zwischen Einschußenergie und resultierender ADC-Antwort über den gesamten zu untersuchenden Energiebereich (in diesem Fall 0 bis 80 GeV) linear ist. Simulationen und frühere Testmessungen für Einschußenergien bis 20 GeV haben bereits gezeigt, daß die im Detektor gemessene Energie nichtlinear von der Einschußenergie abhängt (vergleiche [Bue97]). Dies läßt sich durch die Unterschiede in der Schauerausbreitung bei verschiedenen Einschußenergien erklären. Bei Elektronen kleiner Energie sollte ein großer Anteil der Čerenkovphotonen relativ weit vorne im Modul gebildet werden. Daher wird im Mittel ein größerer Teil der Čerenkovphotonen auf dem Weg zum Photovervielfacher wieder absorbiert. Elektronen hoher Energien sollten demgegenüber tiefer in den Detektor eindringen und einen Schauer mit größerer longitudinaler Ausdehnung auslösen, so daß ein Teil des gebildeten Teilchenschauers

hinten aus dem Modul herausleckt, wodurch effektiv weniger Energie im Detektor deponiert wird. Dieser Effekt des Leakage verstört sich mit zunehmender Einschußenergie der Teilchen.

Um die Linearität der Detektorantwort beziglich der rekonstruierten Energie in Abhigkeit von der Einschußenergie zu bestimmen, wurden mit Hilfe einer an die Clustersummenspektren angepaßten Gaußfunktion die Peakpositionen der gemessenen Energien bei Einschuß von Teilchen mit 10, 20, 30, 40 und 80 GeV ermittelt. Der Strahl war bei diesen Runs etwas aufgeweitet und in die Mitte von vier Module gerichtet, wobei er jeweils zwei Module aus zwei verschiedenen Supermodulen traf.

Bei der Analyse der Runs im Hinblick auf die Energielinearitt stellte sich heraus, daß bei der Übertragung der aus den Kalibrationsruns bestimmten Eichfaktoren auf die oben aufgefrten Runs Probleme auftreten. Mit den aus den Kalibrationsruns bestimmten Eichfaktoren ergeben sich für höhere Einschußenergien abweichende Peakpositionen der gemessenen Energien, je nachdem in welches Modul eingeschossen wurde. Da die getroffenen Module unterschiedlichen Supermodulen angehören, liegt die Vermutung nahe, daß hier eventuell ein supermodulspezifisches Problem vorliegt. Daher wurden erneute GAMS-Kalibrationen unter der Annahme durchgefürt, daß die PIN-Dioden falsch verkabelt waren oder die Verkabelung wärend der Strahlzeit versehentlich vertauscht worden ist. Die aus der veränderten Zuordnung von PIN-Dioden-Signalen zu Supermodulen ermittelten Eichfaktoren zeigen allerdings das gleiche Verhalten. Vermutlich ist durch die insbesondere wärend der Kalibrationsruns auftretenden überdurchschnittlich großen Drifts der LED-Peakposition in den Photovervielfachern (siehe Abschnitt 6.1.4) eine endgültig befriedigende Kalibration der Module nicht möglich. Für die weitere Auswertung wurden die Energiepeakpositionen bei Einschuß in die vier verschiedenen Module durch Multiplikation der entsprechenden Eichfaktoren mit einem Korrekturfaktor auf eine gemeinsame Peakposition neu geeicht.

In Abbildung 7.9 ist das Verhtnis von gemessener Energie zu Einschußenergie als Funktion der Einschußenergie aufgetragen. Zusätzlich zu den Ergebnissen aus den Teststrahlzeitdaten 1998 werden Ergebnisse aus den Teststrahlzeitdaten 1993/94 ([Buc99]) und aus Simulationen ([Bue97], [Kle99]) gezeigt. Die Werte wurden auf den 10 GeV-Punkt geeicht. Weiterhin wurde eine an die Simulationsdaten angepaßte Funktion eingezeichnet. Die Nichtlinearität wird hierbei durch eine logarithmische

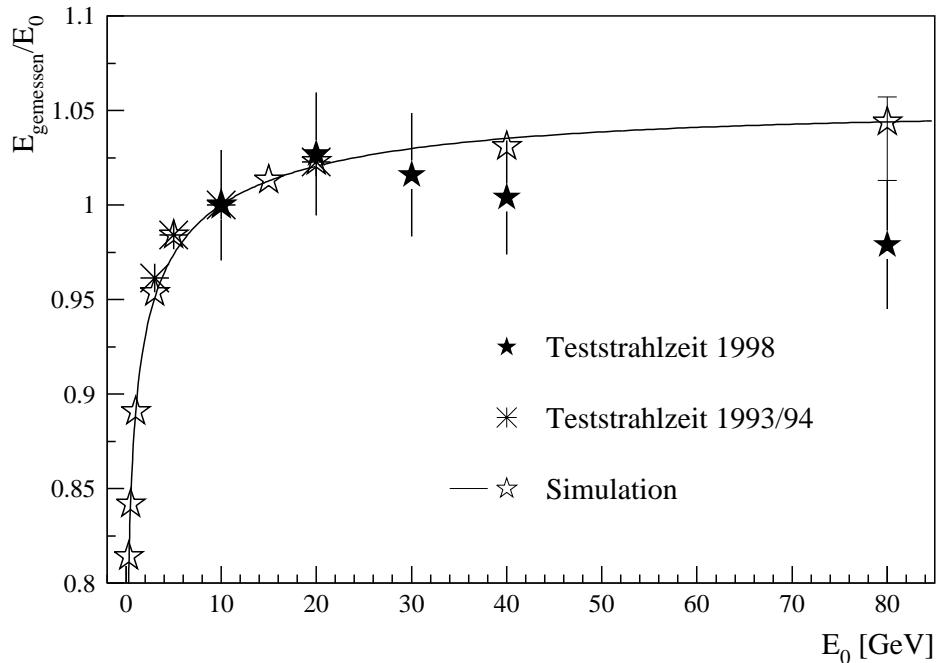


Abbildung 7.9: Verhältnis der gemessenen beziehungsweise simulierten Energie zur Einschussenergie als Funktion der Einschussenergie. Die Werte wurden auf den 10 GeV-Punkt normiert.

Abhängigkeit

$$E_{\text{sim}}/E_0 = a_1 + a_2 \cdot \ln(E_0) + a_3 \cdot \ln^2(E_0) \quad (7.3)$$

beschrieben. E_{sim} bezeichnet die simulierte und E_0 die Einschussenergie. Die aus der Anpassung resultierenden Parameter a_1 , a_2 und a_3 sind in [Bue97] nachzulesen.

Die Ergebnisse der Teststrahlzeit 1993/94 sind mit der aus Simulationsdaten gewonnenen Funktion in sehr guter Übereinstimmung. Die Ergebnisse der Teststrahlzeit 1998 weichen dagegen im oberen Energiebereich ab 30 GeV deutlich von dieser Parametrisierung der Nichtlinearität ab. Das Verhältnis von gemessener Energie zu Einschussenergie nimmt zu höheren Energien hin ab. Allerdings muß darauf hingewiesen werden, daß die hier vorgestellten Ergebnisse mit großen systematischen

Fehlern behaftet sind. In diese gehen sowohl die oben erläuterte Unsicherheit über die Eichfaktoren als auch die Unterschiede im Strahlprofil der verschiedenen Runs bei unterschiedlichen Einschußenergien ein. Für den Wert bei einer Einschußenergie von 80 GeV ergibt sich zusätzlich eine mögliche Unsicherheit aus dem Herabsetzen der Hochspannung der Module. Bei Einschuß von 40 GeV Elektronen zeigt ein Vergleich der gemessenen Energie bei ursprünglicher Hochspannung mit der gemessenen Energie bei um 150 V verminderter Hochspannung, daß die so gemessenen Energien bei unterschiedlichen Peakpositionen liegen. Konkret findet man für die verminderte Hochspannung eine höhere Peakposition. Dies erfordert die Berechnung eines Korrekturfaktors, der der gefundenen Abweichung bei unterschiedlichen Hochspannungen Rechnung trägt. Der in der Abbildung 7.9 eingezeichnete Wert für eine Einschußenergie von 80 GeV wurde durch Multiplikation mit diesem Korrekturfaktor aus der Peakposition bei verminderter Hochspannung berechnet. In [Boh96] wurde gezeigt, daß bei Änderung der Hochspannung um maximal $\Delta HV = -100$ V die Summenenergie mit Hilfe der zeitabhängigen Korrekturfaktoren (vergleiche Abschnitt 6.1.4) genauer als 0,5 % reproduziert werden kann. Allen bisherigen Erfahrungen zufolge würde man erwarten, daß dies auch bei einer Änderung der Hochspannung um $\Delta HV = -150$ V der Fall sein sollte. Die dennoch beobachtete Abweichung ist durch bisher bekannte Eigenschaften der Hochspannungsversorgung und Eigenheiten der Elektronik nicht zu erklären; der 80 GeV-Wert ist daher mit einer weiteren Unsicherheit behaftet. Das Verhältnis von gemessener Energie zu Einschußenergie bei 80 GeV ist dementsprechend mit einem zusätzlichen Fehler versehen (in Abbildung 7.9 durch Querbalken kenntlich gemacht).

