

Entwicklung und Erprobung
eines LED-gestützten
Monitorsystems für ein
modulares Bleiglasspektrometer

Diplomarbeit

von
Georg Schepers
aus
Münster

16. Mai 1994

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik
Wilhelm Klemm Str. 9

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Grundlagen der Quantenchromodynamik	3
1.2	Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma	5
1.2.1	Nachweis des Quark-Gluon-Plasmas	7
1.3	Motivation	9
2	Schwerionenexperimente	11
2.1	Das WA98-Experiment	11
3	Der Bleiglasdetektor	19
3.1	Elektromagnetische Schauer	20
3.2	Hadronische Schauer	21
3.3	Čerenkovstrahlung	21
3.4	Teilchenidentifizierung	22
3.5	Rekonstruktion der π^0 - und η -Mesonen	23
3.6	Das Supermodulkonzept	24
3.6.1	Das Supermodul	25
4	Die Energiekalibration	29

5	Das Monitorsystem	35
5.1	Anforderungen	36
5.2	Das LED-Konzept	36
5.2.1	Berechnung der zeitabhängigen Verstärkungsfaktoren . .	39
5.2.2	Vergleich mit dem Monitorsystem des SAPHIR	41
5.3	Die Signalgenerierung	43
5.4	Das Lichtverteilersystem	50
5.5	Das Referenzsystem	54
6	Die Kalibration	57
6.1	Das Kalibrationsverfahren	59
7	Auflösungsvermögen des Detektors	65
7.1	Die Energieauflösung	65
7.2	Die Ortsauflösung	69
8	Leistungsfähigkeit des Monitorsystems	75
9	Zusammenfassung und Ausblick	79
A	Nichtlinearitäten	81
B	Technische Daten	83

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Grundlagen der Quantenchromodynamik

Nach dem heutigen Stand des Wissens ist die Welt durch zwei Arten von Teilchen bestimmt, die sich durch ihren charakteristischen *Spin* unterscheiden. Das sind zum einen die $\text{Spin}\frac{1}{2}$ -*Fermionen*, die aufgrund des Pauli-Verbots im Zustand großer Dichte eine Mindestenergie, die Fermi-Energie, besitzen. Sie sind daher die Grundbausteine der festen Materie. Zum anderen sind das die *Bosonen*, die einen ganzzahligen Spin besitzen und die Kräfte zwischen den Fermionen vermitteln. Die Fermionen ihrerseits bestehen aus zwei Gruppen elementarer Teilchen, den *Leptonen* (leichte Teilchen) und den *Quarks* [Joy39]. Die Quarks treten allerdings nicht einzeln auf, sondern nur in gebundenen, *farblosen* Zuständen von zwei oder drei Quarks, den sogenannten Hadronen, und zwar in Folge der *Quark-Quark-Wechselwirkung*. Sie beruht auf dem Austausch von 6 Arten von *Farbladungen*. Daß hier von Farbe gesprochen wird, ist eine willkürliche Wahl, ohne Entsprechung in der Realität. Man nahm rot, blau, grün für die Quarks und dem entsprechend antirot, antiblau, antigrün für ihre Antiteilchen, die Antiquarks. Farblosigkeit wird durch Kombination dreier verschiedenfarbiger Quarks (oder Antiquarks) oder zweier Quarks mit Farbe und entsprechender Antifarbe, wie zum Beispiel rot + antirot erreicht. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch 8 verschiedene (farbig) geladene Gluonen vermittelt. Die Eichtheorie, die diese sogenannte *starke*

Wechselwirkung beschreibt (Quantenchromodynamik, kurz QCD), ist ähnlich aufgebaut wie die Eichtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkung (Quantenelektrodynamik, QED). Die Kraftgesetze in diesen beiden Theorien sind aber grundverschieden.

Die bestimmende Wechselwirkung der geladenen Leptonen beruht auf dem Austausch eines ungeladenen *Photons* (des Wechselwirkungsquants der elektromagnetischen Kraft) zwischen zwei Arten von Ladungen, einer positiven und einer negativen. Das elektromagnetische Potential V_{em} fällt mit $1/r$ ab:

$$V_{em} = -\frac{\alpha}{r}. \quad (1.1)$$

α ist die Feinstrukturkonstante.

Das *starke* Potential V_s zwischen den Farbladungen zweier Quarks hat analog einen auf dem Austausch eines Gluons (des Wechselwirkungsquants der starken Wechselwirkung) begründeten Anteil und einen zweiten Anteil, der mit dem Abstand ansteigt [Per87]:

$$V_s = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_s}{r} + kr. \quad (1.2)$$

Der Faktor k ähnelt einer Federkonstanten.

Eine alternative Beschreibung für die Wirkung der Kraft auf die Quarks ist mit der Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s gegeben, die vom Impulsübertrag q zwischen den Teilchen abhängt [Per87]:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \ln |q^2/\Lambda^2|}. \quad (1.3)$$

Dabei ist Λ ($\approx 100\text{MeV}$, konst.) der Skalenfaktor der QCD und N_f die Anzahl der *Flavours*. Der Flavour (zu deutsch: Geschmack) ist wie die Farbe eine Quantenzahl im Quarksystem: Es gibt 6 verschiedene Flavour-Quantenzustände, in denen sich die Quarks befinden können und nach denen sie als *up*-, *down*-, *strange*-, *charm*-, *bottom*- oder *top*-Quarks bezeichnet werden. Bis auf das schwerste, das top-Quark, sind alle experimentell nachgewiesen. Es gibt allerdings neueste Hinweise auf die Existenz des top-Quarks [CDF94].

Als phänomenologische Erklärung für die Wirkung der *Federkonstanten* k gilt das *String-Modell*:

Bei steigendem Abstand $r \rightarrow \infty$ ($q^2 \rightarrow 0$) zwischen den Quarks ziehen sich die *Farbfeldlinien* (gebildet durch vielfachen Gluonenaustausch) aufgrund ihrer Selbstwechselwirkung zu einem Flußschlauch oder *String*¹ zusammen. Weitere Energiezufuhr erhöht nur die Spannung des Fadens, bis dieser „reißt“ und die frei werdende Energie ein Quark-Antiquarkpaar bildet. So ist es unmöglich, die farbigen Quarks aus ihrem Verband herauszulösen. Dies wird als Farbeinschluß (*confinement*) bezeichnet.

Bei sinkendem Abstand hingegen wird die Kopplung allmählich aufgehoben: $q^2 \rightarrow \infty \Rightarrow \alpha_s \rightarrow 0$. Die Quarks werden *quasifrei* (asymptotische Freiheit).

Die statistische *Quantenchromodynamik* fordert nun, daß bei einer genügend hohen Dichte stark wechselwirkender Materie die Abgrenzung der Baryonen² aufbricht [Sat85, Boc93]. Das heißt, wenn sich die Quarks verschiedener Hadronen so nahe kommen, daß sich ihre Gluonenwolken überlappen, sind sie keinem Hadron mehr eindeutig zuzuordnen. Die Quarks können sich dann unter *Ein-Gluonen-Austausch* im gesamten Volumen dieses Zustandes quasifrei bewegen (*deconfinement*). Dieser Zustand wird als Quark-Gluon-Plasma (im weiteren Text meist QGP) bezeichnet.

1.2 Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma

Neben dem Interesse, einen neuen Zustand von Materie zu untersuchen, wäre der eindeutige Nachweis des QGP eine hervorragende Bestätigung für die Richtigkeit der QCD.

Sollte das Universum nach der allgemein akzeptierten Urknalltheorie aus einem Zustand extrem hoher Dichte und Temperatur hervorgegangen sein, so sollte die Materie kurzzeitig als Quark-Gluon-Plasma vorgelegen haben, bevor sie durch die Expansion und die damit verbundene Abkühlung in hadronische Materie, also in Protonen, Neutronen und Mesonen³ auskondensierte. Die Ha-

¹engl.: string = Faden

²griech.: barys = schwer (aus 3 Quarks bestehende Teilchen)

³griech.: mesos = mitten (Masse zwischen Hadronen und Leptonen, aus jeweils einem Quarks und einem Antiquark bestehende Teilchen)

dronisierung muß nach theoretischer Vorstellung etwa $10\mu s$ nach dem Urknall eingesetzt haben [Boc93].

Ein anderes kosmisches Beispiel für das eventuelle Auftreten des QGP ist der nach einer Supernova-Explosion gebildete Neutronenstern, in dessen Kern die Materie äußerst hoch verdichtet ist.

Das Quark-Gluon-Plasma ist also eine Phase der hadronischen Materie. Um im Experiment einen solchen Zustand zu erzeugen, der auch mit den thermodynamischen Theorien und Begriffen wie Phase, Entropie und thermodynamisches Gleichgewicht sinnvoll beschrieben und untersucht werden kann, sind hauptsächlich zwei Voraussetzungen zu erfüllen:

1. Zum Übergang von hadronischer Materie zum QGP müssen bestimmte Energiedichten erreicht werden.

Es sind Energiedichten von etwa $\epsilon = 2.5 - 3.0 \text{ GeV/fm}^{-3}$ [Sat85] nötig. In Proton-Proton-Stößen erreicht man nur eine Dichte bis zu $\epsilon = 0.3 \text{ GeV/fm}^{-3}$ [Sat85], und selbst mit relativistischen Schwerionenstößen, wie sie am BEVALAC und SIS (Schwerionensynchrotrone, die Energien von 2 GeV/Nukleon erreichen: BEVALAC - Berkeley Kalifornien und SIS - Gesellschaft für Schwerionenphysik (GSI), Darmstadt) durchgeführt werden, wird die Dichte normaler Kernmaterie ($\epsilon_{norm.} = 0.15 \text{ GeV/fm}^{-3}$) mit $\epsilon \approx 0.4 \text{ GeV/fm}^{-3}$ höchstens verdreifacht [Boc93]. Erst mit dem Erreichen von ultrarelativistischen Energien (Projektilenergie $\geq 20 \text{ GeV} - 50 \text{ GeV}$) 1986 am *BNL*⁴ und am CERN⁵ war die erforderliche Energiedichte zu bewerkstelligen [Sat85]. Wichtig für das Erreichen dieser hohen Energiedichte ist aber nicht allein die Projektilenergie, sondern auch das Vermögen des *Targets*⁶, das Projektil abzubremesen (*stopping*), so daß dessen kinetische Energie in Anregungsenergie und zum geringen Teil in Kompressionsenergie umgesetzt wird.

2. Es muß ein ausgedehntes Plasma vorliegen.

Diese Forderung beinhaltet, daß sehr viel mehr als ein Teilchen in diesem Zustand „verharren“ müssen und die freie Weglänge der Quarks im Plasma

⁴Brookhaven National Laboratory

⁵Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

⁶engl.: target = Ziel

($\sim 0.5 fm$ [Hal82]) genügend klein gegenüber der Ausdehnung des Systems sein muß. Weiterhin muß die Lebensdauer des Zustandes groß sein. Dies ist eine wichtige Voraussetzung für die Thermalisierung des Systems.

Diese Voraussetzungen können am ehesten in ultrarelativistischen Reaktionen möglichst schwerer Atomkerne erfüllt werden.

1.2.1 Nachweis des Quark-Gluon-Plasmas

Wenn ein QGP beim Stoß zweier Kerne gebildet wird, so überdauert es nur etwa $5 - 10 \times 10^{-23} s$, bevor es in sehr viele verschiedene Teilchen, überwiegend hadronischer Art, zerfällt[Boc93].

Es gibt vorrangig zwei Methoden, den Nachweis des Quark-Gluon-Plasmas zu führen:

- Die eine ist die Untersuchung der Teilchenart und -zusammensetzung, die nach einer Kern-Kern-Kollision verschieden ist, je nachdem, ob ein Plasmazustand durchlaufen wurde, oder nicht.

- Die J/Ψ -Resonanz, ein Grundzustand des Charm-Quark - Antiquark-Systems ($c\bar{c}$), soll nach einem QGP stark unterdrückt sein gegenüber *harten* Parton-Parton-Stößen im *heißen Hadronengas*, kurz HG.

Da durch die hohe Farbladungsdichte im QGP das Bindungspotential des Quarkpaares abnimmt⁷, können sich die Charm-Quarks trennen, um sich beim *Ausfrieren* des Plasmas mit größter Wahrscheinlichkeit mit den viel zahlreicheren u-, d- oder s-Quarks wieder zu verbinden [Mat86].

- Die Zahl der *Seltsamkeit* enthaltenden Teilchen soll aufgrund der unterschiedlichen Produktionsmechanismen erhöht sein, wenn ein QGP und nicht nur ein heißes Hadronengas vorgelegen hat. Im HG muß der negative Q-Wert⁸ einer Hadronenreaktion ($\sim 700 MeV$)

⁷Folge der aus der Atomphysik bekannten *Debye*-Abschirmung.

⁸Differenz der Ruhemassen vor und nach der Reaktion.

aufgebracht werden, um Seltsamkeit zu produzieren. Im QGP kommt es zu einer thermischen Produktion von Seltsamkeit, die nur die doppelte Ruhemasse der Quarks ($2m_s \simeq 300\text{MeV}$) benötigt.

- Im QGP entsteht eine besonders hohe Zahl von Dileptonen (aus Paarbildung virtueller Photonen) und von direkten Photonen (hauptsächlich aus Quark-Gluon-Compton-Streuung und aus Quark-Antiquark-Vernichtungsstrahlung).

Die letzten beiden Signaturen sind insofern interessant, da die betrachteten Teilchen entweder nicht mit der hadronischen Umgebung des Plasmas wechselwirken (Photonen und Dileptonen), oder eine ihrer Quantenzahlen unter starker Wechselwirkung erhalten bleibt (Seltsamkeit).

- Der andere Weg einen Nachweis des QGPs zu führen ist die Untersuchung der makroskopischen Folgen des Phasenüberganges selbst: Die Änderung der Teilchenzahldichte (einem Maß für die Entropie) und des mittleren Transversalimpulses der produzierten Pionen ($\langle p_T \rangle$, einem Maß für die Temperatur des erhaltenen Systems).

Beim Einsetzen des Phasenüberganges, wenn er erster Ordnung ist, sollte die Temperatur trotz weiterer Energiezufuhr nicht mehr ansteigen, bis der Vorgang quasi abgeschlossen ist. Tritt der Übergang zum QGP ein, so muß die $\langle p_T \rangle$ -Verteilung, aufgetragen gegen die Teilchenzahldichte, ein Plateau aufweisen.

Trotz intensiver Suche wurde der eindeutige Beweis für die kurzzeitige Bildung eines Quark-Gluon-Plasmas noch nicht zweifelsfrei erbracht.

Die von der NA38-Kollaboration gefundene J/Ψ -Unterdrückung [Bag90], wurde auch in $p + \text{Kern}$ -Reaktionen gemessen [Mos91], und daher von manchen nicht als Beweis akzeptiert [Bla89]. Zum anderen sind die erhaltenen Ergebnisse verschiedenen Theorien zufolge auch durch andere Effekte zu erklären:

Die erhöhte Produktion von Seltsamkeit, die die NA35-Kollaboration in $200\text{A}\cdot\text{GeV}$ $S + S$ -Stößen gegenüber $p + p$ - oder $p + \text{Kern}$ -Stößen nachgewiesen hat [Bam90], wird von vielen Theoretikern auf andere Ursachen zurückgeführt.

Auch der WA80/93-Kollaboration ist eine zweifelsfreie Bestätigung des Einsetzens eines Phasenüberganges noch nicht gelungen.

Die Messung des Anstiegs der Zahl der direkten Photonen weist noch eine zu große Unsicherheit bei der Identifizierung aus dem dominierenden Untergrund der aus Mesonenzerfall⁹ stammenden Photonen. Da der zu erwartende Anstieg im Bereich der erhaltenen Fehler liegt, ist keine eindeutige Aussage möglich [Alb91].

In der $\langle p_T \rangle$ -Verteilung bei der Reaktion O + Au bei 200 GeV/Nukleon wurde bei steigender Entropiedichte ein Plateau gefunden [Alb88], doch ist dies allein noch kein hinreichender Beweis.

Einen wirklichen Beweis für die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas im Experiment wird man nur durch Kombination von mindestens zwei durch die Theorie gestützten Plasmabedingungen führen können.

1.3 Motivation

Die zurückliegenden Experimente haben ergeben, daß die von der Theorie geforderte Energiedichte in Schwerionenstößen (O + Au, S + Au mit 200 A·GeV) schon erreicht wird.

Die weiteren Untersuchungen konzentrieren sich auf Kollisionen noch schwererer Kerne, da in diesen Reaktionen die Bedingungen für eine Thermalisierung der Reaktionszone besser erfüllt sind: Mit der Zahl der Reaktionsteilnehmer vergrößert sich das Volumen des eingenommenen Zustandes und seine Lebensdauer. Das Verhältnis der direkten Photonen zum Untergrund steigt mit der Masse der verwendeten Ionen [Cle83]. Damit sollte die Identifizierung eines signifikanten Anstieges eher gelingen.

Zu diesem Zweck werden im Herbst 1994 die ersten Experimente mit Blei-Ionen unter Beteiligung des IKP Münster in der Schweiz durchgeführt. Hierbei sollen verschiedene Plasmabedingungen untersucht werden. Der von dem Institut

⁹Hauptsächlich ungeladene π -Mesonen (π^0), die zu 98.8% in 2 Gammaquanten zerfallen, einen geringen Anteil erzeugen η -Mesonen-Zerfälle.

mitgebaute und betreute Detektor soll in einem weiteren Schwerionenexperiment wieder aufgebaut werden, das voraussichtlich 1998 in den Vereinigten Staaten stattfindenden wird. Da sich die Gesamtaufbauten der beiden Experimente stark von einander unterscheiden, mußte der Detektor ebenfalls eine flexible Gestalt haben. Der Detektor sollte nach dem Transport und dem Umbau nicht noch einmal kalibriert werden.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung und dem Bau eines Monitorsystems, das das entwickelte Detektorkonzept unterstützt und eine Aufrechterhaltung der Kalibration des Detektors über den langen Zeitraum seines Einsatzes gewährleistet. Das Energie- und das Ortsauflösungsvermögen des Detektors wurde bestimmt.

Kapitel 2

Schwerionenexperimente

Die beiden unter Beteiligung des Institutes für Kernphysik der Universität Münster geplanten und hier beschriebenen Schwerionenexperimente (WA98 und PHENIX) unterscheiden sich stark in ihrem Aufbau. Auch werden mit ihnen verschiedene Signaturen des QGPs untersucht.

2.1 Das WA98-Experiment

Das Ziel des WA98-Experimentes am SPS des CERN ist es, durch ultrarelativistische Schwerionenstöße von Blei auf Blei (bei 40, 80 und 160 $A\cdot\text{GeV}$) hoch angeregte Kernmaterie zu erzeugen und die Thermalisation des Reaktionsvolumens und den möglichen Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma zu untersuchen.

Mit Hilfe des vom IKP Münster in Zusammenarbeit mit dem Kurtschatow-Institut Moskau konzipierten Bleiglas-Photonenspektrometers sollen thermische direkte Photonen gemessen werden. Ein Anstieg der Zahl der direkten Photonen, der anhand des γ/π^0 -Verhältnisses bestimmt wird, gilt als ein charakteristisches Signal für das Erreichen eines Plasmazustandes der stark wechselwirkenden Materie.

Es handelt sich um ein *fixed target*-Experiment, das heißt, daß ein Strahl von Ionen auf ein ortsfestes Ziel trifft. Also bewegt sich der Schwerpunkt

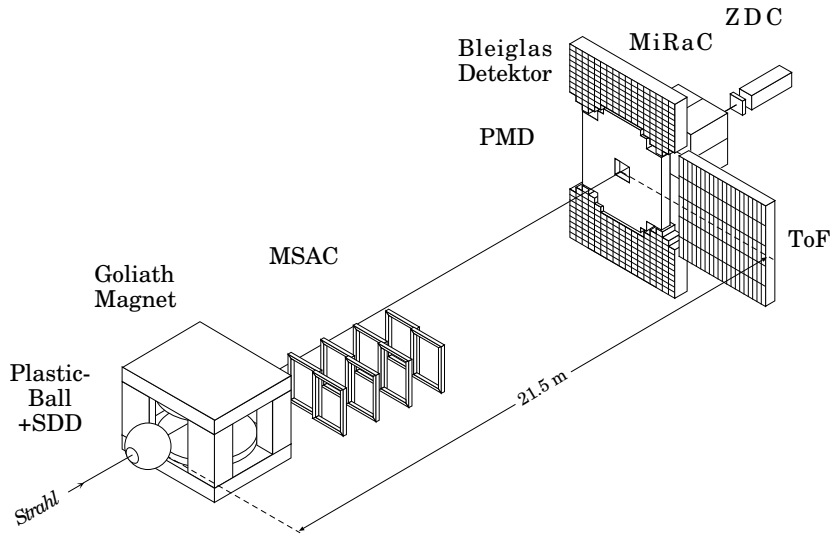


Abbildung 2.1: Aufbau des WA98-Experimentes am CERN SPS, Zeichnung: K.-H. Kampert.

der Reaktion mit relativistischer Geschwindigkeit im Laborsystem, so daß alle produzierten Teilchen einen *Lorentz-Boost* in Strahlrichtung erhalten. Die Detektoren sind in einem planaren Aufbau senkrecht zur Strahlrichtung aufgestellt. Der Bleiglasdetektor ist um 8° gegen den Strahl verkippt. Dadurch werden die Unterschiede der Winkel, mit denen die Teilchen in den Detektor eindringen, minimiert. Aufgrund der hohen Zahl an Teilchen, die bei einer solchen Kern-Kern-Reaktion emittiert werden, und des großen Untergrundes durch Zerfallsphotonen, sind hohe Ansprüche an den experimentellen Aufbau und die Datenaufnahme gestellt. Das verlangt eine gute Ereignis-Selektion schon vor der Erfassung der Daten, und damit eine geeignete Triggerelektronik. Auf diese Weise werden nur die „vielversprechenden“ Ereignisse berücksichtigt und so die Datenflut begrenzt.

