

Technische Universität München

Fakultät für Physik

Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik

Garching bei München

**Entwicklung eines Teleskops zur
Abbildung von Gammastrahlung mittels
Comptonstoß und Paarerzeugung**

Florian Schopper

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Physik der Technischen
Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender : Univ.-Prof. Dr. Dr. h.c. K. Dietrich
Prüfer der Dissertation : 1. apl.-Prof. Dr. V. Schönfelder
2. Univ.-Prof. Dr. P.K. Böni

Die Dissertation wurde am 4.12.2001 bei der Technischen Universität München
eingereicht und durch die Fakultät für Physik am 4.4.2002 angenommen.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung eines bildgebenden Instruments für elektromagnetische Strahlung im Energiebereich von 0,3-50 MeV. Photonen aus diesem Energiebereich wechselwirken mit Materie beinahe ausschließlich über Comptonstöße oder Elektron-Positron-Paarerzeugung. Die Bestimmung der Richtung des Photons basiert daher auf der Messung einer dieser Wechselwirkungen in einem Detektor (Konverter) und einer zeitlich koinzidenten Detektion des gestreuten Photons bzw. der sekundären Teilchen in einem zweiten Detektor (Kalorimeter). Für die Gamma-Astronomie mussten Paarerezeugungen und Comptonstöße bislang immer in getrennten Instrumenten gemessen werden, beispielsweise in COMPTEL und EGRET (*Kapitel 1.2*). Die konzeptionelle Neuerung des in dieser Arbeit beschriebenen und von uns MEGA genannten Instruments (*Kapitel 1.3*) besteht darin, beide Messprinzipien zu vereinen und damit auch den Übergangsbereich zwischen Comptonstoß und Paarerezeugung mit hoher Effizienz abzudecken.

Zu diesem Zweck muss die erste Wechselwirkung des Photons in einem Detektor stattfinden, der neben Ort, Zeit und Energiedeposit bei der Wechselwirkung, auch die Richtung der geladenen sekundären Teilchen messen kann. Durch die Bestimmung der Richtung des Rückstoßelektrons bei Comptonstößen erhält man zudem einen weiteren Messparameter, welchen man zur Einengung des sogenannten Ereigniskreises (*Kapitel 2.2*) und zur Unterdrückung von Hintergrundereignissen (*Kapitel 2.3*) nutzen kann. Unter den Detektoren, welche diese Messungen ermöglichen (*Kapitel 3*), erweisen sich dünne (0,5 mm), großflächige (18x18 cm) Silizium-Streifendetektoren (*Kapitel 4*) als geeignet. Solche Detektoren wurden für diese Arbeit entwickelt, gefertigt und getestet. Ihre Energieauflösung (17 keV FWHM) ist wesentlich besser als die der D1-Detektoren von COMPTEL, wodurch die untere Schwelle für die Gesamtenergie der Photonen von 800 keV auf 300 keV reduziert werden kann. Während das elektronische Rauschen der p-seitigen Streifen den Simulationen entspricht, weisen die n-seitigen Streifen ein etwa 2-fach erhöhtes, bislang nicht eindeutig geklärtes Rauschen auf.

Die Absorption der gestreuten Photonen erfolgt bei MEGA in segmentierten CsI(Tl) Szintillatoren mit Photodiodenarrays. Die Segmentierung bietet einerseits die Möglichkeit, das gesamte Lichtsignal eines einzelnen Kristalls mit einer Photodiode auszulesen um somit die beste Energieauflösung (50 keV FWHM) zu erhalten. Andererseits können lange Kristalle mit Photodioden an beiden Enden bestückt werden, um über die relativen Lichtamplituden eine 3-dimensionale Ortsauflösung (2cm FWHM) zu erhalten. Detektormodule mit unterschiedlich langen (2, 4 und 8 cm) Kristallarrays wurden gefertigt und getestet (*Kapitel 5*).

Für die Auslese der Streifendetektoren und für die Photodetektoren der Kristallarrays wird VLSI-Elektronik verwendet, um insgesamt 11000 Verstärkerkanäle auszuwerten. Die Elektronik zur Ansteuerung der ASICs (*Anhang A*), Teile des Datenaufnahmesystems und die Software mit der dieses gesteuert wird (*Anhang B*), wurden im Rahmen dieser Arbeit entwickelt.

Nach der Eichung der einzelnen Detektorkomponenten (*Kapitel 4 und 5*) wur-

den diese zu einem kleinen Prototypen des Instruments zusammengestellt und erste Messungen mit radioaktiven Quellen durchgeführt. Dabei wurden zunächst die Verteilungen der Zeitsignale der einzelnen Detektoren relativ zum Triggersignal einer getaggten Quelle betrachtet (*Kapitel 5.4.1*). Diese Verteilung wird dominiert durch die Abhängigkeit des Triggersignals von der Signalamplitude (time-walk). Messungen der relativen Zeitverteilungen (*Kapitel 6.2.1*) zeigen ohne vollständige Kompensation des time-walk einen Hintergrundanteil durch Zufallskoinzidenzen von etwa 30% innerhalb des Koinzidenzfensters ($1\mu\text{s}$). Eine Kompensation des time-walk anhand der deponierten Energien ist möglich (*Kapitel 6.2.2*), erfordert aber die Eichung der Zeitmessung jedes einzelnen Verstärkerkanals.

Zur Bestimmung der Ortsauflösung des Trackers ($\sigma \approx 200\ \mu\text{m}$) wurden Messungen an Myonen aus der Höhenstrahlung verwendet (*Kapitel 6.3*). An diesen Daten wurde auch die Clusterbildung im Streifendetektor für unterschiedliche Inklinationwinkel der Spuren untersucht. Die Clusterbildung entsteht im wesentlichen durch die Breite der Ionisationsspur und nicht durch kapazitive Kopplung von Nachbarstreifen. Vergleicht man dies mit der Clusterbildung bei Compton-Wechselwirkungen (*Kapitel 4.6.4*), ergibt sich die Schlussfolgerung, dass breitere Streifen zu einer besseren Energieauflösung des Trackers führen, falls der Leckstrom der Streifendetektoren ausreichend niedrig gehalten werden kann.

Anhand der Daten der Eichquellen wurden die Abbildungseigenschaften des Instruments für Photonen (*Kapitel 6.4*) und die Spuren von Rückstoßelektronen aus Comptonstößen untersucht (*Kapitel 6.4.2*). Für etwa 80% der Elektronenspurten kann die Orientierung der Spur korrekt identifiziert werden. Die Auflösung der Spuren, begrenzt durch die Kleinwinkelstreuung des Elektrons, beträgt etwa 40° FWHM bei 1-2 MeV Energie des primären Photons.

Die Abbildung von Photonen über Compton-Wechselwirkung besitzt, ähnlich wie die tomographische Abbildung, keine eindeutige Abbildungsfunktion. Daher wird zur Berechnung der Bilder aus den Messdaten eine iterative Methode verwendet, welche kurz erläutert (*Kapitel 6.5.1*) und deren Ergebnis dann anhand der rekonstruierten Bilder der Eichpräparate dargestellt wird (*Kapitel 6.5.2*).

Der Ausblick (*Anhang C*) zeigt die Projektion des Prototypen auf ein Instrument im erdnahen Orbit, wie es von uns bei der Deutschen Agentur für Luft- und Raumfahrt als Vorschlag für eine Kleinsatellitenmission eingereicht wurde.

“Woran arbeiten Sie gerade”, wurde Herr K. gefragt. “Ich habe viel Mühe, ich bereite gerade meinen nächsten Irrtum vor”.

