

**Ansprechverhalten eines Shashlyk-Kalorimeters für
hochenergetische Photonen im Energiebereich von
100 MeV bis 770 MeV**

**Response of a Shashlyk Calorimeter to High
Energetic Photons in the Energy Range from
100 MeV up to 770 MeV**

Masterthesis

im Fachgebiet Experimentalphysik
Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann
II. Physikalisches Institut
Justus-Liebig-Universität Gießen

vorgelegt von

Stefan Diehl
aus Hungen - Inheiden

Sommersemester 2012

Betreuer: Dr. Rainer Novotny

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Einleitung	5
1.1	Das PANDA Experiment	7
1.1.1	Die Physik des PANDA Detektors	7
1.1.2	Aufbau des PANDA Detektors	10
1.2	Charakteristiken eines elektromagnetischen Kalorimeters	13
1.2.1	Schauerentwicklung und Ausbreitung	15
1.2.2	Energie-, Orts- und Zeitaufösung eines Kalorimeters	18
1.3	Designüberlegungen für das Kalorimeter des Vorwärtsspektrometers	20
1.3.1	Gegenüberstellung verschiedener Kalorimetertypen	21
1.3.2	Anforderungen an das Shashlyk-Kalorimeter des PANDA - Detektors	23
1.3.3	Überblick über bereits existierende Shashlyk-Kalorimeter	26
1.3.4	Überblick über die bisherigen Resultate mit den PANDA Prototypen	30
2	Der experimentelle Aufbau	33
2.1	Aufbau des Elektronenbeschleunigers MAMI	33
2.1.1	Die Rennbahnmikrotrons	34
2.2	Der Mainz-Glasgow Tagger	36
2.3	Aufbau des Prototyps des Shashlyk-Kalorimeters	38
2.3.1	Design der Shashlyk-Module	38
2.3.2	Auswahl der Photomultiplier	41
2.3.3	Aufbau der Ausleseelektronik	43
2.4	Überblick über die Strahlzeiten	45
2.5	Überblick über die Interaktionspositionen	46

3	Digitale Signalverarbeitung und Kalibration der Module	49
3.1	Analyse der Rohsignale der Shashlykmodule	49
3.2	Extraktion der Energieinformation aus den Sampling-ADC Daten	50
3.3	Energiekalibrierung und Linearität	52
3.3.1	Prekalibration mit kosmischen Myonen	53
3.3.2	Kalibration mit hochenergetischen Photonen	53
3.3.3	Überprüfung der Kalibration	56
4	Datenanalyse	59
4.1	Ansprechverhalten einzelner Module	59
4.2	Vorüberlegungen zum Ansprechverhalten verschieden großer Cluster	60
4.2.1	Bestimmung des Rauschlevels und der optimalen Energieschwelle	60
4.2.2	Bestimmung der Multiplizität	63
4.2.3	Linienformen der Energiesumme	66
4.3	Energieauflösung	68
4.3.1	Energieauflösung bei Interaktion im Zentrum eines Untermoduls	68
4.3.2	Abhängigkeit der Energieauflösung von Position und Photomultiplier	71
4.3.3	Winkelabhängigkeit der relativen Energieauflösung	76
4.4	Linearität und Homogenität der rekonstruierten Energie	76
4.5	Korrelation von rekonstruierter Energie und relativer Energieauflösung	79
4.6	Ortsauflösung	80
4.6.1	Theoretische Überlegungen	80
4.6.2	Anwendung des Algorithmuses auf die Shashlykmodule	81
4.6.3	Erzielte Ortsauflösung	85
4.7	Zeitauflösung	88
4.7.1	Theoretische Überlegungen	88
4.7.2	Bestimmung der Zeitauflösung	89
4.7.3	Erzielte Zeitauflösung	91
5	Messungen mit kosmischen Myonen	95
5.1	Messung kosmischer Myonen mit horizontal ausgerichteten Modulen	95
5.2	Messung kosmischer Myonen mit einem vertikalen Modul	98
5.3	Test der longitudinalen Homogenität	100

6	Monte Carlo Simulationen mit GEANT 4	103
6.1	Simulationsaufbau	103
6.2	Energiedeposition in einem einzelnen Modul	104
6.3	Vergleich mit der Energiedeposition in PbWO_4	106
6.4	Energiedeposition in der gesamten Matrix	107
6.5	Simulation des Schauerprofils	109
6.6	Simulation der Ortsauflösung	111
7	Diskussion und Ausblick	115
7.1	Vergleich der Ergebnisse mit den Ergebnissen der ersten Strahlzeit	115
7.2	Diskussion	117
7.2.1	Energieauflösung und Homogenität der Energieresponse	117
7.2.2	Orts- und Zeitauflösung	119
7.2.3	Linearität der Energieresponse einzelner Module	119
7.2.4	Dynamischer Bereich und Auswirkung höherer Schwellen	124
7.2.5	Vergleich der Ergebnisse mit dem KOPIO Shashlyk-Kalorimeter und der Performance der PANDA-Module bei hohen Energien.	125
7.3	Ausblick	126
	Abbildungsverzeichnis	v
	Tabellenverzeichnis	ix
	Literaturverzeichnis	x
	Anhang	xv

Zusammenfassung

Das Shashlykcalorimeter ist eine der zentralen Komponenten des Vorwärtsspektrometers des, für das geplante internationale Forschungszentrum FAIR in Darmstadt entwickelten PANDA-Detektors. In dieser Arbeit wurde erstmals ein Prototyparray mit Shashlykmodulen, wie sie für den Einsatz im PANDA-Detektor vorgesehen sind, mit hochenergetischen Photonen zwischen 100 MeV und 770 MeV getestet. Hierzu wurden die mit einem Bremsstrahlungstagger am Mainzer Mikrotron MAMI energiemarkierten Bremsstrahlungsphotonen genutzt, um die Performance an verschiedenen Interaktionspositionen zu testen und die Homogenität des Ansprechverhaltens an den einzelnen Positionen zu vergleichen. Weiterhin wurde die Auslese mit verschiedenen Photomultipliern erprobt und die Ergebnisse verglichen. Neben der Energieauflösung und der Homogenität der rekonstruierten Energie wurden hierbei auch die Ortsauflösung und die Zeitauflösung für den betrachteten Energiebereich bestimmt. Es hat sich gezeigt, dass die Energieauflösung und die rekonstruierte Energie zwischen den inneren Bereichen, eines aus 4 Untermodulen bestehenden Hauptmoduls, und den äußeren Bereichen deutlich variieren, wobei in den inneren Bereichen weniger Licht gesammelt wird und sich somit eine etwas schlechtere Energieauflösung ergibt. Die ermittelte Energieauflösung variiert daher je nach Position zwischen 4,6 % und 5,7 % bei 1 GeV bzw. 12,3 % und 14,6 % bei 100 MeV. Der gravierendere Effekt besteht jedoch in der Variation der rekonstruierten Energie, bei welcher sich zwischen den Extremalpositionen Unterschiede von bis zu 25 % ergeben. Die beschriebenen Effekte können wie in der Arbeit gezeigt wird, auf den internen Aufbau der Module zurückgeführt werden. Für die Ortsauflösung wurden bei einer Photonenenergie von 769 MeV Werte zwischen 0,75 cm und 1,2 cm und bei 200 MeV Werte zwischen 1,2 cm und 1,9 cm je nach Position bestimmt, welche die an das Kalorimeter gestellten Anforderungen erfüllen. Die Zeitauflösung ist im betrachteten Energiebereich stets kleiner oder gleich $100 \text{ ps} / \sqrt{E}$ und erfüllt damit ebenfalls die Anforderungen. Weiterhin wurde die, durch vertikal auftreffende kosmische Myonen in einem horizontal und einem vertikal positionierten Modul deponierte Energie bestimmt und verglichen. Mittels der durch Koinzidenzdetektoren ortsdefinierten kosmischen Myonen konnte ein Test der longitudinalen Homogenität für verschiedene Module durchgeführt werden. Hierbei hat sich gezeigt, dass die longitudinale Homogenität unter den einzelnen Modulen unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Durch die Simulation des Prototyps in GEANT 4 konnten einige experimentelle Sachverhalte, wie die beobachtete Positionsabhängigkeit der Ortsauflösung bestätigt werden. Weiterhin konnte hiermit ein Wert für die bestmögliche, mit einem Shashlykcalorimeter dieses Typs erreichbare Energieauflösung, welche sich allein aus den Samplingfluktuationen ergibt, bestimmt werden. Insgesamt hat sich gezeigt, dass das Shashlykcalorimeter für den Einsatz im Vorwärtsspektrometer geeignet ist, für eine endgültige Version müssen jedoch noch einige Optimierungen, besonders am internen Aufbau vorgenommen werden, um die Effektivität und Homogenität der Lichtsammlung zu verbessern.

Vorwort

Der PANDA Detektor wird eines der zentralen Experimente am geplanten internationalen Forschungszentrum FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) in Darmstadt sein. Durch die hohe Präzision des Detektors in Kombination mit der hohen Strahlqualität der neuen Beschleunigeranlage wird es möglich sein, eine ganze Reihe von offenen Fragestellungen im Bereich der Kern- und Hadronenphysik zu beantworten. Die Kollisionen von beschleunigten und gekühlten Antiprotonen mit einer wohl definierten Energie mit den ruhenden Protonen oder Kernen eines Targets im Inneren des Detektors, werden unter anderem hochpräzise Messungen zur Charmonium - Spektroskopie ermöglichen. Weiterhin stellen neben der Spektroskopie von offenen Charm-Zuständen auch die Suche nach gluonischen Anregungszuständen und die Studie von Hadronen in nuklearer Materie einen Schwerpunkt des Experiments dar. Das elektromagnetische Kalorimeter stellt für die Untersuchung dieser Fragestellungen einen essentiellen Bestandteil des PANDA Detektors dar, da es der einzige Detektor ist, welcher die Messung der Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen mit hoher Genauigkeit ermöglicht. Hierdurch wird es erst möglich aus den Zerfallsprodukten die invarianten Massen der Anregungszustände präzise zu rekonstruieren und diese somit zu identifizieren.

Da im PANDA-Detektor Kollisionen mit einem ruhenden Target stattfinden, ist der Detektor in ein Targetspektrometer und ein Vorwärtsspektrometer unterteilt. Im Bereich des Targetspektrometers, direkt um den Interaktionspunkt hat man sich für ein fassförmiges Kalorimeter aus Bleiwolframat-Kristallen entschieden, wodurch man ein kompaktes und schnelles Kalorimeter erhält. Für das Vorwärtsspektrometer ist zur Detektion elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen ein Shashlyk-Kalorimeter vorgesehen. Die Module dieses Kalorimeters bestehen aus einer Aneinanderreihung von Plastikszintillatorscheibchen und Bleischeiben, wobei das in den Plastikszintillatoren entstehende Szintillationslicht durch Wellenlängenschieber-Fasern im Inneren des Detektormoduls zu einem Photomultiplier am hinteren Ende des Moduls geleitet wird.

In dieser Arbeit wurden diese am Institut für Hochenergiephysik (IHEP) in Protvino (Russland) entwickelten Module zum ersten Mal mit hochenergetischen, energiemarkierten Photonen im Energiebereich unterhalb von 1 GeV getestet. Da bei vielen der physikalischen Prozesse, welche mit dem PANDA Detektor untersucht werden sollen, Photonen in diesem Energiebereich in Vorwärtsrichtung auftreten, sind diese Testmessungen für die qualitative Beurteilung der Shashlykmodule von entscheidender Bedeutung. Im ersten Kapitel dieser Arbeit sollen zunächst das geplante Forschungszentrum FAIR sowie der aktuell geplante Aufbau des PANDA - Detektors vorgestellt werden. Hierbei wird auch auf die Physik, welche man mit dem PANDA Detektor untersuchen möchte, eingegangen. Weiterhin werden die grundlegenden Charakteristiken eines elektromagnetischen Kalorimeters vorgestellt und es wird ein

Überblick über bereits im Einsatz befindliche Shashlykkalorimeter gegeben. Im zweiten Kapitel wird schließlich der für die Testmessungen eingesetzte experimentelle Aufbau und der detaillierte Aufbau des Prototyps des Shashlykkalorimeters vorgestellt. Nachdem im dritten Kapitel die digitale Signalverarbeitung und die Kalibration der Module diskutiert wurden, werden im vierten Kapitel schließlich die Ergebnisse der Datenanalyse vorgestellt. Hierbei wird insbesondere auf die Homogenität der Energieresponse für verschiedenen Auftreffpunkte innerhalb eines Moduls und im Vergleich der verschiedenen Module sowie auf die Variation der Energieauflösung in den genannten Fällen eingegangen. Weiterhin werden Ergebnisse zur Ortsrekonstruktion und zur erreichten Ortsauflösung sowie eine Abschätzung der Zeitauflösung vorgestellt. Im fünften Kapitel wird die Energiedeposition von kosmischen Myonen in horizontal und vertikal positionierten Modulen diskutiert und verglichen. Weiterhin wird die longitudinale Homogenität der Module mittels kosmischer Myonen charakterisiert. Im sechsten Kapitel werden die Ergebnisse schließlich mit den Resultaten einer Monte-Carlo-Simulation, welche mittels GEANT 4 durchgeführt wurde, verglichen. Im letzten Kapitel werden die Ergebnisse zusammengefasst, mit weiteren Ergebnissen verglichen und die aufgetretenen Probleme sowie verschiedenen Optimierungspotentiale diskutiert.

Kapitel 1

Motivation und Einleitung

Das geplante internationale Forschungszentrum FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) wird nach seiner Fertigstellung die bestehenden Beschleunigeranlagen der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt erweitern und eine große Vielfalt an Experimenten im Bereich der Kern- und Hadronenphysik, bis hin zur Atomphysik ermöglichen. Ein Schwerpunkt dieser neuen Einrichtung wird die Produktion von Antiprotonen- und Ionenstrahlen mit bisher unerreichter Qualität sein. Abbildung 1.1 zeigt einen Überblick über die bestehenden Einrichtungen der GSI (blau) und den geplanten Beschleunigern und Experimentierhallen von FAIR (rot).

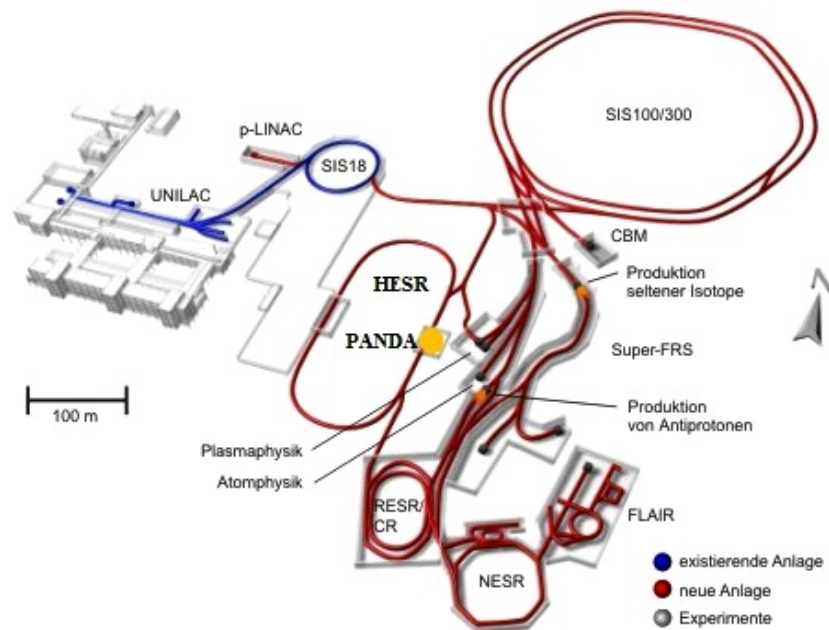


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der für FAIR geplanten Beschleuniger und Speicherringe (rot) und der bereits auf dem Gelände der GSI existierenden Beschleunigeranlagen (blau). Der PANDA-Detektor soll am Hochenergiespeicherring (HESR) in der durch den orangenen Punkt markierten Experimentierhalle eingesetzt werden [GSI12].

Der Hauptbeschleuniger des FAIR Komplexes wird aus zwei unabhängigen Synchrotrons mit einem Umfang von jeweils 1100 m bestehen, welche übereinander im selben Tunnel installiert werden und eine maximale magnetische Steifigkeit von 100 Tm (SIS 100) bzw. 300 Tm (SIS 300) besitzen werden. Das SIS 100 Synchrotron wird hierbei mit einer Wiederholungsrate von 1Hz und mit Hochfahrgeschwindigkeiten der Magnete von bis zu 4 Tesla pro Sekunde arbeiten, wodurch höchste Strahlintensitäten erreicht werden können [BKS05]. Neben gepulsten Uranstrahlen ($q=28+$) mit einer Energie von 1 GeV/u, sollen mit diesem Beschleuniger vor allem intensitätsreiche Protonenstrahlen mit bis zu 29 GeV erzeugt werden. Das SIS 300 Synchrotron wird hauptsächlich zum Erzeugen hochenergetischer Ionenstrahlen mit Energien von bis zu 35-45 GeV/u eingesetzt. Weiterhin ist durch die Kombination beider Ringe ein effizienter Parallelbetrieb von bis zu vier Experimenten möglich. Das bestehende Synchrotron der GSI (SIS 18) und die existierenden Linearbeschleuniger werden hierbei als Vorbeschleuniger genutzt. Um die angesprochenen hohen Protonenintensitäten erzielen zu können, kommt jedoch noch ein zusätzlicher Linearbeschleuniger für Protonen als Injektor hinzu.

An das SIS 100/300 Synchrotron schließen sich eine Reihe von Speicherringen und die verschiedenen Experimentierstationen an. Im Folgenden soll hierzu lediglich der für den PANDA Detektor relevante Teil dieser Anlage betrachtet werden. Die durch das Synchrotron beschleunigten hochenergetischen Protonen treffen hierzu zunächst auf ein Produktionstarget für Antiprotonen. Die hierbei entstehenden Antiprotonen werden nun im „collector ring“ (CR) gesammelt, in welchem die Energieschärfe und Fokussierung des Antiprotonenstrahls durch stochastische Kühlung signifikant erhöht wird. Aus dem „collector ring“ werden die gekühlten Antiprotonen schließlich in den Hochenergie-Speicherring (HESR) injiziert, an welchem das PANDA-Experiment platziert sein wird. In diesem Speicherring stehen schließlich Antiprotonen mit einer Energie von bis zu 15 GeV zur Verfügung, wobei die Strahlqualität durch eine Hochenergie-Elektronenkühlung und durch eine stochastische Kühlung der Antiprotonen innerhalb des Rings noch weiter erhöht wird. Hierdurch wird es möglich, die durch die Wechselwirkung der Antiprotonen untereinander und mit den Targets der Detektoren auftretenden Störeffekte zu kompensieren und somit eine gleichbleibend hohe Strahlqualität zu gewährleisten. Der HESR kann je nach Ziel der geplanten Messung in 2 Modi betrieben werden. Zum Einen in einem hochauflösenden Modus, welcher es ermöglicht, bei einer Luminosität von $2 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ für $10^{10} \bar{p}$ eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p < 2 \cdot 10^{-5}$ für Antiprotonimpulse zwischen 1,5 GeV/c und 9 GeV/c zu erreichen, und zum Anderen in einem Modus mit hoher Luminosität, in welchem die Impulsauflösung zwar auf $\sigma_p/p \approx 10^{-4}$ verschlechtert ist die Luminosität aber auf $2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ und der Antiprotonenimpuls auf einen Bereich von 1,5 GeV/c bis 15 GeV/c erhöht sind [BKS05]. Im hochauflösenden Modus können bei der Messung hadronischer Resonanzen Genauigkeiten von 50-100 keV erreicht werden, was um ein Vielfaches besser ist als bei allen heute existierenden Elektron-Positron Kollisions-Experimenten. Weiterhin können bei Proton-Antiproton Kollisionen Zustände aller Quantenzahlen direkt erzeugt werden, während bei e^+e^- -Kollisionen nur Zustände mit $J^{PC} = 1^{--}$ direkt zugänglich sind, wohingegen die übrigen Zustände nur in Prozessen 2. Ordnung mit entsprechend kleineren Wirkungsquerschnitten beobachtet werden können. Der HESR ermöglicht also neben einer hohen Präzision auch Studien mit einer sehr guten Statistik.

1.1 Das PANDA Experiment

Der PANDA - Detektor nutzt den Antiprotonenstrahl des HESR, um Kollisionsexperimente mit ruhenden Targets durchzuführen. Hierzu treffen die Antiprotonen des HESR im Inneren des Detektors auf ein gefrorenes Wasserstofftarget in Form von Tropfen oder Clustern oder ein festes Target aus schwereren Kernen, wobei bei ersterem eine maximale Luminosität von $L = 2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ erreicht werden kann. Bei diesen Kollisionen können eine Reihe angeregter und exotischer Zustände entstehen, welche im folgenden Abschnitt zunächst diskutiert werden sollen. Aus dem Wunsch nach der optimalen Spektroskopie dieser Zustände ergeben sich schließlich die Anforderungen, welche das Design des PANDA Detektors entscheidend beeinflusst haben.

1.1.1 Die Physik des PANDA Detektors

Die grundlegende Aufgabe des PANDA Detektors wird die vertiefte Erforschung der starken Wechselwirkung und der Hadronenstruktur sein. Hierbei werden sich die physikalischen Fragestellungen im Gebiet der nicht perturbativen Quantenchromodynamik (QCD) bewegen, d.h. bei Abständen der wechselwirkenden Teilchen bis zu einer Größenordnung unterhalb des Nukleonradiuses. Abbildung 1.2 zeigt, dass die Wechselwirkungskonstante α_S der starken Wechselwirkung in diesem Bereich laut den Vorhersagen der QCD stark ansteigt.

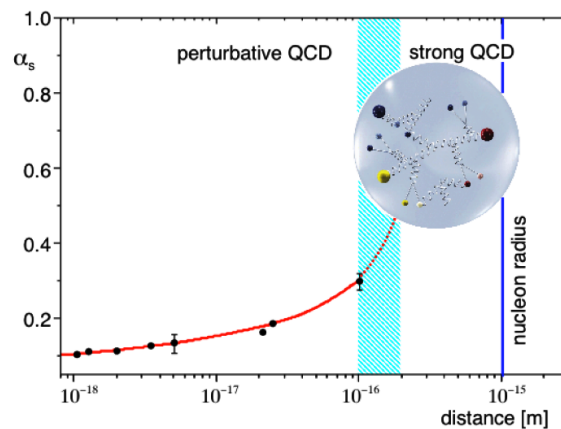


Abbildung 1.2: Variation der Wechselwirkungskonstante der starken Wechselwirkung als Funktion des Abstandes der wechselwirkenden Teilchen [PPR09].

Während die QCD bei sehr kurzen Distanzen ($< 10^{-16} \text{m}$) und hohen Schwerpunktsenergien theoretisch mittels störungstheoretischer Berechnungen ($\alpha_S \ll 1$) sehr genau ausgewertet werden kann und auch experimentell bereits gut bestätigt ist, ist die Wechselwirkungsstärke und damit das Verhalten von α_S im Bereich der nicht perturbativen QCD ($\alpha_S \approx 1$) theoretisch nur schwer berechenbar und auch experimentell noch nicht vollständig erforscht. Eine Folge der in diesem Bereich auftretenden starken Kopplung ist die Tatsache, dass Hadronen eine Masse besitzen, welche deutlich größer ist als die Summe der Massen der Konstituenten, aus denen sie aufgebaut sind. Diesen Effekt führt man auf die Selbstwechselwirkung der Gluonen zurück, welche unter anderem dazu führt, dass Quarks nicht als freie Teilchen zu

beobachten sind, sondern sobald ihre Entfernung zueinander zu groß wird, zu Baryonen oder Mesonen hadronisieren (Confinement). Das PANDA Experiment wird durch die Erforschung von physikalischen Fragestellungen, welche mit diesen Phänomenen zusammenhängen, dazu beitragen, die auf dem Gebiet der nicht perturbativen QCD ablaufenden Prozesse besser zu verstehen. Im Einzelnen soll im folgenden Abschnitt eine Auswahl der zahlreichen physikalischen Sachverhalte und Prozesse, welche mit dem PANDA - Detektor untersucht werden sollen, kurz dargestellt werden. Für eine detailliertere Beschreibung sei auf den „Physics Performance Report“ [PPR09] des PANDA - Detektors verwiesen.

Suche nach gebundenen Zuständen der QCD: Der Nachweis und die Charakterisierung von durch die QCD vorhergesagten gebundenen Zuständen stellt einen wichtigen Baustein zum Verständnis der QCD und zur Verifikation ihrer Vorhersagekraft dar. Der PANDA Detektor wird hierbei eine hochpräzise Spektroskopie von Charmonium-, D-Meson- und Baryonzuständen ermöglichen. Weiterhin soll mit dem PANDA - Detektor nach exotischen Zuständen gesucht werden [PPR09]. Hierunter versteht man zum Beispiel gluonische Hadronen, also Hybride aus Gluonen und Quarks aber auch sogenannte Gluebälle (engl. „glueballs“), wobei es sich um gebundene Zustände ausschließlich aus Gluonen handelt, welche nach der QCD auf Grund der Farbladung der Gluonen theoretisch möglich sind. Da diese Zustände zusätzliche Freiheitsgrade enthalten, können sie exotische Quantenzahlen J^{PC} annehmen, welche für reine Quark-Antiquark-Zustände verboten sind. Ein spezielles Merkmal eines Glueballs, besteht darin, dass dieser „flavour blind“ also ohne Berücksichtigung der Familienzahlerhaltung zerfallen kann, da der Ursprungszustand keine Valenzquarks enthält. Weiterhin soll mit dem PANDA - Detektor auch nach Zuständen mit mehr als 3 Quarks (Multiquarkzustände) sowie nach Molekularen Quarkkonstellationen gesucht werden [PPR09]. Abbildung 1.3 zeigt hierzu die durch die Lattice-QCD vorhergesagten Zustände im Charmonium, Glueball und im spinexotischen $c\bar{c}$ -Glue-Hybrid- Spektrum, welche mittels gequenchter lattice QCD berechnet wurden. Weiterhin sind die experimentell bereits gefundenen Zustände in der Abbildung dargestellt.

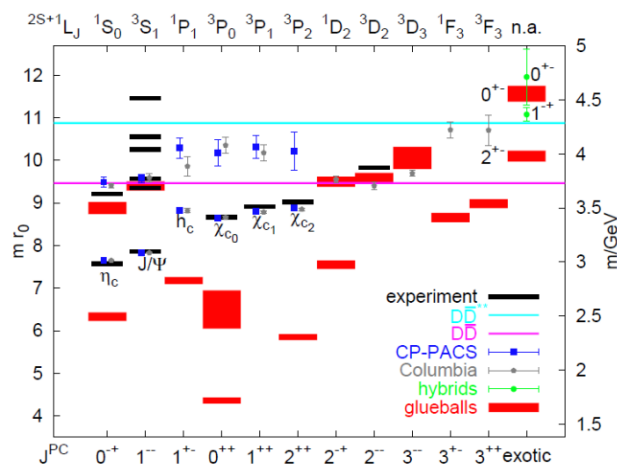


Abbildung 1.3: Vergleich von experimentell bereits bestätigten und durch die Lattice-QCD vorhergesagten Zuständen im Charmonium, Glueball und im spinexotischen $c\bar{c}$ -Glue-Hybrid- Spektrum [PPR09].

Die Abbildung zeigt, dass einige experimentelle Werte durch die QCD bereits sehr gut reproduziert werden können, während viele vorhergesagte Zustände experimentell noch nicht bestätigt sind. Es zeigt sich, dass die meisten neuen Zustände in einem Massenbereich zwischen $1.5 \text{ GeV}/c^2$ und $5 \text{ GeV}/c^2$ liegen und damit mit dem PANDA-Detektor sehr gut untersucht werden können. Weiterhin sind die Massenbereiche der meisten Zustände deutlich von den mesonischen Zuständen getrennt oder haben sogar exotische Quantenzahlen, so dass sie mit PANDA leicht zu identifizieren sein sollten.

Verhalten von Hadronen im nuklearen Medium: Zur Untersuchung der Fragestellungen auf diesem Gebiet sollen atomare Targets innerhalb des PANDA-Detektors genutzt werden. Durch die Wechselwirkung eines energiereichen Antiprotons mit den Atomkernen des Targets (z.B. ^{12}C) können die Eigenschaften von Hadronen untersucht werden, welche in einem Vielteilchensystem eingeschlossen sind. In anderen Experimenten wurde bereits experimentell gezeigt, dass sich die Eigenschaften von Mesonen in einem solchen nuklearen Medium ändern. Durch die Untersuchung dieser Prozesse wird es möglich, Studien zum Verständnis des Ursprungs der Hadronenmasse im Kontext der durch die QCD vorhergesagten spontanen Symmetriebrechung im Vergleich zur teilweisen Wiederherstellung dieser Symmetrie im nuklearen Medium durchzuführen [PPR09]. Während bisherige Experimente auf den Bereich leichter Quarks spezialisiert waren und die Auswirkungen eines nuklearen Mediums bereits auf π^- , ω - und K -Mesonen untersucht haben, wird es mit PANDA und den Antiprotonen des HESR möglich sein, solche Experimente auch mit schwereren Mesonen, welche Charm-Quarks enthalten, durchzuführen [PPR09]. Abbildung 1.4 zeigt hierzu zum Einen die bereits experimentell bestätigte Aufspaltung der Masse von π^- - und K -Mesonen im nuklearen Medium, sowie die vorhergesagte Aufspaltung des D-Mesons, welche mit PANDA genauer untersucht werden soll.

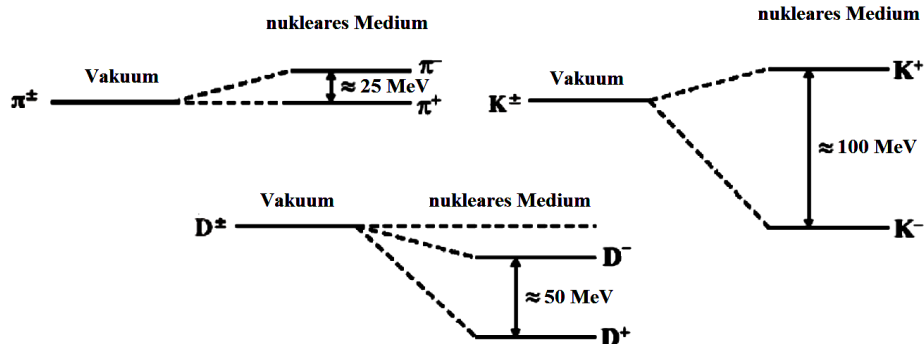


Abbildung 1.4: Variation der Masse verschiedener Mesonen im nuklearen Medium [DT05]. Während die Aufspaltung der Masse von π^- - und K -Mesonen im nuklearen Medium bereits experimentell untersucht wurde, wird es mit dem PANDA-Detektor erstmals möglich sein, auch die Veränderung der Masse von D-Mesonen und deren Auswirkungen zu untersuchen.

Die Abbildung verdeutlicht, dass bei der Produktion eines D-Mesons im nuklearen Medium die Energieschwelle für die Produktion im Vergleich zur Produktion im Vakuum herabgesetzt ist. Dies kann zum Beispiel zur Folge haben, dass $\bar{c}c$ -Zustände, die hinsichtlich ihrer Massen knapp unterhalb der $\bar{D}D$ -Schwelle liegen, bei einer Reaktion im nuklearen Medium in einen

$\bar{D}D$ Endkanal zerfallen, was zu einer signifikanten Verbreiterung der Linienbreite der $\bar{c}c$ -Zustände führen würde [PPR09].

Da in solchen Reaktionen mit atomaren Targets eine hohe Zahl an Protonen und Neutronen frei wird, muss der PANDA-Detektor und insbesondere die inneren Trackingdetektoren sowie das elektromagnetische Kalorimeter eine hohe Strahlungsresistenz besitzen [TDR09].

Physik von Hyperkernen: Bei Hyperkernen handelt es sich um Atomkerne, in denen ein Up- oder Down-Quark eines Nukleons durch ein schwereres Strange-Quark ersetzt wurde. Hierdurch erhält der Atomkern einen zusätzlichen Freiheitsgrad, die „strangeness“. Obwohl diese Zustände bereits vor einigen Jahrzehnten entdeckt wurden, kennt man heute nur 6 Zustände, welche 2 Hadronen mit einem Strange-Quark enthalten [PPR09]. Mit den Antiprotonen des HESR wird es möglich sein, solche Hyperkerne mit mehr als einem Hadron mit Strange-Quark effizient zu erzeugen. Durch die Spektroskopie dieser Hyperkerne wird es schließlich möglich, neben dem Auffinden potenzieller weiterer Hyperkerne auch die Kernstruktur dieser Hyperkerne zu untersuchen und damit die Kräfte, welche zwischen Hyperonen und Nukleonen wirken, genauer zu verstehen [PPR09].

Untersuchung elektromagnetischer Prozesse: Mit dem PANDA - Detektor wird es ebenfalls möglich sein, die Struktur der Nukleonen durch elektromagnetische Prozesse wie die tiefvirtuelle Comptonstreuung und den Prozess $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-$ zu untersuchen, wodurch eine Bestimmung des elektromagnetischen Formfaktors des Protons im zeitartigen Bereich für bisher nicht gemessene q^2 Werte möglich wird. Weiterhin wird es durch die Untersuchung des Prozesses $\bar{p}p \rightarrow e^+e^-\pi^0$ ermöglicht, die Struktur der Pionenwolke im Nukleon zu untersuchen [PPR09].

Untersuchung elektroschwacher Prozesse: Die hohe Luminosität des HESR ermöglicht die Produktion einer großen Zahl an D-Mesonen, so dass auch mit einer messbaren Anzahl der stark unterdrückten und daher sehr seltenen schwachen Zerfälle dieser Mesonen gerechnet werden kann [PPR09]. Durch die Spektroskopie dieser Zerfälle mit dem PANDA - Detektor wird es möglich, Vorhersagen des Standardmodells zur elektroschwachen Wechselwirkung zu überprüfen.

1.1.2 Aufbau des PANDA Detektors

Für die Spektroskopie der meisten im letzten Abschnitt vorgestellten physikalischen Prozesse ist eine hohe Präzision des PANDA Detektors von entscheidender Bedeutung. Speziell für die Durchführung der Charmonium-Spektroskopie und der Suche nach exotischen Hadronen mit Energien im Charmoniumbereich ist eine Akzeptanz des Detektors in einem Raumwinkelbereich von nahezu 4π nötig, da nur so eine vollständige Partialwellenanalyse mit möglichst kleinem Fehler durchgeführt werden kann. Zur präzisen Rekonstruktion der invarianten Masse ist hierbei eine Impulsauflösung von $\delta p/p \approx 1\%$ wünschenswert [TDR09]. Zur Messung der Energie elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen wird ein präzises Kalorimeter als essenzieller Bestandteil des Detektors benötigt. Zur Rekonstruktion von Mesonen mit Charm-Anteil ist weiterhin ein Vertexdetektor und ein Detektor zur Identifikation von

Kaonen unerlässlich. Weiterhin möchte man besonders bei der Durchführung von Compton-Streuexperimenten unter großen Winkeln auch hochenergetische Photonen mit Energien bis zu 15 GeV nachweisen, so dass alle Detektoren einen großen dynamischen Energiebereich abdecken müssen. Zur Messung der Formfaktoren des Protons wird zusätzlich eine effiziente Elektron-Positron Identifikation und eine Unterscheidung dieser gegenüber Pionen benötigt. Ein nicht zu vernachlässigendes Kriterium ist auch eine hohe Ratenfähigkeit des Detektors, da in einigen Präzisionsmessungen mit bis zu 20 Millionen Wechselwirkungen pro Sekunde gerechnet werden kann [TDR09]. Da bei einer solchen Ereignisrate nicht alle Informationen aufgezeichnet werden können, ergibt sich hieraus gleichzeitig auch die Forderung nach einer effizienten Ereignisauswahl.

Abbildung 1.5 zeigt eine schematische Darstellung des aktuellen Designs des PANDA - Detektors basierend auf den zuvor erläuterten Anforderungen.

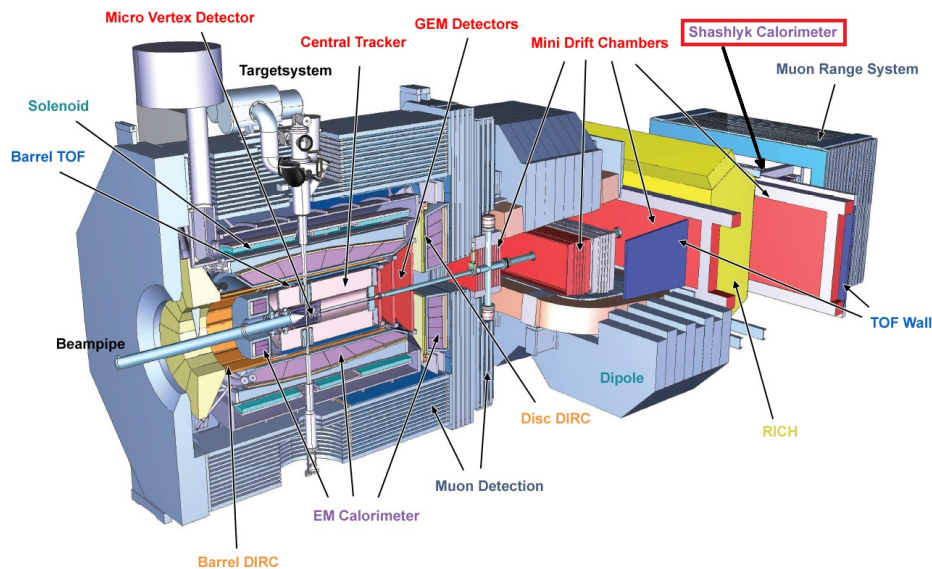


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung eines Querschnitts durch den PANDA Detektor mit Targetspektrometer (links) und Vorwärtsspektrometer (rechts). Der Wechselwirkungspunkt zwischen den beschleunigten Antiprotonen und dem Target liegt im Zentrum des Targetspektrometers [PAG12].

Der Detektor teilt sich, wie in Abbildung 1.5 deutlich wird, in ein Targetspektrometer, welches den Interaktionspunkt umgibt und ein Vorwärtsspektrometer, welches die kleinsten Vorwärtswinkel im Bereich zwischen $\pm 5^\circ$ in vertikaler Richtung und $\pm 10^\circ$ in horizontaler Richtung abgedeckt. Der genaue Aufbau des Vorwärtsspektrometers ist in Abbildung 1.6 nochmals im Querschnitt dargestellt. Um eine möglichst große Akzeptanz über den gesamten Raumwinkel und eine gute Impulsauflösung für geladene Teilchen im gesamten Impulsbereich zu erzielen, ist das Targetspektrometer von einem Solenoidmagneten umgeben, während die Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung vor dem Eintritt in das Vorwärtsspektrometer von einem Dipolmagneten abgelenkt werden. Im Folgenden sollen die grundlegenden Komponenten des Detektorsystems kurz vorgestellt werden.

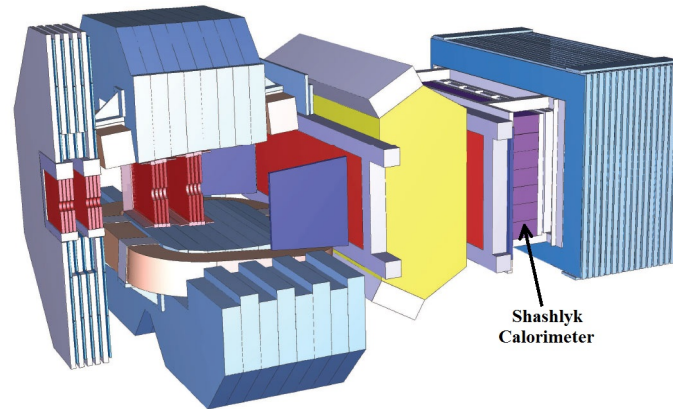


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung des Vorwärtsspektrometers, welches die Inneren 5° in vertikaler Richtung und die Inneren 10° in horizontaler Richtung abdecken wird [PAG12].

Trackingdetektoren: Zur Spurrekonstruktion kommen eine Reihe verschiedener Detektoren zum Einsatz. Als innerster Trackingdetektor wird ein Silizium - Vertexdetektor eingesetzt. Dieser wird aus zwei inneren Schichten aus Hybrid - Pixeldetektoren und zwei äußeren Schichten aus Silizium - Streifendetektoren bestehen. Als Pixeldetektoren kommen dabei Silizium-Sensoren mit einer Pixelgröße von $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ mit einer selbsttriggernden ASIC-Auslese zum Einsatz [TDR09]. Die Spurrekonstruktion im Magnetfeld des Targetspektrometers wird durch Straw-Tubes realisiert, welche in verschiedenen Ausrichtungen angeordnet werden. Unter kleinen Polarwinkeln ($5^\circ < \theta < 22^\circ$) kommen schließlich große planare GEM - Detektoren zum Einsatz. Unter den kleinsten Vorwärtswinkeln im Vorwärtsspektrometer werden hingegen wieder Straw-Tube-Kammern mit einem Zylinderradius von 1 cm eingesetzt [TDR09].

Teilchenidentifikation: Auch für die Teilchenidentifikation werden verschiedene physikalische Prozesse ausgenutzt, um Teilchen über einen Impulsbereich von 200 MeV/c bis nahezu 10 GeV/c [TDR09] identifizieren zu können. Die meisten geladenen Teilchen können dabei durch verschiedene Cherenkovdetektoren identifiziert werden. Im Targetspektrometer sollen dazu DIRC-Cherenkovdetektoren eingesetzt werden, welche auf dem Nachweis von innerhalb des Detektors reflektiertem Cherenkovlicht basieren. Geplant ist ein fassförmiger Detektor aus Quarzstäben sowie ein scheibenförmiger Detektor für den Vorwärtsbereich des Targetspektrometers. Für das Vorwärtsspektrometer ist hingegen ein ringabbildender Cherenkovdetektor (RICH) mit Aerogel und C_4F_{10} als Radiatoren geplant [TDR09].

Durch das Hinzufügen eines Startdetektors ist es auch möglich Flugzeitmessungen zur Teilchenidentifikation zu nutzen. Im Targetspektrometer ist hierzu vor dem Kalorimeter ein fassförmiger SciTil-Detektor aus Plastikszintillatorplättchen mit Siliziumphotomultiplier-Auslese geplant, während im Vorwärtsspektrometer eine Plastikszintillator-Wand zum Einsatz kommen soll. Hiermit wird es möglich sein, Zeitaufösungen im Bereich von $100\text{ps}/\sqrt{E}$ zu erreichen [STH11].

Zur Identifikation von Teilchen mit Impulsen unterhalb von 1 GeV/c kann auch der Energieverlust der Teilchen in den Trackingdetektoren herangezogen werden.

Die Unterscheidung von Myonen, Pionen und anderen Teilchen wird durch einen Myonendetektor sichergestellt. Im Targetspektrometer wird dieser aus Driftröhren bestehen, die in

nerhalb des segmentierten Magneten, welcher das Targetspektrometer umgibt, angeordnet sind. Die Myonendetektion wird hierbei durch ein Reichweitensystem im verschachtelten Absorbermaterial erreicht, wodurch auch eine bestmögliche Unterscheidung von Pionen bei den niedrigen Energien des PANDA-Detektors sichergestellt wird. Am Ende des Vorwärtsspektrometers wird diese Aufgabe ein separater Myonendetektor übernehmen [TDR09].

Kalorimeter: Das elektromagnetische Kalorimeter des PANDA-Detektors muss in der Lage sein, die Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen, in einem Energiebereich von einigen MeV bis hin zu mehreren GeV mit einer hohen Präzision zu messen. Im Targetspektrometer hat man sich daher für ein homogenes Kristallkalorimeter entschieden. Um einen möglichst kompakten Aufbau innerhalb des Magneten, eine gute Energieauflösung und eine hohe Ratenfähigkeit zu erreichen, wurde als Szintillatormaterial Bleiwolframat ($PbWO_4$) gewählt, welches auf Grund seiner geringen Strahlungslänge und schnellen Abklingzeit diese Anforderungen exzellent erfüllt. Um die Lichtausbeute zu maximieren und damit die Energieauflösung zu optimieren und die Nachweisschwelle zu verringern, soll das Kalorimeter bei einer Temperatur von -25 °C betrieben werden. Das Kalorimeter des Targetspektrometers besteht hierbei aus 11360 Kristallen, welche in Fassform angeordnet sind, sowie 592 Kristallen im wandförmigen Rückwärtsbereich und 3600 Kristallen im ebenfalls wandförmigen Vorwärtsbereich. Zur Auslese sollen großflächige Lawinen-Photodioden (LAAPDs) im Fass- und Rückwärtsbereich und Vakuum-Phototrioden im Vorwärtsbereich verwendet werden [TDR09].

Im Vorwärtsspektrometer, in welchem eine große planare Fläche durch das Kalorimeter abgedeckt werden muss, besteht nicht die Anforderung einer möglichst großen Kompaktheit, da dieses Spektrometer von keinem Magneten umschlossen ist. Daher hat man sich hier für ein Shashlyk-Kalorimeter entschieden. Hierbei handelt es sich um ein Samplingkalorimeter, in welchem Blei- und Plastikszintillatorplatten aneinander geschichtet sind. Die Auslese des in den Plastikszintillatorplatten entstehenden Lichtes erfolgt dabei über Wellenlängenschieberfasern, welche durch Löcher in den Schichten geführt und am vorderen Ende des Moduls gebogen und zurückgeführt werden. Das von diesen Fasern gesammelte Licht wird schließlich am hinteren Ende des Moduls gebündelt durch Photomultiplier ausgelesen [FSC12].

1.2 Charakteristiken eines elektromagnetischen Kalorimeters

Die Kalorimeter sowohl im Bereich des Targetspektrometers als auch im Bereich des Vorwärtsspektrometers stellen eine der zentralen Komponenten des PANDA-Detektors dar, da sie die einzige Möglichkeit bieten, die Energie von hochenergetischen Photonen direkt zu messen und diese mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99 % nachzuweisen. Um die Relevanz des Nachweises von elektromagnetisch wechselwirkenden und vor allem auch neutralen Teilchen zu verdeutlichen, sollen im Folgenden einige Reaktionen und Zerfallskanäle aufgeführt werden, die für die Charmoniumspektroskopie von besonderer Bedeutung sind.

$$\bar{p} p \rightarrow J/\Psi \pi^0 \pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma \gamma \gamma \quad (1.1)$$

$$\bar{p} p \rightarrow \chi_{c1,e2} \gamma \rightarrow J/\Psi \gamma \gamma \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma \quad (1.2)$$

$$\bar{p} p \rightarrow h_c \rightarrow \eta_c + \gamma \rightarrow \gamma \gamma \gamma \quad (1.3)$$

Es wird deutlich, dass die meisten Zerfallskanäle in der Charmoniumspektroskopie zumindest ein, oft sogar mehrere Gammaquanten als Endprodukt haben. Ein ähnliches Bild ergibt sich auch beim Zerfall möglicher Hybridzustände, wobei am Ende der Zerfallskette bis zu 7 Photonen auftreten können. Diese Tatsache verdeutlicht, wie wichtig ein präzises Kalorimeter für viele Teilaspekte des Physikprogramms des PANDA-Detektors ist, da viele Zustände nur durch den Nachweis dieser Gammaquanten vollständig rekonstruiert werden können und die dabei erreichbare Präzision signifikant mit der Performance des Kalorimeters korreliert ist. Besonders für die ersten beiden der drei angeführten Zerfallskanäle wird das Vorwärtsspektrometer auf Grund der erwarteten Winkelverteilung der Gammaquanten und Elektronen einen entscheidenden Beitrag zur präzisen Rekonstruktion des Charmoniumzustandes liefern.

In dieser Arbeit soll das Ansprechverhalten eines Prototyps des am Institut für Hochenergiephysik (IHEP) in Protvino (Russland) gebauten Shashlyk-Kalorimeters mit energiemarkierten Photonen zwischen 100 MeV und 770 MeV getestet werden. Daher soll in den folgenden Abschnitten zunächst auf einige grundlegende Charakteristiken von elektromagnetischen Kalorimetern wie die Schauerentwicklung und Ausbreitung sowie die erreichbare Energieauflösung eingegangen werden. Auf der Grundlage dieser Überlegungen werden dann im nächsten Abschnitt verschiedene Kalorimeterkonzepte verglichen und beurteilt. Ziel eines elektromagnetischen Kalorimeters ist es, die Energie und den Auftreffort eines elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchens zu bestimmen. Betrachtet man Energien bis zu einigen MeV so geben Photonen ihre Energie bei der Wechselwirkung mit einem Absorbermaterial hauptsächlich durch Photoeffekt und Compton-Effekt ab, während geladene Teilchen in diesem Energiebereich hauptsächlich Ionisations- und Anregungsprozesse durchführen. Bei höheren Energien (> 10 MeV) wird jedoch für Photonen die Elektron-Positron-Paarerzeugung der dominante Wechselwirkungseffekt, während bei Elektronen und Positronen die Energieabgabe durch Bremsstrahlung zum vorherrschenden Effekt wird. Diese Entwicklung ist anhand der in Abbildung 1.7 dargestellten Wirkungsquerschnitte leicht ersichtlich.

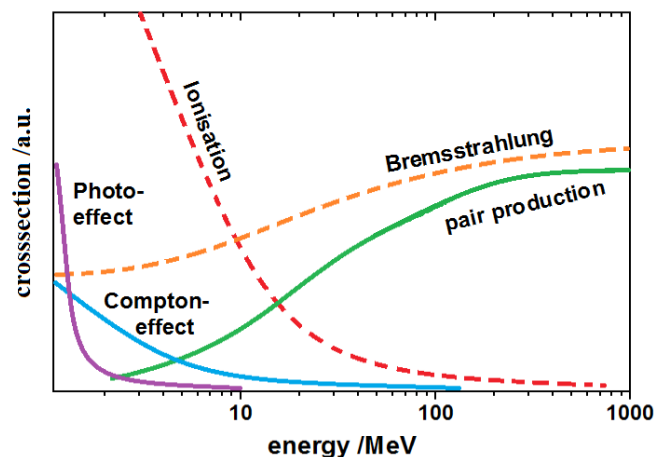


Abbildung 1.7: Charakteristischer Verlauf der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Wechselwirkungsprozesse von Elektronen und Photonen mit Materie. Die gestrichelten Linien stellen Wechselwirkungen von Elektronen (rot: Ionisation, orange: Abgabe von Bremsstrahlung) und die durchgezogenen Linien Wechselwirkungen von Photonen (lila: Photoeffekt, blau: Compton-Effekt, grün: Paarerzeugung) dar.

Um die genaue Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Energie und der Ordnungszahl des Absorbermaterials zu verdeutlichen sind im Folgenden die Proportionalitäten der einzelnen Wirkungsquerschnitte für Photonen angegeben [CG93].

$$\sigma_{Photo.} \propto \frac{Z^4-5}{E^{7/2}} \quad \sigma_{Compton} \propto \frac{Z}{E} \quad (1.4)$$

$$\sigma_{Paarb.} \propto \left\{ \begin{array}{ll} Z^2 \cdot \ln(E) & E < \frac{75MeV}{Z^{1/3}} \\ Z^2 \cdot \ln(Z^{-3/2}) & E \gg \frac{75MeV}{Z^{1/3}} \end{array} \right\} \quad (1.5)$$

Es zeigt sich, dass sowohl der Wirkungsquerschnitt des Photoeffektes als auch der Wirkungsquerschnitt des Compton-Effektes für hohe Energien gegen Null konvergieren. Lediglich der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung nähert sich bei hohen Energien einem energieunabhängigen konstanten Wert an.

1.2.1 Schauerentwicklung und Ausbreitung

Betrachtet man nun ein hochenergetisches Photon welches auf einen Absorber trifft, so erzeugt dieses zunächst in einer Paarbildung ein Elektron-Positron-Paar. Die so entstandenen hochenergetischen Leptonen geben nun nach und nach ihre Energie in Form von Bremsstrahlung ab. Haben die hierbei erzeugten Photonen noch genügend Energie, so können sie ihrerseits wieder eine Paarbildung auslösen. Auf diese Weise entsteht eine ganze Kaskade von Elektronen, Positronen und Bremsstrahlungsfotonen, welche sich im Absorbermedium ausbreiten. Abbildung 1.8 zeigt eine schematische Darstellung eines solchen elektromagnetischen Schauers.

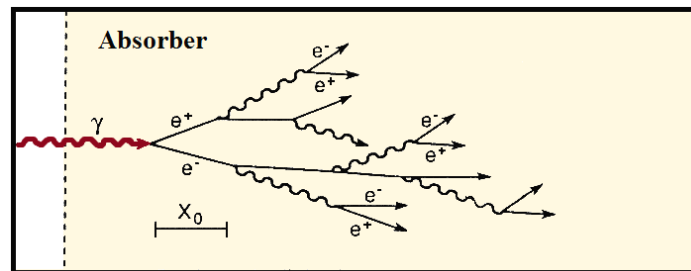


Abbildung 1.8: Schematische Darstellung des Ablaufs eines durch ein primäres hochenergetisches Gammaquant ausgelösten elektromagnetischen Schauers [RW00].

Dieser Schauer setzt sich so lange fort bis die Energie der Photonen nicht mehr für eine Paarbildung ausreicht und diese durch einen anderen Effekt absorbiert werden, oder die Energie der Leptonen so gering ist, dass diese durch Ionisation wechselwirken. Als formales Abbruchkriterium für den Schauer legt man den Punkt fest, an welchem der Energieverlust pro Wegstrecke durch Ionisation größer oder gleich dem Energieverlust pro Wegstrecke durch die Abgabe von Bremsstrahlung ist.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{Brems} \leq \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Ionisation} \quad (1.6)$$

Aus dieser Bedingung lässt sich schließlich ein Ausdruck für die sogenannte kritische Energie E_C , ab welcher der Schauer abbricht, herleiten. Dieser hängt in erster Näherung nur von der Ordnungszahl des Absorbermaterials ab und kann durch den folgenden Zusammenhang ausgedrückt werden [CG93].

$$E_C = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24} \quad (1.7)$$

Hat ein Elektron eine kinetische Energie $E \gg E_C$, so ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung deutlich größer als der Energieverlust durch Ionisation. Daher kann der Energieverlust in diesem Fall durch Gleichung 1.8 beschrieben werden

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \quad (1.8)$$

wobei die Strahlungslänge X_0 eine vom Absorbermaterial abhängige konstante, energieunabhängige Größe ist. Diese gibt an, nach welcher Wegstrecke die Energie eines Elektrons mit der Energie E_0 durch Bremsstrahlungsprozesse auf den Bruchteil E_0/e abgenommen hat und kann für ein Absorbermaterial mit der Ordnungszahl Z und der Massenzahl A durch die folgende Formel bestimmt werden [CG93].

$$X_0 = \frac{716,4 \cdot A}{Z \cdot (Z + 1) \cdot \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad (1.9)$$

Löst man Differentialgleichung 1.8 nun durch Integration, so ergibt sich der Ausdruck in Gleichung 1.10 für die Elektronenenergie in Abhängigkeit der Schauertiefe x .

$$E = E_0 \cdot e^{-x/X_0} \quad (1.10)$$

Betrachtet man anstatt hochenergetischer Elektronen die hochenergetischen Bremsstrahlungspotonen des Schauers, so lässt sich eine analoge Größe definieren, die Interaktionslänge Λ . Diese beschreibt die Strecke, nach der die Anzahl der Photonen um einen Faktor $1/e$ verringert wurde und hängt über den folgenden Ausdruck mit der Strahlungslänge X_0 zusammen [CG93].

$$\Lambda = \frac{1}{\sigma_{P_{arb.}} \cdot N} = \frac{9}{7} X_0 \quad (1.11)$$

Hierbei ist $\sigma_{P_{arb.}}$ der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung und N die Anzahl der Photonen. Für die Ausbreitung des Schauers in transversaler Richtung können ähnliche Betrachtungen angestellt werden. In transversaler Richtung wird die Schauerausdehnung bei hohen Energien hauptsächlich durch die Vielfachstreuung von Elektronen / Positronen und die Winkelverteilung der Bremsstrahlungsemission bestimmt. Bei kleineren Energien kommen die Winkelverteilung des Photoeffekts und des Compton-Effekts hinzu, die jedoch bei der folgenden Betrachtung unter der Bedingung $E \gg E_C$ vernachlässigt werden können. Als charakteristische Größe führt man hier den Moliereradius R_M ein, welcher die mittlere transversale

Schauerentwicklung nach einer Strahlungslänge angibt. Der Moliereradius lässt sich durch die folgende Formel bestimmen [CG93].

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} X_0 \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] \approx \frac{7 \cdot A}{Z \cdot \rho} [\text{cm}] \quad (1.12)$$

Wobei X_0 die Strahlungslänge, E_C die kritische Energie, A die Massenzahl, Z die Ordnungszahl und ρ die Dichte des Materials darstellen. Unabhängig vom Absorbermaterial lässt sich hiermit die Umgebung um die Schauerachse definieren, in welcher ein bestimmter Anteil des Schauers absorbiert wird. Diese kann für eine Absorption von 95 % des Schauers durch einen Zylinder um die Schauerachse mit einem Radius von $2 \cdot R_M$ angegeben werden. In einem Zylinder um die Schauerachse mit einem Radius von $1 \cdot R_M$ werden hingegen nur etwa 70 % der Schauerenergie deponiert. Abbildung 1.9 zeigt zusammenfassend die Energieabhängigkeit des Schauerprofils in longitudinaler und transversaler Richtung am Beispiel eines Absorbers aus Cäsiumjodid. Die Abbildung verdeutlicht, dass sich das Maximum des Schauers mit zunehmender Energie des primären Teilchens tiefer in das Absorbermaterial verlagert. Die Breite des Schauers ist dabei, wie aus der Energieunabhängigkeit des Moliereradiuses (vgl Gleichung 1.12) direkt folgt, stets gleich groß.

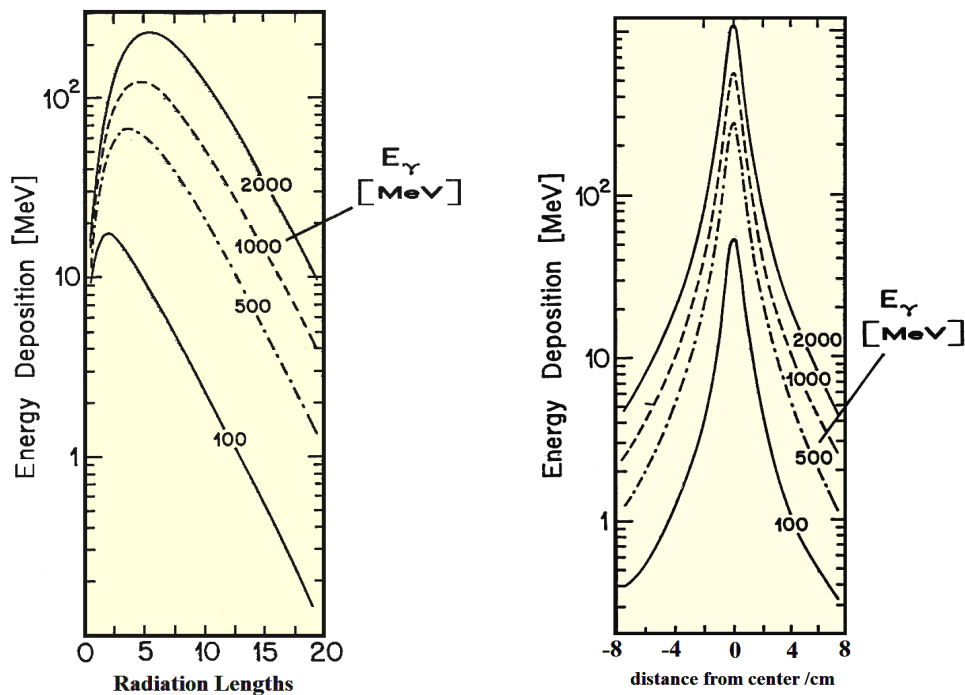


Abbildung 1.9: Darstellung des Schauerprofils in longitudinaler (links) und transversaler (rechts) Richtung in Abhängigkeit der Energie des primären Photons am Beispiel eines Cäsiumjodid Absorbers [HK85].