Die vornehmliche Aufgabe der WA98-Kollaboration und speziell unserer Gruppe aus Münster war es, die experimentellen Aufbauten und Methoden, die auf den WA93- und WA80-Experimenten basieren, den in den Pb + Pb-Stößen nochmals stark ansteigenden Teilchenmultiplizitäten anzupassen.

Es sei nur kurz auf den Aufbau des WA98-Experimentes [Gut91] und seine

Detektoren eingegangen, die einzeln oder in Kombination mit anderen dazu dienen, Ereignisse zu charakterisieren und Teilchen zu identifizieren. Der Aufbau ist in Abbildung 2.1 skizziert.

- Das Zero Degree Calorimeter (ZDC) ist ein Sampling- Kalorimeter in Sandwichbauweise (Uran/Szintillator). Es mißt die totale Energie jedes einfallenden Strahlteilchens oder -fragments im Winkelbereich von $\theta = 0 - 0.3^\circ$.

Zusammen mit dem Startzähler, dem Strahlpositionsdetektor (Quarz-Čerenkov-Detektoren) und dem Halo-Detektor, die außerhalb des gezeichneten Ausschnitts stehen, dient das ZDC als Strahlzähler.

- Das Mid Rapidity Calorimeter (MiRaC) [You89, Awe89] ist ein Sampling-Kalorimeter in Sandwichbauweise (vorderer Teil Blei/Szintillator, hinterer Teil Eisen/Szintillator). Es mißt im mittleren Rapiditätsbereich die transversale Energie der emittierten Teilchen. Mit dem ZDC entscheidet es durch den Vergleich der in den beiden Detektoren deponierten Energie über die Zentralität des Ereignisses (je höher die im MiRaC deponierte Energie, desto zentraler ist das Ereignis und desto mehr Energie ist im Reaktionsvolumen deponiert worden). Vor dem ZDC steht der Zero-Degree-Čerenkov Detector, der die Ladung der am Stoß nicht beteiligten Teilchen bestimmt.
- Durch den Vergleich der mit zwei Silicon Drift Detectors (SDD) [Gut93a] bestimmten Multiplizitäten geladener Teilchen mit denen der Photonen, gemessen vom Photon Multiplicity Detector (PMD) [Gut93b], findet man die Ereignisse mit Photonenüberschuß heraus.
- Der Magnet Goliath bildet mit 8 Multi Step Avalanche Counters (MSACs) und dem Time-of-Flight-Detektor (ToF) ein Tracking-System. Die MSACs [Cha88] sind Gasionisationskammern, von denen ein Teil optisch mit CCD-Kameras ausgelesen wird. Bei den dem Target am nächsten postierten Kammern geschieht die Auslese elektronisch, da diese Art besser für hohe Teilchenmultiplizitäten geeignet ist.

- Der Plastic-Ball [Bad82] identifiziert niederenergetische Mesonen und Baryonen im Targetrapiditätsbereich. Er besteht aus 655 ΔE -E-Zählern.
- Die nicht eingezeichneten Streamer Tubes [Alb89] dienen als Charged Particle Veto für das Bleiglaskalorimeter. Dabei identifizieren sie zum einen die Konversionselektronen, die das Bleiglaskalorimeter nicht von den zu messenden Photonen unterscheiden kann. Zum anderen helfen sie *minimal ionisierende Teilchen* zu erkennen, die einen elektromagnetischen Schauer überlagern. Sie bedecken die ganze Front des Bleiglasses und basieren auf dem *Iarocci-Typ*-Drahtdetektor [Iar83]. Durch ihren Aufbau aus etwa 40000 einzelnen Ausleseeinheiten können sie den Ort der nachgewiesenen Teilchen mit hoher Genauigkeit bestimmen. Die Streamer Tubes sind zweilagig angeordnet. Dies erlaubt zwei verschiedene Möglichkeiten bei der Betrachtung der Ereignisse: Einerseits kann die Effizienz durch Zulassung aller Ereignisse, bei denen in mindestens einer Lage ein Teilchen nachgewiesen wird, gegenüber einer einzigen Lage gesteigert werden. Andererseits ist eine Untergrundreduktion durch Zulassung nur solcher Ereignisse, bei denen beide Detektoren bei einem durchgehenden Teilchen angesprochen haben, möglich.

Die Entwicklung des Experimentes führt zu einer noch höheren Anzahl von Reaktionsteilnehmern, von der man sich eine bessere Thermalisierung des Systems verspricht. Hierbei sind allerdings auch stark erhöhte Teilchenmultiplizitäten zu erwarten. Diese Tatsache erforderte es, den Abstand des Photonspektrometers vom Target auf 21.5 m zu vergrößern, da sich sonst die im Bleiglas entstehenden Teilchenschauer überlagern würden.

Da aber der Winkelbereich, der von dem Detektor zu erfassen ist, durch den Bereich der *interessanten* Rapidität y und der angestrebten Akzeptanz vorgegeben ist, müssen die Ausmaße des neuen Detektors der erforderlichen Entfernung angepaßt werden.

Zur Mitte ist der Detektor durch den PMD beschränkt, nach oben und unten durch den Schatten des Goliath-Magneten. Dieser lenkt die große Zahl der in der Reaktion entstehenden geladenen Teilchen zu den Seiten hin ab, so daß dieses Gebiet ebenfalls nicht für die Photonenmessung geeignet ist.

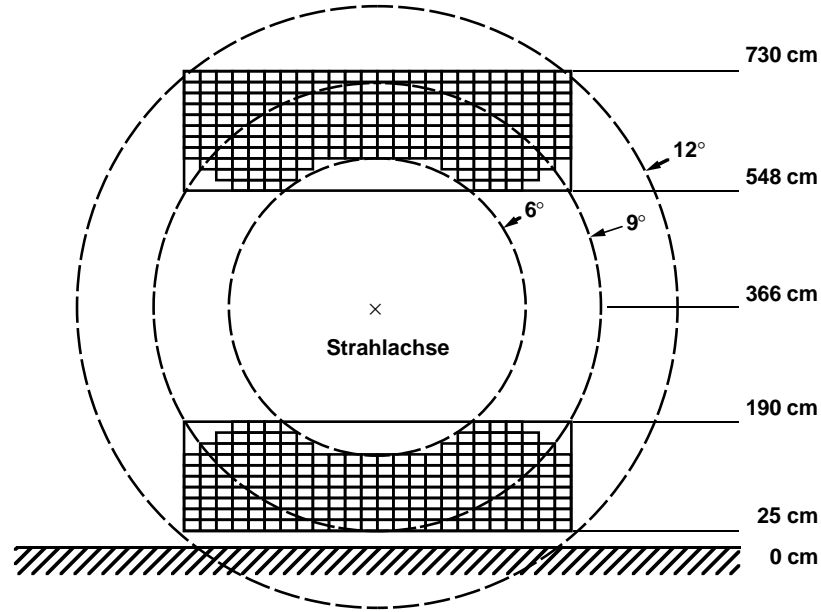


Abbildung 2.2: Der Bleiglasdetektor im WA98-Experiment.

Man erwartet den Hauptanteil der Reaktionsprodukte aus der Target-Projektilel-Wechselwirkung im Bereich mittlerer Rapidität ($y \leq 3$) [Dra89], wobei für die Targetrapidität 0 und die Projektilrapidität 6 ist. Die Rapidität entspricht der zur Strahlachse parallelen Geschwindigkeit, die sich unter Lorentztransformation addiert. Im Grenzfall ultrarelativistischer Energien, in der die Teilchenmasse gegen die kinetische Energie zu vernachlässigen ist, geht die Rapidität in die Pseudorapidität η über:

$$y = \eta \approx -\ln(\tan(\theta/2)) \quad (2.1)$$

Dabei ist θ der Polarwinkel des Teilchens im Laborsystem. Somit deckt der Detektor mit $6^\circ \leq \theta \leq 11^\circ$ und daraus folgend $2.95 \geq \eta \geq 2.3$ den mittleren Rapiditätsbereich ab.

Um eine zufriedenstellende π^0 - und η -Akzeptanz zu erreichen, ist es unerlässlich, daß der Detektor einen großen Raumwinkelbereich abdeckt. Es müssen mit großer Wahrscheinlichkeit beide Zerfallsphotonen detektiert werden, damit ihr Anteil an der Gesamtzahl der detektierten Photonen ermittelt werden kann. Akzeptanzrechnungen haben ergeben, daß mit dem in Abbildung 2.2 skizzierten Detektoraufbau annähernd die Ergebnisse der früheren, näher zum

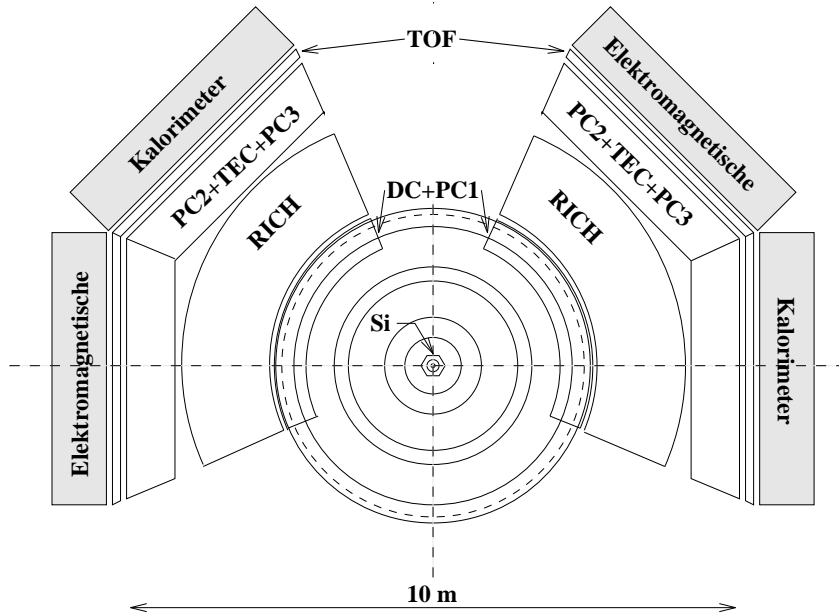


Abbildung 2.3: Aufbau des PHENIX-Experimentes am RHIC. Querschnitt des Detektors durch den nominellen Kollisionspunkt, Zeichnung: H. Schlagheck. Die radiale Symmetrie der Aufstellung der Detektorunterssysteme wird deutlich.

Target postierten Aufbauten reproduziert werden. Der Einfluß des Überlapps der beiden Zerfallsphotonen auf die Akzeptanz verschwindet bei dem großen Abstand vollkommen [Köh92].

Voraussichtlich Anfang 1998 wird das PHENIX¹-Experiment am Schwerionenbeschleuniger RHIC² des National Laboratory in Brookhaven auf Long Island beginnen. Man erwartet neue Erkenntnisse über Existenz und Eigenschaften des QGP. Im wesentlichen soll bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 200$ AGeV die Reaktion $\text{Au} + \text{Au}$ auf einen Anstieg der Produktion von Leptonenpaaren und Photonen gegenüber Reaktionen von $p + p$ und $p + \text{Au}$ untersucht werden. Dieser wäre ein Anzeichen dafür, daß sich der Zustand eines Quark-Gluon-Plasmas eingestellt hat. Da bei diesem Experiment zwei Teilchenstrahlen gleicher Energie frontal aufeinander treffen, kann die Reaktion im Schwerpunktsystem betrachtet werden. Die Detektoren sind

¹Pioneering High Energy Nuclear Ion Experiment

²Relativistic Heavy Ion Collider

Aspekt	WA98	PHENIX
Signatur	direkte Photonen + η/π^0	Leptonenpaarerzeugung + direkte Photonen
Standort	Schweiz, Genf	USA, Brookhaven
Beschleuniger	CERN-SPS	RHIC
Schwerpunktsenergie	$\sqrt{s}=17$ AGeV	$\sqrt{s}=200$ AGeV
Reaktion	Pb + Pb	Au + Au
Teilchenenergie (im Laborsystem)	10-40 GeV	2-3 GeV
gemessener Transversalimpuls	≤ 4 GeV/c	≤ 8 GeV/c
Charakteristik	fixed target	collider
Teilchenausbreitung	Lorentz-Boost	Schwerpunktssystem
Gesamtaufbau	planar	zylindersymmetrisch
Bleiglasdetektor	4 Quadranten um 8° geneigt	bis zu 45° geneigt
Abstand vom Target	21.5m	≈ 5 m
Aufgabe	Photonenmessung	Elektronenerkennung + Photonenmessung

Tabelle 2.1: Vergleich der Schwerionenexperimente WA98 und PHENIX

in einem kompakten Zylinderaufbau um die Kollisionszone gruppiert, siehe Abbildung 2.3. Die einzelnen Detektoruntersysteme dienen zum einen der Spur und Mustererkennung der entstandenen Teilchen und zum anderen der Teilchenerkennung. Der Bleiglasdetektor soll als Teil der elektromagnetischen Kalorimeter im Abstand von ≈ 5 m die entstehenden Elektronen im Transversalimpulsbereich von ≤ 4 GeV/c nachweisen. Dabei steht noch nicht fest, ob der Detektor senkrecht aufgestellt oder mit 45° -Neigung aufgehängt wird. Eventuell sollen die Kalorimerelemente durch weitere Unterbrechung noch besser an die radiale Symmetrie der Reaktion angepaßt werden, wodurch die Neigungswinkel sich ändern.

Kapitel 3

Der Bleiglasdetektor

Der vom Institut für Kernphysik der Universität Münster und dem Kurtschatow-Institut Moskau konzipierte Detektor soll in den beiden beschriebenen Schwerionenexperimenten eingesetzt werden. Entsprechend den unterschiedlichen Geometrien und Zielsetzungen der Experimente hat der modulare Bleiglasdetektor einen jeweils anderen, den Gegebenheiten angepaßten Aufbau im Experiment. Er soll vor allem Photonenenergien messen.

Dazu muß der Photonendetektor folgendes leisten:

- Er muß die Photonen nachweisen und ihre Energie messen:

Es bietet sich bei den zu erwartenden Teilchenenergien von $E \simeq 200 \text{ MeV} - 40 \text{ GeV}$ an, den Detektor als ein elektromagnetisches Kalorimeter auszulegen, in dem nahezu die gesamte Energie eines eintreffenden Teilchens deponiert wird.

- Er muß die Hadronen, die den Detektor durchdringen, von Photonen unterscheiden:

Dazu muß das Detektormaterial eine möglichst große hadronische Wechselwirkungslänge besitzen, damit die Hadronen möglichst wenig Energie im Detektor deponieren.

- Er muß die aus Mesonenzerfall stammenden Photonen von den direkten Photonen unterscheiden:

Zu diesem Zweck muß der Detektor einerseits ausgedehnt sein, um mit großer Wahrscheinlichkeit beide Zerfallsphotonen des π^0 - bzw. η -Zerfalls nachzuweisen. Andererseits muß er zur Messung der Einfallsorte segmentiert sein.

Die Energie der einzelnen Photonen wird im elektromagnetischen Bleiglas-kalorimeter durch Akkumulierung der Čerenkovstrahlung geladener Schauer-teilchen bestimmt, die von den einfallenden Teilchen induziert werden. Dieses Licht wird mit Photomultipliern in einen elektrischen Impuls umgewandelt, der wiederum auf einen ladungsempfindlichen Analog-Digital-Converter (ADC) gegeben wird. So wird die Energieinformation des nachzuweisenden Teilchen in ADC-Kanäle übersetzt.

3.1 Elektromagnetische Schauer

Die bei diesen hohen Energien dominierenden Wechselwirkungsprozesse innerhalb der Kernfelder der Detektormaterie sind bei dem Photon Paarbildung und bei Elektron sowie Positron Bremsstrahlung. Hierbei bildet das einfallende Photon ein Elektron-Positron-Paar und dieses jeweils neue hochenergetische Photonen. Dieser multiplikative Schauer-Prozess bricht bei einer *kritischen* Energie E_k ab, bei der die Wahrscheinlichkeit des Energieverlustes pro Einheitslänge der geladenen Teilchen durch Bremsstrahlung ($-\frac{dE}{dx} |_{\text{Bremsst.}}$) gleich dem durch Ionisation ($-\frac{dE}{dx} |_{\text{Ionis.}}$) der Detektoratome wird, bei dem keine weiteren Photonen entstehen. Bei dem Energieverlust durch Schauerbildung handelt es sich um einen statistischen, vom Detektormaterial abhängigen Prozeß. Darum wurde die das Detektormaterial charakterisierende Strahlungslänge X_0 eingeführt, nach der ein hochenergetisches Elektron im Mittel $1 - 1/e \approx 63\%$ seiner Energie im Detektor deponiert hat. Sie kann im ultrarelativistischem Grenzfall durch den Energieverlust definiert werden [Kle87]:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{Bremsst.}} = \frac{E}{X_0} \quad . \quad (3.1)$$

Die Energiedeposition durch den Schauer in radialer Richtung fällt angenähert exponentiell ab und ist durch den Molière-Radius R_M des Detektors beschrieben:

$$R_M = 21 \text{ MeV} \cdot X_0 / E_k \quad . \quad (3.2)$$

Damit kann eine Aussage über die in einem bestimmten Teil des Detektors deponierte Energie getroffen werden:

Über 95% der elektromagnetischen Schauerenergie sind in einem Volumen des Detektors von etwa 16 Strahlungslängen X_0 und zwei Molière-Radien R_M um die Schauerachse deponiert.

3.2 Hadronische Schauer

Im Bleiglas induzieren hadronische Teilchen keine elektromagnetischen Schauer, da der Wirkungsquerschnitt für den benötigten Bremsstrahlungsprozeß mit der Masse der einfallenden Teilchen sinkt.

Hadronische Schauer bilden sich durch aufeinanderfolgende inelastische starke Wechselwirkungen. Durch die vielen verschiedenen Sekundärteilchen, die dabei entstehen, und die auftretenden Kernreaktions- und Kernanregungseffekte kommt es zu einer komplizierten und uneinheitlichen Schauerausbreitung. Da es sich bei dieser Art der Energiedeposition ebenfalls um einen statistischen Prozeß handelt, kann man die der Strahlungslänge analoge hadronische Absorptions- oder Wechselwirkungslänge λ einführen. Sie gibt die mittlere freie Weglänge eines Hadrons an, bevor dieses stark wechselwirkt.

3.3 Čerenkovstrahlung

Bewegt sich ein geladenes Teilchen beliebiger Art in einem dispersiven Medium mit dem Brechungsindex n mit einer höheren Geschwindigkeit v als das Licht in diesem Medium ($c_{\text{Phas.}}$),

$$v > \frac{c}{n} = c_{\text{Phas.}} \quad , \quad (3.3)$$

so wird unter dem Winkel θ relativ zu seiner Flugrichtung die elektromagnetische Čerenkovstrahlung ausgesandt:

$$\cos\theta_{\check{C}} = \frac{1}{\beta} \simeq \frac{1}{n} \quad . \quad (3.4)$$

Dabei ist $\beta = v/c$. Da sich für TF1-Bleiglas (Brechungsindex $n=1.647$) ein Čerenkovwinkel von $\theta_{\check{C}} \simeq 53^\circ$ ergibt, vergrößert sich der Lichtweg zum Photovervielfacher am Ende des Moduls etwa um einen Faktor von 1.7. Der Winkel für Totalreflexion ist $\theta_{tot.R.}^{TF1} = 36^\circ$. Die Zahl der pro Energieintervall $d\dot{E}$ durch den Čerenkoveffekt emittierten Photonen ist proportional zur im Medium zurückgelegten Strecke L [Kle87]):

$$\frac{dN_{\check{C}}}{d\dot{E}} = \frac{2\pi \cdot \alpha}{hc} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon}\right) L \quad , \quad (3.5)$$

wobei α die Feinstrukturkonstante, β die Teilchengeschwindigkeit in Einheiten von c , und ϵ die Dielektrizität des Mediums ist. Da zwischen der Teilchenenergie E und der Spurlänge L ebenfalls eine direkte Proportionalität besteht, gilt:

$$N_{\check{C}-Phot.} = const. \cdot E \quad . \quad (3.6)$$

Nach Absorptionsverlusten gelangen die Photonen zu einem Photovervielfacher an der rückseitigen Stirnfläche des Moduls.

3.4 Teilchenidentifizierung

Die Unterscheidung elektromagnetischer Teilchen von Hadronen kann im elektromagnetischen Photonenspektrometer geschehen:

- durch die Untersuchung der lateralen Schauerverteilung:

Bei gleicher deponierter Energie ist die laterale Ausdehnung des hadronischen Schauers in einem elektromagnetischen Kalorimeter im Mittel größer als die eines elektromagnetischen Schauers. Durch eine laterale Segmentierung des Kalorimeters lassen sich hadronische und elektromagnetische Teilchen unterscheiden. Über das zweite zentrale Moment des Schauers, auch Dispersion genannt, ist ein Maß für die Breite

des Schauers gegeben. [Sch94]. Ein immer auftretender, durch Zerfallsphotonen neutraler Pionen induzierter, elektromagnetischer Anteil des hadronischen Schauers erschwert allerdings in manchen Fällen die Rekonstruktion des primären Schauerteilchens.