Aufgrund der systematischen Fehler, die in der hier vorgestellten Analyse auftreten, läßt sich aus den Ergebnissen der Teststrahlzeit 1998 nicht entscheiden, ob die Simulation die tatsächlichen Detektoreffekte auch bei großen Energien gut beschreibt. Eine Erklärung der Abweichungen von Simulation und gemessenen Daten durch eine mögliche Unterschätzung des Leakage-Effekts in der Simulation erscheint unwahrscheinlich, da sich zum einen der Leakage-Effekt als direkte Folge der elektromagnetischen Strahlungslänge im Bleiglas ergibt, welche wiederum sehr gut bekannt ist. Zum anderen hätten in diesem Fall Unterschiede in den durch Leakage verursachten niederenergetischen Ausläufern der simulierten und gemessenen Energiespektren auftreten müssen, welche jedoch nicht festgestellt wurden. Durchaus

denkbar ist allerdings, daß in Simulationen die Absorption überschätzt wird, welche das Verhältnis von gemessener Energie zu Einschußenergie bei kleinen Einschußenergien im Vergleich zu höheren Einschußenergien erniedrigt. Die hierfür entscheidenden Parameter der Simulation wurden lediglich an experimentelle Daten bis 20 GeV angepaßt. Möglicherweise lassen sich durch einen veränderten Parametersatz die Daten bis 20 GeV vergleichbar gut beschreiben, während gleichzeitig eine bessere Übereinstimmung der Simulation und experimentellen Daten bei höheren Energien erreicht werden kann.

Ergebnisse aus Teststrahlzeitdaten 1998 für den Blei-Szintillator-Detektor weisen eine vergleichbare Diskrepanz zu dem aus Simulationen bestimmten Verhalten des Detektors auf. Dies legt die Vermutung nahe, daß eventuell die für beide Detektoren beobachteten Abweichungen von Simulation und experimentellen Daten durch gleichartige Probleme in beiden Messungen begründet sind. Da die einzigen gemeinsamen Komponenten der beiden Detektorsysteme die ADC-Boards sind, könnte eine starke Nichtlinearität dieser vorgelegen haben. Eine weitere Erklärungsmöglichkeit wären Unregelmäßigkeiten (Verschiebungen) in der Strahlenergie. Während der Teststrahlzeit wurde kein Strahlspektrometer betrieben, so daß nachträglich nicht festzustellen ist, ob die tatsächliche Energie der Strahlteilchen von der nominellen abwich.

7.2.2 Winkelabhängigkeit der gemessenen Energie

Außer von der Einschußenergie ist die im Detektor gemessene Energie auch vom Einfallswinkel relativ zur Senkrechten auf die Detektoroberfläche abhängig. Diese Abhängigkeit läßt sich auf mehrere Effekte zurückführen. Mit zunehmenden Einfallswinkel der Teilchen auf den Detektor ändert sich der Winkel, mit dem die erzeugten Čerenkovphotonen auf den Modulrand auftreffen. Ein größerer Anteil erfüllt die Bedingung für die Totalreflexion nicht mehr und verläßt das Einschußmodul. Dabei gehen Čerenkovphotonen in nichtsensitiven Schichten zwischen den Modulen verloren. Des weiteren verteilt sich der Schauer mit zunehmendem Einfallswinkel auf eine größere Zahl von Modulen. Dabei wird in einigen Modulen nur sehr wenig Energie deponiert. Durch die Verwendung einer unteren Schwelle bei der Clusterung werden aber alle Module mit nur geringer deponierter Energie bei der Berechnung der

Clustersumme nicht berücksichtigt. Außerdem wird bei Winkeleinschuß ein größerer Teil der Čerenkovphotonen weiter vorne im Bleiglas gebildet, so daß im Mittel mehr Čerenkovphotonen wieder absorbiert werden. Als gegenläufiger Effekt ist bei hohen Energien, bei denen unter senkrechtem Einschuß ein Teil des Schauers hintem aus dem Detektor herausleckt, unter Winkeleinschuß ein größerer Teil des Schauers im Detektor enthalten, was die im Detektor deponierte Energie erhöht. Simulationen zeigen, daß in der Summe die gemessene Energie mit zunehmendem Einschußwinkel abnehmen sollte ([Bue97]).

Zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit wurden 10, 20, 30, 40 und 80 GeV-Elektronen unter Winkeln von $\theta = 10, 15,$ und 20° in den Detektor eingeschoßen. Insbesondere die Runs bei 40 und 80 GeV lieferten nicht genügend Statistik oder wiesen sonstige Probleme auf, so daß eine sinnvolle Auswertung dieser Runs nicht möglich war. So wurde zum Beispiel während eines 40 GeV-Runs bei Winkeleinschuß unter 20° die Hochspannung verstellt. Daten mit 80 GeV-Elektronen bei Winkeleinschuß unter 10° wurden überhaupt nicht genommen.

In Abbildung 7.10 ist für 10, 20 und 30 GeV-Elektronen das Verhältnis von gemessener Energie bei Winkeleinschuß zu gemessener Energie bei senkrechtem Einschuß in Abhängigkeit vom Einschußwinkel aufgetragen. Die gemessene Energie ist auch in diesem Fall als Peakposition einer an die Clustersummenverteilung angepaßten Gaußfunktion ermittelt.

Es ist für alle drei Energien eine Abhängigkeit vom Einschußwinkel festzustellen. Die gemessene Energie bei Winkeleinschuß ist niedriger als die gemessene Energie bei senkrechtem Einschuß der Teilchen. Dieser Effekt liegt bei Winkeln bis zu 20° im Bereich einiger Prozent.

Da keine Simulationen mit Elektronen unter Winkeleinschuß vorliegen, soll an dieser Stelle mit Simulationen von Photonen verglichen werden. Es kann davon ausgängen werden, daß die Systematik des Effekts die gleiche ist, wenn auch vermutlich Abweichungen in der absoluten Größe existieren ([Bue97]). Simulationen mit 10 GeV-Photonen für Einschußwinkel bis 12° ([Bue97]) ergaben eine lineare Parametrisierung der Winkelabhängigkeit der gemessenen Energie von

$$E_\theta/E_\perp = 1 - (0,0016 \pm 0,0002) \cdot \theta \quad .$$

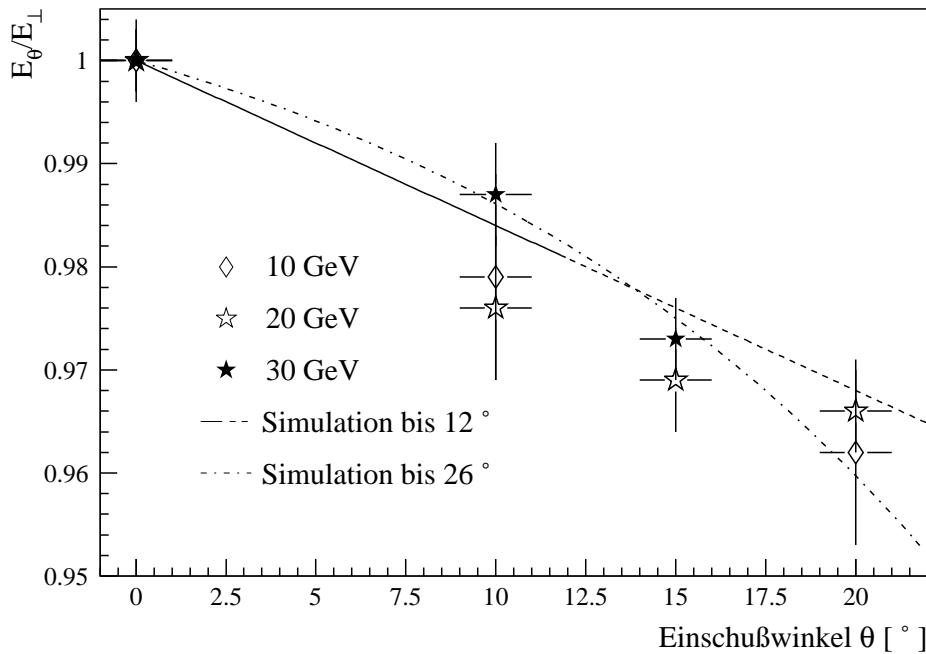


Abbildung 7.10: Verhältnis der gemessenen Energie bei Winkeleinschuß zur gemessenen Energie bei senkrechtem Einschuß als Funktion des Einschußwinkels für die Teststrahlzeitdaten 1998. Die Energien sind auf senkrechten Einschuß normiert. Die eingetragenen Funktionen entsprechen Anpassungen an Simulationsdaten von 10 GeV-Photonen ([Bue97], [Gor99]).

Simulationen mit 10 GeV-Photonen für Einschußwinkel bis 26° ([Gor99]) legen eine exponentielle Parametrisierung dieser Abhängigkeit von

$$E_\theta/E_\perp = 1 + (0,01551 \pm 0,00718) \cdot (1 - \exp\{(0,06401 \pm 0,00158) \cdot \theta\}) .$$

nahe. In Abbildung 7.10 sind beide Parametrisierungen eingezeichnet.