Die Position des longitudinalen Schauermaximums in Strahlungslängen t_{max} hängt für Photonen bzw. Elektronen als Primärteilchen durch die folgenden Ausdrücke mit der Einschussenergie E_0 zusammen [CG93].

$$t_{max}^{\gamma} = \ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right) + 0,5 \quad t_{max}^e = \ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right) - 0,5 \quad (1.13)$$

Es wird deutlich, dass diese Position neben der Energie E_0 der primären Elektronen bzw. Photonen auch von der kritischen Energie E_C und somit vom Absorbermaterial abhängt. Weiterhin zeigen die Gleichungen, dass für ein primäres Elektron das Schauermaximum früher erreicht wird als für ein primäres Gammaquant, was durch die Tatsache erklärt werden kann, dass das Gammaquant erst eine initiale Paarbildung durchführen muss, während die Elektronen unmittelbar Bremsstrahlung emittieren können. Die Position des Schauermaximums kann gut zur Abschätzung der Länge des Schauers herangezogen werden, da innerhalb von $2,5 \cdot t_{max}[X_0]$ etwa 98 % der Einschussenergie absorbiert werden.

1.2.2 Energie-, Orts- und Zeitauflösung eines Kalorimeters

Nachdem im letzten Abschnitt die Schauerentwicklung und die geometrische Ausdehnung eines elektromagnetischen Schauers erläutert wurden, soll nun darauf eingegangen werden, welche Faktoren die Energie- und Ortsauflösung eines elektromagnetischen Kalorimeters beeinflussen. Hierbei wird ein besonderes Augenmerk auf die Besonderheiten bei der Energieauflösung eines Samplingkalorimeters gelegt.

Energieauflösung: Für die Betrachtung der Energieauflösung ist zunächst die Spurlänge T von Interesse, welche der Summe der Spurlängen aller geladenen Teilchen im Schauer entspricht. Diese ist, wie die folgende Beziehung zeigt, direkt proportional zur Einschussenergie, was eine wichtige Grundlage für die Linearität der Energieresponse ist.

$$T \propto \frac{E_0}{E_C} \quad (1.14)$$

In der Praxis können durch ein Kalorimeter jedoch nicht alle Teile eines Schauers nachgewiesen werden, weshalb man eine Minimalenergie η einführt, bis zu der individuelle Schauerteilchen detektiert werden. Führt man einen Faktor $F(\xi)$ ein, welcher die Auswirkungen der Minimalenergie η auf die Spurlänge berücksichtigt, so kann die messbare Spurlänge $T_m \leq T$ unter Berücksichtigung der Minimalenergie η wie in Gleichung 1.15 ausgedrückt werden [CG93].

$$T_{mess} = F(\xi) \cdot \frac{E_0}{E_C} \cdot X_0 \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad (1.15)$$

$$F(\xi) = [1 + \xi \cdot \ln(\xi/1,53)] \cdot e^{\xi} \quad \text{mit} \quad \xi = 2,29 \cdot \frac{\eta}{E_C} \quad \text{für} \quad \eta < E_0 \quad (1.16)$$

Es wird deutlich, dass auch in diesem Fall noch ein linearer Zusammenhang mit der Einschussenergie E_0 besteht.

Betrachtet man nun zunächst den Spezialfall eines total absorbierenden homogenen Kalorimeters aus Szintillationskristallen, so wird im Idealfall stets die gesamte Energie im aktiven Medium deponiert. Die erreichbare Energieauflösung ist in diesem Fall nur von der Statistik der durch den Szintillationsprozess erzeugten Photonen abhängig. Die Zahl der Erzeugten

Photonen ist wiederum proportional zur Spurlänge und damit zur deponierten Energie. Für die Energieauflösung folgt damit direkt aus der Poissonstatistik der folgende Zusammenhang:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (1.17)$$

In einem Samplingkalorimeter wird hingegen nur ein Teil der Energie der elektromagnetischen Kaskade detektiert, nämlich genau der Anteil, welcher in den aktiven Schichten deponiert wird, und dort zum Beispiel, wenn es sich beim aktiven Medium um einen Szintillator handelt, Szintillationslicht erzeugt. Der Anteil der Energie, welcher in den Absorberschichten deponiert wird, kann hingegen nicht gemessen werden. Da dieser Anteil jedoch von Ereignis zu Ereignis leicht unterschiedlich ist, kommt es zu statistischen „Sampling-Fluktuation“, welche die Energieauflösung eines Samplingkalorimeters im Vergleich zu der eines homogenen Kalorimeters zusätzlich zur geringeren Statistik verschlechtern. Betrachtet man ein Samplingkalorimeter, bei dem die aktiven Ebenen einen Abstand d besitzen, so ist die Zahl der Schnittpunkte N von Schauerteilchen mit den Detektoren durch den folgenden Zusammenhang mit der messbaren Spurlänge T_m gegeben [CG93].

$$N = \frac{T_m}{d_{eff}} \quad (1.18)$$

wobei $d_{eff} = d/\cos(\theta)$ der effektive Abstand aktiver Ebenen ist, den ein Teilchen überwinden muss, das sich unter dem Winkel θ zur Schauerachse bewegt. In der Realität muss also über alle Winkel θ gemittelt werden. Unter Hinzunahme von Gleichung 1.15 ergibt sich damit die Energieauflösung eines idealen Samplingkalorimeters aus der Poisson-Statistik zu [CG93]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \sqrt{\frac{E_C \cdot d_{eff}}{F(\xi) \cdot X_0 \cdot E_0}} \propto \sqrt{\frac{d}{E_0}} \quad (1.19)$$

In der Realität kommt zusätzlich zu den angeführten Proportionalitätskonstanten, zum Beispiel für den Spezialfall von aktiven Szintillatorschichten, genau wie bei einem homogenen Kalorimeter aus Szintillationskristallen auch noch die Statistik der Photonenerzeugung im Szintillationsprozess als Proportionalitätsfaktor hinzu, wodurch die Auflösung weiter verschlechtert wird.

Zusätzlich zu dieser Samplingfluktuation kann es bei dünnen aktiven Schichten auch zu Landau-Fluktuationen kommen, welche auftreten können, wenn bei einem Ionisationsprozess ein großer Energieübertrag stattfindet. Bezeichnet man mit δ den zur Massenbelegung der jeweiligen Schicht proportionalen mittleren Energieverlust pro Detektorlage, so zeigen die Landau-Fluktuation die folgende Proportionalität [CG93]:

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)_{Landau} \propto \frac{1}{\sqrt{N} \cdot \ln(k \cdot \delta)} \quad (1.20)$$

Es ergibt sich also in erster Näherung auch hier eine $1/\sqrt{E_0}$ Abhängigkeit.

Um eine Parametrisierung der Energieabhängigkeit der mit einem Kalorimeter gemessenen Energieauflösung zu erhalten, müssen zusätzlich zu den bereits diskutierten statistischen Beiträgen, welche alle eine $1/\sqrt{E_0}$ Abhängigkeit aufweisen, noch Beiträge durch Schauerverluste

bedingt durch ein zu kleines Detektorvolumen oder Verluste durch die Lichtsammlung sowie systematische und statistische Fehler bei der relativen Kalibrierung berücksichtigt werden. Diese Beiträge sind in der Regel, bezogen auf den absoluten Einfluss, proportional zur Energie und tragen daher in einem konstanten Term zur relativen Energieauflösung bei. Speziell bei kleinen Energien kann auch das Rauschen der Elektronik eine Verschlechterung der Energieauflösung bewirken. Dies wird durch einen zusätzlichen Term in der relativen Energieauflösung mit einer $1/E$ - Abhängigkeit berücksichtigt. Dieser spielt vor allem bei der Auslese mit Photodioden eine Rolle, kann jedoch bei der Auslese mit Photomultipliern in der Regel vernachlässigt werden, da hier das Signal zu Rauschverhältnis deutlich besser ist. Insgesamt ergibt sich die folgende Parametrisierung für die relative Energieauflösung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (1.21)$$

Ortsauflösung: Grundlage für die Extraktion einer Ortsinformation aus der Kalorimeterresponse ist die laterale Segmentierung des Kalorimeters. In diesem Fall ist die schlechtest mögliche Ortsauflösung durch die Dimension eines Moduls gegeben. Eine genauere Bestimmung des Wechselwirkungspunktes kann jedoch bei ausreichend hohen Energien über die Schwerpunktsbildung der in den einzelnen Modulen deponierten Energie erzielt werden. Die hierbei erzielte Ortsauflösung ist proportional zur Dimension der einzelnen Module. Die Größe der Module und damit auch die Ortsauflösung, ist jedoch nach unten hin durch den Wunsch nach einer guten Energieauflösung und durch die Kosten für die individuelle Auslese der einzelnen Module beschränkt. Auf konkrete Algorithmen zur Bestimmung der Ortsauflösung eines Kalorimeters wird im entsprechenden Abschnitt der Datenanalyse noch detailliert eingegangen. Eine gute Ortsauflösung ist neben dem gleichzeitigen Nachweis mehrerer Teilchen im Kalorimeter auch für die Bestimmung des Auftreffwinkels, welcher für die Rekonstruktion der invarianten Masse benötigt wird, von großer Bedeutung, weshalb die Größe der Module sorgfältig abgewogen werden muss.

Zeitauflösung: Die Zeitauflösung eines Kalorimeters wird hauptsächlich durch das zeitliche Verhalten des aktiven Mediums und der Photosensoren bestimmt. Bei Szintillatoren spielt hier vor allem die Anstiegs- und Abklingzeit, sowie die Menge des Szintillationslichtes eine Rolle. Neben dieser intrinsischen Zeitauflösung liefert jedoch auch die Ausleseelektronik einen signifikanten Beitrag zur Zeitauflösung. Auf konkrete Verfahren zur Extraktion der Zeitinformation aus dem Detektorsignal sei auch hier auf das entsprechende Kapitel der Datenanalyse verwiesen. Eine gute Zeitauflösung ist besonders für die Messung hoher Ereignisraten und für Flugzeitmessungen relativ zu einem Startdetektor von Bedeutung.

1.3 Designüberlegungen für das Kalorimeter des Vorwärtsspektrometers

In diesem Abschnitt sollen zunächst die heute gebräuchlichen Kalorimetertypen kurz vorgestellt und die Vor- und Nachteile der verschiedenen Konzepte erläutert werden. Auf der Basis dieser Gegenüberstellung kann schließlich die Wahl eines Shashlykkalorimeters für das

Vorwärtsspektrometer begründet werden. Um einen Überblick über die mit diesem Kalorimetertyp bei bereits existierenden Experimenten erreichte Performance zu bekommen, wird am Ende dieses Abschnitts eine Auswahl aktueller Shashlykkalorimeter sowie deren Performance kurz vorgestellt.

1.3.1 Gegenüberstellung verschiedener Kalorimetertypen

Wie im letzten Abschnitt bereits angesprochen, unterscheidet man bei Kalorimetern für elektromagnetische Proben grundsätzlich zwei Typen, homogene Kalorimeter und Samplingkalorimeter, wobei Samplingkalorimeter im Bezug auf die Energieauflösung auf Grund der auftretenden Samplingfluktuationen in der Regel die schlechteren Resultate liefern. Auf Grund ihrer Kompaktheit sind sie jedoch das Standardkonzept für hadronische Kalorimeter.

Homogene Kalorimeter: Homogene Kalorimeter bestehen aus einem aktiven Absorber in welchem auch das zu detektierende Signal erzeugt wird. Sie können physikalisch auf 3 Effekten beruhen, der Szintillation, dem Cherenkov-Effekt oder der Ionisation.

Kalorimeter, welche auf dem Cherenkoveffekt beruhen, nutzen die Tatsache, dass Teilchen, welche sich schneller als die Lichtgeschwindigkeit im Medium bewegen, sogenannte „Cherenkov-Photonen“ aussenden. Da ein elektromagnetischer Schauer eine große Zahl an hochenergetischen und damit relativistischen Elektronen enthält, entsteht im Absorbermedium Cherenkov-Licht, welches detektiert werden kann. Die Anzahl der erzeugten Cherenkovphotonen ist dabei proportional zur gesamten Wegstrecke der Elektronen des Schauers und damit auch zur Primärenergie. Ein solches Kalorimeter lässt sich zum Beispiel durch Module aus Bleiglas oder Bleifluorid realisieren. Neben dem Vorteil, dass ein solches Kalorimeter auf Grund der instantanen Emission des Cherenkovlichtes sehr schnell ist, stellen jedoch die geringe Intensität des Cherenkovlichtes und auftretende Linearitätsprobleme ein Ausschlusskriterium für die Verwendung dieses Kalorimetertyps in modernen hochpräzisen Spektrometern dar.

Die Ionisation kann zum Beispiel in Kalorimetern aus flüssigen Edelgasen ausgenutzt werden, in welchen die in einem Volumen erzeugte Ladung durch Elektroden gesammelt wird. Die Menge der Ladung stellt in diesem Fall eine proportionale Größe zur Energie des Primärteilchens dar. Neben den hohen Kosten für flüssige Edelgase, sind die Hauptnachteile eines solchen Kalorimeters die geringere Nachweifeffizienz auf Grund der Dichte und der niedrigen Ordnungszahl der Gase, die große Strahlungslänge, lange Driftzeiten der Elektronen sowie die hohe Massenbelegung durch den Kryostaten.

Auf dem Szintillationseffekt beruhende Kalorimeter nutzen in der Regel anorganische Szintillationskristalle wie Thallium dotiertes Natriumjodid (NaJ:Tl) oder Cäsiumjodid (CsJ:Tl), Bariumfluorid (BaF_2) oder Bleiwolframat (PbWO_4) als aktives Medium. Die Vorteile eines solchen Kalorimeters liegen neben der exzellenten Energieauflösung auch in der guten Linearität der Energieresponse und der Kompaktheit, auf Grund geringer Strahlungslängen. Auf Grund dieser Vorteile und auf der Basis positiver Erfahrungen in anderen Experimenten wie dem CMS Experiment am LHC, hat man sich im Bereich des Targetspektrometers von PANDA für ein Kristallkalorimeter aus PbWO_4 Kristallen entschieden. Der große Nachteil einer solchen Lösung besteht jedoch in den hohen Kosten der großen Menge an großvolumigen Szintillationskristallen, welche für das Kalorimeter benötigt werden.

Samplingkalorimeter: Samplingkalorimeter können prinzipiell die gleichen physikalischen Effekte wie homogene Kalorimeter ausnutzen. Sie besitzen jedoch neben den aktiven Schichten zusätzliche passive Absorberschichten aus Materialien mit hoher Ordnungszahl wie zum Beispiel Blei oder Wolfram. Der große Vorteil eines solchen Kalorimeters besteht darin, dass man relativ zu einem homogenen Kalorimeter aus dem gleichen aktiven Medium, deutlich weniger aktives Material benötigt, um den gesamten Schauer zu absorbieren. Hierbei muss jedoch die im letzten Abschnitt bereits erläuterte Verschlechterung der Energieauflösung in Kauf genommen werden. Um die Angesprochene schlechte Nachweiseffizienz und hohe Strahlungslänge eines auf Ionisation von flüssigen Edelgasen beruhenden Kalorimeters zu erhöhen, kann man zum Beispiel Bleiplatten im aktiven Gasvolumen der Ionisationskammer platzieren, so dass in diesen ein Schauer entsteht, welcher schließlich das Gas in der nachfolgenden Kammer ionisiert. Dieses Konzept lässt sich natürlich auch auf Szintillatoren anwenden. In der Regel verwendet man hierbei jedoch keine Kristallszintillatoren, sondern deutlich preiswertere Plastiksintillatoren als aktives Medium, welche auf Grund ihrer geringen effektiven Ordnungszahl bei einem homogenen Kalorimeter ein zu großes Volumen in Anspruch nehmen würden. Die gängigsten Umsetzungen solcher Kalorimeter sind Spaghetti-Kalorimeter, sowie Scintillating-Tile- und Shashlyk-Kalorimeter.

Bei einem Spaghetti-Kalorimeter ist das Absorbermedium in longitudinaler Richtung von szintillierenden Fasern durchzogen, welche das aktive Medium darstellen. Abbildung 1.10 verdeutlicht dies durch einen Querschnitt eines solchen Kalorimetermoduls.

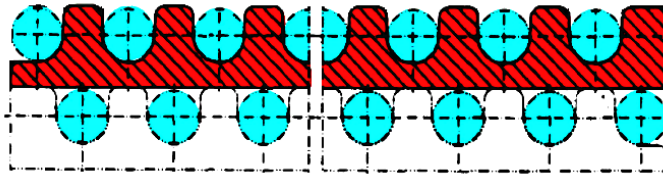


Abbildung 1.10: Querschnitt eines Spaghetti-Kalorimeter-Moduls. Die Blickrichtung entspricht der Flugrichtung der zu detektierenden Teilchen [MN06].

Der Vorteil eines solchen Kalorimeters ist durch ein sehr schnelles Signal gegeben. Nachteile ergeben sich jedoch durch die Inhomogenität der Signalhöhe, wobei sich besonders hohe Signale ergeben, wenn das einfallende Teilchen direkt auf eine Faser trifft.

Ein etwas anderes Konzept verfolgen hingegen Scintillating-Tile und Shashlyk-Kalorimeter. Hier werden Absorberplatten und Szintillatorplatten zu einem Sandwich zusammengefügt und durch Wellenlängenschieberfasern (WLS-Fasern) ausgelesen. Während bei einem Scintillating-Tile Kalorimeter die Fasern aus jedem einzelnen Szintillatorscheibchen herausgeführt und außerhalb des Moduls zu einem Photosensor geführt werden, werden die WLS-Fasern bei einem Shashlyk-Kalorimeter durch kleine Löcher im Inneren des Moduls durch alle Plastikscheibchen hindurch bis zum Photomultiplier am hinteren Ende des Moduls geführt. Die WLS-Fasern sammeln also das Licht, welches in den Plastiksintillatorscheibchen erzeugt wird und transportieren es zum Photomultiplier. Abbildung 1.11 zeigt den schematischen Aufbau eines solchen Shashlyk-Kalorimeters. Bei einem Scintillating-Tile Kalorimeter besteht das Problem, dass die Fasern außerhalb des Moduls zu einem Photomultiplier geführt werden müssen, was bei einer Wand aus Kalorimetermodulen nicht ohne einen Homogenitätsverlust möglich ist. Das Shashlyk-Kalorimeter liefert zwar ähnlich wie das Spaghetti-Kalorimeter auch Inhomogenitäten in

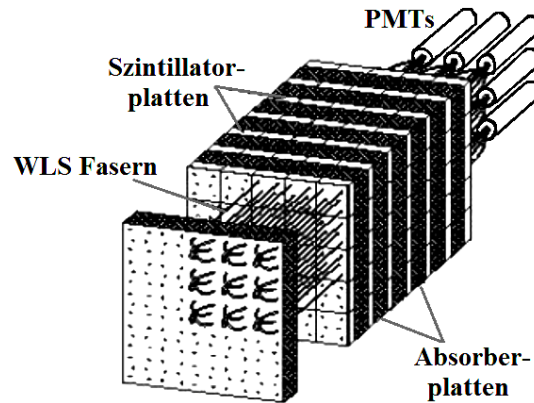


Abbildung 1.11: Schematischer Aufbau eines Shashlyk-Kalorimeter-Moduls. Die Wellenlängenschleierfasern werden durch kleine Löcher im Sandwich aus Absorberplatten und Szintillatorplatten zum Photomultiplier geführt [MN06].

der Signalhöhe an den Positionen der Fasern, da die Fasern jedoch in diesem Fall ein passives Medium darstellen, erwartet man hier eine deutlich geringere Inhomogenität, welche schon bei einem leicht schrägen Einfallswinkel der Teilchen bzw. Photonen vernachlässigbar ist.

Fazit: Es hat sich gezeigt, dass ein homogenes Kristallkalorimeter zwar bezüglich Energieauflösung und Homogenität die optimale Lösung darstellt, eine Kalorimeterwand aus Bleiwolframatkristallen im Vorwärtsspektrometer, würde jedoch auf Grund der abzudeckenden Fläche ähnlich hohe Kosten verursachen wie das gesamte Kalorimeter des Targetspektrometers. Da im Vorwärtsspektrometer des PANDA-Detektors keine räumlichen Beschränkungen für die Dimension des Kalorimeters bestehen, hat man sich daher für ein Shashlyk-Kalorimeter mit Blei-Absorbern und Plastikszintillatoren entschieden, da dies unter Hinzunahme der Erfahrungen aus anderen Experimenten, von den vorgestellten Alternativen innerhalb des Budgets, das beste Preis-Leistungsverhältnis liefert.

1.3.2 Anforderungen an das Shashlyk-Kalorimeter des PANDA - Detektors

In diesem Abschnitt sollen die grundlegenden Anforderungen, welche sich aus den verschiedenen zu untersuchenden Prozessen des Physikprogramms für das Kalorimeter des Vorwärtsspektrometers ergeben zusammengestellt werden.

Untere Energieschwelle des Kalorimeters: Viele Zerfallskanäle der mit dem PANDA-Detektor zu untersuchenden Prozesse haben π^0 -Mesonen in ihrer Zerfallskette, welche schließlich in zwei Gammaquanten zerfallen. Falls nur eines dieser Gammaquanten nicht detektiert wird, wird jedoch das gesamte Ereignis falsch rekonstruiert und somit zum Beispiel ein Untergrundereignis nicht als solches erkannt. Da der Wirkungsquerschnitt der erwarteten Untergrundreaktionen um Größenordnungen über dem der interessanten physikalischen Kanäle liegt, kann dies, wenn es in zu großem Umfang auftritt, zu massiven Problemen führen. Simulationen haben gezeigt, dass bei einer Energieschwelle von 10 MeV, wie sie auch für das

Bleiwolframat - Kristallkalorimeter des Targetspektrometers vorgesehen ist, nur 1 % der π^0 -Mesonen nicht rekonstruiert werden kann [FSC12]. Bei einer Schwelle von 30 MeV hingegen sind es schon etwa 10 % [FSC12]. Da es bei einem Shashlyk-Kalorimeter im Vergleich zu einem Kristallkalorimeter zu größeren technischen Limitationen, wie zum Beispiel zu einer geringeren Lichtausbeute oder zu einer unzureichenden Ausdehnung des Schauers bei kleinen Energien kommen kann, wurde als maximale untere Energieschwelle ein Wert von 20 MeV festgelegt [FSC12].

Dynamischer Energiebereich: Um die Relevanz einer Abdeckung des gesamten Bereichs an Photonenergien zu veranschaulichen, wurden in [FSC12] Simulationen zur Energieverteilung der in einer $\bar{p}p$ -Kollision entstehenden Photonen mit dem DPM-Ereignisgenerator¹ durchgeführt. Abbildung 1.12 zeigt die Resultate dieser Simulation für 2 verschiedene Energien der Antiprotonen von 5 GeV bzw. 15 GeV.

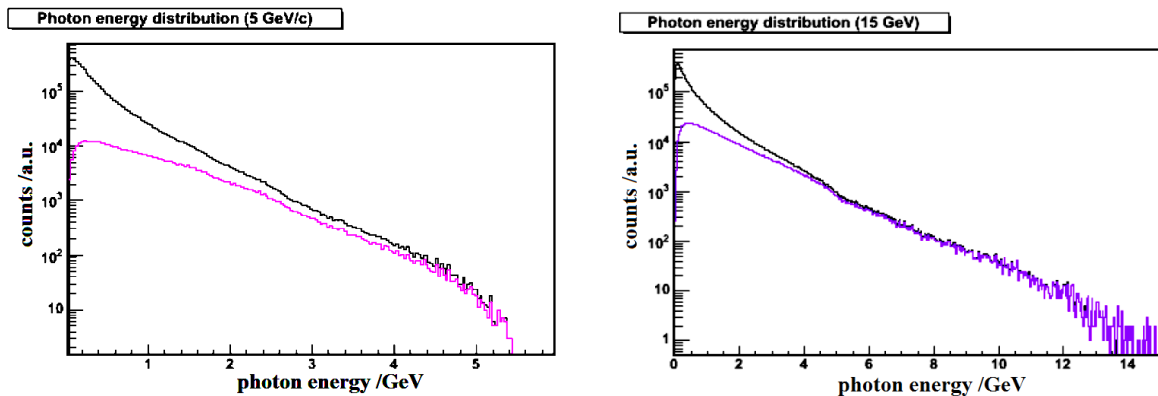


Abbildung 1.12: Energieverteilung der in einer $\bar{p}p$ -Kollision entstehenden Photonen für 5 GeV Antiprotonen (links) und 15 GeV Antiprotonen (rechts). Die schwarze Kurve zeigt jeweils die Verteilung aller Photonen, während die lila Kurve lediglich die Photonen zeigt, welche das Vorwärtsspektrometer treffen [FSC12].

Die Abbildung verdeutlicht, dass das Vorwärtsspektrometer zwar von weniger niederenergetischen Photonen als das Targetspektrometer getroffen wird, bei hohen Energien jedoch eine ähnliche Verteilung wie dieses aufweist. Es ist also unabdingbar, dass das Vorwärtsspektrometer Photonen von der unteren Energieschwelle bei 10 bzw. 20 MeV bis hin zu nahezu 15 GeV mit ähnlicher Genauigkeit detektieren kann.

Energieauflösung: Ziel eines jeden Kalorimeters ist es, eine möglichst gute Energieauflösung zu erzielen. Diese ist neben der optimalen Bestimmung der invarianten Masse und einer genauen Bestimmung des Energie zu Impulsverhältnisses eines Teilchens, besonders auch für die Identifikation und Reduktion des Untergrundes durch Zerfallskanäle mit leichten Mesonen von Bedeutung. Eine direkte Auswirkung einer schlechten Energieauflösung zeigt sich in Form

¹Auf einem Zwei-Parton-Modell (**D**ual **P**arton **M**odel) basierender Ereignisgenerator. Das Zwei-Parton-Modell basiert auf einer Zusammenführung der Regge-Theorie, topologischen Erweiterungen der QCD und Überlegungen des Parton-Modells (siehe auch [PPR09]) und wird zur Simulation der Produkte einer Proton-Antiproton-Kollision und deren Kinematik genutzt.

einer ungenauen Massenbestimmung von π^0 - und η -Mesonen. Bei kleinen Energien spielt hier besonders die $1/\sqrt{E}$ Abhängigkeit der Energieauflösung eine Rolle, während bei hohen Energien der konstante Term dominiert. Bereits existierende Experimente, wie der BES-Detektor oder das Crystal-Barrel-Experiment, welche ähnliche Prozesse untersuchen, haben gezeigt, dass die Breite der rekonstruierten π^0 -Mesonen möglichst unter 8 MeV und die Breite der η -Mesonen unter 30 MeV liegen sollte [FSC12]. Hieraus ergibt sich, dass der statistische Term der Energieauflösung einen Wert zwischen 2 und 3 % haben sollte, während beim konstanten Term ein Wert von etwa 1 % erstrebenswert ist [FSC12].

Energieschwelle eines einzelnen Moduls: Um das elektronische Rauschen und den Dunkelstrom des Photomultipliers zu unterdrücken, benötigt jedes Modul eine niederenergetische Energieschwelle ab welcher es anspricht. Diese Energieschwelle spielt besonders bei kleinen Photonenenergien eine Rolle und hat in diesem Bereich signifikante Auswirkungen auf die Energieauflösung und die untere Energieschwelle des gesamten Kalorimeters. Unproblematisch ist eine solche Energieschwelle für den Fall, dass das Photon mit einer Minimalenergie von 10 MeV zentral in ein Modul trifft, da in diesem Fall nahezu die gesamte Energie des Photons in diesem einen Modul deponiert wird und somit eine Energieschwelle von etwas unter 10 MeV akzeptabel wäre. Der kritischste Fall ist jedoch dann gegeben wenn ein Photon genau zwischen 4 Module trifft. In diesem Fall sieht jedes der 4 Module nur ein Viertel der Energie, was bei 10 MeV nur 2,5 MeV entspricht. Da dieser Extremfall nur selten eintritt wurde die maximale Energieschwelle eines Moduls auf 3 MeV festgelegt [FSC12], so dass eine hohe Wahrscheinlichkeit besteht, dass bei einem 10 MeV Photon zumindest ein Modul anspricht. Nimmt man an, dass die optimale Energieschwelle etwa $3 \sigma_{Noise}$ entspricht, so muss ein Rauschpegel von $\sigma_{Noise} \leq 1 MeV$ angestrebt werden.

Ortsauflösung und Modulgröße: Die Ortsauflösung wird entscheidend durch die Modulgröße bestimmt. Eine gute Ortsauflösung ist dabei neben der Bestimmung des Auftreffortes zur Rekonstruktion der Vierervektoren der Teilchen, besonders auch zur Abgrenzung verschiedener Teilchen, welche das Kalorimeter gleichzeitig treffen und zur Bestimmung der Cluster um die einzelnen Teilchen nötig. Der kritischste Fall ist hierbei durch die Rekonstruktion von π^0 -Mesonen bei hohen Energien gegeben. Für eine Antiprotonenenergie von 15 GeV können diese Mesonen Energien von bis zu 15 GeV erreichen. Der Öffnungswinkel der beiden Gammaquanten beim Zerfall beträgt dann nur etwa 1 Grad [FSC12]. Nimmt man an, dass das Shashlyk-Kalorimeter 8 m vom Target entfernt ist, so ergibt sich ein Abstand der beiden Gammaquanten von 14,4 cm. Um effiziente Cluster zur Rekonstruktion der Photonen bilden zu können, müssen die Auftreffpunkte dieser Photonen um mindestens 2 Modulgrößen voneinander getrennt sein [FSC12]. Hieraus ergibt sich direkt, dass die Modulgröße kleiner als 7,2 cm sein muss. Um die Masse der angesprochenen 15 GeV π^0 -Mesonen optimal rekonstruieren zu können, haben Berechnungen eine Ortsauflösung von 3,5 mm für 15 GeV Photonen ergeben [FSC12]. Skaliert man diesen Wert mit $1/\sqrt{E}$, so ergibt sich bei 1 GeV eine benötigte Ortsauflösung von etwa 1,4 cm.

Ratenfähigkeit: Simulationen haben ergeben, dass die maximale Rate pro Modul zwischen etwa 1 MHz in der Nähe des Strahls und 300 kHz in den äußeren Bereichen des Detektors liegen wird [FSC12], so dass sowohl die Zeitcharakteristiken des Detektors als auch die Elektronik

auf diese Rate abgestimmt sein müssen. Da als aktives Medium in den Shashlykmodulen Plastiksintillatoren eingesetzt werden, sollte dies keine Probleme verursachen.

Strahlungshärte: Das Vorwärtsspektrometer wird die kleinsten Winkel um die Strahlachse abdecken. Da ein ruhendes Target zum Einsatz kommt ist damit zu rechnen, dass viele Fragmente der $\bar{p}p$ - Kollisionen unter diesen Winkeln nach Vorne weiterfliegen bzw. gestreut werden. Weiterhin ist bei Experimenten mit atomaren Targets mit einer hohen Hadronen- und insbesondere Neutronenrate in diesem Bereich zu rechnen. Daher ist für die Module in der Nähe der Strahlachse eine Strahlenbelastung von etwa 25 rad/h zu erwarten [FSC12]. Besonders die Plastiksintillatoren und die WLS-Fasern sollten daher extrem Strahlungsresistent sein, um eine Verschlechterung der Lichtausbeute durch Strahlenschäden zu verhindern.

Zusammenfassung: Zusammenfassend sind in Tabelle 1.1 die wichtigsten Anforderungen an das Shashlykkalorimeter nochmals zusammengestellt.

Eigenschaft	Benötigte Performance
Energieauflösung ($\sigma(E)/E$)	1 % \oplus (2-3) % / \sqrt{E}
Nachweisschwelle für Photonen	10 MeV (20 MeV)
Energieschwelle für ein Einzelmodul	3 MeV
Elektronisches Rauschen (σ)	1 MeV
Dynamischer Bereich	10 (20) MeV - 15 GeV
Ortsauflösung	3,5 mm @ 15 GeV
Ratenfähigkeit	\approx 1 MHz

Tabelle 1.1: Zusammenstellung der Hauptanforderungen an das Shashlykkalorimeter des Vorwärtsspektrometers des PANDA-Detektors [FSC12].

1.3.3 Überblick über bereits existierende Shashlyk-Kalorimeter

Um zu verdeutlichen, welche Charakteristiken bezüglich Energieauflösung und Homogenität mit bereits existierenden Shashlykkalorimetern erreicht wurden, und diese mit den im letzten Abschnitt aufgeführten Anforderungen zu vergleichen, soll in diesem Abschnitt ein Überblick über bereits im Einsatz befindliche Shashlykkalorimeter gegeben werden. Shashlykkalorimeter wurden bereits in der Vergangenheit, zum Beispiel am E865 Experiment in Brookhaven [GSA92] erfolgreich eingesetzt. Auch in aktuell im Einsatz befindlichen Detektoren der Mittel- und Hochenergiephysik kommen sie oft zum Einsatz. Am Large Hadron Collider (LHC) des CERN verfügen sowohl der LHCb, als auch der CMS - Detektor über ein Kalorimeter dieses Typs. Auch andere Experimente wie PHENIX am BNL² [GD96], der HERA-B-Detektor am DESY³ [AG94], das COMPASS Experiment am CERN [VP06] sowie das KOPIO Experiment am BNL [AIK04] setzen ein Shashlykkalorimeter als elektromagnetisches Kalorimeter ein bzw. planen dessen Einsatz, um nur einige der aktuelleren Experimente zu nennen. Viele der genannten Experimente, besonders die am LHC, konzentrieren sich auf hohe Energien

²Brookhaven National Laboratory

³Deutsches Elektronen Synchrotron

im Bereich ab 1 GeV, so dass hier nur bedingt Rückschlüsse auf die zu erwartende Performance des PANDA-Kalorimeters bei kleinen Energien möglich sind. Lediglich das KOPIO Experiment ist auch für kleine Energien im Bereich von 100 MeV bis 500 MeV optimiert und getestet. Da das Kalorimeter des COMPASS - Detektors die aktuellsten Entwicklungen für den Energiebereich ab 1 GeV recht gut widerspiegelt, wird sich dieser Abschnitt auf die genauere Vorstellung des Aufbaus und der Resultate dieses Kalorimeters und des KOPIO - Shashlykcalorimeters beschränken.

COMPASS: Beim COMPASS-Experiment kommen $(38,2 \times 38,2 \times 450)$ mm^3 große Module zum Einsatz. Diese Module enthalten 176 Schichten aus jeweils einer 0,175 mm dicken Bleiplatte und einer 1,5 mm dicken Szintillatorplatte. Zwischen Bleiplatten und Szintillatorplatten befindet sich als Reflektor eine 120 μm dicke Schicht TYVEK-Papier. Ein Modul ist dabei von 25 am vorderen Ende als 5×5 Matrix angeordneten, äquidistanten innerhalb des Moduls spiralförmig verlaufenden WLS - Fasern durchsetzt, welche das Licht zu einem Photomultiplier am hinteren Ende des Moduls transportieren. Die Fasern enden jeweils am vorderen Ende des Moduls, wo sie mit einem Reflektor abgeschlossen sind. Abbildung 1.13 zeigt eine schematische Darstellung des Designs der COMPASS-Module [VP06].

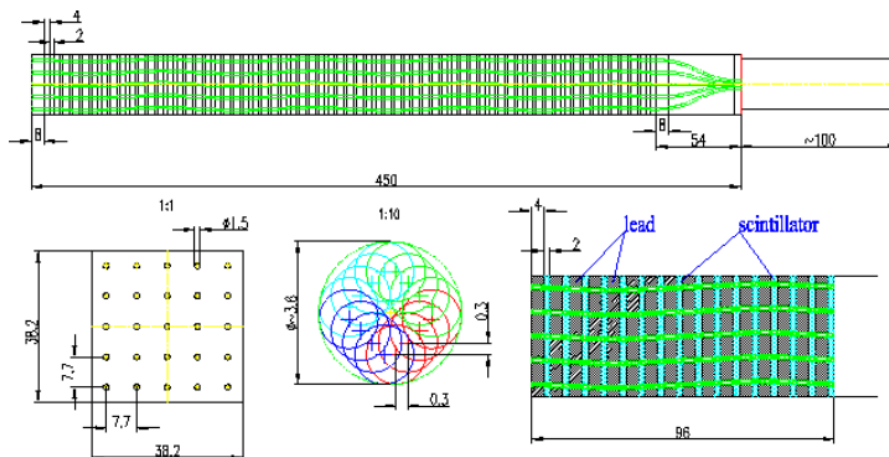


Abbildung 1.13: Design der COMPASS-Shashlykmodule. Im oberen Bereich ist ein Querschnitt eines einzelnen Moduls dargestellt, während die unteren Abbildungen die Anordnung und den Verlauf der WLS-Fasern detailliert darstellen [VP06].

Mit dem dargestellten Aufbau ergibt sich bei den getesteten Energien (> 1 GeV) eine nahezu homogene Energieresponse im gesamten Modulbereich. Für ein Design mit geradlinig verlaufenden Fasern wurde an den Positionen, an welchen die Fasern an der Frontseite des Moduls enden, eine um etwa 4 % reduzierte Energieamplitude ermittelt [VP06]. Durch die spiralförmige Anordnung der WLS-Fasern konnte die Positionsabhängigkeit der Signalamplitude von 4 % auf etwa 0,7 % reduziert werden [VP06].

Die mit diesen Modulen erzielte Energie und Ortsauflösung sind in Abbildung 1.14 als Funktion der Energie dargestellt. Es ergibt sich eine relative Energieauflösung von etwa 5 % bei einer Energie von 1 GeV und eine in erster Näherung mit $1/\sqrt{E}$ skalierende Ortsauflösung von etwa 0,5 cm bei 1 GeV [VP06].

1.3 Designüberlegungen für das Kalorimeter des Vorwärtsspektrometers

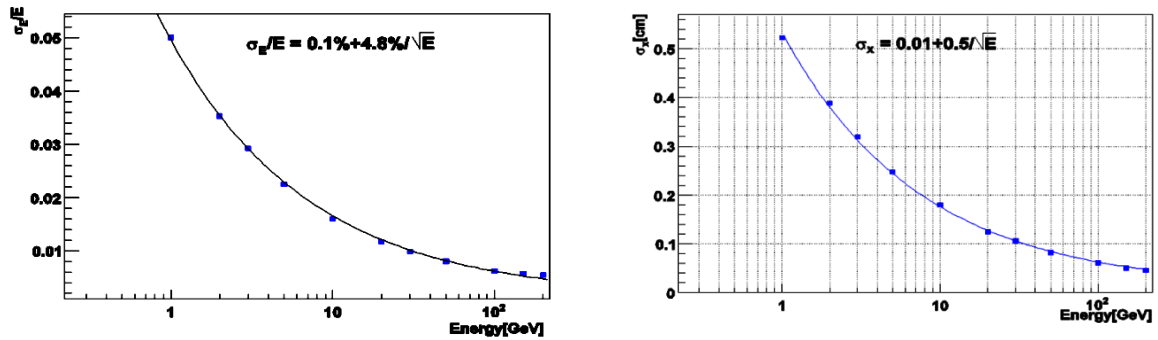


Abbildung 1.14: Relative Energieauflösung (links) und Ortsauflösung (rechts) eines Prototyps des Shashlyk-Kalorimeters des COMPASS - Detektors [VP06].

KOPIO: Beim KOPIO Experiment kommen Module mit einer Größe von $(110 \times 110 \times 610) \text{ mm}^3$ zum Einsatz. Diese setzen sich aus 240 Schichten von 0,35 mm dicken Bleiplatten und 1,35 mm dicken Plastikszintillatorplatten zusammen. Die Lichtsammlung erfolgt durch 72 am vorderen Ende des Moduls gebogene WLS-Fasern, welche durch 144 äquidistante in Form einer 12×12 Matrix angeordnete Löcher geradlinig durch das Modul verlaufen und am hinteren Ende des Moduls mit einem Photomultiplier ausgelesen werden. Um die Lichtausbeute zu optimieren wurde in einem ersten Prototyp zwischen Blei und Szintillatorplatten eine Schicht TYVEK-Papier als Reflektor angebracht und die Kanten der Szintillatorplatten mit einem Aluminiumüberzug versehen [AIK04]. Abbildung 1.15 zeigt die Energieabhängigkeit der mit diesem Prototyp erzielten relativen Energieauflösung.

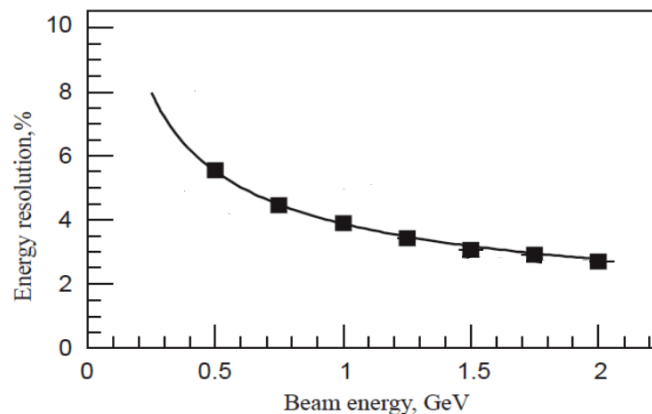


Abbildung 1.15: Relative Energieauflösung eines ersten Prototyps des KOPIO Shashlyk-Kalorimeters mit Photomultiplierauslese für Positronen [AIK04].

Es ergibt sich eine Energieauflösung von etwa 4,0 % bei 1 GeV und 5,7 % bei 500 MeV [AIK04]. Die Energieabhängigkeit ergibt sich damit zu etwa $4,0 \% / \sqrt{E/\text{GeV}}$. Für den erläuterten Aufbau ergibt sich jedoch eine starke Abhängigkeit der Signalhöhe vom Auftreffpunkt der Positronen. Diese Verschlechterung der Signalhöhe bei zunehmendem Abstand zum Zentrum des Moduls hängt direkt mit der Lichtsammlung zusammen und bewirkt eine Variation der Signalhöhe von bis zu 10 % wie die Simulation in Abbildung 1.16 (Graph a) deutlich macht

[AIK04]. Zur Unterdrückung dieses Effekts und zur Verbesserung der Lichtsammlung wurden in einem Versuch die gesamten Szintillatorplatten und in einem anderen Versuch nur die Ecken der Szintillatorplatten durch ein chemisches Verfahren modifiziert, wodurch diese eine Effizienz für diffuse Reflexion von immerhin 93 % erhalten [AIK04]. Wie Abbildung 1.16 zeigt, kann hierdurch die Homogenität der Lichtsammlung deutlich verbessert werden (Graphen b und c).

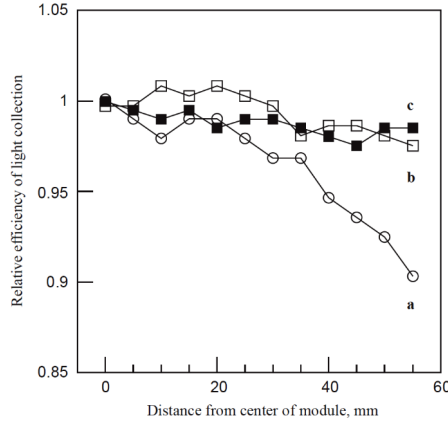


Abbildung 1.16: Simulation der Abhängigkeit der Effizienz der Lichtsammlung (\propto Signalhöhe) vom Interaktionspunkt. a) Setup des getesteten Prototyps, b) Szintillatorplatten mit reflektierender Beschichtung der gesamten Oberfläche und c) Reflektierende Beschichtung nur der Kanten der Szintillatorplatten. [AIK04]

Durch eine weitere Optimierung der Lichtsammlung und anderer Parameter, eine Verlängerung der Kalorimetermodule durch mehr Schichten, sowie durch die Anpassung des Emissionsbereichs der WLS-Fasern an den Photodetektor, was durch den Einsatz von APDs erreicht wurde, konnte die Energieauflösung der KOPIO-Module noch signifikant verbessert werden. Weiterhin wurden in der finalen Version die TYVEK-Lagen zwischen Blei- und Szintillatorplatten entfernt und durch einen schmalen Luftspalt ersetzt, welcher durch Abstandhalter an den Szintillatorplatten aufrechterhalten wird, so dass es zu keiner optischen Kopplung von Blei- und Szintillatorplatten kommt. Das gleiche System kommt auch bei den PANDA-Modulen zum Einsatz, weshalb für mehr Details auf Abschnitt 2.3.1 verwiesen wird. Durch das Entfernen des TYVEK und die Verkleinerung des Zwischenraums konnte die Strahlungslänge verkleinert und das Samplingverhältnis verbessert werden. Es liegen jedoch keine Informationen vor, inwieweit dies die Energieauflösung und die Homogenität beeinflusst, da in den publizierten Tests auch alle anderen beschriebenen Änderungen an den Modulen vorgenommen wurden. Nach allen Optimierungen ergibt sich die relative Energieauflösung im Energiebereich zwischen 50 MeV und 1 GeV zu [GSA08]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx 2\% \oplus \frac{2,7\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (1.22)$$

Dieser Wert kann jedoch auf Grund der höheren Quanteneffizienz einer APD gegenüber einem Photomultiplier nicht direkt mit den PANDA-Modulen verglichen werden. Unabhängig vom Photosensor zeigt sich jedoch, dass sich bei der Betrachtung der relativen Energieauflösung

für Energien unterhalb von 1 GeV im Vergleich zum COMPASS-Kalorimeter ein deutlich höherer konstanter Term von etwa 2 % ergibt.

Die Zeitauflösung liegt beim Einsatz von Photomultipliern bei etwa $100 \text{ ps}/\sqrt{E/\text{GeV}}$ und verbessert sich durch den Einsatz von APDs leicht, auf etwa $90 \text{ ps}/\sqrt{E/\text{GeV}}$ [GSA08].

Fazit: Die Ergebnisse der beiden vorgestellten Experimente zeigen, dass es mit einem Shashlyk-Kalorimeter möglich ist, die in Abschnitt 1.3.2 erläuterten Anforderungen auch bei sehr kleinen Energien zu erfüllen. Es hat sich gezeigt, dass durch eine Optimierung der Lichtsammlung und der Auslese eine für ein Samplingkalorimeter sehr gute Energieauflösung erzielt und Inhomogenitäten weitestgehend unterdrückt werden können.

1.3.4 Überblick über die bisherigen Resultate mit den PANDA Prototypen

Für das PANDA-Kalorimeter kommt ein ähnliches Design wie bei den KOPIO-Modulen zum Einsatz. Während die Dicke der Blei- und Szintillatorplatten identisch ist, vergrößert sich die Zahl der Absorberlagen auf 378, um Energien bis zu 15 GeV absorbieren zu können. Auch die Anzahl der WLS-Fasern ist identisch zum KOPIO-Experiment. In den PANDA-Modulen kommen wie bei der finalen Version der KOPIO Module keinerlei interne Reflektoren zwischen Blei- und Plastikszintillatorplatten zum Einsatz, stattdessen wird das in Abschnitt 2.3.1 genauer beschriebene, für KOPIO entwickelte System aus Abstandhaltern zwischen Blei- und Szintillatorplatten eingesetzt, um die Totalreflexion innerhalb der Szintillatorplatten zu verbessern. Die Module sind lediglich von außen mit einer Lage TYVEK als Reflektor umgeben. In den ersten Prototypen wurde die Modulgröße der KOPIO-Detektoren von $(11 \times 11) \text{ mm}^2$ übernommen, die WLS-Fasern wurden jedoch mit 4 separaten Photomultipliern am Ende des Moduls ausgelesen, wodurch der dynamische Bereich erhöht werden konnte. Um die in Abschnitt 1.3.2 erläuterten Anforderungen bezüglich der Modulgröße und Ortsauflösung zu erfüllen, musste die Modulgröße jedoch reduziert werden. Hierzu wurden die Szintillatorplatten in vier Teile geteilt und die Innenkanten der Platten mit weißer Farbe versehen, um ein Übersprechen von Licht zwischen den Untermodulen zu verhindern [FSC12]. Jedes der so erhaltenen $(5,5 \times 5,5) \text{ cm}^2$ großen Untermodule wird nun durch einen der vier Photomultiplier getrennt ausgelesen. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus der einzelnen Module ist im Kapitel 2.3.1 zu finden.

Mit beiden Prototypen wurden bereits Testmessungen am IHEP in Protvino für Energien $\geq 1 \text{ GeV}$ durchgeführt. Im Folgenden sollen die hierbei mit den beiden Konfigurationen erzielten Resultate kurz zusammenfassend vorgestellt werden. Eine genauere Abhandlung ist in [FSC12] zu finden.

Abbildung 1.17 zeigt die hierbei ermittelte Energieabhängigkeit der relativen Energieauflösung für beide Modulgrößen. Es wird deutlich, dass in beiden Fällen ähnliche Werte erzielt werden. Die Energieauflösung lässt sich im gemessenen Energiebereich durch Gleichung 1.23 parametrisieren [FSC12].

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(3,5 \pm 0,3)}{E} \oplus \frac{(2,8 \pm 0,2)}{\sqrt{E}} \oplus (1,3 \pm 0,04) \quad (1.23)$$

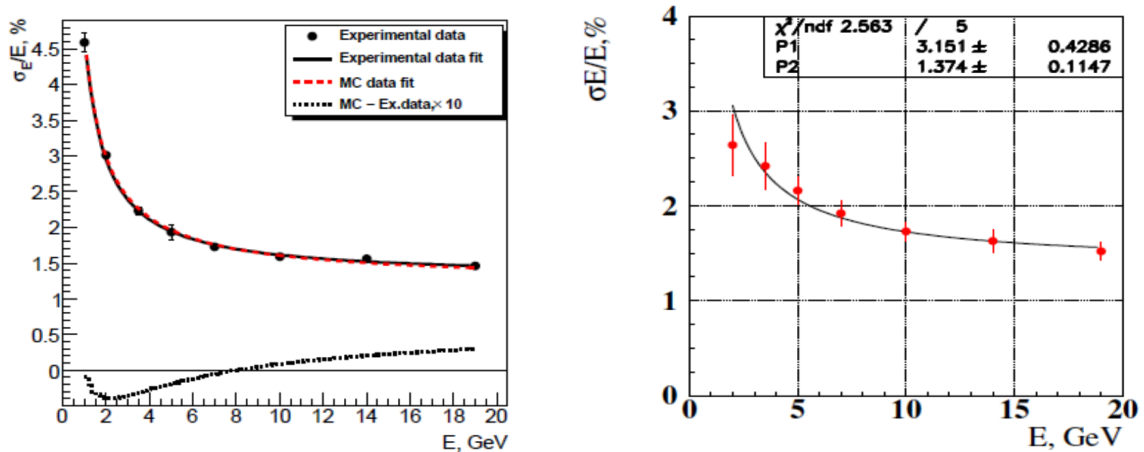


Abbildung 1.17: Relative Energieauflösung im Energiebereich ab 1 GeV für (11×11) cm^2 - Module (links) und $(5,5 \times 5,5)$ cm^2 - Module (rechts) [FSC12].

Abbildung 1.18 verdeutlicht jedoch, dass die relative Energieauflösung in Abhängigkeit der Interaktionsposition bei den $(5,5 \times 5,5)$ cm^2 großen Modulen im Energiebereich von 10 GeV, deutlichen Schwankungen unterliegt.

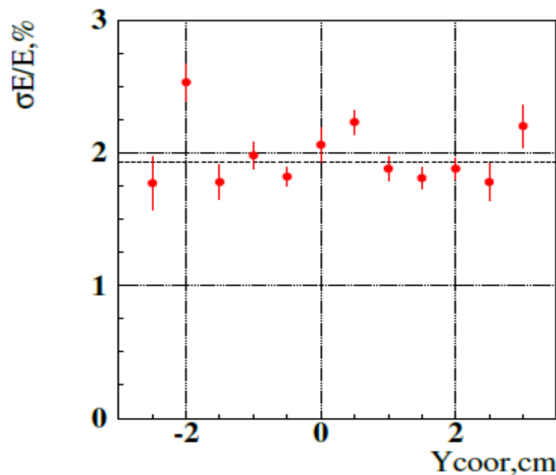


Abbildung 1.18: Abhängigkeit der relativen Energieauflösung bei einer Energie von 10 GeV vom Interaktionspunkt innerhalb eines $(5,5 \times 5,5)$ cm^2 großen Moduls [FSC12].

In der Abbildung sind zwar nur scheinbar kleine absolute Abweichungen vom Mittelwert von maximal 0,5 % zu beobachten. Nimmt man als Mittelwert näherungsweise 2 % an, handelt es sich hierbei jedoch immerhin um 25 % des Mittelwertes, was bei einer Energieauflösung im Bereich von 10 % bei kleinen Energien immerhin schon einer absoluten Abweichung von 2,5 % entsprechen würde. Da die Energieauflösung mit der rekonstruierten Signalamplitude korreliert ist, sind deutliche Schwankungen der Signalamplitude für die verschiedenen Positionen zu erwarten. Hierzu liegen jedoch für die $(5,5 \times 5,5)$ cm^2 großen Module keine Daten vor. Auch bei Energien unterhalb von 10 GeV, bei denen eine Verstärkung des beobachteten Effektes zu

erwarten ist, liegen keine Daten vor. Lediglich für die $(11 \times 11) \text{ mm}^2$ großen Module wurde eine Messung zur Homogenität der Signalamplitude durchgeführt, die jedoch keine signifikante Abhängigkeit der Signalamplitude von der Position gezeigt hat. Es zeigt sich also bereits an diesen Daten, dass es Probleme speziell mit der Homogenität der aufgeteilten $(5,5 \times 5,5) \text{ cm}^2$ großen Module gibt, welche sich bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen bei Energien unterhalb von 1 GeV noch deutlicher zeigen werden und im Rahmen dieser Arbeit detailliert untersucht und diskutiert werden.

Die Ortsauflösung wurde bei einer Energie von 19 GeV im Zentrum eines $(5,5 \times 5,5) \text{ cm}^2$ - Moduls zu 3 mm bestimmt, was etwa der Hälfte des Wertes für die $(11 \times 11) \text{ cm}^2$ - Module entspricht [FSC12]. Am Punkt zwischen 4 Modulen, verbessert sich dieser Wert auf 1,5 mm, und ist für diese Position nahezu unabhängig von der Modulgröße [FSC12].

Insgesamt ergeben sich auf Grund der bei hohen Energien vorliegenden Daten noch keine Defizite zu den an das Kalorimeter gestellten Anforderungen. Es deuten sich jedoch bereits Probleme mit der Homogenität der modifizierten Module an. Insbesondere bei den kleinen Modulen fehlt jedoch auch bei hohen Energien noch eine aussagekräftige Studie zur Homogenität der Signalhöhe innerhalb des Moduls, da die Lichtsammlungseigenschaften durch das Aufschneiden der Szintillatorplatten und das Hinzufügen der reflektierenden Farbe an den inneren Kanten signifikant verändert wurden. Weiterhin liegen noch keinerlei Messwerte zur Performance bei kleinen Energien unterhalb von 1 GeV vor. Da in diesem Energiebereich die meisten kritischen Punkte bezüglich der genannten Anforderungen zu finden sind und da dieser Energiebereich essentiell für die Performance des PANDA-Detektors ist, werden in dieser Arbeit Testmessungen zu den genannten Punkten mit Photonen zwischen 50 MeV und 770 MeV durchgeführt, um diese Lücke zu schließen und eine endgültige Aussage über die Qualität der vorliegenden Module treffen zu können.

Kapitel 2

Der experimentelle Aufbau

Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Testmessungen wurden während 2 Strahlzeiten am Mainzer Elektronenmikrotron (MAMI) durchgeführt. Hierbei wurden zunächst Elektronen durch ein System aus Mikrotrons auf eine Energie von 850 MeV beschleunigt. Diese wurden schließlich genutzt, um mittels eines Bremsstrahlungstagger energiemarkierte Bremsstrahlungsphotonen zu erzeugen, welche mit einer 3×3 Matrix aus $(11 \times 11) \text{ cm}^2$ großen in jeweils 4 Untermodule unterteilten Shashlykmodulen wechselwirkten. Es lag somit eine 6×6 Matrix aus 36 optisch separierten und getrennt ausgelesenen Modulen mit einer Größe der Frontfläche von jeweils $(5,5 \times 5,5) \text{ mm}^2$ vor. In diesem Kapitel soll zunächst der Aufbau des Elektronenbeschleunigers MAMI sowie der Aufbau des zur Erzeugung der energiemarkierten Photonen eingesetzten Mainz-Glasgow Bremsstrahlungstagger erläutert werden. Weiterhin wird das genaue Design der einzelnen Shashlykmodule vorgestellt, sowie der Aufbau der Prototypmatrix und der verwendeten Ausleseelektronik erläutert.

2.1 Aufbau des Elektronenbeschleunigers MAMI

Der Elektronenbeschleuniger MAMI am Institut für Kernphysik in Mainz ist in der Lage, mittels einer Reihe von Mikrotrons einen kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einem Strahlstrom von bis zu $100 \mu\text{A}$ zu liefern. Durch die neueste Ausbaustufe MAMI-C können hierbei Elektronenenergien von bis zu 1,508 GeV erreicht werden. Abbildung 2.1 zeigt eine Übersicht über den Grundriss des Beschleunigers und der Experimentierhallen. Die primären Elektronen werden von einer Elektronenkanone erzeugt und auf etwa 100 keV beschleunigt. Unpolarisierte Elektronen können hierbei von der Elektronenkanone EKAN erzeugt werden, welche eine aufgeheizte Kathode als Elektronenemitter nutzt. Um polarisierte Elektronen zu erzeugen benötigt man hingegen die Elektronenkanone PEKAN. Diese erzeugt bis zu 75 % polarisierte Elektronen, indem die Elektronenemission aus einem Kristall durch einen 2,45 GHz Laser mit einer Wellenlänge von 832 nm induziert wird. Die mittels einer der beiden Elektronenkanonen erzeugten Elektronen werden nun zunächst durch einen Linearbeschleuniger auf 3,5 MeV vorbeschleunigt. Hierbei wird zusätzlich dafür gesorgt, dass der Elektronenstrahl die richtige Phase zur Injektion in die Mikrotrons besitzt. Die zentralen Beschleuniger sind durch drei Rennbahnmikrotrons (RTM1 - RTM3) gegeben, welche die Elektronen auf bis zu 855 MeV beschleunigen können. Um die maximale Elektronenenergie von 1,508 GeV zu erreichen wird

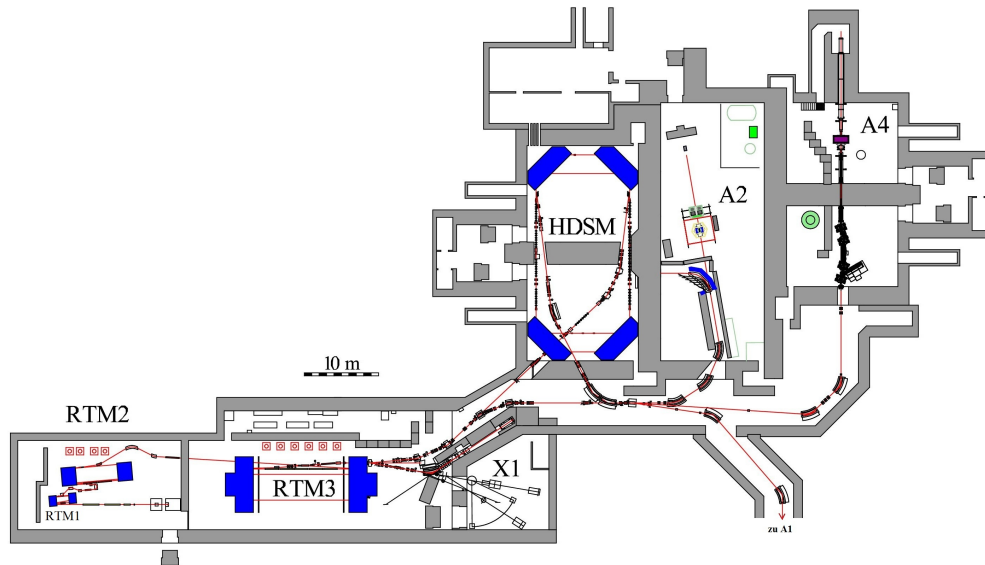


Abbildung 2.1: Darstellung des Grundrisses des Mainzer Mikrotrons (MAMI). Neben den verschiedenen Beschleunigerstufen RTM1, RTM2, RTM3 und HDSM, sind auch die Experimentierhallen A2, A4 und X1 dargestellt. Im unteren Bereich der Abbildung wird der Strahl weiterhin zur Experimentierhalle A1 geführt, welche hier nicht eingezeichnet ist. Die Testmessungen wurden mit den energiemarkierten Bremsstrahlungsphotonen in der Experimentierhalle A2 durchgeführt [KPH06].

das seit 2006 im Einsatz befindliche harmonische doppelseitige Mikrotron (HDSM) benötigt. Da für die durchgeführten Testmessungen nur primäre Elektronen mit einer Energie von 855 MeV genutzt wurden, soll im folgenden nur das System aus Rennbahnmikrotrons, welches zur Beschleunigung dieser Elektronen genutzt wurde, genauer beschrieben werden.