(B.Brecht)

Für Caroline

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

1	Einführung	1
1.1	Objekte der γ -Astronomie	2
1.2	Instrumente der γ -Astronomie	8
1.2.1	Abbildungsmethoden für Gammastrahlung	8
1.2.2	Die Vorbilder von MEGA	11
1.3	Das Konzept von MEGA	15
2	Messprinzipien des Instruments	19
2.1	Wechselwirkung von Photonen	19
2.1.1	Compton-Streuung	20
2.1.2	Paar-Erzeugung	26
2.2	Wechselwirkung der sekundären Teilchen	30
2.2.1	Energieverlust geladener Teilchen in Silizium	30
2.2.2	Energiedeposit in dünnen Siliziumschichten	32
2.2.3	Kleinwinkelstreuung von Elektronen in Silizium	35
2.2.4	Reichweite von Elektronen in Silizium	37
2.3	Redundante Messparameter	41
2.3.1	Flugzeitmessung	42
2.3.2	Bewegungsrichtung der Sekundärteilchen	42
2.3.3	Streuwinkel des Rückstoß-Elektrons	45
2.3.4	Zwischenwinkel bei multiplen Comptonstößen	48
3	Strahlungsdetektoren	49
3.1	Eigenschaften verschiedener Detektormaterialien	49
3.2	Energieauflösung von Strahlungsdetektoren	52
3.3	Wahl der Segmentierung der Detektoren	53
3.4	Auswahl geeigneter Detektormaterialien	56
3.5	Ausleseelektronik und elektronisches Rauschen	57

4	Der Spurdetektor	60
4.1	Überblick	60
4.2	Technologie der Streifendetektoren	61
4.3	Simulation und Layout	64
4.4	Charakterisierung der Wafer	67
4.4.1	Depletionsspannung	67
4.4.2	Kapazitäten	71
4.4.3	I-V-Kennlinien	73
4.4.4	Punch-through-Widerstände	76
4.5	Montage der Detektoren	77
4.6	Charakterisierung der Detektoren	79
4.6.1	Rauschen und Energieauflösung	79
4.6.2	Korrelationen zwischen Streifen	81
4.6.3	Cluster benachbarter Streifen	82
4.6.4	Positionsbestimmung	84
4.6.5	Eichung mit niederenergetischen Photonen	87
5	Das Kalorimeter	90
5.1	Einführung	90
5.2	Mechanischer Aufbau der Module	91
5.2.1	Die Kristall-Arrays	92
5.2.2	Optische Kopplung	93
5.3	Der Photodetektor	94
5.3.1	Rauschen und Energieauflösung der Dioden	94
5.4	Der Trigger-Mechanismus	96
5.4.1	Zeitverteilung der Triggersignale	97
5.4.2	Verteilung der Triggerschwellen	100
5.4.3	Korrelationen zwischen Kanälen	102
5.5	Lichtausbeute der Detektoren	103
5.5.1	Einfluss der Shapingzeit	104
5.5.2	Reflektormaterial	105
5.5.3	Länge der Kristalle (Aspekt-Verhältnis)	105
5.5.4	Eichung der 3D-Kalorimeter	106

5.6	Ortsauflösung der Kalorimeter	110
5.7	Energieauflösung der Kalorimeter	112
5.8	Diskussion	116
6	Das MEGA Prototyp Instrument	119
6.1	Aufbau und Überblick	119
6.2	Koinzidenz der Triggersignale	121
6.2.1	Relativer Zeitunterschied zwischen D1 und D2	122
6.2.2	Korrektur des Timewalk	124
6.2.3	Möglichkeiten zur Verbesserung der Koinzidenz	125
6.3	Spuren hochenergetischer geladener Teilchen	126
6.3.1	Ortsauflösung für Myonenspuren	127
6.3.2	Energiedeposit von Myonen	128
6.4	Eichmessungen mit punktförmigen Quellen	132
6.4.1	Analyse von Energieverteilung und Streuwinkel	132
6.4.2	Analyse der Elektronenspuren	137
6.5	Berechnung der Emissionsverteilung	139
6.5.1	Erläuterung der Methode	140
6.5.2	Anwendung der Methode	142
6.6	Diskussion	148
 Anhang		
A	Hardware	149
B	Software	158
C	Das MEGA-Instrument als Satellit	164
 Danksagung		

Kapitel 1

Einführung

Die Natur hat uns mit exzellenten und äußerst empfindlichen Sensoren ausgestattet, um unsere nahe und ferne Umgebung betrachten zu können. Lange Zeit gaben sich die Menschen mit diesen Sensoren zufrieden, da sie nicht erwarteten, etwas anderes als das Sichtbare sehen zu können. Es zeigte sich jedoch im 20. Jahrhundert, dass unsere Augen auf denjenigen kleinen Teil des Energiespektrums elektromagnetischer Strahlung beschränkt sind, welcher am leichtesten die Atmosphäre unseres Planeten durchdringt (Abbildung 1.1). Seitdem suchen wir nach Möglichkeiten, unsere Sehfähigkeiten zu erweitern, um die Welt auch in den Farben der restlichen Energiebereiche betrachten zu können. Dies sind der Infrarot- und Radiobereich auf der einen und der UV- Röntgen- und γ -Bereich auf der anderen Seite der Energieskala.

Thema dieser Arbeit ist die Entwicklung eines Instruments zur Detektion elektromagnetischer Strahlung im Energiebereich von 300 keV bis etwa 50 MeV und zur Abbildung der Quellen ihrer Emission. Diesem Instrument haben wir den Namen Medium Energy Gamma-ray Astronomy Teleskop, kurz MEGA, gegeben.

γ -Astronomie ist ein ziemlich junger Zweig der Astronomie, und zwar aus mehreren Gründen: Erstens ist uns, ähnlich wie Radiowellen, γ -Strahlung nicht direkt zugänglich, so dass nicht offensichtlich war, welche Erkenntnismöglichkeiten sich dahinter verbergen könnten. Daher fehlte der Antrieb, der Wissenschaftler und Ingenieure dazu bewegt, abbildende Instrumente zu entwickeln. Zweitens ist die Abbildung der Strahlung mit hohem technischen Aufwand verbunden, und drittens muss sich das Instrument zur Messung und Abbildung der Strahlung außerhalb der Atmosphäre befinden, da die Strahlung die Erdoberfläche aufgrund von Absorption in der Erdatmosphäre nicht mehr erreicht, wie in Abbildung 1.1 zu sehen ist. Die Abbildung hochenergetischer Photonen bietet - im Gegensatz zur Abbildung hochenergetischer Elementarteilchen der kosmischen Strahlung - den Vorteil, dass Photonen Materie weitgehend ungestreut durchdringen, und auch beim Durchqueren magnetischer Felder ihre Richtungsinformation nicht verlieren.

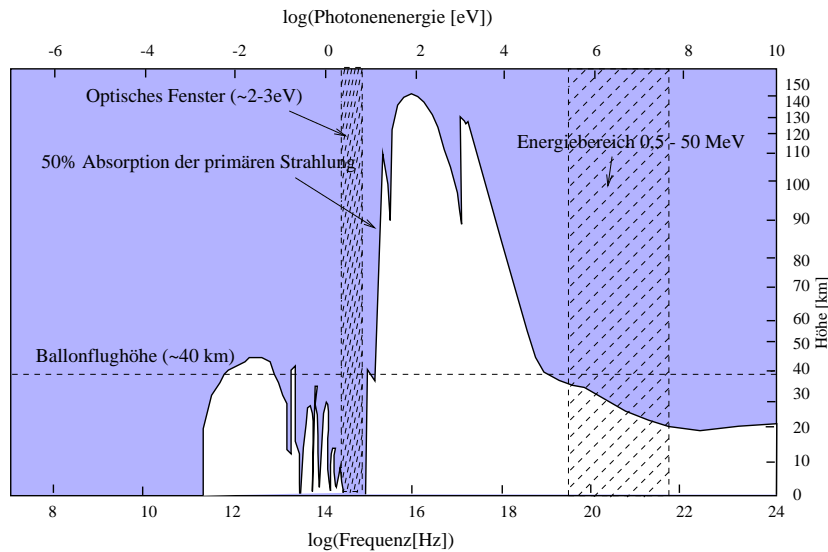


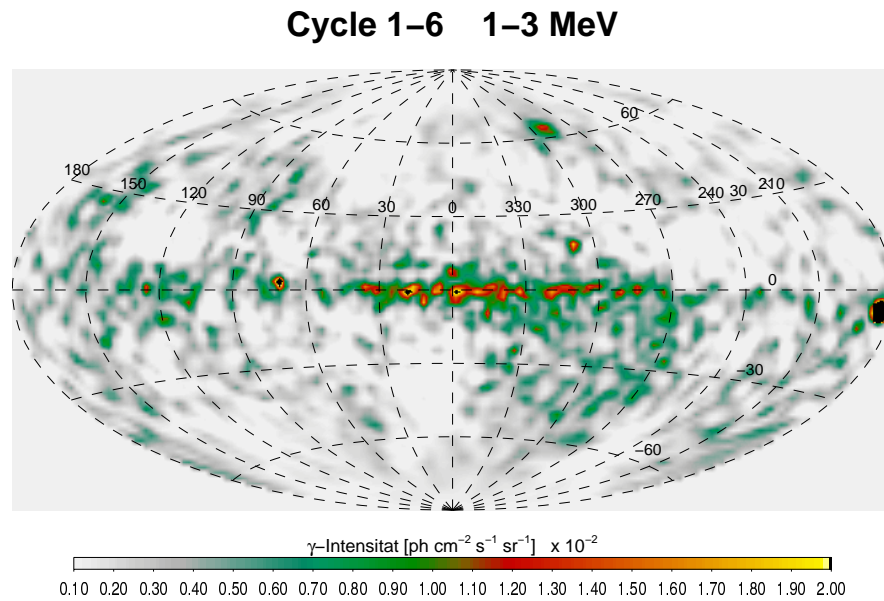
Abbildung 1.1: Das elektromagnetische Spektrum und die Absorption in der Atmosphäre. Das Bild zeigt die Höhe über dem Meer, ab der die Hälfte der primären Photonen in der Atmosphäre absorbiert werden. Lediglich im Radiobereich, in einigen IR-Bändern und im optischen sind Beobachtungen vom Erdboden aus möglich. Bereits in Ballonflughöhe (markierte Linie) können jedoch Energien oberhalb von etwa 50 keV beobachtet werden. Abbildung nach M.S. Longair [Lon92].