Im Rahmen der Fehler werden die aus Teststrahlzeitdaten bestimmten Werte durch eine exponentielle Parametrisierung beschrieben. Abbildung 7.10 kann man weiterhin entnehmen, daß die Winkelabhängigkeit der gemessenen Energie zu größeren Einschußenergien hin abnimmt. Dieser Effekt wurde auch in Simulationen mit 1 und 10 GeV-Photonen in [Gor99] beobachtet. Er könnte dadurch begründet sein,

daß bei höheren Energien unter Winkeleinschuß ein größerer Teil des Schauers im Detektor enthalten ist, der bei senkrechttem Einschuß zum Teil aus dem Detektor herausleckt. Dies wirkt mit zunehmender Energie stärker den anderen oben aufgeführten Effekten, die zu niedrigeren gemessenen Energien unter Winkeleinschuß führen, entgegen.

7.2.3 Ortsabhängigkeit der gemessenen Energie

Eine weitere Abhängigkeit der gemessenen Energie besteht vom Eintreffort der Teilchen. Dies hat ähnliche Gründe wie beim Einschuß unter verändertem Winkel. Je näher der Eintreffort der Teilchen dem Modulrand kommt, desto mehr Energie geht in nichtsensitiven Schichten zwischen den Modulen verloren.

Zur Untersuchung der Ortsabhängigkeit wurde mit Hilfe der DWC der Eintreffort der Teilchen auf den Detektor in mehrere Bereiche innerhalb eines Moduls eingeteilt und für jeden dieser Bereiche einzeln die Peakposition der gemessenen Energie aus den Clustersummenspektren bestimmt. Die Eintrefforte wurden in y-Richtung in einen Bereich von $\pm 5\text{mm}$ um die Modulmitte, einen Bereich von $\pm 5\text{mm}$ um einen 10 mm von der Modulmitte entfernten Einschußort und einen dritten Bereich von $\pm 2,75\text{ mm}$ um einen $17,75\text{ mm}$ von der Modulmitte entfernten Einschußort aufgeteilt. Ausreichende Statistik für diese Analyse enthielten nur die 10 und 20 GeV -Elektronen-Daten.

Abbildung 7.11 zeigt die gemessene Energie als Funktion des Eintreffortes im Verhältnis zum zentralen Einschuß in die Modulmitte für 10 und 20GeV -Elektronen. Die Werte weisen für beide Einschußenergien eine Abhängigkeit vom Eintreffort auf; dieser Effekt ist jedoch klein. Die Abweichungen der gemessenen Energie bei Einschuß nahe des Modulrands von der gemessenen Energie bei zentralem Einschuß betragen weniger als $1,5\text{ \%}$.

In Simulationen mit 5 GeV -Photonen ([Bue97]) konnte die Ortsabhängigkeit durch eine quadratische Parametrisierung angenähert werden:

$$E(y)/E(y_0) = 1 + (0,00014 \pm 0,00063) \cdot y + (-0,00356 \pm 0,00042) \cdot y^2$$

Diese Parametrisierung ist in Abbildung 7.11 mit eingezeichnet.

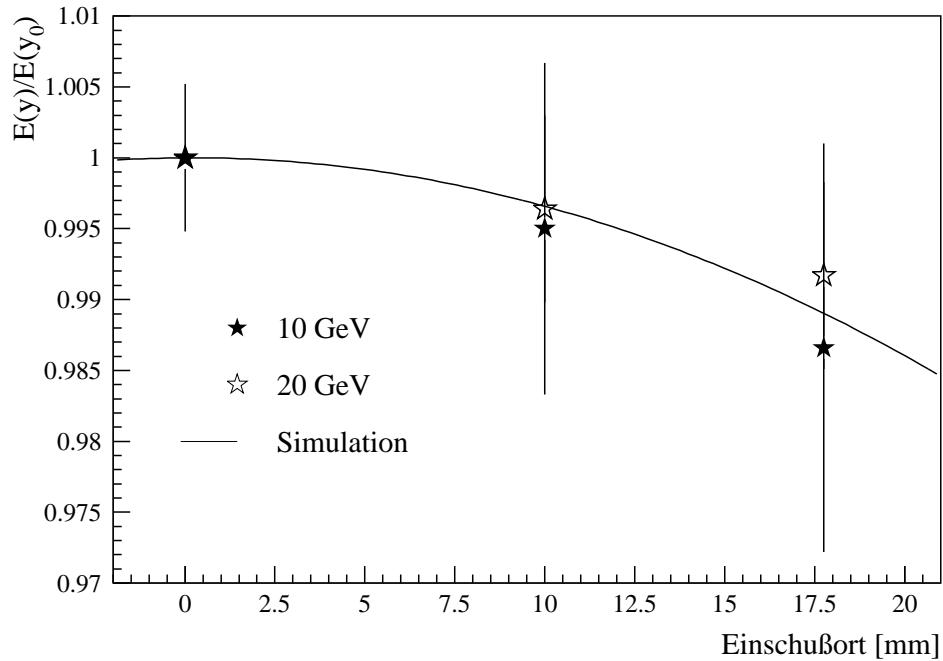


Abbildung 7.11: Abhängigkeit der gemessenen Energie vom Einschußort. Die Energien sind auf den zentralen Einschuß in die Modulmitte normiert. Dargestellt sind Ergebnisse der Teststrahlzeit 1998 für 10 und 20 GeV-Elektronen. Die eingezeichnete Funktion entspricht einer Anpassung an Simulationen mit 5 GeV-Photonen ([Bue97]).

Die Teststrahlzeitdaten werden durch die quadratische Parametrisierung gut beschrieben. Allerdings sind die statistischen Fehler groß, da durch die Einschränkung auf die DWC-Fenster nur noch relativ wenige Ereignisse für jeden der drei Bereiche vorhanden sind. Auch die Ortabhängigkeit ist ebenso wie die Winkelabhängigkeit der gemessenen Energie bei höheren Einschußenergien geringer.

7.2.4 Abhängigkeit der Ortsrekonstruktion vom Einfallswinkel

In Abschnitt 6.3.2 wurde bereits gezeigt, daß die Ortsrekonstruktion mit logarithmisch gewichteten Energien den wahren Eintreffort auch bei Einschußenergien bis

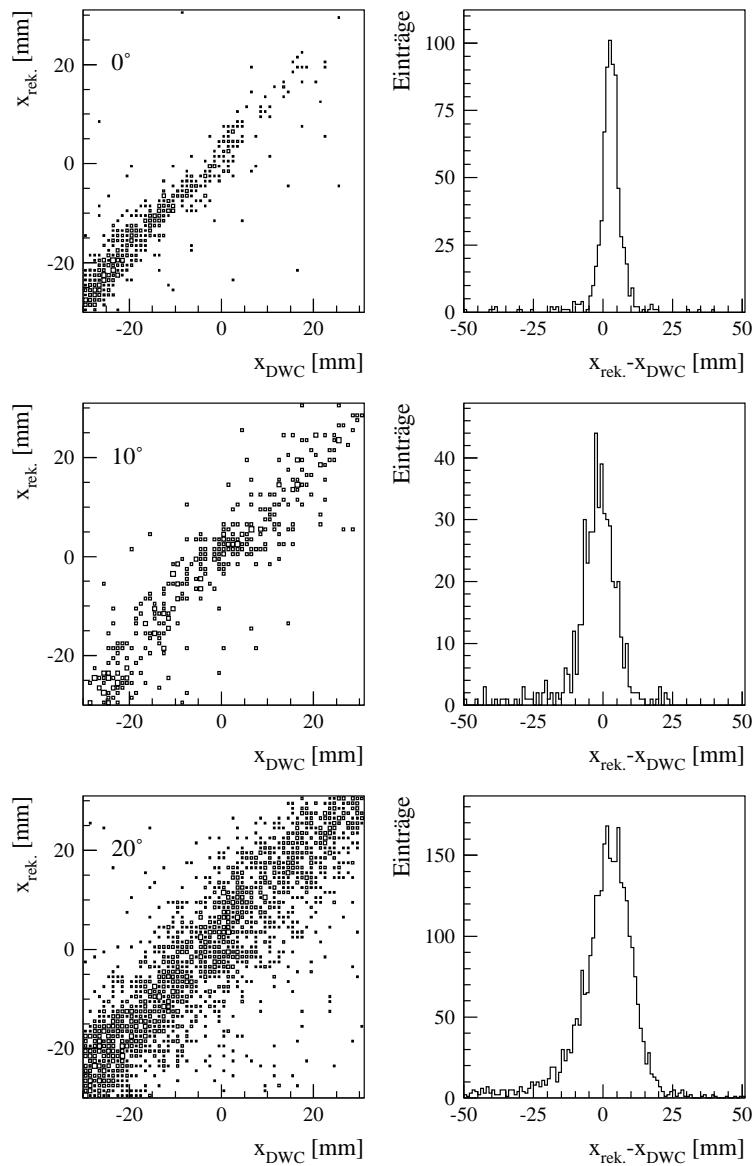


Abbildung 7.12: Logarithmisch gewichteter Schauerschwerpunkt in Abhängigkeit vom auf die Detektoroberfläche projizierten DWC-Ort sowie Abweichungen von so rekonstruiertem und DWC-Ort jeweils in x-Richtung. Die obere Reihe zeigt die Ergebnisse für senkrechten Einfall, die mittlere für einen Einfallswinkel von 10° und die untere für einen Einfallswinkel von 20° , jeweils bei einer Einschußenergie von 20 GeV.