- durch die Untersuchung der longitudinalen Schauerverteilung:
 - Hadronen deponieren, da sie im elektromagnetischen Kalorimetern nicht oder kaum aufschauern, ihre Energie tiefer im Detektor als die elektromagnetischen Teilchen. Hadronen, die ihre Energie nur durch Ionisation der Detektoratome verlieren, heißen *minimal ionisierende* Teilchen. Durch eine longitudinale Segmentierung des Kalorimeters und getrennte Auslese der Detektorsegmente kann auf die Art des primären Schauerteilchens geschlossen werden [Cla92] [Boh92].
 - Die Signallaufzeitunterschiede für Pionen und niederenergetische Photonen sind in Medien mit Brechungsindex $\neq 1$ unterschiedlich. Die Pionen, die sich annähernd mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c im Detektor fortbewegen, erzeugen auf ihrer ganzen Flugstrecke Čerenkovlicht. Die Photonen induzieren praktisch am Anfang des Detektors die Čerenkovphotonen. Diese bewegen sich nur mit der Geschwindigkeit des Lichtes $c_{\text{Med.}}$ in diesem Medium fort. Die Laufzeitunterschiede der Signale steigen mit dem Brechungsindex n des durchquerten Mediums. Durch Verwendung eines Detektormaterials mit großem n und einer hochauflösenden Signalauslese (Photovervielfacher und ADC) können die einfallenden Teilchen rekonstruiert werden [Man94].

3.5 Rekonstruktion der π^0 - und η -Mesonen

Die in der Schwerionenreaktion gebildeten neutralen Pionen zerfallen noch in der Targetfolie zu $\approx 99\%$ und die η -Mesonen immerhin noch zu $\approx 40\%$ in zwei Gammaquanten. Sie bilden damit einen bedeutenden Untergrund bei dem Nachweis der entstandenen direkten Photonen aus dem Quark-Gluon-Plasma.

Trägt man die invariante Masse M aller möglichen Paarkombinationen der detektierten Photonen auf, so ergibt sich ein Peak bei der Ruhemasse des Pions:

$$M = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\theta)} \quad . \quad (3.7)$$

Dabei sind E_1 und E_2 die Energien der beiden Zerfallsphotonen und θ der Öffnungswinkel zwischen ihren Impulsvektoren.

Nach dem Abzug des kombinatorischen Untergrundes kann aus dem Peakinhalt auf die Zahl der in der Reaktion entstandenen neutralen Pionen geschlossen werden.

Die Eigenschaften der Energie- und Ortsauflösung des Detektors bestimmen die Güte der Identifizierung der Zerfallsphotonen. Für die Unsicherheit in der Auflösung der invarianten Masse gilt:

$$\frac{\sigma_M}{M} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_1}}{2E_1}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_2}}{2E_2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\theta}{2\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right)^2} \quad . \quad (3.8)$$

Hierbei sind $\sigma_{E_{1,2}}$ die Unsicherheit der Energiemessung und σ_θ die Unsicherheit der Winkelmessung, die sich direkt aus der Unsicherheit in der Ortsmessung ergibt. Eine gute Energieauflösung erfordert die Deponierung möglichst der gesamten Teilchenenergie im Detektor. Eine gute Ortsauflösung läßt sich durch eine hohe Granularität des Detektors erreichen. Bei kleinerem Modulquerschnitt erhöht sich allerdings die Zahl der Reflexionen des Čerenkovlichtes an den Modulwänden und damit steigen die Reflexionsverluste.

3.6 Das Supermodulkonzept

Der modulare Aufbau des Detektors ist die Konsequenz vielfacher zum Teil unabhängiger Überlegungen. Einige entsprechen den aus den Vorgaben erwachsenen Notwendigkeiten, andere einfach den Vorteilen, die ein solches System bietet.

Die wesentliche Vorgabe war der geplante Einsatz des Detektors in zwei – wie beschrieben – völlig verschiedenen Experimenten an zwei weit voneinander entfernten Orten. Es seien hier die Überlegungen nur in Stichpunkten erwähnt:

- Ein modularer Aufbau ermöglicht die Anpassung des Detektors an die Physik und die Geometrie des jeweiligen Experimentes.
- Ein modular gestaltetes und kompaktes Referenzsystem ist sehr viel unempfindlicher gegen beim anliegenden Transport auftretende Erschütterungen.
- Jede Untereinheit bildet einen vollkommen autarken Detektor, der es erlaubt, jegliche Art von Tests schon im Vorfeld des Experimentes im Labor sowie in Teststrahlzeiten am Beschleuniger durchzuführen.
- Es ist weit einfacher, ein „handliches“ Supermodul zu bauen und die mit ihm gelernten Schritte nur zu wiederholen, als in einem Rutsch einen „monströsen“ Detektor zusammen zu setzen.
- Die Genauigkeit der Supermodulklebeformen gewährleistet eine große Genauigkeit bei der Positionierung der Einzelmodule [Sch94], die bei einer mehr oder weniger losen Schichtung eines einzigen Großdetektors nicht gegeben ist.

3.6.1 Das Supermodul

Das Supermodul ist eine autarke Untereinheit des Bleiglasdetektors. Es besteht aus drei Komponenten (siehe Abbildung 3.1:

1. Bleiglaskörper
2. Referenzsystem
3. Ausleseeinheit

Der Bleiglaskörper besteht aus 24 Einzelbleiglasmodulen, die in einem 4×6 -Aufbau geschichtet sind. Die feste Verbindung wird durch die Kombination von Epoxidharz und einer Kohlefasermatte erreicht. Die Kohlefasermatte umschließt einmal die ganze Gruppe der Module, wobei auch die seitlichen Stahlbleche in sie mit einlaminiert sind. Diese dadurch fest eingebundenen Bleche können der zusätzlichen Befestigung der einzelnen Supermodule bei

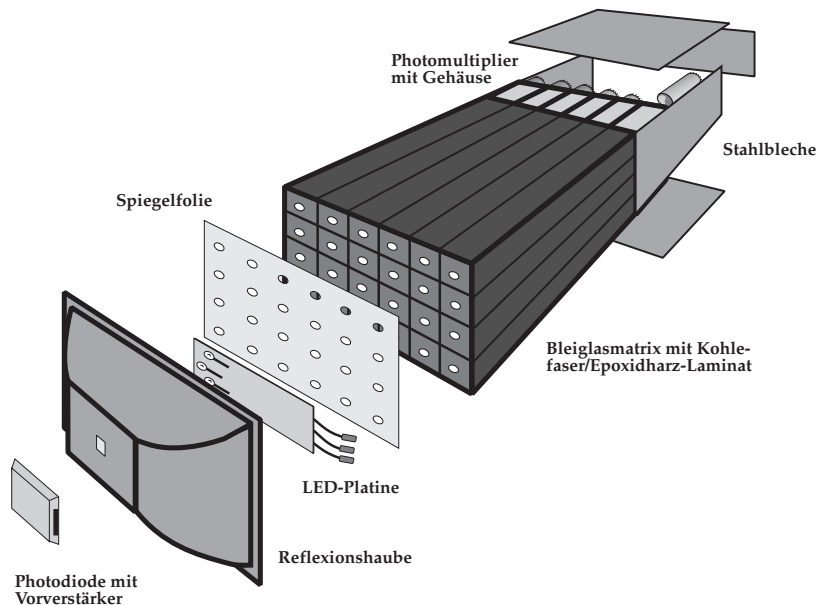


Abbildung 3.1: Aufbau des Supermoduls, Zeichnung: N. Heine.

einem stark geneigten Detektoraufbau dienen, wie er im PHENIX-Experiment geplant ist. Zwischen den einzelnen Sechserlagen ist zur Stabilisierung der Verbindung eine weitere Kohlefaserplatte eingelegt.

Die Einzelmodule sind jeweils mit einer Lage Mylarfolie umwickelt, um ein optisches Übersprechen zwischen den Modulen zu verhindern. Dazu trägt der Schrumpfschlauch bei, der die Mylarfolie vor Beschädigung schützt. Er umschließt das Bleiglasmodul und zu einem großen Teil die angeklebten Plastikteile. Die Ausleseeinheit besteht aus den Photomultipliern, deren Hochspannungsversorgung und den ADCs. Der Photovervielfacher ist in zwei Lagen μ -Metall eingewickelt. Er ist so gegen äußere Magnetfelder abgeschirmt, die die Fokussierung der Sekundärelektronen auf die Dynoden und damit die Signalverstärkung beeinflussen. Die Hochspannung wird direkt auf den Spannungsteilerplatinen der Photovervielfacher generiert.

Die ADCs haben eine interne Signalverstärkung durch die eine Verbesserung der Auflösung im unteren Energiebereich (≤ 20 MeV) erzielt wird [Sch94]. Nähere Angaben zu Aufbau und Funktionsweise der Hochspannungserzeugung und der ADCs finden sich ebenfalls in der angegebenen Referenz.

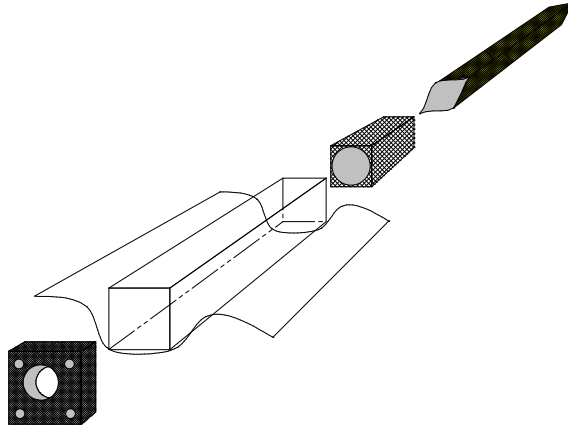


Abbildung 3.2: Aufbau des Einzelmoduls, Zeichnung: H. Schlagheck.

Das Referenzsystem besteht aus den an der Modulmatrix befestigten LEDs, der ebenfalls an den Polyamidplättchen angeschraubten Reflexionshaube und der mit einem kleinen Haube geschützten PIN-Diode. Um die Lichtverteilung zu verbessern, ist die Modulmatrix mit einer Spiegelfolie beklebt. Weiteres zum Monitorsystem siehe im Kapitel 5.

Kapitel 4

Die Energiekalibration

Die mit dem Bleiglasdetektor in Form von ADC-Kanälen (N^{ADC}) erhaltene Information über die mit ihm gemessene Teilchenenergie E_0 ist nur dann physikalisch deutbar, wenn die Antwortfunktion des Detektors:

$$f(E_0) = N^{\text{ADC}} \quad (4.1)$$

zum Zeitpunkt der Messung bekannt ist. Die verschiedenen Einflüsse, die auf die Antwortfunktion einwirken, seien hier nur qualitativ erwähnt. Sie sind an anderen Stellen dieser Arbeit in einen formalen Zusammenhang gebracht, oder es wird auf Referenzen verwiesen. Diese Abhängigkeiten müssen erkannt werden und dann entweder stabil oder berechenbar sein.

1. Aus Berechnungen (z.B. mit Monte-Carlo-Methoden) läßt sich der Schluß ziehen, daß die im Detektor deponierte Energie proportional zur totalen Spurlänge $T_{\text{dep.}}$ der geladenen Schauerteilchen im Bleiglas ist:

$$E_{\text{dep.}} \propto T_{\text{dep.}} \quad . \quad (4.2)$$

Das einfallende Teilchen hat nach dem Durchqueren einer bestimmten Schichtdicke nur einen bestimmten prozentualen Anteil seiner kinetischen Energie in Form eines Schauers deponiert. Die absolute, aus dem Detektor „herausleckende“ Schauerenergie ist somit nichtlinear von der Teilchenenergie abhängig. Dieser Vorgang ist zeitlich stabil.

Da sich der Schauer hauptsächlich in Flugrichtung des einfallenden Teilchens ausbreitet, ist eine große Tiefe des Detektors von Vorteil. Doch ist hier ein Kompromiß zwischen dem Verlust an Energieinformation durch Herauslecken des Schauers einerseits und durch die noch anzusprechende Absorption der induzierten Čerenkov-Strahlung im Bleiglas andererseits zu schließen.

2. Ein Maß für die totale Spurlänge der Elektronen und Positronen im Bleiglas ist die Zahl der pro Energieintervall emittierten Čerenkov-Photonen. Es besteht ein linearer und zeitlich stabiler Zusammenhang (nach [Kle87]):

$$\frac{dN_{\check{C}}}{dE} = \frac{2\pi \cdot \alpha}{hc} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon}\right) T_{\text{dep.}} \quad , \quad (4.3)$$

wobei α die Feinstrukturkonstante, β die Teilchengeschwindigkeit in Einheiten von c und ϵ die Dielektrizität des Mediums ist.

3. Die Zahl der an der Kathode des Photoervielfachers ankommenden Photonen $N_{\text{Phot.}}^{\text{Kath.}}$ ist aufgrund der schon angesprochenen Absorptionsverluste, denen Licht im Bleiglas unterliegt, kleiner als die Zahl der ursprünglich ausgesandten Čerenkov-Photonen $N_{\check{C}}$. Da es sich bei den Absorptionsmechanismen um spontane, mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit ablaufende Einzelprozesse der Photonen handelt, die diese vollständig aus dem Lichtimpuls entfernen, nimmt ihre Zahl exponentiell mit der durchquerten Schichtdicke x ab:

$$N_{\text{Phot.}}^{\text{Kath.}} = N_{\check{C}} \cdot e^{-\mu x} \quad . \quad (4.4)$$

Hierbei kann man μ als Absorptionskoeffizienten bezeichnen, der die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption in einer durchquerten Schichtdicke angibt. Die Verminderung der Zahl der Photonen im Bleiglas verursacht eine Nichtlinearität, stellt aber einen zeitlich konstanten Effekt dar.

4. Die Quantenausbeute $Q_{\text{Kath.}}$ der Photokathode gibt das Verhältnis der Zahl der aus der Kathode ausgelösten Elektronen $N_{e^-}^{\text{Kath.}}$ zu der Zahl der

einfallenden Photonen $N_{\text{Phot.}}^{\text{Kath.}}$ an. Es gilt also:

$$N_{e^-}^{\text{Kath.}} = Q_{\text{Kath.}} \cdot N_{\text{Phot.}}^{\text{Kath.}} \quad . \quad (4.5)$$

Die Quantenausbeute ist eine Funktion der Wellenlänge des Lichtes. Daraus ergibt sich eine effektive (mittlere) Quantenausbeute $Q_{\text{Kath.,eff.}}$, die einer Faltung der Quantenausbeute $Q_{\text{Kath.}}$ mit dem Spektrum des Lichtes $s(\lambda)$ entspricht:

$$Q_{\text{Kath.,eff.}} = Q_{\text{Kath.}} * s(\lambda) \quad . \quad (4.6)$$

5. In der Verstärkungskette des Photoervielfachers wird die Zahl der von der Kathode emittierten Elektronen auf die Zahl der an der Anode ankommenden Elektronen

$$N_{e^-}^{\text{Anode}} = G \cdot N_{e^-}^{\text{Kath.}} \quad (4.7)$$

erhöht. Die Verstärkung G des Photoervielfachers ist abhängig von der Zahl n der Verstärkungsstufen (der *Dynoden*) und deren Quantenausbeute δ . Die Verstärkung ist eine Funktion der Energie der einfallenden Elektronen, also der Beschleunigungsspannungen V_d zwischen den einzelnen Stufen. Da die Beschleunigungsspannung U zeitlichen Schwankungen unterliegt, ist die Photoervielfacherverstärkung eine zeitabhängige Größe:

$$G \propto e^{U_t - U_{t_0}} \quad , \quad (4.8)$$

Temperaturschwankungen beeinflussen die Quantenausbeute der Dynoden. Die Photoervielfacherverstärkung ist auf einem weiten Energiebereich *linear*, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

- Alle aus der Kathode oder den Dynoden emittierten Elektronen müssen auf die jeweils nächste Dynode oder am Ende auf die Anode gelangen.
- Das Potential zwischen den einzelnen Verstärkungsstufen darf nicht wesentlich durch den in der Photoervielfacherröhre fließenden Strom beeinflusst werden.

6. Die Umsetzung der Zahl der auf der Anode gesammelten Elementarladungen q in ADC-Kanäle N^{ADC} ist eingeschränkt linear. Es gilt:

$$N^{\text{ADC}} = Em \cdot N_e^{\text{Anode}} \cdot q \quad (4.9)$$

mit der Empfindlichkeit Em des ADCs, die als Kanäle pro Ladungseinheit definiert ist. Aber in den unteren Kanälen stimmt dies nicht ganz. Durch das Aufintegrieren des elektronischen Rauschens der Aufnahmeelektronik und eventueller Spannungsschwankungen addiert sich den Signalen ein zusätzlicher Untergrund. Dieser wird von Zeit zu Zeit bei Nichtanliegen eines Signals gemessen und von den ADC-Werten subtrahiert. Schwankungen in der Spannungsversorgung oder der Umgebungstemperatur führen auch bei dem ADC zu einer gewissen Zeitabhängigkeit.

Die einzelnen Bestandteile der Antwortfunktion teilen sich in zwei Kategorien auf.

- I. **Nichtlineare** Anteile, die aber in guter Näherung **zeitlich stabil** sind und als $h(E)$ zusammengefaßt werden können.

Hierzu gehören das Herauslecken des Schauers (in 1.), das nur von den fest vorgegebenen geometrischen Abmessungen des Detektors abhängt sowie die Lichtabsorption (in 3.), eine Materialeigenschaft des Bleiglasses.

- II. **Zeitlich veränderliche** Anteile, die allerdings im wesentlichen **linear** sind. Diese lassen sich durch den zeitabhängigen Term $g(t)$ ausdrücken.

Dabei ist vor allem die Verstärkung des Photovervielfachers zu beachten (siehe 5.), aber auch die ADC-Auslese (6.) unterliegt durchaus zeitlichen Schwankungen.

Aus der Unabhängigkeit der beiden Terme ergibt sich die Faktorisierbarkeit der ADC-Kanalzahl:

$$N^{\text{ADC}} = k_{\text{const.}} \cdot g(t) \cdot h(E) \cdot E_0 \quad . \quad (4.10)$$

Die Faktorisierbarkeit gilt strenggenommen nur näherungsweise. Ein wichtiges Beispiel für eine Zeitabhängigkeit des funktionalen Zusammenhangs $h(E)$ ist durch eventuelle Strahlenschäden gegeben:

Durch eine hohe Strahlenbelastung kann sich Bleiglas gelblich verfärben; dadurch verändert sich sowohl die Absorption, als auch - durch eine Farbveränderung des transmittierten Lichtes - möglicherweise die effektive Quantenausbeute. Da es sich hierbei aber um sehr langfristige Effekte handelt, soll die Faktorisierbarkeit hier als gültig angenommen und eine zeitliche Veränderung von $h(E)$ als kleine Korrektur behandelt werden.

Um aus dem ADC-Wert nun zu jedem Zeitpunkt auf die Energie E_0 der eingefallenen Teilchen schließen zu können, müssen die Faktoren der Gleichung auf folgende Weise bestimmt und überprüft werden:

Die Startwerte liefert die Kalibration:

- Einstellung der relativen Verstärkung zwischen den Photoervielfachern zu $g \approx 1$.
- Absolutbestimmung des Zusammenhangs von N^{ADC} und E_0 . Dazu muß die Kalibrationskonstante $k_{const.}$ für eine feste Strahlenergie bestimmt und eingestellt werden.
- Bestimmung der die Nichtlinearität der Abhängigkeit berücksichtigenden Korrekturfunktion $h(E)$.
- Bestimmung der Verstärkung $g(t = 0)$.
- Bestimmung der Startwerte für die Korrektur der Verstärkung durch das Monitorsystem.

Das Monitorsystem dient der dauernden Kontrolle der Werte:

- Bestimmung und Überwachung der Verstärkung $g(t)$.
- Von Zeit zu Zeit eine Überprüfung der Nichtlinearität $h(E)$.

Kapitel 5

Das Monitorsystem

Die Aufgabe des Monitorsystems ist die Bestimmung von $g(t)$ zu jedem Zeitpunkt der Messung und gegebenenfalls eine Überprüfung der zeitlichen Konstanz von $h(E)$. Der Term $g(t)$ ist sowohl durch kurzfristige Störungen der Elektronik durch äußere Einflüsse als auch durch langfristige Alterungseffekte der Detektorkomponenten beeinflusst:

- (kurzfristige) Schwankungen
 - der Photovervielfacherverstärkung (Schwankungen der Hochspannungsversorgung),
 - in der Ausleseelektronik (Temperaturschwankungen),
- (langfristige) Alterungseffekte
 - der Photovervielfacher,
 - des Bleiglasses (Strahlenschäden),
 - des optischen Fettes (Strahlenschäden, Austrocknung).

Ein Monitorsystem, das eine Messung und Korrektur dieser Einflüsse ermöglicht, muß aus folgenden Komponenten aufgebaut sein:

- der Signalgenerierung,
- der Signalverteilung und
- der Signalreferenz.