Da der Wechselwirkungsquerschnitt im MeV-Bereich und darüber keine sprunghaften Änderungen oder Absorptionskanten mehr zeigt, enthalten diese Photonen mehr Information über ihre primäre Quelle und weniger über das Material, das sie auf dem Weg zu uns durchquerten.

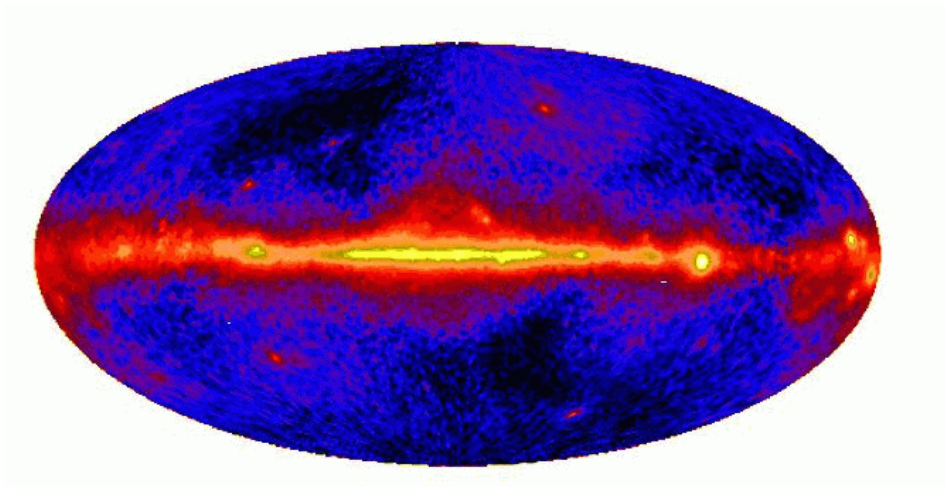
1.1 Objekte der γ -Astronomie

Die Hochenergie-Astrophysik hat in den letzten Jahrzehnten begonnen, ein Universum zuvor unvorstellbarer energiereicher und dynamischer Quellen zu enthüllen. Dies führte zur Entwicklung neuer Zweige der Astrophysik zusammen mit der Anwendung von Elementarteilchenphysik, allgemeiner Relativitätstheorie, relativistischer Plasmaphysik und Elektrodynamik, Quantentheorie und Kosmologie in den Extremen der uns bekannten natürlichen Umgebungen. Obwohl die grundlegenden Prinzipien vieler dieser kosmischen hochenergetischen Quellen nun allgemein akzeptiert sind, gibt es ebenso viele mysteriöse Quellen und widersprüchliche Theorien zu wichtigen astrophysikalischen Fragestellungen.

Die Instrumente auf dem Compton Gamma Ray Observatory (CGRO, 1991 – 2000), dem γ -Strahlen-Observatorium der NASA, ermöglichten den Durchbruch für Beobachtungen im MeV-Bereich. Mit ihrer Hilfe wurden die ersten vollständigen Himmelsbeobachtungen und lange Beobachtungen ausgewählter hochenerge-



(a) COMPTEL Gesamthimmelskarte 1-3 MeV. Der Fluss der stärksten Quelle, des Krebsnebels (ganz rechts außen), beträgt in diesem Energiebereich etwa 10^{-3} Photonen/ $\text{cm}^2 \text{s}$.



(b) EGRET Gesamthimmelskarte $> 100 \text{ MeV}$. Die Farbskala ist logarithmisch dargestellt, wobei der Fluss der stärksten Quelle (Vela, Mitte rechts) etwa 10^{-5} Photonen/ $\text{cm}^2 \text{s}$, der zweithellsten (Geminga, rechts aussen oberhalb der galaktischen Scheibe) etwa $5 \cdot 10^{-6}$ Photonen/ $\text{cm}^2 \text{s}$ beträgt.

Abbildung 1.2: Bilder der galaktischen und extragalaktischen Quellen von γ -Strahlung. Die Aufnahmen stammen von COMPTEL und EGRET und bestehen aus Messdaten von insgesamt 9 Jahren Messzeit im Orbit.

tischer Quellen ermöglicht. Nach neunjähriger Beobachtungszeit bieten die daraus erstellten Himmelskarten das in Abbildung 1.2 gezeigte Bild. Die Winkelauflösung der Instrumente liegt bei etwa einem Grad oder schlechter. Das wesentliche Problem der Gamma-Astronomie wird allerdings klar, wenn man die in den Karten angegebenen Flüsse der Photonen betrachtet. Die Flüsse der stärksten Quellen betragen im Energiebereich um 1 MeV nur wenige tausendstel Photonen pro cm^2 und Sekunde (Der Pulsar im Krebsnebel mit etwa 10^{-3} Photonen/ cm^2s MeV bei 1 MeV) und im Energiebereich oberhalb von 100 MeV nur millionstel Photonen/ cm^2s MeV (Vela mit $\sim 10^{-5}$ Photonen/ cm^2s oberhalb von 100 MeV). Daher müssen in diesen Energiebereichen für jede Aufnahme Daten über sehr lange Zeiträume integriert werden, wodurch die Anzahl der Hintergrund-Ereignisse innerhalb dieses Zeitraums häufig zu Problemen bei der Berechnung der Bilder führen.

Aus den dargestellten Beobachtungen konnte man aus COMPTEL-Daten 32 Quellen im Energiebereich 0.7-30 MeV isolieren und aus EGRET-Daten 273 einzelne Quellen im Energiebereich 50 MeV - 70 GeV. Bevor ich die einzelnen Instrumente zur Abbildung von Gammastrahlung vorstelle, möchte ich kurz einen Überblick über die astronomischen Quellen geben, wie sie natürlich in vielen Büchern (z.B. [Sch01]) weit ausführlicher gefunden werden können:

Solare Flares sind kurzzeitige, lokal begrenzte Ausbrüche auf der Sonne, die von stark ansteigender Strahlungsintensität, auch im γ -Bereich, und verstärktem Fluss geladener Teilchen begleitet werden. Meist gehen die Ausbrüche im γ -Bereich denen im optischen und UV um Minuten bis Stunden voran. Die Dauer der Emissionen reicht ebenfalls von Minuten bis Stunden. An der Entstehung sind vermutlich Instabilitäten im Magnetfeld der Sonne beteiligt, was dadurch untermauert wird, dass Flares bevorzugt in Gegenden hoher magnetischer Flussdichten, den Sonnenflecken, auftreten.

Das Spektrum der γ -Flares besteht aus einem Kontinuum mit überlagerten Linien angeregter Kerne. Das Kontinuum wird erzeugt durch Bremsstrahlung von Elektronen, welche während des Flares auf Energien von 10 - 100 MeV beschleunigt werden. Ebenfalls kann die 511 keV Linie der Positronen-Annihilation, die 2,2 MeV Linie des Neutroneneinfangs und verschiedene Anregungslinien der häufigen Elemente in der Sonnenphotosphäre beobachtet werden. Der Neutroneneinfang kommt dadurch zustande, dass hochenergetische Protonen mit Helium sekundäre Neutronen erzeugen, welche in der Photosphäre moderiert werden, und mit Protonen zu Deuterium verschmelzen (vergleiche hierzu [Lon92] [FT97]). Während des Sonnenflares werden aufgrund des geringen Abstands der Sonne sämtliche anderen Gammaquellen am Himmel überstrahlt.