2.1.1 Die Rennbahnmikrotrons

Ein Rennbahnmikrotron besteht aus einer linearen Beschleunigerstrecke sowie zwei Dipolmagneten, welche die Elektronen durch ein homogenes magnetisches Feld auf einer halbkreisförmigen Bahn um 180° ablenken. Hierdurch werden die Elektronen nach jedem Umlauf wieder zurück an den Anfang der linearen Beschleunigerstrecke gelenkt, in welcher ihre Energie weiter erhöht wird. Da die Dipolmagneten ein konstantes Magnetfeld erzeugen, wird der Radius der halbkreisförmigen Bahn innerhalb des Magneten mit zunehmender Energie der Elektronen größer, so dass die mit einem einzelnen solchen Mikrotron maximal erreichbare Energie durch die Größe der Dipolmagneten beschränkt ist. Da die Energiezunahme auf der Beschleunigerstrecke in jedem Umlauf gleich ist, ist es möglich jede der Elektronentrajektorien mit einer Strahlröhre zu umgeben, so dass sich die Elektronen stets in einem sehr guten Vakuum bewegen und keine Wechselwirkungen mit Gasmolekülen durchführen. Ist die maximale Energie erreicht, werden die Elektronen durch einen Umlenkmagneten aus dem Mikrotron herausgelenkt. Die Energiezunahme der Elektronen pro Umrundung kann hierbei durch Gleichung 2.1 angegeben werden.

$$\Delta E = \frac{e \cdot c^2}{2\pi} \cdot \frac{B}{\nu_B} \quad (2.1)$$

Sie hängt neben der Elementarladung e und der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c nur vom Magnetfeld B und der typischen Frequenz der linearen Beschleunigerstrecke, welche bei MAMI $\nu_B = 2,45\text{GHz}$ beträgt ab. Da der Dipolmagnet bei konstantem Magnetfeld zum Erreichen immer höherer Energien immer größer werden muss, nutzt man bei MAMI drei hintereinandergeschaltete Rennbahnmikrotrons mit zunehmender magnetischer Feldstärke. Abbildung 2.2 zeigt eine schematische Darstellung der Anordnung der einzelnen Mikrotrons.

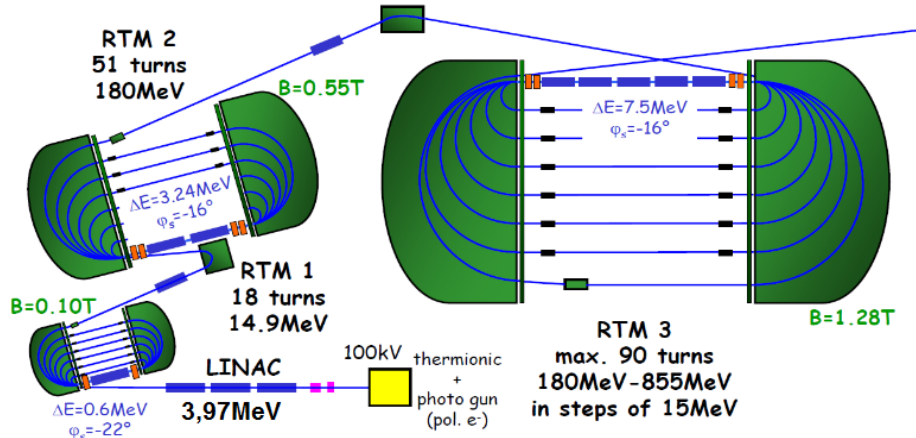


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Rennbahnmikrotrons der ersten 3 Stufen des MAMI - Beschleunigers [AJ07].

Ist die maximale Energie eines Mikrotrons erreicht, so werden die Elektronen über Umlenkmagneten in das nächste Mikrotron injiziert. Tabelle 2.1 gibt die grundlegenden Eigenschaften der einzelnen Mikrotrons und des Vorbeschleunigers an.

	Vorbeschleuniger	RTM1	RTM2	RTM3
Injektionsenergie /MeV	0,1	3,97	14,86	180
Extraktionsenergie /MeV	3,97	14,86	180	855,1
Energiegewinn pro Zyklus /MeV	-	0,6	3,24	7,5
Anzahl der Zyklen	-	18	51	90
Magnetfeld /T	-	0,10	0,55	1,28

Tabelle 2.1: Charakteristiken der Rennbahnmikrotrons von MAMI-B [B1C12].

Die Kombination dieser 3 Mikrotrons wird historisch bedingt als MAMI-B bezeichnet. Die Elektronen welche RTM3 verlassen haben schließlich eine maximale Energie von 855 MeV und können entweder mittels des harmonischen doppelseitigen Mikrotrons von MAMI-C weiter beschleunigt oder wie bei den durchgeführten Testmessungen direkt genutzt werden. Hierzu werden sie über ein System von Umlenkmagneten in Experimentierhalle A2 gelenkt und in den Bremsstrahlungstagger geleitet.

2.2 Der Mainz-Glasgow Tagger

Der in Abbildung 2.3 schematisch dargestellte Mainz-Glasgow Bremsstrahlungstagger nutzt die zuvor beschleunigten Elektronen um energiemarkierte Bremsstrahlungsphotonen zu erzeugen. Der Tagger enthält zunächst einen Radiator auf welchen der Elektronenstrahl trifft, so

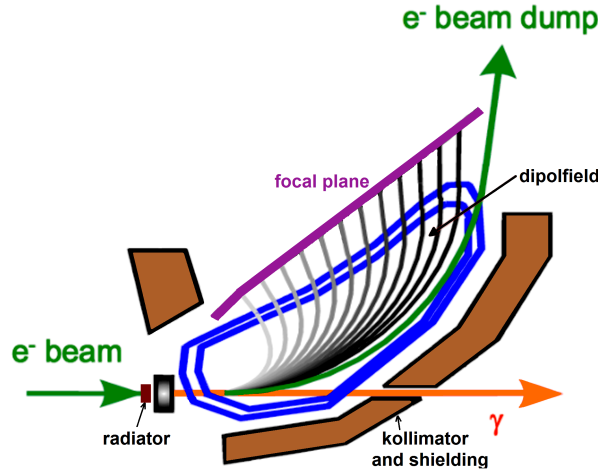


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Mainz-Glasgow-Bremsstrahlungstagger zur Erzeugung energiemarkierter Bremsstrahlungsphotonen (nach [MT10]).

dass die Elektronen von den Atomkernen des Radiatormaterials abgebremst werden. Hierfür verwendet man in der Regel eine dünne Metallfolie (Bei den durchgeführten Testmessungen wurden $5 \mu\text{m}$ Nickel eingesetzt). Die dabei emittierten Bremsstrahlungsphotonen werden auf Grund der hohen Elektronenenergien in der Regel unter kleinen Winkeln in Vorwärtsrichtung emittiert, in welche auch die abgebremsten Elektronen weiterfliegen. Für den Öffnungswinkel der Verteilung der emittierten Photonen gilt dabei mit dem Impuls p_{beam} des Elektronenstrahls und der Ruhemasse m_e eines Elektrons:

$$\theta = \frac{p_{beam}}{m_e} \quad (2.2)$$

Diese Photonen, deren Energien nun eine breite Bremsstrahlungsverteilung mit zu kleinen Energien ansteigender Intensität aufweisen, können den Tagger durch einen Kollimator in Vorwärtsrichtung verlassen, wodurch der Öffnungswinkel der Verteilung nochmals eingeschränkt wird. Um den einzelnen Photonen eine individuelle Energie zuzuordnen, wird die in den abgebremsten Elektronen enthaltene Energieinformation genutzt. Für den Zusammenhang zwischen der Energie dieser Elektronen und der Energie des emittierten Photons (E_γ) gilt der einfache Zusammenhang:

$$E_\gamma = E_{Beam} - E_{e^-} \quad (2.3)$$

wobei E_{Beam} die Strahlenergie und E_{e^-} die Energie der abgebremsten Elektronen darstellen. Es genügt also die Elektronenenergie zu messen um die Energie des Photons bestimmen zu

können. Um die Elektronenenergie zu messen, nutzt man die Energie- bzw. Impulsabhängigkeit des Biegeradiuses der Elektronenbahn im homogenen Magnetfeld eines Dipolmagneten. Für den Radius der Elektronenbahn gilt in Abhängigkeit des Elektronenimpulses p und des Magnetfeldes B :

$$r_e = \frac{p_e}{e \cdot B} = \frac{\sqrt{2 \cdot m_e \cdot E_e}}{e \cdot B} \quad (2.4)$$

Es zeigt sich, dass der Radius der Kreisbahn umso kleiner wird, je kleiner die Elektronenenergie ist. Elektronen welche nicht abgebremst wurden, bewegen sich demnach auf einer Kreisbahn mit dem maximalen Radius. Während die unabgebremsten Elektronen auf einen Strahlabsorber gelenkt werden, weist man die übrigen Elektronen durch einen ortssensitiven Detektor aus 352 jeweils mit dem Nachbarn überlappenden Plastikszintillatoren mit Photomultiplierauslese nach, wobei jeder dieser Szintillatorstreifen eine Breite von 24 mm aufweist. Diese Segmentierung der Fokalebene erlaubt es, die Photonenergie E_γ mit einer Genauigkeit von 2,06 MeV für die kleinsten Photonenergien bzw. 4,16 MeV für die höchsten Photonenergien zu bestimmen. Durch die Fokalebene können Elektronenenergien zwischen 5 % und 93 % der Strahlenergie detektiert werden. Abbildung 2.4 zeigt die Intensitätsverteilung der einzelnen Taggerkanäle, wie sie während der Strahlzeit gemessen wurde.

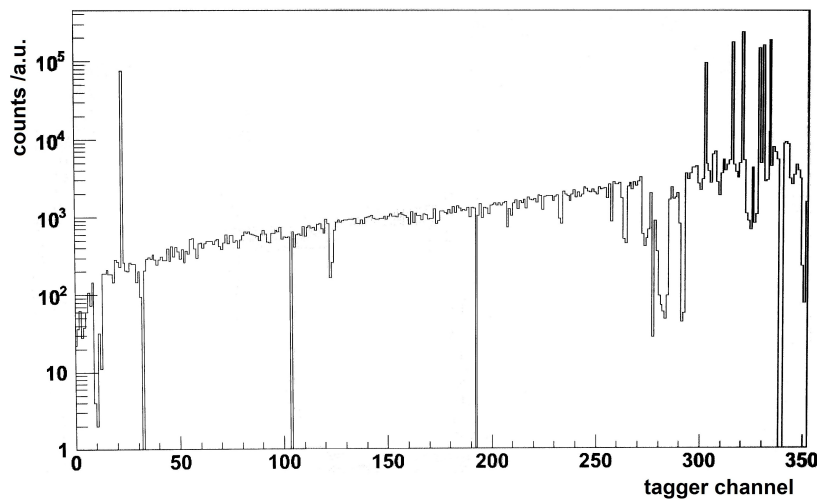


Abbildung 2.4: Intensitätsverteilung der 352 Taggerkanäle während der Strahlzeit. Höhere Taggerkanäle entsprechen geringeren Photonenergien.

Es zeigt sich, dass die Ansprechverteilung der Taggerkanäle zu höheren Kanälen, also zu kleineren Photonenergien hin ansteigt, was die Tatsache widerspiegelt, dass Bremsstrahlung mit einer kleineren Energie mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit emittiert wird. Weiterhin wird deutlich, dass einige Taggerkanäle nicht oder nur eingeschränkt funktionsfähig sind, so dass diese bei der Auswahl der im Experiment eingesetzten 16 Taggerkanäle gemieden werden sollten. Selektiert man nun einzelne Kanäle des Taggers und fordert eine Koinzidenz dieser Taggerkanäle mit dem Detektor, so kann jedem registrierten Event eine Photonenergie zugeordnet werden. Die Zeitauflösung eines einzelnen Taggerkanals beträgt dabei etwa 170 ps [MKA08]. Tabelle 1 im Anhang gibt die für das Testexperiment ausgewählten Taggerkanäle, sowie die zugehörigen mittleren Photonenergien und die gemessene relative Intensität der einzelnen Photonenergien an.

2.3 Aufbau des Prototyps des Shashlyk-Kalorimeters

Der für die Testmessungen eingesetzte Prototyp des Shashlyk-Kalorimeters besteht aus 9 (11×11) cm^2 großen Modulen, welche intern in jeweils 4 ($5,5 \times 5,5$) cm^2 große, im Bezug auf Lichtsammlung und Auslese unabhängige Untermodule unterteilt sind. Diese 4 Module wurden als eine 3×3 bzw. 6×6 Matrix auf einem in x- und y- Richtung durch Schrittmotoren positionierbaren Tisch montiert und fixiert. Hierdurch war es möglich die Matrix so zu positionieren, dass der ortsfeste Photonenstrahl auf jeden Punkt der Matrix ausgerichtet werden kann. Vor der Matrix wurde ein ortsfestes Plastikszintillatorpaddel montiert, welches die Photonen passieren müssen, bevor sie mit der Matrix wechselwirken. Dieses Paddel liefert nur dann ein Signal, wenn es von einem geladenen Teilchen getroffen wird, oder wenn ein Photon mit dem Paddel wechselwirkt. Da die Wahrscheinlichkeit für letzteren Effekt auf Grund der geringen Ordnungszahl des Plastikszintillators und der hohen Photonenenergie relativ gering ist, kann hierdurch, indem Ereignisse bei denen das Paddel angesprochen hat zurückgewiesen werden, sichergestellt werden, dass keine geladenen Teilchen mit der Matrix wechselwirken. Diese können zum Beispiel durch Interaktion der Photonen mit Luftmolekülen auf der etwa 14,5 m langen Flugstrecke zwischen Tagger und Detektor entstehen. Abbildung 2.5 zeigt zwei Fotos des Aufbaus während der Strahlzeit.



Abbildung 2.5: Realer Aufbau des Prototyps des Shashlyk-Kalorimeters in der Experimentierhalle A2 in Mainz. Die Matrix aus 9 Modulen mit jeweils 4 Untermodulen ist auf einem in x und y Richtung bewegbaren Tisch gelagert. In Strahlrichtung befindet sich ein Plastikszintillatorpaddel vor der Matrix um geladene Teilchen zu identifizieren und zurückzuweisen.

Auf den Fotos ist neben der Detektormatrix und dem Paddel auch der positionierbare Tisch zu erkennen. Der Photonenstrahl geht durch das Zentrum des Paddels und trifft dann unter einem Winkel von 90° auf die Frontseite der Detektormatrix.

2.3.1 Design der Shashlyk-Module

Im Folgenden soll der technische Aufbau der Module und deren physikalische Charakteristiken genauer erläutert werden. Die einzelnen Module sind, wie bereits erläutert, als ein Sandwich aus Blei- und Szintillatorplatten aufgebaut. Ein Modul beinhaltet dabei 4 separate Untermodule, welche jedoch gemeinsame Bleiplatten besitzen. Die Szintillatorplatten sind an

den beiden Kanten optisch durch weiße Farbe getrennt, wodurch ein Übersprechen von Licht verhindert werden soll. Abbildung 2.6 und 2.7 zeigen hierzu eine technische Zeichnung eines Prototypmoduls sowie Fotos der realen Shashlykmodule und der verwendeten Photomultiplier.

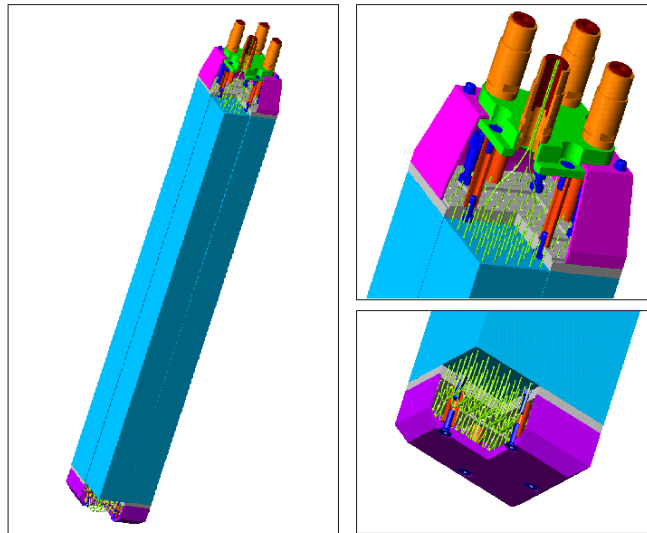


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des aktuellen Designs der Shashlyk-Module, bestehend aus 4 individuell mit einem Photomultiplier ausgelesenen Untermodulen [FSC12]. Die beiden Abbildungen auf der linken Seite, verdeutlichen die Anordnung und den Verlauf der WLS-Fasern.



Abbildung 2.7: Fotos der Shashlykmodule ohne PMT (oben links) sowie der vormontierten Photomultiplier samt Spannungsteiler (oben rechts) und der fertig montierten Module (unten).

2.3 Aufbau des Prototyps des Shashlyk-Kalorimeters

In jeder Schicht aus Plastikszintillator- und Bleiplatten befinden sich 144 Bohrungen mit einem Durchmesser von 1,3 mm, welche als 12 x 12 Matrix angeordnet sind. Der Abstand zwischen zwei Löchern beträgt dabei 9,3 mm. Durch diese Bohrungen werden schließlich 72 Wellenlängenschieberfasern mit einem Durchmesser von 1 mm geführt, welche am vorderen Ende gebogen und durch ein anderes Loch wieder zurückgeführt werden. Die zurückgeführten Fasern verlaufen dabei innerhalb des selben Untermoduls. Das Biegen der Fasern erfolgt in einer speziellen Form unter Zuführung von Wärme, um Defekte in den Fasern zu verhindern. Am hinteren Ende des Moduls, werden die Fasern eines jeden Untermoduls zu einem Bündel zusammengeführt und verklebt, so dass sie an einen Photosensor gekoppelt werden können. Die genaue Positionierung der Platten wird durch ein System aus 4 Pins und korrespondierenden Vertiefungen in jeder Platte, welche sich zwischen benachbarten Platten nach dem „LEGO“-Prinzip ineinander setzen, sichergestellt. Dieses System wurde von den Shashlykmodulen des KOPIO-Experiments übernommen und ist in Abbildung 2.8 für einen Ausschnitt eines Moduls veranschaulicht.

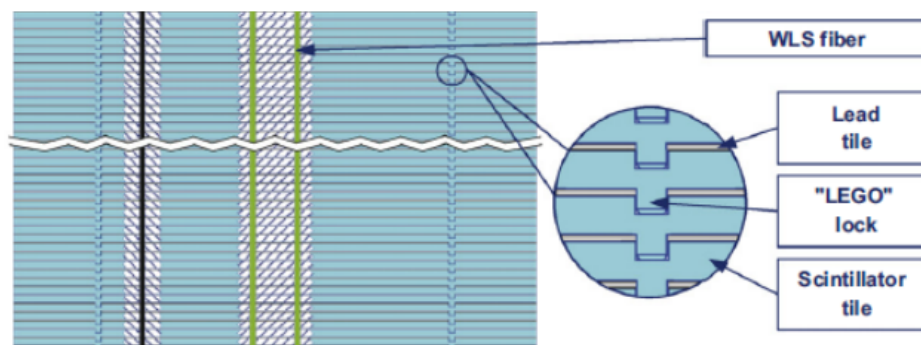


Abbildung 2.8: Interner Aufbau eines (11 x 11) cm^2 großen Shashlykmoduls, vor der Aufteilung der Module. Der vergrößerte Ausschnitt verdeutlicht die Positionierung der Szintillatorplatten nach dem „LEGO“-Prinzip [GSA08].

Da zur Lichtsammlung an den Flächen der Szintillatorplatten nur die Totalreflexion ausgenutzt wird, ist es wichtig, dass Blei- und Szintillatorplatten keinen optischen Kontakt haben. Dies wird durch eine $37,5 \mu m$ breite Lücke zwischen den Platten gewährleistet, welche durch die in Abbildung 2.8 gezeigten Pins aufrechterhalten wird. Da die Plastikszintillatoren bei der Aufteilung des Moduls in 4 Untermodule zersägt wurden, ist die Funktion dieser Pins in der in dieser Arbeit getesteten Version der Module teilweise verloren gegangen (Jede Unterplatte hat nur noch einen Pin), was bei der Diskussion der Messergebnisse noch besondere Bedeutung erlangen wird. Auf der Außenseite ist das Modul mit reflektierendem Papier (TYVEK) ummantelt um die Lichtsammlung zu verbessern. Um das Modul lichtdicht gegenüber den Nachbarmodulen abzuschirmen, kommt eine weitere Schicht aus schwarzem Papier zum Einsatz. Die mechanische Stabilität des Moduls wird durch 4 Metallstangen gewährleistet, welche das Modul in der gesamten Länge durchlaufen.

Tabelle 2.2 stellt die wichtigsten Parameter der Shashlykmodule sowie die sich daraus ergebenden physikalischen Parameter zusammen. Zusätzlich ist, wenn dies möglich ist, ein Vergleich zu den im Targetspektrometer verwendeten Bleiwolframat-Szintillationskristallen angegeben.

Parameter	Shashlyk Module	$PbWO_4$ Kristalle
laterale Ausdehnung (gesamtes Modul)	$(11 \times 11) \text{ cm}^2$	-
laterale Ausdehnung (Untermodule)	$(5,5 \times 5,5) \text{ cm}^2$	$(2 \times 2) \text{ cm}^2$
gesamte Länge (ohne PMT/APD)	793 mm	20 cm
aktive Länge	698 mm = $20 X_0$	20 cm $\approx 22,5 X_0$
Anzahl der Absorberschichten	380	-
Dicke der Szintillatorplatten	1,5 mm	-
Dicke der Bleiplatten	0,275 mm	-
Lücke zwischen den Szintillatorplatten	0,35 mm	-
Szintillatormaterial	IHEP scint.	$PbWO_4$
Anzahl der WLS Fasern pro Untermodule	18	-
Länge der WLS Fasern pro Modul	34 m	-
Durchmesser der WLS Fasern	1,0 mm	-
Gewicht eines 4er Moduls	22,5 kg	0,98 kg (avg.)
Effektive Strahlungslänge X_0	34,9 mm	8,9 mm
Effektiver Moliererradius R_M	59,8 mm	20 mm
Effektive Dichte	$\approx 2,7 \text{ g/cm}^3$	$8,28 \text{ g/cm}^3$

Tabelle 2.2: Charakteristiken der für die Teststrahlzeit verfügbaren Shashlyk-Module [TPR05], [FSC12], [TDR09].

Es zeigt sich, dass die Shashlykmodule mit Hinblick auf Strahlungslänge bzw. Moliererradius eine ähnliche Dimension wie die $PbWO_4$ Kristalle des Targetkalorimeter besitzen.

2.3.2 Auswahl der Photomultiplier

Da die an den Shashlykmodulen vormontierten Photomultiplier auf Grund ihrer Qualität und der nicht vorhandenen Steuer- und Ausleseelektronik für die verbauten Cockcroft-Walton Spannungsgeneratoren nicht verwendet werden konnten, wurden für die erste Strahlzeit alle Module mit Philips XP1911/1912 Photomultipliern mit passiven Spannungsteilern bestückt. Da bei der ersten Strahlzeit eine nicht zu vernachlässigende Nichtlinearität der Energiereponse der einzelnen Module beobachtet wurde, deren Ursache, wie in Abschnitt 7.2.3 gezeigt wird, in einer Saturierung des Anodenstroms der Photomultiplier bedingt ist, wurde bei der 2. Strahlzeit eine 3x3 Untermatrix mit 8 Hamamatsu R7899 Photomultipliern bestückt. Diese sind speziell für die Auslese von Samplinkalorimetern mit Plastikszintillatorplatten und die dabei auftretenden hohen Anodenströme auf Grund der kurzen Signaldauer entwickelt und sollen auch in den endgültigen Modulen eingesetzt werden. Zur Hochspannungsversorgung dieser Module wurde ein am IHEP Protvino entwickelter Cockcroft-Walton Spannungsgenerator eingesetzt. Das 9. Modul der 3x3 Matrix, welches den Überlapp zu der 3x3 Matrix um das bei der 1. Strahlzeit betrachtete Modul darstellt, wurde weiterhin mit einem Philips XP1911/1912 Photomultiplier ausgelesen. Tabelle 2.3 gibt die wichtigsten Charakteristiken der verwendeten Photomultiplier an. Der Hauptunterschied der beiden Photomultiplier besteht neben dem für die Linearität wichtigen und beim R7899 größeren dynamischen Bereich vor allem auch in den Zeitcharakteristiken. Es zeigt sich, dass der R7899 sowohl bei der Anstiegszeit als auch bei der Transitzeit deutlich bessere Werte aufweist, was bei der Datenanalyse hauptsächlich für die Zeitauflösung eine Rolle spielt. Da bei den Philips XP1911/1912 Photomultipliern

2.3 Aufbau des Prototyps des Shashlyk-Kalorimeters

Parameter	Philips XP1911/1912	Hamamatsu R7899
Durchmesser	19 mm	25 mm
Anzahl der Dynodenstufen	10	10
Kathodenmaterial	Bialkali	Bialkali
maximale Quanteneffizienz λ_{max}	420 nm	420 nm
Quanteneffizienz @ λ_{max}	27 %	27 %
Gain @ 1500 V	$7,5 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$
Anstiegszeit	2,3 ns	1,6 ns
Transitzeit der Elektronen	20,5 ns	17 ns
Variation der Transitzeit	1,5 ns	0,6 ns
Linearität der Pulshöhe @ 1500 V ($\pm 2\%$)	20 mA / 80 mA	100 mA

Tabelle 2.3: Charakteristiken der bei den Teststrahlzeiten eingesetzten Photomultiplier [Ph99], [Ham00].

auch gebrauchte Exemplare zum Einsatz kamen, musste zunächst in einer Testreihe sichergestellt werden, dass alle PMTs die Qualitätsanforderungen erfüllen. Hierzu wurden die Photomultiplier mit Kopplungsöl an einen mit Thallium dotierten Cäsiumjodid-Referenzkristall gekoppelt und die Energiespektren einer Natrium-22-Quelle mit einem Pulshöhenanalysator aufgezeichnet. Aus diesen Spektren konnte neben dem Gain der einzelnen Photomultiplier auch die relative Energieauflösung bei 511 keV und 1275 keV bestimmt werden. Abbildung 2.9 zeigt die gemessenen Gains für die einzelnen Photomultiplier.

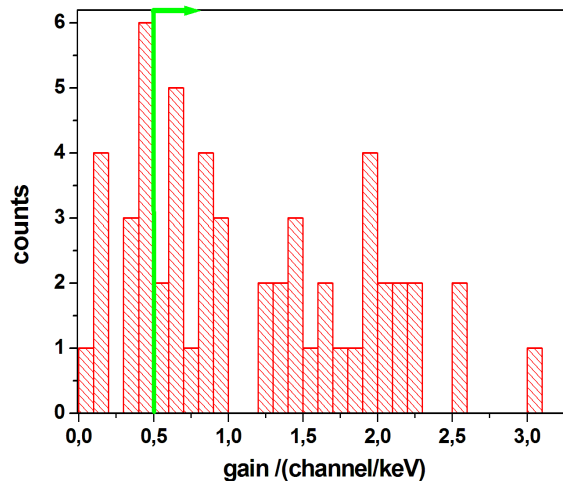


Abbildung 2.9: Gain der für den Einsatz im Shashlyk-Kalorimeterprototyp getesteten Philips XP1911/1912 Photomultiplier, bei einer Referenzspannung von ± 1450 V.

Da das gemessene Gain mit der Quanteneffizienz der Photokathode korreliert ist, welche bei älteren Photomultipliern zurück geht, und um im Experiment eine ausreichende Signalhöhe bei nicht zu hoher Betriebsspannung des Photomultipliers zu erreichen, wurde als erstes Qualitätskriterium ein Gain von mindestens 0,5 Kanälen pro keV bei einer Referenzspannung von ± 1450 V gefordert. Die Grüne Linie in Abbildung 2.9 zeigt, dass diese Bedingung durch einen Großteil der Photomultiplier erfüllt wird. Als zweites Kriterium wurde die Energieauflösung

herangezogen. Diese war für die getesteten Photomultiplier wie zu erwarten auf Grund der bei älteren Photomultipliern verringerten Quanteneffizienz stark mit dem gemessenen Gain korreliert. Abbildung 2.10 zeigt die Verteilung der für die beiden Linien der Natriumquelle gemessenen Energieauflösungen.

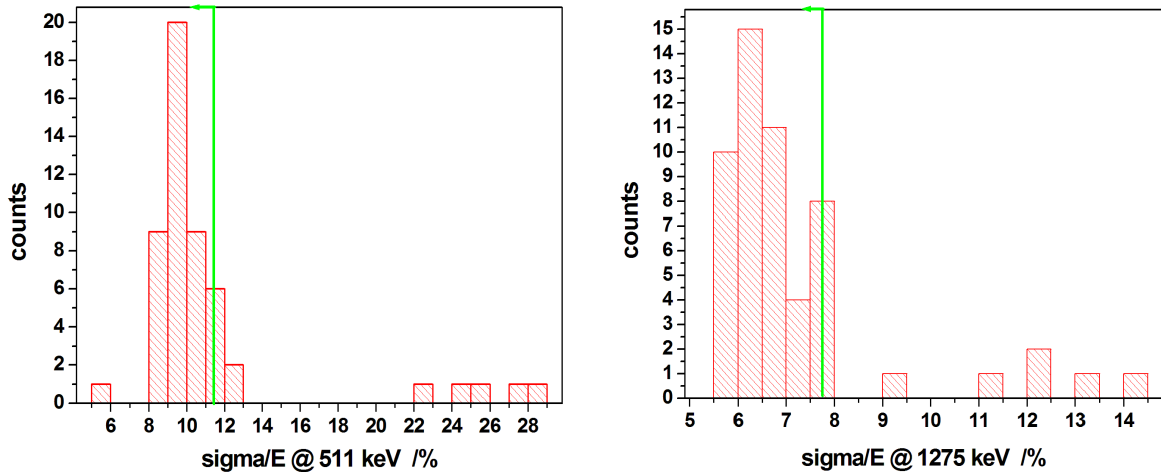


Abbildung 2.10: Relative Energieauflösung der für den Einsatz im Shashlyk-Kalorimeterprototyp getesteten Philips XP1911/1912 Photomultiplier für die 511 keV (links) und die 1275 keV Linie (rechts) von Natrium 22.

Um unter Berücksichtigung des ersten Kriteriums genügend Photomultiplier zu erhalten, wurden die durch die grünen Linien markierten Maximalwerte gewählt (11,5 % @ 511 keV und 7,8 % @ 1275 keV). Es zeigt sich, dass die verwendeten Photomultiplier nach diesen Auswahlkriterien alle ähnliche Eigenschaften bezüglich Energieauflösung für niederenergetische Gammaquanten und Gain besitzen. Bei der Bestückung der Matrix wurden die Photomultiplier so verteilt, dass die Exemplare mit den besten Qualitätskriterien im zentralen Bereich der Matrix zum Einsatz kommen, während die Übrigen in den Randbereichen eingesetzt werden. Die Hamamatsu R7899 Photomultiplier wurden für das Testexperiment neu angeschafft. Es wird daher angenommen, dass sich ihre Eigenschaften innerhalb der Spezifikationsgrenzen des Herstellers befinden.

2.3.3 Aufbau der Ausleseelektronik

Zur Aufzeichnung der Detektorsignale wurden Sampling-ADCs (SADC) mit einer Samplingrate von 160 MHz verwendet (Modell: WIENER AVM16). Da die integrierte Ereignisextraktion noch nicht einwandfrei funktioniert, musste die Triggerung der SADCs durch eine externe elektronische Auslekette erfolgen. Abbildung 2.11 zeigt ein Blockschaltbild der verwendeten Ausleseelektronik. Das Signal der 36 Shashlykmodule wird zunächst für jeden Detektor individuell durch einen aktiven Split in zwei analoge Signale aufgespalten, wobei das eine durch kapazitive Auskopplung geringfügig verformt aber auch bis zu 10 fach verstärkt werden kann. Das unveränderte Energiesignal geht nun für alle 36 Kanäle direkt in die Eingänge der SADCs. Das duplizierte Signal durchläuft zunächst einen Constant-Fraction-Diskriminator, durch welchen für jeden Kanal eine individuelle Schwelle eingestellt werden kann, ab welcher der CFD ein logisches Signal ausgibt. Hierdurch wird sichergestellt, dass nur Signale

2.3 Aufbau des Prototyps des Shashlyk-Kalorimeters

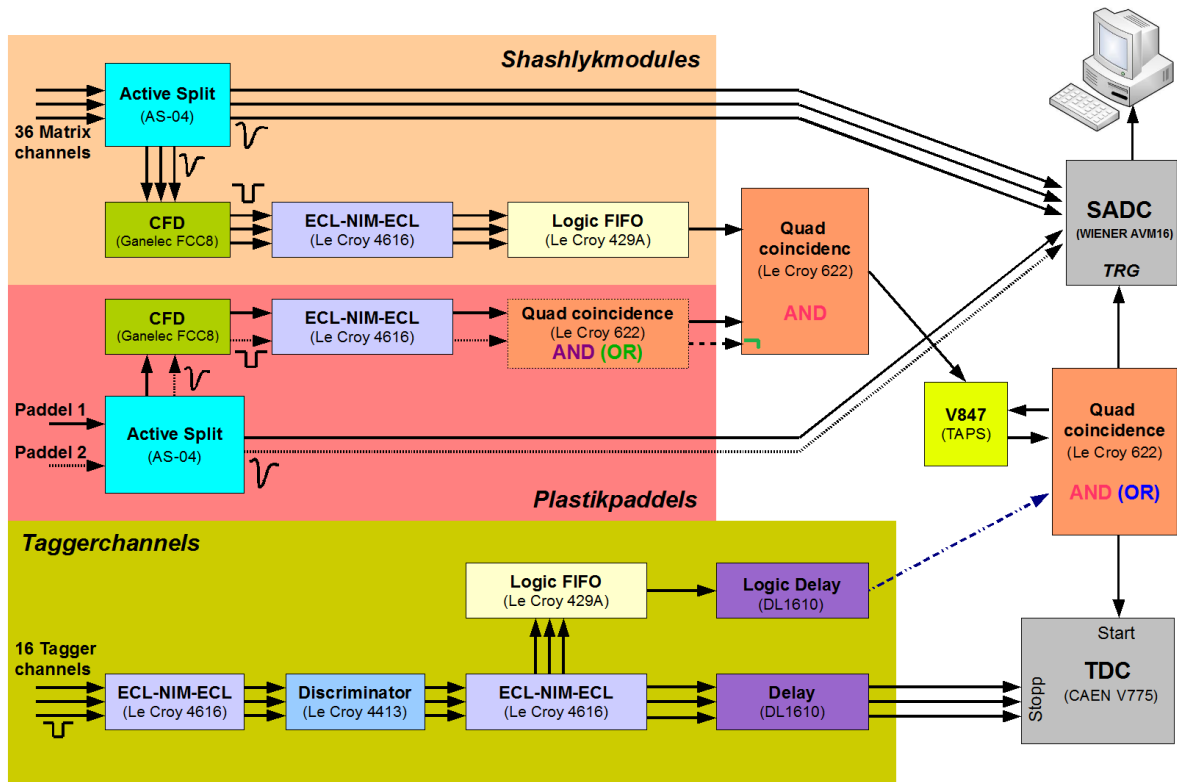


Abbildung 2.11: Schaltplan der Ausleseelektronik des Shashlykprototyps. Führen zwischen zwei Modulen 3 Pfeile in die gleiche Richtung so bedeutet dies, dass diese Verbindung für alle 36 Shashlyk-Kanäle bzw. alle 16 Tagger-Kanäle besteht. Bei der Messung hochenergetischer Photonen wird nur 1 Paddel vor der Detektormatrix verwendet. In diesem Fall wird das Signal des 2. Paddels am Koinzidenzmodul des Paddelzweiges abgezogen (gestrichelter Pfeil) und das Signal des 1. Paddels auf den invertierten Eingang des Koinzidenzmoduls gegeben um eine Antikoinzidenz zu erreichen. Für die Messung von kosmischen Myonen wird das Taggersignal von der letzten Koinzidenz abgezogen (gestrichelter Pfeil) und diese auf OR gestellt. Der Triggerimpuls wird nun allein von der Koinzidenz zwischen Paddels und Shashlykmodulen geliefert.

für Triggerentscheidungen weiterverarbeitet werden, welche über dem Rauschen des Photomultipliers liegen. Nach einer Konvertierung des vom CFD erzeugten logischen Signals in NIM Logik gehen die 36 logischen Kanäle in ein logisches FIFO-Modul. Dieses liefert nur ein Ausgangssignal, wenn an mindestens einem der 36 Kanäle ein Signal anliegt. Da sowohl bei den Messungen hochenergetischer Photonen als auch bei den Messungen kosmischer Myonen ein oder zwei Plastikpaddel im Koinzidenz bzw. Antikoinzidenzmodus zum Einsatz kommen, werden die Signale der beiden Paddel ebenfalls aufgespalten und das Energiesignal durch den SADC aufgezeichnet. Im Fall der Messung kosmischer Myonen mit 2 Paddeln wird im logischen Zweig durch ein Koinzidenzmodul (AND) gefordert, dass beide Paddel innerhalb der Koinzidenzzeitauflösung gleichzeitig ansprechen. Während der Messung energiemarkierter Photonen wird das Signal des 2. Paddels vom Koinzidenzmodul abgezogen und das Modul auf OR gestellt (Ein herausnehmen würde die zeitliche Abstimmung verändern). Während bei der Messung kosmischer Myonen eine Koinzidenz der beiden Zweige in einem weiteren Koinzidenzmodul gefordert wird, muss bei der Messung von Photonen eine Antikoinzidenz

vorliegen. Dies wird durch das Umstecken des Paddelzweiges auf den invertierten Eingang des Koinzidenzmoduls erreicht. Liegt nun bei der Messung von Photonen eine Antikoinzidenz vor, so muss noch eine Koinzidenz mit einem der 16 Taggerkanäle gefordert werden. Die Information der Taggerkanäle wird direkt vom Tagger als logisches Signal geliefert. Nach einer Umwandlung in NIM Logik werden die Signale der 16 Taggerkanäle auf ein logisches FIFO - Modul gegeben, welches nur dann ein Signal liefert, wenn einer der Kanäle angesprochen hat. Das so erhaltene Signal kann nun nach einer entsprechenden Verzögerung durch ein Delaymodul in Koinzidenz mit dem Signal der Shashlykmodule gesetzt werden. Dies erfolgt durch ein weiteres Koinzidenzmodul (AND). Um sicherzustellen, dass nur dann ein Ereignis von den SADCs aufgezeichnet wird, wenn das letzte Ereignis weggeschrieben wurde, muss das Signal der Shashlykmodule vor dieser letzten Koinzidenz einen FLIP-FLOP (Modul V874) durchlaufen, welcher nach dem Liefern eines Ausgangssignals ein Bit setzt und nur dann ein weiteres Ausgangssignal liefert, wenn dieses Bit digital durch die Information des Beendens des Schreibvorganges des SADC zurückgesetzt wurde. Es kann also an dieser Stelle nur eine Koinzidenz auftreten wenn dieses Modul ein Signal durchlässt. Liegt eine Koinzidenz vor, so triggert diese die Datenaufnahme des SADC (Wiener AVM16) und dient als Startsignal aller 16 Time to Digital Converter (TDC). Das Energiesignal lässt sich dabei innerhalb des SADC durch eine zeitliche Verschiebung der digitalisierten Werte an die Verzögerung des logischen Signals, durch die Signallaufzeit in der Elektronik anpassen. Der zum Taggerkanal gehörende TDC wird schließlich durch das verzögerte Signal dieses Taggerkanals wieder gestoppt. Hierdurch wird ein Eintrag in das Zeitspektrum dieses Taggerkanals gefüllt, während alle anderen Taggerkanäle kein Ereignis registrieren. Über den angesprochenen Kanal des TDC kann somit auch später off-line der individuelle Taggerkanal, zu welchem das detektierte Ereignis gehört, identifiziert werden. Bei der Messung von kosmischen Myonen wird kein Tagger genutzt. Daher wird hier die Taggerinformation vom letzten Koinzidenzmodul abgezogen und das Modul auf OR gestellt. Der TDC zeichnet in diesem Fall nichts auf.

2.4 Überblick über die Strahlzeiten

Zur Charakterisierung des Ansprechverhaltens der Detektormatrix auf Photonen mit Energien zwischen 100 MeV und 770 MeV wurden 2 Strahlzeiten in der Experimentierhalle A2 des Elektronenmikrotrons MAMI in Mainz durchgeführt, welche in Tabelle 2.4 angegeben sind.

Strahlzeit	Dauer	Strahlenergie (e^-)	Radiator	E_{photon}
07.12. - 09.12.2011	24 h	855 MeV	5 μm Nickel	102,2 MeV - 769,0 MeV
04.04. - 06.04.2012	35 h	855,15 MeV	5 μm Nickel	58,5 MeV - 769,2 MeV

Tabelle 2.4: Überblick über die zur Charakterisierung des Ansprechverhaltens der Shashlykmodule auf hochenergetische Photonen durchgeführten Strahlzeiten.

Die Taggerate wurde jeweils zu etwa 15 kHz gewählt, um sicherzustellen, dass möglichst wenig Ereignisse auftreten, bei denen 2 Taggerkanäle gleichzeitig ansprechen. Solche Ereignisse können keiner eindeutigen Energie zugewiesen werden und müssen daher zurückgewiesen werden. Während die Module bei der ersten Strahlzeit einzeln mit schwarzer PVC-Folie und schwarzem Tape umgeben waren, um sie vor dem Umgebungslicht und dem Szintillationslicht der anderen Module abzuschirmen, wurde in der zweiten Strahlzeit hierauf verzichtet, da sich

herausgestellt hat, dass besonders durch das Verkleben der Teichfolie an den Enden der Module ein Zwischenraum von 2 - 3 mm zwischen benachbarten Modulen entsteht, was zu einer Auflösungsver schlechterung führen kann. Stattdessen wurde zwischen den Modulen schwarzer Tonkarton angebracht, um ein Übersprechen von Licht zu verhindern. Hierdurch konnte der Zwischenraum zwischen den Modulen auf unter 1 mm verringert werden. Zusätzlich wurde die gesamte Matrix bei der 2. Strahlzeit von außen mit 2 Lagen lichtundurchlässigem Stoff umhüllt, um sie vor Umgebungslicht abzuschirmen. Weiterhin wurde bei der 2. Strahlzeit, wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben ist, eine 3x3 Untermatrix bis auf ein Modul, welches den Überlapp zur alten 3x3 Matrix darstellt, mit Hamamatsu R7899 Photomultipliern ausgestattet. Zusätzlich wurde, um der in Kapitel 2.3.2 angesprochenen Nichtlinearität auf Grund der Saturierung des Anodenstroms der Photomultiplier entgegen zu wirken, das Gain der Photomultiplier bei dieser Strahlzeit um einen Faktor 2 im Vergleich zur ersten Strahlzeit verringert. Beim Einstellen der Schwelle der CFDs wurde besonders darauf geachtet, dass diese auf einem minimalen Niveau, also direkt über dem Rauschen der Photomultiplier eingestellt sind. Letzteres wurde am Oszilloskop verifiziert. Die Signale der Module 18, 27, 30, 33, 35 und 36 wurden durch ein Kabel mit einer Laufzeit von 200 ns verzögert um die Signalform zu glätten.

Da bei der 2. Strahlzeit im Großen und Ganzen hauptsächlich Optimierungen im Vergleich zur 1. Strahlzeit vorgenommen wurden, soll im Analyseabschnitt dieser Arbeit nur auf die Resultate der 2. Strahlzeit eingegangen werden. Die Ergebnisse der 1. Strahlzeit wurden in drei Vorträgen bei PANDA Kollaborationstreffen [Pan11], [Pan12] und auf der Frühjahrs tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft [DPG12] vorgestellt und sollen nur dann herangezogen werden, wenn sich hierdurch zusätzliche Erkenntnisse gewinnen lassen. Weiterhin werden die Ergebnisse der beiden Strahlzeiten im Diskussionskapitel gegenübergestellt und verglichen.

2.5 Überblick über die Interaktionspositionen

Um die Homogenität der Shashlykmodule zu überprüfen, wurden Messungen für verschiedene Interaktionspunkte des Photonenstrahls innerhalb eines Moduls und im Zentrum verschiedener Module durchgeführt. Zur Festlegung der Nomenklatur dieser Positionen, zeigt Abbildung 2.12 (links) die Nummerierung der einzelnen Untermodule des Shashlykkalorimeters aus Sicht des Photonenstrahls. In der mittleren Abbildung sind die Interaktionspositionen des Photonenstrahls mit der Matrix mit Philips XP1911/1912 Photomultipliern dargestellt, welche in identischer Form bei der ersten Strahlzeit verwendet wurden (0 - 6). Position 0 liegt direkt im Zentrum von Untermodul 15, also in beiden Richtungen 27,5 mm vom Zentrum der Matrix und damit auch vom Zentrum dieses Vierermoduls entfernt. Position 1 stellt das Zentrum dieses Vierermoduls und damit auch der gesamten Matrix dar. Position 4 liegt auf der Ecke zwischen 4 Hauptmodulen also in beiden Richtungen 55 mm vom Zentrum entfernt. Position 6 liegt bei 3/4 der Moduldiagonale, und demnach in beiden Richtungen 41,25 mm vom Zentrum entfernt. Die übrigen Positionen können analog bestimmt werden. Der blau eingezeichnete Punkt 7 wurde nur bei der 1. Strahlzeit verwendet und befindet sich bei 1/4 der Moduldiagonale. In der rechten Abbildung ist die Matrix dargestellt, welche bis auf Modul 22 mit den neuen Hamamatsu R7899 Photomultipliern bestückt wurde. Da diese 3x3 Matrix am Rand des Prototyps liegt, wurden hier als Vergleich mit der ersten Matrix nur die inneren Positionen (10, 11, 12) verwendet. Position 10 entspricht dabei innerhalb des Moduls Positi-

on 0 der ersten Matrix und die Positionen 11 und 12 entsprechend Position 5 und 4 der in der mittleren Abbildung dargestellten Matrix.

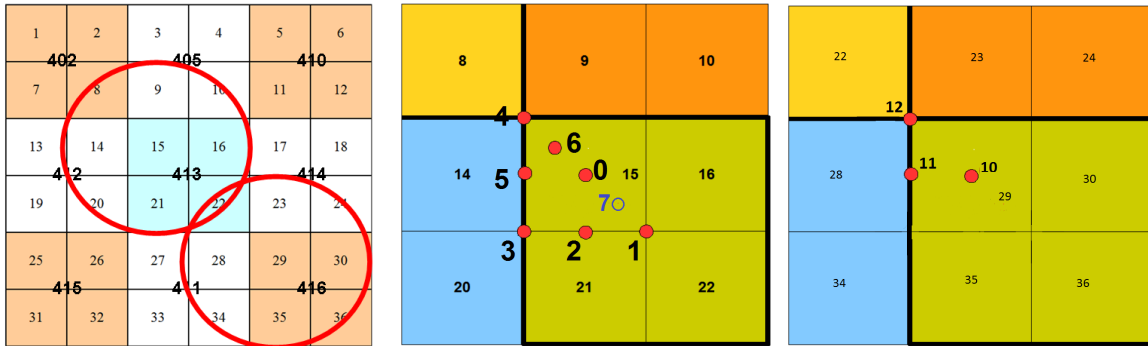


Abbildung 2.12: Darstellung der Nummerierung der einzelnen Module (links) sowie der Interaktionspositionen des Photonenstrahls während der eigentlichen Messung (mitte + rechts). Die Sichtweise ist jeweils aus der Strahlrichtung dargestellt.

Kapitel 3

Digitale Signalverarbeitung und Kalibration der Module

In diesem Kapitel sollen zunächst die Signalformen der Shashlykmodule analysiert und das optimale Verfahren zur Extraktion der Energieinformation aus den Sampling-ADC Spuren diskutiert werden. Hierauf aufbauend werden schließlich verschiedene Ansätze zur Energiekalibrierung der Module erläutert und verglichen.

3.1 Analyse der Rohsignale der Shashlykmodule

Um die Funktionalität der SADCs zu testen, und um verlässliche Werte für die Signalhöhe, sowie die Anstiegs- und Abklingzeit der Signalform zu erhalten, wurden während der Strahlzeit 4 verschiedene Kanäle an ein digitales Speicheroszilloskop angeschlossen. Hierbei wurden jeweils zwei Module mit einem Philips XP1911/1912 Photomultiplier und zwei Module mit einem

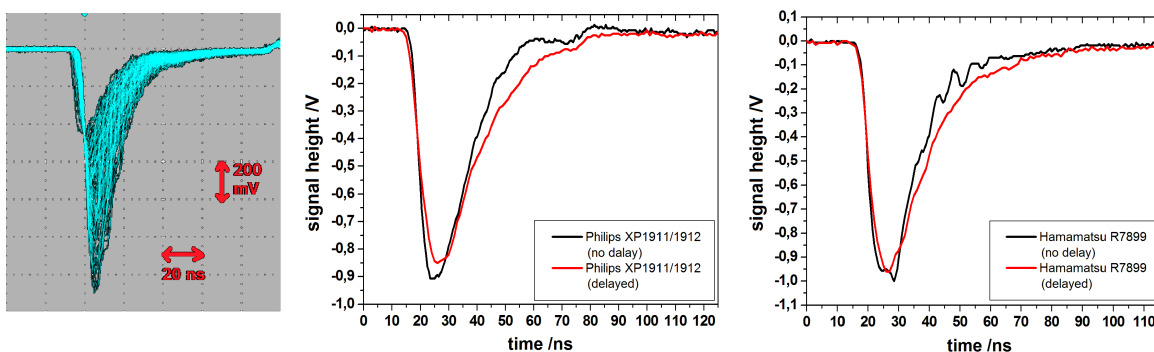


Abbildung 3.1: Darstellung der Signalformen der Shashlykdetektoren vor den Sampling-ADCs. Das linke Bild zeigt den typischen Verlauf der Überlagerung der verschiedenen Photonenenergien auf einem Speicheroszilloskop. Das mittlere Bild stellt die typische Signalform mit der Auslese durch Philips XP1911/1912 Photomultiplier dar. Das rechte Bild zeigt die typische Signalform, welche durch die Auslese mit Hamamatsu R7899 Photomultipliern zu Stande kommt. Bei der roten Kurve wurde das Signal jeweils vor der Aufzeichnung über ein Kabel mit einer Signallaufzeit von 200 ns geleitet. Der Beginn des Anstiegs der beiden Signale ist aufeinander normiert.

Hamamatsu R7899 Photomultiplier gewählt, wobei das Signal jeweils eines Moduls von jedem Typ durch ein Kabel mit einer Signallaufzeit von 200 ns geleitet wurde, um hierdurch die Signalform zu glätten. Abbildung 3.1 zeigt die auf diese Weise für eine Photonenenergie von etwa 750 MeV aufgenommene Signalform bei den verschiedenen Konfigurationen, sowie eine Überlagerung verschiedener Photonenenergien auf dem Oszilloskop. Es wird deutlich, dass die Verzögerung des Signals neben einer Verbreiterung der Signalform, vor allem bei den Hamamatsu R7899 Photomultipliern eine deutlicher Glättung dieser mit sich bringt, was zu einer besseren Digitalisierbarkeit durch einen Sampling-ADC mit begrenzter Bandbreite führt.

Aus den dargestellten Signalformen kann durch Fitten einer überlagerten Funktion aus exponentiellem Anstieg und exponentiellem Abfall die Anstiegs- und Abklingzeit bestimmt werden. Die Fitfunktion ist durch Gleichung 3.1 gegeben [YS07].

$$U(t) = U_0 \left(\left[1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_R}} \right] \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau_D}} \right) \quad (3.1)$$

Mit der Anstiegszeit τ_R , der Abklingzeit τ_D , einem Amplitudenparameter U_0 und der Startzeit der Signalform t_0 . Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 angegeben.

Typ	200 ns Delay?	Anstiegszeit /ns	Abklingzeit /ns
Philips XP1911/1912	Nein	$2,0 \pm 0,1$	$10,3 \pm 0,1$
Philips XP1911/1912	Ja	$3,8 \pm 0,1$	$14,6 \pm 0,2$
Hamamatsu R7899	Nein	$1,4 \pm 0,3$	$10,6 \pm 0,2$
Hamamatsu R7899	Ja	$3,0 \pm 0,2$	$14,7 \pm 0,1$

Tabelle 3.1: Anstiegs- und Abklingzeit für die beiden Photomultipliertypen mit und ohne Verzögerung des Signals durch ein Kabel mit einer Laufzeit von 200 ns.

Es zeigt sich, dass die Hamamatsu R7899 Photomultiplier, wie auf Grund der Zeitcharakteristiken in Tabelle 2.3 zu erwarten war, eine kürzere Anstiegszeit liefern, während die Abklingzeit für beide Typen in etwa gleich ist. Weiterhin wird deutlich, dass die Umleitung des Signals über ein 200 ns Kabel zu einer Verlängerung von Anstiegs- und Abklingzeit führt.

3.2 Extraktion der Energieinformation aus den Sampling-ADC Daten

Der verwendete Sampling-ADC (Wiener AVM16) zeichnet die Signalform mit einer Samplingrate von 160 MHz auf. Dies entspricht einer Binbreite von 6,25 ns. Abbildung 3.2 zeigt die aufgezeichneten Signalformen für verschiedene Photonenenergien zwischen 103 MeV und 769 MeV. Abbildung 3.2 verdeutlicht, dass die Signale in der Regel bei Kanal 39 ± 1 beginnen. Betrachtet man die zeitliche Verteilung dieses Startzeitpunktes für sehr viele Ereignisse, so ergibt sich, dass keine Signalform vor Kanal 35 beginnt. Weiterhin wird deutlich, dass die Signalform inklusive Unterschwingung in jedem Fall bei Kanal 64 wieder das Pedestal erreicht hat. Da auf die Signalform getriggert wird kann ausgeschlossen werden, dass im Bereich zwischen Kanal 0 und dem Start der Signalform ein weiteres Ereignis auftritt. Im Bereich nach

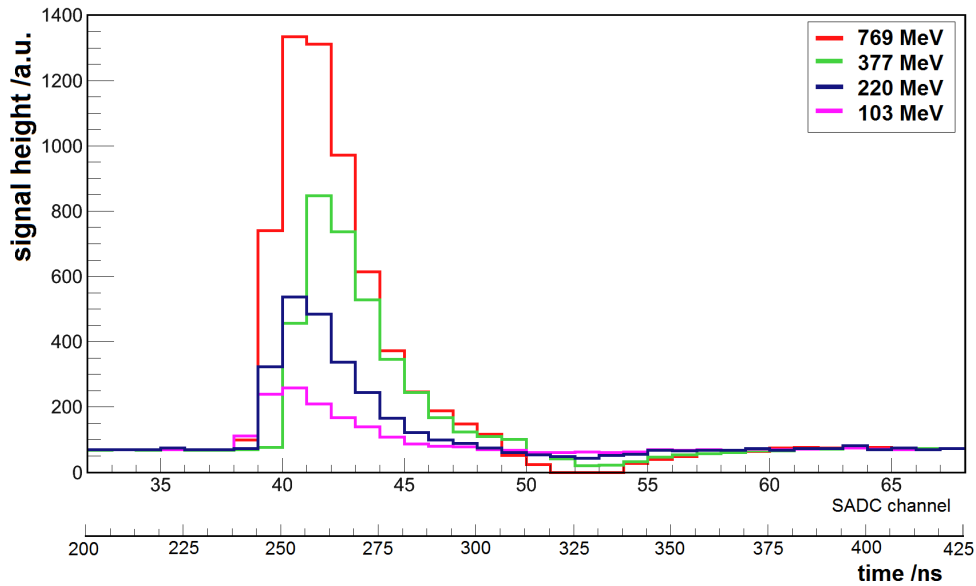


Abbildung 3.2: Mit dem Sampling-ADC aufgezeichnete Signalformen für verschiedene Photonenenergien zwischen 103 MeV (magenta) und 769 MeV (rot).

dem Signal kann es jedoch sehr wohl vorkommen, dass ein zweites Ereignis auftritt, wenngleich dies bei den verwendeten geringen Raten recht unwahrscheinlich ist. Da der Bereich hinter dem Signal auch eher empfindlich für elektronische Störungen ist, wird das Pedestal ausschließlich im Bereich vor dem Signal bestimmt. Hierzu wurden die Inhalte der Kanäle zwischen Kanal 0 und Kanal 32 gemittelt. Liefert der Trigger ein Ereignis, so werden stets die Energieinformationen aller Kanäle aufgezeichnet. Während der Messungen wurde hierbei gefordert, dass stets der zentrale Detektor, also im Falle der Matrix mit Philips XP1911/1912 Photomultipliern Modul 15 bzw. im Falle der Hamamatsu R7899 Photomultiplier Modul 29 den Triggerimpuls liefert. Während der Kalibrationsmessungen wurde hingegen ein beliebiger Detektor als Trigger akzeptiert.

Es gibt nun verschiedene Möglichkeiten eine Energieinformation aus der Signalform zu extrahieren, welche im Folgenden vorgestellt und verglichen werden sollen:

Pulshöhe: Die naheliegendste und einfachste Alternative ist durch das Verwenden der Pulshöhe als proportionale Größe zur Energie gegeben. Betrachtet man die Signalformen in Abbildung 3.2 so wird jedoch deutlich, dass die Signale recht kurz sind und im Bereich des Maximums trotz einer Samplingrate von 160 MHz nur wenige Bins liegen. Daher ergibt sich hier u.a. durch die leicht unterschiedlichen Startzeitpunkte ein relativ großer Fehler. Weiterhin muss bei dieser Methode eine Minimalhöhe definiert werden, ab welcher das Signal als solches gewertet wird, so dass sehr kleine lang gezogene Signale verloren gehen können. Ein weiteres Problem ist dadurch gegeben, dass die Höhe des maximalen Bins einer Fluktuation durch das Rauschen des PMT und der Elektronik unterliegt, welche zu einer weiteren Ungenauigkeit führt.

Integral mit Pedestal als Nulllinie: Eine weitere Möglichkeit zur Extraktion einer Energieinformation stellt die Integration der Signalform dar, wie sie zum Beispiel auch durch einen QDC durchgeführt wird. Wie bereits diskutiert wurde, empfiehlt sich hierbei ein Integrationsbereich von 32 Kanälen zwischen Kanal 32 und Kanal 64, was einer Zeitspanne von 200 ns entspricht. Hierdurch wird die gesamte Signalform inklusive Unterschwingung abgedeckt. Der große Vorteil der Integration besteht neben der besseren Kompensation von statistischen Fluktuationen wie dem mit der Signalform überlagerten Rauschens und der Reduktion von Binningeinflüssen vor allem in der Tatsache, dass nun auch sehr kleine Signale aufgezeichnet und ausgewertet werden können. Weiterhin mittelt sich durch die Verwendung des Pedestals als Nulllinie das Rauschen um die Signale und vor allem auch das Rauschen im Fall, dass der Detektor kein Signal detektiert heraus. Da das, aus einer begrenzten Stichprobe an Kanälen bestimmte Pedestal für den Fall, dass kein Signal vorliegt, durch eine erneute Stichprobe in einem anderen Bereich nur mit statistischen Schwankungen rekonstruiert werden kann ergibt sich für den Fall, dass kein Signal vorliegt jedoch eine Gaußverteilung um den Nullpunkt. Daher muss auch im Fall der Integration bei der Summation der einzelnen Module eine Schwelle bei kleinen Energien gesetzt werden, da sonst ein signifikanter Anteil an Rauschen zur Energiesumme hinzu addiert wird. Dieser Anteil würde zwar die relative Energieauflösung durch eine Verschiebung der Linienform zu höheren Energien hin verbessern, nicht jedoch deren effektive Breite verringern. Weiterhin wird diese Schwelle zur Definition von Clustern um den Interaktionspunkt benötigt. Ein gutes Maß für diese Schwelle ist in der Regel durch den 3σ - Wert der Gaußverteilung des „Rauschens“ gegeben.