5.1 Anforderungen

Die Anforderungen an das Monitorsystem des modularen Bleiglasspektrometers sind:

1. Effizienz: Verstärkungskontrolle der 10000 Bleiglasmodule mit einer Genauigkeit von $\leq 1\%$.
2. Gestalt: Anpassung an die modulare Struktur der Supermodule, um unabhängige Untereinheiten zu schaffen.
3. Betrieb: gute Zuverlässigkeit und wenig Wartungsaufwand.

5.2 Das LED-Konzept

Durch die technische Entwicklung eines Impulsgenerators [Sef90], mit dem sehr kurze, lichtstarke LED-Impulse erzeugt werden können, ergab sich die Möglichkeit, ein LED-gestütztes Monitorsystem zu entwerfen.

Die drei Komponenten des neuen Monitorsystems sind:

1. Drei mit Impulsgeneratoren gepulsten LEDs, die alle Eigenschaften des von den nachzuweisenden Photonen im Bleiglas erzeugten Signals stabil nachahmen, und so den Nachweisprozeß des Detektors dauernd kontrollierbar machen.
2. Die Reflexionshaube, die das LED-Licht homogen in die 24 Module verteilt.
3. Die PIN-Diode, die Intensität und Fluktuationen des LED-Lichtes beobachtet.

Da es nicht möglich war, eine Kombination aus LED und Impulsgenerator zu finden, mit der alle Eigenschaften des Čerenkovlichtes (Wellenlänge, Impulsform, Intensität) gleichzeitig nachgestellt werden konnten, war es nötig, die

Abbildung 5.1: Seitenansicht der Reflexionshaube, Zeichnung: N. Heine.

Eigenschaften auf zwei LED-Typen aufzuteilen und drei mehr oder weniger verschiedene Impulsgeneratoren zu verwenden:

- Die passende Signalform mit einer genügenden Intensität erzeugt der sogenannte *Avalanche Pulser*, der mit einer lichtstarken, gelben LED (HP HLMA-DL00) Impulse mit einer Länge von 60ns und einer Anstiegszeit von 15 ns erreicht, indem er im Bereich hoher Überspannung und damit im Grenzbereich des Transistors, dem *Lawinendurchbruch-* (engl.: *Avalanche*) Bereich, arbeitet.
- Die Wellenlängenabhängigkeit der Quantenausbeute der Photokathode wird durch den Gebrauch einer blauen LED (HP HLMP-DB15) der passende Wel-

LEDs	
Farbe	Aufgabe
blau	korrekte Wellenlänge
gelb(1)	korrekte Impulsform
gelb(2)	Linearitätsmessung

Tabelle 5.1: Aufgaben der einzelnen LEDs. Die LED gelb(1) ist die mit dem Avalanche-Impulsgenerator angesteuerte LED.

lenlänge ($\lambda = 481nm$) berücksichtigt, die mit dem *Slow Pulser* quasi im „Gleichstrombetrieb“ gepulst wird:

Die LED-Impulse sind, gemessen mit dem Photovervielfacher, $1.65\mu s$ lang und weisen eine Plateau von etwa $1\mu s$ Länge auf. Der Photovervielfacher wird nur für die Dauer eines 250 ns breiten Fensters, das auf das Plateau des Impulses gesetzt ist, ausgelesen. Damit ist der ADC-Wert nur von der Höhe des Plateaus des LED-Impulses und der Fensterbreite abhängig. Die Konstanz der Fensterbreite wird überwacht.

- Die Kontrolle der Linearität des Photovervielfachers ermöglicht der in seiner Ausgangs-Amplitude durchstimbare *Fast-Pulser*. Er generiert mit einer weiteren, baugleichen gelben LED schnelle Impulse (Impulslänge $\simeq 200ns$, Anstiegszeit $\simeq 50ns$) variabler Intensität, so daß der gesamte dynamische Bereich des Photovervielfachers durchgefahen werden kann.

- Die mit hoch- und diffusreflektierender weißer Farbe ausgespritzte Reflexionshaube ist in Größe und Form so gehalten, daß möglichst wenig Lichtintensität durch Reflexionsverluste verloren geht und das Licht gleichmäßig verteilt wird. Dazu dient sie noch als Licht- und Stoßschutz sowie als Trägerkonstruktion.

- Die Stabilität der LED-Impulse wird mit einer PIN-Silizium-Photodiode (HAMAMATSU S1223-01) überprüft, die den LEDs gegenüber in die Reflexionshaube hineingerichtet ist und die Intensität der Lichtimpulse mißt.

Aufgrund der längeren Integrationszeit der Diode gegenüber dem Photovervielfacher muß das Licht der langen blauen Impulse abgeschwächt werden. Zu

diesem Zweck wurde ein Gelbfilter der Firma Schott (GG 495 / 3 mm) auf die Öffnung in der Haube gesetzt.

Da nach Tests eine Temperaturabhängigkeit der PIN-Diode nicht ausgeschlossen werden konnte, wird die Temperatur beobachtet. Zudem wird die Verstärkerelektronik der PIN-Diode durch einen elektrischen Testimpuls beobachtet. Um das Rauschen auf dem Spannungssignal klein zu halten, ist der Vorverstärker der PIN-Diode direkt neben ihr auf der Platine an dem Modul montiert. Das verstärkte Signal wird mit einem Leitungstreiber differentiell über ein bis zu 50 m langes, verdrehtes Kabelpaar dem impulsformenden Hauptverstärker in der Meßhütte zugeführt. Eingestreute Störungen auf dem massefreien Differenzsignal heben sich am Ende der Kabel nahezu auf.

5.2.1 Berechnung der zeitabhängigen Verstärkungsfaktoren

Da die Verstärkungskomponenten des Detektors den oben genannten zeitlichen Veränderungen unterliegen, ist die Antwort des Detektors auf ein festes Signal zum Zeitpunkt t nach der Kalibration ($t = 0 = t_0$) von ihrem dort bestimmtem Startwert verschieden. Ist der zeitabhängige Term $g(t)$ der Antwortfunktion zum Zeitpunkt der Kalibration und der Messung bekannt, so läßt sich die Verstärkungsschwankung korrigieren:

$$N^{\text{ADC}}(t) = K \cdot N^{\text{ADC}}(t_0) = \frac{g(t)}{g(t_0)} \cdot N^{\text{ADC}}(t_0) \quad . \quad (5.1)$$

Das über die Zeit konstante Signal für diese Korrektur liefert die mit dem Avalanche-Pulser stabil gepulste LED. Geeicht wurde das LED-Signal am Elektronenstrahl bekannter Energie. Dazu wurden in den Kalibrationsmeßvorgängen, den sogenannten „Kalibrationsruns“, gleichzeitig die Startwerte für die Berechnung der zeitabhängigen Verstärkungsfaktoren bestimmt. Der Korrekturfaktor K_{LED} errechnet sich:

$$K_{\text{LED}} = \frac{N_{\text{LED}}^{\text{ADC}}(t_0)}{N_{\text{LED}}^{\text{ADC}}(t)} \quad . \quad (5.2)$$

Um die noch anzusprechenden Schwankungen des LED-Impulses korrigieren zu können, wird ihr Lichtimpuls während des Kalibrationsruns gleichzeitig

Abbildung 5.2: Simulation des Čerenkovlichtes. Mit der durch den Avalanche-Pulser angesteuerten gelben LED sind nahezu identische Ladungsimpulse im Photovervielfacher zu induzieren.

mit einer PIN-Diode aufgenommen. Für den aus dieser Messung erhaltenen Korrekturfaktor $K_{\text{LED}}^{\text{Ref}}$ auf die Intensitätsschwankungen der LED gilt:

$$K_{\text{LED}}^{\text{Ref}} = \frac{N_{\text{LED,Ref}}^{\text{ADC}}(t)}{N_{\text{LED,Ref}}^{\text{ADC}}(t_0)} \quad . \quad (5.3)$$

Damit ergibt sich der korrigierte ADC-Wert zum Zeitpunkt der Messung:

$$N^{\text{ADC}_{\text{kor.}}} = K_{\text{LED}} \cdot K_{\text{LED}}^{\text{Ref}} \cdot N^{\text{ADC}_{\text{Messung}}} \quad . \quad (5.4)$$

Die Teilchenenergie errechnet sich nach 4.10:

$$E_0 = \left(\frac{K_{\text{LED}} \cdot K_{\text{LED}}^{\text{Ref}}}{k_{\text{const.}} \cdot g(t_0) \cdot h(E_0)} \right) \cdot N^{\text{ADC}_{\text{Messung}}} \quad . \quad (5.5)$$

5.2.2 Vergleich mit dem Monitorsystem des SAPHIR

Das beim SAPHIR (kompaktes Photonenspektrometer mit 1278 Modulen) [Bau90] verwendete *Laser-Kalibrationssystem* benutzt zur Kontrolle das schnell gepulste Licht eines einzigen Stickstofflasers, das mit Lichtleitern in jedes Modul geführt wird.

Das Laser-Licht wurde zur Überwachung der nicht unerheblichen Impuls-zu-Impuls-Schwankungen zusätzlich unter denselben Bedingungen drei Referenz-Photovervielfachern zugeführt, die dieselben Schwankungen registrieren, und dort mit den Lichtsignalen von ^{241}Am -dotierten NaJ(Tl)-Szintillatoren verglichen. Durch Bildung des Verhältnisses aus der in einem Photovervielfacher eines Moduls und der in einem Referenz-Photovervielfacher gemessenen Intensität lassen sich die Schwankungen korrigieren. Der Lichtimpuls des NaJ-Szintillator sollte als langfristiges Lichtnormal dienen. Da er sich aber auch als langfristig nicht stabil herausgestellt hat, weil der Kristall aufgrund seines hygroskopischen Verhaltens mit der Zeit vergilbt [Sch90] und sich so seine Transmissionseigenschaften für das Szintillationslicht verändern, mußte er mehrmals ausgewechselt werden.

Die Absoluteichung des Bleiglasdetektors wurde schließlich über die bekannte π^0 -Masse vorgenommen [Cle93].

Aspekt	Laser-System	LED-System
Fluktuationen	groß (−)	klein (+)
Signalanpassung	sehr kurze Impulse <i>und</i> korrekte Wellenlänge (+)	kurze Impulse <i>oder</i> korrekte Wellenlänge (−)
zeitliches Verhalten	instabil (−)	stabil (+)
Lichtverteilung	unstabile Faseroptik (−)	feste Reflexionshaube (+)
Referenz	aufwendig (Referenz-Photovervielfacher, Szintillationsquelle und Myonendetektor) (−)	kompakt (PIN-Diode am Supermodul) (+)
Anpassung an Modulform	nicht gegeben (−)	gegeben (+)
Betrieb	Kompliziert und wartungsintensiv (−)	einfach und zuverlässig (+)
Erfahrungen	erfolgreich eingesetzt (+)	neu: Langzeitverhalten der „Avalanche-LED“? (−)
Elektronischer Aufwand	1 * Laserreferenz (+)	420 * LED-Systeme (−)
Auswertung	Laser- und Quellendaten	Drei Pulser- und Testimpulsdaten

Tabelle 5.2: Vergleich LED- mit Laser-Kalibrationssystem

Eine Linearitätskontrolle über den gesamten dynamischen Bereich des Photovervielfachers kann durch Variation der Intensität des Lasersignals mit Hilfe von Filterkombinationen erreicht werden.

Dieses bisher erfolgreich verwendete System erfüllt die Bedingungen der Modularität und der Unempfindlichkeit gegenüber Transportbeanspruchung jedoch nicht ad hoc, und so wurde es nötig, entweder das alte System umzubauen

oder ein auf einem alternativen Prinzip beruhendes zu entwickeln.

Alternative Systeme:

- Die Fixierung je eines Lasers an den Supermodulen fällt schon aus Kostengründen aus.
- Je ein Laser versorgt die Supermodule eines Quadranten (dies sind etwa 100 Stück), wobei die Impulse den Supermodulen über je einen Lichtwellenleiter (LWL) zugeführt werden, und erst dort über eine LWL-Kupplung mit einem Verteilersystem auf die einzelnen Module verteilt werden.

Es war leider nicht möglich, eine LWL-Kupplung zu entwickeln oder sie zu erstehen, die eine Reproduzierbarkeit der Lichteinkopplung von 1% Genauigkeit oder besser garantiert. Da die Transmission der LWL-Kupplung schon durch kleinste Veränderungen des Abstands oder des Drehwinkels zwischen den LWL-Grenzflächen beeinflußt wird, ist eine Wiederherstellung der Signalstärke nach einem Lösen der Verbindung, die nicht zuletzt beim Umgruppieren der Supermodule zwischen den beiden Experimenten nötig wird, nicht zu erreichen.

Die wesentlichen Unterschiede des Laser- und des LED-Systems sind in Tabelle 5.2 gegenübergestellt. Zum letzten Punkt, der Auswertung, ist zu bemerken, daß bei dem Laser-System weniger Daten auszuwerten sind, also weniger Aufwand bei der Datenanalyse betrieben werden muß. Andererseits ist durch die drei unterschiedlichen optischen Kanäle eine genauere Kontrolle des Verhaltens des Systems möglich.

5.3 Die Signalgenerierung

Damit das Zeitverhalten der einzelnen Verstärkungskomponenten des Detektors überprüft werden kann, muß das Monitorsignal die Eigenschaften des Photonensignals möglichst gut und stabil simulieren. Um die aktuelle Linearität

der gesamten Auslekette bestimmen zu können, muß es in seiner Intensität variierbar sein. Bei der Kontrolle eines Signals müssen alle seine für die Signalaufnahme des Detektors wichtigen Eigenschaften überprüft werden. Dabei erfordern eventuelle Nichtlinearitäten der Detektorkomponenten entsprechend gute Übereinstimmungen der Werte des simulierten und des zu simulierenden Signals.

Die mit den LEDs nachzuahmenden Eigenschaften des Čerenkovlichtes sind:

- Der zeitliche Verlauf des Impulses:

Die Form des Photovervielfachersignals ist von dem zeitlichen Verlauf des Lichtimpulses abhängig: Ein einzelnes Photon generiert in einem TF1-Bleiglasmodul einen Lichtimpuls mit einer Länge von $\simeq 0.8ns$ und einer „Anstiegszeit“ von $\approx 0.2ns$ [Man94]. Durch die „Trägheit“ des Photovervielfachers wird dieses Signal zu einem Ladungsimpuls an der Anode von einer Anstiegszeit $\approx 10ns$ und einer Länge von $\approx 60ns$ (10% – 90%) verarbeitet.

- Die Intensität:

Die Intensität der Impulse sollte in etwa übereinstimmen, damit die Photovervielfachersignale im gleichen ADC-Bereich liegen.

- Die Wellenlänge:

Da die Quantenausbeute der Photovervielfacherkathode stark wellenlängenabhängig ist, sollte das LED-Licht denselben spektralen Bereich der Photokathode abdecken (die Čerenkovstrahlung erstreckt sich hauptsächlich vom sichtbaren blauen bis in den UV-Bereich des elektromagnetischen Spektrums). Diese Abhängigkeit unkritisch, wenn die Quantenausbeute nicht schwankt.

Der Avalanche-Pulser

Die Erzeugung starker Impulse im Nanosekundenbereich ist im allgemeinen nur mit Lasern oder mit sehr teuren Transistoren, die eine Transitfrequenz von mindestens 2GHz und einen zulässigen Kollektorstrom von um die 40A aufweisen, zu schaffen.

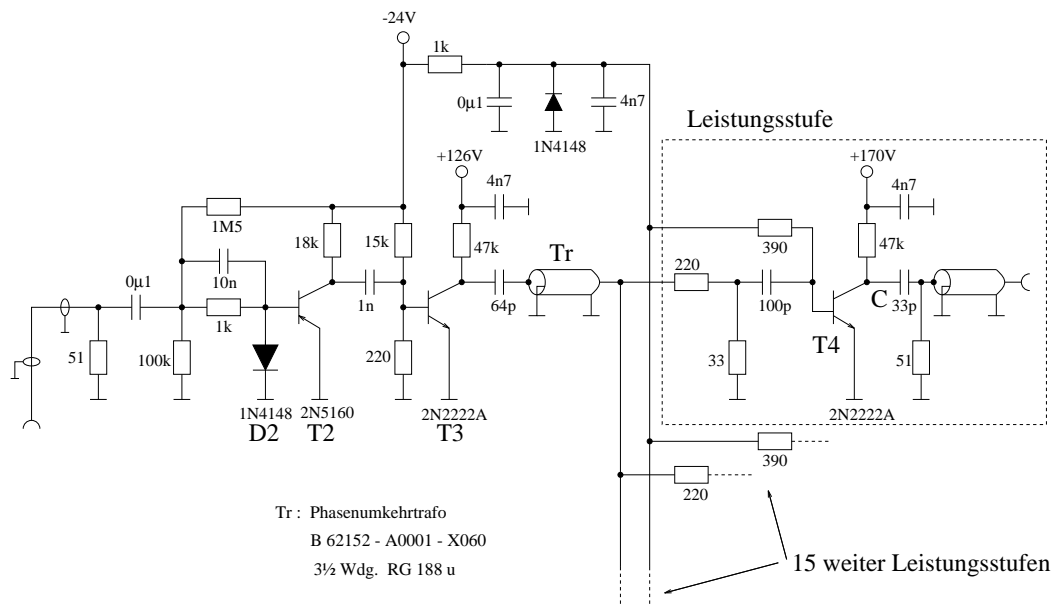


Abbildung 5.3: Schaltbild des Avalanche-Pulsers. Durch den Betrieb der Transistoren $T3$ und $T4$ im Lawinendurchbruch-Bereich könne Stromimpulse im Nanosekundenbereich generiert werden.

Es gibt allerdings eine spezielle Betriebsweise, mit normalen Transistoren zu arbeiten, die 10-20mal größere Stromstärken zuläßt, als diese Transistoren in einem normalen Schalterbetrieb überhaupt bewältigen können. Dieses ist der Betrieb im Lawinendurchbruch-Bereich (Avalanche-Bereich), der prinzipiell allen Transistoren eigen ist, jedoch einen Grenzbereich darstellt, den nur sehr wenige Typen und von diesen auch nur speziell ausgewählte Stücke überstehen.

Der Avalanche-Pulser (eine Modifikation eines von IPNP/Pisa entwickelten Impulsgenerators [Sef90]) erzeugt mit hoher Überspannung kurze Impulse mit einer Anstiegszeit von 1.2 ns und einer Halbwertsbreite von 2.3 ns und dabei mit einer hohen Amplitude von mehr als -60 V an 50 Ohm mit „einfachen“ Transistoren, indem er den Avalanche-Bereich der Transistorkennlinie ausnutzt. Bei diesem Impulsgenerator handelt es sich um einen zweistufigen Avalanche-Schalter, dessen Funktion im wesentlichen darauf beruht, daß ein auf etwa 170 V (Spitzenspannung bei $U_{Eff.} = 110V$) aufgeladener Kondensator bei Triggerung in kürzester Zeit über einen im Avalanche-Modus betriebenen Transistor $T4$ entladen und der Entladestrom über ein 50 Ohm-Kabel der LED

zugeführt wird.

Die Triggerimpulse werden in die Steuerstufe eingespeist, deren Transistoren $T2$ und $T3$ als Differenzierer arbeiten, wobei wegen der Diode $D2$ nur negative Nadelimpulse erzeugt werden. Dadurch, daß $T3$ auch im Avalanche-Modus betrieben wird, wird die Signalzeit zusätzlich verkürzt.

Diese Nadelimpulse werden über den invertierenden Phasenumkehrtrafo Tr in die von der Steuerstufe galvanisch abgetrennten, 16 parallelen Leistungsstufen mit dem Transistor $T4$ gegeben, über den nun schlagartig die Ladung des Kondensators C zu je einer LED hin abfließt.

Bedingt durch die hohe Spannung an C und vor allem durch die Tatsache, daß praktisch keinerlei Widerstand im Stromweg vorhanden ist, wird die Kristallstruktur des Transistors kurzfristig umgeordnet, was die Ausbildung eines extrem niederohmigen Strompfades zur Folge hat, der diese großen Ströme ermöglicht.

Die LEDs

Es mußte nun eine LED gefunden werden, die diese sehr schnellen und starken Stromimpulse des Avalanche-Impulsgenerators stabil und dauerhaft in kurze und intensive Lichtimpulse von passender Wellenlänge umsetzen kann.

Das erfordert von der LED folgende elektrische und optische Charakteristika:

1. Eine kurze Antwortzeit τ auf das Pulsignal.

Die auf die in Durchlaßrichtung betriebene LED geleiteten, hohen Stromimpulse von ≥ 1 A während 1 ns pumpen $\geq 10^{10}$ Ladungsträger in die Verarmungszone, so daß die Lichtemission schlagartig beginnt, dann aber mit der exponentiellen Zeitkonstanten $e^{-t/\tau}$ abfällt. Die Antwortzeit τ ist das Produkt der Kapazität der Diode und ihres temperaturabhängigen Widerstandes.

2. Einen großen kurzzeitigen Vorwärtsstrom.

Der kurzzeitige Spitzen-Vorwärtsstrom ist der maximale Strom, den die LED verträgt, ohne Schaden zu nehmen.