Galaktische Punktquellen können räumlich nicht weiter aufgelöst werden, und ihre Position ist entsprechend der Winkelauflösung der Instrumente (bzw. entsprechend der Genauigkeit, mit der man das Zentrum der Emission einer Punktquelle angeben kann), bekannt. Da die Instrumente auf CGRO bestenfalls (bei hellen Quellen) eine Bestimmung der Quellposition auf etwa $1/5$ Grad erreichen, versucht man, diese Quellen optischen, Röntgen- oder Radio-Beobachtungen zuzuordnen. Wenn dies gelingt kann die Quelle und ihr Typ identifiziert werden. Etwa 170 Quellen aus dem EGRET-Katalog konnten allerdings bislang noch nicht zugeordnet werden. Am besten gelingt die Zuordnung bei zeitlich variablen Quellen, wie etwa Pulsaren, welche meist unterschiedliche Phasen - aber immer identische Perioden - in unterschiedlichen Energiebereichen aufweisen. Daher können sie mit sehr hoher Zuverlässigkeit zugeordnet werden, wenn man zeitlich aufgelöste Daten aus dem Radio-, optischen, Röntgen- und γ -Bereich vergleicht. Pulsare sind schnell rotierende Neutronensterne mit einem sehr starken Magnetfeld, aufgrund dessen geladene Teilchen auf hohe Energien beschleunigt werden. Strahlungsprozesse wie z.B. Synchrotron- und inverse Comptonprozesse führen zur Emission von gebündelter Strahlung.

Eine weiterer Typ kompakter γ -Quellen sind Akkretionsscheiben, bei welchen Materie auf Spiralbahnen auf ein massives Objekt zuströmt. Dies kann in Doppelstern-Systemen oder in der Umgebung eines schwarzen Lochs erfolgen, wobei in großem Umfang Gravitationsenergie freigesetzt wird.

Galaktische Gebiete der Sternentstehung. Bei der Sternentstehung werden im Inneren der jungen Sterne schwere Elemente aus den "primordialen", d.h. beim Urknall entstandenen Elementen Wasserstoff und Helium fusioniert. Deren Verschmelzung zu schwereren Kernen bis zur Eisen-Gruppe ist die Energiequelle der Sterne. Bei der Verschmelzung entsteht eine Reihe instabiler Elemente, bei deren Zerfall teilweise γ -Quanten emittiert werden. [Obe98] gibt eine Liste der im γ -Bereich sichtbaren Isotope und einen Überblick über die Produktionsmechanismen. Bedingung für die Messbarkeit eines radioaktiven Isotops ist allerdings eine ausreichend lange Halbwertszeit, so dass dieses den Produktionsort im inneren Kern des Sterns, der von einer optisch dichten Hülle umgeben ist, verlassen kann, bevor es zerfällt. Da eine lange Halbwertszeit jedoch zu einem niedrigen emittierten Fluss führt, muss das Isotop in großen Mengen erzeugt werden. Am Ende der Entwicklung steht eine Supernova-Explosion, in der neugebildete radioaktive Isotope in das interstellare Medium ausgeworfen werden.

Supernovae (SN) innerhalb unserer Galaxis explodieren im Mittel nur etwa alle 30 Jahre. Daher ist die Wahrscheinlichkeit gering, während der Lebenszeit eines Instruments eine Supernova-Explosion innerhalb der Galaxis zu sehen. Allerdings werden bei Supernova-Explosionen durch Kernreaktionen viele instabile Kerne er-

zeugt, die sich mit der restlichen Materie in den interstellaren Raum ausbreiten. Von den jüngeren Supernovae konnten die Linien einiger langlebiger Isotope (z.B. ^{44}Ti bei 1,157 MeV mit einer Halbwertszeit von ~ 60 Jahren) entdeckt werden, beispielsweise von SN1987 A in der Großen Magellanschen Wolke, von Cassiopeia A (die etwa im Jahre 1650 stattfand) und von einem neuentdeckten SNR in der Vela Region, RX J0852-4622 [ea98]. Von den älteren Supernova-Überresten sieht man im γ -Bereich hauptsächlich die Pulsare, welche sich nach der Explosion gebildet haben. Die bei Supernovae abgestoßenen Sternhüllen und die durch die Explosion hervorgerufenen Schockwellen spielen - nach heutigem Wissen - eine entscheidende Rolle bei der Bildung junger Sterne. Beobachtet man nach der Explosion die emittierten γ -Linien der zerfallenden Isotope, kann man daraus auf die Häufigkeiten der in der Nukleosynthese erzeugten Elemente sowie die Verteilung von Materie durch Supernovae schließen. Für solche Beobachtungen eignet sich insbesondere die 1,809 MeV Linie von ^{26}Al , da dieses Element häufig in Supernovae erzeugt wird [FT97]. Die Halbwertszeit ist mit etwa 10^6 Jahren vergleichsweise lang, so dass auch Überreste älterer Super-Novae untersucht werden können, deren Materie sich bereits weiter verteilt hat.

Der galaktische diffuse Hintergrund wird hauptsächlich von der kosmischen Strahlung erzeugt, die aus Elektronen, Protonen und schwereren Atomkernen besteht. Die Energieverteilung der von der Erde aus beobachtbaren Teilchen der kosmischen Strahlung folgt einem Potenzgesetz $N(E) \sim E^{-x}$ mit Exponenten von etwa -2.6, welches nach unten bei 10^2 - 10^3 MeV abbricht, da geladene Teilchen geringerer Energie durch den Sonnenwind abgelenkt werden [Lon92].

Die hochenergetischen Elektronen erzeugen Bremsstrahlung, wenn sie mit interstellarer Materie zusammentreffen, wobei die Energie der emittierten Photonen etwa die Hälfte der Energie des geladenen Teilchens beträgt. Daher kann aus Beobachtungen von γ -Strahlung mit MeV Energien auf die Verteilung von Elektronen im Bereich von 1-20 MeV geschlossen werden, welche das innere Sonnensystem aufgrund des Sonnenwinds nicht erreichen. Durch die hochenergetischen Elektronen werden außerdem niederenergetische Photonen aus der kosmischen Hintergrundstrahlung und dem Licht der Sterne über inverse Comptonstöße auf Energien im γ -Bereich gebracht. Protonen können bei Wechselwirkungen mit anderen Teilchen auch π^0 -Mesonen erzeugen, welche dann unter Aussendung von 2 γ -Quanten von 67,5 MeV zerfallen. Das emittierte Spektrum wird durch Doppellinieneffekt verbreitert, so dass man aus Beobachtungen dieser Komponenten des Spektrums auf Zusammensetzung und Dichte des interstellaren Mediums sowie auf die Eigenschaften der kosmischen Strahlung schließen kann.

Durch die geringe Winkelauflösung der Instrumente wird eine Schwierigkeit noch verschärft: Echt diffuse Emission kann mit einer großen Anzahl von Punktquellen verwechselt werden, welche durch die beschränkte Winkelauflösung des

Instruments ineinander übergehen. Was aktuell dem Hintergrund zugerechnet wird, könnte tatsächlich - zumindest teilweise - aus unaufgelösten kompakten Quellen bestehen [Wei98].

Extragalaktische Quellen γ -Emission, von Quellen, welche sich außerhalb unserer Galaxis befinden, setzt sich aus kompakten Quellen und einem diffusen Anteil, welcher eventuell ebenfalls aus einer großen Anzahl nicht aufgelöster kompakter Objekte besteht.

Bei den kompakten extragalaktischen Quellen handelt es sich in erster Linie um Galaxien, die nicht weiter aufgelöst werden können. Da sie weit entfernt sind, können nur sehr starke Quellen mit den aktuellen Instrumenten gesehen werden. Galaxien, welche γ -Strahlung emittieren, enthalten sogenannte Aktive Galaktische Kerne (AGN). Sie können weiter in Unterkategorien eingeteilt werden, welche sich durch das emittierte Spektrum unterscheiden. Die sogenannten Blasare emittieren hochenergetische nicht-thermische Strahlung bis zu Energien von TeV (z.B. Mkn 421, Mkn 501), welche vermutlich durch inverse Compton-Wechselwirkung von innerhalb eines Jets beschleunigten geladenen Teilchen entsteht. Wenn der Jet in Aufnahmen der Radioteleskope sichtbar ist, nennt man sie "radiolaut". Von diesen Blasaren wurden bislang 80 von den Instrumenten auf CGRO entdeckt. Im Gegensatz zu den Blasaren, bricht das Spektrum von "radio-leisen" AGNs bei einigen 100 keV ab, so dass diese nicht in den Daten von COMPTEL entdeckt werden konnten.