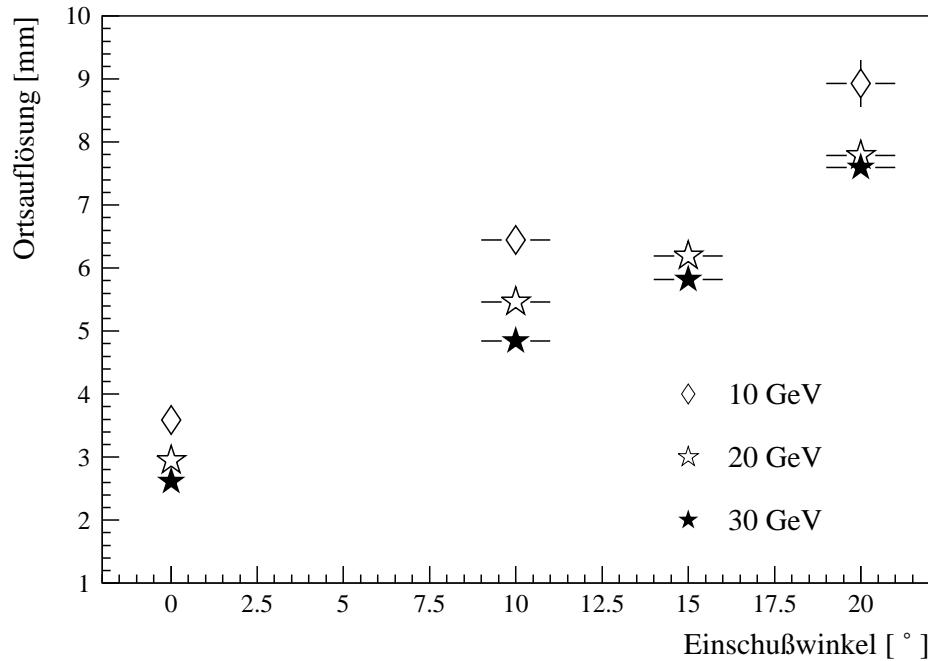


Abbildung 7.13: Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Einschußwinkel für 10, 20 und 30 GeV-Elektronen.

zu 80 GeV gut wiedergibt. An dieser Stelle soll darüber hinaus analysiert werden, wie sich die Ortsrekonstruktion bei Einschuß von Teilchen, die unter einem Winkel zur Senkrechten auf das Bleiglas treffen, verhält. Treffen Teilchen unter einem Winkel auf das Bleiglas, so liegt der Schauerschwerpunkt nicht mehr unbedingt im Einschußmodul; vielmehr ist die Projektion des Schauerschwerpunkts auf die Detektoroberfläche um eine Strecke d gegenüber dem wahren Eintreffort verschoben. Da während der Teststrahlzeit die relative Position des um verschiedene Winkel gedrehten Detektors zur DWC nicht gemessen wurde, ist für die Runs mit Winkeleinschuß bei verschiedenen Energien der wahre Eintreffort der Teilchen auf dem Detektor nicht bekannt. Daher ist es nicht möglich, eine absolute Verschiebung d anzugeben.

Die Güte der Ortsrekonstruktion für Teilchen, die unter einem Winkel zur Senkrechten auf den Detektor treffen, kann jedoch in Form der Ortsauflösung abgeleitet werden, ohne den wahren Eintrefforts der Teilchen zu kennen. In Abbildung 7.12 ist

der logarithmisch gewichtete Schauerschwerpunkt gegen den auf die Detektoroberfläche projizierten DWC-Ort für verschiedene Einfallswinkel θ bei einer Einschußenergie von 20 GeV aufgetragen. Der so bestimmte Schwerpunkt gibt den Eintreffort auch bei Einschuß der Teilchen unter einem Winkel recht gut wieder, wie man an dem linearen Verlauf der Verteilung erkennen kann. Die Verteilung verbreitert sich allerdings mit zunehmendem Winkel deutlich, was einer Verschlechterung der Ortsauflösung entspricht.

In Abbildung 7.13 ist die Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Einschußwinkel für Einschußenergien von 10 bis 30 GeV dargestellt. Während die Ortsauflösung bei senkrechtem Einfall der Teilchen etwa zwischen 3,5 und 2,5 mm beträgt, verschlechtert sich dieser Wert bei einem Einschuß unter 20° auf etwa 9,0 bis 7,5 mm.

Eine solche Verschlechterung der Ortsauflösung bei Winkeleinschuß wurde auch in Simulationsdaten für 1 und 10 GeV-Photonen bei Winkeleinschuß bis 10° ([Bue97]) und in experimentellen Daten für Elektronen bei Winkeleinschuß bis 6° ([Rot91]) festgestellt.

7.3 Teilchenidentifizierung

Für den Einsatz des Bleiglasdetektors im Experiment ist es wichtig, Hadronen von Elektronen und Photonen unterscheiden zu können. Wie in Abschnitt 6.3.3 erläutert wurde, bieten sich dazu vor allem zwei Möglichkeiten an:

- Die Unterscheidung anhand der gemessenen Energie für minimal ionisierende Hadronen sowie
- die Unterscheidung anhand der Schauerausdehnung für aufschauernde Hadronen.

Beide Vorgehensweisen sollen an dieser Stelle näher untersucht werden.

7.3.1 Minimal ionisierende Teilchen

Abbildung 7.14 zeigt die Verteilungen der gemessenen Energie für Elektronen und positiv geladene Pionen bei einer Einschußenergie von 40 GeV. Die gemessene Ener-

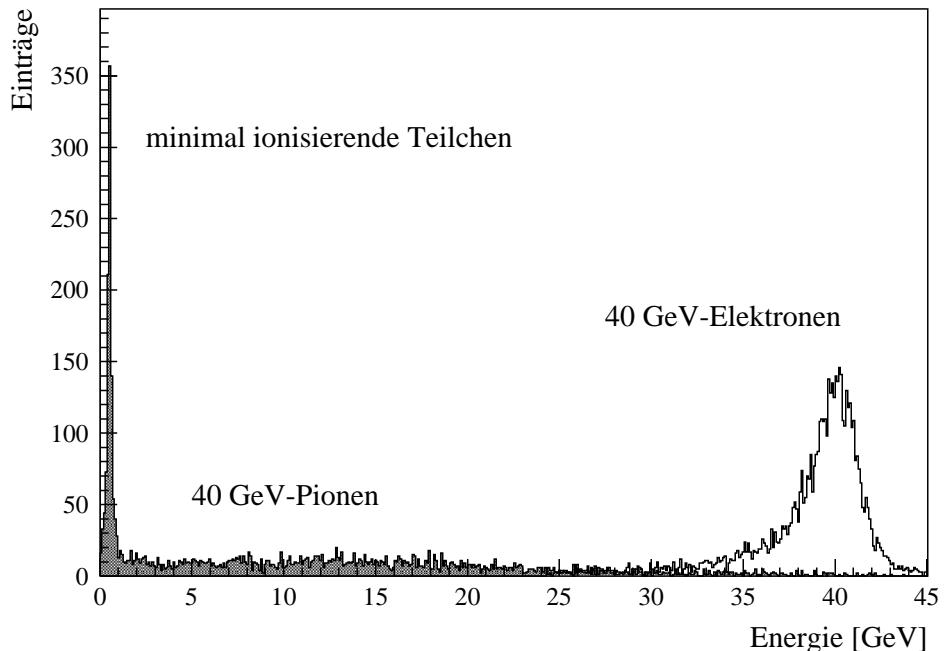


Abbildung 7.14: Verteilungen der gemessenen Energie für Pionen (grau unterlegt) und Elektronen einer Einschussenergie von 40 GeV. Im niederenergetischen Bereich ist der MIP-Peak zu erkennen.

gie wurde als Clustersumme bestimmt. Während die Elektronen fast ihre gesamte Energie im Detektor deponieren, erkennt man im niederenergetischen Bereich des Pionenspektrums den charakteristischen MIP⁽¹⁾-Peak. Er wird durch geladene Pionen verursacht, die das Detektormaterial entlang der Flugbahn nur minimal ionisieren, so daß kein Schauer ausgelöst wird und die im Detektor gemessene Energie lediglich durch die von dem Primärteilchen abgestrahlten Čerenkovphotonen gegeben und dementsprechend gering ist. Nur ein Teil der Pionen schauert auf und liefert damit Einträge oberhalb des MIP-Peaks. Wendet man auf die gemessene Energie der detektierten Teilchen einen sogenannten *Energiecut* an, werden die minimal ionisierenden Hadronen, die sich unterhalb dieser Energieschwelle befinden, unterdrückt. Dadurch gehen allerdings auch niederenergetische Elektronen und Photonen ver-