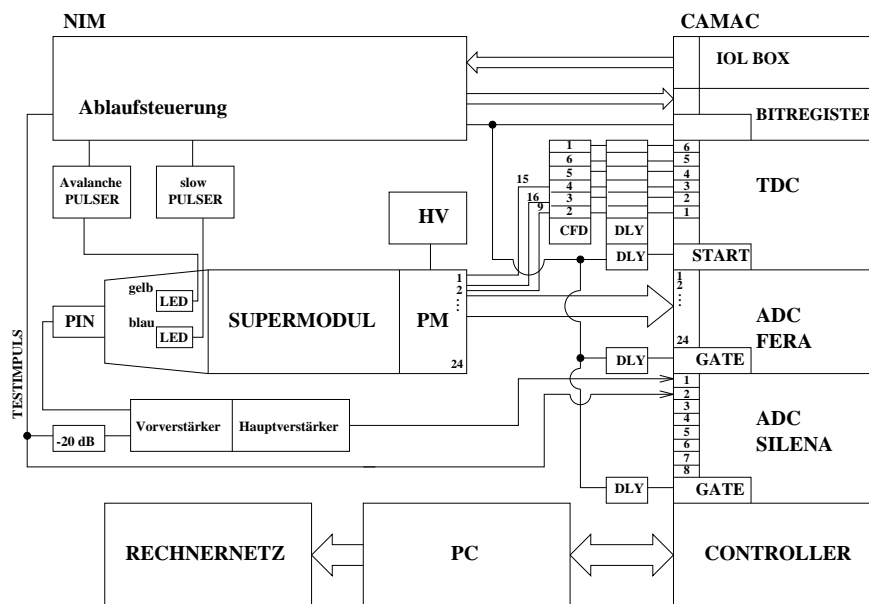


Abbildung 5.4: Laboraufbau des Supermoduls, Zeichnung: H. Schlagheck nach [Böl93].

3. Eine große Strahlungsintensität.
4. Eine an das Verteilersystem angepasste Abstrahlcharakteristik.
5. Eine passende Wellenlänge.

Der spektrale Emissionsbereich des Čerenkovlichtes erstreckt sich von dem blauen bis in den UV-Bereich.

Besonders kurze Impulse können durch die Reflexion der Impulse am Ende einer offenen oder hochohmig abgeschlossenen Verzögerungsleitung erreicht werden (Clip-Kabel). Die invertierten, verzögerten Impulse entfernen die Ladungsträger schlagartig aus der LED und beenden die Lichtemission. Auch durch den Betrieb einer LED in Sperrichtung lassen sich kürzere Impulse erzeugen. Solche Methoden zur Verkürzung der Lichtimpulse sind aber unvermeidlich mit einer Verringerung der Intensität verbunden. In vielfältigen Tests unterschiedlicher LEDs bestätigte sich, daß LEDs mit langer Emissionswellenlänge deutlich bessere Eigenschaften im Bezug auf Lichtintensität und Impulsdauer aufweisen. Mit blauen und grünen LEDs konnten keine kurzen Impulse erzeugt werden, deren Intensität zu Monitorzwecken ausgereicht hätte.

LED-Typ	Farbe	Wellenlänge	Impulslänge	Intensität
HP HLMP-DB15	blau	468 nm	≥ 500 ns	zu gering
HP HLMP-3950	grün	565 nm	≤ 50 ns	viel zu gering
HP HLMA-DL00	gelb	592 nm	≈ 60 ns	hoch
TLRA180AP	rot	660 nm	≤ 30 ns*	hoch

Tabelle 5.3: LED-Untersuchungen. Die rote LED wird von der Firma Toshiba, die übrigen von der Firma Hewlett Packard Co. vertrieben.

* Die Impulslänge wurde mit Hilfe eines Clip-Kabels erreicht.

Ausreichende Intensität hingegen liefern rote und gelbe LEDs. Als beste LED wurde eine gelbe Diode (HP HLMA-DL00) ausgewählt, da sie von den geeigneten die kürzeste Emissionswellenlänge besitzt. Mit ihr konnte ein sehr starker Lichtimpuls erzeugt werden, der innerhalb von 60 ns auf $1/e$ seiner maximalen Intensität abfällt.

Die Möglichkeit, durch Betrieb der gelben LED in Sperrichtung die Dauer des Lichtimpulses einzuschränken, war mit einer roten Leuchtdiode schon bestätigt worden. Dabei fiel aber leider auch die Höhe des Impulses, weshalb diese Betriebsart nicht in Frage kam. Die kürzeste Abfallzeit der Impulse von 12 ns konnte mit einem 30cm langen Clip-Kabel, das mit 1kOhm abgeschlossen war, erzeugt werden. Die Intensität sank aber gleichzeitig auf ca. 50%.

Beim unabgeschlossenen Clip-Kabel war der Intensitätsabfall noch bedeutender, beim 50 Ohm-Abschluß trat er nicht auf, da die Signale an diesem „optimalen Abschluß“ nicht reflektiert werden.

Tests mit einem unabgeschlossenen Clip-Kabel haben in Bestätigung der Messungen von Sefzick et al. [Sef90] ergeben, daß in diesem Fall die Amplitude des LED-Signals von der Impulsfrequenz abhängt, und zusätzlich, daß sie eine Einschwingzeit von 2-3 s auf eine konstante Impulsamplitude benötigt.

Durch den direkten Abschluß (kein Clip-Kabel) der LED mit einem 50 Ohm-Widerstand verschwanden die Frequenzabhängigkeit und das Einschwingen des Signals. Das nun nicht mehr von den Reflexionen überlagerte LED-Signal ist

jetzt viel länger, da nun alle in die Verarmungszone injizierten Ladungsträger in der vollen Rekombinationszeit Licht aussenden.

Da die ganze Intensität des LED-Lichtes benötigt wird und Fluktuationen die Auflösung des Signals verschlechtern, ist daher die mit dem Avalanche-Impulsgenerator in Durchlaßrichtung gepulste gelbe HP-LED mit 50 Ohm direkt abgeschlossen worden.

Es wurde die Möglichkeit untersucht, die blaue LED in das System aufzunehmen, auch wenn sie nicht mit extrem schnellen Impulsen zu betreiben ist. Der kritischste Punkt bei einer solchen langsamen LED ist die Stabilität der relativen zeitlichen Lage der Impulse. Die im ADC gemessene Ladungsmenge sollte nicht zu empfindlich sein gegenüber Veränderungen im zeitlichen Abstand zwischen dem LED-Impuls und dem ADC-Gate. Diese Empfindlichkeit ist am höchsten, wenn eine Flanke des Impulses mit einer Flanke des Gates zusammenfällt. Stabilität läßt sich also erreichen, wenn entweder die Impulse ganz in das ADC-Gate passen, also kürzer als 250ns sind, oder wenn sie während dieser Zeit konstant sind. Die letztere Möglichkeit besteht in dem Weg des Gleichstrombetriebes oder der Generierung sehr langer Impulse, die ein genügend breites Plateau aufweisen. Aufgrund der großen Antwortzeit der blauen HP-LED von typischer Weise 500 ns (zum Vergleich: die gelbe HP-LED hat eine Antwortzeit von 13 ns) ist ihr voller Impuls zu lang für das Fenster. Durch die statistischen Schwankungen des Signals wäre von Impuls zu Impuls verschieden, wieviel von dem Signal auf der Flanke abgeschnitten und von dem Photovervielfacher nicht registriert wird. Der Gebrauch eines Clip-Kabels idealer Länge mit korrektem Abschluß würde die schon geringe Amplitude des Impulses weiter senken und zusätzlich Reflexionen auf dem Impuls hervorrufen, die die Auflösung des Photovervielfachersignals verschlechtern.

Da die geforderte, hohe Intensität des Lichtes einen großen Strom durch die Diode voraussetzt, wurde daher statt des kontinuierlichen Betriebes der schonendere und effektivere Weg des Impulsbetriebes gewählt.

Der Impuls der blauen LED muß demnach:

1. unter $2\mu\text{s}$ lang sein (PIN-Diode, siehe unten), und

2. im Photovervielfacher einen Ladungsimpuls hervorrufen, der ein ausreichend hohes Plateau von ≥ 300 ns Länge aufweist.

Die Schaltung dieses sogenannten „Slow Pulsers“ oder langsamen Impulsgenerators ist im Anhang zu sehen.

Die beiden konstanten Impulse sollten die Aufnahme- und Ausleseelektronik der einzelnen Module etwa in dem dynamischen Bereich überprüfen, in den auch das von 10 GeV-Teilchen ausgesandte Čerenkovlicht fällt. Damit wurde eine Verfälschung der Monitorsignale durch Nichtlinearitäten z.B. der Photovervielfacher und der ADCs ausgeschlossen.

Da die blaue LED zu schwach ist um den gesamten dynamischen Bereich der Photomultiplier abzudecken, wurde der Impulsgenerator in einer vereinfachten Form (Schaltplan siehe Anhang) mit einem zweiten Exemplar der intensiveren gelben LEDs genutzt. Mit diesem „fast pulser“ oder schnellen Impulsgenerator läßt sich die Intensität der LED-Impulse variieren, die mit einem Vorlauf von 50 ns ganz in dem Fenster liegen, so daß von Zeit zu Zeit die Linearität des Photomultipliers in seinem ganzen dynamischen Bereich kontrolliert werden kann.

5.4 Das Lichtverteilersystem

Aufgabe des Lichtverteilersystems ist es, das Licht möglichst homogen über die 24 Module zu verteilen, um die Signalthöhenunterschiede zwischen den einzelnen Modulpositionen im Supermodul klein zu halten und damit die gleichen linearen Bereiche der elektronischen Bauelemente anzusprechen.

Der Aufbau des Lichtverteilersystems muß neben den allgemeinen Anforderungen an die Lichtverteilung eines Monitorsystems die speziellen Bedingungen des modularen Detektorkonzeptes erfüllen:

Die Verteilung des Lichtes über alle Module eines Supermoduls muß homogen sein. Die „Lichteinkopplung“ muß stabil und reproduzierbar sein. Sie darf also nicht durch mechanische Beanspruchung während des Betriebes beeinflußbar

Abbildung 5.5: LED-Impulse im Photoervielfacher: Blau (Slow-Pulser und Gelb (Fast-Pulser). Der von der blauen LED induzierten Ladungsimpuls wird nur während der Dauer des Fensters ausgelesen, das auf das Plateau gesetzt wurde.

sein und gegebenenfalls eine Überprüfbarkeit auftretender Alterungserscheinungen einzelner Bestandteile gewährleisten. Nach Reparatur oder Auswechslung eines Bauteils muß die Lichtverteilung mit hoher Genauigkeit von $\leq 1\%$ wiederherzustellen sein. Der künftige Transport und der erforderliche Umbau des Detektors stellen in dieser Hinsicht besondere Ansprüche an die Festigkeit der Verteilerkonstruktion.

Die Konstruktion soll erlauben, das Licht dreier LEDs gleichzeitig zu verteilen, die je zwei verschiedene Wellenlängen und Abstrahlwinkel haben.

Die relativ geringe Intensität der LEDs erfordert es, daß die Verluste bei der Lichtverteilung – z.B. durch die Transmission oder Reflexion des Lichtes – gering gehalten werden.

Das Lichtverteilerkonzept

Die LEDs strahlen in den Hut, und das Licht wird mittels Reflexion durch Löcher in den Polyamid-Plättchen in die Einzelmodule eingekoppelt. Zu diesem

Abbildung 5.6: Reflexionshaube: Aufsicht, Zeichnung: N. Heine. Durch ihre größeren Lichteintrittsöffnungen ist der Positionsnachteil der Randmodule ausgeglichen.

Zweck ist der Hut mit einer hochreflektierenden (ca. 95% Reflexion), weißen Farbe diffus ausgestrichen. Die Supermodul-Matrix ist mit einer Spiegelfolie mit Löchern an der Stelle der Lichteintrittsöffnungen versehen. Aus dem Verhältnis der Reflexionsfläche zur Fläche der Löcher läßt sich grob abschätzen, daß etwa 10% des gesamten Lichtes auf die 24 Module verteilt wird. Um eine annähernde Homogenität der Lichtverteilung zu erreichen, sind die Positionsnachteile, die die außen liegenden Module haben, etwas ausgeglichen worden: Die Form der Reflexionshaube ermöglicht einen in etwa gleich großen Winkel des Lichteinfalls in die Module. Die Eintrittslöcher des Lichtes wurden zur Mitte des Supermoduls versetzt gestaltet. Die Lochgrößen wurden an die jeweilige Modulposition angeglichen. Die Löcher an den Längskanten des Supermoduls sind fast doppelt so groß wie die Löcher der Mittelreihen.

Homogenitätstests

Anhand der Daten von 20 kalibrierten Supermodulen wurde der durchschnittliche Anteil jeder Modulposition am gesamten in die Einzelmodule eingekoppelten LED-Licht bestimmt. Als Lichtquelle diente die gelbe mit Avalanche-Impulsgeneratoren angesteuerten LEDs. Die Intensitätsunterschiede der LEDs untereinander wurde mit ihren jeweiligen PIN-Dioden-Daten korrigiert. Es ergibt sich die in Abbildung 5.7 dargestellte Verteilung. Der Fehler der Punkte gibt die Breite der Verteilung der Anteile am Gesamtlicht wider. Man erkennt eine gute Homogenität der Lichtverteilung.

Aufbau Reflexionshaube

Die Hauben wurden im Vakuum-Tiefziehverfahren aus 3 mm starken Polystyrolplatten hergestellt. Das Verfahren gewährleistet eine einheitliche Form der Hauben und gibt ihnen eine gute Steifigkeit, so daß sie die PIN-Diodenplatte ohne Probleme tragen können.

Eine Veränderung der Form der Reflexionshaube, die die Intensitätsverteilung des LED-Lichtes merklich beeinflussen würde, kann ausgeschlossen werden. Erwärmung der Haube bis auf 50°C zeigte keine Effekte. Die Alterung des Materials ist ebenfalls zu vernachlässigen.

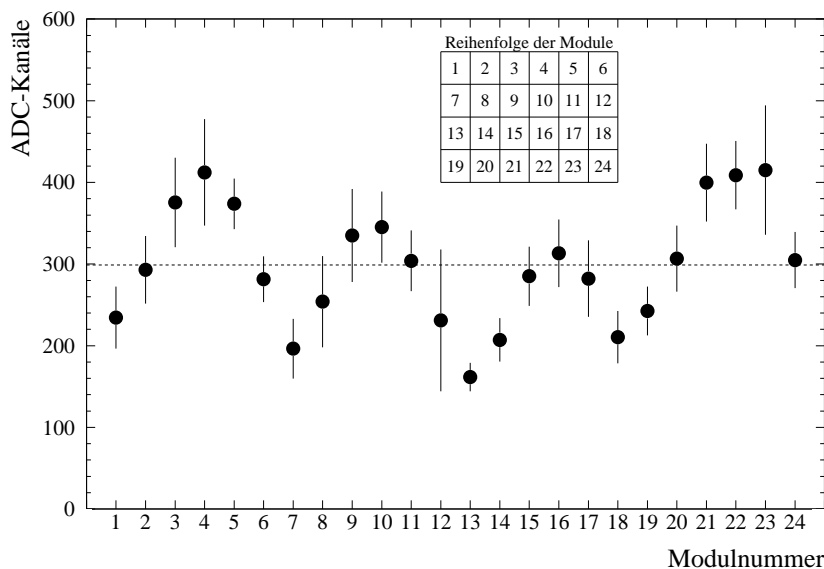


Abbildung 5.7: Homogenitätsmessung.

Die Haube aus schwarzem Polystyrol kann als lichtdicht angesehen werden. Eine Durchlässigkeit von Umgebungslicht, daß die Messung stören würde, konnte nicht festgestellt werden.

Durch die geringe Menge Materials, aus der solche Hauben bestehen (sie werden auf Wandstärken von etwa 2 mm gezogen), befindet sich wenig totes Material vor den Modulen. Das Haubenmaterial Polystyrol ist eine Kohlenstoffverbindung und hat durch seine niedrige durchschnittliche Kernladungszahl Z einen geringen Wirkungsquerschnitt für den Energieverlust der Teilchen in Materie.

5.5 Das Referenzsystem

Da die Intensität der LED-Impulse sowohl statistisch schwankt als auch mittelfristig durch Temperaturschwankungen und langfristig durch Alterungserscheinungen driftet, muß sie von einem Referenzsystem überprüft werden. Auch beim Referenzsystem ist die Modularität und der Umfang des Detektors sowie die Ansprüche an die Robustheit und die Kompaktheit des gesamten

Photovervielfacher	PIN-Diode
<i>Nachteile:</i> <ul style="list-style-type: none"> • benötigt Hochspannung (mehrere 1000 V) • stabilisierte Hochspannungsversorgung nötig • stoßempfindlich • empfindlich gegenüber Magnetfeldern • linear nur über 4 Dekaden • Neigung zu Hystereseverhalten • relative groß • teuer 	<i>Nachteile:</i> <ul style="list-style-type: none"> • keine innere Verstärkung, so daß teure, rauscharme, ladungsempfindliche Vorverstärker erforderlich sind • empfindlich gegenüber elektromagnetischen Störfeldern
<i>Vorteile:</i> <ul style="list-style-type: none"> • hohe Eigenverstärkung, benötigt nur geringe Nachverstärkung • geringer Störpegel (Dunkelpulse) • kurze Signalanstiegszeiten 	<i>Vorteile:</i> <ul style="list-style-type: none"> • niedrige Spannung erfordert keine stabilisierte Spannungsversorgung, sogar Batteriebetrieb möglich • relativ unempfindlich auf Stoß • unempfindlich gegenüber Magnetfeldern • einfacher Aufbau, kompakt • hohe Stabilität und Langlebigkeit • über 8 Dekaden linear • preiswert

Tabelle 5.4: Gegenüberstellung von Photovervielfacher und PIN-Diode nach [Sch90].

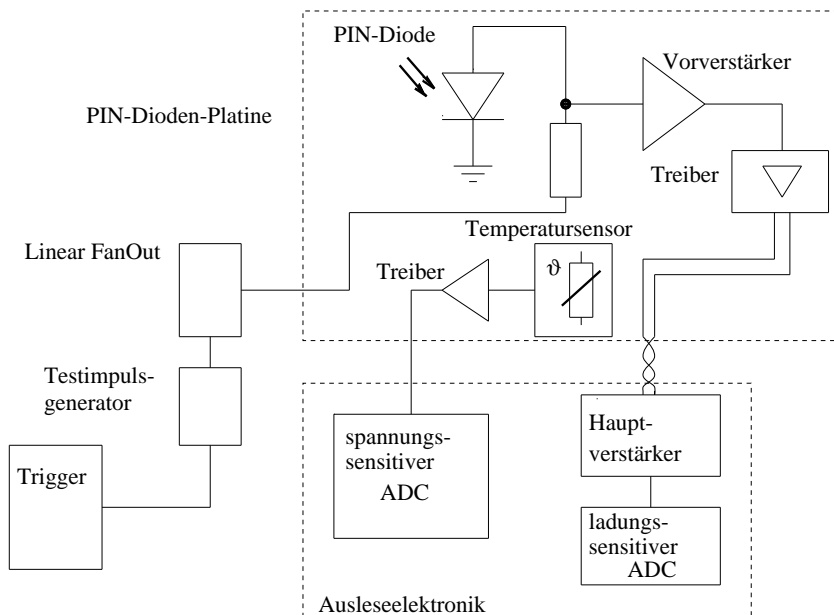


Abbildung 5.8: Prinzipschaltbild der PIN-Diode mit Ausleseelektronik. Der Vorverstärker ist in unmittelbarer Nähe zur PIN-Diode auf der PIN-Diodenplatine angebracht. Der Leitungstreiber ist in der Lage, das Signal über mehr als 50 Meter zu treiben.

Monitorsystems selbst zu berücksichtigen. Das Referenzsystem muß sich am oder im Hut befinden.

Ein Photovervielfacher benötigt ein stabiles Referenzsignal, da er eine eigene zeitabhängige Verstärkung besitzt. Dieses wird oft von einem mit einer radioaktiven Quelle dotierten Szintillator generiert. Die Szintillatorimpulse werden dann nicht wie die der LEDs in einem vorgegebenen Takt erzeugt, sondern in statistisch verteilten Zeitabständen. Darum verlangt die Verwendung einer Anzahl von radioaktiven Quellen ebensoviele unabhängige Trigger. Neben dem hohen Preis der Szintillatoren ist der steigende Aufwand der Datenaufnahme immens.

Die PIN-Diode ist viel stabiler als der Photovervielfacher. Da sie keine eigene Verstärkung besitzt, benötigt sie kein Referenzsignal. Die elektronische Verstärkung des PIN-Diodensignals (siehe Abbildung 5.8) wird mit einem definierten Testimpuls überprüft, der auf den Vorverstärker gegeben wird.

Kapitel 6

Die Kalibration

Im Oktober 1993 wurde in der West-Halle des CERN eine erste Kalibrationsstrahlzeit durchgeführt, bei der der erste der vier Quadranten des Bleiglasdetektors geeicht werden konnte. Das heißt:

- Die relative Verstärkungsfaktoren g der einzelnen Module untereinander wurden auf einen Wert ≈ 1 eingestellt.
- Es wurde der absolute Zusammenhang zwischen ADC-Wert N^{ADC} und der Teilchenenergie E_0 bestimmt.
- Die Startwerte zur dauernden Überprüfung und Korrektur der Verstärkung ($g(t_0)$, $K_{\text{LED}}(t_0)$, $K_{\text{LED}}^{\text{Ref}}(t_0)$) und der Nichtlinearität (h_{E_0}) wurden bestimmt.