γ -Bursts sind kurzzeitige starke γ -Blitze mit Zeitkonstanten von Sekunden bis Stunden, deren Ursprung immer noch rätselhaft ist. Die Einfallsrichtungen sind über den gesamten Himmel gleich verteilt, was die Vermutung nahelegt, dass die Quellen außerhalb unserer Milchstraße liegen. Mittlerweile ist es gelungen, entsprechendes Nachleuchten im Optischen zu entdecken und Rotverschiebungen zu messen, die den extragalaktischen Ursprung belegen. Die Verteilung der gemessenen Flüsse gibt allerdings ein weiteres Rätsel auf: Bei einer homogenen Verteilung im Raum würde man eine Verteilung der Anzahl gemessener Bursts mit Photonenflüssen größer als I wie $N(I) \sim I^{-\frac{3}{2}}$ erwarten, da das Volumen mit der dritten Potenz des Abstands zum Burst zunimmt und der sichtbare Fluss quadratisch mit dem Abstand abfällt. Tatsächlich misst man aber eine geringere Anzahl an Bursts mit schwachen Intensitäten, was zu der Vermutung führt, dass sich die Quellen im Raum inhomogen verteilen und sich in einer begrenzten maximalen Distanz zu uns befinden. Da noch nicht bekannt ist, ob die emittierte Strahlung isotrop oder gerichtet ausgesandt wird, ist man sich über die tatsächlich im Burst emittierte Energie noch unschlüssig. Fest steht jedoch, dass es sich bei den γ -Bursts im Moment der Emission um die energiereichsten bekannten Objekte im Universum handelt.

1.2 Instrumente der γ -Astronomie

1.2.1 Abbildungsmethoden für Gammastrahlung

Abbildung elektromagnetischer Strahlung bedeutet immer, die Ausbreitungsrichtung (χ, ψ) von Photonen relativ zum abbildenden Instrument zu bestimmen. In einem optischen Instrument, welches mit Spiegeln oder Linsen arbeiten kann, wird durch diese eine Transformation der Einfallsrichtung (χ, ψ) von Photonen nach dem Ort (x, y) in der Fokalebene erreicht. Durch diese Transformation (Fokussierung) wird gleichzeitig eine enorme Erhöhung des Photonendichtes (Photonen/cm²s) erreicht, so dass in der Fokalebene dieser Instrumente der Photonendichte der beobachteten Quelle den des Hintergrunds meist weit übersteigt. Weder die Transformation von Winkeln in Orte, noch die Erhöhung der Photonendichte ist für γ -Strahlung normalerweise möglich, da die Strahlung tief in Materie eindringt und weder kohärent an der Oberfläche reflektiert noch im Material gebeugt wird.

γ -Linsen Möglich ist eine Fokussierung von γ -Strahlung nur durch Bragg-Reflexion, die an parallelen Schichten kristalliner Materialien auftritt. Als Streumaterialien werden dabei beispielsweise Germanium-Kristalle eingesetzt, welche ringförmig vor einem ortsauflösenden Detektor angeordnet sind, wie in Abbildung 1.3 dargestellt.

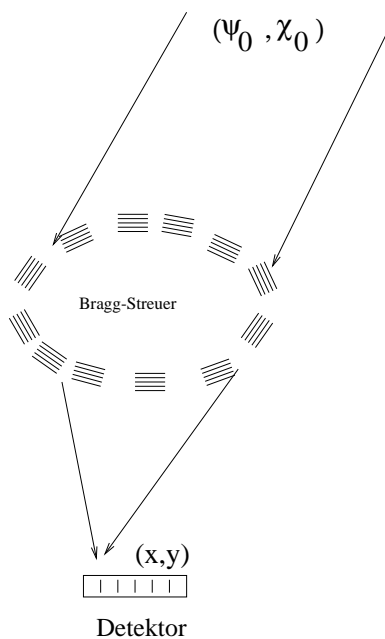


Abbildung 1.3: Prinzip der Abbildung von γ -Strahlung mittels Bragg-Reflexion.

Ein Instrument auf Basis von Bragg-Linsen wird beispielsweise von v. Ballmoos et al. entwickelt [v. 98]. Um Strahlung an vielen übereinander liegenden Kristallebenen zu reflektieren, muss die Bragg-Bedingung [Ber93] zwischen Beugungswinkel und Energie der Strahlung erfüllt sein. Durch diese Energieabhängigkeit der Beugungsbedingung kann durch die Linse eine Abbildung der normalerweise breitbandigen Quellen jedoch nur in einem sehr engen Energiebereich von wenigen keV Breite erreicht werden. Dadurch wird der ohnehin niedrige Fluss der Photonen wieder soweit reduziert, dass mit Linsen bislang noch keine Abbildung astronomischer Objekte gelang.

Kollimatoren und Masken Die Richtung von Strahlung kann auch dadurch bestimmt werden, dass nur ein enger Winkelbereich zwischen Quelle und Detektor offen gelassen wird, während alle übrigen Raumrichtungen für die Strahlung blockiert sind. Dies wird durch einen Kollimator erreicht, wie in Abbildung 1.4 (links) dargestellt. Bei Kollimatoren steht die Winkelauflösung der Abbildung stets in einem umgekehrten Verhältnis zum Akzeptanzwinkel der Strahlung und damit zum Gesichtsfeld des Instruments. Daher bieten Kollimatoren nur eine beschränkte Winkelauflösung von mehreren Grad. Diese Limitierung kann durch die Verwendung kodierter Masken, Abbildung 1.4 (rechts) -anstelle von Kollimatoren teilweise überwunden werden. Das Maskenbild wird durch eine punktförmige Quelle bei (χ, ψ) am Himmel um die Winkel (χ, ψ) verschoben auf die Detektorebene projiziert. Durch Verwendung bestimmter Maskenformen, welche die Eigenschaft besitzen, für unterschiedliche Positionen der Quelle in keinem Fall dasselbe Maskenbild zu erzeugen¹, können auch mehrere Punktquellen innerhalb des Gesichtsfelds getrennt werden.

Sowohl Kollimatoren als auch kodierte Masken sind jedoch in ihrer Wirksamkeit dadurch limitiert, dass Strahlung im MeV-Bereich auch dicke Absorbiermaterialien zu durchdringen vermag. Zudem wird im Orbit das Material der Maske bzw. des Kollimators aktiviert und beginnt dadurch selbst Strahlung zu emittieren. Beide Effekte führen dazu, dass die Maske an Kontrast verliert, so dass kollimierende Methoden bislang

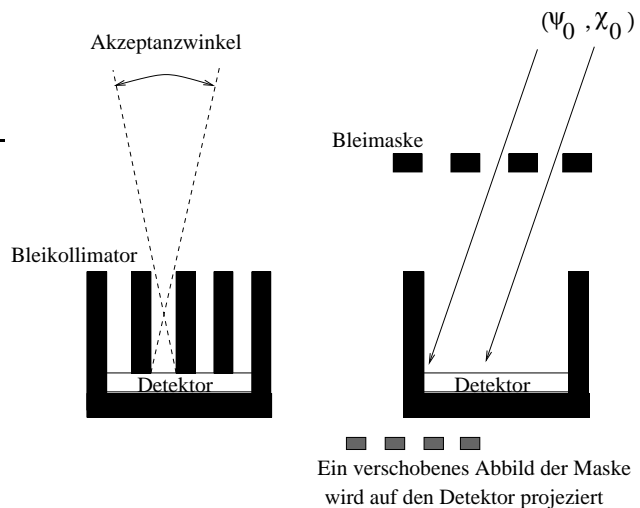


Abbildung 1.4: Prinzip der Abbildung von γ -Strahlung mittels Kollimation und kodierter Masken.

nur für Energien unterhalb 1 MeV eingesetzt wurden. Mit dem Instrument SPI [Ved98] auf dem INTEGRAL Satelliten wird nun erstmals der Versuch gemacht, kodierte Masken auch im Energiebereich oberhalb 1 MeV zu verwenden. Die Abbildung mittels Kollimatoren und kodierter Masken wird beispielsweise in [Kno88] und [CJC⁺87] genauer erläutert.

Einzel-Photonen-Instrumente Die Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie erfolgt über Streuprozesse und Konversion der Photonen in geladene Teilchen. Daher liegt es nahe, die physikalischen Eigenschaften (dies sind Richtung, Energie und Polarisation) jedes einzelnen Photons aus den messbaren Größen dieser Wechselwirkungen zu bestimmen. Auf dieser Abbildungsmethode basieren Telesko-

¹Dies wird erreicht durch Masken, deren Autokorrelationsfunktion in x- und y-Richtung in der Maskenebene eine δ -Funktion darstellt.

pe, welche die Parameter von Compton-Stößen auswerten (Compton-Teleskope), und solche, welche die Parameter bei Paar-Erzeugung messen (Paarerzeugungsteleskope). Aus der beim Comptonstoß gemessenen Energie und der Energie des gestoppten Photons (nach der Streuung) kann der Streuwinkel φ bestimmt werden. Damit erhält man einen Kegel möglicher Ursprungsorte des Photons mit Öffnungswinkel φ (vergleiche Abbildung 1.5 links). Die Achse des Kegels wird festgelegt durch die Richtung des gestreuten Photons, welche aus der Verbindungslinie zwischen den beiden gemessenen Wechselwirkungsorten bestimmt wird.