¹Minimal Ionizing Particle

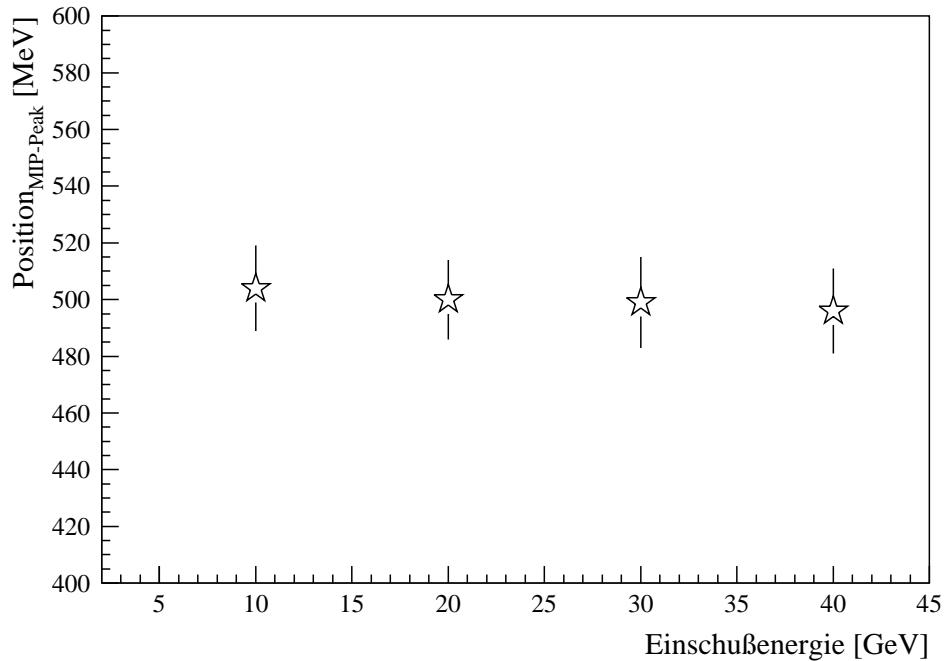


Abbildung 7.15: Position des MIP-Peaks in Abhängigkeit von der Einschussenergie.

loren. In der Analyse des WA98-Experiments werden alle Teilchen unterhalb von 750 MeV verworfen.

Im Folgenden soll die Abhängigkeit der Position des MIP-Peaks von der Einschussenergie untersucht werden. Während der Teststrahlzeit stand ein Hadronenstrahl nur für eine Einschussenergie von 40 GeV zur Verfügung. Die Position des MIP-Peaks für andere Einschussenergien wurde anhand der Hadronenkontamination in den verwendeten Elektronenstrahlen ermittelt. Zu diesem Zweck wurden die Verteilungen der gemessenen Energien bei ausgeschalteter Unterdrückung der Hadronenkontamination, die ansonsten mit Hilfe des CEDARs erfolgte, untersucht. Im niederenergetischen Bereich des Spektrums zeigt sich dann der charakteristische MIP-Peak. Dessen Position bestimmt sich als Mittelwert einer an den Peak angepaßten Gaußfunktion.

In Abbildung 7.15 ist die Position des MIP-Peaks in Abhängigkeit von der Einschussenergie dargestellt. Im hier untersuchten Energiebereich von 10 bis 40 GeV

ist keine Abhängigkeit von der Einschufenergie festzustellen; der MIP-Peak liegt konstant bei etwa 500 MeV. Dies läßt sich damit erklären, daß die Anzahl der abgestrahlten erenkovphotonen bei diesen Energien quasi unabhängig von der Energie des geladenen Hadrons ist (vergleiche [Kle87]). Die minimal ionisierenden Teilchen können demnach auch bei hohen Einschufenergien durch eine feste Energieschwelle von 750 MeV gut unterdrückt werden.

7.3.2 Dispersion

Aufschauernde Hadronen deponieren im Detektor in der Regel einen größeren Anteil ihrer Energie und können daher durch diese Energieschwelle nicht vollstdig unterdrückt werden, wie bereits in Abbildung 7.14 deutlich wird. Da nur etwa ein Drittel der geladenen Hadronen als minimal ionisierende Teilchen den Detektor durchlft und somit im MIP-Peak enthalten ist, die übrigen Hadronen jedoch Energien oberhalb von 750 MeV im Detektor deponieren, ist neben der Diskriminierung der minimal ionisierenden Teilchen eine weitere effiziente Diskriminierungsmethode der aufschauernden Hadronen wünschenswert. Eine Möglichkeit, bei gemessenen Energien oberhalb von 750 MeV hadronische von elektromagnetischen Schauern zu unterscheiden, ist durch die in Abschnitt 6.3.3 definierte Dispersion als Maß für die Schauerausdehnung gegeben. Da x- und y-Richtung für die Dispersionsanalyse gleichwertig sind, wird hier exemplarisch die Dispersion in einer Richtung betrachtet, wie dies auch in [Ber92] geschehen ist.

In Abbildung 7.16 sind die Verteilungen der korrigierten Dispersion für Elektronen und Pionen einer gemessenen Energie von 20 GeV in einem Energiefenster von ± 3 GeV gezeigt. Man erkennt die unterschiedliche Verteilung der Dispersion von elektromagnetisch wechselwirkenden und hadronisch aufschauernden Teilchen. Hadronen haben im Mittel eine größere Dispersion. Dies ermöglicht, analog zum Energiecut nun durch einen *Dispersionscut* Elektronen von Hadronen zu trennen. In der Analyse der experimentellen WA98-Daten wird eine energieabhängige Dispersionsschwelle von

$$D_{korr} < 0,267 \quad \text{für } (E < 10 \text{ GeV})$$

$$D_{korr} < 0,167 + 0,01 \cdot E \quad \text{für } (E \geq 10 \text{ GeV})$$

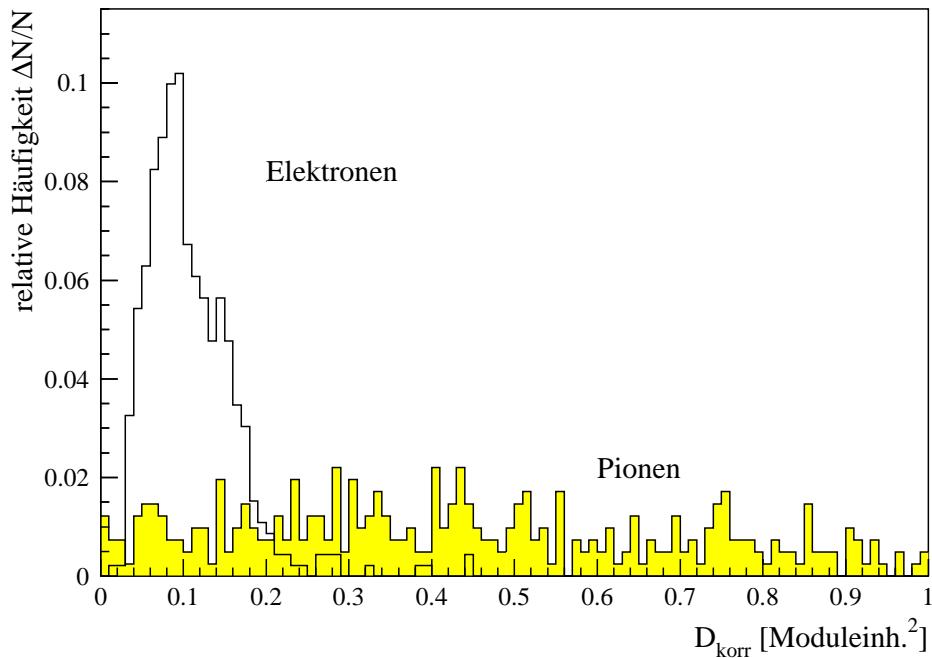


Abbildung 7.16: Korrigierte Dispersion für Pionen (grau unterlegt) und Elektronen einer gemessenen Energie von 20 ± 3 GeV.

angewandt (siehe [Cle93], [Hoe93]). Alle Teilchen, deren korrigierte Dispersion in x- oder y-Richtung oberhalb dieser Schwelle liegen, werden als höchstwahrscheinlich hadronisch wechselwirkenden Teilchen von der Analyse ausgeschlossen. Dadurch wird jedoch auch ein Anteil der Elektronen und Photonen verworfen.

Die Güte eines Dispersionscuts wird als das Verhältnis der verlorenen Elektronen beziehungsweise Photonen zu den verworfenen Hadronen definiert. Um diese zu bestimmen, wurden die korrigierten Dispersionen von Elektronen und Pionen einer gemessenen Energie von 10, 20 und 30 GeV untersucht. Die gemessene Energie wurde dabei durch ein Fenster von ± 3 GeV um 10, 20 und 30 GeV eingeschränkt.