Fit der Signalform mit einer theoretischen Funktion: Eine weitere Möglichkeit der Analyse besteht im Anpassen einer theoretischen Funktion an die Signalform, aus welcher dann ein Maß für die Energie abgeleitet werden kann (vgl. Gleichung 3.1). Erfahrungen haben jedoch gezeigt, dass diese sehr aufwendige Methode keine signifikant besseren Ergebnisse als die einfache Integration liefert.

Fazit: Zum Vergleich der beiden erstgenannten Methoden, wurde mit den Daten der ersten Strahlzeit eine Energiekalibrierung für beide Ansätze durchgeführt und die relative Energieauflösung bestimmt. Es hat sich gezeigt, dass durch die Integration der Signalform eine signifikant bessere relative Energieauflösung erreicht werden kann. Weiterhin ergeben sich durch die Integration bessere Resultate bezüglich der Linearität der Energieresponse eines einzelnen Moduls und der Höhe der niederenergetischen Schwelle. Aus diesem Grund wurde in allen folgenden Analysen das Integral der Signalform mit dem Pedestal als Nulllinie verwendet.

3.3 Energiekalibrierung und Linearität

Um die einzelnen Module relativ zueinander zu kalibrieren, muss zunächst sichergestellt werden, dass alle Module ein etwa gleich hohes Signale liefern, da nur so eine optimale Kalibrierung erzielt werden kann. Die Signalhöhe kann dabei leicht durch eine Variation der Verstärkung des Photomultiplier über die an diesem anliegende Spannung, angepasst werden.

3.3.1 Prekalibration mit kosmischen Myonen

Um die Spannungen anzupassen, wurde die Matrix in der endgültigen Konfiguration komplett aufgebaut und die Energiedepositionen kosmischer Myonen aufgezeichnet. Die Energiedeposition kosmischer Myonen wird hier lediglich genutzt, um eine etwa gleich große Energiedeposition in allen Modulen zu erhalten. Für eine genauere Diskussion der Messungen mit kosmischen Myonen sei auf Kapitel 5 verwiesen. Bei den Messungen wurde, wie in Abbildung 3.3 (links) veranschaulicht wird, eine Koinzidenz der Detektormatrix mit einem über der Matrix befindlichen Plastikszintillatordpaddel gefordert. Hierdurch kann zum Einen der Untergrund unterdrückt und zum Anderen sichergestellt werden, dass die Myonen von oben durch die Matrix fliegen. Auf eine genauere Definition der Myonenrichtung durch ein zweites Plastikszintillatordpaddel wurde für diese grobe Voreinstellung der Module zugunsten einer besseren Statistik verzichtet. Um den dynamischen Bereich des SADC abzudecken, wurde der Myonenpeak in einer Pulshöhenanalyse bei der 1. Strahlzeit auf 150 Kanäle eingestellt. Abbildung 3.3 (rechts) zeigt die Spektren, welche sich ohne zusätzliche Koinzidenzbedingung ergeben, exemplarisch für eine 3x3 Untermatrix.

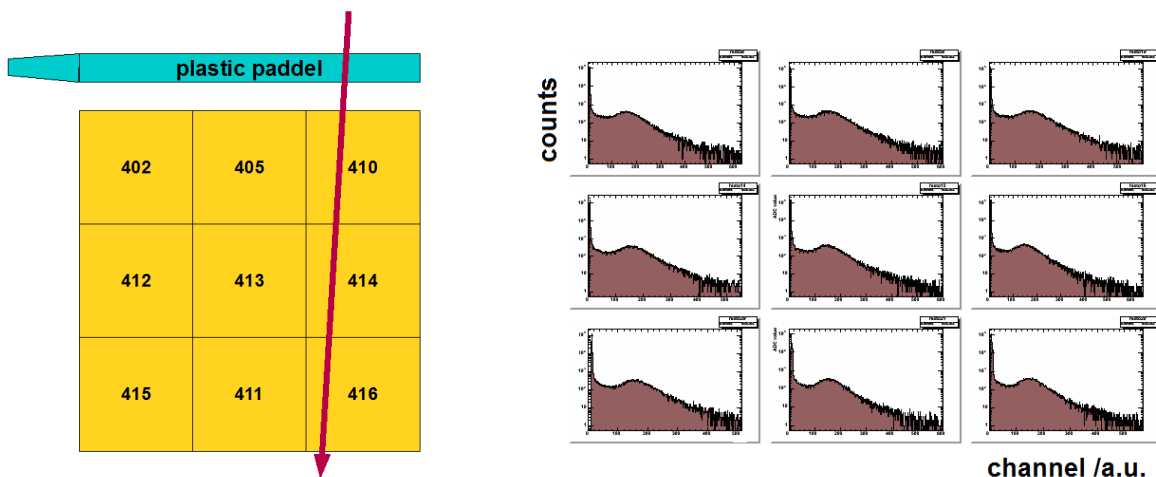


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau zur Prekalibration der Module mit kosmischen Myonen (links) und mit diesem Aufbau aufgenommene Myonenspektren (rechts)

Da bei der 2. Strahlzeit das Gain um einen Faktor ≈ 2 gesenkt wurde, wurde hier die Spannung aller Module im Vergleich zur 1. Strahlzeit um etwa 150 - 200 V gesenkt und die Signalhöhe zu Beginn der Strahlzeit mittels der detektierten hochenergetischen Photonen überprüft und gegebenenfalls nachreguliert.

3.3.2 Kalibration mit hochenergetischen Photonen

Da kosmische Myonen weniger als 30 MeV in den Plastikszintillatoren eines horizontal ausgerichteten Moduls deponieren und zusätzlich sehr breite Verteilungen und eine geringe Statistik liefern, ist diese Messung nicht geeignet, um eine genaue relative Kalibrierung zu erzielen. Daher wurde zu Beginn der Messung mit hochenergetischen Photonen eine relative Kalibrierung mit diesen durchgeführt. Hierzu wurde die Matrix so positioniert, dass der Interaktionspunkt

des Photonenstrahls (Durchmesser ≈ 1 cm) genau im Zentrum des zu kalibrierenden Moduls liegt. Auf diese Weise wurden die Energiespektren aller 16 Taggerkanäle für alle 36 Module aufgezeichnet. Um sicherzustellen, dass keine zufälligen Koinzidenzen zwischen Detektor und Tagger als Energieinformation gewertet werden, wurden zunächst sämtliche Ereignisse zurückgewiesen, welche nicht innerhalb des scharfen Zeitpeaks im Zeitspektrum des Taggers liegen. Hierzu wurden für alle 16 Taggerkanäle und für jede Position individuell alle Untergrundereignisse aus dem Zeitspektrum des Taggers herausgeschnitten. Die nach einer Analyse der SADC Spuren unter dieser Bedingung gewonnenen Energiespektren können nun zur Kalibrierung genutzt werden. Ihre Form entspricht der einer Novosibirskfunktion, also einer Gaußfunktion mit einem Ausläufer zu kleineren Energien hin. Dies kann durch die beschränkte laterale Ausdehnung eines einzelnen Moduls ($\approx 1 R_M$) erklärt werden, wodurch auf Grund von Schauerfluktuationen in jedem Event ein unterschiedlich großer Teil der Schauerenergie in lateraler Richtung verloren geht, was zu dem angesprochenen niederenergetischen Ausläufer führt. Die 16 Energiespektren, von denen in Abbildung 3.4 (links) eines exemplarisch dargestellt ist, wurden daher für alle 36 Module mit der in Gleichung 3.2 angegebenen Novosibirsk-Funktion gefittet.

$$f(E) = A \cdot e^{-\frac{\ln[1-\Lambda \cdot \tau \cdot (E-E_0)]^2}{2\tau^2}} + \tau^2 \quad \text{mit} \quad \Lambda = \frac{\sinh(\tau \cdot \ln(4))}{\sigma \cdot \tau \cdot \sqrt{\ln(4)}} \quad (3.2)$$

Hierbei gibt E_0 die zum Maximum der Verteilung gehörende Energie und σ die Standardabweichung der zu Grunde liegenden Gaußfunktion an. Der zusätzlich eingeführte Parameter τ dient zur Beschreibung des niederenergetischen Ausläufers. Trägt man nun die aus dem Fit erhaltene Amplitude als Funktion der Photonenenergie des jeweiligen Taggerkanals auf, so erwartet man im Idealfall für den betrachteten Energiebereich einen nahezu linearen Zusammenhang, wobei die Steigung vom Gain des Photomultipliers abhängt. Dass dieser lineare Zusammenhang für Energien zwischen 100 MeV und 769 MeV tatsächlich als gute Näherung angenommen werden kann, ist in Abschnitt 6.2 mittels Monte-Carlo-Simulationen der deponierten Energie gezeigt. Dieser lineare Zusammenhang ist jedoch im Fall der Shashlykmodule entgegen der Erwartung, für hohe Energien nicht immer gegeben. Um dies zu veranschaulichen, ist in Abbildung 3.4 (rechts) die bei 103 MeV auf 1 normierte Position des Maximums der Kalibrationsspektren als Funktion der Photonenenergie im Vergleich aller 36 Module aufgetragen.

Die Abbildung verdeutlicht, dass einige Module eine Saturierung der Amplitude bei höheren Energien aufweisen, weshalb es für eine Korrektur wichtig ist, alle 16 Photonenenergien in die Kalibrierung einzubeziehen. Dieser Effekt wurde auch bei der ersten Strahlzeit beobachtet. Eines der Ziele der 2. Strahlzeit war es daher, zu überprüfen ob sich die Linearität durch die Verwendung der Hamamatsu R7899 Photomultiplier mit Cockcroft-Walton Spannungsgeneratoren verbessert. Um dies zu beurteilen ist in Abbildung 3.5 (links) ein analoges Bild zu Abbildung 3.4 (rechts) dargestellt, welches jedoch nur die Daten der R7899 Photomultiplier enthält. Es zeigt sich, dass für diese Photomultiplier ein nahezu linearer Zusammenhang zu Stande kommt. Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich im größeren dynamischen Bereich dieser Photomultiplier im Vergleich zu den Philips XP1911/1912 Photomultipliern begründet. Weiterhin gibt es 2 Module (12 und 36), welche ab etwa 300 MeV zu höheren Signalhöhen hin abknicken. Dies kann verstanden werden, wenn man die Signalformen der beiden Module nach dem Sampling-ADC betrachtet. Hier fällt auf, dass diese nach der typischen Signalform von elektronischen Schwingungen überlagert sind. Diese Schwingungen sind so groß, dass sie

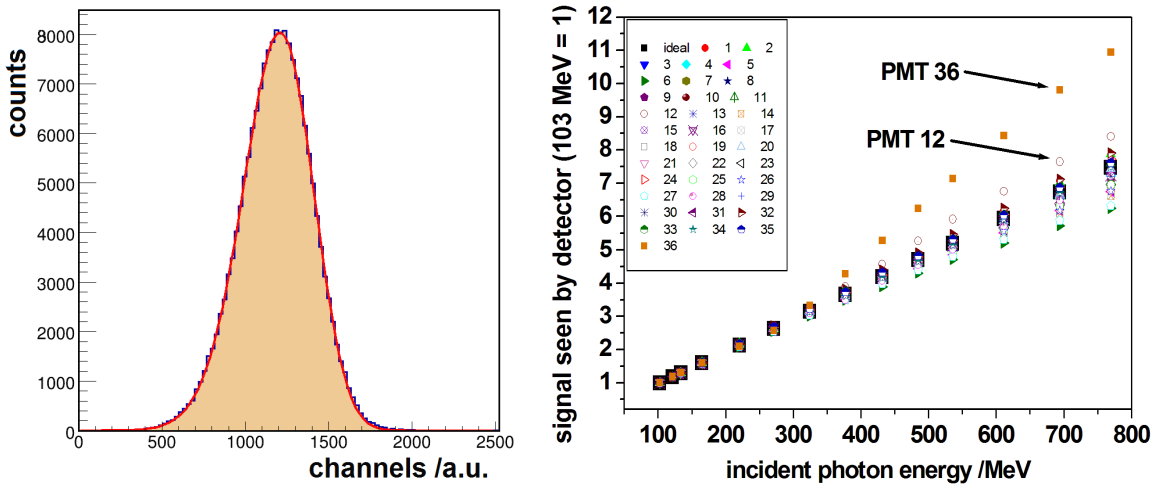


Abbildung 3.4: Signalform für ein typisches Energiespektrum eines einzelnen Moduls (links) und Linearität der gefitteten Position des Maximums dieser Verteilungen in Abhängigkeit der Einschussenergie für die 36 einzelnen Module (rechts). Die dicken schwarzen Punkte geben die ideale Linearität basierend auf den Punkten kleiner 300 MeV an.

den dynamischen Bereich des SADCs bei hohen Energien nach unten hin überschreiten. Daher wird hier bei Energien ab etwa 300 MeV bei der Bildung des Integrals ein zu geringer negativer Teil abgezogen, was zum beobachteten Anstieg der Amplitude führt. Für Modul 12 stellt dies kein Problem dar, da in diesem Modul bei den durchgeführten Messungen nie mehr als 300 MeV deponiert werden. Für Modul 36 wurde das Problem gelöst, indem nur der erste positive Teil des Signals, also der Teil, welcher dem eigentlichen Signal des Photomultipliers entspricht, integriert wurde. Abbildung 3.5 (rechts) zeigt, dass sich hiermit eine nahezu lineare Energieabhängigkeit für den gesamten Bereich ergibt.

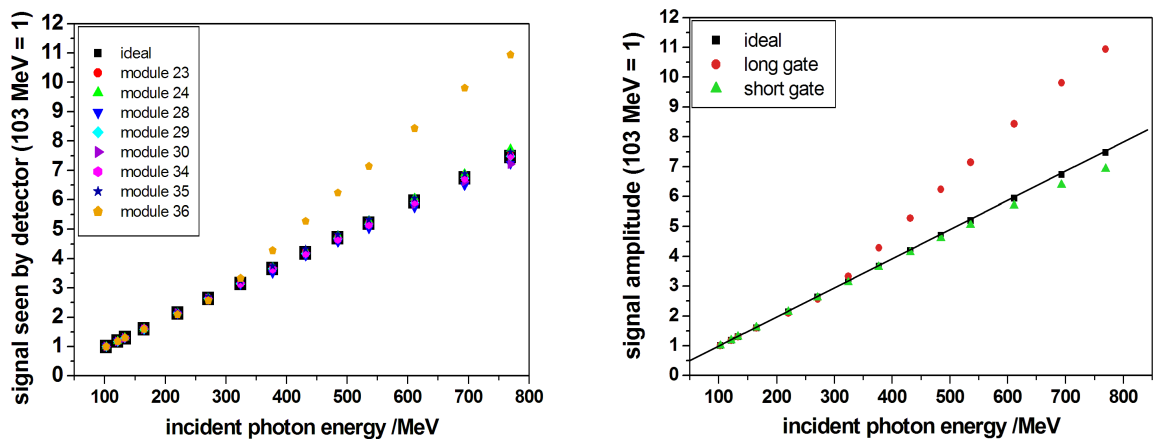


Abbildung 3.5: Linearität der Energieresponse der Module mit Hamamatsu R7899 Photomultiplier (links) und Auswirkung der durchgeführten Korrektur auf die Linearität der Energieresponse von Modul 36 (rechts). Die schwarzen Punkte geben jeweils die ideale Linearität an.

3.3 Energiekalibrierung und Linearität

Die relative Energiekalibrierung wurde nun durchgeführt, indem die Energie der Photonen des jeweiligen Taggerkanals gleich der Amplitude der im Interaktionsmodul deponierten Energie gesetzt wurde. Der so erhaltene auf Grund der Saturierung der Photomultiplier bei hohen Energien nichtlineare Zusammenhang lässt sich für alle Module durch ein Polynom dritter Ordnung ohne konstanten Term beschreiben. Die Nichtlinearität wird dabei durch den quadratischen und kubischen Anteil des Polynoms ausgedrückt und durch diese Kalibrierung für jedes Modul individuell korrigiert.

Eine exemplarische Anpassung der Eichpunkte durch ein solches Polynom ist in Abbildung 3.6 dargestellt.

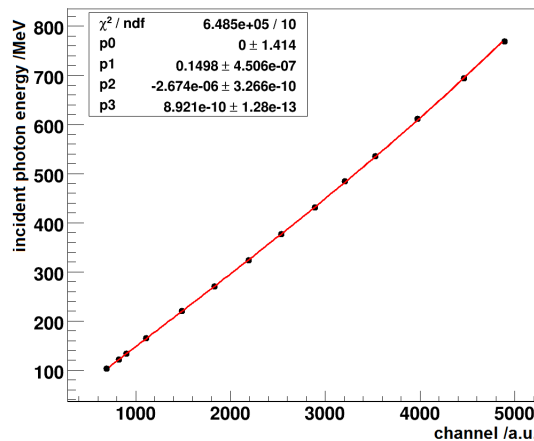


Abbildung 3.6: Darstellung eines polynomiellen Fits der Eichpunkte am Beispiel eines Moduls mit typischem Verlauf der Energieresponse.

Die so erhaltene relative Kalibrierung liefert im Vergleich zu einer absoluten Kalibrierung, wenn man berücksichtigt, dass ein einzelnes Modul etwa einem Moliereradius entspricht und die Photonen zentral auftreffen, einen etwa 30 % zu hohen Wert, da innerhalb eines Moliereradiuses nur etwa 70 % der Energie deponiert werden. Der genaue Anteil der in einem einzelnen Modul deponierten Energie wurde in Abschnitt 6.2 zu etwa 73 % bestimmt. Da keine detaillierten Simulationen mit Lichtsammlung für eine absolute Kalibrierung vorliegen, werden im Folgenden alle Energien in der beschriebenen relativen Kalibrierung angegeben.

3.3.3 Überprüfung der Kalibration

Um die Energiekalibration zu überprüfen, wurden die nach der Kalibrierung erhaltenen Energiespektren der 36 Einzelmodule erneut mit einer Novosibirsk-Funktion gefittet. Abbildung 3.7 zeigt die dabei erhaltene Abweichung der aus dem Fit ermittelten Energie von der Energie der primären Photonen, für ausgewählte kleine Energien (links) und für höhere Energien (rechts).

Die Abbildung zeigt, dass die Abweichung bei den für das Aufsummieren besonders wichtigen Energien unterhalb von 325 MeV bis auf wenige Ausnahmen stets kleiner als 1 % der Photonenenergie ist. In den beiden Fällen bei denen es eine Abweichung von 1,5 % gibt, handelt es sich lediglich um einen einzelnen durch den Fit und den Fehler des einzelnen Punkts bedingten stärker abweichenden Energiewert, da alle anderen Energien dieser Module unter

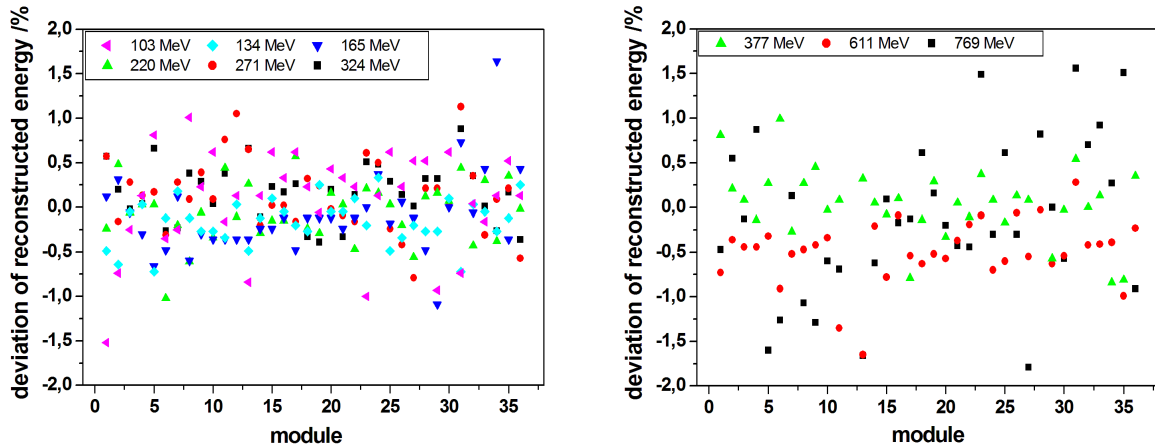


Abbildung 3.7: Abweichung der rekonstruierten Energie nach der Kalibrierung von der Energie der primären Photonen bei ausgewählten kleinen Energien (links) und bei höheren Energien (rechts).

1 % liegen. Betrachtet man die Energien über 600 MeV im rechten Teil der Abbildung, so stellt man fest, dass sich hier der Fehlerbereich auf bis zu 2 % ausweitet. Dies liegt an der geringen Statistik, welche bei den Kalibrationsmessungen bei hohen Energien vorliegt und an der Tatsache, dass der Verlauf der Kalibrationskurve in diesem Bereich nicht exakt durch ein Polynom 3. Ordnung zu beschreiben ist. Da diese hohen Energien jedoch nur in den Modulen 15 und 29 eine Rolle spielen, in welche später zentral geschossen wird, hat die Abweichung der übrigen Module in diesem Energiebereich keinerlei Auswirkungen auf die späteren Ergebnisse. Für Modul 15 und 29 konnte verifiziert werden, dass die Variation auch bei hohen Energien unterhalb von 1 % liegt.

Um die Korrektur der Nichtlinearität zu verdeutlichen, wurde in Abbildung 3.8 die nach der Kalibrierung und Linearisierung bestimmte Energie als Funktion der Energie der primären Photonen dargestellt.

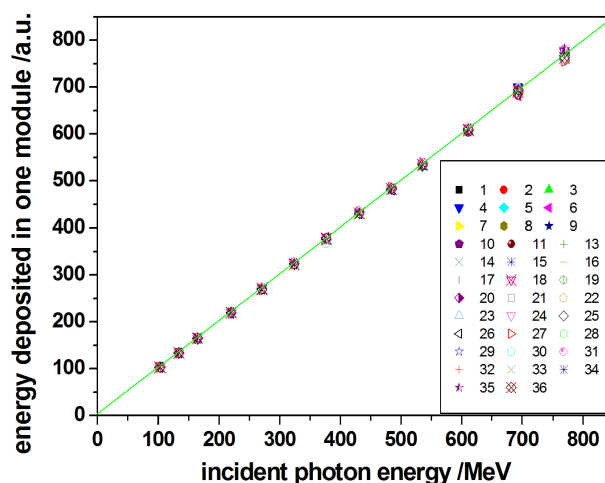


Abbildung 3.8: Linearität der Energieresponse für alle 36 Module nach der relativen Kalibrierung und Linearisierung. Die grüne Linie gibt den erwarteten idealen linearen Zusammenhang mit Steigung 1 an.

3.3 Energiekalibrierung und Linearität

Es zeigt sich, dass sich nun für alle Module eine nahezu lineare Proportionalität über den gesamten Energiebereich ergibt. Der Proportionalitätsfaktor ist, wie aus der beschriebenen relativen Kalibrierung zu erwarten ist durch 1 gegeben. Es wird also in einem einzelnen Modul bei zentraler Interaktion jeweils genau die Photonenenergie reproduziert.

Kapitel 4

Datenanalyse

Nachdem im letzten Kapitel die Energiekalibrierung der einzelnen Module durchgeführt wurde, kann nun das Ansprechverhalten des gesamten Kalorimeterprototyps analysiert werden. Zunächst soll jedoch das Ansprechverhalten einzelner Module bei zentraler Interaktion der Photonen betrachtet und verglichen werden, um hieraus Rückschlüsse auf die Homogenität der einzelnen Module untereinander ziehen zu können. Als nächsten Schritt sollen dann verschiedenen große Cluster analysiert und verglichen werden. Hierbei wird vor allem auf die erreichte Energieauflösung, die Ortsauflösung, die Zeitauflösung und die Homogenität dieser Parameter für die verschiedenen Interaktionspositionen, sowie die Homogenität der rekonstruierten Signalamplitude eingegangen.

4.1 Ansprechverhalten einzelner Module

Im letzten Kapitel wurde im Rahmen der Kalibration bereits auf die Homogenität der Amplitude der einzelnen Module bei zentralem Einschuss der Photonen eingegangen. In diesem Abschnitt soll nun die relative Energieauflösung, für die 36 Einzelmodule verglichen werden. Hierzu wurde die Energieinformation zunächst gemäß der im letzten Kapitel beschriebenen Prozedur relativ kalibriert, wodurch die Nichtlinearität der Amplitude korrigiert wurde. Die so erhaltenen Spektren wurden erneut mit einer Novosibirsk-Funktion gefittet und die relative Energieauflösung berechnet. Abbildung 4.1 zeigt diese im Vergleich der 36 Module. Der so erhaltene Wert würde gerade dem Fall entsprechen, dass die Schwelle der umliegenden Module so hoch ist, dass nur das zentrale Modul anspricht und ist daher als direkter Qualitätsparameter vor allem bei kleinen Energien ($\ll 100$ MeV) von Interesse. Andererseits liefert das primäre Modul bei zentraler Interaktion den dominierenden Anteil zur relativen Energieauflösung der gesamten Matrix, so dass aus der Verteilung der relativen Energieauflösung für das zentrale Modul schon erste Rückschlüsse auf die zu erwartende Verteilung der relativen Energieauflösung bei verschiedenen Interaktionspositionen innerhalb der Matrix gezogen werden können. Im Mittel ergeben sich typische Werte von etwa 20 % bei 100 MeV und etwa 9 % bei 770 MeV. Die Variation der Energieauflösung von etwa 3 %, welche über den gesamten gemessenen Energiebereich nahezu konstant ist, deutet auf eine unterschiedliche Lichtausbeute der einzelnen Module hin, welche sich in der weiteren Analyse noch bestätigen wird. Diese Variation spiegelt sich auch in der Amplitude und Energieauflösung der durch kosmische Myonen

4.2 Vorüberlegungen zum Ansprechverhalten verschieden großer Cluster

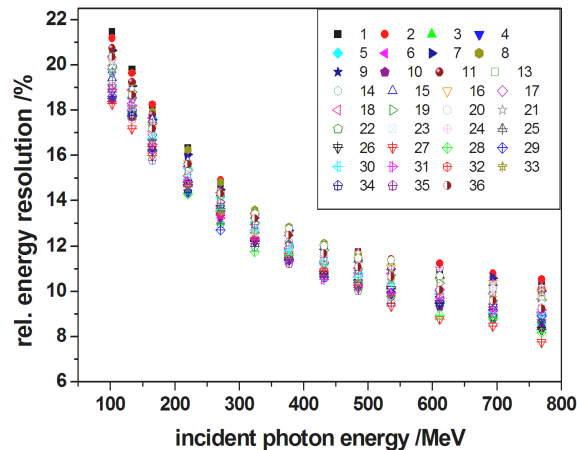


Abbildung 4.1: Relative Energieauflösung eines einzelnen Shashlykmoduls bei zentraler Interaktion des Photonenstrahls nach der Linearisierung, im Vergleich aller 36 Module der Matrix.

deponierten Energie wieder (vgl. hierzu Abb. 5.3). Vergleicht man die verschiedenen Module, so ergibt sich, dass die Module mit einer ursprünglich linearen Energieresponse eine im Mittel etwas bessere Energieauflösung aufweisen. Betrachtet man die Variation der Energieauflösung vor der Linearisierung der Energieresponse, so ist diese speziell bei hohen Energien, also in dem Bereich, in dem die Nichtlinearität vor allem zum Tragen kommt, mit einer Variation von bis zu 5 Prozentpunkten bei 770 MeV deutlich größer als nach der Linearisierung. Dies kommt durch die unterschiedliche Linearität der einzelnen Module zu Stande, welche durch die Linearisierung angepasst wird.

4.2 Vorüberlegungen zum Ansprechverhalten verschieden großer Cluster

Betrachtet man einzelne Module, so werden bei zentralem Auftreffen der Photonen im Mittel etwa 73 % der Energie innerhalb dieses Moduls deponiert. Die übrigen 27 % verlassen das Modul in lateraler Richtung. Da diese 27 % jedoch nur einen Mittelwert darstellen und dieser Anteil von Ereignis zu Ereignis Fluktuationen unterworfen ist, kommt es hierdurch zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Um eine bessere Energieauflösung zu erhalten, müssen daher die umliegenden Module aufsummiert werden, um einen möglichst großen Teil des Schauers in die Energieinformation einzubeziehen und somit die Fluktuationen zu minimieren.

4.2.1 Bestimmung des Rauschlevels und der optimalen Energieschwelle

Beim aufsummieren stellt sich die Frage, wie viele Module in jedem Ereignis einzubeziehen sind, da die in den äußeren Modulen einer Matrix mit mehreren Moliererradien Ausdehnung deponierte Energie, vor allem bei kleineren Energien unterhalb des Rauschens des Photomultipliers und der Elektronik liegt. Daher muss für jedes einzelne Modul eine Schwelle definiert werden, ab welcher es zur Summe hinzugezogen wird, was im folgenden Abschnitt geschehen soll. Hierzu wurde nach der Strahlzeit durch das zufällige generieren von Ereignissen mittels

eines Testpulsers, ein Spektrum des Rauschens für jedes der 36 Module aufgenommen. Bei der im letzten Abschnitt beschriebenen Integration der Signalform, kann hierbei nach der Extraktion der Energieinformation eine Gaußverteilung um den Nullpunkt beobachtet werden, welche die statistische Verteilung der Reproduktion des Pedestals aus einer Stichprobe von 32 Ereignissen (Kanälen) angibt. Das Rauschniveau kann nun als die Standardabweichung dieser Verteilung angegeben werden. Abbildung 4.2 zeigt eine solche Verteilung für ein typisches Modul (links) und die sich daraus ergebende Schwelle im Vergleich der 36 Einzelmodule (rechts). Für die Schwelle ist der Wert der dreifachen Standardabweichung der beobachteten Gaußverteilung angegeben, da in diesem Fall angenommen werden kann, dass etwa 99 % des Rauschens unterdrückt sind.

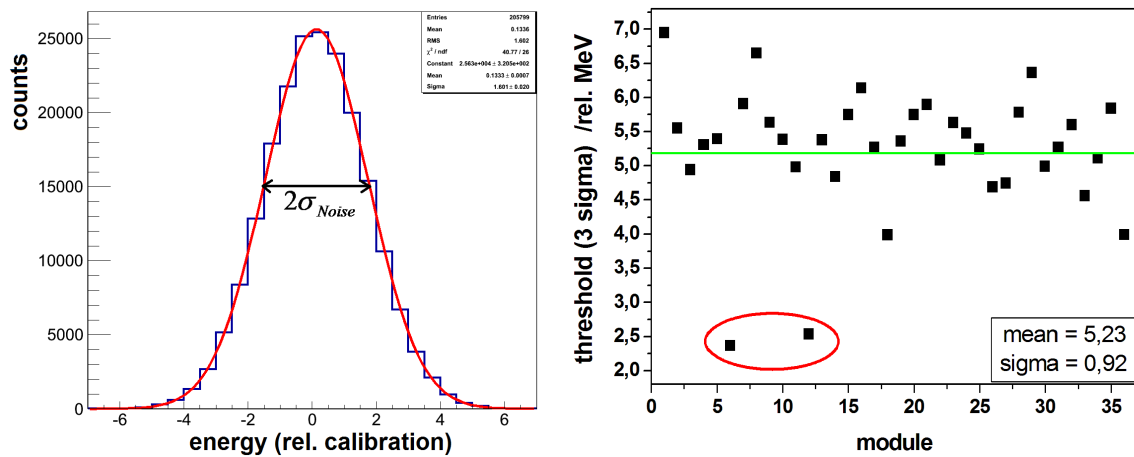


Abbildung 4.2: Energieverteilung des Rauschens von Elektronik und Photomultiplier (links) sowie Vergleich der sich aus dem 3σ -Wert der Rauschverteilung ergebenden Schwelle der 36 einzelnen Module.

Die Abbildung zeigt, dass alle Module recht gut um den Mittelwert von 5,2 MeV korreliert sind, so dass dieser für alle Module als Schwelle herangezogen werden kann. Die beiden Module die eine deutlich geringere Schwelle besitzen (roter Kreis) haben, bedingt durch die Einstellung der Hochspannung, ein um einen Faktor 2 höheres Gain, liegen jedoch außerhalb der 5x5 bzw. 4x4 Matrizen um die Interaktionspunkte. Die mit diesen Modulen erzielte Schwelle von nur 2,6 MeV entspricht dem Wert, welcher bei der ersten Strahlzeit für eine Einstellung aller Module mit in etwa dem selben Gain wie bei diesen Modulen als mittlere Schwelle ermittelt wurde. Es zeigt sich, dass die Schwelle durch die Wahl des Gains angepasst werden kann, da das Signal- zu Rauschverhältnis direkt proportional zum Gain ist. Diese Tatsache zeigt, dass der absolute Wert des Rauschen hauptsächlich vom SADC verursacht wird und für die beiden Einstellungen des Gains der PMTs nahezu identisch ist. Die unterschiedliche Höhe der Schwelle in den beiden Fällen kommt lediglich durch die unterschiedliche Energiekalibrierung auf Grund der verschiedenen Signalhöhen zu Stande. Für den späteren Aufbau muss das Gain also unter Einbeziehung des dynamischen Bereichs der Photomultiplier und des SADCs sowie der gewünschten Einzelmodulschwelle entsprechend gewählt werden.

Der aus den Messungen mit dem Testpulsler erhaltene Wert gibt einen ersten Anhaltspunkt für die Wahl der optimalen Schwelle. Es kann jedoch sein, dass auch beim Aufsummieren eines geringen Rauschanteil durch eine niedrigere Schwelle die absolute Energieauflösung besser wird, da der Signalanteil, welcher zusätzlich aufsummiert wird, überwiegt. Um dies zu

überprüfen wurde die Messung an Interaktionsposition 0, also beim zentralen Photoneneinfall auf ein Modul herangezogen und die relative Energieauflösung für verschiedene Schwellen bei verschiedenen Energien betrachtet. Hierzu wurde stets die gesamte 6x6 Matrix in die Betrachtung einbezogen. Abbildung 4.3 zeigt die ermittelte Abhängigkeit der rekonstruierten Amplitude und der aus dem Gaußfit bestimmten Standardabweichung der rekonstruierten Energie von der gewählten Schwelle. Als Energie wurde hier exemplarisch 103 MeV gewählt, da die Effekte bei dieser kleinsten gemessenen Energie am deutlichsten sichtbar werden.

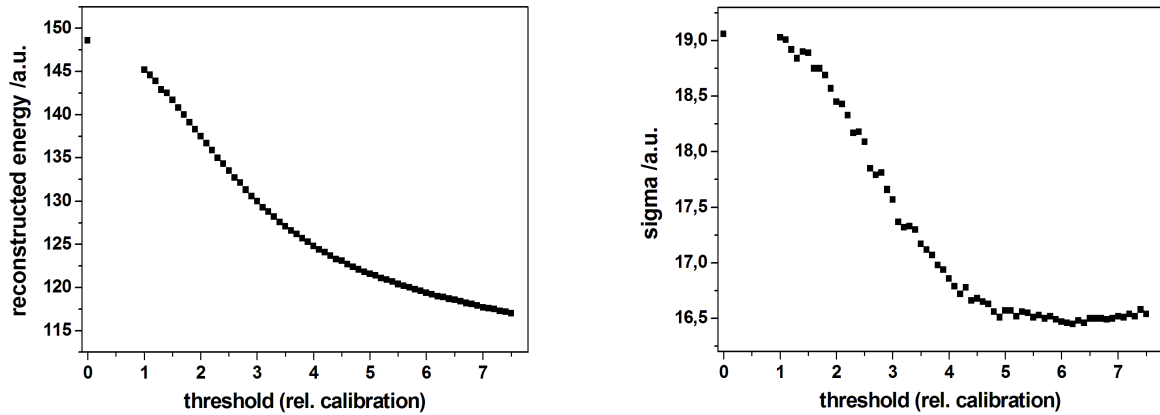


Abbildung 4.3: Abhängigkeit der rekonstruierten Amplitude (links) und der Standardabweichung der rekonstruierten Energie (rechts) von der gewählten Schwelle für eine Photonenergie von 103 MeV.

Es zeigt sich, dass die Amplitude zunächst recht steil abfällt, während die Steigung ab einer Schwelle von ≈ 4 MeV deutlich abflacht. Betrachtet man die Standardabweichung, so ergibt sich ein ähnliches Bild: Auch die Standardabweichung wird mit zunehmender Schwelle kleiner und geht ab einer Schwelle von ≈ 4 MeV in einen minimalen Plateaubereich über, der bei höheren Schwellen jedoch wieder ansteigt, was in der Abbildung auf Grund des eingeschränkten Bereichs nicht dargestellt ist. Es zeigt sich, dass schon auf Grund dieser Werte abgeschätzt werden kann, dass die optimale Schwelle bei etwa 4 MeV liegen sollte. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Standardabweichung noch mit der rekonstruierten Amplitude gefaltet ist, so dass sich aus den gezeigten Graphen keine verlässlichen Schlussfolgerungen ableiten lassen. Um die Standardabweichung und die Amplitude zu entfalten, kann die relative Energieauflösung betrachtet werden. Diese zeigt den gleichen Verlauf wie eine auf dieselbe Amplitude normierte Standardabweichung. Bei der kleinsten, einer mittleren und der höchsten gemessenen Energie ergeben sich die in Abbildung 4.4 dargestellten Abhängigkeiten der relativen Energieauflösung von der Einzelmodulschwelle.

Im Idealfall einer ausgedehnten Matrix würde man erwarten, dass sich bei einer bestimmten Schwelle ein Minimum der relativen Energieauflösung ergibt. Dies ist jedoch hier nicht der Fall. Stattdessen ist bei hohen Energien lediglich ein stetiger Anstieg ersichtlich, was darauf hindeutet, dass durch die Verwendung einer zu hohen Schwelle die relative Energieauflösung schlechter wird. Dies kann damit erklärt werden, dass bei einer kleinen Schwelle die Erhöhung der rekonstruierten Energie durch den Rauschanteil stärker ins Gewicht fällt als die Verbreiterung des Peaks durch die unkorrelierten Ereignisse des Rauschens. Daher ist die Schlussfolgerung, dass man ohne Schwelle optimale Resultate erzielt falsch, da durch das Rauschen die Energieinformation verfälscht wird. Dies wird durch die Beobachtung bestätigt, dass die

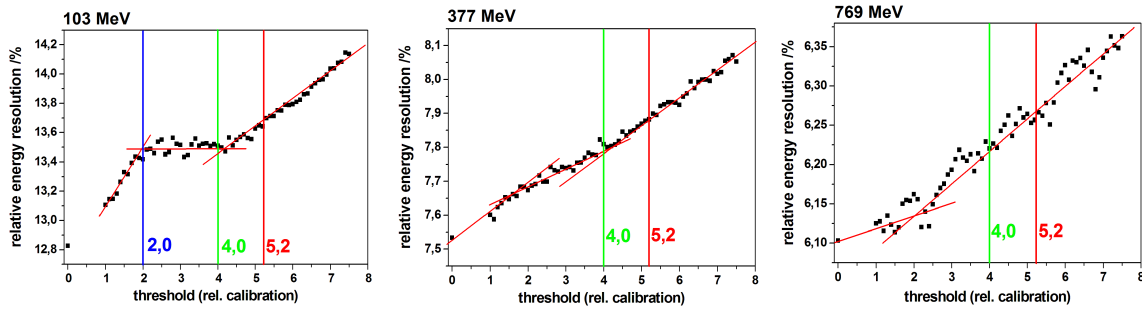


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der relativen Energieauflösung von der gewählten Einzelmodulschwelle bei 103 MeV (links), 377 MeV (mitte) und 769 MeV (rechts).

Energieauflösung bei kleinen Energien ohne Schwelle, ihre $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit verliert. Weiterhin ist die Definition einer Schwelle für die spätere Clusterbildung unbedingt erforderlich. Betrachtet man nun kleinere Energien, so ist bei 377 MeV (mitte) bereits eine leichte Abflachung des ansonsten ansteigenden Verlaufs zwischen einer Schwelle von 2 MeV und 4 MeV zu erkennen. Bei der kleinsten Energie von 103 MeV (links) zeigt sich schließlich ein deutlich ausgeprägtes Plateau, welches auch hier bei etwa 2 MeV beginnt und bei einer Schwelle von 4 MeV endet. Dieses Plateau repräsentiert gerade den Bereich, in dem sich die Verschlechterung der Energieinformation durch das Rauschen und die Verbesserung durch den zusätzlich in die Summe einbezogenen Schaueranteil im Gleichgewicht befinden. Oberhalb dieser Schwelle wird ein zu großer Schaueranteil abgeschnitten. Bei Schwellen unterhalb dieses Plateaus überwiegt wiederum die Erhöhung der rekonstruierten Energie durch den Rauschanteil gegenüber der Verbreiterung des Peaks, so dass sich die relative Energieauflösung hier fälschlicherweise verbessert. Um möglichst wenig Rauschanteil aufzusummieren, ohne Schaueranteile zu verlieren, wurde anstatt des 3σ Wertes der Rauschverteilung von 5,2 MeV, eine Schwelle von 4,0 MeV für jedes der 36 Module gewählt.

4.2.2 Bestimmung der Multiplizität

Nachdem im letzten Abschnitt die optimale Nachweisschwelle bestimmt wurde, soll nun ermittelt werden, wie viele Module im Mittel innerhalb des durch diese Schwelle definierten Clusters liegen, also eine höhere Energie als die Schwellenenergie registrieren. Hierzu ist in Abbildung 4.5 zunächst die absolute Ansprechhäufigkeit der einzelnen Module der Matrix für Interaktionsposition 0, also im Zentrum von Untermodul 15 bei verschiedenen Schwellen dargestellt.

Es wird deutlich, dass sich ohne Schwelle in den äußeren Bereichen ein nahezu konstantes Untergrundniveau ausbildet (linke Abbildung). Dies ist auf das registrierte Rauschen in diesen Modulen zurückzuführen. Setzt man nun die als optimale ermittelte Schwelle von 4,0 MeV (mittlere Abbildung), so wird dieses Rauschen größtenteils unterdrückt und es ergibt sich ein stetiger Abfall der Ansprechhäufigkeit zu den äußeren Bereichen hin. Da die Interaktionsposition in beiden Richtungen relativ zum Zentrum der Matrix 2,75 cm weit im oberen linken Quadranten der Matrix liegt, haben die äußeren Module im rechten Bereich der Abbildung wie erwartet eine höhere Ansprechwahrscheinlichkeit als die auf der linken Seite, welche den rechten unteren Quadranten der Matrix darstellt. Durch ein weiteres Erhöhen der Schwelle

4.2 Vorüberlegungen zum Ansprechverhalten verschieden großer Cluster

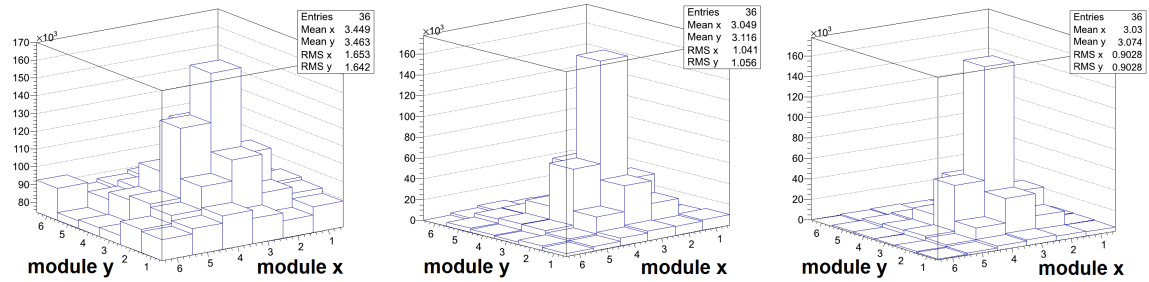


Abbildung 4.5: Absolute Ansprechhäufigkeit der einzelnen Module der Matrix ohne Schwelle (links), bei einer Schwelle von 4 MeV (Mitte) und bei einer Schwelle von 5,2 MeV (rechts), auf Photonen einer Energie von 103 MeV. Die Interaktionsposition liegt im Zentrum von Untermodul 15.

auf den 3σ Wert der Rauschverteilung von 5,2 MeV, wird wie in der rechten Abbildung zu sehen ist, das Ansprechen der äußeren Module noch weiter unterdrückt, wodurch wie bereits verifiziert wurde, auch Schauerenergie verloren geht.

Um zu sehen, wie sich die Multiplizität bei hohen Energien ändert, ist in Abbildung 4.6 auf der linken Seite dieselbe Interaktionsposition der Photonen wie in Abbildung 4.5 mit einer Schwelle von 4,0 MeV für Photonen mit einer Energie von 769 MeV gezeigt.

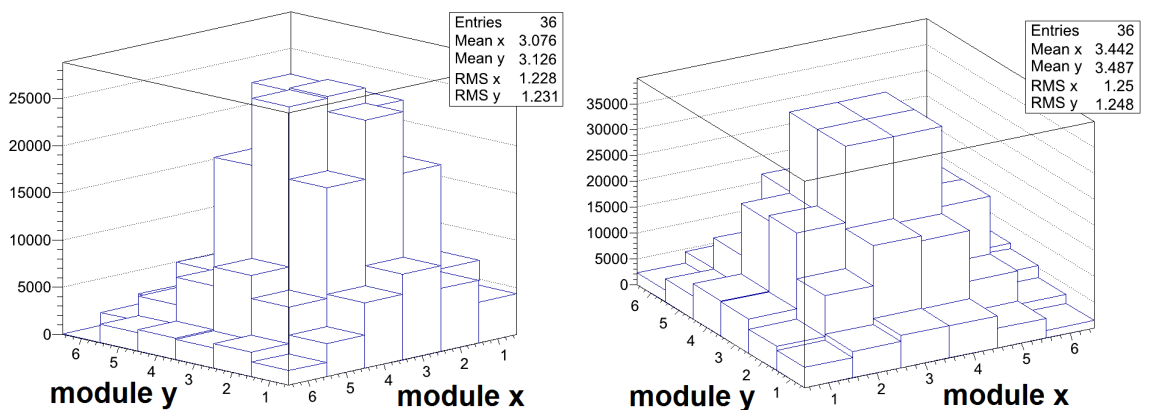


Abbildung 4.6: Absolute Ansprechhäufigkeit der einzelnen Module der Matrix auf Photonen mit einer Energie von 769 MeV, bei Interaktion der Photonen im Zentrum von Untermodul 15 (links) und in der Mitte der gesamten Matrix, also genau zwischen 4 Modulen (rechts).

Die Abbildung veranschaulicht, dass sich der Schauer nun im Mittel deutlich weiter ausdehnt und somit auch die äußeren Module mit einer höheren Wahrscheinlichkeit über der Schwelle liegen. Auch die beschriebene Asymmetrie des Schauers innerhalb der Matrix durch die in den oberen Quadranten verschobene Interaktionsposition wird deutlich. Im rechten Teil von Abbildung 4.6 ist das Ansprechverhalten bei der selben Schwelle und Photonenenergie wie in der linken Abbildung, jedoch bei einer Interaktion der Photonen im Zentrum der gesamten Matrix dargestellt. Es wird deutlich, dass nun in jedem Fall die 4 inneren Module, in deren Mitte die Interaktion erfolgt, ansprechen. Weiterhin ergibt sich nun im Vergleich zur linken Abbildung eine nahezu symmetrische Verteilung des Ansprechverhaltens der Matrix.

Als Multiplizität ist die mittlere Anzahl an Modulen definiert, welche pro Ereignis anspricht. Diese ist in Abbildung 4.7 als Funktion der Energie für eine Interaktionsposition im Zentrum von Untermodul 15 (links) und im Zentrum der gesamten Matrix (rechts) für verschiedene Schwellen dargestellt. Wie erwartet ist zu erkennen, dass die Multiplizität mit zunehmender

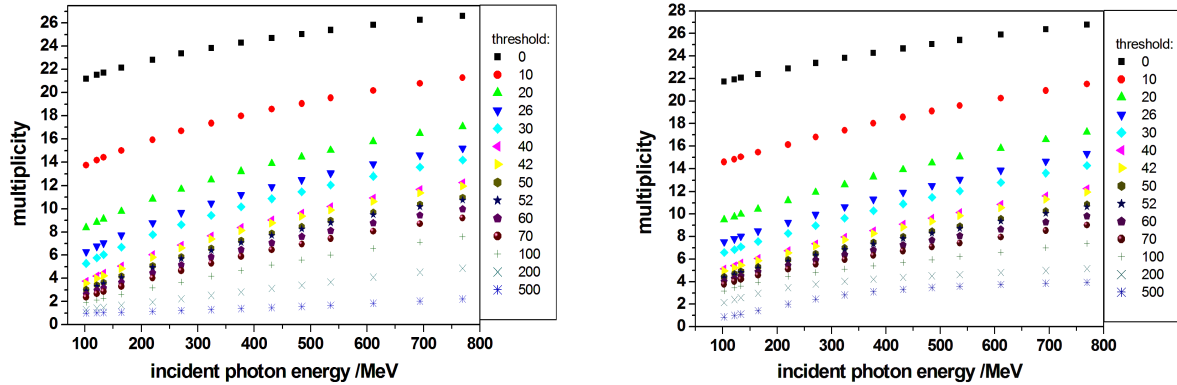


Abbildung 4.7: Energieabhängigkeit der Multiplizität für verschiedene Schwellen bei Interaktion der Photonen im Zentrum von Untermodul 15 (links) und im Zentrum der gesamten Matrix, also genau zwischen 4 Modulen (rechts)

Energie ansteigt, wobei die Steigung zu höheren Energien hin abflacht. Weiterhin ist bei beiden Positionen zu erkennen, dass die Multiplizität bei einer Erhöhung der Schwelle im Bereich kleiner Schwellen, zunächst relativ stark abnimmt, was das Wegschneiden der Rauschereignisse widerspiegelt. Ab einer Schwelle von etwa 4,0 MeV wird diese Abnahme beim Erhöhen der Schwelle jedoch wie erwartet deutlich geringer. Der Vergleich der beiden Positionen zeigt, dass bei Position 1 (rechts) im Mittel etwas mehr Module ansprechen als bei Position 0 (links), da die Energie hier symmetrischer zwischen den Modulen verteilt wird (vgl. Abbildung 4.6). Um die Werte besser zu verdeutlichen, ist in Abbildung 4.8 (links) nochmals die Multiplizität bei der optimalen Schwelle von 4,0 MeV dargestellt. Zum Vergleich ist in der rechten Abbildung der in [MM09] bestimmte Multiplizitätsverlauf für die $PbWO_4$ -Kristalle des PROTO60, eines Prototyps für das Targetspektrometer, für eine Einzelmodulschwelle von 0,75 MeV dargestellt.

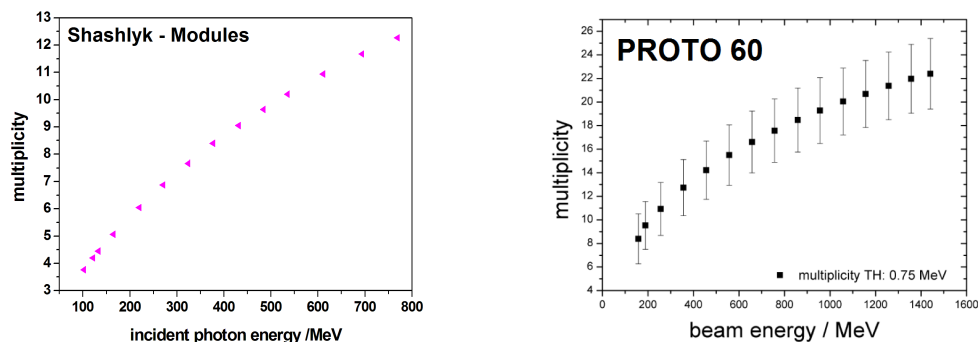


Abbildung 4.8: Die linke Abbildung zeigt die Energieabhängigkeit der Multiplizität für eine Schwelle von 4 MeV für die Interaktion der Photonen im Zentrum von Modul 15. In der rechten Abbildung ist zum Vergleich die für die $PbWO_4$ -Kristalle des PROTO60, eines Prototyps für das Targetspektrometer ermittelte Multiplizität dargestellt [MM09].

Die Multiplizität der Matrix aus Shashlykmodulen liegt bei 100 MeV bei etwa 3,6 Modulen und steigt bei 769 MeV bis auf etwa 12,5 Module an. Der Vergleich mit den für den PROTO60 bestimmten Werten zeigt, dass sich für die $PbWO_4$ -Kristalle trotz der relativ zur Strahlungslänge und dem Molieradius gesehen gleichen Dimensionen, leicht höhere Multiplizitäten ergeben, was durch die deutlich geringere Einzelmodulschwelle erklärt werden kann.

4.2.3 Linienformen der Energiesumme

In diesem Abschnitt sollen die sich durch die Summation der Cluster ergebenden Linienformen genauer betrachtet werden. Die Einzelmodulschwelle liegt bei allen Betrachtungen bei 4,0 MeV.

Abhängigkeit der Linienform vom Summationsbereich: Zunächst soll die Abhängigkeit der Linienform vom Summationsbereich betrachtet werden. Hierbei werden zusätzlich zur gesetzten Schwelle prinzipiell nur Module aufsummiert, die innerhalb eines bestimmten Bereichs um den Interaktionspunkt liegen. Abbildung 4.9 zeigt die Energiesumme für verschieden große, symmetrisch um den Interaktionspunkt liegende Matrizen, für die kleinste Energie von 103 MeV (links) und die größte Energie von 769 MeV (rechts).

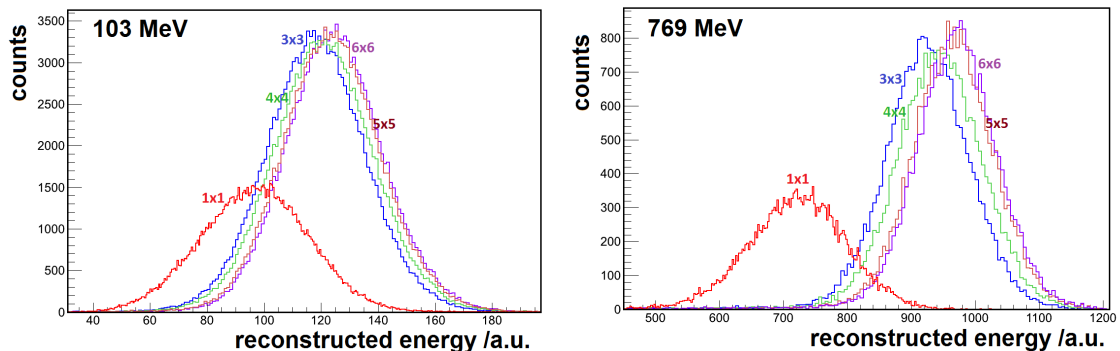


Abbildung 4.9: Energiesumme für verschieden große, symmetrisch um den Interaktionspunkt liegende Summationsbereiche, für die kleinste Energie von 103 MeV (links) und die größte Energie von 769 MeV (rechts). Die Angabe $A \times B$ an den Linienformen gibt jeweils den verwendeten Summationsbereich in Modulen an.

Die Abbildung verdeutlicht, dass die äußeren Module besonders bei kleinen Energien, wie bereits aus den Werten der Multiplizität zu erwarten war, kaum noch einen Betrag zur Energiesumme liefern. Es zeigt sich, dass die Energiesumme der gesamten Matrix schon nahezu durch eine 3×3 Untermatrix erreicht werden kann, so dass mittels eines solchen Summationsbereichs schon verlässliche Abschätzungen zur Homogenität und Energieauflösung gemacht werden können. Weiterhin zeigt sich, dass ein einzelnes Modul (1×1) noch einen signifikanten Ausläufer hin zu niedrigeren Energien aufweist, was, wie bereits beschrieben, durch Schauerfluktuationen zu Stande kommt. Je mehr Module man in die Summation einbezieht, desto geringer wird dieser Effekt, da nun ein immer größerer Teil des Schauers in die Summation einbezogen wird, wodurch die Fluktuationen kompensiert werden. Bereits bei einer 3×3 Matrix wird die Energieverteilung daher nahezu gaußförmig.

Um die Beiträge der unterschiedlich weit vom Interaktionspunkt entfernten Bereiche zu veranschaulichen, wurden in Abbildung 4.10 nur verschieden große Ringe aus Modulen in die Summation einbezogen.

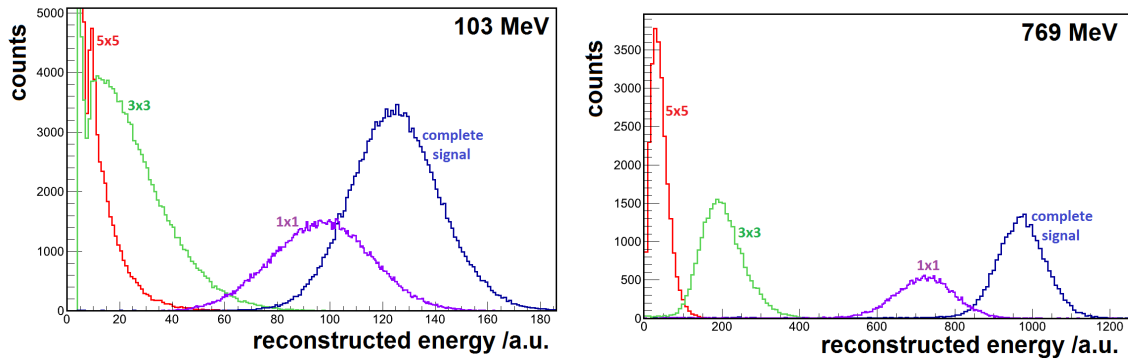


Abbildung 4.10: Beiträge der unterschiedlich weit vom Interaktionspunkt entfernten Bereiche zur Energiesumme für die kleinste Photonenenergie von 103 MeV (links) und die größte Photonenenergie von 769 MeV (rechts). Die Angaben $A \times B$ an den Linienformen beschreiben jeweils den Ring auf welchem summiert wurde. Es wurden immer nur die äußeren Module der angegebenen Matrix in die Summation einbezogen.

Die zu beobachtenden Verteilungen spiegeln die bereits für Abbildung 4.9 gemachten Aussagen sehr gut wieder. Es zeigt sich vor allem bei 103 MeV (linke Abbildung), dass hier die äußeren Ringe keinen mittleren Energiebetrag mehr ausbilden, sondern nur eine zu höheren Energien hin abfallende Verteilung liefern. Bei den hohen Energien ist die Ansprechwahrscheinlichkeit, auch für die äußeren Bereiche um einen deutlich sichtbaren Mittelwert verteilt (rechte Abbildung).

Linienform bei Einbeziehung der gesamten Matrix: Um optimale Resultate zu erzielen, wird im nächsten Schritt die Ausdehnung des Clusters über die gesamte Matrix erlaubt. Die sich in diesem Fall ergebenden Linienformen sind in Abbildung 4.11 für verschiedene ausgewählte Energien dargestellt.

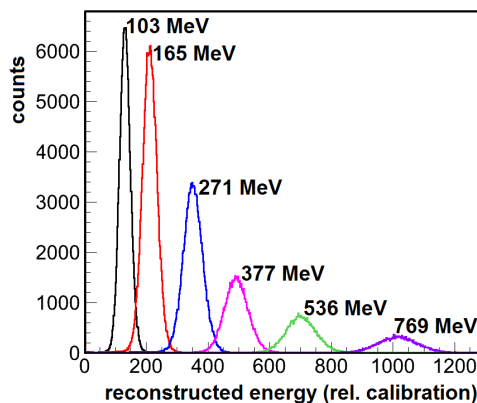


Abbildung 4.11: Linienformen der rekonstruierten Energiesumme für eine Interaktion der Photonen im Zentrum von Untermodul 15, für ausgewählte Energien zwischen 103 MeV und 769 MeV.