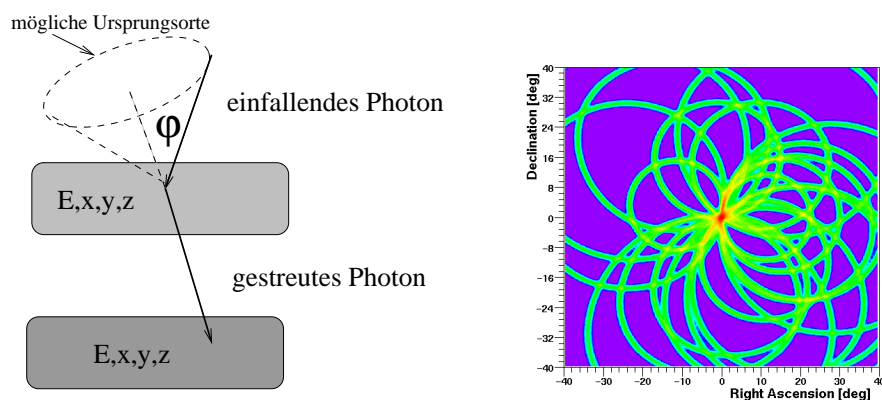


Abbildung 1.5: Prinzip der Abbildung von γ -Strahlung mittels Comptonstoß. Im Bild rechts ist die Rückprojektion der aus den Messparametern bestimmten Einfallrichtung der Photonen für eine punktförmige Quelle im Zentrum dargestellt.

Um ein Bild der Quellen zu erhalten, kann man sich anschaulich vorstellen, dass die Kegel vieler einzelner Photonen-Ereignisse überlagert werden. Um diese Überlagerung berechnen zu können, werden die Kegel auf ein 2-dimensionales Koordinatensystem - meist eine Kugelfläche oder eine Ebene - projiziert. Durch die Überlagerung entsteht, wie in Abbildung 1.5 dargestellt, eine Anhäufung von Kreisen am wahren Ort der Quelle. Diese einfache Methode einer Bildberechnung führt allerdings, wie in [v. 85] erläutert, zu Artefakten im Bild und berücksichtigt nicht die gesamte Information über die Wechselwirkung. Die Berechnung des Bildes aus den Messparametern erfolgt daher tatsächlich mit Hilfe iterativer Methoden, wie in Kapitel 6.5 und [Zog00] beschrieben, oder wie in [Var80] und [Obe98] dargestellt.

Bei Paarerzeugung wird die Richtung des Photons aus der Richtung der Summe der Impulse der beiden sekundären Teilchen (Elektron und Positron) bestimmt. Das Bild der Quelle wird dann aus der additiven Überlagerung der Richtungen der einzelnen Photonen erzeugt, wie in Abbildung 1.6 dargestellt. Die Energiemessung des Elektrons und Positrons wird zur Bildberechnung bei Paarerzeugung für hohe Photonenenergien (oberhalb etwa 100 MeV) nicht benötigt, und spielt bei niedrigeren Energien nur eine untergeordnete Rolle.

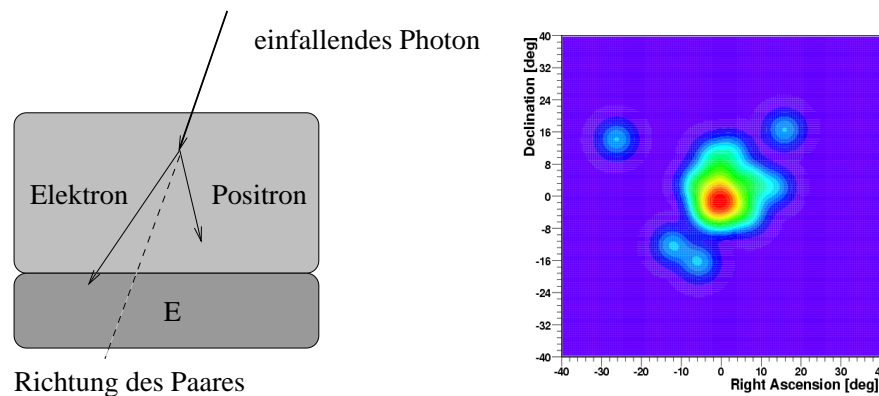


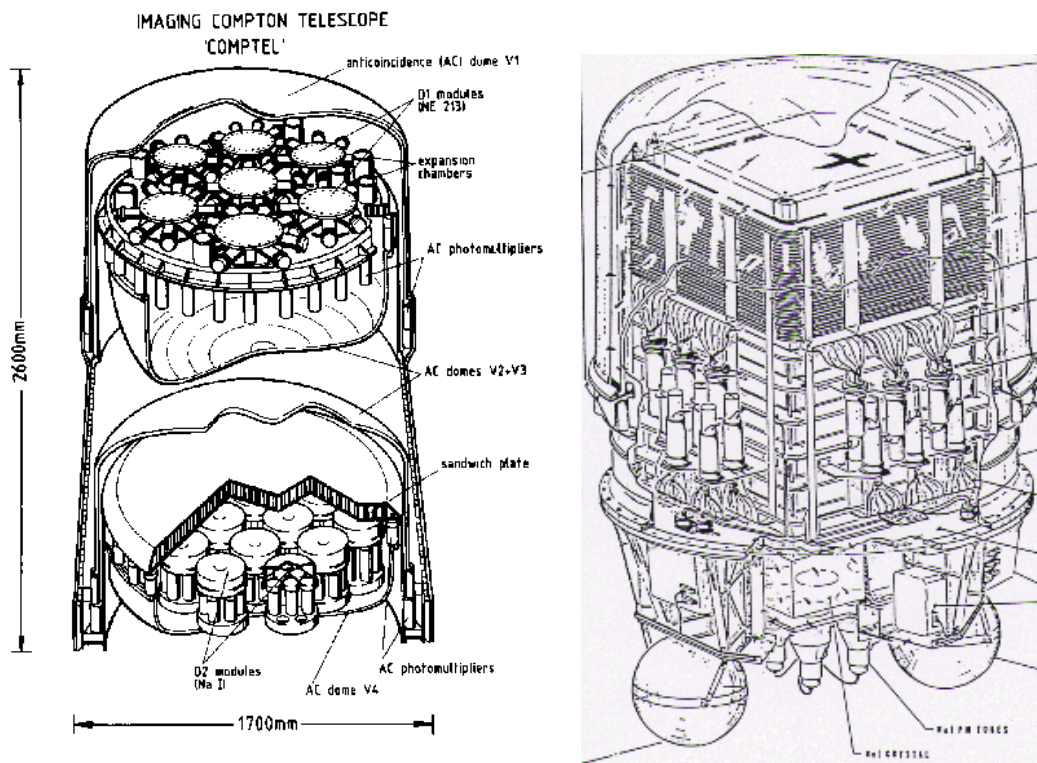
Abbildung 1.6: Prinzip der Abbildung von γ -Strahlung mittels Paarerzeugung. Im Bild rechts ist die Rückprojektion der Einfallsrichtung der Photonen für eine punktförmige Quelle im Zentrum dargestellt.

Die physikalischen Gleichungen sowohl der Compton-Wechselwirkung als auch der Paarerzeugung werden in Kapitel 2.1 ausführlich beschrieben.

1.2.2 Die Vorbilder von MEGA

Die bislang empfindlichsten Instrumente der γ -Astronomie verglühten im Juni 2000 nach neunjähriger erfolgreicher Arbeit zusammen mit dem Satelliten CGRO in der Atmosphäre. Im Energiebereich von 1-30 MeV kam bisher lediglich ein Instrument zum Einsatz: COMPTEL. Dieses bestimmte die Richtung der Photonen nach der oben erläuterten Methode über Comptonstöße. Das in Abbildung 1.7 (links) dargestellte Instrument bestand aus zwei übereinander angeordneten Detektorebenen. Diese beiden Detektorebenen registrierten Ort und Energie von Ereignissen, welche, um die Laufzeit des Photons versetzt, im oberen und im unteren Detektor gemessen wurden. Für den Energiebereich oberhalb ~ 50 MeV befand sich auf demselben Observatorium das Instrument EGRET (dargestellt in Abbildung 1.7 rechts). Hier wechselwirkten die Photonen in dünnen Metallfolien über Paarerzeugung, wobei die Spuren der geladenen sekundären Elektronen und Positronen in einer Gas-Funkenkammer nachgewiesen und vermessen wurden.