Abbildung 7.17 zeigt den Anteil der verlorenen Elektronen als Funktion der Dispersionsschwelle für verschiedene gemessene Energien. Die Verunreinigung mit falsch identifizierten Hadronen kann auf weniger als 0,5 % abgeschätzt werden. Die Werte sind mit einem statistischen Fehler von etwa 4,5 % behaftet. Im Bereich niedri-

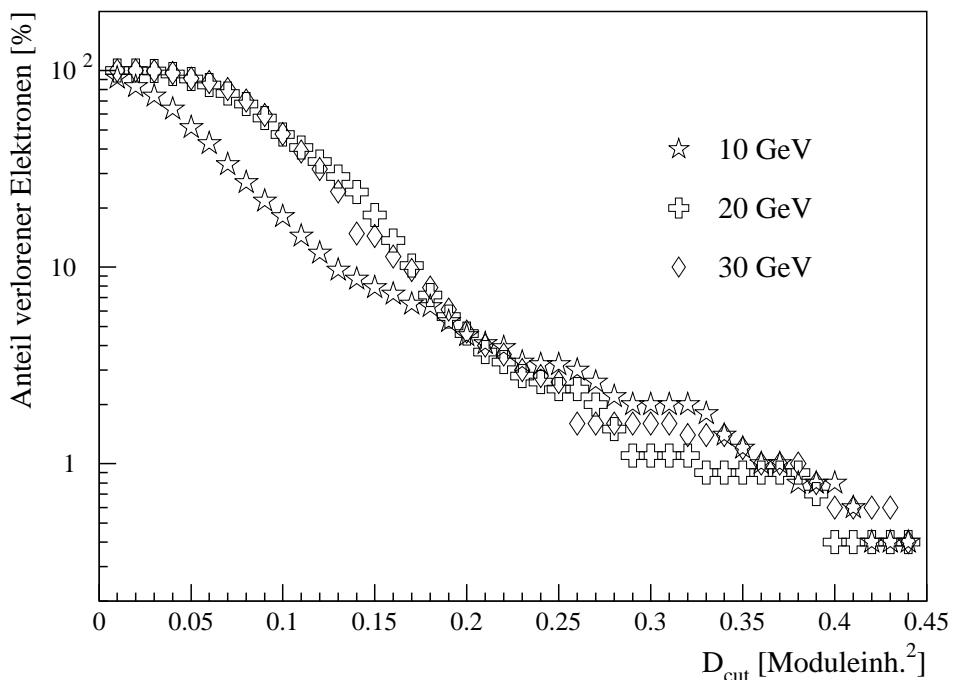


Abbildung 7.17: Anteil der verlorenen Elektronen als Funktion des Dispersionscuts für verschiedene gemessene Energien. Der Anteil ist logarithmisch aufgetragen.

ger Dispersionsschwellen zeigt sich die Energieabhängigkeit der Schauerausbreitung. Mit zunehmender Energie nimmt die laterale Ausdehnung des Schauers zu, so daß der Anteil der durch den Dispersionscut verlorenen Elektronen größer ist. Ab einem Dispersionscut bei etwa 0,2 ist der Anteil der verlorenen Elektronen im hier untersuchten Energiebereich jedoch weitgehend unabhängig von der gemessenen Energie. Simulationen mit Photonen zeigen für Einschußenergien von 1, 5 und 15 GeV eine vergleichbare Energieabhängigkeit der Schauerausbreitung ([Bue97]).

In Abbildung 7.18 ist der Anteil der verworfenen Pionen als Funktion der Dispersionsschwelle für verschiedene gemessene Energien wiedergegeben. Auch hier liegt die Kontamination mit falsch identifizierten Elektronen bei unter 0,5%. Die statistischen Fehler betragen etwa 4,5 % für Hadronen einer gemessenen Energie von 10 GeV, und etwa 8% für Hadronen einer gemessenen Energie von 20 und 30 GeV. Mit zunehmender gemessener Energie nimmt der Anteil der verworfenen Pionen ab. Dies bedeutet, daß mit zunehmender gemessener Energie die laterale Ausdeh-

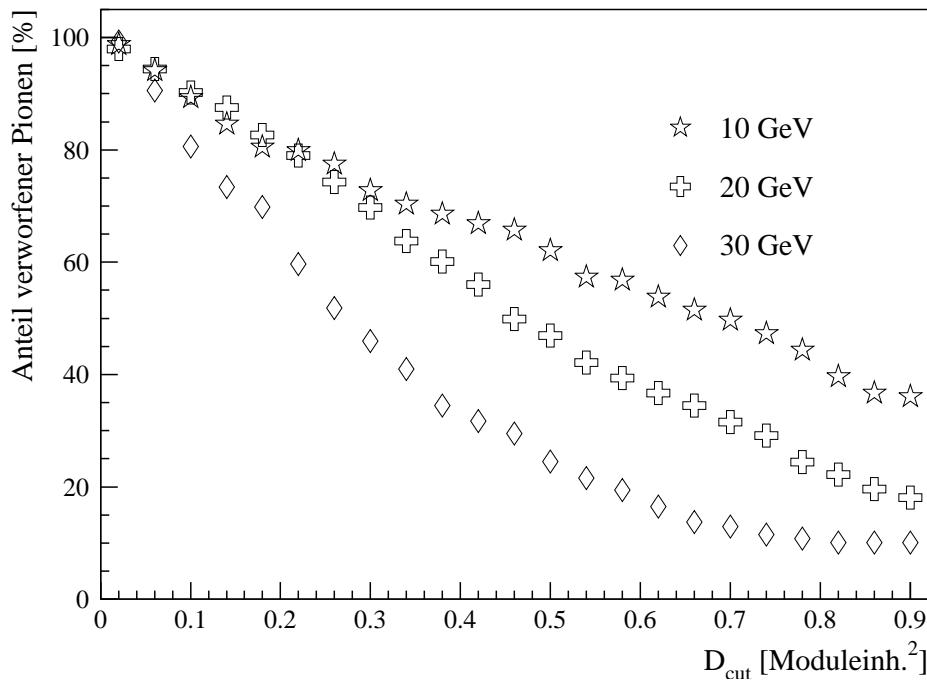


Abbildung 7.18: Anteil der verworfenen Pionen als Funktion des Dispersionscuts für verschiedene gemessene Energien.

nung des Schauers abnimmt und somit das Schauerverhalten der Pionen dem von Elektronen und Photonen immer ähnlicher wird. Dieses Verhalten lässt sich damit erklären, daß die höheren gemessenen Energien durch einen größeren durch Bremsstrahlungsprozesse oder π_0 -Zerfälle gebildeten elektromagnetischen Anteil im hadronischen Schauer zustande kommen, welcher gleichzeitig eine geringere laterale Ausdehung bewirkt.

Ein ähnlicher Verlauf des Anteils der verworfenen Pionen wurde in Simulationen mit Pionen bei Einschußenergien von 3, 5 und 15 GeV beobachtet ([Bue97]). Hier wurde vermutet, daß der elektromagnetische Anteil in den hadronischen Schauern im Mittel mit steigender Einschußenergie zunimmt.

Abbildung 7.19 zeigt als Maß für die Güte des Dispersionscuts den Anteil der verworfenen Pionen als Funktion des Anteils der verlorenen Elektronen. In diesem Bild wird deutlich, daß die Effizienz des Dispersionscuts stark von der gemessenen Energie abhängt. Der Anteil der verworfenen Pionen ist bei gleichem Anteil der

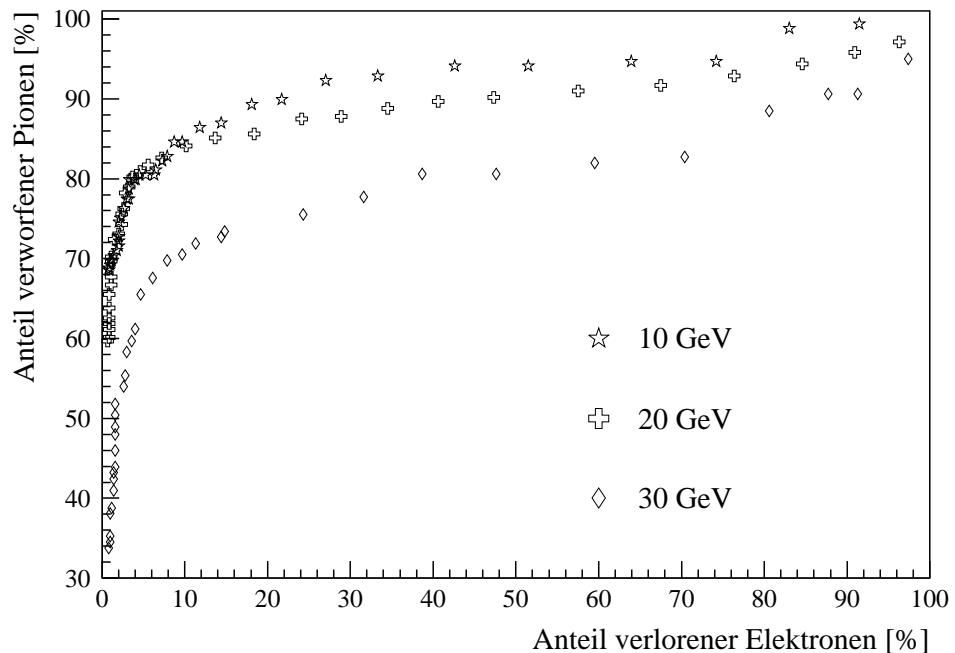


Abbildung 7.19: Effizienz des Dispersionscuts. Anteil der verworfenen Pionen in Abhängigkeit vom Anteil der verlorenen Elektronen für verschiedene gemessene Energien.

verlorenen Elektronen für niedrige gemessene Energien höher.