Für die Messungen stand der X1-Teststrahl, bestehend aus Pionen und Elektronen im Energiebereich von 1 GeV bis 70 GeV, zur Verfügung. Es handelt sich hierbei um einen tertiären Teilchenstrahl, dessen Verlauf in der Abbildung 6.1 skizziert ist. Der 450 GeV-Protonenstrahl des SPS erzeugt durch Kollision mit einem Target zwei Sekundärstrahlen, von denen ein Teil des einen auf das X1-Target gelenkt wird.

Dieser X1-Strahl ist vom Experimentator in mehreren Eigenschaften zu beeinflussen:

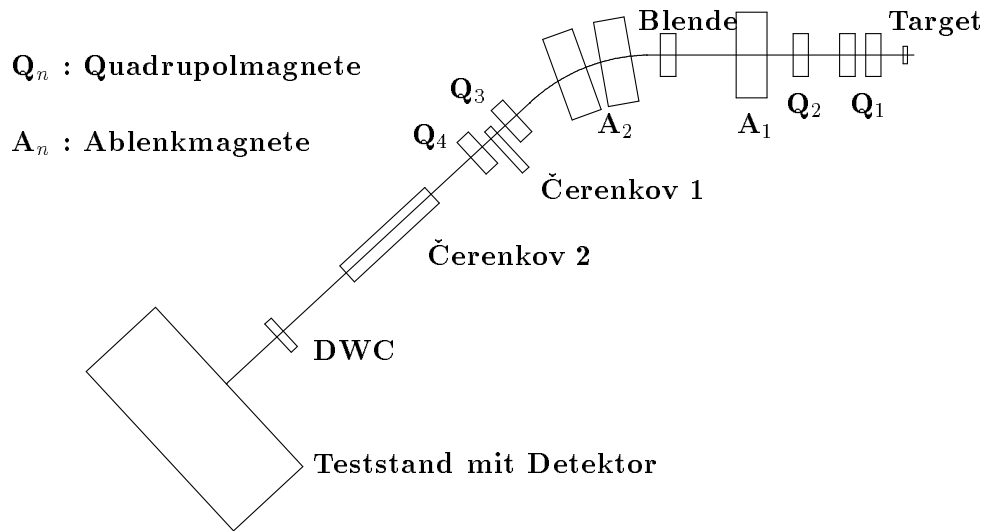


Abbildung 6.1: Der X1-Teststrahl, nach [Sch93].

- Strahlzusammensetzung

Durch Wahl des Targets kann der Hadronenanteil des Strahls verändert werden:

- Bleitarget geringer Dicke ($< 1X_0$): nahezu reiner Elektronenstrahl
- Kupfertarget ($> 25X_0$): nahezu reiner Hadronenstrahl
- Berylliumtarget: gemischter Strahl

Zur Kalibration und zur Bestimmung der Ortsauflösung des Detektors ist ein reiner Elektronenstrahl am geeignetsten. Bei der Kalibrationsstrahlzeit wurde meist das Berylliumtarget benutzt, da der so generierte Strahl die höchste Elektronenintensität aufwies.

- Eine Impulsselektion erfolgt durch die Ablenkmagnete. Der Impuls der Teilchen kann im gesamten Bereich frei gewählt werden. Die Impulsauflösung ist durch Blenden einstellbar.
- Die transversale Ausdehnung des Strahles wird durch die Blende und die die Quadrupolmagneten bestimmt.

Um einen ausgedehnten Strahl zu erhalten, wie er für das neue Kalibrationskonzept notwendig war, wurde eine offene Blende gewählt und zusätzlich die letzten beiden, der für die Fokussierung zuständigen Quadrupolmagneten nicht eingesetzt.

Mit Hilfe der beiden Čerenkovzähler kann eine Entscheidung über die Teilchenart getroffen werden. Die Gasdrücke in diesen Schwellenzählern, von denen der erste mit Stickstoff und der zweite mit Helium gefüllt ist, können so eingestellt werden, daß ein Elektron in beiden Zählern Čerenkovlicht erzeugt, ein Hadron gleichen Impulses aber weit geringerer Geschwindigkeit nur im zweiten Zähler.

Die DWC (Delayline Wire Chamber) ist eine Vieldraht-Proportionalkammer, die den Durchtrittsort der Strahlteilchen relativ zu den sich im Strahl befindenden Detektormodulen bestimmt. Zur Funktion und Arbeitsweise der DWC siehe [Net91]. Zur Kalibration stand der Detektor auf einem horizontal und vertikal zu verfahrenen Stand, der es erlaubt, jedes einzelne Modul in den Strahl zu fahren. Dazu wurde die genaue Lage der Module in den Koordinaten des Längenmeßsystems, das die Position des Standes angibt, ermittelt.

6.1 Das Kalibrationsverfahren

Zur Kalibration der Einzelmodule wird ein Teilchenstrahl definierter, konstanter Energie eingeschossen. Jeder Kalibrationsrun wird an einer festen Position des Detektors aufgenommen. Also muß vor jedem Run die neue Standposition eingestellt und der Stand bis zu dieser Stelle verfahren werden. Diese Prozedur macht einen guten Anteil der Dauer der Kalibration eines Einzelmoduls aus. Deswegen ist angesichts der großen Zahl der Einzelmodule von mehr als 10000 Stück entschieden worden, das Verfahren geringfügig zu verändern. Der Strahl wurde wie oben beschrieben aufgeweitet, so daß er eine Ausdehnung in x- und y-Richtung von etwa $40 \times 70 \text{ mm}^2$ besaß. Er wurde auf die Mitte einer Vierergruppe von Einzelmodulen gerichtet, die so alle gleichzeitig in einem Run kalibriert werden konnten. Jedes Supermodul umfaßt 6 solcher Vierergruppen.

Relative Verstärkungsfaktoren

Als erster Schritt wurde die jeweilige Abhängigkeit der Verstärkung der einzelnen Photovervielfacher von der Hochspannung bestimmt, deren Kenntnis Grundlage der Ermittlung der absoluten Verstärkung sowie der Energie- und Ortsauflösung ist. Dazu wurde die Antwort auf ein festes Signal bei zwei verschiedenen Photovervielfacherspannungen betrachtet. Mit dem so erhaltenen Verstärkungsfaktor konnte die jeweilige Spannung der Photovervielfacher ermittelt werden, die einzustellen war, um in jedem Modul bei gleich großem Signal auf die gleiche ADC-Kanalzahl zu kommen.

Die im Experiment zu detektierenden Photonenenergien betragen bis 40 GeV. Bei den bei der Kalibration benutzten Analog-Digital-Konvertern handelt es sich um 2K-ADCs (2048 Kanäle, Empfindlichkeit=0,25pC/Kanal). Deshalb wurde die Verstärkungsspannung so eingestellt, daß die Antwort jedes Photovervielfachers auf einen 10 GeV-Elektronenstrahl bei einer ADC-Kanalzahl von $N^{\text{ADC}}=400$ liegt. In einem Einzelmodul wird bei zentralem Einschuß nur etwa 80% der Teilchenenergie deponiert. Damit ergibt sich für den konstanten Faktor k_{konst} , der das Verhältnis von ADC-Kanalzahl zur Teilchenenergie beschreibt (siehe Gleichung 4.10):

$$k_{\text{konst}} = N^{\text{ADC}}/E_0 = 50 \quad \text{ADC-Kanäle/GeV} \quad . \quad (6.1)$$

Absolute Kalibration

Zur absoluten Kalibration wird ein Strahl fester Energie in die Mitte eines Moduls des schon kalibrierten Detektors eingeschossen. Die relativen Verstärkungsfaktoren sind also schon eingestellt. Die ganze im Detektor deponierte Energie wird aufsummiert. Praktisch geschieht das dadurch, daß die mit den relativen Verstärkungsfaktoren gewichteten ADC-Kanalzahlen des *Zentralmoduls* und seiner 24 nächsten Nachbarn Ereignis für Ereignis addiert werden. Man nennt dies die Bildung der Summe25:

$$N^{\text{ADC}} = \sum 25_i = \sum_{j=1}^{25} E_{ij} g_j \quad . \quad (6.2)$$

Dabei ist i die Ereignisnummer, j die Modulnummer und E_{ij} die beim Ereignis i in Modul j deponierte Energie in ADC-Kanälen. g_j ist der zeitabhängige relative Verstärkungsfaktor des Moduls j . Durch einen Gaußfit des so erhaltenen Spektrums erhält man den absoluten Faktor S zwischen der ADC-Kanalzahl N^{ADC} und der Teilchenenergie E_0 :

$$N^{\text{ADC}} = S \cdot E_0 \quad . \quad (6.3)$$

Wie oben schon angesprochen leckt zwar ein Teil der Teilchenenergie ($\approx 2\%$) hinten am Detektor heraus, doch da dies im eigentlichen Experiment ebenso geschieht, führt dies nicht zu Fehlern.

Der Faktor S ist energieabhängig:

$$S = k_{\text{konst.}} \cdot h(E) \quad . \quad (6.4)$$

Die Energieabhängigkeit begründet sich in folgendem:

- seitliches und rückwärtiges Herauslecken der Schauer aus der Summe²⁵. Die Breite und die Tiefe des Schauers wächst mit der Energie der Strahlteilchen, so daß besonders die hohen Teilchenenergien zu niedrig bestimmt werden.
- Absorptionsverluste des Čerenkovlichtes im Bleiglas. Die Lage des Schwerpunktes der induzierten Schauer im Modul ist von der Energie der einfallenden Teilchen abhängig. Je höher die Teilchenenergie, desto tiefer wird sie im Modul deponiert. Damit hat auch das Čerenkovlicht einen kürzeren Weg zur Photokathode. Die Verluste durch die oben erwähnten Absorptionsmechanismen, denen die Čerenkovphotonen in Materie unterliegen, sind geringer und führen zu einer Abweichung bei der Energiebestimmung.

Der Fehler, der durch Vernachlässigung verschiedener Absorptionsverluste bei verschiedenen Energien entsteht, ist bedeutender als der durch Schauerverluste entstehende. In [Pei87] ist ein funktioneller Zusammenhang vorgeschlagen, der berücksichtigt, daß nur ein Effektivwert von der deponierten Energie gemessen

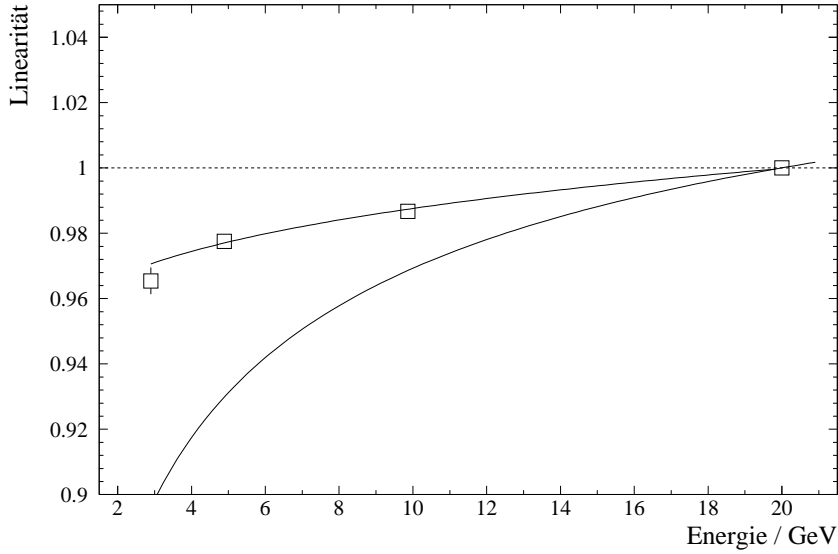


Abbildung 6.2: Energieabhängigkeit des Zusammenhangs von ADC-Kanalzahl und Energie des einfallenden Teilchens. Die stärkere Abweichung von der Linearität für niedrige Energien ist deutlich zu sehen. Der untere Fit beschreibt die Nichtlinearität bei der Bestimmung der π^0 -Ruhemasse. Es besteht eine deutliche Diskrepanz.

werden kann. Dabei wird eine logarithmische Abhängigkeit der Tiefe des Schauerschwerpunktes angenommen:

$$N^{\text{ADC}} = k_{\text{konst}} \cdot h(E) \cdot E_0 = \frac{1}{a'} \cdot \left[1 + \epsilon_{\text{abs}} \cdot \ln \left(\frac{E_0}{E_k} \right) \right] \cdot E_0 \quad , \quad (6.5)$$

wobei a' und ϵ_{abs} die zu ermittelnden Parameter sind. E_k ist die kritische Energie, bei der der Schauerprozeß abbricht.

Wenn diese Annahme stimmt, hängt das Verhältnis:

$$x_{\text{lin}} = \frac{N^{\text{ADC}}}{E_0} = k_{\text{konst}} \cdot h(E_0) \quad (6.6)$$

logarithmisch von E_0 , also in guter Näherung auch logarithmisch von N^{ADC} ab. Die Summenpeakposition N^{ADC} ist die im Experiment zugängliche Größe. Die Größe:

$$R_{\text{ADC}} = \frac{N^{\text{ADC}}}{N^{\text{ADC}}} \cdot 20 \quad . \quad (6.7)$$

gibt die gemessene und auf 20 GeV normierte Energie wieder. Da in die Abhängigkeit von x_{lin} und R_{ADC} der Einfluß des Herausleckens noch hereinspielt, wurde die Verteilung, siehe Abbildung 6.2, nicht mit dem obigen Ansatz, sondern mit einem Polynom 2. Grades gefittet. Es ergibt sich folgende Funktion zur Beschreibung der Nichtlinearität (R_{ADC} in GeV):

$$x_{\text{lin}} = 0.9610 + 0.0068 \cdot \ln(R_{\text{ADC}}) + 0.0020 \cdot \ln(R_{\text{ADC}})^2 \quad . \quad (6.8)$$

Diese Nichtlinearität bei der Bestimmung der Teilchenenergien kann mit der Nichtlinearität bei der Bestimmung der π^0 -Ruhemasse, wie sie in [Bar92] bestimmt wurde, verglichen werden. Dies ist möglich unter der notwendigen, dort gemachten Annahme des symmetrischen Zerfalls, bei dem die π^0 -Masse linear von der Photonenenergie abhängt. Die Kurve, die die Nichtlinearität bei der Bestimmung der π^0 -Ruhemasse beschreibt, wurde auf 20 GeV normiert. Damit ergibt sich die mit x_{lin} vergleichbare Funktion:

$$x_{\text{lin}_{\pi^0}} = \frac{M_{\pi^0}}{M_{\pi^0}(20\text{GeV})} = 0.8148 + 0.0845 \cdot \ln\left(\frac{E}{\text{GeV}}\right) - 0.0076 \cdot \ln^2\left(\frac{E}{\text{GeV}}\right) \quad . \quad (6.9)$$

Die Nichtlinearität $x_{\text{lin}_{\pi^0}}$ wird in Abbildung 6.2 durch die untere Kurve dargestellt.

Zwischen den bestimmten Nichtlinearitäten x_{lin} und $x_{\text{lin}_{\pi^0}}$ ist eine Diskrepanz zu erkennen. Einen Teil dieser Abweichung kann man in den vorhandenen Unterschieden der Daten und der Analysemethoden suchen:

1. Bei der Bestimmung von x_{lin} ist keine Clusteroutine benutzt worden.
2. Bei der Ermittlung von E_{π^0} wurden S + Au Daten zugrundegelegt, wo es durch die hohe Teilchendichte zu Überlappereffekten kommt, die die Energie der gemessenen Photonen verändern können.

Wie der Überlappereffekt genau von der Energie des betrachteten Photons abhängt ist nicht ganz offensichtlich. Denn zum einen ist die Wahrscheinlichkeit für einen Überlapp größer bei höheren Energien, da die Schauer dann größer sind; man würde bei höheren Energien mehr zusätzliche Energie messen durch den Überlapp. Zum anderen ist aber der Einfluss eines Überlapps, wenn er denn stattfindet, für niederenergetische Schauer stärker; das ginge in die andere Richtung.

Die Diskrepanz der Werte kann auch an von der einen oder anderen Seite gemachten Fehlern liegen.

Kapitel 7

Auflösungsvermögen des Detektors

7.1 Die Energieauflösung

Wie schon erklärt ist eine gute Energieauflösung des Detektors in Verbindung mit einer guten Ortsauflösung wichtig für eine genaue Rekonstruktion der aus Mesonenzerfällen stammenden Photonen. Die Kenntnis dieser Werte erschließt den Fehler der gewonnenen Meßergebnisse, siehe Gleichung 3.8.

Korrekt gesprochen wird hier allerdings nicht die eigentliche Energieauflösung des Detektors bestimmt, sondern eine Addition von Auflösungen verschiedener Komponenten:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Detektor}}^2 + \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Rauschen}}^2 + \left(\frac{\sigma_P}{P}\right)_{\text{Strahl}}^2} . \quad (7.1)$$

Dabei kann man die durch das Rauschen der Aufnahmeelektronik verursachte Auflösung $\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Rauschen}}$ durchaus in die Detektorauflösung $\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)_{\text{Detektor}}$ einberechnen, da diese auch im eigentlichen Experiment verwendet wird. Durch schwankende Pedestals wird besonders die Energieauflösung bei kleinen Energien beeinträchtigt. Begrenzt wird die Detektorauflösung durch die Photonenstatistik, die die Schwankungen der pro Energieintervall ausgesandten Photonen, der die Photokathode erreichende Photonen und der dort emittierten Elektronen beinhaltet.

Energie	Tower Testbox	WA98-Bleiglasspektrometer		
		Prototyp-	Test	Kalibration
2 GeV	–	–	$5,48 \pm 0,40$	–
3 GeV	$5,82 \pm 0,11$	$3,60 \pm 0,06$	–	$4,01 \pm 0,40$
5 GeV	–	$2,96 \pm 0,03$	$3,23 \pm 0,13$	$3,27 \pm 0,10$
10 GeV	$3,72 \pm 0,02$	$2,35 \pm 0,03$	$2,40 \pm 0,05$	$2,63 \pm 0,08$
20 GeV	$3,01 \pm 0,02$	–	$1,96 \pm 0,05$	$2,00 \pm 0,13$

Tabelle 7.1: Energieauflösung. Alle aufgeführten „Detektoren“ bestehen aus TF1-Bleiglas. Die auffallend guten Ergebnisse des Prototypen sind auf ein neues Kalibrationsverfahren zurückzuführen. Weitere Erläuterungen zur Tabelle, siehe Text.

Die Beeinflussung der Auflösung von der Impulsunsicherheit des Teststrahls $\left(\frac{\sigma_P}{P}\right)_{\text{Strahl}}$, ist eine Eigenschaft der Kalibration, so daß der durch die Energieauflösung des Detektors begründete Fehler der Meßdaten in Wirklichkeit etwas kleiner ist.

Die Energieauflösung wurde ebenfalls mit der Summe25 ermittelt. Dabei geht man in einem hohem Maße sicher, daß man so gut wie die gesamte Schauerenergie selbst von 20 GeV-Elektronen aufnimmt. Allerdings addiert sich das Rauschen der vielen Module auf und verschlechtert die gemessene Auflösung. Die Bestimmung der Auflösung mit einer *Clusteroutine*, bei der nur die Module, in denen der ADC-Wert eine festgesetzte Schwelle überschreitet, bei der Summenbildung berücksichtigt werden, hätte wahrscheinlich bessere Ergebnisse gebracht.

Da es sich bei dem Summe25-Spektrum um keine exakte Gaußverteilung handelt, wird das Spektrum mit dem sogenannten 3σ -Fit angefitet. Dabei wird als erstes ein Gaußfit über das ganze Spektrum gemacht, um die Grenzen dann mit $\mu - 3\sigma$ und $\mu + 3\sigma$ für den nächsten Fit einzuschränken. μ ist hierbei der Mittelwert und σ die Standardabweichung der Gaußverteilung. Diese Prozedur wird solange wiederholt, bis innerhalb einer Binbreite keine Veränderung der Fitgrenzen mehr eintritt. Das Verhältnis aus Standardabweichung und Mittelwert des letzten Gaußfittes σ/μ gibt die Auflösung des Detektors bei der jeweiligen Energie an.

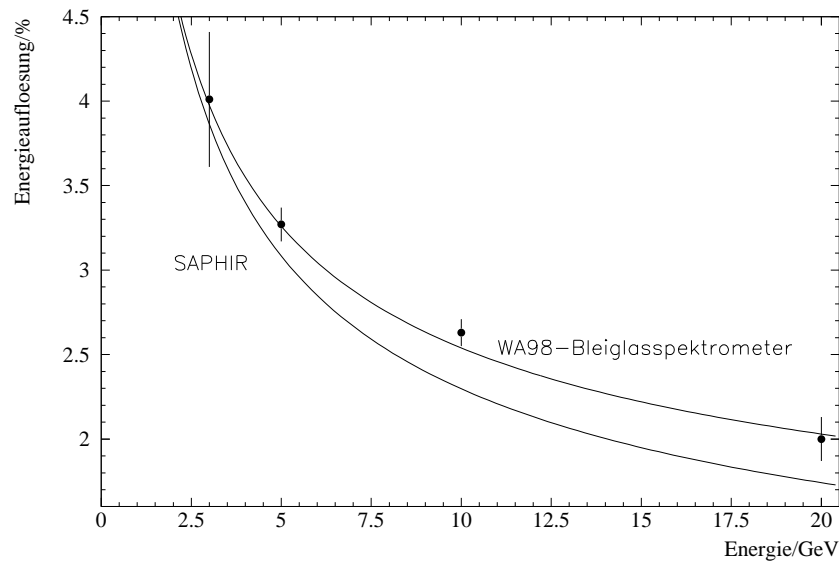


Abbildung 7.1: Die bessere Energieauflösung des SAPHIR bei den höheren Energien erklärt sich durch seine größere Tiefe.