4.3 Energieauflösung

Die in Abbildung 4.11 zu beobachtende abnehmende Intensität der Energieverteilungen zu höheren Energien hin, kann durch die abnehmende Intensität der im Tagger erzeugten Photonen bei hohen Energien erklärt werden. In der Abbildung ist bereits ersichtlich, dass die Peaks nun alle nahezu gaußförmig sind. Um dies zu verifizieren sind in Abbildung 4.12 die Linienformen für die kleinste und die höchste Energie dargestellt und mit einer Gaußfunktion gefittet.

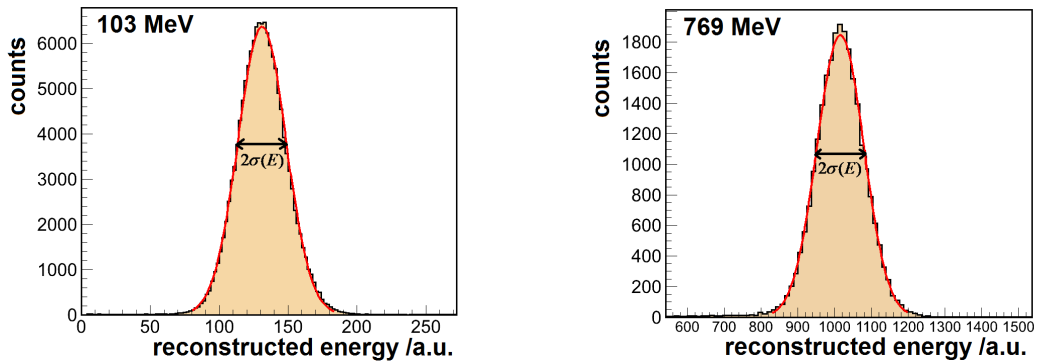


Abbildung 4.12: Gaußfit der Energiesummenverteilung für eine Photonenenergie von 103 MeV (links) und 769 MeV (rechts).

4.3 Energieauflösung

Nachdem im letzten Abschnitt die Schwelle festgelegt und die Linienformen erläutert wurden, soll nun auf die erzielte Energieauflösung bei verschiedenen Energien und an verschiedenen Interaktionspositionen eingegangen werden. Die relative Energieauflösung wird dabei jeweils als die Standardabweichung σ der gaußförmigen Energieverteilung geteilt durch die Energie des Mittelwertes der Verteilung angegeben.

4.3.1 Energieauflösung bei Interaktion im Zentrum eines Untermoduls

Zunächst soll der Idealfall einer Interaktion der Photonen im Zentrum eines Untermoduls betrachtet werden. Hierzu wird Interaktionsposition 0 herangezogen. Abbildung 4.13 zeigt die erzielte Energieauflösung in Abhängigkeit der durch den Tagger bestimmten Energie der primären Photonen.

Der Fit wurde mit der in Gleichung 4.1 angegebenen Funktion durchgeführt.

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus B = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2} \quad (4.1)$$

Wobei A den Fitparameter des statistischen Terms und B den konstanten Term beschreibt. Der Ausdruck \oplus in der mittleren Gleichung steht für die, im letzten Teil der Gleichung ausgeführte quadratische Addition der Terme. Es hat sich gezeigt, dass die ermittelte Energieauflösung stets mit dieser Funktion beschrieben werden kann. Ein Term mit einer $1/E$ Abhängigkeit, welcher das elektronische Rauschen berücksichtigt, ist wie bei Verwendung eines Photomultipliers zu erwarten war, nicht nötig. Bezieht man einen solchen Term in den

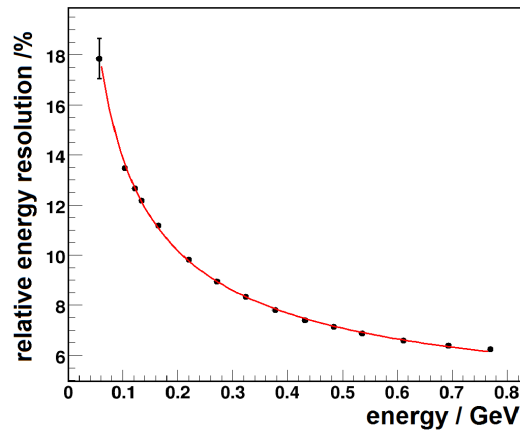


Abbildung 4.13: Relative Energieauflösung der gesamten 6x6 Matrix für Interaktionsposition 0 im Zentrum von Untermodul 15 (schwarze Punkte) und Fit dieser Punkte mit der theoretischen funktionalen Abhängigkeit (rote Linie).

Fit mit ein, so nimmt der Koeffizient stets einen vernachlässigbar kleinen Wert an. Die Fitparameter A und B ergeben sich für den in Abbildung 4.13 dargestellten Fall zu

$$A = (4,21 \pm 0,01)\% \cdot \sqrt{GeV}$$

$$B = (3,82 \pm 0,03)\%$$

Bei einer Energie von 1 GeV ergibt sich damit eine Energieauflösung von 5,69 %. Bei 100 MeV ergibt sich ein Wert von 13,87 % und bei 20 MeV lässt sich ein Wert von 30,05 % approximieren. Um herauszufinden, wie sich die Fitparameter bei einer Erhöhung bzw. Erniedrigung der Schwelle verhalten, wurde der obige Fit für die mit verschiedenen Schwellen bestimmte Energieauflösung durchgeführt (Abb. 4.14).

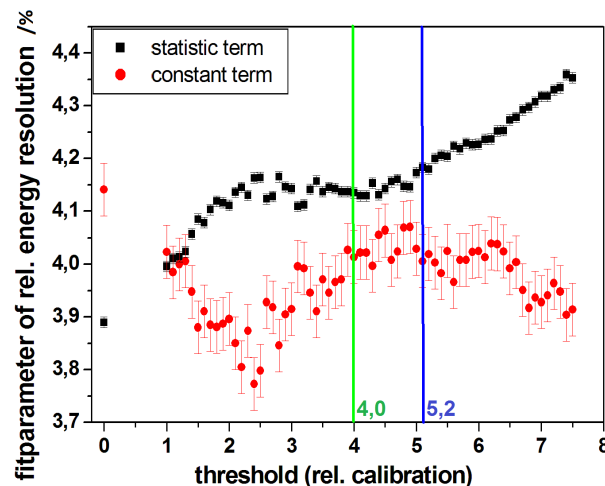


Abbildung 4.14: Fitparameter der relativen Energieauflösung für verschiedene Schwellen innerhalb des relevanten Bereichs. Die schwarzen Punkte geben den statistischen Term A und die roten Punkte den konstanten Term B an. Der Fit bezieht sich auf die Energie in GeV.

Es zeigt sich, dass sich der statistische Term ähnlich wie die relative Energieauflösung verhält und bei etwa 4,0 MeV ein nur geringfügig ausgeprägtes lokales Minimum annimmt, was die Entscheidung für diese Schwelle bestätigt. Bei kleinen Schwellen wird der statistische Term schließlich wieder besser, was durch die bereits beschriebene Erhöhung der rekonstruierten Energie durch den Rauschanteil erklärt werden kann. Dass diese Verbesserung durch das Rauschen zu Stande kommt, zeigt sich auch an dem, in diesem Bereich wieder ansteigenden konstanten Term. Das Minimum des konstanten Terms bei etwa 2,5 MeV spiegelt lediglich das niederenergetische Ende der in Abbildung 4.4 zu erkennenden Stufe bei kleinen Energien wieder.

Vergleich verschiedener Clustergrößen Im nächsten Schritt soll untersucht werden, wie sich verschiedene Größen des Summationsbereichs auf die erzielte Energieauflösung auswirken. In Abbildung 4.15 ist dazu die relative Energieauflösung für verschiedene Summationsbereiche um den Interaktionspunkt in Abhängigkeit der Energie dargestellt.

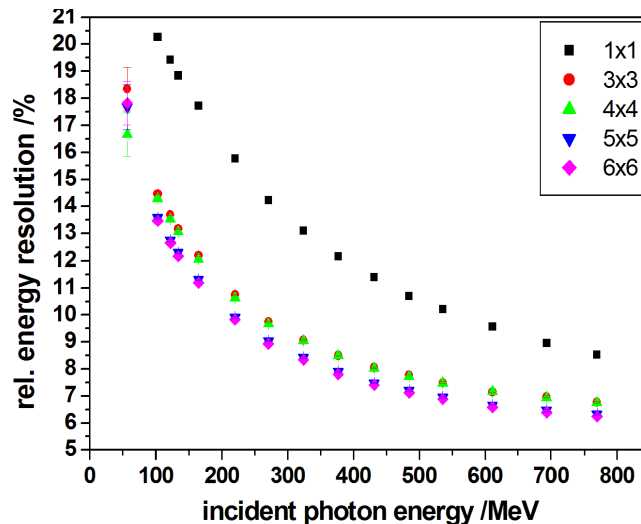


Abbildung 4.15: Relative Energieauflösung für verschiedene Summationsbereiche um Interaktionsposition 0 im Zentrum von Untermodul 15.

Es zeigt sich, dass man wie erwartet beim Übergang von einem einzelnen Modul zu einer 3x3 Matrix die größte Verbesserung der Energieauflösung erzielt, während beim Übergang zu einer 5x5 Matrix nur noch eine relativ kleine Verbesserung erreicht wird. Bezieht man die gesamte 6x6 Matrix in Summation ein, so ergibt sich im Vergleich zu einer 5x5 Matrix nur eine minimale Verbesserung der Energieauflösung. Hiermit wird bestätigt, dass durch das betrachten einer 3x3 Matrix eine gute Abschätzung der Energieauflösung erzielt werden kann.

Tabelle 4.1 gibt die Fitkoeffizienten für die verschiedenen Matrixgrößen und die sich damit ergebenden charakteristischen Werte für 20 MeV, 100 MeV und 1 GeV Photonen an.

matrix size	A /% · \sqrt{GeV}	B /%	20 MeV	100 MeV	1 GeV
1x1	$6,94 \pm 0,02$	$4,1 \pm 0,2$	49,2 %	22,3 %	8,04 %
3x3	$4,44 \pm 0,01$	$4,54 \pm 0,02$	31,7 %	14,8 %	6,36 %
4x4	$4,49 \pm 0,01$	$4,34 \pm 0,03$	32,0 %	14,9 %	6,24 %
5x5	$4,25 \pm 0,01$	$3,89 \pm 0,03$	30,3 %	14,0 %	5,76 %
6x6	$4,22 \pm 0,01$	$3,82 \pm 0,03$	30,1 %	13,9 %	5,69 %

Tabelle 4.1: Fitkoeffizienten der Energieauflösung gemäß Gleichung 4.1 für verschiedene Größen des Summationsbereichs um Interaktionsposition 0. Der Fehlerbereich des Fitparameters gibt lediglich den statistischen Fehler des Fits an. Der Gesamtfehler der Fitparameter kann durch den Fit verschiedener Unter-Energiebereiche in allen Fällen für den statistischen Term mit etwa $0,05 \% \cdot \sqrt{GeV}$ und für den konstanten Term mit etwa 0,1 - 0,2 % abgeschätzt werden.

4.3.2 Abhängigkeit der Energieauflösung von Position und Photomultiplier

Im nächsten Schritt soll die Positionsabhängigkeit der Energieauflösung innerhalb eines Moduls und deren Abhängigkeit vom Modul und vom verwendeten Photomultiplier untersucht werden.

Positionsabhängigkeit der Energieauflösung

Zur Untersuchung der Positionsabhängigkeit der Energieauflösung innerhalb eines Moduls und zwischen zwei Modulen, wurden Testmessungen für einen Interaktionspunkt des Photonenstrahls an den 7 in Abbildung 2.12 (links) dargestellten Positionen durchgeführt (Im Folgenden pos0 - pos6). Es ergeben sich die in Abbildung 4.16 gezeigten Abhängigkeiten der Energieauflösung von der Interaktionsposition. Es wurde jeweils eine Clusterbildung über die gesamte Matrix zugelassen.

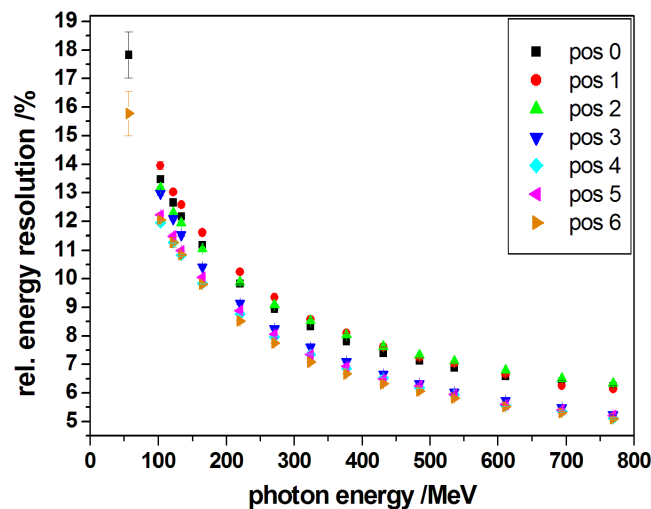


Abbildung 4.16: Positionsabhängigkeit der Energieauflösung innerhalb eines Moduls und zwischen zwei Modulen für die 7 in Abbildung 2.12 dargestellten Positionen unter Einbeziehung der gesamten 6x6 Matrix.

4.3 Energieauflösung

Es zeigt sich besonders bei hohen Energien, der über den gesamten Energiebereich vorliegende Effekt, dass bei den Positionen pos0, pos1 und pos2, welche alle im Inneren des Moduls liegen, eine um etwa 1 % schlechtere Energieauflösung zu beobachten ist, als bei den übrigen Interaktionspositionen. Bei kleinen Energien nähert sich auch die Energieauflösung bei pos3 diesem schlechteren Niveau an. Ansonsten scheinen die ersten 3 Positionen und die übrigen Positionen jeweils eine Gruppe mit ähnlicher Energieauflösung zu bilden. Dieser Effekt kann durch den internen Aufbau der Module und die unterschiedlichen Reflektorkonzepte erklärt werden. Die Plastikszintillatorplatten wurden wie bereits erläutert bei der Verkleinerung der Module in 4 Teile geteilt und an den inneren Kanten mit weißer Farbe beschichtet, während an den äußeren Kanten die Reflexion durch eine lose aufliegende Schicht TYVEK erfolgt. Hierdurch ergibt sich im inneren Bereich, wie Messungen gezeigt haben, eine um 3 - 4 % schlechtere Lichtsammlung [PS12]. Weiterhin existiert nur im äußeren Bereich der Module ein Abstandhalter zwischen Blei- und Szintillatorplatten, so dass im inneren Bereich durch den optischen Kontakt der Blei- und Szintillatorplatten weiteres Licht verloren geht. Beide Effekte führen zu einer deutlichen Verringerung der Lichtausbeute, besonders im inneren Bereich der Module und somit auf Grund der verschlechterten Photonenstatistik auch zur beobachteten Variation der Energieauflösung. Fittet man die dargestellten Kurven, so ergeben sich die in Tabelle 4.2 angegebenen Fitparameter sowie die damit approximierten charakteristischen Werte für 20 MeV, 100 MeV und 1 GeV Photonen.

matrix size	A /($\% \cdot \sqrt{GeV}$)	B /%	20 MeV	100 MeV	1 GeV
pos0	$4,22 \pm 0,01$	$3,82 \pm 0,03$	30,1 %	13,9 %	5,69 %
pos1	$4,49 \pm 0,01$	$3,34 \pm 0,05$	32,0 %	14,6 %	5,60 %
pos2	$4,12 \pm 0,01$	$4,30 \pm 0,02$	29,5 %	13,7 %	5,95 %
pos3	$4,12 \pm 0,01$	$2,34 \pm 0,03$	29,2 %	13,2 %	4,74 %
pos4	$3,83 \pm 0,01$	$2,86 \pm 0,03$	27,2 %	12,4 %	4,78 %
pos5	$3,90 \pm 0,01$	$2,72 \pm 0,03$	27,7 %	12,6 %	4,76 %
pos6	$3,82 \pm 0,01$	$2,56 \pm 0,04$	27,1 %	12,3 %	4,60 %

Tabelle 4.2: Fitkoeffizienten der Energieauflösung gemäß Gleichung 4.1 für verschiedene Interaktionspositionen. Der Fehlerbereich des Fitparameters gibt lediglich den statistischen Fehler des Fits an. Der Gesamtfehler der Fitparameter kann durch den Fit verschiedener Unter-Energiebereiche in allen Fällen für den statistischen Term mit etwa $0,05 \% \cdot \sqrt{GeV}$ und für den konstanten Term mit etwa 0,1 - 0,2 % abgeschätzt werden.

Stellt man diese Fitparameter zum Vergleich graphisch dar, so ergibt sich das in Abbildung 4.17 gezeigte Bild. Die Abbildung verdeutlicht, dass der statistische Term für alle Positionen einen ähnlichen Wert von im Mittel $4,1 \% \cdot \sqrt{GeV}$ annimmt, jedoch an den äußeren Interaktionspunkten (pos4, pos5 und pos6) auf einen etwas kleineren, also besseren Wert abfällt. Der konstante Term hingegen ist für pos0, pos1 und pos2 relativ groß, im Mittel etwa 3,8 % und wird für die übrigen Positionen mit im Mittel etwa 2,6 % deutlich kleiner. Da der konstante Term nur für die inneren Positionen deutlich ansteigt, scheint dies ein direkter Effekt der erläuterten Problematik im Bereich dieser Positionen zu sein.

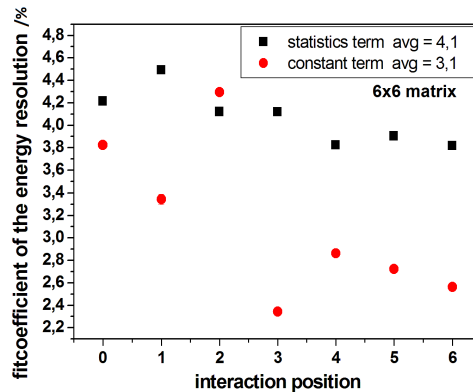


Abbildung 4.17: Darstellung der Fitkoeffizienten für verschiedene Interaktionspositionen. Die schwarzen Punkte stellen den statistischen Term und die roten Punkte den konstanten Term der Energieauflösung dar.

Abhängigkeit der Energieauflösung vom Interaktionsmodul und den Photomultipliern

Nachdem im letzten Abschnitt der Interaktionspunkt im Zentrum einer Matrix aus Philips XP1911/1912 Photomultipliern lag, soll die erzielte Energieauflösung nun mit der einer mit Hamamatsu R7899 Photomultipliern bestückten Matrix verglichen werden. Gleichzeitig kann hierdurch die Homogenität der Energieauflösung im Vergleich verschiedener Bereiche des Prototyps untersucht werden. Da mit den Hamamatsu R7899 Photomultipliern nur 8 Module in der unteren Ecke der gesamten Matrix ausgestattet wurden, wurde als zentrales Modul Untermodul 29 gewählt. Als Interaktionspositionen wurden die zu pos0, pos4 und pos5 von Modul 15 korrespondierenden Positionen herangezogen, welche als pos10, pos12 und pos11 bezeichnet werden. Um die relative Energieauflösung vergleichen zu können, wurde sowohl für die alten Positionen um Untermodul 15, als auch um die neuen Positionen um Untermodul 29 eine 3x3 Matrix definiert. Die Matrix um Modul 15 enthält dabei nur XP1911/1912 Photomultiplier, während die andere Matrix bis auf eine Ausnahme nur mit Hamamatsu R7899 Photomultipliern ausgelesen wird. Für die 3 Interaktionspunkte der beiden Matrizen ergeben sich die in Abbildung 4.18 dargestellten Energieabhängigkeiten der relativen Energieauflösung. Zum Vergleich ist auch die Energieauflösung, welche sich für eine um die Module liegende 4x4 Matrix ergibt, dargestellt.

Es zeigt sich, dass sich bei zentraler Interaktion mit Modul 29 (blaue Punkte) eine etwas bessere Energieauflösung als bei zentraler Interaktion mit Modul 15 (schwarze Punkte) ergibt. Bei den anderen beiden Positionen ergeben sich jeweils ähnliche Werte der Energieauflösung für beide Matrizen. Die Matrix um Modul 29 besitzt jedoch eine tendenziell geringfügig bessere Energieauflösung. Dies kann neben der Inhomogenität der einzelnen Module, auch durch die leicht bessere Qualität der neuen Photomultiplier bei dieser Matrix erklärt werden. Beide Matrizen zeigen den Effekt, welcher auch schon im letzten Abschnitt beobachtet wurde, dass sich bei einer Interaktionsposition zwischen zwei bzw. vier 4er-Modulen, also im äußeren Bereich der Untermodule, eine etwas bessere Energieauflösung als bei einer Interaktion im Zentrum der Module ergibt. Für die, für eine 4x4 Matrix bestimmte relative Energieauflösung ergibt sich ein ähnliches Bild. Fittet man die in Abbildung 4.18 dargestellten Zusammenhänge für

4.3 Energieauflösung

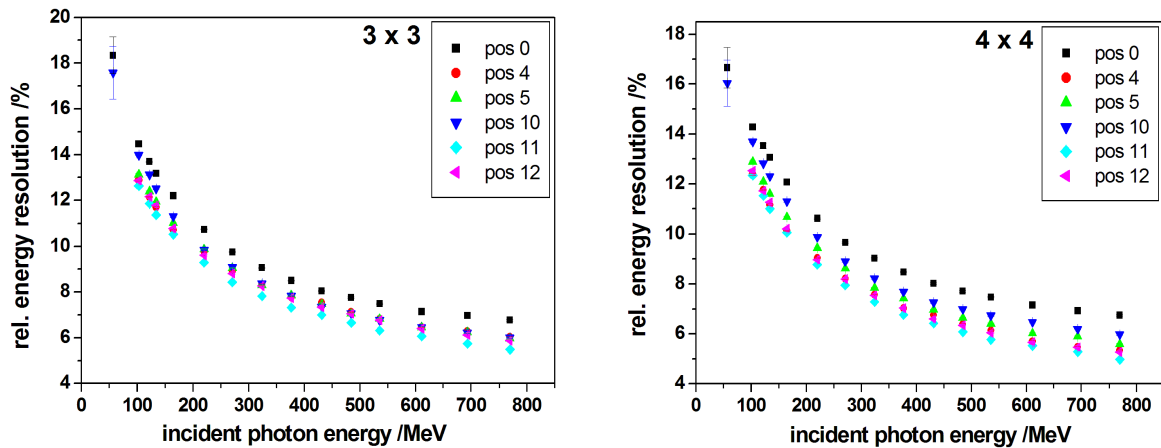


Abbildung 4.18: Relative Energieauflösung für 3x3 Matrizen mit verschiedenen Photomultipliern (Philips XP1911/1912 bzw. Hamamatsu R7899) und verschiedenen Interaktionsmodulen (links). Zum Vergleich ist auch die Energieauflösung, welche sich für eine um die Module liegende 4x4 Matrix ergibt dargestellt (rechts).

die einzelnen Interaktionspunkte, so ergeben sich die in Tabelle 4.3 angegebenen Fitparameter sowie die damit approximierten charakteristischen Werte für 20 MeV, 100 MeV und 1 GeV Photonen.

matrix size	A $/(\% \cdot \sqrt{GeV})$	B $/\%$	20 MeV	100 MeV	1 GeV
pos0	$4,44 \pm 0,01$	$4,54 \pm 0,02$	31,7 %	14,8 %	6,36 %
pos4	$4,01 \pm 0,01$	$4,20 \pm 0,03$	28,6 %	13,3 %	5,80 %
pos5	$4,16 \pm 0,01$	$3,83 \pm 0,03$	29,7 %	13,7 %	5,65 %
pos10	$4,42 \pm 0,01$	$3,13 \pm 0,04$	31,4 %	14,3 %	5,41 %
pos11	$4,01 \pm 0,01$	$3,27 \pm 0,03$	28,5 %	13,1 %	5,18 %
pos12	$4,24 \pm 0,02$	$3,46 \pm 0,05$	30,2 %	13,8 %	5,47 %

Tabelle 4.3: Fitkoeffizienten der Energieauflösung gemäß Gleichung 4.1 für verschiedene Interaktionspositionen und 3x3 Matrizen mit verschiedenen Photomultipliern. Der Fehlerbereich des Fitparameters gibt lediglich den statistischen Fehler des Fits an. Der Gesamtfehler der Fitparameter kann durch den Fit verschiedener Unter-Energiebereiche in allen Fällen für den statistischen Term mit etwa $0,05 \% \cdot \sqrt{GeV}$ und für den konstanten Term mit etwa 0,1 - 0,2 % abgeschätzt werden.

Stellt man diese Fitparameter zum Vergleich graphisch dar, so ergibt sich das in Abbildung 4.19 gezeigte Bild. Es wird deutlich, dass der statistische Term für die einzelnen Interaktionspositionen in beiden Modulen ähnliche Werte annimmt. Lediglich der konstante Term ist bei der Matrix mit Philips XP1911/1912 Photomultipliern etwas schlechter als bei der Matrix mit Hamamatsu R7899 Photomultipliern, wodurch die beobachteten Unterschiede bei der Energieauflösung zu erklären sind.

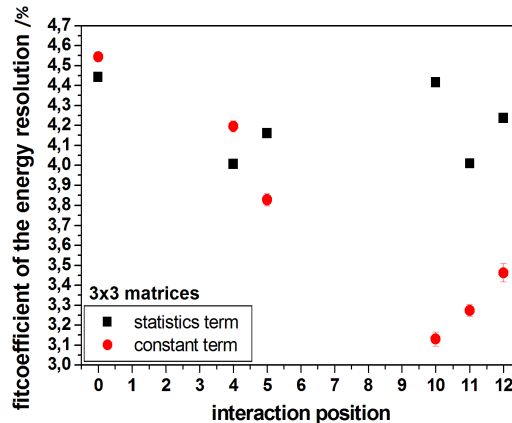


Abbildung 4.19: Darstellung der Fitkoeffizienten für verschiedene Interaktionspositionen in 3x3 Matrizen mit verschiedenen PMTs. Die schwarzen Punkte stellen den statistischen Term und die roten Punkte den konstanten Term der Energieauflösung dar.

Abhängigkeit der relativen Energieauflösung vom Interaktionsmodul

Als letzte Betrachtung zur Homogenität der relativen Energieauflösung, sollen nun 3x3 Matrizen um verschiedene Module als Summationsbereich gewählt werden. Hierbei liegen nur Daten für eine Interaktionsposition im Zentrum des Moduls vor, da für diese Betrachtung die Kalibrationsmessungen für die Analyse herangezogen werden. Für die Untersuchten 11 Module ergibt sich die in Abbildung 4.20 dargestellte relative Energieauflösung.

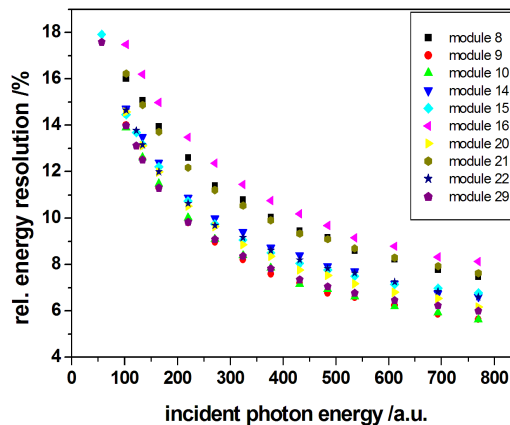


Abbildung 4.20: Relative Energieauflösung für 3x3 Matrizen um verschiedene Untermodule. Die Interaktionsposition befindet sich jeweils im Zentrum des Untermoduls.

Die Abbildung zeigt, dass die Energieauflösung der einzelnen 3x3 Matrizen um 3 - 4 % variiert. Angesichts der Tatsache, dass die Energieauflösung der einzelnen Untermodule bereits eine ähnlich hohe Variation gezeigt hat (vgl. Abb. 4.1), ist dies nur eine logische Konsequenz und bestätigt die angenommene Inhomogenität bezüglich der Lichtsammlung unter den einzelnen Modulen.

4.3.3 Winkelabhängigkeit der relativen Energieauflösung

Da die meisten Photonen im späteren Kalorimeter nicht wie bei den Testmessungen orthogonal, sondern unter einem gewissen Winkel auf die Matrix auftreffen, soll in diesem Abschnitt untersucht werden, wie sich eine Veränderung des Auftreffwinkels auf die Energieauflösung auswirkt. Hierzu wurde die gesamte Matrix samt Unterlage um $(4,1 \pm 0,2)^\circ$ gedreht und der Photonenstrahl anschließend wieder auf die Interaktionspositionen 0 und 5 justiert. Abbildung 4.21 zeigt einen Vergleich der relativen Energieauflösung. Es zeigt sich, dass eine Abweichung

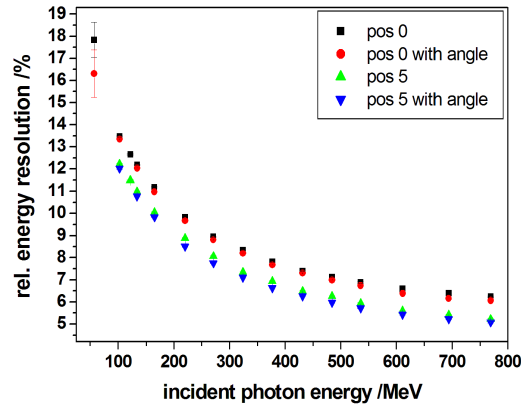


Abbildung 4.21: Vergleich der relativen Energieauflösung des gesamten Prototyps (6x6) mit und ohne Abweichung des Interaktionswinkels um $(4,1 \pm 0,2)^\circ$ von der ursprünglichen orthogonalen Interaktionsrichtung.

des Interaktionswinkels von etwa $4,1^\circ$ vom ursprünglichen orthogonalen Interaktionswinkel nur zu einer minimalen Verbesserung der Energieauflösung führt. Diese fällt wie erwartet bei Position 5, also bei einer Interaktion zwischen zwei Modulen etwas größer aus als im Zentrum des Moduls (pos0), da nun bei einem Interaktionspunkt zwischen den Modulen kaum noch Schaueranteil im Zwischenraum verloren geht.

4.4 Linearität und Homogenität der rekonstruierten Energie

Ein weiterer wichtiger Punkt bei der Beurteilung der Qualität eines Kalorimeters ist die Linearität und Homogenität der rekonstruierten Energieinformation, welche im folgenden untersucht werden soll. Hierzu ist in Abbildung 4.22 die Amplitude des rekonstruierten Schauers als Funktion der Einschussenergie der Photonen für die verschiedenen Positionen aufgetragen.

Es zeigt sich, dass sich nach der Korrektur der Linearität der Einzelmodule bei der Kalibrierung, hier für alle Interaktionspositionen ein linearer Verlauf ergibt. Jedoch ist zwischen den einzelnen Positionen eine signifikante Variation der Steigung zu beobachten, was dazu führt, dass Abhängig von der Position bei gleicher Energie der auftreffenden Photonen, eine unterschiedliche Energie rekonstruiert wird. Es wird der Effekt deutlich, dass bei Positionen, welche in der oberen linken Ecke des Moduls liegen, die höchste Amplitude rekonstruiert wird (pos4, pos5, pos6), während die Amplitude zum inneren des 4er-Moduls hin signifikant abnimmt und bei pos1 im Zentrum des 4er-Moduls ihr Minimum erreicht. Dieser Effekt ist unabhängig von der verwendeten Kalibrierung und Linearisierung und kann in gleicher Form

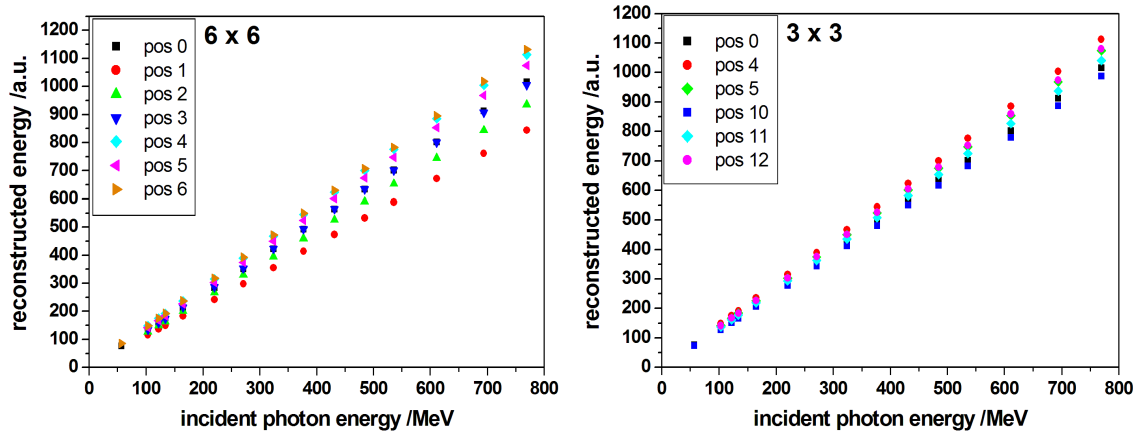


Abbildung 4.22: Linearität der rekonstruierten Amplitude für die Positionen in und um Untermodul 15 mit Philips XP1911/1912 Photomultiplier für die gesamte 6x6 Matrix (links) und im Vergleich mit den korrespondierenden Positionen bei Interaktion in und um Untermodul 29 mit Hamamatsu R7899 Photomultiplier für 3x3 Matrizen um das zentrale Modul (rechts). In der rechten Abbildung gilt für die Zuordnung der Positionen der beiden Module: pos10 → po0, pos11 → pos5 und pos12 → pos4.

auch ohne Linearisierung, wie mit den Daten der ersten Strahlzeit gezeigt wurde, beobachtet werden. Die Inhomogenität lässt sich sogar durch eine relative Kalibrierung mittels der Energiedeposition kosmischer Myonen reproduzieren. Dies bestätigt die für die Energieauflösung beobachteten Effekte, welche durch die bereits erläuterten Probleme mit dem inneren Aufbau des Moduls zu erklären sind (siehe Abschnitt 4.3.2). Die rechte Grafik in Abbildung 4.22 zeigt, dass der gleiche Effekt auch bei den Modulen mit den Hamamatsu R7899 Photomultipliern zu beobachten ist. Dies bestätigt nochmals, dass es sich hierbei um ein prinzipielles Problem mit dem inneren Aufbau der Module handelt. Weiterhin ist zu beobachten, dass die Höhe der Variation in beiden Modulen ähnlich ist, pos0, pos4 und pos5 jedoch generell etwas mehr Licht liefern.

Um die Auswirkungen dieser Variation der rekonstruierten Amplitude zu verdeutlichen, ist in Abbildung 4.23 die rekonstruierte Energie für 103 MeV, 377 MeV und 769 MeV Photonen für die 10 Interaktionspositionen dargestellt. Hierbei wurde die absolute Kalibrierung so gewählt, dass die rekonstruierte Amplitude von pos0 der Einschussenergie entspricht. Diese absolute Kalibrierung wurde für alle Positionen angewandt.

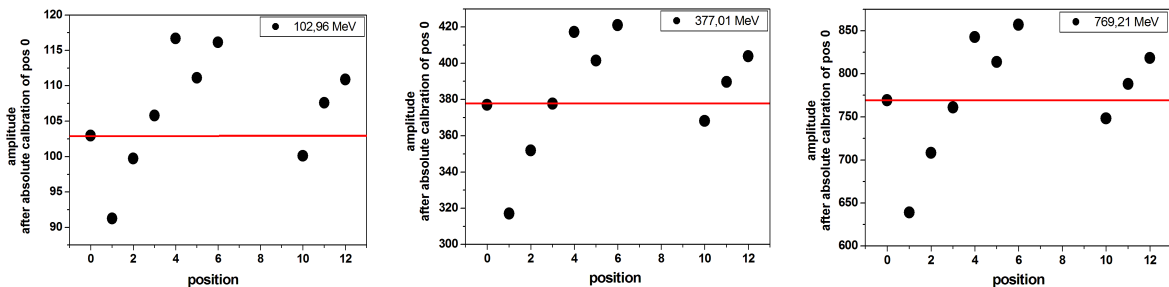


Abbildung 4.23: Abhängigkeit der rekonstruierten Energie von der Interaktionsposition für eine Photonenenergie von 103 MeV (links), 377 MeV (mitte) und 769 MeV (rechts). Alle Punkte sind mit der absoluten Kalibrierung von pos0 kalibriert.

4.4 Linearität und Homogenität der rekonstruierten Energie

Es zeigt sich, dass die rekonstruierten Energien für die verschiedenen Positionen teils deutlich von der Einschussenergie abweichen, wobei wie erwartet bei pos1 die geringste Energie und bei pos4, pos5 und pos6 die höchsten Energien rekonstruiert werden. Dieser Effekt ist für alle dargestellten Energien nahezu identisch. Im Folgenden sind die maximalen Abweichungen vom Mittelwert der rekonstruierten Energie für die verschiedenen Energien angegeben.

$$\begin{aligned}\langle A(103\text{MeV}) \rangle &= 106,2 \begin{matrix} +10,4 \\ -15,0 \end{matrix} \text{ MeV} = 106,2 \text{ MeV} \begin{matrix} +9,8\% \\ -14,1\% \end{matrix} \\ \langle A(377\text{MeV}) \rangle &= 382,5 \begin{matrix} +38,5 \\ -65,5 \end{matrix} \text{ MeV} = 382,5 \text{ MeV} \begin{matrix} +10,1\% \\ -17,1\% \end{matrix} \\ \langle A(769\text{MeV}) \rangle &= 774,6 \begin{matrix} +82,5 \\ -135,5 \end{matrix} \text{ MeV} = 774,6 \text{ MeV} \begin{matrix} +10,6\% \\ -17,5\% \end{matrix}\end{aligned}$$

Es zeigt sich, dass die maximale Abweichung vom Mittelwert bei etwa 10 - 17 % liegt. Dieser Effekt würde ohne eine zusätzliche Positionskorrektur der Amplitude im späteren Kalorimeter zu einer signifikanten Verschlechterung der effektiven Energieauflösung führen. Da die Teilchen im späteren Experiment an beliebigen Interaktionspositionen auftreffen, würde sich die Messgenauigkeit aus einer Überlagerung aus dieser Variation und der bereits diskutierten Energieauflösung ergeben, was besonders bei hohen Energien zu einer signifikanten Verschlechterung führen würde. Da bei den durchgeführten Tests ein ausgedehnter Photonenstrahl ($\varnothing \approx 1\text{cm}$) verwendet wurde, kann diese Variation der Amplitude auch im durchgeführten Testexperiment zu einer geringfügigen Verschlechterung der relativen Energieauflösung geführt haben.

Zum Abschluss dieses Abschnittes stellt sich noch die Frage nach einer absoluten Kalibrierung. Um diese zu erhalten würde man im Idealfall wie in Abbildung 4.23 bei pos0 vorgehen und die rekonstruierte Energie auf die Einschussenergie normieren. Dies ist jedoch wie die Abbildung zeigt im vorliegenden Fall nicht ohne weiteres möglich, da bei den verschiedenen Positionen unterschiedliche Amplituden rekonstruiert werden. In dieser Arbeit wurde daher auf die Durchführung einer absoluten Kalibrierung der Matrix zunächst verzichtet. Nichts desto trotz wird es besonders bei der Bestimmung der Zeitauflösung wichtig, zumindest eine absolute Kalibrierung für die verschiedenen Interaktionspositionen zu haben. Hierzu ist in Abbildung 4.24 die Energieabhängigkeit des Koeffizienten der absoluten Kalibration, welcher sich aus der Forderung ergibt, dass die aus der gesamten Matrix rekonstruierte Energie gleich der Photonenenergie sein soll, für die verschiedenen Positionen dargestellt.

Es zeigt sich, dass es bei einer festen Position nahezu keine Energieabhängigkeit gibt. Lediglich bei kleinen Energien wirkt sich der zunehmende Einfluss der Einzelmodulschwelle auf die rekonstruierte Energie durch eine geringfügige Verringerung des Koeffizienten aus. Als Koeffizient zur absoluten Kalibration wurde daher für alle Positionen jeweils das Niveau der Geraden, welche sich ab etwa 200 MeV bei allen Positionen ergibt herangezogen. Die ermittelten Koeffizienten sind in Tabelle 4.4 angegeben.

pos0	pos1	pos2	pos3	pos4
$0,76 \pm 0,01$	$0,91 \pm 0,02$	$0,82 \pm 0,01$	$0,76 \pm 0,01$	$0,69 \pm 0,01$
pos5	pos6	pos10	pos11	pos12
$0,72 \pm 0,01$	$0,685 \pm 0,01$	$0,78 \pm 0,01$	$0,74 \pm 0,01$	$0,71 \pm 0,01$

Tabelle 4.4: Faktoren zur absoluten Kalibration an den verschiedenen Interaktionspositionen.

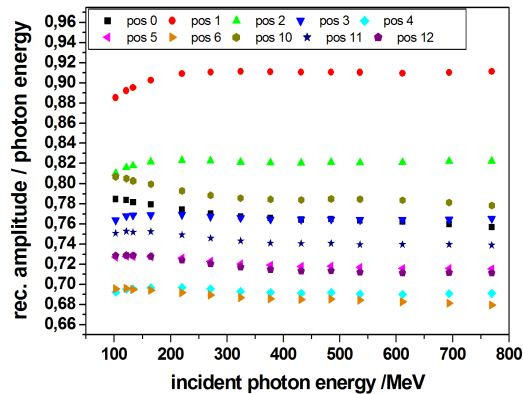


Abbildung 4.24: Energie und Positionsabhängigkeit des absoluten Kalibrationskoeffizienten, welcher sich aus der Forderung ergibt, dass die aus der gesamten Matrix rekonstruierte Energie gleich der Photonenenergie sein soll.

Die in der Tabelle angegebenen Werte zeigen, dass dieser Faktor wie erwartet von 0,685 bis zu 0,91 variiert, so dass es nicht möglich ist einen positionsunabhängigen Wert für eine absolute Kalibrierung anzugeben.

4.5 Korrelation von rekonstruierter Energie und relativer Energieauflösung

Zum Abschluss der Betrachtung der Energieauflösung und der rekonstruierten Amplitude, soll gezeigt werden, dass es sich bei den beobachteten Effekten tatsächlich um einen Effekt der Lichtsammlung handelt. Hierzu wurde die Korrelation zwischen erzielter relativer Energieauflösung und rekonstruierter Amplitude in Abbildung 4.25 für die kleinste und die größte Photonenenergie aufgetragen.

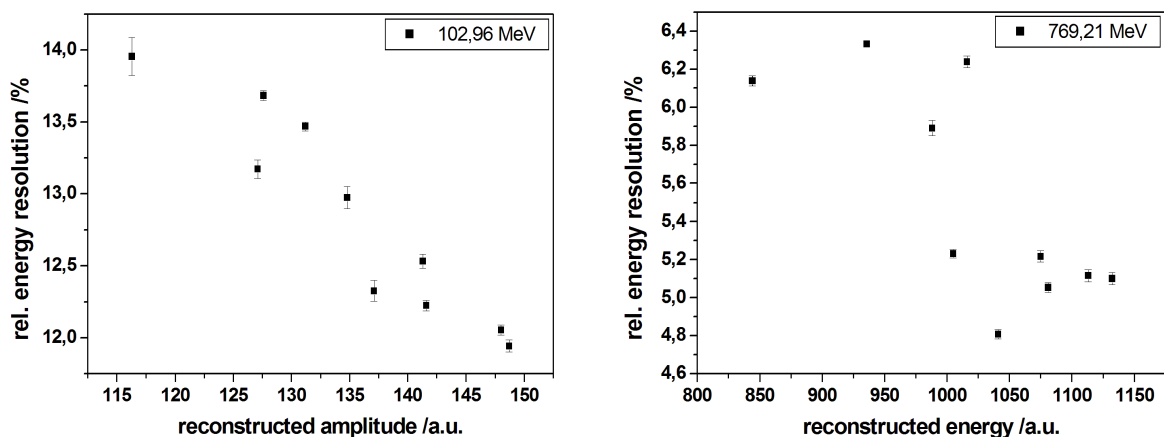


Abbildung 4.25: Korrelation von relativer Energieauflösung und rekonstruierter Amplitude für eine Photonenenergie von 103 MeV (links) und 769 MeV (rechts)

Abbildung 4.25 zeigt, dass zwischen den beiden Größen wie erwartet eine Korrelation besteht.

Je größer die rekonstruierte Amplitude wird, umso besser wird die relative Energieauflösung. Diese Korrelation kann nur damit erklärt werden, dass die höhere Amplitude mit einer erhöhten Lichtmenge, welche im Modul gesammelt wird, zusammenhängt, so dass sich die Verbesserung der relativen Energieauflösung durch eine verbesserte Photonstatistik ergibt. Da bei 769 MeV deutlich mehr Module im Cluster liegen, ist dieser Effekt hier weniger deutlich als bei 103 MeV.

4.6 Ortsauflösung

Eine gute Ortsauflösung ist zwar nicht unbedingt für eine gute Energierekonstruktion erforderlich, sie ist jedoch für die Bestimmung der 4er-Vektoren der Photonen und Teilchen, welche für die Rekonstruktion der invarianten Masse benötigt werden, ein wichtiger Präzisionsfaktor. Weiterhin wird eine gute Ortsauflösung benötigt, um dicht nebeneinander auftreffende Teilchen unterscheiden zu können. Im vorliegenden Experiment wurde ein Photonenstrahl mit einem Durchmesser von etwa 1 cm verwendet, so dass hier nur eine Abschätzung der oberen Grenze der Ortsauflösung erfolgen kann. Für genauere Messungen empfiehlt sich ein durch vorgestellte Trackingdetektoren örtlich definierter Elektronen- oder Myonenstrahl.

4.6.1 Theoretische Überlegungen

Die naheliegendste Möglichkeit den Auftreffort eines Photons oder Teilchens in einem lateral segmentierten Kalorimeter zu rekonstruieren, ist die Bildung des Schwerpunktes der in den einzelnen Modulen deponierten Energie. Hierzu wird zunächst das Zentrum eines jeden Moduls als dessen Koordinate in einem zweidimensionalen Koordinatensystem definiert. Wird durch eine Schwelle zur Unterdrückung des Rauschens nun ein bestimmtes Cluster um den Interaktionspunkt festgelegt, so werden für x und y Richtung individuell die einzelnen Koordinaten (x_i, y_i) der Module, welche angesprochen haben mit der im jeweiligen Modul deponierten Energie E_i gewichtet und aufsummiert. Diese Summe wird schließlich durch die insgesamt innerhalb des Clusters deponierte Energie dividiert, wodurch sich der Schwerpunkt ergibt. Mathematisch lässt sich diese lineare Gewichtung wie folgt beschreiben:

$$x_{lin} = \frac{\sum_i \omega_i \cdot x_i}{\sum_i \omega_i} \quad \text{mit} \quad \omega_i = E_i \quad (4.2)$$

In der Praxis zeigt sich jedoch, dass diese lineare Gewichtung eine systematische Verschiebung zwischen rekonstruierter Position und tatsächlicher Position ergibt (vgl. [GAA77]), da das zentrale Modul stets einen Großteil der Energie detektiert und somit den dominanten Beitrag zum Algorithmus liefert, während Module, die eine kleinere Energie detektieren, kaum berücksichtigt werden. Dieser Effekt ist wie erwartet im Zentrum und an den Ecken des Moduls am deutlichsten zu beobachten. Ist der Auftreffpunkt der Teilchen auf dem Kalorimeter z.B. durch Trackingdetektoren bekannt, so kann dieser nahezu energieunabhängige Effekt leicht korrigiert werden [GAA77]. Beim Nachweis von Photonen wie im vorliegenden Fall liefert jedoch in der Regel das Kalorimeter die einzige Ortsinformation, so dass die angesprochene Korrektur hier nicht möglich ist. Daher wird hier eine Methode benötigt, welche einen nur geringen systematischen Fehler der rekonstruierten Position liefert. Eine solche Methode ergibt sich gemäß [TCA92], wenn man die natürliche laterale Schauerausdehnung berücksichtigt.

Der nach außen hin exponentielle Abfall des Schauers wird hierbei durch eine logarithmische Gewichtung der in den einzelnen Modulen deponierten Energien berücksichtigt, wodurch auch kleinere Energien einen angemessenen Einfluss haben. Der in Gleichung 4.2 angegebene Gewichtungsfaktor ω_i , wird dabei durch den folgenden Ausdruck ersetzt:

$$\omega_i = \begin{cases} 0 & \text{für } W_0 + \ln\left(\frac{E_i}{E_S}\right) \leq 0 \\ W_0 + \ln\left(\frac{E_i}{E_S}\right) & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.3)$$

wobei $E_S = \sum E_i$ die insgesamt im Cluster deponierte Energie angibt. Der Parameter W_0 definiert dabei die Höhe der energieabhängigen Schwelle, welche die Module innerhalb des durch die Einzelmodulschwelle definierten Clusters überschreiten müssen, um berücksichtigt zu werden.

Diese Schwelle ist wie man direkt aus obiger Gleichung ableiten kann durch den folgenden Zusammenhang gegeben:

$$E_{thr} = E_S \cdot e^{-W_0} \quad (4.4)$$

Die Formel zeigt, dass die über E_S energieabhängige Schwelle bei einer Erhöhung des Parameters W_0 abfällt und bei einer Erniedrigung ansteigt. Der Wert von W_0 ist im Einzelfall an das Rauschlevel, die Modulgröße und andere Faktoren anzupassen, so dass sich eine gaußförmige Verteilung mit optimaler Ortsauflösung ergibt.

4.6.2 Anwendung des Algorithmuses auf die Shashlykmodule

Um den Algorithmus auf den realen Prototyp aus Shashlykmodulen anwenden zu können, müssen zunächst die zentralen Punkte der einzelnen Module unter Berücksichtigung der Zwischenräume bestimmt werden. Hierzu wurden die für die Kalibrationsmessungen mit einem Laser bestimmten Punkte verwendet. Der Nullpunkt des Koordinatensystems wurde in das Zentrum der 6x6 Matrix, also auf Interaktionsposition 0 gelegt. Die Koordinaten sind jeweils aus Strahlrichtung zu sehen.

Bei der Anwendung des Algorithmuses auf die Shashlykmodule wurden zwei Methoden verfolgt. Bei der ersten Methode wurde die Binggröße als 1 mm gewählt, um die Effekte der Schwelle sichtbar zu machen und eine hohe Präzision zu erzielen. Da bei dieser Methode keine gaußförmigen Verteilungen bei kleinen Energien erzielt werden können, wurde bei der zweiten Methode eine Binggröße von 1 cm gewählt um auch bei einer Energie von 103 MeV den zentralen Bin soweit zu verschmieren, dass sich eine gaußförmige Verteilung ergibt. Die Vor- und Nachteile der beiden Verfahren sollen im Folgenden erläutert werden.

Ortsrekonstruktion mit einer Binggröße von 1 mm: Die Anwendung der logarithmisch gewichteten Ortsrekonstruktion auf die gemessenen Photonen bei Interaktion im Zentrum von Untermodul 15, liefert für die höchste Energie von 769 MeV, die in Abbildung 4.26 dargestellte zweidimensionale Ortsverteilung. Als Binggröße wurde 1 mm gewählt und als optimaler Wert von W_0 wurde bei der Ortsrekonstruktion ein Wert von 4,6 verwendet.

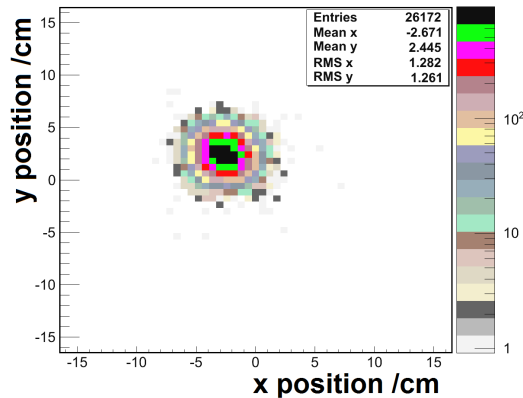


Abbildung 4.26: Zweidimensionale Ortsverteilung für einen 769 MeV Photonenstrahl mit einem Radius von 0,51 cm.

Projiziert man diese Verteilung auf die x bzw. y Achse, so ergeben sich für die ausgewählten Energien die in Abbildung 4.27 dargestellten Ortsverteilungen.

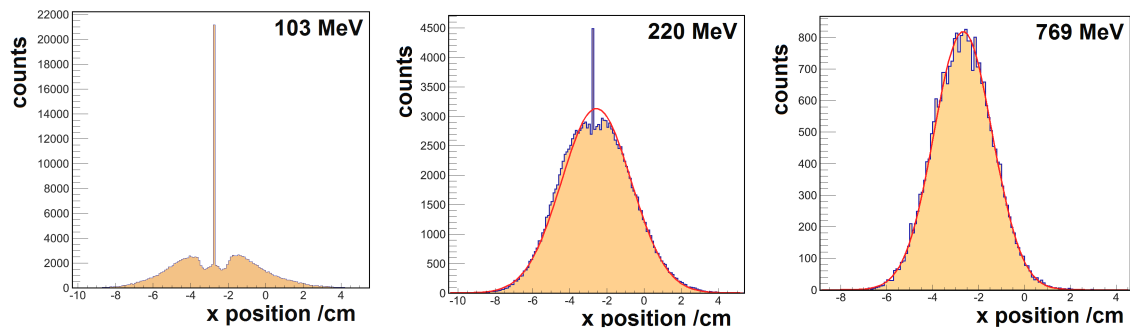


Abbildung 4.27: Ortsverteilung bei zentraler Interaktion des Photonenstrahl in Untermodul 15 für eine Bingröße von 1 mm, bei einer Photonenenergie von 103 MeV (links), 220 MeV (mitte) und 769 MeV (rechts).

Es wird deutlich, dass der rekonstruierte Ort bei kleinen Energien in überproportional vielen Fällen genau dem Wert entspricht, der dem Zentrum von Untermodul 15 zugewiesen wurde. Dies tritt genau dann auf, wenn nur das zentrale Modul angesprochen hat. Dieser Effekt ist ab einem Wert von $W_0 = 4,6$ unabhängig vom gewählten Wert für W_0 und wird nur durch die Clustergröße verursacht. Wählt man einen kleineren Wert für W_0 , so wird die energieabhängige Schwelle bei kleinen Energien größer und die Wahrscheinlichkeit, dass lediglich das zentrale Modul anspricht nimmt zu, so dass sich der Effekt noch verstärkt. Die Folge für diese Ereignisse besteht darin, dass der Interaktionsort nur durch die Dimension des zentralen Moduls angegeben werden kann, wodurch sich eine Ortsauflösung von 2,75 cm ergibt. Um den zentralen Bin ergibt sich ein Bereich, in dem die Intensität abfällt, da die Ereignisse, welche diesen Intensitätsabfall bewirken gerade die Ereignisse darstellen, welche nun die Überhöhung des zentralen Bins bewirken. Bei höheren Energien ist die Wahrscheinlichkeit hingegen deutlich höher, dass mehr als ein Modul anspricht. Daher ergibt sich bereits für 220 MeV eine nahezu gaußförmige Verteilung mit nur einem geringen Anteil an Ereignissen im zentralen Bin. Für hohe Energien ist von diesem Effekt wie erwartet nichts mehr zu beobachten.

Um die Abhängigkeit des Radiuses des Bereichs, in dem die Intensität neben dem zentralen Bin abfällt, von der Energie mit dem prozentualen Anteil an Ereignissen im zentralen Bin vergleichen zu können, sind die beiden Größen in Abbildung 4.28 dargestellt.

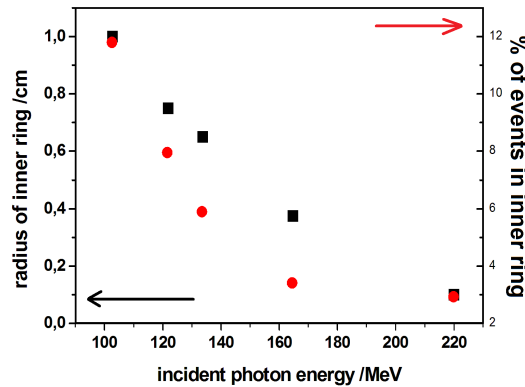


Abbildung 4.28: Abhängigkeit der Größe des Bereichs, in welchem die Intensität um den zentralen Bin abfällt (schwarze Punkte) und der Anzahl der Ereignisse im zentralen Bin (rote Punkte) von der Photonenenergie.

Es zeigt sich, dass der Anteil an Ereignissen im zentralen Bin (rote Punkte) und der Radius des inneren Bereichs (schwarze Punkte) wie erwartet beide mit zunehmender Energie abnehmen und ab etwa 220 MeV vernachlässigbar sind. Dies zeigt, dass der Schwerpunktsalgorithmus für die vorliegende Modulgröße nur für Energien $\gg 200$ MeV brauchbare Resultate liefert, so dass sich die weitere Analyse mit dieser Binggröße auf diesen Energiebereich beschränkt.

Ortsrekonstruktion mit einer Binggröße von 1 cm: Um auch bei kleinen Energien eine gaußförmige Ortsverteilung zu erhalten, wurde in einer zweiten Analyse eine Binggröße von 1 cm gewählt. Hiermit ist man noch deutlich unterhalb der Ortsauflösung bei kleinen Energien, erhält für diese jedoch im Gegensatz zu einer Binggröße von 1 mm auf Grund der Verschmierung des zentralen Bins und der benachbarten Minima eine nahezu gaußförmige Verteilung. Bei höheren Energien führt dieses Verfahren jedoch bei zu kleinen Ortsauflösungen zu Problemen, da die Ortsauflösung hier geringer als die Binbreite ist und sich daher nur wenige Bins innerhalb der gaußförmigen Ortsverteilung befinden. Wichtig ist bei der Verwendung einer großen Binbreite, dass die Ortsauflösung stets auf die halbe Binbreite beschränkt ist. Da die betrachteten Ortsauflösungen des Shashlykcalorimeters auf Grund der Modulgröße jedoch im untersuchten Energiebereich stets deutlich größer als 0,5 cm sind, stellt dies im Folgenden kein Problem dar. Auf Grund der verbreiterten Bins, ist das bei einer Binggröße von 1 mm verwendete Kriterium für die optimale Wahl von W_0 jedoch nicht mehr anwendbar. Daher ist in Abbildung 4.29, zur Bestimmung des optimalen Wertes für W_0 die erreichte Ortsauflösung (linke Abbildung) sowie die Abweichung des rekonstruierten Ortes von der angenommenen Interaktionsposition (rechte Abbildung) als Funktion von W_0 für verschiedene Energien dargestellt.

Es zeigt sich, dass die Ortsauflösung (linke Abbildung) umso besser wird, je kleiner der Wert für W_0 gewählt wird. Bei zu kleinen Werten ist die Verteilung jedoch nicht mehr gaußförmig, so dass Werte $< 4,0$ physikalisch keinen Sinn ergeben. Betrachtet man nun die Abweichung

4.6 Ortsauflösung

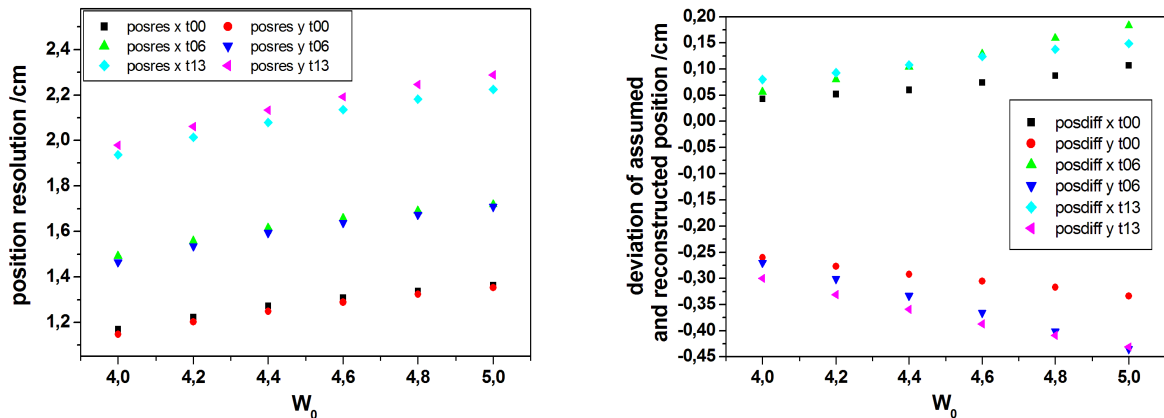


Abbildung 4.29: Abhängigkeit der Ortsauflösung (links) und der Abweichung des rekonstruierten Ortes vom angenommenen Interaktionspunkt (rechts), von der Wahl des Parameters W_0 für verschiedene Energien. Es gilt: $t00 = 769$ MeV, $t06 = 377$ MeV und $t13 = 103$ MeV.

des rekonstruierten Ortes vom angenommenen Interaktionspunkt (rechte Abbildung), so zeigt sich, dass die Werte für verschiedene Photonenenergien bei kleiner werdendem Wert von W_0 gegen einen gemeinsamen Punkt konvergieren. Für einen Wert von $W_0 = 4,0$ wird dieser Punkt zumindest für alle Energien oberhalb von 377 MeV angenommen, weshalb unter Hinzunahme des ersten Argumentes $W_0 = 4,0$ als optimaler Wert angenommen und für diese Betrachtung verwendet wurde. Abbildung 4.30 zeigt die sich hiermit ergebenden Ortsverteilungen für drei Energien zwischen 103 MeV und 769 MeV.