In Tabelle 7.4 sind für den in der Analyse der WA98-Daten verwandten energieabhängigen Dispersionscut die Anteile der verworfenen Pionen und verlorenen Elektronen für verschiedene gemessene Energien aufgelistet. Tabelle 7.5 zeigt die Anteile der verworfenen Pionen und verlorenen Elektronen für einen festen Dispersionscut von $D_{cut} = 0,267$ für alle Energien. Man sieht, daß in diesem Fall bei einer Unterdrückung von 50 - 76 % der Pionen der Elektronenverlust etwa 2 - 3 % beträgt. Es zeigt sich, daß man bei einem festen Dispersionscut für alle gemessenen Energien einen vergleichbar kleinen Anteil an Elektronen verliert und einen vergleichbar großen Anteil an Hadronen unterdrücken kann. Bei einem energieabhängigen Dispersionscut, wie er in der WA98-Analyse vorgenommen wird, unterdrückt man für höhere gemessene Energien deutlich weniger Hadronen, während der Anteil der verlorenen Elektronen nur unwesentlich sinkt. Für die weitere Analyse sollte

	10 GeV	20 GeV	30 GeV
Elektronen	2,7 %	0,9 %	0,4 %
Pionen	76,3 %	61,1 %	26,6 %

Tabelle 7.4: Anteil der verlorenen Elektronen und verworfenen Pionen für verschiedene gemessene Energien bei dem in der Analyse der WA98-Daten verwandten energieabhängigen Dispersionscut.

	10 GeV	20 GeV	30 GeV
Elektronen	2,7 %	2,0 %	1,6 %
Pionen	76,3 %	73,1 %	50,4 %

Tabelle 7.5: Anteil der verlorenen Elektronen und verworfenen Pionen für verschiedene gemessene Energien bei einem festen Dispersionscut von $D_{cut} = 0,267$.

man daher im Hinblick auf eine effiziente Unterdrückung von Hadronen einen festen Dispersionscut für alle gemessenen Energien in Betracht ziehen.

Die hier vorgestellten Ergebnisse zur Effizienz des Dispersionscuts lassen sich mit früheren experimentellen Ergebnissen und Simulationen vergleichen. Dabei muß jedoch beachtet werden, daß in den Simulationen die Dispersion für verschiedene Einschußenergien bestimmt wurde, während in dieser Arbeit stattdessen die Dispersion für verschiedene gemessene Energien untersucht wurde, da die gemessene Energie die eigentliche in der Analyse der WA98- oder PHENIX-Daten zugängliche Größe darstellt.

In [Ber92] wird für gemessene Energien von 10 GeV bei einem Elektronenverlust von etwa 3 % eine Pionenunterdrückung von etwa 60 % angegeben. Diese Werte sind nur leicht schlechter als die hier angeführten. In [Schl94] werden bei einer gemessenen Energie von 3 GeV ein Elektronenverlust von etwa 5 % bei einer Pionenunterdrückung von etwa 45 % gefunden. Diese wesentlich schlechteren Effizienzen können auf eine nur ungenaue Teilchenidentifizierung während der Teststrahlzeit 1993/94 zurückgeführt werden.

Aus Simulationen in [Bue97] ergibt sich für Einschußenergien zwischen 1 und

10 GeV ein Photonenverlust von etwa 1 % bei einer Pionenunterdrückung von 60 - 70 %, was einer etwas besseren Effizienz als der hier bestimmten entspricht. Diese Abweichungen sind jedoch sehr gering und können damit erklärt werden, daß die aus Simulationen bei verschiedenen Einschußenergien bestimmten Effizienzen wie bereits erwähnt nicht direkt mit den experimentellen Ergebnissen bei verschiedenen gemessenen Energien verglichen werden können.

8. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden Eigenschaften eines Bleiglasdetektors untersucht, der im WA98-Experiment am CERN unter anderem dem Nachweis direkter Photonen aus einem möglichen Quark-Gluon-Plasma diente. Im zukünftigen PHENIX-Experiment soll er neben derartigen Signalen im Rahmen eines Schwerionenprogramms auch ein erweitertes Spektrum elektromagnetischer Signale im Rahmen eines Spinprogramms messen. Die Untersuchungen verwendeten Daten, die in einer Teststrahlzeit 1998 am CERN aufgenommen wurden, in deren Verlauf vier Supermodulen dem Beschuß sowohl durch Pionen als auch durch Elektronen unterschiedlicher Energien und Einfallsinkel ausgesetzt waren.

An den Rohdaten wurden zunächst zeitunabhängige und zeitabhängige Korrekturen vorgenommen. Im nächsten Schritt erfolgte die Eichung der Module mittels des sogenannten GAMS-Algorithmus. Bei diesem Analysevorgehen zeigte sich, daß der während seines Einsatzes im WA98-Experiment sehr stabil laufende Detektor unter den Bedingungen des während der Strahlzeit vereinfachten Testaufbaus entsprechenden an das Auslese- und Kontrollsysteem gestellten Erwartungen nicht genügte. So ließen sich beispielsweise ein verstärktes, modul- und zeitabhängiges Rauschen der ADC-Boards sowie eine erhöhte Drift der LED-Peakposition in den Photovervielfächern feststellen.

Aus den korrigierten und geeichten Daten konnten Aussagen über das Auflösungsvermögen, die Linearität der Detektorantwort sowie die Güte der Teilchenidentifizierung abgeleitet werden.

Die Energieauflösung bei Einschußenergien oberhalb von 30 GeV erwies sich dabei als von den bisher vorliegenden Parametrisierungen nicht adäquat beschrieben. Diese waren aus Simulationen und früheren Teststrahlzeitdaten im Energiebereich bis 20 GeV bestimmt worden. Eine aktualisierte Parametrisierung unter Berücksichtigung der neuen Ergebnisse bis 80 GeV wurde angegeben.

Die Ortsrekonstruktionsmethode des logarithmisch gewichteten Schwerpunkts konn-

te bis zu einer Einschußenergie von 80 GeV erfolgreich angewendet werden. Die daraus bestimmte Ortsauflösung stimmt bis auf eine leichte Abweichung bei 80 GeV gut mit der Extrapolation bisheriger Teststrahlzeitdaten und Simulationen überein. Das aus den neuen Teststrahlzeitdaten gewonnene Verhältnis zwischen im Detektor gemessener Energie und Einschußenergie wird für Einschußenergien von 30 bis 80 GeV nicht gut durch den aus Simulationen erwarteten nichtlinearen Zusammenhang beschrieben. Die während der gleichen Teststrahlzeit mit einem Blei-Szintillator-Detektor gemessenen Daten zeigen ein ähnliches, von entsprechenden Simulationen abweichendes Verhalten. Dies läßt vermuten, daß möglicherweise während der Messungen nominelle und tatsächliche Strahlenergien nicht übereinstimmten oder starke Nichtlinearitäten der von beiden Detektoren genutzten ADC-Boards existierten. Es ist jedoch auch eine Überschätzung der Absorptionseffekte in den Simulationen als Erklärung für diese Abweichungen denkbar.

Die gemessene Energie zeigt neben ihrer Abhängigkeit von der Einschußenergie auch eine Abhängigkeit vom Einschußwinkel. Ein solches Verhalten war bereits früher in Simulationen mit Photonen gefunden worden. Obwohl ein direkter Vergleich zwischen gemessenen Elektronen und simulierten Photonen nicht ohne weiteres möglich ist, erwartet man eine vergleichbare Systematik und Größenordnung des Effekts, welche sich experimentell bestätigen ließen. Gleicher ergab sich für die Abhängigkeit der gemessenen Energie vom Einschußort.

Für die Rekonstruktion des Teilchenortes konnte ebenfalls eine Winkelabhängigkeit festgestellt werden. Die Ortsauflösung als Maß für die Güte der Ortsrekonstruktion verschlechtert sich dabei mit zunehmendem Winkel.

Des weiteren wurde die Teilchenidentifizierung sowohl mit Hilfe einer Energie- als auch einer Dispersionsschwelle behandelt. Es läßt sich aus der unabhängig von der Einschußenergie konstanten Position des MIP-Peaks schließen, daß die bisher angewendete Energieschwelle von 750 MeV für die Unterdrückung von minimal ionisierenden Teilchen auch bei hohen Einschußenergien angemessen ist. Außerdem wurde die Effizienz einer Dispersionsschwelle zur Diskriminierung aufschauernder Hadronen für unterschiedliche im Detektor gemessene Energien bestimmt.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen zum Detektorverhalten wurden als Teil der Vorbereitungen zum Einsatz des Bleiglasdetektors im PHENIX-Experiment durchgeführt. Insgesamt erwiesen sich die vorhandenen Simulationen

als mit den vorgestellten experimentellen Ergebnissen im Rahmen der Fehler ver- einbar, so daß auch unter den neuen Anforderungen im PHENIX-Experiment die Gültigkeit der Simulationen und der daraus abgeleiteten Detektoreigenschaften an- genommen werden kann. Die experimentellen Ergebnisse sind jedoch mit nicht uner- heblichen Fehlern behaftet. Diese ergeben sich unter anderem daraus, daß aufgrund der obengenannten Probleme die erfolgte Kalibration nicht als endgültig zufrieden- stellend angesehen werden kann. Eine erneute Überprüfung einiger Detektoreigen- schaften erscheint daher wünschenswert. Insbesondere die Abhängigkeit der gemes- senen Energie von der Einschußenergie bedarf einer weiteren Untersuchung, da hier offensichtlich systematische - wenn auch im Rahmen der Fehler nicht signifikante - Abweichungen von dem aufgrund von Simulationen erwarteten Verhalten auftraten. Zum einen sollten die Simulationen unter Berücksichtigung der hier vorgestellten ex- perimentellen Daten neu betrachtet werden. Zum anderen bietet es sich an, während des PHENIX-Experiments die Nichtlinearität der Detektorantwort anhand der in π^0 -Zerfällen entstehenden Photonen auch experimentell erneut zu untersuchen. Aus der Differenz des bekannten Wertes der π^0 -Masse und dem aus den gemessenen Photonenergien und -winkeln rekonstruierten läßt sich die Nichtlinearität der ge- messenen als Funktion der tatsächlichen Energie bestimmen. Fraglich ist jedoch, welche statistische Signifikanz sich in dieser Analyse insbesondere bei hohen Ener- gien bis 80 GeV erreichen läßt. Alternativ könnte auch eine erneute Teststrahlzeit durchgeführt werden. Es sollte dann darauf geachtet werden, daß alle im Detektor vorgesehenen Kontrollmechanismen zum Einsatz kommen und schon während die- ser eventuellen neuen Teststrahlzeit sichergestellt wird, daß der Detektor im Betrieb keine Unregelmäßigkeiten aufweist.