In der Kalibrationsstrahlzeit wurde die Energieauflösung des WA98-Bleiglasspektrometers für Teilchenenergien von 3, 5, 10 und 20 GeV ermittelt (siehe Tabelle 7.1). Hier sind ebenfalls die mit verschiedenen Testaufbauten mit dem gleichen Bleiglastyp TF1 erzielten Auflösungen erwähnt. Den für die Tower angenommenen Wert lieferte eine *Testbox*, die aus 7×7 Bleiglasmodulen bestand [Rot91]. Die zwei Tower-Detektoren sind die neben dem SAPHIR im WA80- und WA93-Experiment eingesetzte Bleiglasspektrometer. Den Daten der Testbox war ein starkes Rauschen überlagert. Dadurch sind die schlechten Ergebnisse zu erklären.

Bei dem *Prototypen* handelt es sich um ein von der GSI gebautes Supermodul. Die gute Energieauflösung rührt daher, daß die relativen Gainfaktoren durch Optimierung der Auflösung bestimmt wurden [Sch93].

Bei der *Test*-strahlzeit wurden zwei aufeinandergeschichtete Supermodule verwendet, die sich abgeschirmt in einer Kiste befanden. Bei der *Kalibration* wurde ein ganzer Quadrant getestet.

Es ist aufschlußreich, die erhaltenen Auflösungen für die gemessenen Energien gegen die Energie aufzutragen. (Abbildung 7.1). Dabei läßt sich ein funktio-

Detektor	Relative Energieauflösung
Testbox	$\sigma(E)/E = (7,4 \pm 0,2) \%/ \sqrt{E} + (1,4 \pm 0,1) \%$
Prototyp	$\sigma(E)/E = (4,9 \pm 0,2) \%/ \sqrt{E} + (0,8 \pm 0,1) \%$
Teststrahlzeit	$\sigma(E)/E = (5,9 \pm 0,4) \%/ \sqrt{E} + (0,6 \pm 0,1) \%$
WA98-Bleiglasspektrometer	$\sigma(E)/E = (5,5 \pm 0,6) \%/ \sqrt{E} + (0,8 \pm 0,2) \%$
Saphir	$\sigma(E)/E = (6,0 \pm 1,0) \%/ \sqrt{E} + (0,4 \pm 1,0) \%$

Tabelle 7.2: Relative Energieauflösung. Bei dem SAPHIR wurde SF5-Bleiglas verwendet, in den übrigen Fällen TF1-Bleiglas. Die Teilchenenergie E ist in Einheiten von GeV gemessen.

neller Zusammenhang zwischen Energieauflösung und Energie erkennen, der durch die bei Kalorimetern oft verwendete Abhängigkeit $\left(\frac{\sigma_E}{E}\right) \propto 1/\sqrt{E}$ gut beschrieben wird. Diese Abhängigkeit leitet sich von der *Poissonverteilung* der Gesamtzahl der aus der Photokathode emittierten Photoelektronen $N_{e^-}^{\text{Kath.}}$ ab. Für die Standardabweichung $\sigma_{N_{e^-}^{\text{Kath.}}}$ der Verteilung gilt:

$$\sigma_{N_{e^-}^{\text{Kath.}}} = \sqrt{\mu_{N_{e^-}^{\text{Kath.}}}} \propto \sqrt{E} \quad , \quad (7.2)$$

mit $\mu_{N_{e^-}^{\text{Kath.}}}$ als dem Mittelwert der Verteilung.

Demnach wurde die Verteilung der Punkte mit der Funktion

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right) = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + \beta \quad (7.3)$$

gefittet. Der Fit stellt die relative Energieauflösung des Detektors dar. Sein Ergebnis ist in Tabelle 7.2 aufgezeigt, wo auch die relative Auflösung des von der Universität Münster entwickelten und im WA80- und WA93-Experiment verwendeten Bleiglaskalorimeters SAPHIR auftaucht [Wie86] und [Bau90]. Der SAPHIR besteht aus SF5-Bleiglasmodulen mit einem Querschnitt von 35×35 mm. Die Detektortiefe des SAPHIR ist mit $T_{\text{SAPHIR}} \approx 18$ Strahlungslängen gegenüber $T_{\text{WA98-Pb}} \approx 14$ Strahlungslängen etwas größer, wodurch die Energieinformation verbessert wird. Das macht sich vor allem bei den höheren Energien bemerkbar, bei denen mehr Schauerenergie hinten aus dem Detektor herausleckt.

7.2 Die Ortsauflösung

Da der elektromagnetische Schauer wie beschrieben eine charakteristische laterale Verteilung aufweist, ist es mit einem lateral segmentierten Detektor möglich, den Schwerpunkt bzw. das erste Moment \bar{x} bzw. \bar{y} des Schauers zu ermitteln. Die Schauerverteilung zeigt sich im Detektor als Verteilung der ADC-Signale der den Schauer beinhaltenden Module.

Der Schwerpunkt des Schauers eines einfallenden Teilchens in x-Richtung \bar{x} errechnet sich damit aus der mit der jeweiligen Modulposition relativ zum Zentralmodul gewichteten Energiedeposition in den Modulen um das beschossene Modul:

$$\bar{x} = \frac{\sum_n E_n x_n}{\sum_n E_n} \quad \text{mit} \quad x_n = -1, 0, 1 \quad . \quad (7.4)$$

Der Faktor x_n beinhaltet die Modulposition des n-ten Moduls in x-Richtung relativ zum Zentralmodul ($x_n = 0$) gemessen in Moduleinheiten. Eine analoge Beziehung gilt für die y-Richtung.

Die Ermittlung der Ortsauflösung des WA98-Bleiglasspektrometers wurde mit der Summe9 durchgeführt. Eine Ausweitung der Ortsgewichtung auf die Summe25 würde wegen des geringen Anteils der Schauerenergie, der seitlich aus den Modulen der Summe9 herausleckt, kaum genauere Ergebnisse liefern.

Mit Hilfe des Schwerpunktes läßt sich dann eine Abschätzung für den Einfallsort des primären Schauerteilchens machen. Die Breite der Verteilung der Differenz zwischen dem wahren Einfallsort des Teilchens, der durch die DWC-Ergebnisse gegeben ist, und dem rekonstruierten Einfallsort wird als die Ortsauflösung des Detektors definiert.

Damit die DWC-Ortsinformation als Referenz für die Ortsrekonstruktion des Detektors dienen kann, muß zuerst ein direkter Zusammenhang zwischen dem DWC-Ort x_{DWC} und dem wahren Einfallsort des Teilchens auf dem Detektor erstellt werden. Vorher wurde die DWC geeicht, also bestimmt, wieviel Millimeter einem DWC-Kanal entsprechen (siehe [Net91]).

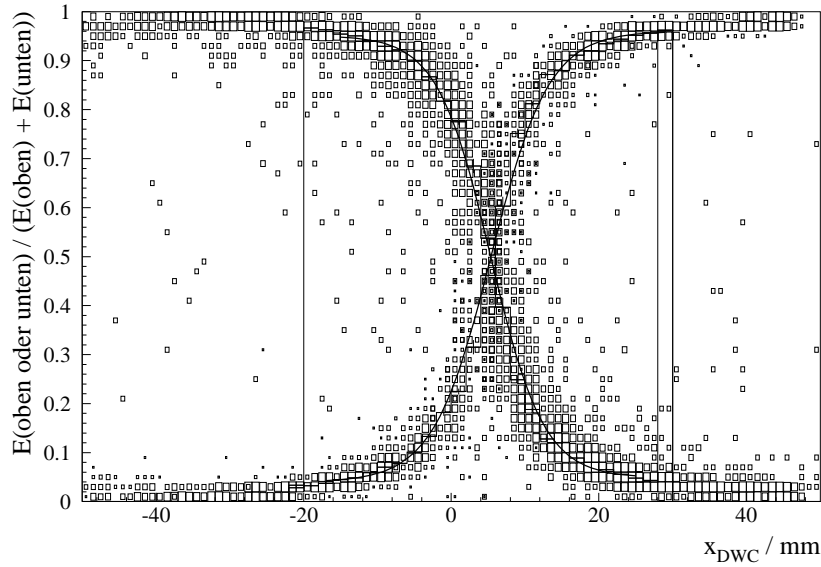


Abbildung 7.2: DWC-Anpassung. Der x-Wert (gemessen in Millimetern) stellt den direkten Zusammenhang zwischen der DWC-Ortsinformation und dem Eintreffort des Teilchens dar.

Anpassung der DWC- und der Detektorkoordinaten

Zur Anpassung der Koordinaten wurde ein Teilchenstrahl fester Energie in die Mitte von vier Modulen gerichtet. Wenn man nun zum Beispiel das Verhältnis der in den oberen beiden Modulen deponierten zu der gesamten in der Vierergruppe deponierten Energie gegen den DWC-Ort aufträgt, so muß die Grenze zwischen den oberen und unteren Modulen da liegen, wo die erhaltene Verteilung den Wert 0.5 hat. An dieser Stelle sind oben und unten jeweils 50 % der Energie deponiert. In Abbildung 7.2 ist der Anteil der in den oberen Modulen und der in den unteren Modulen deponierten Energie an der Gesamtenergie gleichzeitig gegen den DWC-Ort in mm aufgetragen. Der Schnittpunkt der beiden Kurven liegt bei $0.5 \hat{=} 50\%$. Der x-Wert dieses Schnittpunktes gibt die absolute Abweichung des DWC-Nullpunktes von dem wahren Einfallsort der Teilchen wider. Die genaue Lage der Module kann durch systematische Wiederholung einer solchen Messung an anderen Stellen bestimmt werden.

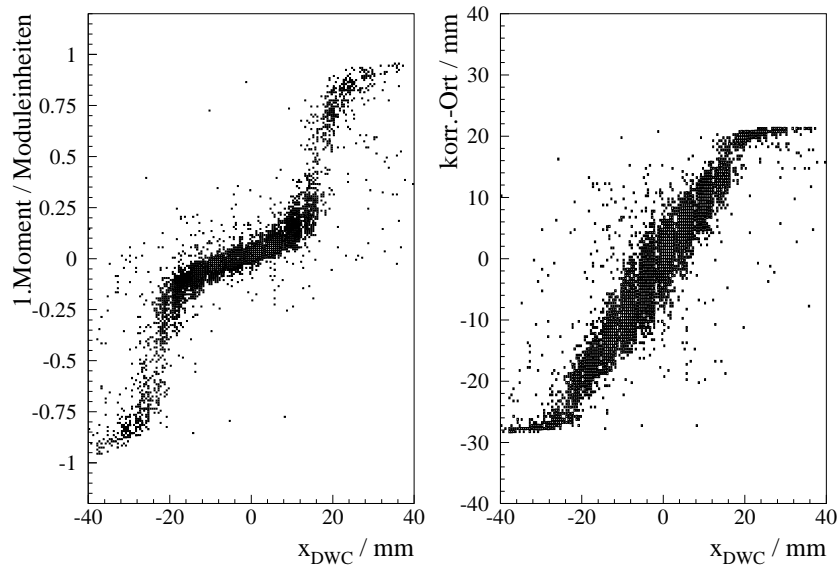


Abbildung 7.3: Korrektur des ersten Momentes. Die Abflachung der Verteilung der korrigierten Orte an den Modulgrenzen (ein Modul ist 40mm breit) liegt daran, daß keine periodische Korrekturfunktion gewählt wurde. Deutlich ist in der rechten Abbildung zu sehen, daß die Korrektur an den Modulrändern besser ist.

Ortskorrektur des ersten Momentes

In der Verteilung des ersten Momentes des Schauers, das in Abbildung 7.3 gegen den nun geeichten DWC-Ort aufgetragen ist, zeigt sich, daß die Darstellung des wahren Ortes durch den Schauerschwerpunkt stark von dem Eintreffort des Teilchens relativ zu den Modulgrenzen abhängt. Es ist zu erkennen, daß sich die Antwortfunktion des Detektors auf die Schauerausbreitung über die Modulmatrix periodisch fortsetzt. Durch Parametrisierung dieser Funktion kann eine Korrektur für die Verteilung des ersten Momentes ermittelt werden.

Da die Verteilung der Schauerenergie in radialer Richtung angenähert exponentiell abfällt, wird die Antwort des Detektors gut durch eine hyperbolische Sinusfunktion beschrieben [Pei87].

Die beste Anpassung an die Antwort des Detektors auf die Schauerverteilung

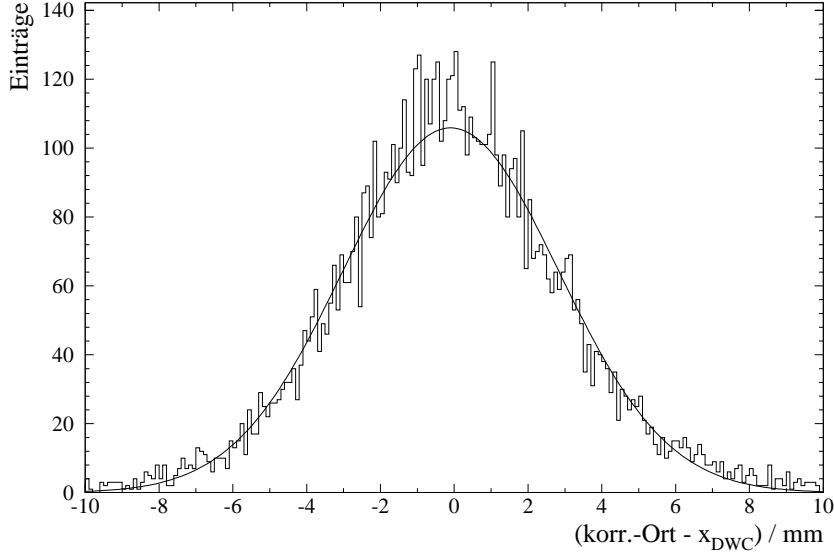


Abbildung 7.4: Differenz vom korrigierten und wahren Ort. Die Standardabweichung σ des Gaußfits stellt die Ortsauflösung des Detektors dar.

konnte mit folgender Parametrisierung erreicht werden:

$$F(x_{\text{DWC}}) = a \cdot \sinh((x_{\text{DWC}} - c) \cdot b) \quad . \quad (7.5)$$

Durch Variation der Parameter läßt sich die Funktion an die Schauerverteilung anpassen, die mit steigender Energie breiter wird.

Das nichtlineare Verhalten des Detektors läßt sich durch Anwendung der Umkehrfunktion von Funktion 7.5 auf das erste Moment der Schauerverteilung \bar{x} korrigieren:

$$\bar{x}_{\text{kor.}} = \frac{\text{arsinh}\left(\frac{\bar{x}}{a}\right)}{b} + c \quad . \quad (7.6)$$

In der Abbildung 7.3 rechts ist der korrigierte Ort gegen den wahren Ort aufgetragen. Die Verteilung der Werte ist an den Modulgrenzen schmaler. Das bedeutet, daß dort die Ortsauflösung besser ist, da an den Modulgrenzen eine geringe Verschiebung des Schauerschwerpunktes eine deutlich zu registrierende Veränderung des Verhältnisses der Energiedepositionen in den beiden Nachbarmodulen bewirkt.

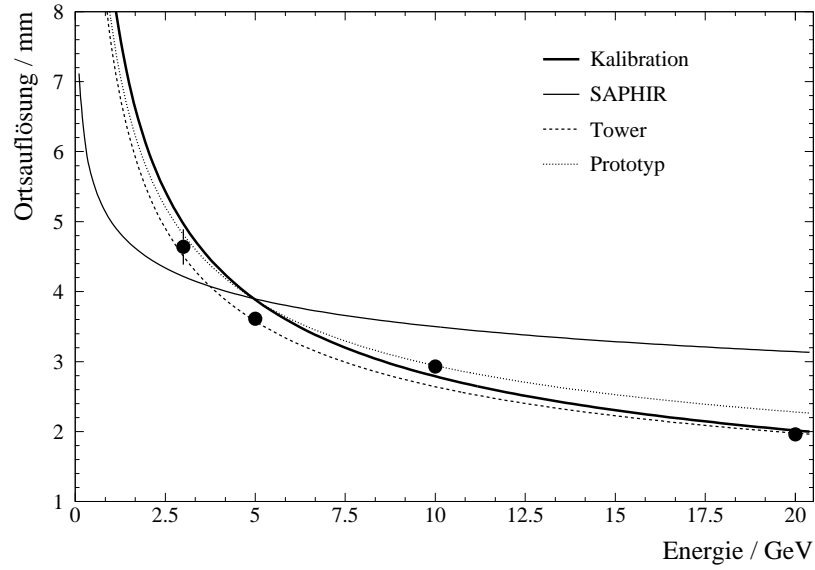


Abbildung 7.5: Relative Ortsauflösung.

Der Erfolg der Rekonstruktion des Einfallsortes der einzelnen Teilchen ist an der Differenz des wahren Ortes x_{DWC} und des rekonstruierten Ortes $\bar{x}_{\text{kor.}}$ abzulesen.

Die Ortsauflösung des Detektors ist durch die Breite der Verteilung dieser Differenzen gegeben. Sie wurde mit Hilfe eines Gaußfits bestimmt, als deren Standardabweichung σ sie definiert ist.

Die Ortsauflösung des WA98-Bleiglasspektrometers wurde für die Energien von 3, 5, 10 und 20 GeV bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.3 aufgelistet. Es ist eine Energieabhängigkeit der Ortsauflösung zusehen. Die Verbesserung der Ortsauflösung mit steigender Energie ist in der mit der Primärteilchenenergie steigenden Energieauflösung begründet, die direkt in die Berechnung der Ortsauflösung eingeht, siehe Gleichung 7.4.

Noch deutlicher wird die Energieabhängigkeit, wenn man die Ortsauflösung gegen die Energie aufträgt, siehe Abbildung 7.5. Die Verteilung der Ortsauflösungen ist analog zur Verteilung der Energieauflösungen mit der Funktion:

$$\sigma_{\text{ort}}(E) = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + \beta \quad (7.7)$$

Detektor	Relative Ortsauflösung
Testbox	$\sigma_{\text{Ort}}(E) = (7,15 \pm 0,15)\text{mm}/\sqrt{E} + (0,38 \pm 0,03)\text{mm}$
Prototyp	$\sigma_{\text{Ort}}(E) = (7,16 \pm 0,30)\text{mm}/\sqrt{E} + (0,68 \pm 0,10)\text{mm}$
WA98-Bleiglasspektrometer	$\sigma_{\text{Ort}}(E) = (8,35 \pm 0,25)\text{mm}/\sqrt{E} + (0,15 \pm 0,07)\text{mm}$
SAPHIR	$\sigma_{\text{Ort}}(E) = 5 \text{ mm} \cdot (E)^{-0,155}$

Tabelle 7.3: Relative Ortsauflösung

auszudrücken. Der Fit beschreibt die Werte nur grob. Das mag daran liegen, daß vor allem bei den beiden niedrigsten Energien an den Modulrändern zu wenig Statistik vorlag. Dadurch war die Bildung einer die Verteilung des ersten Momentes beschreibende Funktion mit größeren Fehlern behaftet. Das Ergebnis dieses groben Fits, die relative Ortsauflösung des WA98-Bleiglasspektrometers ist in Tabelle 7.3 aufgeführt.

Kapitel 8

Leistungsfähigkeit des Monitorsystems

Auf der Kalibrationsstrahlzeit im April/Mai 1994, bei der die übrigen drei Quadranten des Photonendetektors geeicht werden, wurden einige Tests zur Leistungsfähigkeit des Monitorsystems durchgeführt.

Ausgleich der Verstärkungsschwankung

Das Monitorsystem muß die Möglichkeit bieten, Schwankungen der Verstärkungsspannung der Photovervielfacher erkennen und korrigieren zu können.

Um diese Eigenschaft zu testen, wurde eine künstliche Schwankung der Verstärkungsspannung der Photovervielfacher erzeugt. Es wurde untersucht, mit welcher Genauigkeit die Antwort auf einen definierten Elektronenstrahl korrigiert werden kann.

Dazu wurde mit einem 10 GeV-Elektronenstrahl in eine Gruppe von Modulen eingeschossen und die Summe25 gebildet. Die starken Unterschiede in der Position des Summenpeaks $N^{\text{ADC}}(\Delta \text{HV})$ bei den verschiedenen Spannungen läßt sich mit einer Genauigkeit von $\leq 0.75\%$ korrigieren. Die korrigierten Werte für die verschiedenen Spannungen weichen nur um 0.45% voneinander ab, siehe Abbildung 8.1. Dabei ist der Fehler der Messwerte selbst größer als

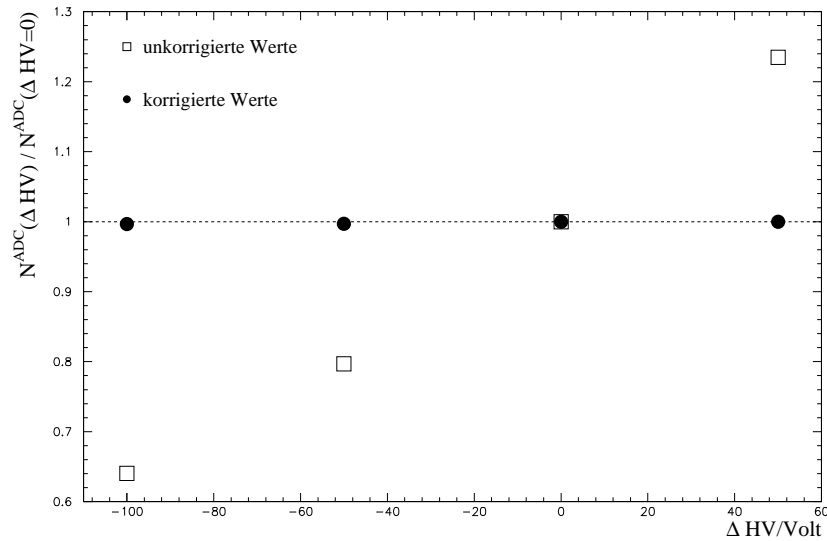


Abbildung 8.1: Korrektur der Verstärkungsschwankungen. Die Werte sind bezogen auf $\Delta \text{HV} = 0$.