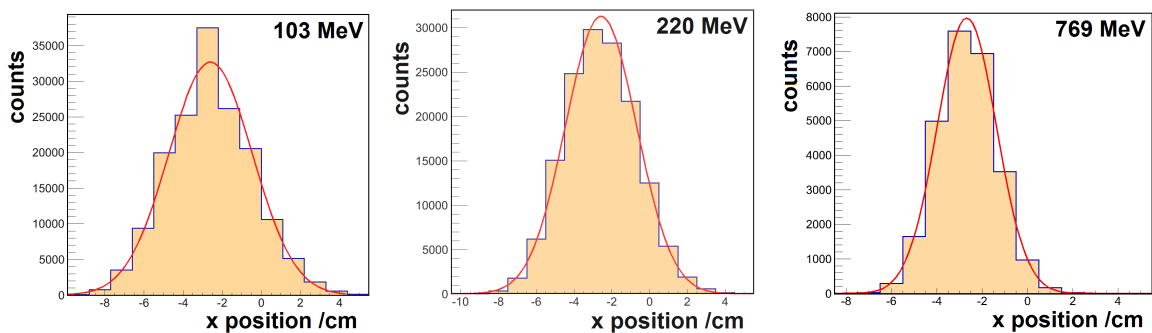


Abbildung 4.30: Ortsverteilung bei zentraler Interaktion des Photonenstrahl in Untermodul 15 für eine Bingröße von 1 cm, bei einer Photonenenergie von 103 MeV (links), 220 MeV (mitte) und 769 MeV (rechts).

Es zeigt sich, dass die Verteilungen nun bei allen Energien nahezu gaußförmig sind, lediglich bei 103 MeV ist im zentralen Bin noch eine kleine Überhöhung zu erkennen. Bei der höchsten Energie wird jedoch bereits die geringe Zahl an Bins innerhalb der Verteilung deutlich, was sich bei anderen Interaktionspositionen mit einer besseren Ortsauflösung noch als kritischer erweist.

4.6.3 Erzielte Ortsauflösung

Mit den beiden beschriebenen Verfahren wurde jeweils die Ortsauflösung in x- und y-Richtung an den verschiedenen Interaktionspunkten des Photonenstrahls bestimmt. Abbildung 4.31 zeigt die erhaltenen Werte für die verschiedenen Positionen in Abhängigkeit der Energie.

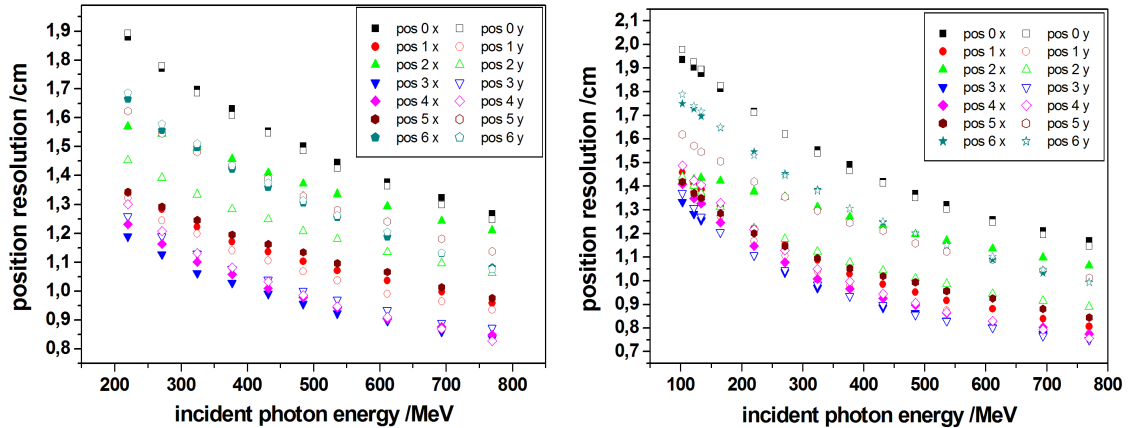


Abbildung 4.31: Energieabhängigkeit der Ortsauflösung für die verschiedenen Interaktionspositionen des Photonenstrahls, für eine Bingröße von 1 mm und ein W_0 von 4,6 (links) und eine Bingröße von 1 cm und ein W_0 von 4,0 (rechts).

Es zeigt sich, dass beide Verfahren ähnliche Werte für die Ortsauflösung liefern. Bei einer Bingröße von 1 cm ergeben sich jedoch auf Grund des geringeren Wertes von W_0 , welcher hier angewandt werden konnte, bei allen Interaktionspunkten und Energien eine etwas bessere Ortsauflösung. Auch bei den höchsten Energien bleibt die Ortsauflösung oberhalb von 0,75 cm und ist damit deutlich über dem kritischen Wert der halben Bingröße von 0,5 cm, so dass angenommen werden kann, dass das grobe Binning auch bei den hohen Energien nur einen geringen Einfluss auf die Ortsauflösung hat. In beiden Abbildung wird deutlich, dass die erreichte Ortsauflösung stark von der Interaktionsposition abhängt. Während sich für eine Interaktion im Zentrum des Untermoduls die schlechteste Ortsauflösung ergibt, ist die Ortsauflösung am Punkt zwischen 4 Untermodulen tendenziell deutlich besser. Dies kann durch die interne Aufteilung der deponierten Energie zwischen den Modulen erklärt werden. Bei einem zentralen Interaktionspunkt im Modul wird der Großteil der Energie im zentralen Modul deponiert und die umliegenden Module registrieren nur einen deutlich geringeren Teil der Energie, wodurch deren Gewichtungsfaktoren einen deutlich höheren statistischen Fehler als der des zentralen Moduls aufweisen. Bei einer Interaktion zwischen 4 Untermodulen wird die Energie hingegen gleichmäßig auf die 4 Module verteilt, so dass alle 4 Wichtungsfaktoren einen ähnlich großen Fehler besitzen. Hierdurch wird der Fehler des rekonstruierten Ortes deutlich kleiner als im zuerst genannten Fall. Die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion hängt also stark von der intrinsischen Verteilung der Energie innerhalb des Kalorimeters ab, welche wiederum durch die Interaktionsposition bestimmt ist (vgl. hierzu auch Abschnitt 6.6).

Um die Werte der Ortsauflösung über den gemessenen Bereich hinaus approximieren zu können, soll diese im nächsten Schritt durch einen Fit parametrisiert werden. Als Energieabhängigkeit erwartet man auf Grund der statistischen Abhängigkeit des Fehlers der Wichtungsfaktoren von der Energie und auf Grund des sich mit zunehmender Energie vergrößernden

4.6 Ortsauflösung

Clusters (vgl. Betrachtung der Multiplizität), eine ähnliche Abhängigkeit wie bei der Energieauflösung. Als Fitfunktion wurde daher der folgende Ausdruck gewählt:

$$\sigma_x = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus B = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2} \quad (4.5)$$

Wobei A den Fitparameter des statistischen Terms und B den konstanten Term parametrisieren.

Hiermit ergeben sich am Beispiel von Interaktionsposition 4 bei einer Binngöße der Ortsverteilung von 1 mm die in Abbildung 4.32 dargestellten Fits für verschiedene Fitbereiche.

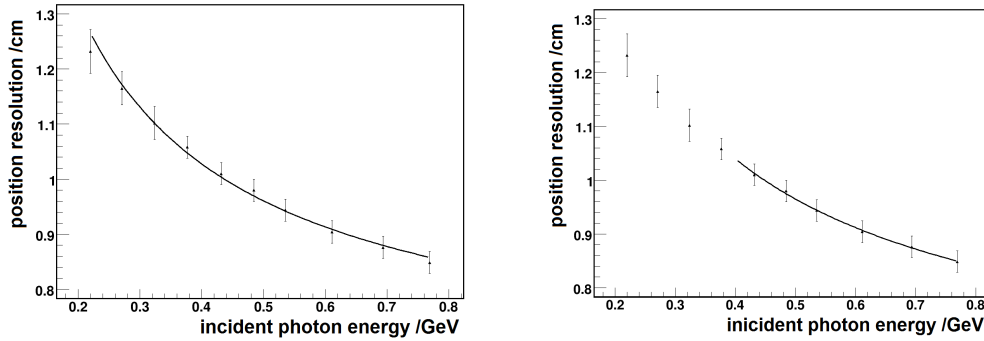


Abbildung 4.32: Fit der Ortsauflösung in x - Richtung bei Position 4, für den gesamten Energiebereich (links) und Energien oberhalb von 400 MeV (rechts).

In der linken Abbildung wurde dabei über den gesamten Energiebereich gefittet, wobei deutlich wird, dass hierbei nicht alle Punkte ideal beschrieben werden. Dies kommt zu Stande, da die Punkte bei kleinen Energien etwas besser als der ideale Verlauf sind. Da dieser Effekt bei anderen Positionen noch stärker hervortritt, wurde ein zweiter Fit (rechte Abbildung) für Energien größer als 400 MeV durchgeführt. In diesem Bereich können alle Punkte sehr gut durch die angenommene Fitfunktion beschrieben werden. In Tabelle 4.5 sind die erhaltenen Fitparameter für 3 charakteristische Positionen, für die beiden Fitbereiche und die beiden Varianten des Binnings angegeben.

	A /cm (1 mm)	B /cm (1 mm)	A /cm (1 cm)	B /cm (1 cm)
pos0 complete range	0,81 ± 0,02	0,91 ± 0,04	0,78 ± 0,02	0,77 ± 0,05
pos0 > 400 MeV	0,89 ± 0,04	0,77 ± 0,08	0,80 ± 0,04	0,73 ± 0,07
pos4 complete range	0,52 ± 0,02	0,62 ± 0,03	0,43 ± 0,01	0,63 ± 0,02
pos4 > 400 MeV	0,55 ± 0,04	0,58 ± 0,07	0,50 ± 0,04	0,52 ± 0,07
pos5 complete range	0,54 ± 0,02	0,80 ± 0,03	0,49 ± 0,03	0,69 ± 0,04
pos5 > 400 MeV	0,63 ± 0,04	0,68 ± 0,07	0,57 ± 0,04	0,55 ± 0,07

Tabelle 4.5: Fitfaktoren gemäß Gleichung 4.5 für die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung an den Positionen 0, 4 und 5. Der Wert in den Klammern neben dem Fitparameter gibt jeweils die Binngöße der Analyseverfahren an. Die Werte des Parameters A beziehen sich jeweils auf die Energie in GeV.

Neben der eigentlichen Ortsauflösung ist es von entscheidender Bedeutung, dass der Mittelwert der Ortsverteilung keine systematische Abweichung vom tatsächlichen Interaktionspunkt

aufweist. Um dies zu überprüfen, wurde in Abbildung 4.33 die absolute Abweichung des rekonstruierten Ortes von der angenommenen Interaktionsposition dargestellt. Die Fehlerbalken geben jeweils die Ortsauflösung an.

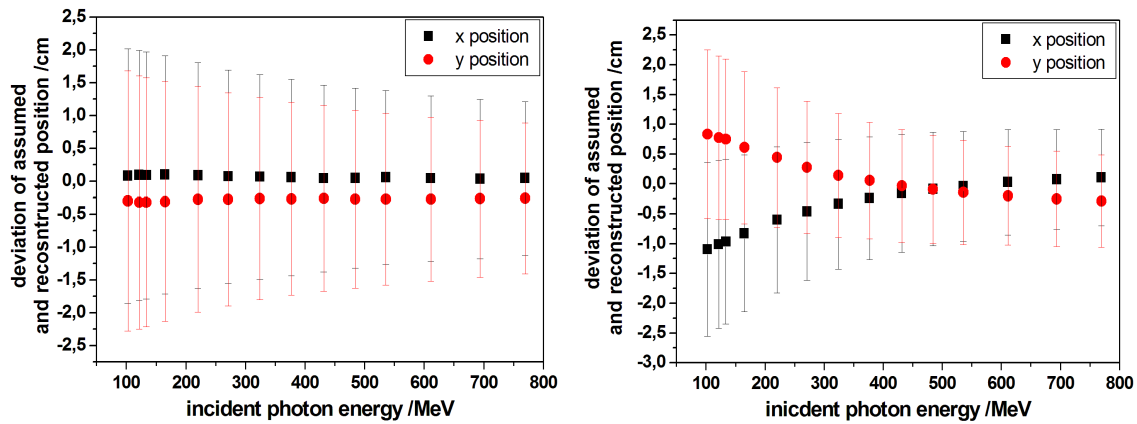


Abbildung 4.33: Abweichung des rekonstruierten Ortes vom angenommenen Interaktionspunkt für Interaktionsposition 0 (links) und Interaktionsposition 1 (rechts). Die Fehlerbalken stellen jeweils die Ortsauflösung dar.

Es zeigt sich, dass der rekonstruierte Ort bei Interaktionsposition 0 (linke Abbildung) nahezu Energieunabhängig ist. Weiterhin zeigt sich, dass die Positionierung der Detektormatrix im Photonenstrahl für die x-Richtung nahezu exakt war, während sich in y-Richtung eine Abweichung von etwa 0,25 mm nach unten ergibt, was jedoch für die Messungen auf Grund der Größe des Strahls keine Auswirkungen hat. Bei Interaktionsposition 1, also am Punkt zwischen 4 Untermodulen (rechte Abbildung), zeigt sich, dass sich besonders bei kleinen Energien eine etwas stärkere Abweichung des Mittelwertes der Ortsverteilung von der angenommenen Interaktionsposition ergibt. Diese Abweichung ist jedoch geringer als die ermittelte Ortsauflösung und spiegelt die Schwächen des Schwerpunktsalgorithmus bei kleinen Energien wieder. Ab etwa 400 MeV wird der Interaktionspunkt wieder sehr gut rekonstruiert. Bei höheren Energien zeigt sich wie schon bei Position 0, dass die y-Position etwas zu weit unten liegt, während die x-Position sehr gut reproduziert wird. Zur Abdeckung eines größeren Energiebereichs bis zu 15 GeV empfiehlt es sich einen energieabhängigen Wert von W_0 zu verwenden, da so die Verteilung bei kleinen Energien besser optimiert werden kann, ohne die Ortsauflösung bei hohen Energien unnötig zu verschlechtern. Im hier betrachteten Energiebereich ist jedoch ein konstanter Wert von W_0 noch ohne großen Fehler anwendbar.

Abschätzung des Einflusses des Strahlradiuses

Um den Einfluss der Strahlgröße auf die Ortsauflösung abschätzen zu können, soll zunächst der Strahlradius am Interaktionspunkt bestimmt werden. Eine Näherung hierfür liefert eine geometrische Betrachtung des Aufbaus aus Tagger und Detektor in Experimentierhalle A2. Hierzu wurde der Abstand zwischen dem Kollimator des Taggers und der Detektormatrix zu $(14,5 \pm 0,1)$ m bestimmt. Mit einem Abstand von 2,5 m zwischen Radiator und Kollimator im Tagger und einem Durchmesser des Kollimators von 1,5 mm, kann der Strahlradius aus der in Abbildung 4.34 dargestellten geometrischen Beziehung ermittelt werden. Nimmt man

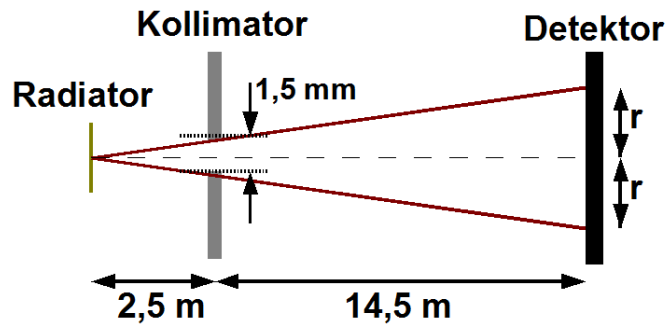


Abbildung 4.34: Schematische Darstellung der Abmessungen in Experimentierhalle A2 zur Berechnung des Strahlradiuses.

als erste Näherung eine homogene Intensitätsverteilung des Strahls an, so ergibt sich dessen Radius zu $r = 5,1\text{ mm}$. Dies entspricht etwa 8,5 % des Moliererradiuses der Shashlyk-Module und etwa 20 % der Moduldimension. Die ermittelten Ortsauflösungen liegen zwischen 7,5 mm und 20 mm und können lediglich als Faltung der tatsächlichen Ortsauflösung mit dem Strahlradius angesehen werden. Sie stellen daher eine obere Grenze der erreichbaren Ortsauflösung dar. Da die tatsächliche Strahlverteilung gaußförmig ist und eine von der Energie abhängige Form aufweist, lassen sich die beiden Größen nicht ohne weitere Annahmen entfalten. Nimmt man ein σ_{Beam} von etwa 4 mm an, so würde sich für eine Ortsauflösung von 7,5 mm bei quadratischer Entfaltung ein tatsächlicher Wert von 6,3 mm ergeben.

Bei einer gemessenen Ortsauflösung von 20 mm ist der Effekt weniger gravierend, hier würde sich die Ortsauflösung nur auf 19,6 mm verringern. Die bestimmten Werte stellen also trotz des recht großen Strahldurchmessers gute Näherungswerte dar. Dies konnte auch in der in Abschnitt 6.6 durchgeführten Simulation bestätigt werden.

4.7 Zeitauflösung

Eine weitere wichtige Größe für das Shashlyk-Kalorimeter ist die erzielbare Zeitauflösung. Bei ionisierenden Teilchen ist sie besonders für Flugzeitmessungen relativ zu einem Startdetektor von Bedeutung. Weiterhin ist sie für die Zuordnung der detektierten Teilchen bzw. Photonen zum Primäreignis ein entscheidendes Kriterium.

4.7.1 Theoretische Überlegungen

Zunächst sollen einige theoretische Überlegungen zur Bestimmung der Zeitauflösung vorangestellt werden. In vielen existierenden Experimenten (z.B. TAPS [PD04]), wird die Zeitinformation durch einen elektronischen Zeitzweig über einen Zeit zu Digitalwandler (TDC) bestimmt. Zur Erzeugung des logischen Signals für den Zeitzweig wird hierbei in der Regel ein Diskriminator eingesetzt, welcher ein logisches Signal erzeugt sobald das Energiesignal eine bestimmte Schwelle überschreitet. Die naheliegendste Lösung hierfür ist durch einen Leading-Edge-Diskriminator (LED) gegeben, welcher ein logisches Ausgangssignal liefert sobald die

steigende Flanke des Eingangssignals eine festgelegte Schwelle überschreitet. Eine wohl definierte Schwelle bringt jedoch das Problem mit sich, dass diese von gleichzeitig auftreffenden Signalen mit gleicher Ansteigszeit und einer hohen Amplitude eher überschritten wird als von einem Signal mit einer geringen Amplitude (siehe Abb. 4.35 (links)). Der sich so ergebende energieabhängige „Walk“ der Zeitinformation liefert demnach bei ungleichen Amplituden einen Fehler, welcher die erreichbare Zeitauflösung beschränkt. Dieser Fehler kann durch einen Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) umgangen werden. Dieser spaltet das Originalsignal in zwei gleich große Teile auf. Während der erste Teil lediglich um eine feste Zeit verzögert wird, wird der zweite Teil gedämpft und invertiert. Durch die Addition der beiden Signalzweige ergibt sich eine bipolare Signalform (siehe Abb. 4.35 (rechts)), deren Nulldurchgang nahezu unabhängig von der Signalamplitude ist und daher einen deutlich besseren Trigger für das Zeitsignal liefert.

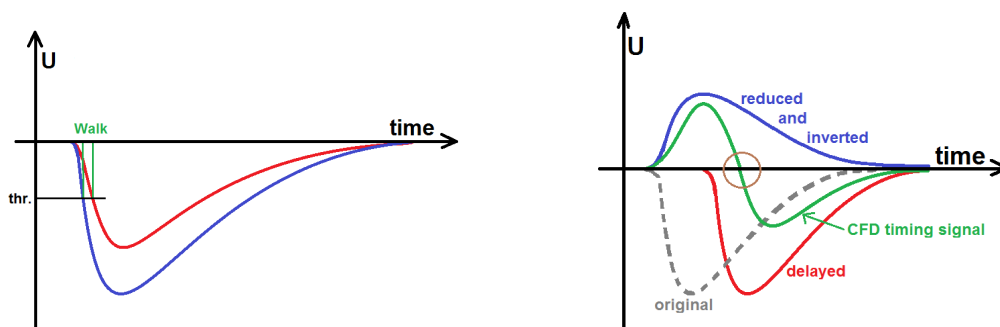


Abbildung 4.35: Darstellung des „Walk“-Effektes bei Leading-Edge-Diskriminatoren (links) und Funktionsweise eines Constant-Fraction-Diskriminators (rechts). Der braune Kreis hebt den Punkt hervor, an welchem das Zeitsignal getriggert wird.

Im vorliegenden Experiment wurde kein solcher Zeitzweig implementiert. Die Zeitinformation ist jedoch in den vom Sampling-ADC aufgezeichneten Signalformen enthalten und kann aus diesen rekonstruiert werden.

4.7.2 Bestimmung der Zeitauflösung

Da die SADCs die komplette Information des Energiesignals in durch das Binning diskretisierter Form aufzeichnen, ist es möglich die oben für elektronische Bauteile beschriebenen Verfahren softwareseitig in die Analyse zu implementieren. Um einen Leading-Edge-Diskriminator zu simulieren, würde man hier einfach an der steigenden Flanke die beiden Bins suchen, welche um die gewünschte Schwelle liegen und anschließend durch eine lineare Interpolation zwischen diesen Bins den genauen Zeitpunkt bestimmen, an welchem die Schwelle erreicht wird. Um bessere Ergebnisse zu erhalten empfiehlt es sich jedoch, wie oben beschrieben, softwareseitig einen Constant-Fraction-Diskriminator zu implementieren. Hierzu wird die vom SADC für ein Ereignis aufgenommene Spur gemäß Gleichung 4.6 in ein CFD - Signal umgewandelt.

$$CFD(n) = SADC(n - D) + (-R \cdot SADC(n)) = SADC(n - D) - R \cdot SADC(n) \quad (4.6)$$

Hierbei beschreibt der erste Summand das um eine bestimmte Zeit verschobene Signal und der zweite Summand das gedämpfte und invertierte Signal. Der Parameter n beschreibt das

n-te Bin der betrachteten Spur. Für die Konstante D , welche die zeitliche Verschiebung des ersten Signals beschreibt, wurde ein optimaler Wert von $D = 4$ ermittelt. Diese 4 Bins entsprechen einer Zeitspanne von 25 ns. Als optimalen Wert für die Dämpfung des zweiten Signalzweiges wurde $R = 0,5$ ermittelt. Mittels obiger Gleichung ergeben sich schließlich die in Abbildung 4.36 gezeigten Spuren des CFD-Signals für die drei exemplarisch dargestellten Photonenenergien.

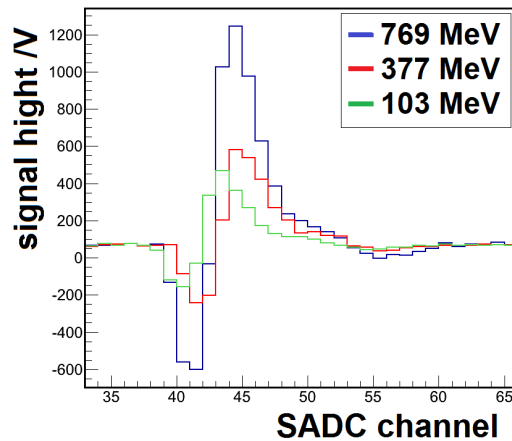


Abbildung 4.36: Darstellung der berechneten CFD Signale für eine Strahlenergie von 103 MeV, 377 MeV und 769 MeV.

Es zeigt sich, dass der Nulldurchgang zwischen den beiden Extrema der Signalform, abhängig von der Energie nur noch um maximal ein Bin variiert. Um den Nulldurchgang exakt zu bestimmen, wurden zunächst die beiden Bins unter- und oberhalb des Nulldurchgangs ermittelt und anschließend zwischen diesen beiden Bins linear interpoliert. Hierdurch kann jeder Spur eine Zeitinformation zugeordnet werden, welche deutlich genauer als die Bingröße des SADC ist. Da bei zunehmender Bingröße, also zunehmendem Fehler in x - Richtung, die Binhöhe zunimmt und somit der statistische Fehler des y -Abschnittes bei der Interpolation abnimmt kann trotz des auf den ersten Blick groben Binnings eine relativ gute Zeitinformation extrahiert werden.

Um nun aus dieser Zeitinformation eines einzelnen Modul die Zeitauflösung zu bestimmen, wurde eine Interaktionsposition herangezogen, bei der die Photonen genau in der Mitte zwischen 2 Untermodulen auftreffen. Auf diese Weise detektieren beide Module in jedem Ereignis eine etwa gleich große Energie. Aus dem so erhaltenen Spektrum der in einem Modul deponierten Energie wurden nun Intervalle um bestimmte Energiewerte herausgeschnitten. Als Intervallbreite wurde die für diese Energie bestimmte Energieauflösung σ herangezogen, um genügend Statistik zu erhalten und die Größe der Fluktuationen der Energiedeposition bei gleicher Primärenergie zu simulieren. Für die so erhaltenen Energieintervalle wurde nun unter der zusätzlichen Forderung, dass die in beiden Detektoren in einem Ereignis deponierte Energie um maximal 10 % voneinander Abweichen darf, die Zeitdifferenz für die akzeptierten Ereignisse berechnet. Die Verteilung dieser Zeitdifferenzen ist für eine niedrige Energie (36 MeV) und eine hohe Energie (290 MeV) bei Interaktion an Position 11 in Abbildung 4.37 dargestellt.

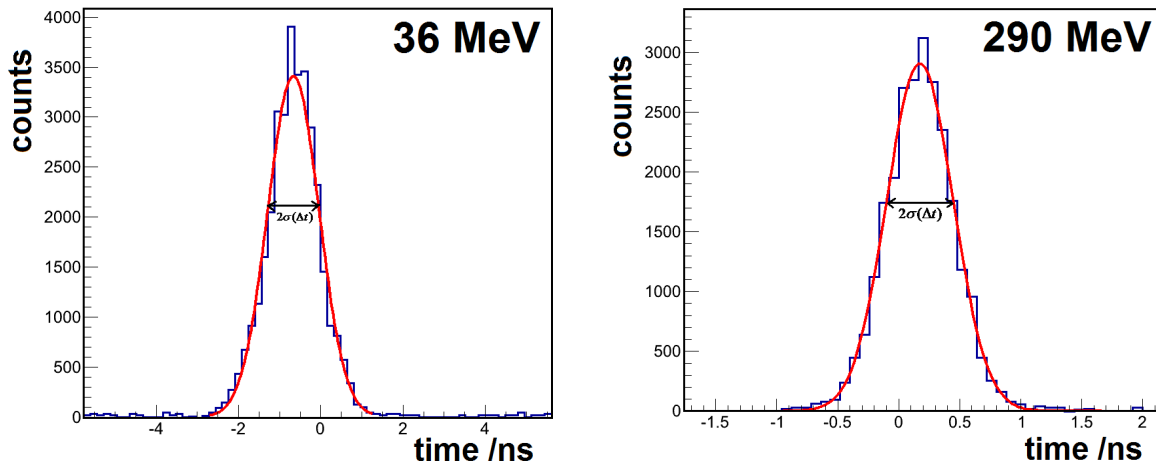


Abbildung 4.37: Peak im Zeitdifferenzspektrum zweier Module bei Interaktion an Position 11. Die Interaktion erfolgt genau zwischen den beiden Modulen und es wird sichergestellt, dass beide Module bis auf 10 % Abweichung die gleiche Energie registrieren.

Es ergibt sich, wie der Fit zeigt, eine gaußförmige Verteilung. Auf Grund der Voraussetzung, dass die deponierte Energie in beiden Detektoren um maximal 10 % voneinander abweichen darf und auf Grund der Tatsache, dass beide Module mit demselben Photomultipliertyp ausgelesen werden, kann in gute Näherung angenommen werden, dass beide Detektoren etwa die gleiche Zeitauflösung σ_t liefern. Die Standardabweichung der Zeitdifferenz ergibt sich damit aus der Zeitauflösung der beiden Detektoren zu:

$$\sigma(\Delta t) = \sqrt{\sigma_t^2 + \sigma_t^2} = \sigma_t \cdot \sqrt{2} \quad (4.7)$$

Die Zeitauflösung eines einzelnen Moduls, für die jeweils deponierte Energie kann damit aus der Standardabweichung der Zeitdifferenz $\sigma(\Delta t)$ der beiden Module aus Gleichung 4.8 bestimmt werden.

$$\sigma_t = \frac{\sigma(\Delta t)}{\sqrt{2}} \quad (4.8)$$

4.7.3 Erzielte Zeitauflösung

Mittels der im letzten Abschnitt beschriebenen Methode wurde die Zeitauflösung sowohl für die Module mit Philips XP1911/1912 Photomultiplier (Interaktionsposition 5) als auch für die Module mit Hamamatsu R7899 Photomultiplier (Interaktionsposition 11) bestimmt. Da die Energie nun als absolute in einem Modul deponierte Energie angegeben wird, wurde eine absolute Kalibration durchgeführt. Hierzu wurde ausgenutzt, dass die Interaktion an genau festgelegten Punkten erfolgt, so dass die absoluten Kalibrationsfaktoren aus Tabelle 4.4 für diese Punkte herangezogen werden können. Abbildung 4.38 zeigt die für die Module mit den beiden Photomultipliertypen erhaltenen Zeitaufösungen.

Es wird deutlich, dass mit beiden Photomultipliern eine ähnliche Zeitauflösung erzielt wird, die schnelleren Hamamatsu R7899 Photomultiplier liefern nur einen um wenige Pikosekunden

4.7 Zeitauflösung

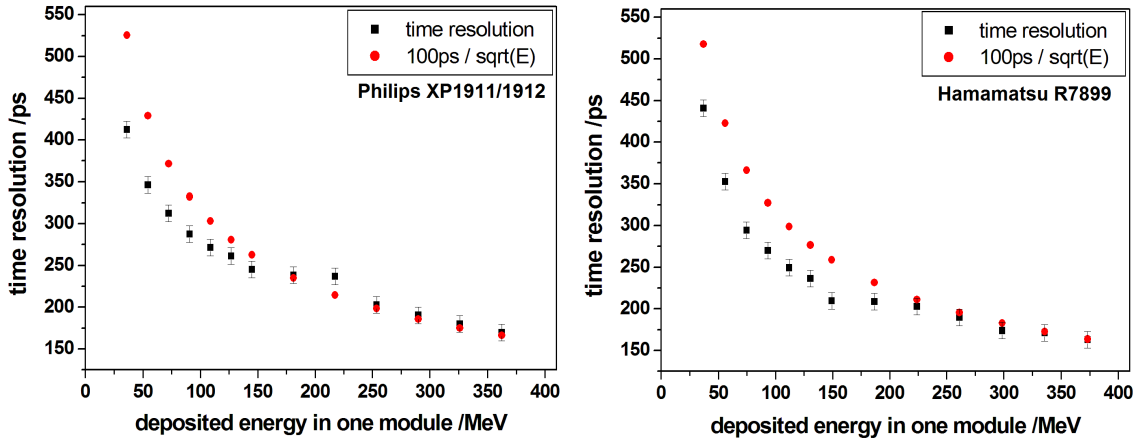


Abbildung 4.38: Zeitauflösung als Funktion der in einem Modul deponierten, absolut kalibrierten Energie, für Module mit XP1911/1912 Photomultiplier (links) und Hamamatsu R7899 Photomultiplier (rechts). Zum Vergleich ist jeweils der im TDR als Spezifikation angegebene Wert von $100 \text{ ps} / \sqrt{E}$ dargestellt.

besseren Wert. Insgesamt wird deutlich, dass die Spezifikation von $100 \text{ ps} / \sqrt{E}$ mit beiden Photomultipliertypen erreicht wird. Während sich die Zeitauflösung für hohe Energien dem Verlauf von $100 \text{ ps} / \sqrt{E}$ annähert, ist die erzielte Zeitauflösung bei kleineren Energien sogar noch etwas besser als dieser Wert.

Als theoretischen Verlauf kann auch für die Zeitauflösung eine Abhängigkeit von der Photonstatistik angenommen werden, woraus sich eine $1/\sqrt{E}$ Abhängigkeit ergibt. Zusätzlich kann bedingt durch die Ausleseketten und andere Faktoren ein konstanter Term hinzukommen. Es ergibt sich die in Gleichung 4.9 angegebene Abhängigkeit.

$$\sigma_t = \frac{A}{\sqrt{E}} \oplus B = \sqrt{\frac{A^2}{E} + B^2} \quad (4.9)$$

Da sich bei einer solchen Fitfunktion ein relativ hoher konstanter Term ergibt, wurde weiterhin ein Fit ohne konstanten Term durchgeführt, welcher die Punkte für Energien oberhalb von 200 bzw. 250 MeV ebenfalls innerhalb der Fehlergrenzen beschreibt. Die Ergebnisse für die Fitparameter sind in Tabelle 4.6 angegeben.

PMT und Fitbereich	A /($ps \cdot \sqrt{GeV}$)	B /ps	A /($ps \cdot \sqrt{GeV}$) (B = 0)
XP1911/1912 complete range	$75,3 \pm 0,3$	$139,4 \pm 0,2$	-
XP1911/1912 > 250 MeV	$102,4 \pm 0,2$	$0 \pm 0,2$	$102,4 \pm 0,2$
R7899 complete range	$78,7 \pm 0,3$	$93,7 \pm 0,4$	-
R7899 > 200 MeV	$88,9 \pm 0,3$	$67,1 \pm 0,2$	$95,7 \pm 0,4$

Tabelle 4.6: Fitfaktoren gemäß Gleichung 4.9 für die Energieabhängigkeit der Zeitauflösung für Module mit Philips XP1911/1912 und Hamamatsu R7899 Photomultipliern. Die Werte beziehen sich jeweils auf die Energie in GeV.

Mittels der Variante mit statistischem und konstantem Term, ist es zwar möglich, alle Werte innerhalb des betrachteten Intervalls zu beschreiben, berücksichtigt man jedoch den verän-

deren Verlauf für höhere Energien ab etwa 200 bzw. 250 MeV so wird deutlich, dass die Aussagekraft dieser Parametrisierung für höhere Energien beschränkt ist. Sollen höhere Energien approximiert werden, empfiehlt es sich die Fits für den Energiebereich oberhalb von 200 bzw. 250 MeV heranzuziehen, für welchen sich mit und ohne konstanten Term ähnliche Werte ergeben.

Kapitel 5

Messungen mit kosmischen Myonen

Der Unterschied von kosmischen Myonen gegenüber hochenergetischen Photonen besteht darin, dass diese keinen elektromagnetischen Schauer ausbilden, sondern den Detektor durchqueren und einen materialspezifischen, konstanten Energiebetrag pro Wegstrecke deponieren, oder bei genügend hoher Energie einen hadronischen Schauer hervorrufen. Die Verteilung kosmischer Myonen, welche die Erdoberfläche erreichen hat eine mittlere Energie von etwa 4 GeV [PDG10]. Während der Myonenfluss bei Energien unterhalb von 1 GeV nahezu konstant ist, nimmt dieser zwischen 1 GeV und 100 GeV um mehr als 4 Größenordnungen ab [PDG10]. Dennoch erreichen die Erdoberfläche einige Myonen, welche genügend Energie besitzen, um einen hadronischen Schauer auszulösen. Die Myonen, deren Energie nicht ausreicht, um einen hadronischen Schauer zu erzeugen, bezeichnet man auch als minimalionisierende Teilchen (MIP). Sämtliche in diesem Kapitel gezeigten Spektren und Energieangaben beziehen sich auf die photonenäquivalenten Energieeinheiten der relativen Kalibrierung der Module aus Abschnitt 3.3. Die angegebenen Werte lassen daher keine Rückschlüsse auf den spezifischen Energieverlust der Myonen im Material oder auf die Energie der Myonen zu. Die Messung der Energiedeposition kosmischer Myonen ermöglicht jedoch Tests bezüglich der Homogenität der Energieresponse und der Energieauflösung für photonenäquivalente Energien unterhalb von 50 MeV.

5.1 Messung kosmischer Myonen mit horizontal ausgerichteten Modulen

Die Energieverteilung kosmischer Myonen stellt einen wichtigen Faktor dar, um die Shashlykmodule im späteren Aufbau des Kalorimeters relativ zueinander vorzukalibrieren, um so eine exakte Kalibration zum Beispiel durch die Rekonstruktion der Masse von π^0 -Mesonen durchführen zu können. Um diese Energieverteilung zu messen, wurden unmittelbar nach dem Ende der eigentlichen Tests mit hochenergetischen Photonen jeweils ein Paddel unterhalb und oberhalb der Shashlykkalorimeter-Matrix angebracht. Abbildung 5.1 (links) zeigt ein Foto dieses Aufbaus. Die beiden Plastikszintillatordaddel sollen sicherstellen, dass die kosmischen Myonen die Matrix von Oben- nach Unten durchqueren. Daher wurde auf Seiten der Elektronik eine Koinzidenz der beiden Paddel untereinander und mit mindestens einem der Module der Shashlykdetektormatrix gefordert, damit ein Ereignis digitalisiert wird.

5.1 Messung kosmischer Myonen mit horizontal ausgerichteten Modulen

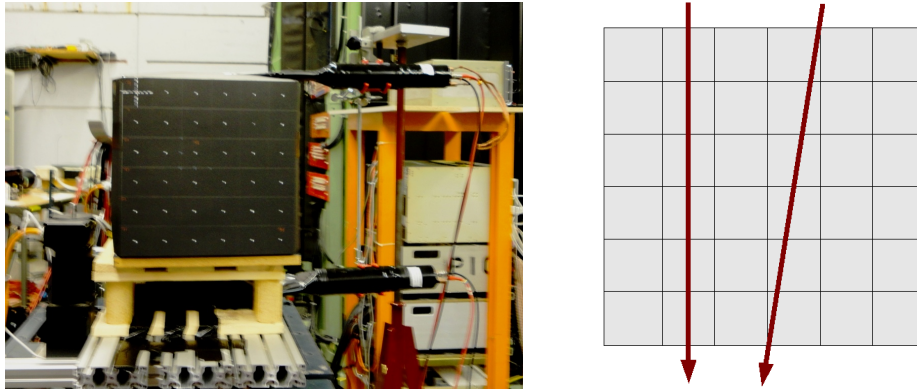


Abbildung 5.1: Foto des Aufbaus zur Messung kosmischer Myonen mit horizontaler Ausrichtung der Module. Die beiden Plastikzintillatordetektoren ober- und unterhalb der Matrix dienen als Koinzidenzdetektoren um sicherzustellen, dass die Myonen die Matrix von oben nach unten durchqueren. Die rechte Abbildung zeigt die maximale Wegstreckendifferenz, welche die Myonen dabei durchlaufen.

Es wurde für etwa 150 Stunden Statistik gesammelt. Bei der Datenanalyse wurde weiterhin die Bedingung gefordert, dass nur Ereignisse eines Moduls akzeptiert werden, wenn in allen anderen Modulen der 6er Spalte der Matrix, in der sich das Modul befindet, mehr als 8 MeV deponiert werden. Hiermit konnte sichergestellt werden, dass es sich zum einen tatsächlich um ein kosmisches Myon handelt und dass dieses die Matrix von oben nach unten durchquert. Der maximale Winkel, unter dem ein $(5,5 \times 5,5) \text{ cm}^2$ großes Modul schräg durchquert werden kann, ist somit auf $9,5^\circ$ beschränkt. Dies würde in einem einzelnen Untermodul eine zusätzliche Wegstrecke von 0,77 mm verursachen und kann daher vernachlässigt werden (siehe Abb. 5.1 (rechts)). Für die einzelnen Module ergibt sich das in Abbildung 5.2 für ein Modul exemplarisch dargestellte Spektrum der Energiedeposition der kosmischen Myonen.

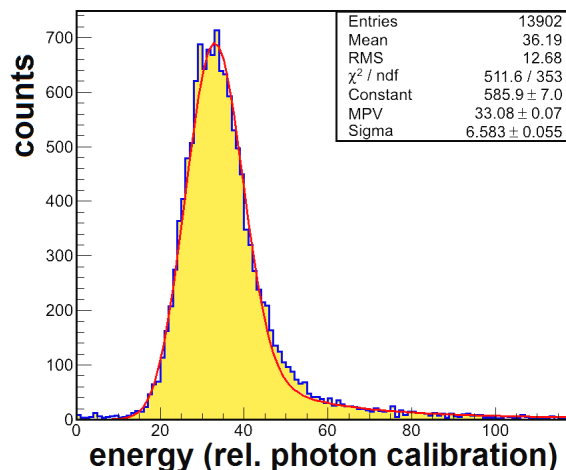


Abbildung 5.2: Spektrum der Energiedeposition kosmischer Myonen, aufgenommen mit einem vertikal positionierten Modul, unter der Bedingung der Koinzidenz von 6 untereinander liegenden Modulen und 2 Plastikpaddeln unterhalb und oberhalb der Matrix.

Da es sich bei kosmischen Myonen um minimalionisierende Teilchen handelt, würde man für die in den Plastikzintillatoren eines horizontal ausgerichteten Moduls deponierte Energie, un-

ter Vernachlässigung hadronischer Wechselwirkungen, im Idealfall eine Landauverteilung der durch Ionisations- und Anregungsprozesse deponierten Energie erwarten. Das Shashlykcalorimeter hat jedoch für Energien im Bereich um 20 - 30 MeV eine Energieauflösung von über 20 %, so dass die ideale Landauverteilung besonders im Bereich des Peaks durch die Gaußverteilung der Energieauflösung überlagert ist. Das aufgenommene Spektrum lässt sich daher durch die Überlagerung einer Gauß- und einer Landauverteilung beschreiben (siehe Gleichung 5.1).

$$f(\Delta E) = A \cdot \left[\frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\Delta E - \mu}{\sigma} \right)^2} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot (\lambda + e^{-\lambda})} \right] \quad (5.1)$$

Hierbei ist σ die Standardabweichung der Gaußverteilung und μ deren Mittelwert. Der Parameter $\lambda = C \cdot (\Delta E - \Delta E_W)$ der Landauverteilung beschreibt die Abweichung des tatsächlichen Energieverlustes ΔE vom wahrscheinlichen Energieverlust ΔE_W . Im Parameter C ist neben der Dicke der durchdrungenen Materie, auch die zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares benötigte Energie enthalten. Der Faktor A beschreibt schließlich die Amplitude der Überlagerung der beiden Verteilungen. Durch das Fitten der Verteilungen aller 36 Module mit dieser Funktion ist es möglich, zum Einen die in jedem einzelnen Modul im Maximum der Verteilung deponierte Energie zu bestimmen und zum Anderen kann durch die Standardabweichung der überlagerten Gaußverteilung, welche die Verbreiterung auf Grund der Energieauflösung beschreibt, auch die relative Energieauflösung für die durch die kosmischen Myonen deponierte Energie abgeschätzt werden. Hierbei ergibt sich jedoch durch die Überlagerung der beiden Funktionen und durch die Tatsache, dass die Landauverteilung für große Schichtdicken in eine Gaußverteilung übergeht, ein relativ großer Fehler. Abbildung 5.3 zeigt die, für die Position des Maximums und die Standardabweichung mit den 36 Modulen erhaltenen Werte. Die angegebenen photonenäquivalenten Energiewerte sind stets in der durchgeführten relativen Energiekalibrierung.

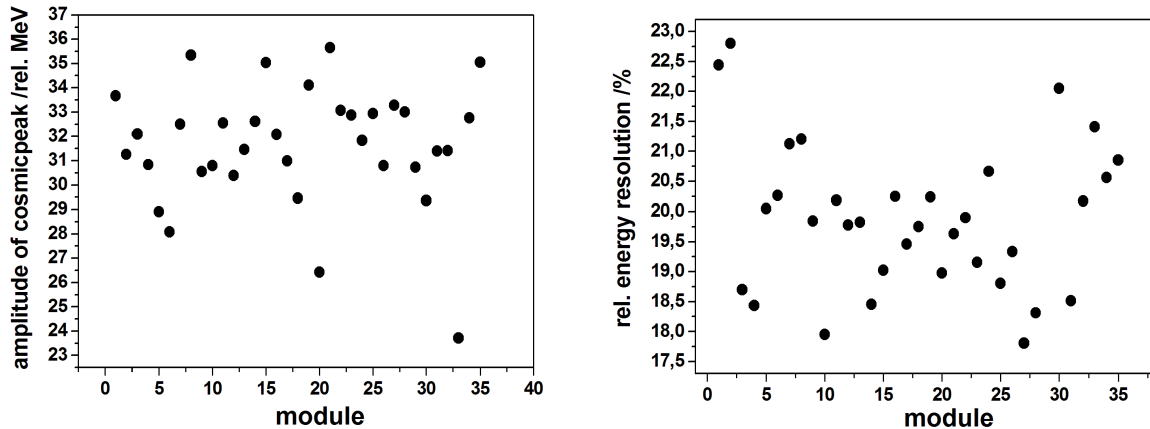


Abbildung 5.3: Position des Maximums (links) und extrahierte Energieauflösung (rechts) der Energiedeposition kosmischer Myonen im Vergleich der 36 Einzelmodule.

In der relativen Kalibrierung ergibt sich ein mittlerer Energieverlust in photonenäquivalenten Einheiten von $\Delta E_{avg.} = (31,5 \pm 0,4)$ MeV mit einer Standardabweichung der Einzelmessungen von $\sigma(\Delta E_{avg.}) = 2,5 \text{ MeV}$, was etwa 7,9 % entspricht. In einer absoluten Kalibrierung kann also mit einer photonenäquivalenten Energiedeposition von etwa 23 MeV gerechnet werden.

Die starke Schwankung der gemessenen Werte kann teilweise durch die Ungenauigkeit des überlagerten Fits und die relativ geringe Statistik erklärt werden. Die Höhe der Abweichung ist jedoch auch ein starkes Indiz für eine Inhomogenität der Lichtausbeute der Module bei kleinen Energien. Betrachtet man nun die relative Energieauflösung, so ergibt sich ein Wert von $(20,1 \pm 0,3) \%$, welcher auf Grund der Fitungenauigkeit und der Variation der Lichtausbeute ebenfalls größeren modulabhängigen Schwankungen unterliegt.

5.2 Messung kosmischer Myonen mit einem vertikalen Modul

In dem im letzten Abschnitt vorgestellten Experiment wurden Myonen untersucht, welche mit einem horizontal positionierten Modul wechselwirken. Dies ist zwar die Position, welche im späteren Experiment zur Kalibration zugänglich ist, die Werte sind jedoch nur bedingt mit Teilchen vergleichbar, welche im Experiment frontal mit den Modulen interagieren. Um diese Interaktion zu untersuchen, wurde ein Modul in vertikaler Ausrichtung positioniert. Hiermit kann die Response der Module auf vertikal auftreffende Myonen, beim Einsatz als hadronisches Kalorimeter untersucht werden. Da die Module, auf Grund der geringen Dicke der Bleiplatten und der geringen Modullänge hierfür nicht optimiert sind, ist die Wahrscheinlichkeit innerhalb eines Moduls einen hadronischen Schauer zu erzeugen relativ gering. Falls es jedoch zu einem hadronischen Schauer kommt, so wird auf Grund der geringen Ausdehnung eines einzelnen Moduls nur ein kleiner Teil des Schauers nachgewiesen. Daher sind auch hier keine Rückschlüsse auf die Energie der auftreffenden Myonen möglich.

In einer ersten Messung wurde ein einzelnes Plastikszintillatorpaddel über dem Modul angebracht und eine Koinzidenz zwischen diesem Paddel und einem der 4 Untermodule gefordert. In einer zweiten Messung wurde zusätzlich ein zweites Paddel unterhalb des Moduls angebracht und eine Koinzidenz mit dem oberen Paddel und einem der Shashlykuntermodule gefordert, so dass die Myonen das Modul auf der ganzen aktiven Länge durchqueren und anschließend auf das untere Paddel treffen müssen. Es wurde jeweils für mehrere Tage Statistik gesammelt. Abbildung 5.4 zeigt eine schematische Darstellung des verwendeten Versuchsaufbaus.

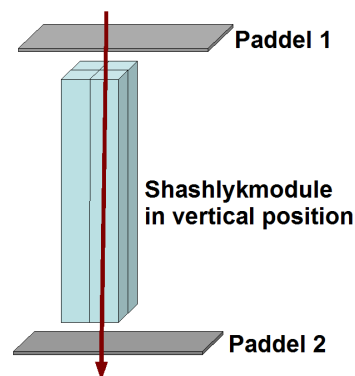


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung von kosmischen Myonen mit einem vertikal ausgerichteten Modul. In der ersten Messung wurde nur eine Koinzidenz zwischen dem oberen Plastikszintillatorpaddel und einem Untermodul gefordert, während in der zweiten Messung eine zusätzliche Koinzidenz mit dem unteren Paddel gefordert wurde.

Fordert man nur eine Koinzidenz mit dem oberen Paddel, so ergeben sich die in Abbildung 5.5 in der oberen Reihe für 2 Untermodule exemplarisch dargestellten Energieverteilungen. Als Kalibrierung der Energieachse wurde wieder die relative Photonenkalibrierung gewählt. Es ist zu erkennen, dass sich ein deutlicher Peak der durch die kosmischen Myonen deponierten Energie bei etwa 70 - 80 MeV ausbildet, was in einer absoluten Photonenkalibrierung etwa 51 - 58 MeV entspricht. Abbildung 5.6 stellt diese Peakpositionen für die 4 untersuchten Untermodule dar. Weiterhin zeigt sich, dass sich die deponierte Energie bis zu etwa 500 MeV, also in einer absoluten Kalibrierung etwa 350 MeV erstreckt und zu hohen Energien hin gemäß einer Landauverteilung abfällt. Bei der Verwendung eines einzelnen Paddels ist es jedoch immer noch möglich, dass die Myonen schräg auf das Modul treffen und daher ihre Energie nur auf einem Teil der gesamten Länge deponieren, weshalb im nächsten Schritt das zweite Paddel unterhalb des Moduls hinzugefügt wurde. Weiterhin werden auf diese Weise Myonen zurückgewiesen, welche im Modul stecken bleiben und zerfallen. Abbildung 5.5 zeigt in der unteren Reihe die hiermit erhaltenen Spektren. Wie erwartet steigt die Häufigkeit der deponierten Energie nun relativ zur ersten Messung bei höheren Energien an, da das zweite Paddel höhere Energien selektiert. Die maximal deponierte Energie bleibt hingegen in etwa gleich. Weiterhin zeigt die Abbildung, dass sich nun kein deutlicher Peak wie in der oberen Reihe mehr ausbildet, was auf die Verbreiterung der Verteilung im Bereich dieses Peaks zurückzuführen ist.

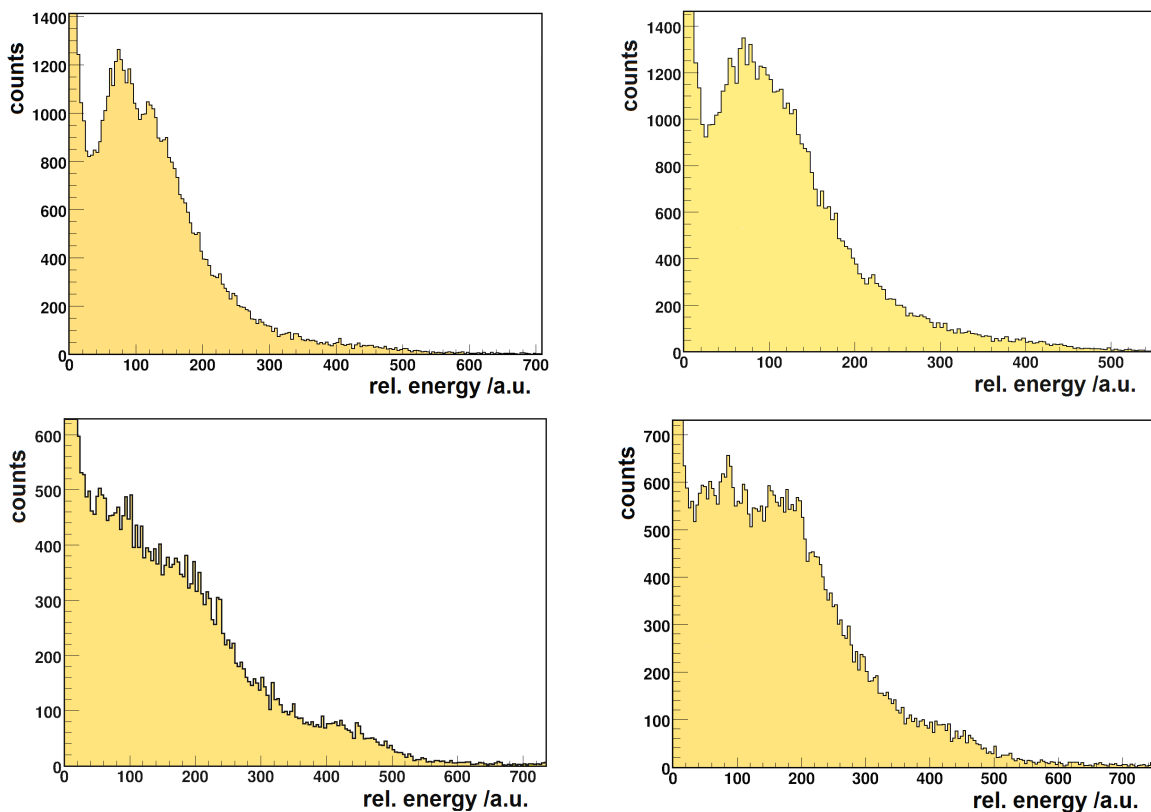


Abbildung 5.5: Spektren der deponierten Energie kosmischer Myonen in einem vertikal ausgerichteten Modul. Obere Reihe: Koinzidenz eines Shashlykuntermoduls mit nur einem Paddel über dem Modul. Untere Reihe: Koinzidenz zwischen einem Untermodul und Paddeln unter- und oberhalb des Moduls.

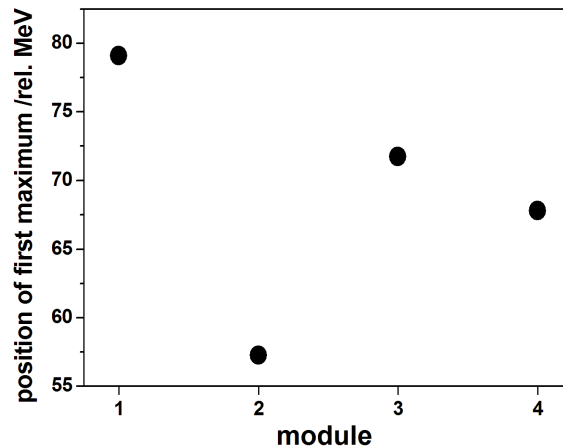


Abbildung 5.6: Position des Peaks der kosmischen Myonen in einem vertikal ausgerichteten Modul mit nur einem Plastiksintillatordpaddel über dem Modul für die 4 getesteten Untermodule (vgl. Spektren in Abb. 5.5 (obere Reihe))

Es hat sich gezeigt, dass mit einem vertikal ausgerichteten Modul sowohl mit einem als auch mit zwei Plastiksintillatordpaddeln brauchbare Energieverteilungen kosmischer Myonen aufgenommen werden können. Zur Verwendung als zweiten Eichpunkt, bei einer Eichung mit ausschließlich kosmischen Myonen, sind diese jedoch nicht geeignet, da die Messungen sehr lange dauern und während der gesamten Zeit die Umgebungstemperatur und die Performance des Photomultipliers (Erwärmung, ...) konstant gehalten werden müssen. Weiterhin ist der Interaktionspunkt der Myonen nicht genau definiert, so dass die im letzten Kapitel für hochenergetische Photonen beobachtete Positionsabhängigkeit der Amplitude des Signals hier zu einer zusätzlichen Verbreiterung des beobachteten Peaks führt.

5.3 Test der longitudinalen Homogenität

Bei bereits existierenden Shashlykcalorimetern wurde gezeigt, dass es eine Abhängigkeit der Signalamplitude von der Position der Energiedeposition in longitudinaler Richtung des Moduls gibt (vgl. [AIK04]). Dies hat besondere Bedeutung, da sich das Schauermaximum mit zunehmender Energie der primären Teilchen bzw. Photonen immer weiter ins Innere des Moduls verschiebt (vgl. Abschnitt 6.5). Verändert sich nun die Amplitude, kann dies zu einer Nichtlinearität der intrinsischen Energieresponse des Moduls führen. Diese Inhomogenität der Energieresponse hängt stark von der Absorptionslänge der Wellenlängenschieberfasern und vom Biegeradius und der Ausführung der Biegung der Fasern am vorderen Ende des Moduls ab. Eine Verringerung ist daher durch die Optimierung dieser Parameter und die Wahl geeigneter WLS-Fasern möglich. Um zu überprüfen, in wie weit diese Optimierung bei den vorliegenden Modulen erfolgreich war, wurde die longitudinale Homogenität über die Response eines horizontal positionierten Moduls auf kosmische Myonen getestet. Abbildung 5.7 zeigt eine schematische Darstellung des hierzu verwendeten experimentellen Aufbaus.

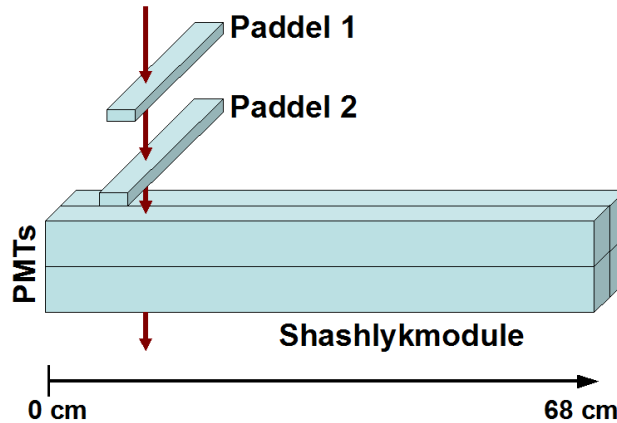


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der longitudinalen Homogenität eines Shashlykmoduls. Die Ortsdefinition der kosmischen Myonen erfolgt durch die Koinzidenz mit zwei 4 cm breiten parallel über dem Modul positionierten Plastikszintillatorpaddeln.

Die Ortsdefinition des Interaktionspunktes der kosmischen Myonen erfolgt über zwei parallel übereinander angeordnete orthogonal zum Shashlykmodul positionierte 4 cm breite Plastikszintillatorpaddel. Damit ein Ereignis akzeptiert wird, müssen sowohl die beiden Paddel als auch eines der vier Untermodule ansprechen. Weiterhin wurde bei der Analyse gefordert, dass die beiden untereinander liegenden Untermodule immer zusammen ansprechen müssen, wodurch zusammen mit den beiden Paddel ein geradliniges durchqueren der Module gewährleistet wird. Als Interaktionspunkt wurde jeweils die Mitte der Paddel definiert. Abbildung 5.8 (links) zeigt die Verschiebung des Peaks kosmischer Myonen für einen Interaktionspunkt auf der dem Photomultiplier zugewandten Seite des aktiven Volumens und einen Interaktionspunkt auf der dem Photomultiplier abgewandten Seite eines typischen Moduls. Im rechten Diagramm von Abbildung 5.8 ist schließlich die auf den am dichtesten am Photomultiplier liegenden Interaktionspunkt normierte Abnahme der Amplitude, als Funktion des Abstandes zum, dem Photomultiplier zugewandten Ende des aktiven Mediums dargestellt.