EGRET verwendete als Trigger zwei Plastiksintillatoren im Abstand von etwa 50 cm, deren Zeitauflösung ausreichte, um von oben (aus dem Tracker) kommende geladene Teilchen von solchen zu unterscheiden, welche von unten in den Tracker eindringen. Die Energie der sekundären Teilchen wurde in einem massiven Kalorimeter gemessen, welches keine Ortsinformation lieferte. Beide Instrumente besaßen außerdem Antikoinzidenz-Schilde aus Plastiksintillatoren als Veto gegen geladene Teilchen aus der kosmischen Strahlung. Tabelle 1.2 listet die Parameter der Instrumente auf CGRO auf.



(a) Das Instrument COMPTEL

(b) Das EGRET Instrument

Abbildung 1.7: Abbildung der beiden Instrumente auf CGRO, welche als Vorbilder für MEGA dienen. Links ist COMPTEL abgebildet, das in den beiden Ebenen von Szintillationsdetektoren Wechselwirkung über Comptonstöße vermisst. Rechts EGRET, bei dem Photonen in dünnen Wolframfolien innerhalb eines Gasdetektors zu Elektron-Positron-Paaren konvertieren, deren Spuren vermessen und zur Bildgebung verwendet werden.

Hintergrundereignisse in COMPTEL und EGRET γ -Teleskope haben, außer im Fall der beschriebenen γ -Linse, keine Möglichkeit zur Fokussierung der Strahlung, um damit eine Erhöhung des Quellflusses am Ort der Detektoren gegenüber Hintergrundereignissen zu erreichen. Die Anzahl dieser Ereignisse ist daher ein wichtiges Maß für die Abbildungsqualität eines γ -Teleskops und beeinflusst weitgehend die erreichbare Sensitivität des Instruments. Als Hintergrundereignisse werden solche Ereignisse bezeichnet, die in den Datensätzen nicht von den von Photonen erzeugten unterschieden werden können, aber einen anderen Ursprung haben. Die Reduzierung der Hintergrundereignisse wird somit durch die Möglichkeiten des Instruments bestimmt, möglichst viele Parameter der Wechselwirkungen möglichst genau bestimmen zu können.

EGRET konnte während seiner Messzeit beinahe hintergrundfrei messen; die

Bestimmung der Bewegungsrichtung der geladenen Teilchen aus ihrer Flugzeit durch den Tracker und die Forderung nach einer klaren Signatur der Spuren, schränkte die Möglichkeiten für Fehlinterpretationen sehr stark ein. Da nur Energien oberhalb von ~ 70 MeV betrachtet wurden, konnten im TASC Kalorimeter Triggerschwellen weit über den Zerfallsenergien der Isotope, welche sich durch Aktivierung im Material des Satelliten bilden, verwendet werden. Die Triggerrate im Orbit betrug daher nur 5-10 Hz, wovon etwa 20% der Ereignisse zur Bildgebung verwertbar waren. Die effektive Fläche betrug etwa 1000 cm^2 (in Zenithrichtung für Energien zwischen 100 MeV und 10 GeV).

Instrument	Abbildungs Methode	Energie [MeV]	Winkel [FWHM]	FoV [FWHM]	Sensitivität $3\sigma(10^6 \text{ s})$
COMPTEL	Comptonstoß	0,8 - 10	$5,6 - 2,8^\circ$	$+ - 30^\circ$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
EGRET	Paarerzeugung	70 - 7000	$6 - 0,4^\circ$	$+ - 20^\circ$	$1 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 1.2: Abbildungseigenschaften von zwei der Instrumente des Compton-Gamma-Ray-Observatorys. Innerhalb des angegebenen Energiebereichs weisen die Instrumente mehr als die Hälfte der maximalen Sensitivität auf. Die Winkelauflösung ist angegeben in Grad FWHM an den Grenzen des Energiebereichs. Als Gesichtsfeld (FoV) ist der Abfall der effektiven Fläche auswertbarer Ereignisse auf die Hälfte des Maximalwertes angegeben. Die Sensitivität ist angegeben als 3σ Fluss für Quellen mit einem kontinuierlichen E^{-2} Spektrum. Die Daten stammen aus den jeweiligen Veröffentlichungen zur Kalibration der Instrumente ([Sch93a][Tho93]).

COMPTEL konnte zwar ebenfalls auf die Flugzeit-Messung (TOF) zurückgreifen, allerdings nicht auf eine Signatur von Ereignissen in Form von Spuren geladener Teilchen. Die Zeitmessung der Detektoren war mit etwa 2 ns ausreichend genau, um die Flugzeit der Photonen zwischen den Detektoren als Selektionskriterium der Daten zu benutzen. Denn Ereignisse, bei denen Photonen von oben nach unten gestreut werden, unterscheiden sich von denen, welche vom unteren Detektor in den oberen gestreut werden, um die doppelte Flugzeit des Photons, bzw. um insgesamt 10 ns. Während bei Eichmessungen am Boden Vorwärts- und Rückwärtspeaks in der TOF-Verteilung vollständig separiert werden konnten, entstanden durch Aktivierung des Satellitenmaterials Hintergrundereignisse, welche dieselben TOF-Werte erzeugten, wie sie von "echten" Photonen erzeugt werden. Durch vielfältige Methoden in der Datenanalyse von COMPTEL, wie sie von den beteiligten Gruppen in [Weied] erläutert werden, konnten diese Ereignisse verschiedenen Ursachen zugeordnet werden. Abbildung 1.8(a), aus [Weied], zeigt diese Aufteilung. Die Ereignisse wurden in zwei Gruppen eingeteilt, welche einen um Flugzeiten von 0, bzw um den Vorwärtspeak, verteilten Hintergrund ergeben. Um 0 verteilt sind: Erzeugung von zwei korrelierten Photonen aus radioaktiven Zerfallskaskaden außerhalb COMPTEL (D), Zufallskoinzidenzen (E),

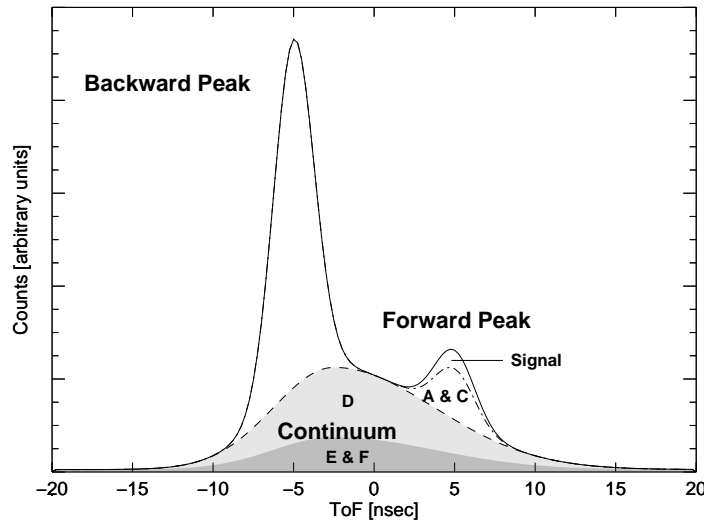


Abbildung 1.8: Time-of-Flight Spektrum von COMPTEL im Orbit (für Photonen im Energiebereich um 1,8 MeV). Während die Vorwärts- und Rückwärtsverteilungen bei den Kalibrationsmessungen am Boden noch klar getrennt werden konnten, erzeugten im Orbit eine große Anzahl von Hintergrundereignissen nun auch TOF-Werte im Vorwärtspeak. Diese Ereignisse stammen überwiegend aus aktiviertem Material in GRO und besonders innerhalb des Antikoinzidenzschildes um D1. Die Abbildung stammt aus [Weied].

zeitlich korrelierte aber räumlich unkorrelierte Ereignisse (F), wie beispielsweise der Durchgang geladener Teilchen durch CGRO außerhalb COMPTEL. Um den Vorwärtspeak verteilt und daher durch TOF-Messung nicht von den Daten separabel sind: Erzeugung von zwei korrelierten Photonen aus radioaktivem Zerfall in oder oberhalb von D1 (C) und Comptonstöße von D1 nach D2, deren ursächliches Photon aber in, oder oberhalb von D1 durch radioaktiven Zerfall erzeugt wurde (A).