ΔHV	Summe25/unkorrigiert	Summe25/korrigiert
-100 V	309.0 ± 1.6	482.8 ± 2.3
-50 V	384.5 ± 1.2	483.0 ± 1.6
$\pm 0 \text{ V}$	$482.4^* \pm 0.6$	484.4 ± 1.0
+50 V	595.7 ± 3.9	484.4 ± 2.2

Tabelle 8.1: Korrektur der Spannungsschwankungen nach [Cla94]. Der Wert der Summe25 ist in ADC-Kanälen angegeben.

bei bisherigen Berechnungen der Summe25. Dies liegt daran, daß nicht wie üblich in das zentrale der 25 Module geschossen wurde. Auch war bei diesen Messungen der Strahlimpuls nicht genau definiert.

Rekonstruktion des Startwertes

Bei der Kalibration wurde der absolute Zusammenhang zwischen der Energie-deposition eines 10 GeV-Elektronenstrahls und der Position des Summenpeaks in ADC-Kanälen $N^{\text{ADC}}(t_0)$ bestimmt. Der aktuelle Detektorantwort auf einen Elektronenstrahl gleicher Energie $N^{\text{ADC}}(t)$ wurde mit Hilfe der durch das Monitorsystem gelieferten Korrektur angepasst. Der korrigierte Wert $N^{\text{ADC}}(t)_{\text{kor.}}$ weicht um weniger als 1% von dem Sollwert ab. An der Tatsache, daß die angegebenen Fehler kleiner sind als die Abweichung der Werte voneinander, ist ersichtlich, daß bei der Bestimmung der Peakpositionen mit einem Gaußfit auch die systematischen Fehler berücksichtigt werden müssen.

$N^{\text{ADC}}(t_0)$	$N^{\text{ADC}}(t)_{\text{kor.}}$	relative Abweichung
480.2 ± 0.1	484.4 ± 1.0	$\leq 0.9 \%$

Tabelle 8.2: Vergleich des Startwertes mit dem mit Hilfe des Monitorsystem errechneten Wert.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird ein neues Monitorsystems für ein modular aufgebautes Bleiglasspektrometer vorgestellt.

Der Bleiglasdetektor ist in seiner Funktionsweise und in seiner variablen Geometrie beschrieben. Es wird die Antwortfunktion des Detektors untersucht. Dazu wird die Möglichkeit vorgestellt, die zeitabhängigen Terme der Antwortfunktion mit dem Monitorsystem zu überwachen und zu korrigieren.

Weiterhin wird versucht die Nichtlinearität bei der Bestimmung der Teilchenenergie zu ermitteln. Dazu wird ein Polynom 2. Grades, das sowohl die Absorptionsverluste der Čerenkov-Lichtes im Bleiglas als auch das Herauslecken des Schauers aus dem Detektor berücksichtigt, an die Verteilung der bestimmten Energien angepaßt. Es wird der Vergleich mit der in [Bar92] hergeleiteten Nichtlinearität bei der Bestimmung der π^0 -Ruhemasse unternommen. Die beiden erhaltenen Kurven weisen eine deutliche Diskrepanz auf, die letztlich nicht geklärt werden kann.

Es wird die Kalibration des Detektors beschrieben. Sein Auflösungsvermögen wird bestimmt und mit in früheren Experimenten erfolgreich eingesetzten Detektoren verglichen. Das Auflösungsvermögen des aus Supermodulen aufgebauten WA98-Bleiglasspektrometer ist mit den angeführten Detektoren

vergleichbar. Die Energieauflösung beträgt

$$\sigma(E)/E = (5,5 \pm 0,6) \% / \sqrt{E} + (0,8 \pm 0,2) \% \quad ,$$

die Ortsauflösung

$$\sigma_{\text{Ort}}(E) = (8,35 \pm 0,25)\text{mm} / \sqrt{E} + (0,15 \pm 0,07)\text{mm} \quad .$$

Es wird die Leistungsfähigkeit des Monitorsystems in ersten Tests nachgewiesen: Schwankungen der Verstärkungsspannung können mit dem auf LEDs gestützten Monitorsystem mit einer Genauigkeit von $< 1\%$ korrigiert werden. Ebenfalls mit einer Genauigkeit von $< 1\%$ läßt sich die aktuelle Summenpeakposition anhand der LED-Daten auf den Sollwert der Kalibration einstellen. Mit diesen Ergebnissen erfüllt das System die an ihm gestellten Anforderungen.

Das Gesamtsystem hat sich in den Tests als den Anforderungen gewachsen gezeigt.

Bis Anfang Juni diesen Jahres sollen die übrigen drei Quadranten des WA98-Bleiglasspektrometers kalibriert sein. Im Oktober 1994 werden die ersten Schwerionendaten mit dem Bleiglasdetektor genommen, nachdem etwa einen Monat vorher in einer Protonenstrahlzeit Vergleichsdaten erfaßt wurden.

Anhang A

Nichtlinearitäten

In Tabelle A.1 sind die Werte eingetragen, die in Kapitel 6 zur Berechnung der Nichtlinearitäten bei der Energiebestimmung herangezogen wurden.

Energie/GeV	Summe25/ADC-Kanäle
3	141.8 ± 0.6
5	239.3 ± 0.2
10	483.1 ± 0.5
20	979.2 ± 0.9

Tabelle A.1: Werte zur Ermittlung der Nichtlinearität der Energiebestimmung.

Anhang B

Technische Daten

Detektor	WA98-Pb	SAPHIR
Bleiglas	TF1	SF5
Molière-Radius R_M	3.68 cm	3.4 cm
Strahlungslänge X_0	2.8 cm	2.6 cm
kritische Energie E_k	16* MeV	16 Mev
Wechselwirkungslänge λ	38.0 cm**	37.7 cm**
Dichte ρ	3.85 g/cm ³	4.08 g/cm ³
Pb-Oxid-Gehalt	51 %	55 %
Brechungsindex n	1.648	1.673
Winkel der Totalreflexion $\theta_{tot.R.}$	36°	?
Geometrie	420 Supermodule	Kompakter Detektor
Anzahl der Module	10000	1278
Modullänge	400 mm	460 mm
in Strahlungslängen	14.4 X_0	18 X_0
Querschnittsfläche	40 × 40 mm ²	35 × 35 mm ²

Tabelle B.1: Vergleich des WA98-Bleiglasspektrometers mit dem Saphir.

* Es wurde dieselbe kritische Energie wie bei SF5 angenommen.

** Die hadronischen Wechselwirkungslängen sind simulierte Werte.

LED-Typ	HP HLMA-DL00	HP HLMP-DB15
Material	AlInGaP	SiC
Nennwellenlänge*	592 nm	468 nm
Halbwertsbreite	15 nm	≈ 60 nm
Antwortzeit	13 ns	500 ns
maximaler Strom	30 mA	50 mA
Vorwärtsstrom ($10\mu\text{s}$)	100 mA	500 mA
Luminosität (20 mA)	650 mcd	12 mcd
Strahlungsfluß (20 mA)	0.4 mW	0.016 mW
rel. Anzahl der Photonen	1	0.06
Temperaturkoeffizient	-0.01°C	-0.011°C

Tabelle B.2: Technische Daten der LEDs [Hew91, Hew93].

* Die Nennwellenlänge λ_{Nenn} entspricht der im Text benutzten Wellenlänge λ .

	Avalanche-Pulser*	Fast-Pulser	Slow-Pulser
Ausgangsspannung	60 V	5 - 100 V	5 - 40 V
Dauer des Ausgangsimpulses	10 ns	50 - 200 ns	200 - 1000 ns
Dauer des Photovervielfachersignals	30 ns	50 - 200 ns	400 - 1000 ns

Tabelle B.3: Ausgangssignale der Impulsgeneratoren. Die Photovervielfachersignale sind mit den in Tabelle B.2 aufgeführten LEDs und dem in Tabelle B.6 beschriebenen Photovervielfacher aufgenommen worden.

* [Sef90].

Typ	HAMAMATSU S 1223-01
Effektive Fläche	$3.6 \times 3.6 \text{ mm}^2$
Dunkelstrom ($U_{\text{Vor.}} = 20 \text{ V}$)	20 nA
Sperrschichtkapazität ($U_{\text{Vor.}} = 20 \text{ V}$)	20 pF
Kapselung	To-5
Nennwellenlänge	960 nm
spektraler Bereich	320 - 1100 nm

Tabelle B.4: Technische Daten der PIN-Diode [HAM91]. $U_{\text{Vor.}}$ ist die Vorspannung der Diode.

Vorverstärker	VITROHM 559-064
Verstärkung	0.8 V/pC
Rauschen (20 pF, shaping 1 μs)	200 e^- RMS
Kleinsignalanstiegszeit	10 ns
Ausgangsimpedanz	$< 50 \Omega$
Twisted Pair Driver	VITROHM 559-068
Kleinsignalanstiegszeit	20 ns
Eingangsimpedanz	2 k Ω
Ausgangsimpedanz	50 Ω
Hauptverstärker	VITROHM 559-067
Verstärkung	27 V/pC
Eingangsimpedanz	2 k Ω
Ausgangsimpedanz	$< 20 \Omega$
Ausgang (FWHM)	5 μs

Tabelle B.5: Ausleseelektronik der PIN-Diode [VIT90].

Eigenschaften des FEU-84	
Lichtempfindlichkeit der Photokathode [A/lumen]	$\geq 8 \cdot 10^{-5}$
Versorgungsspannung für eine Lichtempfindlichkeit von 100 A/lumen [V]	≤ 1700
Dunkelstrom bei dieser Spannung [A]	$\leq 2 \cdot 10^{-7}$
spektrale Empfindlichkeit bei 694 nm [A/W]	$\geq 3 \cdot 10^{-3}$
Empfindlichkeitsschwelle [W]	$\leq 10^{-8}$
Anzahl der Dynoden	12
Kathodenmaterial	SbNaKCs (S-20)
Emissionswellenlänge (Maximum)	420 nm
spektrale Empfindlichkeit bei dieser Wellenlänge [mA/W]	70
Quantenausbeute bei dieser Wellenlänge	20%

Tabelle B.6: Eigenschaften des Photovervielfachers FEU-84

weißer Lack	Glasurit 9010
Mattpaste	Glasurit 521-300
MS-Härter, kurz	Glasurit 929-71
Einstellzusatz (Verdünner)	Glasurit 352-91
Universalreiniger für Kunststoffe	Glasurit 541-30
Kunststoffhaftprimer	Glasurit 934-0

Tabelle B.7: Bestandteile der Lackierung der Reflexionshaube

Abbildung B.1: Schaltplan des Fast-Pulsers.

Abbildung B.2: Schaltplan des Slow-Pulsers.

Literaturverzeichnis

- [Alb88] R. Albrecht et al., Phys. Lett. **B201** (1988) 390
- [Alb89] R. Albrecht et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 276** (1989) 131
- [Alb91] R. Albrecht et al., Z. Phys. **C 51** (1991) 1–10
- [Awe89] T. Awe et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 479
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **203** (1982) 189
- [Bag90] Baglin et al., Phys. Lett. **B 251** (1990) 472
- [Bam90] M. Bamberger et al., Z. Phys. **C 48** (1990) 191
- [Bar92] C. Barlag, *GEANT-Simulationen der Bleiglasdetektoren und des Vetos für geladene Teilchen im WA93-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1992
- [Bau90] H. Baumeister et al., Nucl. Instr. and Meth. **A292** (1990) 81
- [Bla89] J.-P. Blaziot und J. Ollitrault, Phys. Lett. **B 217** (1989) 392
- [Boc93] R. Bock, G. Herrmann, und G. Siegert, *Schwerionenforschung: Beschleuniger, Atomphysik, Kernphysik, Kernchemie, Anwendungen*, Wiss. Buchges., Darmstadt, 1993
- [Boh92] E.-M. Bohne, *Entwicklung und Erprobung eines longitudinal segmentierten BGO-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, Mai 1992

- [Böl93] O. Bölling und S. Köhler, *Wahlfachpraktikum*, Aug. 1993, Institut für Kernphysik
- [CDF94] CDF Collaboration, *Evidence for Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$* , Fermilab Pub.-94/097-E 1994, wird veröffentlicht
- [Cha88] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 269** (1988) 142
- [Cla92] A. Claussen, *Kalibration eines longitudinal segmentierten BGO-Kalorimeters und sein Einsatz bei der Teilchenidentifizierung*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, Mai 1992
- [Cla94] A. Claussen, *priv. Mitteilung*, Mai 1994
- [Cle83] J. Cleymans, M. Dechantsreiter, und F. Halzen, Z. Phys. **C 17** (1983) 1109
- [Cle93] G. Clewing, *Untersuchungen zur Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen bei 200 AGeV*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [Dra89] L. Dragon, *Produktion neutraler Pionen und direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1989
- [Gut91] H. Gutbrod et al., *Proposal for a Large Acceptance Hadron and Photon Spectrometer*, CERN proposal (CERN/SPSC 91-17) 1991, wird veröffentlicht
- [Gut93a] H. Gutbrod et al., GSI-Scientific Report **I-93** (1993) 386
- [Gut93b] H. Gutbrod et al., GSI-Scientific Report **I-93** (1993) 80
- [Hal82] F. Halzen und H. Liu, Phys. Rev. **D 25** (1982) 1842
- [HAM91] HAMAMATSU Photonics K.K., *Photodiodes Catalog*, Technical Data, 1991
- [Hew91] Hewlett Packard Co., *High Power T-1 3/4 (5mm) AlInGaP Amber and Reddish-Orange Lamps*, Technical Data Sheet, 1991

- [Hew93] Hewlett Packard Co., *SiC Blue T-1 3/4 Lamps*, Technical Data Sheet, 1993
- [Iar83] E. Iarocci et al., Nucl. Instr. and Meth. **217** (1983) 30
- [Joy39] J. Joyce, *Finnegan's Wake*, Viking Press, New York, (1939)
- [Kle87] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1987
- [Köh92] H. G. Köhne, *Akzeptanz modularer Bleiglaskalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1992
- [Man94] J. Mantaj, *Simulationen für den Einsatz von Bleifluorid als Detektormaterial in der Hochenergiekalorimetrie*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, Jan. 1994
- [Mat86] T. Matsui und H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416
- [Mos91] J. Moss et al., Nucl. Phys. **A 525** (1991) 285 c
- [Net91] P. Nettebrock, *Konstruktion und Test einer Vieldrahtproportional-kammer*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, Apr. 1991
- [Pei87] T. Peitzmann, *Kalibration eines Bleiglas-Detektors und Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1987
- [Per87] D. H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics*, Addison Wesley, Menlo Park, 1987
- [Rot91] B. Roters, *Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden und Teilchenidentifizierung bei einem segmentierten Kalorimeter*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, April 1991
- [Sat85] H. Satz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35** (1985) 245
- [Sch90] R. Schmidt, *Entwicklung eines Dioden-Referenzdetektors und Aufbau eines Myonen-Monitors für das Laser-Kalibrationssystem des SAPHIR*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1990

- [Sch93] M. Schnittker, *Entwicklung eines modularen Bleiglaskalorimeters und seiner Kalibrationsmethode*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, Juni 1993
- [Sch94] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, April 1994
- [Sef90] T. Sefzick, *Simulationen von schnellen Szintillatorlichtsignalen*, 1990
- [VIT90] D. VITROHM GmbH & Co. KG, *Hybrid Amplifiers for Nuclear Research*, Technical Data Sheets, 1990
- [Wie86] R. Wienke, *Aufbau des Bleiglas-Kalorimeters SAPHIR*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1986
- [You89] G. Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 279** (1989) 503

Abbildungsverzeichnis

2.1	Aufbau des WA98-Experimentes am CERN SPS, Zeichnung: K.-H. Kampert.	12
2.2	Der Bleiglasdetektor im WA98-Experiment.	15
2.3	Aufbau des PHENIX-Experimentes am RHIC	16
3.1	Aufbau des Supermoduls	26
3.2	Aufbau des Einzelmoduls	27
5.1	Seitenansicht der Reflexionshaube	37
5.2	Simulation des Čerenkovlichtes	40
5.3	Schaltbild des Avalanche-Pulsers	45
5.4	Labora Aufbau des Supermoduls	47
5.5	LED-Impulse im Photovervielfacher: Blau (Slow-Pulser) und Gelb (Fast-Pulser)	51
5.6	Reflexionshaube: Aufsicht	52
5.7	Homogenitätsmessung	54
5.8	Prinzipschaltbild der PIN-Diode mit Ausleseelektronik	56
6.1	Der X1-Teststrahl	58
6.2	Energieabhängigkeit des Zusammenhangs von ADC-Kanalzahl und Energie des einfallenden Teilchens	62

7.1	Energieauflösung	67
7.2	DWC-Anpassung	70
7.3	Korrektur des ersten Momentes	71
7.4	Differenz von korrigiertem und wahrem Ort	72
7.5	Relative Ortsauflösung	73
8.1	Korrektur der Verstärkungsschwankungen	76
B.1	Schaltplan des Fast-Pulsers.	87
B.2	Schaltplan des Slow-Pulsers.	88

Tabellenverzeichnis

2.1	Vergleich der Schwerionenexperimente WA98 und PHENIX . . .	17
5.1	Aufgaben der einzelnen LEDs	38
5.2	Vergleich LED- mit Laser-Kalibrationssystem	42
5.3	LED-Untersuchungen	48
5.4	Gegenüberstellung von Photovervielfacher und PIN-Diode . . .	55
7.1	Energieauflösung	66
7.2	Relative Energieauflösung	68
7.3	Relative Ortsauflösung	74
8.1	Korrektur der Spannungsschwankungen	76
8.2	Vergleich des Startwertes mit dem mit Hilfe des Monitorsystem errechneten Wert.	77
A.1	Werte zur Ermittlung der Nichtlinearität der Energiebestimmung	81
B.1	Vergleich des WA98-Bleiglasspektrometers mit dem Saphir . . .	83
B.2	Technische Daten der LEDs	84
B.3	Ausgangssignale der Impulsgeneratoren	84
B.4	Technische Daten der PIN-Diode	85

B.5	Ausleseelektronik der PIN-Diode	85
B.6	Eigenschaften des Photovervielfachers FEU-84	86
B.7	Bestandteile der Lackierung der Reflexionshaube	86

Danksagung

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

Herrn Prof. Dr. Rainer Santo für die interessante Aufgabenstellung und Ermöglichung der Mitarbeit innerhalb einer internationalen Kollaboration.

Herrn Dr. Thomas Peitzmann für die geduldige Betreuung und viele fruchtbare Denkanstöße.

Herrn Hubertus Schlagheck für die hervorragende und angenehme Zusammenarbeit über die gesamte Dauer der Diplomarbeit.

Herrn N. Heine für die maßgebliche Unterstützung bei Entwicklung und Bau des Bleiglasdetektors, für die Einbringung seines umfangreichen technischen Wissens in die Entwicklung des Referenzsystems sowie für die Überlassung einiger Darstellungen desselben.

Den Herren Ch. Barlag und E.-M. Bohne für die Unterstützung bei der Entwicklung des Referenzsystems und der dazu notwendigen Laboruntersuchungen sowie ihnen und Herrn A. Claussen für viele Hilfestellungen bei der Analyse der Daten.

Allen weiteren Mitgliedern der SAPHIR-Gruppe danke ich für ihre Unterstützung und für das gute Arbeitsklima:

H. Baumeister, Ch. Blume, D. Bock, D. Bucher, Dr. G. Clewing, U. Denningmann, Dr. R. Glasow, Dr. G. Hölker, Dr. K.-H. Kampert, J. Langheinrich, Th. Lister, J. Mantaj, J. Meintgens, R. Ottenhues, M. Schnittker, K. Steffens, D. Stüken, W. Verhoeven.

Den Mitgliedern der WA98-Kollaboration, die eine erfolgreiche Durchführung der Test- und Kalibrationsstrahlzeiten ermöglicht haben, insbesondere:

T.C. Awes, Prof. H.H. Gutbrod, Dr. B. Kolb, I. Langbein, Dr. S. Neumaier, A. Przybyla, Dr. M. Purschke, B. Roters, P. Steinhäuser, Ch. Urra.

Den Mitarbeitern der Mechanischen und der Elektronischen Werkstatt des Instituts für Kernphysik für ihre hochwertigen Arbeiten.

Herrn Andreas Wegener für die Durchsicht des Manuskripts auf mögliche Rechtschreibfehler.

Ganz besonders danke ich meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

*Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende
Diplomarbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und
keine anderen als die angegebenen Quellen
und Hilfsmittel benutzt habe.*

Münster, den 16. Mai 1994

Georg Schepers