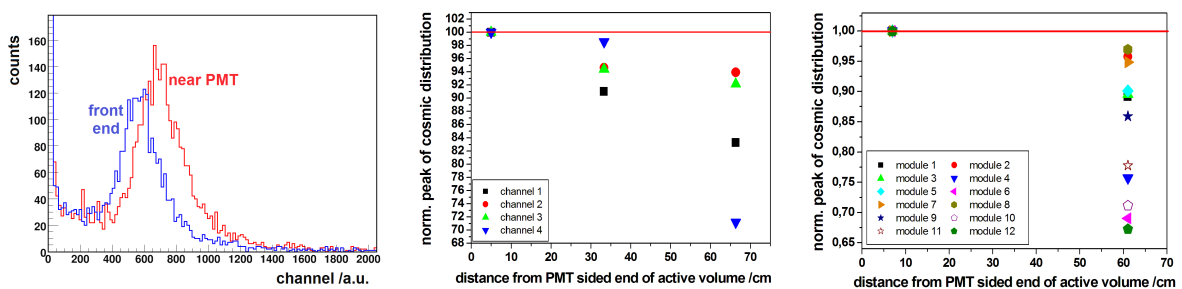


Abbildung 5.8: Verschiebung des Peaks kosmischer Myonen bei einer Interaktion mit dem Ende des aktiven Mediums auf der Seite des Photomultipliers und auf der dem Photomultiplier abgewandten Seite des Moduls (links) und Positionsabhängigkeit des Peaks der kosmischen Myonen (mitte + rechts). Die mittlere Abbildung zeigt den Effekt für die 4 Untermodule eines Moduls, während die rechte Abbildung verdeutlicht, dass der beobachtete Effekt bei anderen Modulen ähnlich stark ausgeprägt ist. Die Peakposition des am dichtesten am Photomultiplier gelegenen Interaktionspunktes ist für jedes Untermodul auf 100 % normiert.

Abbildung 5.8 (mitte) verdeutlicht, dass die Amplitude bei 2 Modulen nur um etwa 6 % abnimmt. Es gibt jedoch auch 1 Modul bei dem der Unterschied bis zu 30 % beträgt. Auf Grund dieses Unterschiedes und auch auf Grund des drastischen Abfalls der Amplitude am vorderen Messpunkt im Vergleich zum mittleren Messpunkt ist anzunehmen, dass einzelne Fasern in diesem Modul im Bereich der Biegung am vorderen Ende leicht beschädigt sind, also zum Beispiel durch den kleinen Biegeradius mikroskopische Defekte oder Risse im Inneren der Fasern entstanden sind, welche das Szintillationslicht aus der Faser streuen. Die Biegung der Fasern bei der Produktion der Module erfolgt in einer speziellen Form unter Zuführung von Wärme [PS12], weshalb die Auswirkungen solcher Effekte eigentlich minimiert sein sollten. Der beobachtete Effekt tritt wie die rechte Abbildung zeigt, bei anderen Modulen in ähnlicher Form auf. Die Ursachen müssen daher noch eingehender untersucht werden und ggf. ist das Produktionsverfahren bzw. der Biegeradius zu optimieren.

Die in Abschnitt 6.5 des nächsten Kapitels durchgeführten Simulationen des Schauerprofils haben ergeben, dass sich das Schauermaximum zwischen einer Photonenenergie von 100 MeV und einer Photonenenergie von 800 MeV, von einer Tiefe von 3,5 cm auf eine Tiefe von 10,5 cm verschiebt. Aus Abbildung 5.8 ergibt sich für diesen Bereich eine maximale Vergrößerung der Amplitude für die höchsten bei den Testmessungen betrachteten Energien von $< 2\%$. Da es sich um eine Vergrößerung der Amplitude bei hohen Energien handelt, wirkt dieser Effekt der Sättigung der Photomultiplier entgegen und trägt daher nicht zur Verstärkung der beobachteten Nichtlinearität der Energieresponse bei. Der Effekt liefert jedoch in jedem Fall einen Beitrag zu den beobachteten leichten Unterschieden bei der Linearität der Module.

Kapitel 6

Monte Carlo Simulationen mit GEANT 4

Um einen Anhaltspunkt für eine absolute Kalibrierung der Module zu bekommen und um verschiedene Aspekte der Energiedeposition zu untersuchen und mit den experimentellen Werten zu vergleichen, wurde der Aufbau des Shashlykkalorimeters in GEANT 4 simuliert. Da eine Simulation der gesamten Lichtsammlung in den Fasern sehr aufwendig ist und da einige hierzu benötigte Parameter nicht vorliegen, wurde lediglich die Energiedeposition in den aktiven und passiven Schichten betrachtet. Hiermit können zwar die beobachteten Inhomogenitäten nicht erklärt werden, es können jedoch einige Studien zum Vergleich mit den experimentellen Werten und zur Bestätigung dieser durchgeführt werden.

6.1 Simulationsaufbau

Der in Abbildung 6.1 dargestellte Simulationsaufbau besteht aus einer Matrix aus 36 individuellen $(5,5 \times 5,5) \text{ cm}^2$ großen Shashlykmodulen. Jedes dieser Module besteht aus 380 hintereinander angeordneten Lagen aus aktivem und passivem Medium.

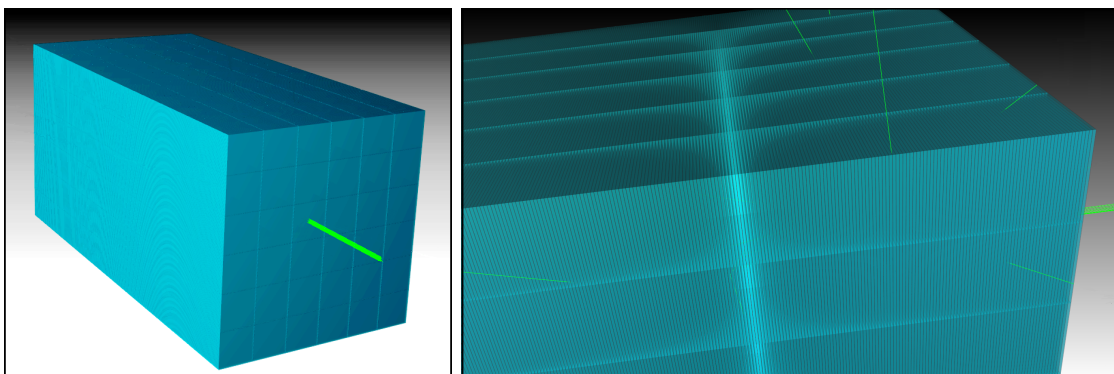


Abbildung 6.1: Darstellung des in GEANT 4 implementierten Aufbaus zur Simulation des Shashlykkalorimeters. Die linke Abbildung gibt einen Überblick über die komplette Matrix aus 36 einzelnen Shashlykmodulen, während die rechte Abbildung eine Detailansicht der Seitenfront des Aufbaus zeigt.

Eine einzelne Lage ist dabei aus einer 0,275 mm dicken Bleiplatte und einer dahinter befindlichen 1,5 mm dicken Plastikszintillatorplatte aufgebaut. Für die Parameter der beiden Materialien wurden vordefinierte Werte aus der Datenbank von GEANT 4 implementiert. Zur Analyse kann die Energieinformation jeder der 380 aktiven und passiven Lagen des Moduls separat erfasst werden. Auf eine Implementierung der Wellenlängenschieberfasern, sowie der Ummantelung der Module wurde für diesen einfachen Aufbau verzichtet, da die Energiedeposition in den Modulen hierdurch nur geringfügig verändert wird. Als Photonenstrahl wurde ein kreisförmiger Strahl mit einem Radius von 0,5 cm gewählt, dessen Intensität an den Rändern gaußförmig abfällt. Hierdurch wird die Ausdehnung des Photonenstrahl im Experiment simuliert. Der Photonenstrahl kann an einer beliebigen Position auf der Frontseite der Matrix auftreffen.

6.2 Energiedeposition in einem einzelnen Modul

Zunächst soll die Energiedeposition in einem einzelnen Modul bei zentraler Interaktion des Photonenstrahls untersucht werden. Hierdurch kann die durchgeführte relative Kalibration der Module simuliert werden, um so eine bessere Abschätzung für eine absolute Kalibration zu erhalten und die Linearität der Energiedeposition zu überprüfen. Für diese Betrachtung wurden zunächst die in allen Szintillator- und Bleiplatten des Moduls deponierten Energien aufsummiert und anschließend für jedes Ereignis die insgesamt im Modul deponierte Energie als Summe der beiden Energien bestimmt. Obwohl nur die in den Plastikszintillatoren deponierte Energie zur Photonenstatistik beiträgt, ist die insgesamt im Modul deponierte Energie der Parameter, auf welchen sich eine absolute Kalibration, basierend auf einem einzelnen Modul beziehen muss, da sie angibt, wie viel Energie effektiv vom Modul absorbiert wird. Abbildung 6.2 zeigt die im aktiven und passiven Medium und die im gesamten Modul deponierte Energie für eine Energie der auftreffenden Photonen von 800 MeV.

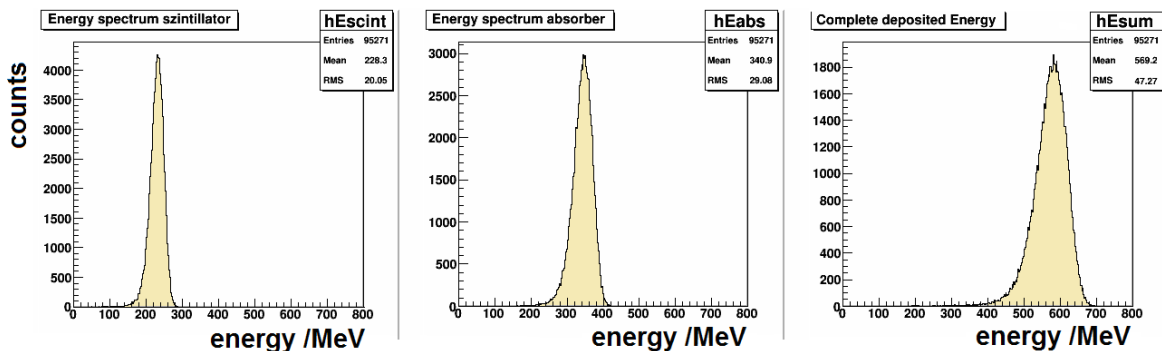


Abbildung 6.2: Simulierte Energiedeposition von im Zentrum des Moduls auftreffenden 800 MeV Photonen in einem einzelnen Modul, für das aktive Volumen der Plastikszintillatorplatten (links), die Bleiplatten (Mitte) und die Summe der beiden Komponenten (rechts).

Die Abbildung verdeutlicht, dass in einem einzelnen Modul für 800 MeV Photonen im Mittel etwa 72 % der Energie absorbiert werden. Von der insgesamt im Modul deponierten Energie werden etwa 40 % in den Szintillatorplatten und die übrigen 60 % in den Bleiplatten deponiert. Es zeigt sich deutlich, dass sich auf Grund der Fluktuationen des lateralen Schauerverlustes

ein Ausläufer der Energieverteilung hin zu kleineren Energien ausbildet, wie er auch in den experimentellen Daten beobachtet wurde.

Da bei den experimentellen Rohdaten der Kalibrationsmessungen bei manchen Modulen eine Nichtlinearität der Energieresponse im Bereich zwischen 100 MeV und 800 MeV beobachtet wurde, soll zunächst die Linearität der in den Szintillatorplatten deponierten und damit sichtbaren Energie überprüft werden. Hierzu ist in Abbildung 6.3 die in den Plastikszintillatorplatten eines einzelnen Moduls durch einen wie in den experimentellen Kalibrationsmessungen im Zentrum des Moduls wechselwirkenden Photonenstrahl deponierte Energie dargestellt.

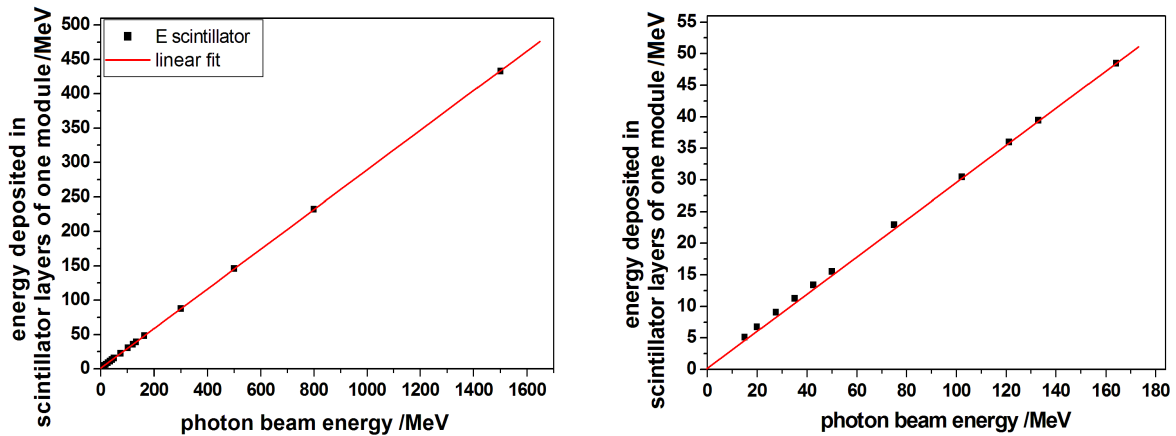


Abbildung 6.3: In den Szintillatorplatten eines einzelnen Shashlykmoduls deponierte Energie in Abhängigkeit der Energie eines im Zentrum des Moduls auftreffenden Photonenstrahls. Die linke Abbildung zeigt den gesamten Energiebereich, während die rechte Abbildung den Bereich kleiner Energien im Detail darstellt.

Die linke Abbildung zeigt, dass sich bis zu 1,5 GeV ein nahezu linearer Verlauf ergibt. Eine genauere Betrachtung des Bereichs unterhalb von 100 MeV zeigt jedoch, wie in der rechten Abbildung dargestellt ist, dass die deponierte Energie für kleine Photonenenergien etwas höher ist, als man aus dem linearen Verlauf der höheren Energien erwarten würde. Der hieraus resultierende absolute Fehler hält sich jedoch in einem akzeptablen Rahmen.

Um die Linearität genauer untersuchen zu können, ist in Abbildung 6.4 (links) der prozentuale Anteil an der Einschussenergie der Photonen, für die im aktiven und passiven Medium und im gesamten Modul deponierte Energie dargestellt. Es zeigt sich, dass der in den beiden Medien und im gesamten Modul deponierte prozentuale Anteil der Einschussenergie ab etwa 100 MeV nahezu konstant ist, jedoch bei Energien unterhalb von 100 MeV deutlich ansteigt. Dies kann durch die verringerte Schauerbreite bei kleinen Energien erklärt werden, so dass das Modul weniger Schauerenergie in lateraler Richtung verliert, während der Schauer das Modul ab einer Photonenenergie von 100 MeV mit großer Wahrscheinlichkeit für die meisten Ereignisse nahezu komplett ausfüllt. Dieser Anstieg bei kleinen Energien hat jedoch keine Auswirkungen auf die relative Kalibration, da die kleinste hierfür verwendete Energie bei 103 MeV und damit bereits im nahezu konstanten Bereich liegt. Der auf einem Effekt der lateralen Schauerausbreitung innerhalb eines einzelnen Moduls beruhende Anstieg der relativen Energiedeposition bei kleinen Energien muss daher bei der relativen Kalibrierung nicht berücksichtigt werden. Der nahezu konstante Bereich, oberhalb von 100 MeV liefert bei einer Photonenenergie von 500 MeV einen in den Szintillatorplatten deponierten Energieanteil

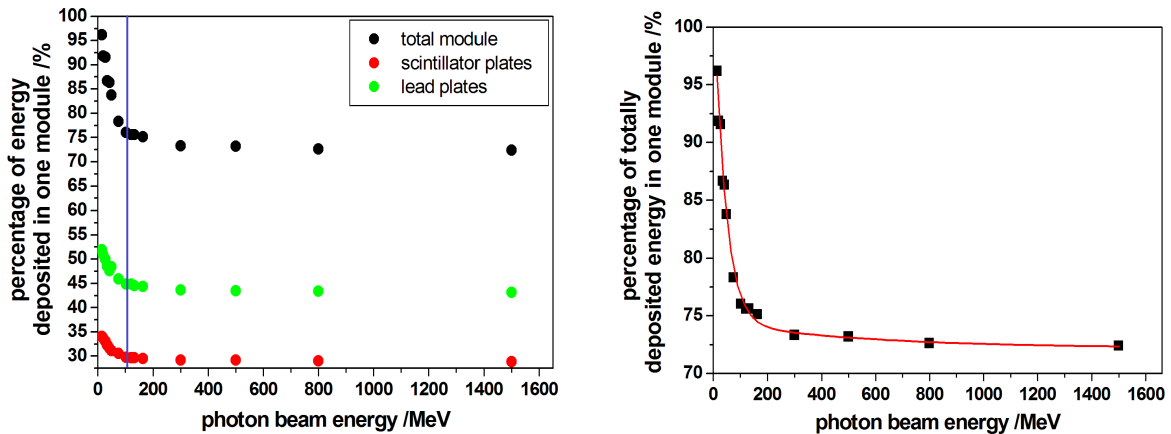


Abbildung 6.4: Linke Abbildung: Prozentualer Anteil der in den Plastikszintillatorplatten (rote Punkte) und den Bleiplatten (grüne Punkte) eines Moduls deponierten Energie, im Bezug auf die Einschussenergie eines im Zentrum des Moduls auftreffenden Photonenstrahls, sowie prozentualer Anteil der insgesamt in einem einzelnen Modul deponierten Energie im Bezug auf die Photonenenergie (schwarze Punkte). Rechte Abbildung: Fit der insgesamt in einem Modul deponierten Energie mittels eines exponentiellen Abfalls mit zwei Komponenten.

relativ zur Photonenenergie von 29,2 %, während in den Bleiplatten ein Anteil von 43,5 % deponiert wird. Im gesamten Modul werden für 500 MeV Photonen etwa 73,2 % der Energie deponiert.

Um nun einen Anhaltspunkt für eine absolute Kalibration zu bekommen, muss die insgesamt in einem einzelnen Modul deponierte Energie herangezogen werden, da diese angibt, wie viel Energie das Modul, wenn es ausschließlich aus aktivem Medium bestehen würde, detektieren würde. Da im Experiment die deponierte Energie auf die Einschussenergie kalibriert wurde, ist der Faktor für die absolute Kalibration durch den in einem einzelnen Modul deponierten Anteil der Einschussenergie gegeben. Dieser ist in Abbildung 6.4 (rechts) nochmals detailliert dargestellt. Da der absolute Kalibrationsfaktor oberhalb von 100 MeV, wie in der Abbildung zu erkennen ist, nahezu Energieunabhängig ist, ist dies im vorliegenden Fall problemlos möglich. Der absolute Kalibrationsfaktor sollte demnach für alle Kalibrationsenergien etwa $0,73 \pm 0,02$ betragen, was gut mit den aus Abbildung 4.24 experimentell bestimmten Werten übereinstimmt.

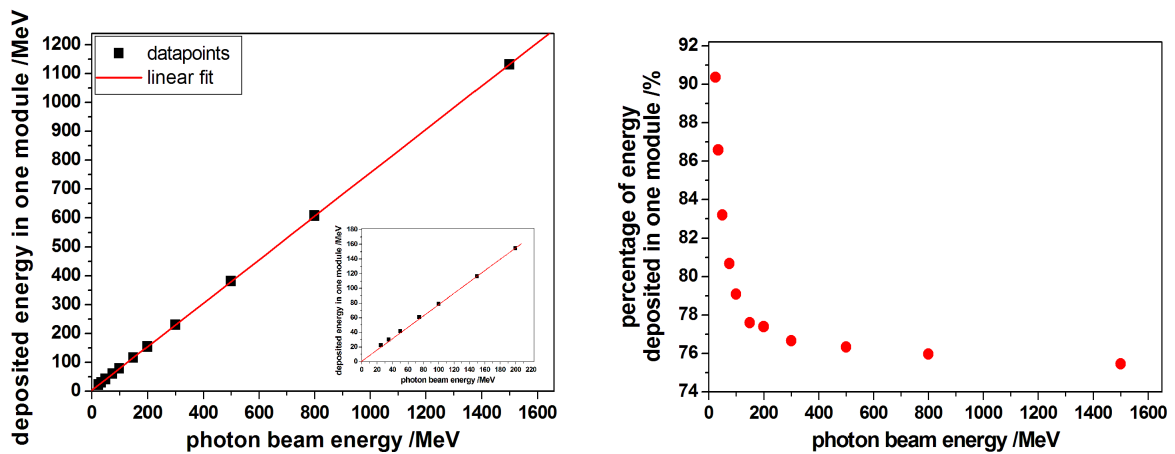
6.3 Vergleich mit der Energiedeposition in PbWO_4

Um die im letzten Abschnitt gewonnenen Daten einordnen zu können, wird in diesem Abschnitt eine analoge Simulation mit Bleiwoframatkristallen (PbWO_4), mit relativ zur Strahlungslänge und zum Moliereradius gleichen Dimensionen durchgeführt. Der große Unterschied zu den Shashlykmodulen liegt darin begründet, dass es sich bei den Szintillationskristallen um ein homogenes aktives Medium handelt. Tabelle 6.1 stellt die bereits in Tabelle 2.2 angegebenen Charakteristiken der Shashlykmodule und der PbWO_4 Kristalle gegenüber. Die Shashlykmodule haben eine Länge des aktiven Mediums aus Blei- und Szintillatorplatten von 67,5 cm und eine Breite von 5,5 cm. Skaliert man die Länge mit der Strahlungslänge und die Breite mit dem Moliereradius, so ergibt sich für die korrespondierenden Kristalle eine Länge

	Shashlyk Module	$PbWO_4$ Kristalle
Effektive Strahlungslänge X_0	34,9 mm	8,9 mm
Effektiver Moliereradius R_M	59,8 mm	20 mm
Effektive Dichte	$\approx 2,7 g/cm^3$	$8,28 g/cm^3$

Tabelle 6.1: Charakteristiken der Shashlyk-Module und der $PbWO_4$ Kristalle.

von 17,21 cm und eine Breite von 2,01 cm, was von der Dimensionierung den Bleiwolframatkristallen ähnelt, welche im Kalorimeter des Targetspektrometers zum Einsatz kommen. Für einen solchen Kristall ergibt sich die in Abbildung 6.5 dargestellte, im Einzelkristall deponierte Energie (links) sowie deren prozentualer Anteil an der Einschussenergie (rechts) in Abhängigkeit der primären Photonenenergie.

Abbildung 6.5: In einem einzelnen $PbWO_4$ Kristall, mit relativ zur Strahlungslänge und zum Moliereradius gesehen gleichen Dimensionen wie ein Shashlykmodul, deponierte Energie.

Es zeigt sich, dass sich auch hier ein nahezu linearer Verlauf der Energieresponse ergibt. Die in beiden Abbildungen ersichtliche Tatsache, dass die in einem Modul bei zentraler Interaktion deponierte Energie bei kleinen Energien auch bei den Kristallen ansteigt, bestätigt die Interpretation des Effekts durch eine unterschiedliche laterale Schauerausdehnung bei kleinen Energien. Insgesamt wird in einem $PbWO_4$ Kristall mit 76 % der Einschussenergie (ab etwa 200 MeV) etwas mehr Energie deponiert als in einem Shashlykmodul (72 %), was durch den erhöhten lateralen Energieverlust in den Plastikszintillatorplatten und die geringere effektive Dichte eines Shashlykmoduls erklärt werden kann.

6.4 Energiedeposition in der gesamten Matrix

Nachdem bereits die für die relative Kalibration relevante Energiedeposition in einem einzelnen Modul untersucht wurde, soll nun die für die Response des gesamten Kalorimeters entscheidende Energiedeposition in den aktiven Schichten der gesamten Matrix genauer betrachtet werden. Der Photonenstrahl wird dabei auf das Zentrum von Untermodul 15, also auf die experimentelle Interaktionsposition 0 ausgerichtet. Zur Bestimmung der Energiesumme wird zunächst die Energiedeposition in den Plastikszintillatorschichten der einzelnen Module

separat bestimmt. Die in den 36 Modulen deponierte Energie wurde nun zum Einen ohne Schwelle und zum Anderen mit einer Einzelmodulschwelle von 2 MeV aufsummiert. Hiermit können die Auswirkungen der im Experiment angewandten Schwelle untersucht werden. Abbildung 6.6 zeigt die sich hiermit ergebende im aktiven Medium deponierte Energie mit und ohne Schwelle in Abhängigkeit der Energie des Photonenstrahl (links) und den prozentualen Anteil der im aktiven Szintillatormedium deponierten Energie von der Energie der primären Photonen (rechts).

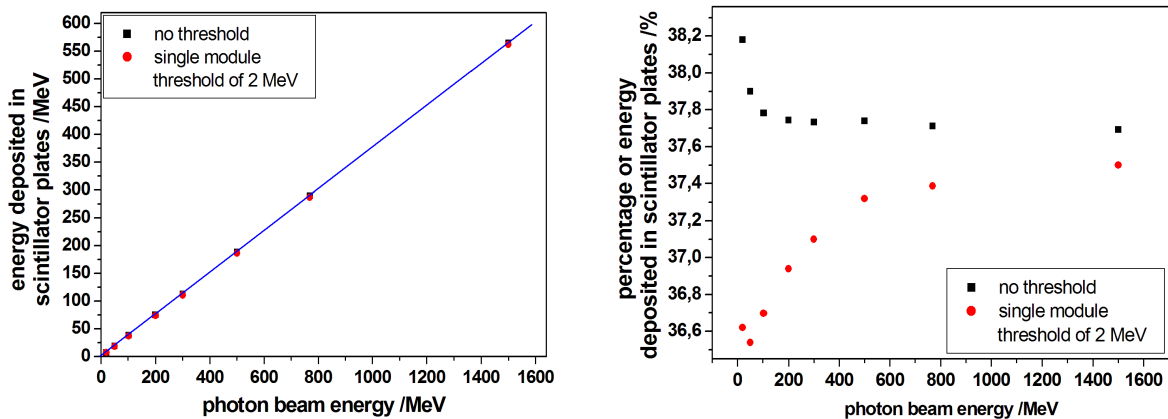


Abbildung 6.6: Summe der in den Szintillatorplatten der einzelnen Module einer 6 x 6 - Matrix deponierten Energie (links) und prozentualer Anteil der Summe der in den Szintillatorplatten der Matrix deponierten Energie von der Einschussenergie (rechts). Die in den Szintillatorplatten deponierte Energie wurde dabei zunächst individuell für jedes Modul bestimmt und anschließend zum Einen ohne Einzelmodulschwelle (schwarze Punkte) und zum Anderen mit einer Einzelmodulschwelle von 2 MeV (rote Punkte) aufsummiert.

Die linke Abbildung verdeutlicht, dass sich sowohl mit als auch ohne Einzelmodulschwelle eine lineare Energieresponse ergibt. Wie erwartet hat die Schwelle kaum Auswirkungen auf die rekonstruierte Energie. In der rechten Abbildung ist zu erkennen, dass der prozentuale Anteil der in den Plastikszintillatoren deponierten Energie ohne Schwelle bei etwa 37,8 % liegt und, wie bereits bei der Betrachtung der einzelnen Module beobachtet wurde, bei kleinen Energien unterhalb von 100 MeV leicht ansteigt, was darauf hindeutet, dass kleine Energien auf Grund der energieabhängigen Wirkungsquerschnitte eine leicht erhöhte Wahrscheinlichkeit aufweisen, ihre Energie in den Plastikszintillatoren zu deponieren. Bei Anwendung einer Einzelmodulschwelle zeigt sich, dass die Auswirkung dieser bei kleinen Energien am deutlichsten ist, während die deponierte Energie bei höheren Photonenenergien gegen den ohne Schwelle ermittelten Wert konvergiert. Das beobachtete Verhalten bei kleinen Energien erklärt auch den für manche Positionen in Abbildung 4.24 bei den experimentellen Daten beobachteten leichten Abfall der absoluten Kalibrationskoeffizienten für kleine Energien.

Im nächsten Schritt soll die im Idealfall, also unter Vernachlässigung von Lichtsammlung und anderer Effekte, mit dem Prototyp erreichbare Energieauflösung betrachtet werden. Nimmt man an, dass die Photonenenergie zumindest bei kleinen Energien nahezu vollständig im Prototyp deponiert wird, so wird die erzielbare Energieauflösung nur durch die Samplingfluktuationen der im Plastikszintillatormedium deponierten Energie bestimmt. Die erzielte Energieauflösung mit und ohne Einzelmodulschwelle ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Es zeigt sich, dass die angewandte Einzelmodulschwelle nur bei Energien unterhalb von etwa 200 MeV

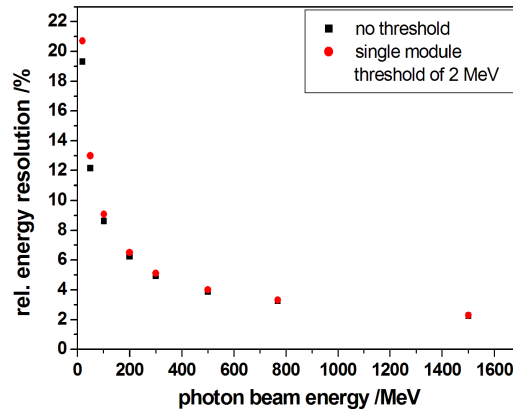


Abbildung 6.7: Relative Energieauflösung der im Szintillatormaterial deponierten Energie für die Energiesumme der einzelnen Module der 6 x 6 - Matrix ohne Einzelmodulschwelle (schwarze Punkte) und mit Einzelmodulschwelle von 2 MeV (rote Punkte).

einen signifikanten Einfluss auf die Energieauflösung hat. Bei 1 GeV ergibt sich eine Energieauflösung von etwa 3 %, während der Wert bei 100 MeV bei etwa 9,2 % liegt. In der Realität haben jedoch neben der reinen Energiedeposition vor allem auch die in den Plastiksintillatoren erzeugte Lichtmenge, die Effektivität der Lichtsammlung und die Quanteneffizienz des Photosensors einen entscheidenden Einfluss auf die Energieauflösung. Hinzu kommen noch Energieverluste im toten Material der Zwischenräume, der Einfluss des elektronischen Rauschens sowie durch die Kalibrationsmethode bedingte Ungenauigkeiten. Das Zusammenspiel all dieser Faktoren führt schließlich zu der im Experiment bestimmten Energieauflösung. Die in dieser Simulation ermittelte Energieauflösung stellt daher nur eine untere Grenze des erreichbaren Wertes dar.

6.5 Simulation des Schauerprofils

Ein weiterer besonders für die bei den Messungen mit kosmischen Myonen diskutierte longitudinale Homogenität (vgl. Abschnitt 5.3) aber auch für eine Abschätzung der benötigten Kalorimeterlänge relevanter Punkt ist das longitudinale Schauerprofil innerhalb des Shashlyk-Kalorimeters. Auf Grund des Aufbaus der Module aus einzelnen Schichten, kann dies sehr einfach über die Verteilung der in den einzelnen aktiven und passiven Schichten deponierten Energie bestimmt werden. In Abbildung 6.8 sind die Schauerprofile bei verschiedenen Einschussenergien der Photonen als Funktion der Schichtnummer aufgetragen. Die 760 einzelnen Platten eines Moduls sind dabei unabhängig davon, ob es sich um eine Plastiksintillatorplatte oder eine Bleiplatte handelt, durchgängig von vorne nach hinten durchnummeriert. Die obere Reihe zeigt die Schauerprofile für ein einzelnes ($5,5 \times 5,5$) cm^2 großes Modul, während die untere Reihe das Schauerprofil für die gesamte (33×33) cm^2 große Matrix darstellt. Es zeigt sich, dass die relative Höhe des Schauerprofils bei größeren Tiefen für die gesamte Matrix im Vergleich zum einzelnen Modul leicht ansteigt, ansonsten sind die Verteilungen jedoch nahezu identisch. Der Vergleich der verschiedenen Photonenergien zeigt, dass sich das Schauermaximum wie erwartet bei höheren Photonenergien tiefer in das Modul hineinverlagert. Daher ist es besonders wichtig, dass das Modul unabhängig von der Tiefe der Energiedeposition eine

6.5 Simulation des Schauerprofils

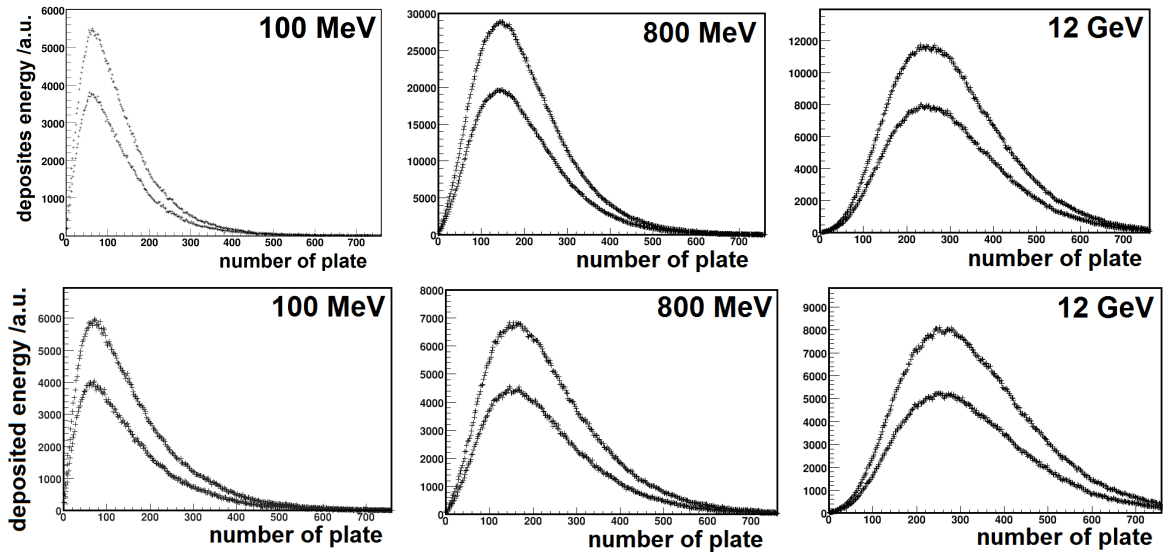


Abbildung 6.8: Schauerprofil für 100 MeV (links), 800 MeV (mitte) und 12 GeV (rechts) Photonen in einem einzelnen Shashlykmodul (obere Reihe) und in der gesamten Matrix (untere Reihe)

in etwa gleiche Energieresponse liefert, da es ansonsten zu einer energieabhängigen Nichtlinearität kommen kann. Um diesen Effekt besser abschätzen zu können, ist in Abbildung 6.9 die Position des Schauermaximums als Funktion der Energie des Photonenstrahls aufgetragen.

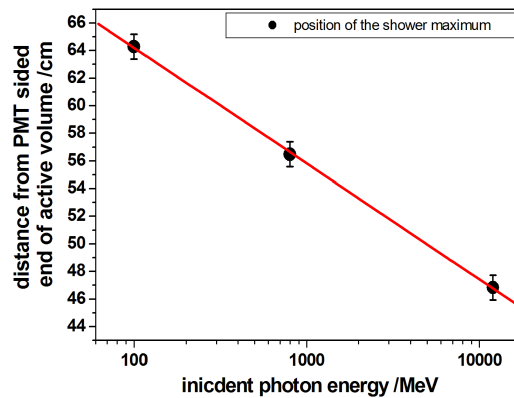


Abbildung 6.9: Longitudinale Position des Schauermaximums in Abhängigkeit der Photonenenergie. Die Position gibt den Abstand zum Ende des aktiven Mediums auf der Seite des Photomultipliers an. Das aktive Medium hat eine Länge von 69,8 cm.

Die Abbildung zeigt, dass die Position des Schauermaximums wie erwartet mit dem Logarithmus der Photonenenergie skaliert (vgl. Gleichung 1.13). Es ergibt sich der in Gleichung 6.1 angegebene funktionale Zusammenhang für den Energiebereich > 100 MeV.

$$x_{long.} = 80,97 \text{ cm} - 8,38 \text{ cm} \cdot \log(E/\text{MeV}) \quad (6.1)$$

Für den bei den Testmessungen betrachteten Energiebereich von 103 bis 769 MeV ergibt sich damit eine Verschiebung des Schauermaximums für die beiden Extremalenergien um etwa 7,2 cm.

6.6 Simulation der Ortsauflösung

Um die Positionsabhängigkeit der Ortsauflösung, sowie den Einfluss des Strahldurchmessers auf die Ortsauflösung besser einordnen bzw. abschätzen zu können, werden in diesem Abschnitt die verschiedenen Einflussfaktoren auf die Ortsauflösung simuliert. Hierbei wurde wie bei der experimentellen Bestimmung der Ortsauflösung eine Binggröße von 1 mm und ein W_0 Wert der logarithmischen Gewichtung von 4,6 verwendet. Dieser Wert ist unabhängig von der absoluten Energiedeposition. Für die experimentelle Einzelmodulschwelle von 4,0 MeV, wurde der auf die tatsächliche Energiedeposition in den Szintillatorplatten skalierte Wert von 0,9 MeV verwendet. Die hiermit simulierten Ortsverteilungen sind in Abbildung 6.10 dargestellt.

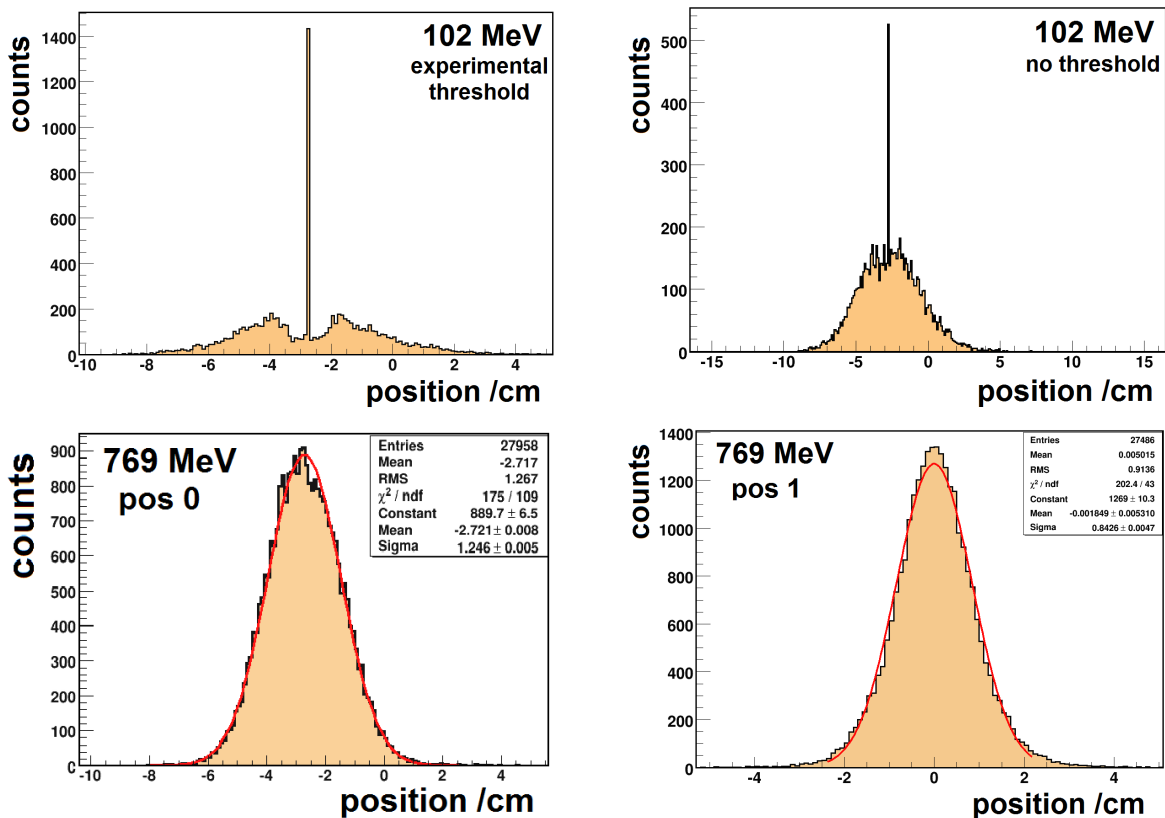


Abbildung 6.10: Simulierte Verteilung des rekonstruierten Interaktionsortes. Die obere Reihe zeigt die Verteilung für die Interaktion von 102 MeV Photonen an Position 0 mit der experimentellen Einzelmodulschwelle (links) sowie ohne diese Schwelle (rechts). Die Untere Reihe zeigt die Verteilung für eine Photonenenergie von 769 MeV bei Interaktionsposition 0 (links) und Interaktionsposition 1 (rechts).

Die obere Reihe zeigt die Ortsverteilung für eine Photonenenergie von 102 MeV zum einen bei Verwendung einer Einzelmodulschwelle wie im Experiment (links) und zum anderen ohne Einzelmodulschwelle (rechts). Es zeigt sich, dass sich mit Einzelmodulschwelle die im Experiment beobachtete und bereits diskutierte Verteilung mit Minima neben dem zentralen Bin ergibt (vgl. Abschnitt 4.6). Die rechte Abbildung ohne Einzelmodulschwelle, in der die beiden Minima nicht zu beobachten sind, verdeutlicht, dass dieser Effekt tatsächlich durch die hohe Einzelmodulschwelle und die dadurch verursachte kleine Clustergröße zu Stande kommt. In der Simulation wurden daher wie im Experiment nur Photonenenergien > 200 MeV betrachtet, für welche der bei 102 MeV zu beobachtende Effekt nicht mehr auftritt. Die untere Reihe verdeutlicht am Beispiel einer Photonenenergie von 769 MeV, dass sich bei höheren Energien sowohl bei Interaktionsposition 0 (Zentrum eines Untermoduls) als auch bei Interaktionsposition 1 (Punkt zwischen 4 Modulen) eine gaußförmige Verteilung ergibt.

Um die simulierte Ortsauflösung mit der experimentell bestimmten zu vergleichen, wurde die Ortsauflösung für verschiedene Energien zwischen 200 MeV und 1,5 GeV aus den simulierten Daten bestimmt. Es ergibt sich die in Abbildung 6.11 dargestellte Energieabhängigkeit.

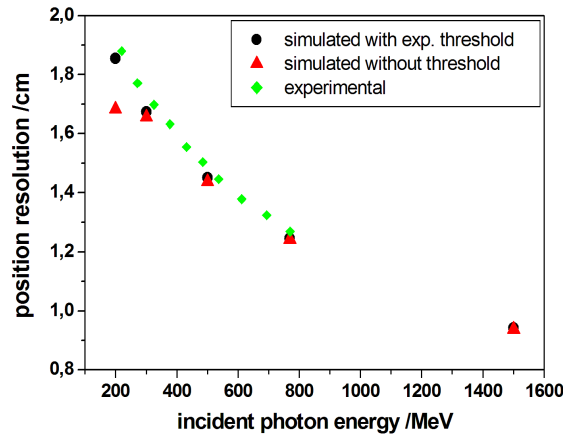


Abbildung 6.11: Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Photonenenergie und der Einzelmodulschwelle. Die schwarzen Punkte wurden unter Anwendung der experimentellen Einzelmodulschwelle und die roten Punkte unter Verzicht auf diese Bedingung bestimmt. Zum Vergleich ist die aus den experimentellen Daten mit Einzelmodulschwelle bestimmte Ortsauflösung dargestellt (grüne Punkte).

Die Abbildung zeigt, dass die unter den experimentellen Bedingungen simulierte Ortsauflösung (schwarze Punkte) sehr gut mit den experimentellen Werten (grüne Punkte) übereinstimmt. Führt man die Simulation ohne eine Einzelmodulschwelle durch, so zeigt sich, dass sich die Werte oberhalb von 300 MeV praktisch nicht ändern, bei 200 MeV wird die Ortsauflösung jedoch ohne Einzelmodulschwelle schon deutlich besser. Dies ist zu erwarten, da die durch den W_0 -Wert festgelegte, energieabhängige Schwelle ab etwa 300 MeV größer als die Einzelmodulschwelle wird, so dass die Einzelmodulschwelle hier praktisch automatisch enthalten ist. Die insgesamt zu beobachtende gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten zeigt, dass die mit der logarithmischen Gewichtung bestimmte Ortsauflösung praktisch unabhängig von der absolut deponierten Energie bzw. von der erzeugten Lichtmenge ist. Sie hängt wie schon die zu Grunde liegende Formel zeigt (vgl. Abschnitt 4.6), lediglich vom Verhältnis der in den einzelnen Modulen deponierten Energie bzw. der erzeugten Lichtmenge ab. Da die im Experiment erzeugte Lichtmenge in den einzelnen Modulen proportional zu der

in der Simulation ermittelten deponierten Energie ist, ist in erster Näherung kein Unterschied zwischen experimenteller und simulierter Ortsauflösung zu erwarten.

Als nächsten Schritt wird die Variation der Ortsauflösung an den verschiedenen Interaktionspositionen genauer betrachtet. Hierbei reduzieren sich die im Experiment untersuchten Interaktionspositionen bezüglich der Energieaufteilung zwischen den Modulen prinzipiell auf 3 bzw. 4 verschiedene Fälle. Der erste Fall ist durch eine Interaktion im Zentrum eines Untermoduls (pos0) gegeben, der Zweite ist durch den Punkt zwischen 4 Modulen gegeben (pos1, pos3, pos4), während der letzte für den Punkt in der Mitte zwischen 2 Modulen (pos2, pos5) eintritt. Während bei den ersten beiden Fällen auf Grund der Punktsymmetrie der Energiedeposition eine identische Ortsauflösung für x und y Richtung zu erwarten ist, sind die beiden Richtungen beim letzten Fall getrennt zu betrachten. Interaktionsposition 6 ist eine Mischung der Fälle und soll daher hier nicht genauer betrachtet werden. In Abbildung 6.12 ist die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung an den verschiedenen Punkten dargestellt. Zum Vergleich ist auch die experimentell bestimmte Ortsauflösung angegeben.

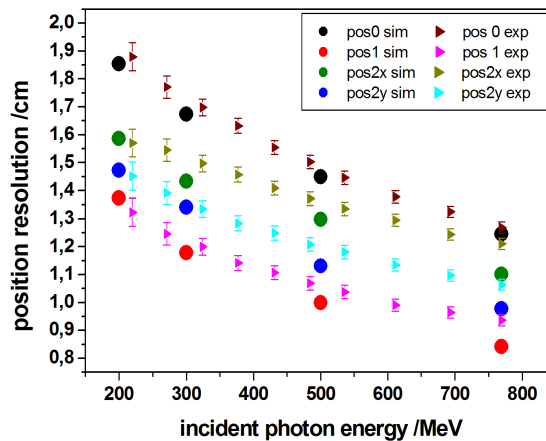


Abbildung 6.12: Abhängigkeit der simulierten Ortsauflösung (Punkte) von der Interaktionsposition im Vergleich zur experimentellen Ortsauflösung (Dreiecke).

Es zeigt sich, dass die Simulation die im Experiment beobachtete Ortsauflösung sehr gut reproduziert, lediglich bei höheren Energien ist die Simulation teils etwas besser. Dieser Effekt kann auf die laterale Inhomogenität der experimentellen Energiedeposition für die verschiedenen Auftreffpunkte innerhalb eines Interaktionspunktes des ausgedehnten Photoonenstrahls zurückgeführt werden. Die Positionsabhängigkeit der Ortsauflösung kann wie in Abschnitt 4.6 bereits angesprochen wurde, durch die unterschiedliche Energieaufteilung zwischen den Modulen erklärt werden. Während bei Position 0 das zentrale Modul etwa 70 % der Energie sieht, detektieren die umliegenden Module im Mittel jeweils weniger als 5 % der Energie. Hierdurch ergibt sich bei diesen Modulen ein relativ großer statistischer Fehler der Gewichtungsfaktoren, wodurch die schlechte Energieauflösung zu erklären ist. Bei einer Position zwischen 4 Modulen detektieren hingegen alle 4 Module etwa gleich viel Energie, so dass die relativen Fehler hier etwa gleich groß sind. Die Fehlerfortpflanzung liefert somit für den rekonstruierten Ort einen deutlich geringeren Fehler und somit eine bessere Ortsauflösung. Bei kleinen Energien kommt noch die geringe Clustergröße hinzu, welche die Energie bei Position 0 nochmals verschlechtert, da nicht mehr alle umliegenden Module in jedem Ereignis ansprechen. In der Theorie müssten demnach alle experimentellen Punkte, welche denselben Fall erfüllen, die

6.6 Simulation der Ortsauflösung

gleiche Ortsauflösung zeigen. Die im Experiment in Abbildung 4.31 zu beobachtende leichte Variation unter den theoretisch identischen Punkten kommt durch die Inhomogenität der Module und die leicht unterschiedliche Lichtsammung der einzelnen Module zu Stande.

Als letzten Punkt soll noch der Einfluss des Strahldurchmessers auf die Ortsauflösung betrachtet werden. Hierzu wurde die Ortsauflösung an Interaktionsposition 0 zum Einen mit einem Strahldurchmesser von 10 mm wie im Experiment und zum Anderen mit einem Strahldurchmesser von 0,1 mm, also bei einer nahezu punktförmigen Interaktion simuliert. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.13 dargestellt.

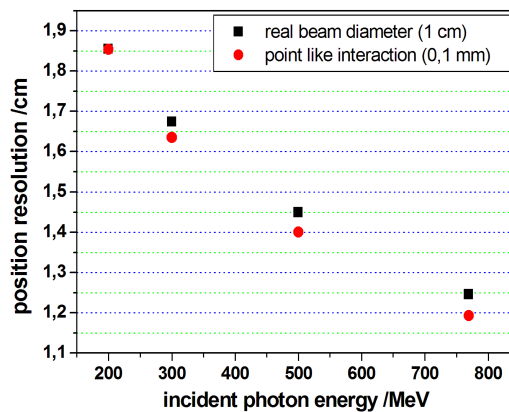


Abbildung 6.13: Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Strahldurchmesser bei einem Strahldurchmesser wie im Experiment (schwarze Punkte) und einer nahezu punktförmigen Interaktion (rote Punkte).

Es zeigt sich, dass der Einfluss des endlichen Strahldurchmessers umso größer ist, je kleiner die bestimmte Ortsauflösung wird. Während bei einer Ortsauflösung von 1,85 cm noch nahezu kein Effekt zu beobachten ist, bewirkt der Strahldurchmesser bei einer Ortsauflösung von 1,25 mm schon eine Verschlechterung um 0,5 mm im Vergleich zu einem festen Interaktionspunkt. Dies entspricht jedoch nur etwa 4 % der ermittelten Ortsauflösung und ist daher in erster Näherung vernachlässigbar.

Kapitel 7

Diskussion und Ausblick

7.1 Vergleich der Ergebnisse mit den Ergebnissen der ersten Strahlzeit

Um die bei der analysierten Strahlzeit erzielten Ergebnisse bezüglich der Energieauflösung und vor allem der Homogenität der rekonstruierten Energie zu verifizieren, sollen diese mit den Ergebnissen der ersten Strahlzeit verglichen werden. Die beiden Strahlzeiten wurden, was Kalibration und andere Parameter angeht, vollständig unabhängig voneinander analysiert. Weiterhin wurde bei der ersten Strahlzeit neben der Kalibration mit hochenergetischen Photonen eine zusätzliche Kalibration mit kosmischen Myonen durchgeführt, welche die beobachteten Effekte bezüglich der Inhomogenität der rekonstruierten Energie bestätigt hat, jedoch auf Grund des großen Fehlers bei der Bestimmung der Kalibrationsparameter alleine aus der horizontalen Messung kosmischer Myonen zu einer etwas schlechteren relativen Energieauflösung geführt hat, so dass dieser Kalibrationsansatz nicht weiter verfolgt wurde.

Die für die Kalibration mit hochenergetischen Photonen für die beiden Strahlzeiten bestimmten relativen Energieauflösungen sind für die 7 bei beiden Strahlzeiten identischen Interaktionspunkte in Abbildung 7.1 dargestellt. Zusätzlich ist die relative Energieauflösung für den ausschließlich in Strahlzeit 1 verwendeten Punkt 7 angegeben. Die Nichtlinearität der Energieresponse des zentralen Moduls wurde bei der ersten Strahlzeit für die Positionen 0, 6 und 7 korrigiert, da bei diesen Positionen das zentrale Modul einen Großteil der Energie sieht und die Korrektur somit problemlos möglich ist, ohne Nichtlinearitäten der übrigen Module befürchten zu müssen. Für die übrigen Positionen wurde keine Korrektur durchgeführt, da die Stärke der Nichtlinearität der benachbarten Module, welche bei diesen Positionen eine ähnlich hohe Energie detektieren, nicht bekannt ist. Die fehlende Korrektur hat bei diesen Positionen jedoch keine großen Auswirkungen, da alle Module stets Energien < 400 MeV detektieren, so dass nur mit einer minimalen Nichtlinearität bei den höchsten Energien zu rechnen ist. Bei der zweiten Strahlzeit wurden, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, alle Module linearisiert. Es zeigt sich, dass für die Positionen 3, 4 und 5 bei der ersten Strahlzeit eine signifikant schlechtere relative Energieauflösung als bei der 2. Strahlzeit beobachtet wurde. Dies kann durch die Tatsache erklärt werden, dass diese Punkte genau im Zwischenraum zwischen 2 Hauptmodulen liegen. Dieser Zwischenraum war bei der ersten Strahlzeit auf Grund der hinzugefügten Ummantelung der Module etwa 2-3 mm groß, so dass bei einigen Ereignissen ein großer Teil

7.1 Vergleich der Ergebnisse mit den Ergebnissen der ersten Strahlzeit

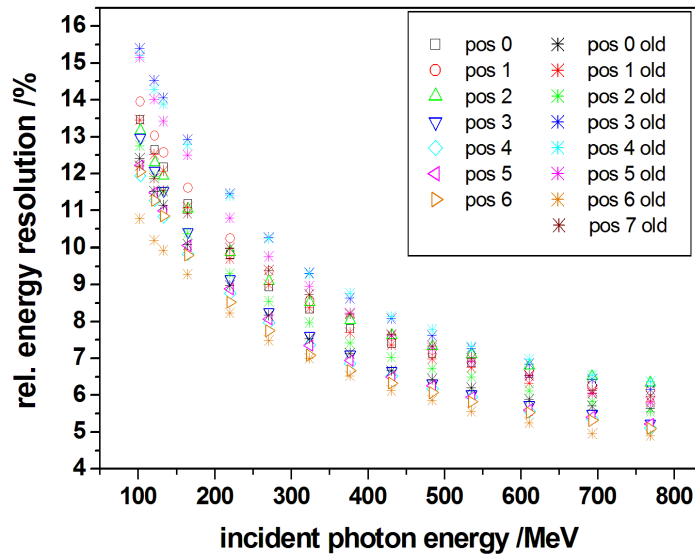


Abbildung 7.1: Vergleich der, bei beiden Strahlzeiten an den gleichen Positionen erzielten relativen Energieauflösung.

des Schauers in diesem Zwischenraum verloren ging. Dies hatte zur Folge, dass diese Ereignisse nicht mehr korrekt rekonstruiert werden konnten, wodurch sich im rekonstruierten Energiespektrum ein Untergrund zu kleinen Energien hin ergab, welcher auch den eigentlichen Peak signifikant verbreitert hat. Bei der 2. Strahlzeit wurde dieser Zwischenraum durch die ausschließliche Ummantelung der Module mit schwarzem Papier deutlich verkleinert, so dass dieser nur noch einen vernachlässigbaren Untergrund verursacht. Hierdurch konnte die relative Energieauflösung an diesen Positionen deutlich verbessert werden. Bei den übrigen Positionen wird deutlich, dass die relative Energieauflösung besonders bei kleinen Energien bei der ersten Strahlzeit leicht besser ist als bei der 2. Strahlzeit. Dies kann durch die auf Grund des höheren Gains der PMTs bei der ersten Strahlzeit vorliegenden geringeren Schwelle (2,6 MeV statt 4,0 MeV) erklärt werden. Durch den beschriebenen Effekt des großen Zwischenraums zwischen den Modulen ergab sich bei der ersten Strahlzeit eine recht weite Streuung der relativen Energieauflösung. Durch diesen Effekt war auch die Korrelation der relativen Energieauflösung mit der rekonstruierten Amplitude an den Positionen 3, 4 und 5 verfälscht.

Im nächsten Schritt soll die Homogenität der rekonstruierten Amplitude für die beiden Strahlzeiten an den 7 gemeinsamen Positionen verglichen werden. Hierzu ist in Abbildung 7.2 die rekonstruierte Energie für 103 MeV, 377 MeV und 769 MeV Photonen für die 7 Interaktionspositionen für beide Strahlzeiten dargestellt. Hierbei wurde die absolute Kalibration so gewählt, dass die rekonstruierte Amplitude von pos0 der Einschussenergie entspricht. Diese absolute Kalibration wurde für alle Positionen angewandt. Es zeigt sich, dass die Inhomogenität der rekonstruierten Amplitude für beide Strahlzeiten ähnlich ist. Die in den Abbildungen zu beobachtende leichte Verschiebung der Punkte zu höheren bzw. niedrigeren Energien relativ zur Kalibration von Position 0 kommt dadurch zu Stande, dass die Nichtlinearität des zentralen Moduls bei Position 0 bei der 1. Strahlzeit korrigiert wurde, während dies auf Grund der fehlenden Kalibrationspunkte der übrigen Module für hohe Energien bei den anderen

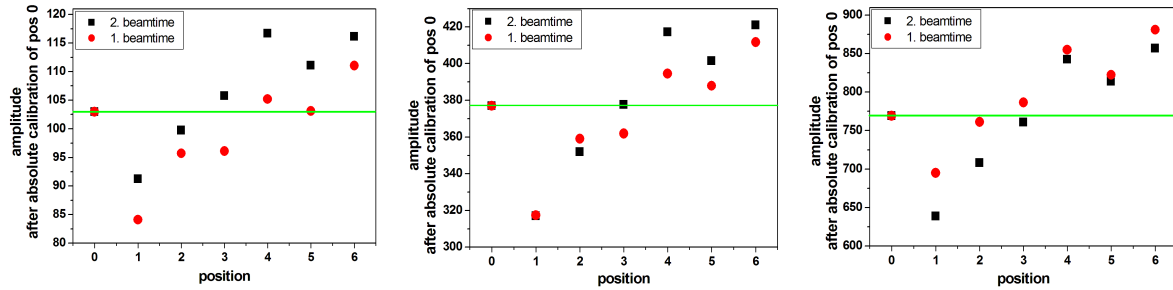


Abbildung 7.2: Vergleich der Abhängigkeit der rekonstruierten Amplitude von der Interaktionsposition für eine Photonenenergie von 103 MeV (links), 377 MeV (mitte) und 769 MeV (rechts). Alle Punkte sind mit der absoluten Kalibrierung von pos0 kalibriert.

Interaktionspositionen nicht möglich war. Hierdurch kommt es zu einer systematischen Verschiebung der rekonstruierten Energien gegenüber den Punkten der 2. Strahlzeit, bei welcher alle Module vollständig linearisiert wurden.

Der Vergleich der beiden Strahlzeiten hat nochmals bestätigt, dass es sich bei der Inhomogenität der rekonstruierten Amplitude um eine Inhomogenität der Lichtsammlung in den Modulen handelt.