Literaturverzeichnis

- [Agg96] M.M.AGGARWAL ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 372** (1996) 143
- [Aki99] Y.AKIBA ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 433** (1999) 143
- [Alt95] G.ALTARELLI und G.RIDOLFI, Nucl. Phys. B(PS) **39B** (1994) 106
- [Awe89] T.C.AWES ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 479
- [Awe92] T.C.AWES ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 311** (1992) 130
- [Bad82] A.BADEN ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 189
- [Bar98] C.BARLAG ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 406** (1998) 299
- [Bas99] S.BASS ET AL., J. Phys. **G25** (1999) 1
- [Bat97] S.BATHE, *Untersuchungen zur Nachweiswahrscheinlichkeit eines Streamer-Tube-Detektors*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [Ber92] F.BERGER ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 321** (1992) 152
- [Blu93] C.BLUME, *Entwicklung eines modularen Bleiglaskalorimeters und seiner Kalibrationsmethode*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [Blu98] C.BLUME, *Produktion neutraler Mesonen in heißer Materie*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1998

- [Boh96] E.-M.BOHNE, *Einsatz eines Bleiglasdetektors zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1996
- [Buc99] D.BUCHER, private Mitteilungen, 1999
- [Bue97] H.BÜSCHING, *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglaskalorimeter LEDA - Eine Computersimulation -*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1997
- [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
- [EA99] SPS+LEP EXPERIMENTAL AREAS GROUP, *Short Introduction to the use of the H6 beam*, CERN, 1999
- [Gor99] S.GORUS, *Untersuchungen von Eigenschaften des Bleiglasdetektors LEDA durch Computersimulationen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1999
- [Har96] J.W.HARRIS und B.MÜLLER, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71
- [Hoe93] G.HÖLKER, *Produktion inklusiver Photonen und neutraler Pionen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [Ike98] K.IKEMATSU ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 411** (1998) 238
- [Jaf90] R.L.JAFFE und A.MANOHAR, Nucl. Phys. **B 337** (1990) 509
- [Kap92] J.KAPUSTA, P.LICHARD und D.SIEBERT, Phys. Rev. **D 44** (1992) 2774
- [Kap98] J.S.KAPUSTINSKI ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 409** (1998) 173

- [Kle87] K.KLEINKNECHT, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1987
- [Kle99] C.KLEIN-BÖSING, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1999, in Vorbereitung
- [Lae96] E.LAERMANN, Nucl. Phys. **A 610** (1996) 1
- [Lib95] B.LIBBY ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 376** (1995) 244
- [Lin97] W.LIN ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 389** (1997) 415
- [Mat86] T.MATSUI und H.SATZ, Phys. Lett. **B 178** (1986) 416
- [Mor98] D.P.MORRISON ET AL., Nucl. Phys. **A 638** (1998) 565
- [Mou85] T.MOUTHUY ET AL., *Analysis for GAMS4000*, interner Bericht der NA12-Kollaboration, CERN-Preprint CERN/EP/NA12/AP/jr, CERN, Genf, 1985
- [Nag95] S.NAGAMIYA, *PHENIX and Spin Physics*, in proceedings of the RIKEN Symposium on spin structure of the nucleon, 1995 Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1998
- [Neu95] S.NEUMAIER ET AL., Nucl. Instr. and Meth **A 360** (1995) 593
- [Got99a] Y.GOTO, Nucl. Phys. B(PS) **79** (1999) 588
- [Got99b] Y.GOTO, private Mitteilungen, 1999
- [Pei87] T.PEITZMANN, *Kalibration eines Bleiglasdetektors und Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1987
- [Pei96] T.PEITZMANN ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 376** (1996) 368
- [Pei97] T.PEITZMANN, *Kernmaterie unter extremen Bedingungen - Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma -*, Habilitation, Institut für Kernphysik, Münster, 1997

- [Per90] D.H.PERKINS, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley Publishing Company, Bonn, 1990
- [PHE93] PHENIX-KOLLABORATION, *PHENIX Conceptual Design Report*, BNL, 1993
- [Raf82] J.RAFELSKI und B.MÜLLER, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066
- [Rey95] K.REYGERS, *Aufbau eines Streamer-Tube-Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1995
- [Rot91] B.ROTTERS, *Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden und Teilchenidentifizierung bei einem segmentierten Kalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1991
- [Rya98] V.G.RYABOV, Nucl. Instr. Meth. **A 419** (1998) 363
- [Sche94] G.SCHEPERS, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitorsystems für ein modulares Bleiglasspektrometer*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Sche99] G.SCHEPERS, private Mitteilungen, 1999
- [Schl94] H.SCHLAGHECK, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1994
- [Schn93] M.SCHNITTAKER, *Entwicklung eines modularen Bleiglaskalorimeters und seiner Kalibrationsmethode*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [Shu93] E.SHURYAK und L.XIONG, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2241
- [Ste94] P.STEINHÄUSER, *Der Siliziumdriftdetektor im WA93-Experiment*, Dissertation, Frankfurt, 1994
- [Ste98] P.STEINBERG, *Search for Disoriented Chiral Condensates in 158 AGeV $^{208}Pb + Pb$ Collisions*, doctoral thesis, Massachusetts Institute for Technology, 1998

- [Tor99] H.TORII, private Mitteilungen, 1999
- [WA98] WA98-KOLLABORATION, *Proposal for a large acceptance hadron and photon spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260, CERN, Genf, 1991
- [Wil74] K.G.WILSON, Phys. Rev. **D 14** (1974) 2445
- [Wan92] X.-N.WANG und M.GYULASSY, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1480
- [Wan97] X.-N.WANG UND Z.HUANG, Phys. Rev. **C 55** (1997) 3047
- [Won94] C.-Y.-WONG, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., Singapur, 1994
- [You89] G.R.YOUNG ET AL., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 503
- [You94] G.R.YOUNG ET AL., *Monolithic circuits for Lead-Glass Calorimetry*, in proceedings of Electronics and Future Colliders Conference, Montevale, 1994

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. R. Santo für die interessante Aufgabenstellung und die Ermöglichung lehrreicher Aufenthalte am CERN, DESY und BNL, der Teilnahme an der DPG-Tagung in Freiburg und der Mitarbeit in einer internationalen Kollaboration,
- Herrn Dr. T. Peitzmann für die Betreuung dieser Arbeit, seine stete Diskussionsbereitschaft sowie seine zahlreichen Anregungen und Hinweise bei allen auftretenden Fragen,
- den Herren Dr. T. Awes, Dipl.-Phys. S. Bathe, Dipl.-Phys. H. Büsching, Dr. Y. Goto, Dr. E. Kistenev, U. v. Poblotzki, Dr. N. Saito, H. Torii, Dr. S. White für die gute Zusammenarbeit während der Teststrahlzeit 1998 am CERN,
- Herrn Dr. M. Purschke für seine unermüdliche Hilfe mit der Analysesoftware,
- Herrn N. Heine für die Erstellung einiger Illustrationen dieser Arbeit und das Layout meines Posterbeitrags für die DPG-Tagung in Freiburg,
- den Herren Dipl.-Phys. S. Bathe, Dr. C. Blume, Dr. D. Bucher, Dipl.-Phys. H. Büsching, Dr. H. Schlagheck, Dr. J. Langheinrich, Dr. T. Lister für die geduldige Beantwortung all meiner Fragen,
- allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe, H.-H. Adam, Dr. R. Glasow, Dr. A. Khoukaz, C. Klein-Bösing, S. Knoche, N. Lang, M. Merschmeyer, Dipl.-Phys. C. Quentmeier, Dr. K. Reygers, W. Verhoeven, M. Wahn, A. Wälte, für die angenehme Zusammenarbeit,
- den Herren Dipl.-Phys. H. Büsching, Dipl.-Phys. T. Eynck, Dipl.-Phys. P. Kappen und Dr. T. Lister für die kritische Durchsicht dieser Arbeit,
- meinem Freund Tim, meinen Eltern, Geschwistern und Freunden für ihre immerwährende Unterstützung, insbesondere während der Fertigstellung dieser Arbeit.

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Münster, 16. Dezember 1999

Vanessa Mexner