7.2 Diskussion

7.2.1 Energieauflösung und Homogenität der Energieresponse

Die Testmessungen mit hochenergetischen Photonen haben verdeutlicht, dass die Energieauflösung zwar bereits einen akzeptablen Wert erreicht, jedoch mit 4,6 % - 5,7 % bei 1 GeV und 12,3 % - 14,6 % bei 100 MeV, je nach Position, noch Optimierungspotential besitzt. Zur Zeit wird praktisch nur totalreflektiertes Licht innerhalb der Plastikszintillatorplatten weitergeleitet und von den Fasern aufgesammelt, da zwischen Plastikszintillatorplatten und Bleiplatten keinerlei Reflektormedien vorgesehen sind. Dies verschlechtert zum einen die Energieauflösung kann jedoch auch mit der Zeit zu einer Veränderung der Lichtsammlung führen, da sich die Oberfläche von Blei mit der Zeit durch Alterungsprozesse verändert. Um einen optischen Kontakt zwischen Bleiplatten und Szintillatorplatten zu vermeiden und so zumindest die Totalreflexion des Lichtes in den Szintillatorplatten zu verbessern, wurde in der ursprünglich geplanten (11 x 11) cm^2 großen Version der Module ein kleiner Zwischenraum zwischen Bleiplatten und Szintillatorplatten freigelassen, welcher durch ein System von Pins und korrespondierenden Aussparungen im äußeren Bereich der Platten realisiert wurde. Durch die Verkleinerung der Module, welche auf Grund der physikalischen Anforderungen an die Clustergröße und die Ortsauflösung nötig wurde, hat dieses System jedoch in der aktuell vorliegenden Prototypversion teilweise seine Funktion verloren. Dies kann damit erklärt werden, dass die Plastikszintillatorplatten in 4 gleich große Teile geteilt wurden, um so die 4 optisch voneinander getrennten Untermodule zu erhalten. Bei diesen kleinen Platten funktioniert das System von Abstandhaltern jedoch, wenn überhaupt nur noch im äußeren Bereich, während die Szintillatorplatten im inneren Bereich beliebigen Kontakt zu den Bleiplatten haben können. Hinzu kommt noch die Tatsache, dass die Szintillatorplatten an den

beiden inneren Kanten mit weißer Farbe versehen wurden, um die Untermodule so optisch voneinander zu isolieren, während die Reflexion an den äußeren beiden Seiten durch eine lose aufliegende Schicht reflektierendes TYVEK-Papier erfolgt. Testmessungen an Szintillatorplatten haben gezeigt, dass diese Konfiguration eine in den inneren Bereichen des Moduls um $(3 \pm 1) \%$ schlechtere Lichtsammlung als in den äußeren Bereichen hervorruft [PS12]. Bei den Testmessungen mit hochenergetischen Photonen wurde eine Variation der rekonstruierten Energie zwischen dem Punkt in der inneren Ecke des Moduls und dem Punkt an der äußeren Ecke des Moduls von etwa 25 % beobachtet. Dies zeigt, dass neben der weißen Farbe auch der, durch die Verkleinerung der Plastikplatten veränderte interne Aufbau des Moduls einen entscheidenden Einfluss auf die Homogenität der Lichtsammlung hat.

Trägt man die rekonstruierte Energie für eine einzelne Interaktionsposition des Photonenstrahls in Abhängigkeit des rekonstruierten Ortes auf, so wird, wie die im Mittel zum Zentrum des Moduls hin abfallende rekonstruierte Energie in Abbildung 7.3 (links) zeigt, deutlich, dass die laterale Inhomogenität auf Grund des Strahldurchmessers von etwa 1 cm auch einen Einfluss auf die rekonstruierte Energie für eine einzelne Interaktionsposition hat.

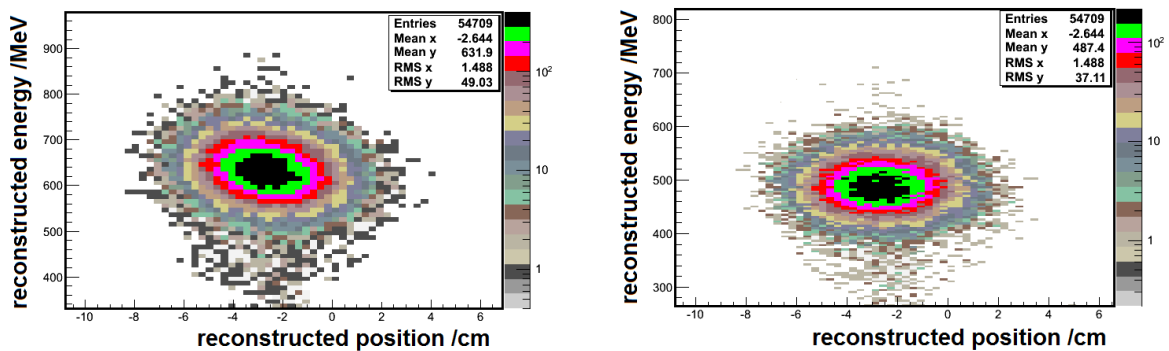


Abbildung 7.3: Korrelation von rekonstruierter Energie und rekonstruiertem Ort vor der ortsabhängigen Korrektur (links) und nach der Korrektur und einer absoluten Kalibrierung (rechts), am Beispiel von Interaktionsposition 0 für eine Energie des Photonenstrahls von 484 MeV.

Korrigiert man die rekonstruierte Energie in Abhängigkeit des rekonstruierten Auftreffpunktes für eine Position, so ergibt sich eine im Mittel positionsunabhängige Energieresponse (7.3 (rechts)). Durch die Korrektur wird auch die relative Energieauflösung geringfügig ($\approx 0,2 \%$) verbessert. Diese Korrektur ist jedoch bei den vorliegenden Daten unter Berücksichtigung der Ortsauflösung von > 1 cm nur bedingt möglich. Die Beobachtung, dass auch die an verschiedenen Positionen innerhalb des Strahlprofils einer Interaktionsposition auftreffenden Photonen eine Inhomogenität der Energieresponse zeigen, verstärkt die bereits gemachten Aussagen zu den Folgen der lateralen Inhomogenität nochmals. Eine allgemeine Positionskorrektur in Abhängigkeit des Auftreffortes für alle Module ist mit den vorliegenden Modulen nicht ohne weiteres möglich, da die Stärke der Inhomogenität von Modul zu Modul variiert, so dass eine individuelle, empirisch zu bestimmende, zweidimensionale Korrekturfunktion für jedes Modul nötig wäre.

7.2.2 Orts- und Zeitauflösung

Die Ortsauflösung liegt je nach Interaktionsposition und der daraus resultierenden intrinsischen Aufteilung der Energie unter den Modulen für eine Photonenenergie von 769 MeV bei 0,75 cm bis 1,2 cm und bei 200 MeV zwischen 1,2 cm und 1,9 cm. Skaliert man diese Werte mit $1/\sqrt{E}$, so ist man mit etwa 0,27 mm deutlich unterhalb der im TDR [FSC12] geforderten 3,5 mm, für 15 GeV Photonen.

Für die Zeitauflösung ergibt sich ein Wert, der bei kleinen Energien unterhalb der vorgesehenen 100 ps $/\sqrt{E}$ liegt und ab etwa 400 MeV den Verlauf von etwa 100 ps $/\sqrt{E}$ recht gut wiedergibt. Bedenkt man, dass das Shashlyk-Kalorimeter etwa 8,5 m hinter dem Interaktionspunkt steht, so haben Photonen eine Flugzeit von immerhin 28,3 ns. Für Teilchen, welche sich mit weniger als der Lichtgeschwindigkeit bewegen, ist diese Flugzeit nochmals länger, so dass präzise Flugzeitmessungen mit dieser Zeitauflösung in jedem Fall möglich sein sollten.

7.2.3 Linearität der Energieresponse einzelner Module

Bei der Betrachtung der Rohdaten der Kalibrationsmessungen (siehe Abb. 3.4) wird deutlich, dass einige der mit einem XP1911/1912 Photomultiplier ausgestatteten Module eine Nichtlinearität der Energieresponse bei hohen Energien aufweisen. Diese äußert sich in Form einer Sättigung der mit diesen Modulen gemessenen Amplitude bei hohen Energien. Dieser Effekt wurde auch bei der ersten Teststrahlzeit schon beobachtet. Hier wurden jedoch im Gegensatz zur zweiten Teststrahlzeit nur für das zentrale Modul Daten im gesamten Energiebereich aufgenommen, so dass keine verlässliche Aussage über das Auftreten dieses Effektes bei anderen Photomultipliern / Modulen möglich war. Die beobachtete Nichtlinearität kann auf eine Sättigung des Ausgangstroms der Photomultiplier auf Grund zu hoher Signale zurückgeführt werden. Der in Abbildung 7.4 (links) gezeigte Vergleich der auf die geringste Photonenenergie normierten Energieresponse für die beiden Spannungen zeigt, dass die Nichtlinearität bei einer Analyse über das Integral der Signalform bei der geringeren Spannung etwas reduziert werden konnte, jedoch immer noch deutlich zu beobachten ist. Betrachtet man hingegen die Werte für eine Analyse über die Pulshöhe der Signalform (Abbildung 7.4 (rechts)), so zeigt sich, dass die Nichtlinearität zum Einen deutlich ausgeprägter ist, und zum Anderen auch deutlich von der anliegenden Spannung abhängt, wobei eine niedrigere Spannung die Nichtlinearität deutlich reduziert. Dies kann damit erklärt werden, dass der zur Zeit des Maximums der Signalform vorliegende maximale Anodenstrom relativ groß werden kann und somit die Höhe der Signalform an der Position des Maximums deutlich stärker durch die Saturierung beeinflusst wird als das Integral der gesamten Signalform.

Um sicherzustellen, dass keine zu hohen Signale entstehen und um den im späteren Experiment geforderten dynamischen Bereich zwischen 10 MeV und 15 GeV besser abzudecken, wurde bei der zweiten Strahlzeit die Spannung bei allen Modulen so verringert, dass das Gain und damit auch der Anodenstrom um einen Faktor 2 reduziert sind. Dennoch konnte bei einzelnen Modulen mit Philips XP1911/1912 Photomultiplier weiterhin eine leichte Nichtlinearität beobachtet werden, während die übrigen Module mit dem gleichen Photomultipliertyp einen nahezu linearen Verlauf zeigen. (vgl. Abb. 3.4). Andererseits zeigen alle Module mit Hamamatsu R7899 Photomultiplier, welche einen höheren dynamischen Bereich besitzen als die XP1911/1912 Photomultiplier, einen nahezu linearen Verlauf über den gesamten Energiebereich.

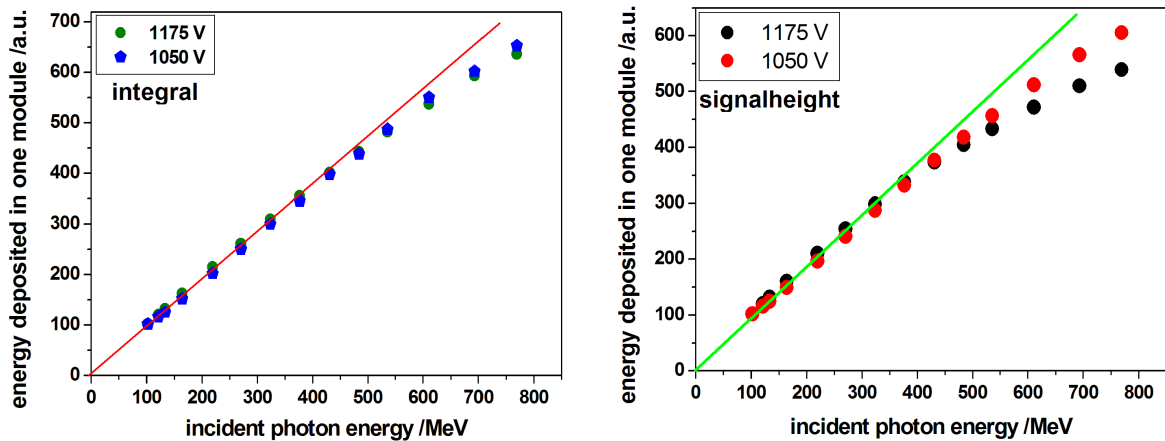


Abbildung 7.4: Energieabhängigkeit der Energieresponse für zwei verschiedene über die Versorgungsspannung geregelte Gains des Photomultipliers, bei einer Analyse über das Integral der Signalf orm (links) und über die Signalthöhe (rechts).

Um den Effekt der Nichtlinearität genauer zu untersuchen und quantitativ zu charakterisieren, wurde die Linearität der Photomultiplier mit dem in Abbildung 7.5 dargestellten Aufbau untersucht.

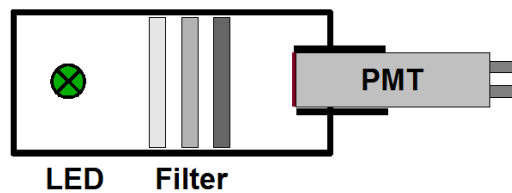


Abbildung 7.5: Testaufbau zur Bestimmung der Linearität der Photomultiplier. Als Lichtquelle wurde eine gepulst betriebene LED mit konstanter Lichtintensität verwendet. Die Variation der Intensität wurde durch eine Reihe Graufilter mit unterschiedlicher Transmission realisiert.

Hierzu wurde, wie der Aufbau zeigt, das Licht einer Leuchtdiode (LED) verwendet, welche durch einen Impulsgenerator mit einer festen Frequenz gepulst betrieben wurde. Die Intensität der LED wurde hierbei fest eingestellt und war während der gesamten Messung konstant. Die Intensität der Photonen konnte durch ein System aus 7 Graufiltern mit verschiedenen Transmissionsgraden für das LED-Licht zwischen 1 % und 70,8 % geregelt werden. Durch Kombination mehrerer Filter konnten auch kleinere Intensitäten erzielt werden. Das von den Filtern transmittierte Licht wurde schließlich von dem, in den lichtdichten Aufbau integrierten Photomultiplier nachgewiesen. Die Signale wurden jeweils mit einem ladungsintegrierenden ADC mit einem dynamischen Bereich von 11 Bit aufgezeichnet. Um die Variation des Effekts zu testen, wurden 2 Photomultiplier getestet, welche im Experiment mit einer unterschiedlich hohen Spannung betrieben werden mussten, um die gleiche relative Amplitude der Shashlyksignale zu erreichen. Das mit obigem Testaufbau gemessene relative Gain der beiden Photomultiplier in Abhängigkeit der Spannung ist in Abbildung 7.6 dargestellt. Es zeigt sich, dass PMT 28, welcher mit der höheren Spannung betrieben wurde, wie erwartet bei gleicher Spannung ein deutlich geringeres Gain als PMT 24, welcher mit der geringeren Spannung betrieben wurde, besitzt. Zusätzlich zum unterschiedlichen intrinsischen Gain

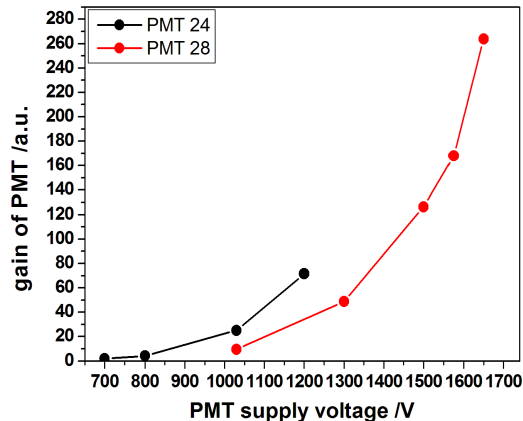


Abbildung 7.6: Vergleich des Gains der beiden verwendeten XP1911/1912 Photomultiplier bei verschiedenen Versorgungsspannungen.

der Photomultiplier kommt bei der Anpassung der Verstärkung für die Shashlyk-Module natürlich noch eine unterschiedliche Kopplung und eine leicht unterschiedliche Lichtsammmlung unter den Modulen hinzu, so dass die tatsächlich im Experiment vorliegenden Verstärkungen nur bedingt mit dem angegebenen Gain korrelieren.

Die für verschiedene Spannungen mit den beiden Photomultipliern erhaltenen Verläufe der Energieresponse sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Die Messpunkte sind jeweils auf den dynamischen Bereich des ADC beschränkt, weshalb der getestete Intensitätsbereich besonders bei PMT 28 für verschiedene Spannungen variiert. Die linke Abbildung stellt jeweils den gesamten Intensitätsbereich dar, während die rechte Abbildung eine detaillierte Ansicht des Bereichs unterhalb von 10 % der Maximalintensität zeigt. Es wird deutlich, dass beide Photomultiplier ab einer gewissen Intensität eine Nichtlinearität der Response zeigen. Der Punkt, an welchem die Nichtlinearität einsetzt, hängt dabei stark von der angelegten Spannung ab, da diese die Verstärkung und damit die Höhe des Anodenstroms bestimmt. Da die Verstärkung und damit der Anodenstrom bei kleinen Spannungen deutlich geringer ist, ist die Response hier über den gesamten untersuchten Intensitätsbereich noch nahezu linear. Würde man die Messung zu höheren Intensitäten fortsetzen, würde auch hier eine Nichtlinearität zu beobachten sein. Wie auf Grund des höheren Gains zu erwarten ist, tritt diese Nichtlinearität bei PMT 24 bereits bei einer deutlich geringeren Spannung als bei PMT 28 auf.

Um die in Abbildung 7.7 dargestellten Linearitätskurven einordnen zu können, wurde die Photoelektronenausbeute der Shashlyk-Module bestimmt. Hierzu wurde die am Photomultiplier anliegende Spannung erhöht und die Verteilung einzelner Photoelektronen sowie das Spektrum kosmischer Myonen mit einem ladungsempfindlichen ADC aufgezeichnet (siehe Abb. 7.8). Aus der rechten Abbildung ergibt sich, dass ein einzelnes Photoelektron 4,14 Kanälen des ADC entspricht. Der Peak kosmischer Myonen in der linken Abbildung liegt demnach bei 35,8 Photoelektronen. Aus Abschnitt 5.1 ist bekannt, dass kosmische Myonen im betrachteten Modul in der relativen Photoneneichung eine Energie von 32,9 MeV deponieren. Multipliziert man diesen Wert mit 0,73 um eine absolute Kalibration zu erhalten, so entspricht die von den Myonen deponierte Energie einem Photonenäquivalent von 24 MeV. Für die vorliegenden $(5,5 \times 5,5) \text{ cm}^2$ großen Module ergeben sich damit $(1,5 \pm 0,3)$ Photoelektronen pro MeV. Der große Fehlerbereich berücksichtigt neben den Unsicherheiten bei der Berechnung auch die Streuung der Lichtausbeute unter den einzelnen Modulen.

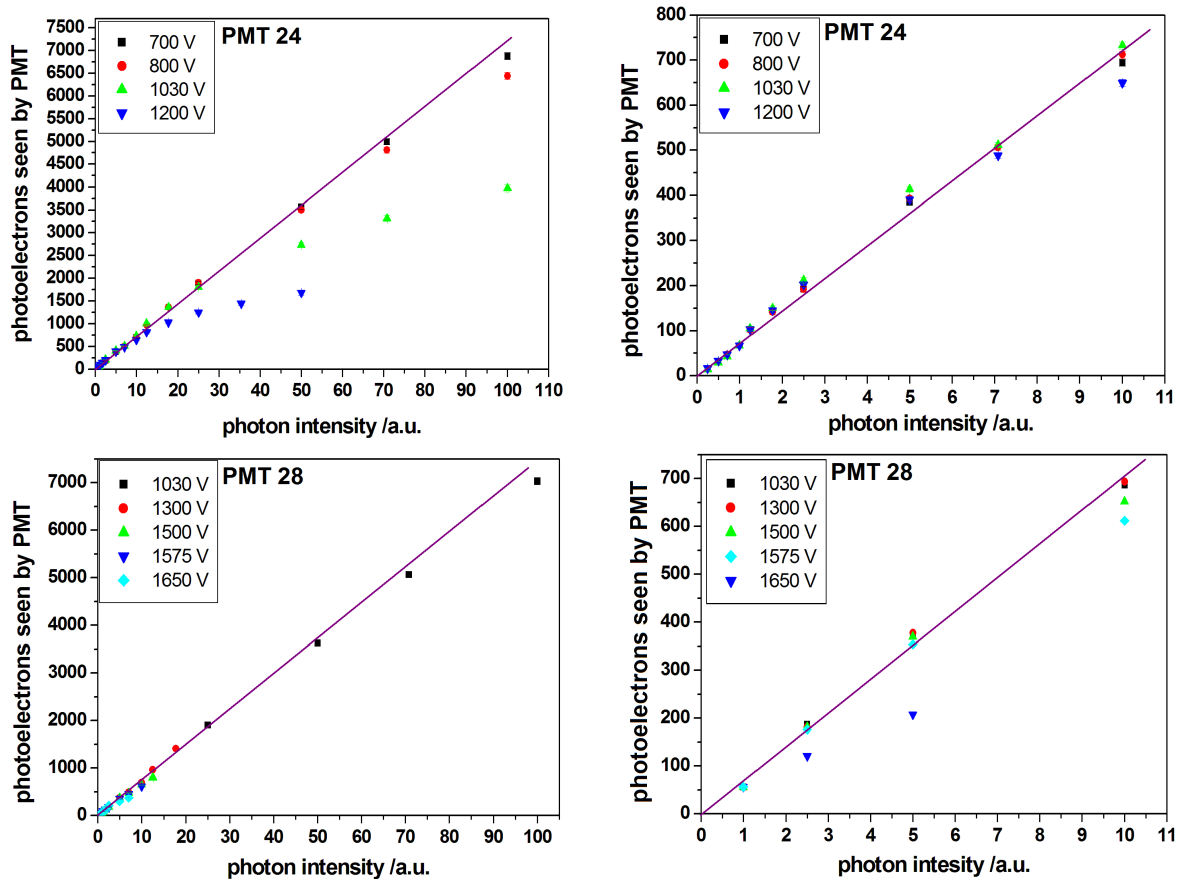


Abbildung 7.7: Response von Philips XP1911/1912 Photomultipliern in Abhängigkeit der Lichtintensität, bei verschiedenen Versorgungsspannungen. Die obere und die untere Reihe zeigen die Response für zwei Photomultiplier mit unterschiedlichem Gain (vgl. Abb. 7.6), wobei die linke Abbildung jeweils den gesamten Intensitätsbereich darstellt, während die rechte Abbildung eine detaillierte Ansicht des Bereichs geringer Photonenintensitäten zeigt.

Für die $(11 \times 11) \text{ cm}^2$ großen Module des KOPIO-Experiments wurde bei der Auslese mittels einer APD mit 93 % Quanteneffizienz ein Wert von 24 p.e./MeV bestimmt [AAB04]. Für die in dieser Arbeit verwendeten Photomultiplier mit Bialkali-Photokathode liegt eine Quanteneffizienz von im Mittel etwa 12 - 13 % für grünes Licht vor [Ph99]. Hiermit würde sich für die KOPIO-Module eine Photoelektronenausbeute von etwa 3,2 p.e./MeV ergeben. Auch unter Berücksichtigung der verkleinerten Modulgröße, ist der für die vorliegenden Module gemessene Wert noch etwas kleiner als der sich für die ähnlich aufgebauten KOPIO-Module bei gleicher Auslese ergebende Wert. Dies kann durch die verschiedenen in dieser Arbeit diskutierten die Lichtausbeute verringernden Faktoren erklärt werden. Es zeigt sich, dass durch eine Optimierung der Module, z.B. durch zusätzliche Reflektoren zwischen den Platten eine deutlich bessere Photoelektronenausbeute erzielt werden kann. Bei anderen Shashlyk-Kalorimetern mit Photomultiplierauslese aus dem Gebiet der Hochenergiephysik ergeben sich ähnliche Werte wie der für die KOPIO Module theoretisch errechnete Wert (CMS: 2,46 p.e./MeV [LD94], LHCb: 3 p.e./MeV [ABB08], RD36: 4 p.e./MeV [ABB95]). Auch diese Werte zeigen, dass für die PANDA-Module noch ein deutliches Optimierungspotential besteht.

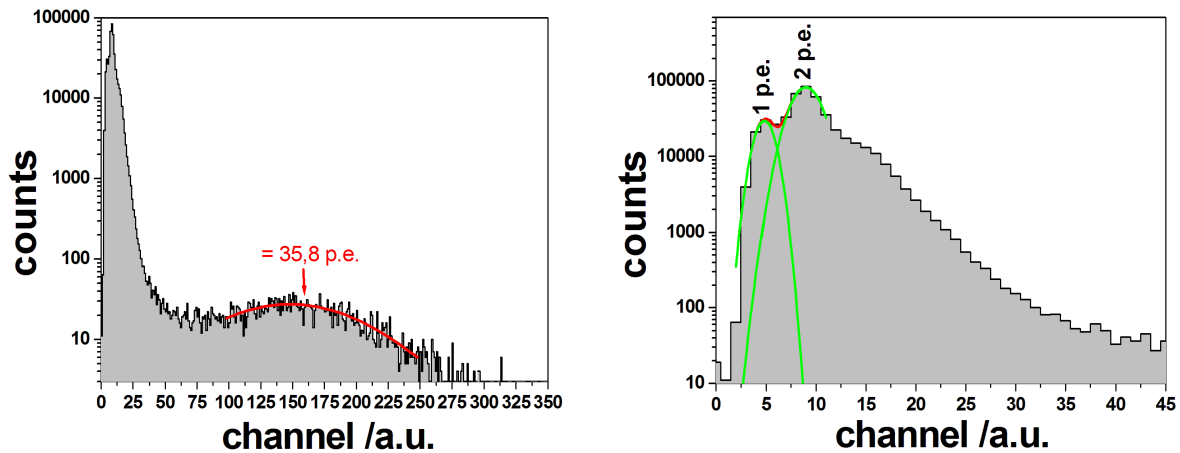


Abbildung 7.8: Mit einem ladungsempfindlichen ADC aufgezeichnetes Spektrum kosmischer Myonen (links) und detaillierte Darstellung des Spektrums einzelner Photoelektronen (rechts).

Die bei der Linearitätsmessung für die höchste Photonenintensität ermittelten etwa 7000 Photoelektronen entsprechen demnach etwa $4,7 \pm 0,9$ GeV. Die im Testexperiment betrachtete Höchstenergie von 769 MeV entspricht etwa 1150 ± 230 Photoelektronen. Die im Experiment beobachtete Nichtlinearität stimmt mit der in diesem Bereich in Abbildung 7.7 zu beobachtenden Nichtlinearität gut überein.

Der Punkt, an welchem die Nichtlinearität auftritt, kann auch rechnerisch bestimmt werden. Dem Datenblatt des Herstellers der Photomultiplier [Ph99] kann entnommen werden, dass die Linearität ($\pm 2\%$) mit den verwendeten Spannungsteilern nur bis etwa 20 mA gewährleistet ist. Bei einer Spannung von 1500V liegt laut Datenblatt ein Gain von $7,5 \cdot 10^6$ vor. Abbildung 7.7 zeigt, dass für PMT 28 bei 1500 V schon bei 650 Photoelektronen eine leichte Nichtlinearität beobachtet werden kann. Die an der Anode erzeugte Ladung ergibt sich für diesen Fall zu:

$$Q = e \cdot \text{Gain} \cdot \text{PE} = e \cdot 7,5 \cdot 10^6 \cdot 650 = 0,78pC \quad (7.1)$$

Die Signaldauer beträgt etwa 42 ns. Für den mittleren Anodenstrom ergibt sich somit:

$$I_{avg.} = \frac{Q}{\Delta t} = 18,6mA \quad (7.2)$$

Der maximale Anodenstrom kann dabei noch deutlich höher sein, wodurch sich das Auftreten der Nichtlinearität erklärt. Die Tatsache, dass im Experiment bei einigen Photomultipliern eine leichte Nichtlinearität beobachtet wird, während sich andere Photomultiplier gleichen Typs im selben Bereich linear verhalten, kann durch die Variation des über die anliegende Spannung nur ungefähr auf das gleiche Niveau eingestellten Gains, sowie durch eine unterschiedliche Lichtausbeute und Kopplung der einzelnen Module erklärt werden. Da in den Modulen des späteren Kalorimeters Hamamatsu R7899 Photomultiplier zum Einsatz kommen sollen, welche im experimentell untersuchten Energiebereich eine lineare Response gezeigt haben, muss in weiteren Messungen sichergestellt werden, dass diese Photomultiplier inklusive der Cockcroft-Wolton Spannungsgeneratoren auch im gesamten Energiebereich bis 15 GeV eine lineare Response bei ausreichender Verstärkung kleinerer Signale liefern.

7.2.4 Dynamischer Bereich und Auswirkung höherer Schwellen

Auswirkung höherer Schwellen: Es wurde gezeigt, dass eine Halbierung des Gains wie erwartet etwa einer Verdopplung der Schwelle entspricht. Diese Information kann genutzt werden, um auf der Basis der maximal akzeptablen Schwelle, den dynamischen Bereich des Sampling-ADC zu bestimmen. Hierzu soll zunächst die Auswirkung eines kleineren Gains auf die relative Energieauflösung betrachtet werden. Durch die Verringerung des Gains verschlechtert sich zunächst das Signal- zu Rauschverhältnis. Somit verschiebt sich das bei einer Strahlenergie von 103 MeV bei der Betrachtung der relativen Energieauflösung in Abhängigkeit der Einzelmodulschwelle, für Schwellen zwischen 2,6 und 4,0 MeV beobachtete Plateau hin zu höheren Schwellen (vgl. Abb. 4.4 in Abschnitt 4.2.1). Der als optimale Schwelle ausgewählte Punkt am hinteren Ende des Plateaus wandert also ebenfalls zu höheren Energien. Die mit einer höheren Schwelle zu erwartende Energieauflösung kann daher gut anhand der gezeigten Korrelation von relativer Energieauflösung und Schwelle abgeschätzt werden. Abbildung 7.9 zeigt daher diese Korrelation für einen Bereich der Schwelle bis hin zu 50 MeV für Energien von 103 MeV, 377 MeV und 769 MeV.

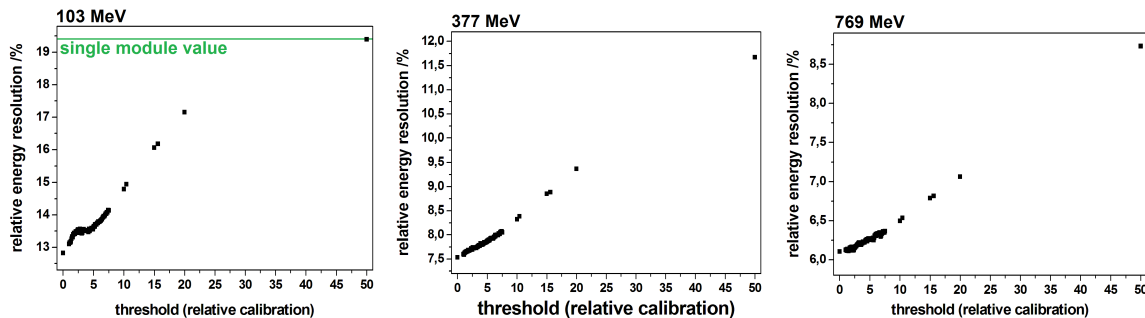


Abbildung 7.9: Abhängigkeit der relativen Energieauflösung von der gewählten Einzelmodulschwelle bei 103 MeV (links), 377 MeV (Mitte) und 769 MeV (rechts) für Schwellen von bis zu 50 MeV.

Die Abbildung verdeutlicht, dass der Anstieg, also die Verschlechterung der relativen Energieauflösung, mit zunehmender Schwelle wieder abflacht, da in diesem Bereich immer weniger Module in die Summation einbezogen werden, bis schließlich, wie bei einer Photonenenergie von 103 MeV (linke Abbildung) für hohe Schwellen bereits deutlich wird, nur noch das zentrale Modul anspricht und die Energieauflösung den für dieses ermittelten Wert annimmt.

Die diskutierten hohen Schwellen sollten jedoch unabhängig von der sich durch eine höhere Schwelle verschlechternden Energieauflösung unbedingt vermieden werden, da eine höhere Einzelmodulschwelle auch die Nachweisschwelle des gesamten Kalorimeters heraufsetzt. Die bei der Strahlzeit erzielte Einzelmodulschwelle von 4 MeV in der relativen Kalibrierung, entspricht in einer absoluten Kalibrierung (Faktor $\approx 0,73$) etwa 2,9 MeV. Dieser Wert würde demnach, gerade noch die Anforderung einer Einzelmodulschwelle von $\leq 3 \text{ MeV}$ erfüllen, welche für eine 10 MeV Nachweisschwelle des gesamten Kalorimeters nicht überschritten werden darf.

Dynamischer Bereich: Aus Abbildung 3.2 in Abschnitt 3.1 ergibt sich, dass bei zentraler Interaktion der Photonen mit dem Modul, Photonen mit einer Energie von 769 MeV eine mittlere Signalhöhe von 1350 Kanälen hervorrufen. Um mit diesen Einstellungen Photonen

mit einer Energie von 15 GeV messen zu können, sind demnach etwa 26600 Kanäle erforderlich. Hieraus ergibt sich, dass anstatt des verwendeten 12 Bit (4096 Kanäle) SADC ein SADC mit 15 Bit (32768 Kanäle) benötigt wird. Bei einer geringeren Anzahl an Bits, müsste das Gain reduziert werden, was zwangsläufig zu einer Erhöhung der Schwelle und einer Verschlechterung der Energieauflösung und der Nachweisschwelle des Kalorimeters führt.

7.2.5 Vergleich der Ergebnisse mit dem KOPIO Shashlyk-Kalorimeter und der Performance der PANDA-Module bei hohen Energien.

Ein sinnvoller Vergleich der erhaltenen Werte ist, wie in Abschnitt 1.3.3 bereits erläutert wurde, nur mit dem KOPIO-Experiment möglich, da nur hier Messwerte für Energien unterhalb 1 GeV vorliegen. Betrachtet man die erste Version der KOPIO-Prototypen, welche noch mit Photomultipliern ausgelesen wurden, so ergeben sich für die Energieauflösung ähnliche Werte wie mit den vorliegenden PANDA-Prototypen mit Photomultipliauslese. Bei KOPIO wurde mit diesen Prototypen eine relative Energieauflösung von etwa 4,6 % bei 769 MeV und 12,6 % bei 100 MeV bestimmt, was einer Energieabhängigkeit von etwa $4\% / \sqrt{E}$ entspricht. Bei 100 MeV liefern die vorliegenden PANDA-Prototypen mit 12,3 % - 14,6 % zumindest bei den Positionen mit den besten relativen Energieauflösungen vergleichbare Werte. Bei 769 MeV sind die mit den PANDA Modulen erhaltenen Werte jedoch mit 5,0 - 6,2 % für alle Positionen geringfügig schlechter, was auf den relativ hohen konstanten Term der ermittelten relativen Energieauflösung zurückgeführt werden kann. Dieser konstante Term resultiert neben der in diesem Kapitel bereits beschriebenen Nichtlinearität vermutlich auch aus der Inhomogenität der Lichtsammlung innerhalb der Module. Ein Vergleich mit der endgültigen Version der KOPIO-Module, welche vom Modulaufbau den zuerst gebauten (11 x 11) cm^2 großen PANDA Modulen entsprechen, ist schwierig, da die Auslese hier mit einer Avalanche Photodiode erfolgt. Hierdurch liegt auf Grund der höheren Quanteneffizienz der Diode und der besseren Anpassung des Emissionsbereichs der WLS-Fasern an den Photosensor, im Vergleich zu einem Photomultiplier eine deutlich bessere Photonenstatistik vor, welche zu einer verbesserten Energieauflösung führt.

Für die PANDA-Module wurden in dieser Arbeit erstmals Messungen mit Energien unterhalb von 1 GeV durchgeführt. Bei den meisten veröffentlichten, am Institut für Hochenergiephysik in Protvino durchgeführten Testmessungen mit den PANDA-Modulen bei hohen Energien, kam die (11 x 11) cm^2 große Version der Module zum Einsatz. Diese Module besitzen jedoch einen durch die durchgehenden Szintillatorplatten mit wohl definierten Lücken zwischen Blei- und Szintillatorplatten homogenen, bis auf die Auslese der WLS-Fasern mit 4 individuellen Photomultipliern, zum KOPIO-Experiment identischen inneren Aufbau, so dass die beschriebenen Effekte der Inhomogenität hier nicht beobachtet werden können.

Der Vergleich mit diesen Modulen zeigt, dass die ermittelte relative Energieauflösung von etwa 4,6 % bei 1 GeV (vgl. Abb. 1.17 in Abschnitt 1.3.4) sehr gut mit den in dieser Arbeit bestimmten Werten übereinstimmt. Bei höheren Energien bewirkt der bereits diskutierte relativ hohe konstante Term des Fits jedoch eine signifikante Verschlechterung der aus den Fits approximierten relativen Energieauflösung gegenüber den tatsächlichen Messwerten bei hohen Energien.

Aus den Messungen mit den (5,5 x 5,5) cm^2 großen Modulen kann für 1 GeV eine relative Energieauflösung von 3,4 % approximiert werden. Die Approximation ist jedoch auf Grund der großen Fehlerbereiche der zu Grunde liegenden Datenpunkte und des nicht mit $1/\sqrt{E}$

skalierenden Verlaufs bei kleinen Energien (vgl. Abb. 1.17 in Abschnitt 1.3.4) ebenfalls mit einem recht großen Fehler behaftet, womit der deutliche Unterschied zu dem mit den großen Modulen bestimmten und dem aus den Daten der durchgeführten Testmessungen bei kleinen Energien approximierten Wert erklärt werden kann. Die Energieauflösung zeigt für diese kleinen Module bei 10 GeV Schwankungen von bis zu 0,75 % in Abhängigkeit der Position, was mit den in dieser Arbeit für kleine Energien beobachteten Schwankung der Energieauflösung konsistent ist. Diese Schwankungen der relativen Energieauflösung deuten, wie in Abschnitt 1.3.4 bereits erläutert wurde, darauf hin, dass eine Inhomogenität der Lichtausbeute für die verschiedenen Positionen auch bei hohen Energien auftritt. Für die Positionsabhängigkeit der rekonstruierten Amplitude liegen jedoch für die $(5,5 \times 5,5) \text{ cm}^2$ großen Module bei hohen Energien keinerlei Ergebnisse vor.

7.3 Ausblick

Die Diskussion hat gezeigt, dass es sowohl bei den vorliegenden Prototypmodulen des Shashlyk-Kalorimeters, als auch bei der Ausleseelektronik und den verwendeten Sampling-ADCs noch einige Optimierungsmöglichkeiten gibt. Besonders das Aufsägen der Plastiksintillatorplatten und die Verwendung von weißer Farbe als Reflektor an den inneren Kanten haben einige neue Probleme im Bezug auf die Homogenität und Effizienz der Lichtsammlung aufgeworfen, welche die Performance signifikant verschlechtert haben. Es ist daher erforderlich, optimierte Prototypen, welche dem endgültigen Design entsprechen, zu produzieren und diese erneut, sowohl für niedrige als auch für höhere Energien bis 15 GeV zu testen. Die aktuellen Planungen sehen vor, neue Plastiksintillatorplatten in der finalen Größe direkt in einer entsprechenden Form zu produzieren, so dass diese keine Schnittkanten mehr besitzen und über alle Strukturen verfügen um eine Lücke zwischen Blei- und Szintillatorplatten sicherzustellen. Weiterhin muss überprüft werden, wie sich eine reflektierende Schicht aus TYVEK oder einem anderen dünnen Reflektormaterial zwischen Blei- und Szintillatorplatten auf die Lichtsammlung und die Homogenität auswirkt. Auch der enge Biegeradius der Wellenlängenschieberfasern, sowie eventuelle durch den Biegeprozess in den Fasern auftretende mikroskopische Defekte, müssen auf den auftretenden Lichtverlust hin überprüft werden, da so die longitudinale Homogenität verbessert werden kann. Es muss weiterhin überprüft werden, ob der mit den Hamamatsu R7899 Photomultipliern bei den 8 getesteten Modulen beobachtete lineare Verlauf der Energieresponse mit diesen Photomultipliern auch bei Modulen mit einem im Moment nicht-linearen Verlauf und insbesondere auch bei höheren Energien bis 15 GeV verifiziert werden kann. Für das spätere Kalorimeter ist eine Lösung mit einzelnen $(5,5 \times 5,5) \text{ cm}^2$ großen Modulen ohne gemeinsame Bleiplatten in Erwägung zu ziehen, da so alle Außenkanten von einem homogenen Reflektormaterial (z.B. TYVEK) umgeben werden können. Das Hauptziel der Optimierungen muss zunächst in einer Verbesserung der Homogenität der Lichtsammlung bestehen. Weiterhin wäre eine Erhöhung der detektierten Lichtmenge wünschenswert, um die Energieauflösung weiter zu verbessern.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Darstellung der geplanten FAIR - Anlage	5
1.2	Variation der Wechselwirkungskonstante der starken Wechselwirkung	7
1.3	Lattice QCD-Spektrum der Charmonium, Glueball und der spinexotischen $c\bar{c}$ - Glue-Hybrid Zustände	8
1.4	Variation der Masse verschiedener Mesonen im nuklearen Medium	9
1.5	Querschnitt des PANDA-Detektors	11
1.6	Darstellung des PANDA-Vorwärtsspektrometers	12
1.7	Energieabhängigkeit der Wechselwirkungsquerschnitte für Photonen und Elek- tronen.	14
1.8	Ablauf eines elektromagnetischen Schauers	15
1.9	Schauerprofil in longitudinaler und transversaler Richtung	17
1.10	Querschnitt eines Spaghetti-Kalorimeter-Moduls	22
1.11	Aufbau eines Shashlykkalorimeter-Moduls	23
1.12	Verteilung der Photonenenergien für verschiedene Antiprotonenergien	24
1.13	Design der COMPASS-Shashlykmodule.	27
1.14	Energie- und Ortsauflösung des COMPASS Kalorimeters	28
1.15	Energieauflösung eines Prototyps des KOPIO Kalorimeters	28
1.16	Abhängigkeit der Effizienz der Lichtsammlung vom Interaktionspunkt	29
1.17	Relative Energieauflösung der PANDA - Module im Energiebereich ab 1 GeV	31
1.18	Abhängigkeit der relativen Energieauflösung vom Interaktionspunkt	31
2.1	Grundriss des Mainzer Mikrotrons MAMI.	34
2.2	Darstellung der Rennbahnmikrotrons.	35
2.3	Darstellung des Mainz-Glasgow-Bremsstrahlungstagger.	36
2.4	Intensitätsverteilung der Taggerkanäle.	37
2.5	Realer Aufbau des Prototyps	38
2.6	Designs der Shashlyk-Module.	39

2.7	Fotos der Shashlykmodule und er PMTs	39
2.8	Interner Aufbau eines Shashlykmoduls.	40
2.9	Gain der getesteten Photomultiplier.	42
2.10	Relative Energieauflösung der getesteten Photomultiplier.	43
2.11	Schaltplan der Ausleseelektronik.	44
2.12	Darstellung der Interaktionspositionen.	47
3.1	Signalformen der Shshlykdetektoren.	49
3.2	Signalformen nach dem Sampling-ADC.	51
3.3	Prekalibration mir kosmischen Myonen.	53
3.4	Signalform und Linearität der Energieinformation.	55
3.5	Linearität der Module mit Hamamatsu R7899 Photomultiplier.	55
3.6	Polinomieller Fit der Eichpunkte.	56
3.7	Abweichung der rekonstruierten Energie von der Photonenenergie.	57
3.8	Linearität der Energieresponse nach der relativen Kalibrierung und Linearisierung.	57
4.1	Energieauflösung eines einzelnen Shashlykmoduls	60
4.2	Energieverteilung des Rauschens und Energieschwelle.	61
4.3	Abhängigkeit von Amplitude und Standartabweichung von der Schwelle bei 103 MeV.	62
4.4	Abhängigkeit der relativen Energieauflösung von der Schwelle bei verschiedenen Energien.	63
4.5	Absolute Ansprechhäufigkeit der einzelnen Module bei verschiedenen Schwellen	64
4.6	Absolute Ansprechhäufigkeit der einzelnen Module für verschiedene Positionen	64
4.7	Energieabhängigkeit der Multiplizität für verschiedene Schwellen	65
4.8	Energieabhängigkeit der Multiplizität für eine Schwelle von 4 MeV	65
4.9	Energiesumme für verschiedene Summationsbereiche.	66
4.10	Beiträge der unterschiedlich weit vom Interaktionspunkt entfernten Bereiche zur Energiesumme	67
4.11	Linienformen der Energiesumme.	67
4.12	Gaußfit der Energiesumme.	68
4.13	Fit der relativen Energieauflösung für Position 0.	69
4.14	Fitparameter der relativen Energieauflösung bei verschiedenen Schwellen. . .	69
4.15	Relative Energieauflösung für verschiedene Summationsbereiche.	70
4.16	Positionsabhängigkeit der Energieauflösung innerhalb eines Moduls.	71
4.17	Darstellung der Fitkoeffizienten für verschiedene Interaktionspositionen. . . .	73

4.18	Relative Energieauflösung für 3x3 und 4x4 Matrizen mit verschiedenen Photomultipliern und verschiedenen Interaktionsmodulen.	74
4.19	Darstellung der Fitkoeffizienten für verschiedene Interaktionspositionen in 3x3 Matrizen mit verschiedenen PMTs.	75
4.20	Relative Energieauflösung für 3x3 Matrizen um verschiedene Untermodule.	75
4.21	Vergleich der relativen Energieauflösung für verschiedene Interaktionswinkel.	76
4.22	Linearität der rekonstruierten Amplitude für verschiedene Interaktionspositionen.	77
4.23	Abhängigkeit der rekonstruierten Energie von der Interaktionsposition.	77
4.24	Energie und Positionsabhängigkeit des absoluten Kalibrationskoeffizienten.	79
4.25	Korrelation von relativer Energieauflösung und rekonstruierter Amplitude	79
4.26	Zweidimensionale Ortsverteilung für einen 769 MeV Photonenstrahl.	82
4.27	Ortsverteilung bei zentraler Interaktion in Untermodul 15 für eine Binggröße von 1 mm.	82
4.28	Energieabhängigkeit der Ereignisse im zentralen Bin.	83
4.29	Abhängigkeit der Ortsauflösung und der Güte des rekonstruierten Ortes von der Wahl von W_0	84
4.30	Ortsverteilung bei zentraler Interaktion in Untermodul 15 für eine Binggröße von 1 cm.	84
4.31	Ortsauflösung als Funktion der Energie für die verschiedenen Interaktionspositionen.	85
4.32	Fit der Ortsauflösung in x - Richtung bei Position 4.	86
4.33	Abweichung des rekonstruierten Ortes vom angenommenen Interaktionspunkt.	87
4.34	Schematische Darstellung zur Berechnung des Strahlradiuses.	88
4.35	Vergleich verschiedener Diskriminatoren zur Zeitanalyse.	89
4.36	Darstellung der berechneten CFD Signale für verschiedene Energien.	90
4.37	Peak im Zeitdifferenzspektrum zweier Module.	91
4.38	Zeitauflösung als Funktion der deponierten Energie.	92
5.1	Foto des Aufbaus zur Messung kosmischer Myonen.	96
5.2	Spektrum kosmischer Myonen.	96
5.3	Amplitude und Energieauflösung für kosmische Myonen.	97
5.4	Aufbau zu Messung von kosmischen Myonen mit einem vertikalen Modul.	98
5.5	Spektren der deponierten Energie kosmischer Myonen in einem vertikalen Modul.	99
5.6	Position des Peaks der kosmischen Myonen in einem vertikal ausgerichteten Modul.	100
5.7	Aufbau zur Messung der longitudinalen Homogenität.	101
5.8	Darstellung der longitudinalen Abhängigkeit des Peaks kosmischer Myonen.	101

6.1	Simulationssetup des Shashlykkalorimeters.	103
6.2	Simulierte Energiedeposition in einem einzelnen Modul	104
6.3	In den Szintillatorplatten eines Shashlykmoduls deponierte Energie.	105
6.4	Prozentualer Anteil der in den verschiedenen Schichten deponierten Energie.	106
6.5	In einem einzelnen PbWO_4 Kristall deponierte Energie.	107
6.6	Summe der in den Szintillatorplatten der einzelnen Module einer 6 x 6 - Matrix deponierten Energie.	108
6.7	Aus den Samplingfluktuationen resultierende relative Energieauflösung des Prototyps.	109
6.8	Schauerprofil für Photonen verschiedener Energie.	110
6.9	Longitudinale Position des Schauermaximums.	110
6.10	Simulierte Ortsverteilung bei 102 MeV und 769 MeV.	111
6.11	Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Photonenenergie und der Einzelm- odulschwelle.	112
6.12	Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Interaktionsposition.	113
6.13	Abhängigkeit der Ortsauflösung vom Strahldurchmesser.	114
7.1	Vergleich der bei beiden Strahlzeiten erzielten relativen Energieauflösung.	116
7.2	Vergleich der Abhängigkeit der Amplitude von der Position für die beide Strahl- zeiten.	117
7.3	Korrelation von rekonstruierter Energie und rekonstruiertem Ort.	118
7.4	Linearität der Energieresponse bei verschiedenen PMT Spannungen.	120
7.5	Testaufbau zur Bestimmung der Linearität der Photomultiplier.	120
7.6	Vergleich des Gains zweier Philips XP1911/1912 Photomultiplier.	121
7.7	Response von Philips XP1911/1912 Photomultipliern in Abhängigkeit der Lichtin- tensität.	122
7.8	Spektrum einzelner Photoelektronen.	123
7.9	Korellation von Schwelle und relativer Energieauflösung für Schwellen bis zu 50 MeV	124

Tabellenverzeichnis

1.1	Hauptanforderungen an das Shashlyk-Kalorimeter des PANDA-Detektors . . .	26
2.1	Charakteristiken der Rennbahnmikrotrons von MAMI-B.	35
2.2	Charakteristiken der Shashlik-Module.	41
2.3	Charakteristiken der Photomultiplier.	42
2.4	Überblick über die Strahlzeiten.	45
3.1	Anstiegs- und Abklingzeit der verschiedenen konfigurierten Module.	50
4.1	Fitkoeffizienten für verschieden große Summationsbereiche.	71
4.2	Fitkoeffizienten für verschiedene Interaktionspositionen.	72
4.3	Fitkoeffizienten für verschiedene Interaktionspositionen und Matrizen.	74
4.4	Faktoren zur absoluten Kalibration.	78
4.5	Fitfaktoren der Energieabhängigkeit der Ortsauflösung.	86
4.6	Fitfaktoren der Energieabhängigkeit der Zeitauflösung.	92
6.1	Charakteristiken der Shashlyk-Module und der $PbWO_4$ Kristalle.	107
1	Im Experiment verwendete Taggerkanäle.	xv

Literaturverzeichnis

- [TDR09] PANDA coloboration, *Technical Design Report for: PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)*, Darmstadt (2009)
- [FSC12] PANDA coloboration, *Technical Design Report for: Forward Spectrometer Calorimeter (FSC)*, (inofficial first version), Darmstadt (2012)
- [TPR05] PANDA coloboration, *Technical Progress Report for: PANDA*, Darmstadt (2005)
- [PPR09] PANDA coloboration, *Physics Performance Report for: PANDA*, Darmstadt (2009)
- [GSI12] GSI, <http://www.gsi.de/portrait/fair/beschleuniger.html> (official web page - Mai 2012)
- [PAG12] PANDA coloboration, <http://www-panda.gsi.de/framework/detector.php> (official web page - Mai 2012)
- [STH11] K. Goetzen et al., *Proposal for a Scintillator Tile Hodoscope for PANDA*, Darmstadt (2011)
- [MN06] Martin zur Nedden, *Detektoren in der Elementarteilchenphysik*, [http : //www – hera – b.desy.de/people/nedden/lectures/0506/dettph/dettph_kap07.pdf](http://www-hera-b.desy.de/people/nedden/lectures/0506/dettph/dettph_kap07.pdf), Vorlesung HU Berlin (2006)
- [PDG10] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, <http://pdg.lbl.gov/> (2010)
- [CG93] Claus Grupen, *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich (1993)
- [KK05] Konrad Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, 4. Auflage, Teubner Verlag, Wiesbaden (2005)
- [GK79] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto (1979)
- [RW00] R. Wigmans, *Calorimetry, Energy Measurement in Particle Physics*, Oxford Science Publication (2000)
- [KPH06] Institut für Kernphysik, JGU Mainz, http://www.kph.uni-mainz.de/Bildergalerie/mami_06.jpg (official web page - Mai 2012)
- [DAT08] <http://home.datacomm.ch/chs/Container/Beschleunigerphysik/racetrack-mikrotron.jpg> (web page - Mai 2012)

- [MT10] Michaela Thiel, *In-medium properties of the ω -meson studied in photonuclear reactions near the production threshold*, Dissertation, JLU Gießen (2011)
- [BKS05] R. Bär, U. Krause, V. Schaa, P. Schütt, *The new FAIR accelerator complex at GSI: Project, Controls, challenges and first steps*, GSI Darmstadt (2005)
- [DT05] David Trnka et al., *Physics Review Letter*, 94 (2005)
- [HK85] H. Koch et al., *Proposal: meson spectroscopy at LEAR with a 4π neutral and charged detector.*, Technical Report CERN-PSCC-85-56. PSCC-P-90, Geneva (1985)
- [AIK04] G. S. Atoian, V. V. Isakov, O. V. Karavichev, T. L. Karavicheva, A. A. Poblaguev and M.E. Zeller, *Development of Shashlyk calorimeter for KOPIO*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 531 (2004)
- [GSA92] G. S. Atoyan et al., *Nucl. Instrum. Meth.* A320, 144 (1992)
- [VP06] V. Polyakov, *Shashlik calorimeter in COMPASS*, PANDA meeting, talk (2006)
- [GD96] G. David et al., *Performance of the PHENIX EM calorimeter*, Technical report, PHENIX Tech. Note 236 (1996)
- [SB04] S. BARSUK et al., *The Shashlyk Elektro-Magnetic Calorimeter for the LHCb Experiment*, Proceedings of CALOR04 (2004)
- [AG94] A. Golutvin et al., *HERA-B Tech. Note*, 94-073 (1994)
- [IHC99] I.-H. Chiang et al., *KOPIO Proposal* (1999)
- [HM04] H. Morii, *Talk at NP04 Workshop at J-Parc* (2004)
- [YS07] Yiping Shao, *A new timing model for calculating the intrinsic timing resolution of a scintillator detector*, Phys. Med. Biol. 52 (2007)
- [GSA08] G.S. Atoian et al., *An improved Shashlyk calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 584 (2008)
- [AJ07] Andreas Jankoviac, *The Mainz Microtron MAMI: An cw Electron-Accelerator for Nuclear-Physics*, Institut für Kernphysik, JGU Mainz (talk - 2007)
- [B1C12] B1 Collaboration, <http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/B1/params.php> (official web page - 2012)
- [MKA08] J. C. McGeorge et al., *Upgrade of the Glasgow photon tagging spectrometer for Mainz MAMI-C*, European Physics Journal A, 37(1) (2008)
- [Ph99] Photonics imaging sensors, *photomultiplier tubes, product specification XP1911 / XP1912* (1999)
- [Ham00] Hamamatsu, *Tentative Data, Photomultiplier Tube R7899/ R7899-01* (2000)
- [PD04] P. Drexler, *Entwicklung und Aufbau der neuen TAPS-Elektronik*, Dissertation, JLU Gießen (2004)

- [PS12] P. Semenov, *Kolaborationsinterne Korrespondenz*, IHEP Protvino, JLU Gießen (2012)
- [Pan11] S. Diehl et al., *Status Report: Test of a 3x3 Prototype of the forward Shashlyk EMC with photons up to 770 MeV at MAMI*, XXXIX PANDA Collaboration Meeting, GSI (talk - Dec. 2011)
- [Pan12] S. Diehl et al., *Test of a 3x3 Prototype of the forward Shashlyk EMC with photons up to 770 MeV at MAMI*, PANDA Collaboration Meeting, GSI (talk - Mar. 2012)
- [DPG12] S. Diehl et al., *Characterisation of a 3x3 Prototype of the Forward Shashlyk EMC of the PANDA detector with photons up to 770 MeV*, DPG Frühjahrstagung, Mainz (talk - Mar. 2012)
- [GAA77] G.A. Akopdjanov et al., *Determination of photon coordinates in a hodoscope cherenkov spectrometer*, Nuclear Instruments and Methods, 140(3) (1977)
- [MM09] Markus Moritz, *Ansprechverhalten des PROTO 60, Untereinheit des PANDA Detektors, auf hochenergetische Photonen*, Diplomarbeit, JLU Gießen (2009)
- [TCA92] T. C. Awes et al., *A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 311 (1992)
- [AAB04] A. A. Poblaguev, *Test Beam Study of the KOPIO Shashlyk Calorimeter*, CALOR 2004 (talk), Perugia, Italy (2004)
- [LD94] L. Dobrzynski, *Shashlik calorimeter Response to high energy electrons*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 344 (1994)
- [ABB08] A. V. Arefev, I. M. Belyaev, B. M. Bobchenko et al., *A Study of Light Collection in „Shashlik“ Calorimeters*, Instruments and Experimental Techniques, Vol. 51 (2008)
- [ABB95] P. Aspell, S. Bates, Ph. Bloch et al., *Energy and Spatial Resolution of a Shashlik Calorimeter and a Silicon Preshower Detector*, CERN-PPE/95-151 (1995)

Anhang

A: Im Experiment verwendete Taggerkanäle und zugehörige Energien

Taggerkanal (DAQ)	Taggerkanal (intern)	E_{mean} /MeV	ΔE /MeV	rel. Intensität
0	19	769,207	0,90	1,80
1	65	693,547	0,92	1,84
2	109	611,379	1,06	2,13
3	145	535,877	1,18	2,36
4	168	484,592	1,21	2,42
5	191	431,459	1,26	2,52
6	214	377,013	1,30	2,59
7	236	324,158	1,37	2,74
8	258	270,944	1,38	2,76
9	279	220,138	1,38	2,75
10	302	164,795	1,36	2,73
11	315	133,761	1,37	2,73
12	320	121,884	1,39	2,78
13	328	102,962	1,37	2,73
14	329	100,603	1,37	2,74
15	347	58,447	1,39	2,78

Tabelle 1: Im Experiment verwendete Taggerkanäle, sowie zugehörige mittlere Photonenergien und relative Intensitäten

Nachwort und Danksagung

Während meiner Zeit am II. Physikalischen Institut konnte ich eine Menge neues lernen und meine bisherigen Kenntnisse einbringen und vertiefen. Die Durchführung und Analyse der Tests des Shashlyk-Kalorimeter-Prototyps hat es mir ermöglicht, vertiefte Kenntnisse über Sampling-Kalorimeter zu erlangen und insbesondere das Konzept und die kritischen Punkte von Shashlyk - Kalorimetern genauer kennen zu lernen.

Hierfür möchte ich mich besonders bei meinem Betreuer Herrn Dr. Rainer Novotny bedanken, der sich stets Zeit für Fragen und die Diskussion der Ergebnisse genommen und mir auch in allen anderen Punkten stets weitergeholfen hat. Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann in dessen Arbeitsgruppe ich die Arbeit geschrieben habe. Vielen Dank auch an Herr Prof. Dr. Volker Metag, der ebenfalls immer Interesse am Fortschritt der Arbeit gezeigt hat.

Vielen Dank auch an Rene für die technischen Hilfestellungen beim Modifizieren der Module und beim Aufbau der Prototypen in Mainz, sowie an Peter für die Hilfe beim Aufbau der Ausleseelektronik und der Konvertierung der Daten. Weiterhin möchte ich mich bei Daniel, Markus, Till, Tobias und Valera bedanken, die mir ebenfalls immer mit Rat zur Seite standen und bei den Strahlzeiten mitgeholfen haben. Vielen Dank auch an Anita, die stets einen Überblick über die verwaltungstechnischen Dinge hat.

Nicht zuletzt möchte ich noch meiner Familie, insbesondere meiner Mutter für die stetige Unterstützung während dieser Arbeit und auch während des gesamten Studiums danken. Insgesamt hat mir die Zeit, welche ich am II. Physikalischen Institut verbracht habe sehr gut gefallen. Ich freue mich, dass ich direkt im Anschluss an mein Masterstudium hier mit der Promotion fortfahren kann.

Erklärung der Urheberschaft

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbstständig erstellt habe und keine anderen als die angegebenen Referenzen und Hilfsmittel verwendet habe. Diese Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt und auch noch nicht veröffentlicht.

Stefan Diehl, Giessen den 27.07.2012