Der Anteil der Zufallskoinzidenzen, welcher einen bei allen TOF-Werten konstanten Hintergrund ergibt, war bei COMPTEL vernachlässigbar gegenüber den Ereignissen, welche durch physikalische Ursachen tatsächlich gleichzeitige Signale erzeugen. Dies liegt in der sehr guten Zeitmessung der COMPTEL-Detektoren begründet. Der Anteil an Zufallskoinzidenzen wird bei Instrumenten mit wesentlich schlechterer Zeitaufösung einen größeren Anteil ausmachen (vergleiche die Zeitmessungen am MEGA-Prototypen, Kapitel 6.2, Abbildung 6.4). Während die effektive Fläche bei den Kalibrationsmessungen bei COMPTEL, beispielsweise für Photonen mit einer Energie von 2 MeV, etwa bei 50 cm^2 lag ([Sch93a] und [Wei98]), führten restriktivere Selektionen, welche angewandt wurden, um den Hintergrund zu reduzieren, zu einer Verringerung der effektiven Fläche auf etwa $2,5 \text{ cm}^2$ [Wei98]. Die üblichen Schwellen für akzeptierte Ereignisse sind, nach [Weied], $E_1 > 70 \text{ keV}$, $E_2 > 700 \text{ keV}$, $0^\circ - 6^\circ < \varphi < 38^\circ - 50^\circ$. Dazu kommen Schwellen

für den minimalen Winkelabstand des Ereigniskreises vom Erdhorizont von 5° sowie die Selektion der vorwärtsgerichteten TOF-Werte und die Unterdrückung neutroneninduzierter Ereignisse anhand der Pulsform.

Aufgrund des hohen Hintergrund-Anteils entstand in den an COMPTEL beteiligten Gruppen der Wunsch nach einem Instrument welches, idealerweise zusätzlich zu allen Parametern welche COMPTEL messen konnte, weitere Parameter bestimmt, um den Hintergrund innerhalb des Vorwärtspeaks der TOF-Verteilung reduzieren zu können.

1.3 Das Konzept von MEGA

MEGA soll die Fähigkeiten von COMPTEL und EGRET in einem Instrument vereinen. Da im MeV-Bereich die Wechselwirkungsquerschnitte für Compton- und Paarerzeugung ineinander übergehen, kann der weiteste Energiebereich durch das Instrument nur abgedeckt werden, wenn beide Wechselwirkungen messbar sind. Mit MEGA sollen diese Ereignistypen auch in der Bildberechnung gemeinsam ausgewertet werden, während bisher nur ein entweder-oder möglich war. Die Häufigkeit der verschiedenen Ereignistypen, die sich abhängig von der Energie des Photons gegenseitig ablösen, ist in Abbildung 1.9 dargestellt.

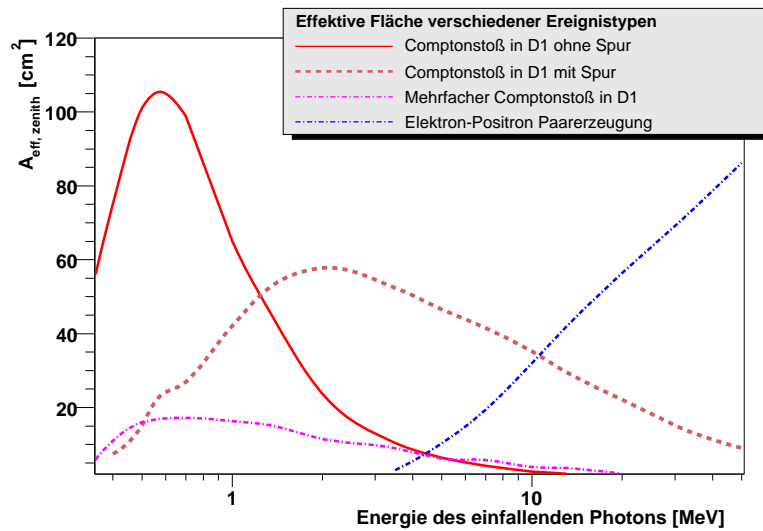


Abbildung 1.9: Häufigkeit verschiedener Ereignistypen in Abhängigkeit der Energie für zenithal einfallende Photonen aus Simulationsrechnungen. Die Häufigkeit ist ausgedrückt durch die effektive Fläche des Instruments, wie es in 1.10 abgebildet ist.

Um Paarerzeugungsereignisse erkennen und rekonstruieren zu können, muss der Konverter die Fähigkeit besitzen, Spuren geladener Teilchen zu messen. Diese Fähigkeit erlaubt außerdem, bei Comptonstößen mit hohem Energieübertrag auf das Rückstoßelektron, dessen Spur als zusätzlichen Parameter zu bestimmen und

in der Bildberechnung zu verwenden. Außerdem soll durch die Messung redundanter Parametern eines Ereignisses, welche durch die Messung anderer Parameter innerhalb der Messfehler bereits bestimmt sind, eine zusätzliche Unterdrückung von Hintergrundereignissen erreicht werden. Auf diese Möglichkeiten wird in Kapitel 2.3 näher eingegangen.

Das Schema des MEGA-Instruments ist in Abbildung 1.10 dargestellt. Die Zielsetzung eines großen Gesichtsfeldes mit der Möglichkeit der Detektion großer Streuwinkel erfordert eine andere Geometrie, als sie in COMPTEL und EGRET realisiert war. Der Tracker (D1) besteht aus einem Stapel dünner Halbleiterde-

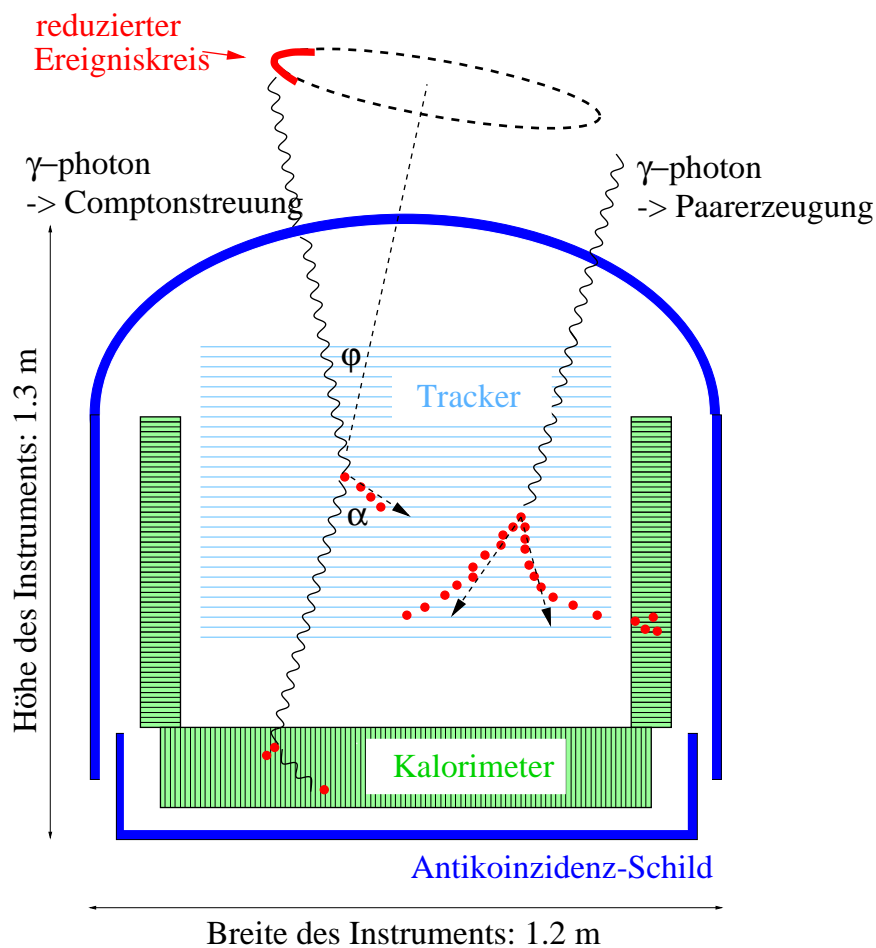


Abbildung 1.10: Prinzipskizze eines kombinierten Compton- und Paarerzeugungs-Teleskops. Das linke Photon erfährt einen Comptonstoß, ändert seine Richtung und beschleunigt dabei ein Elektron aus dem Detektormaterial des Trackers. Das gestreute Photon wird im Kalorimeter nach einem weiteren Comptonstoß gestoppt. Das rechte Photon kreiert ein Elektron-Positron-Paar, von denen eines noch im Tracker und das andere im Kalorimeter gestoppt wird.

tektoren, die - im Vergleich zu COMPTEL und EGRET - eine sehr gute Orts- und Energieauflösung besitzen. Als Kalorimeter (D2) verwendet MEGA, eben-

so wie COMPTEL und EGRET, Szintillationszähler, da nur mit dieser Art von Detektoren die notwendige Masse zum Stoppen der Photonen mit geringem Wirkungsquerschnitt erreicht werden kann. Um die erforderliche Genauigkeit bei der Ortsbestimmung zu erreichen, sind die Szintillationskristalle jedoch in viele einzelne Volumina unterteilt, deren Lichtsignale von einzelnen Photodioden detektiert werden. Dadurch ist es auch möglich, mehrere Wechselwirkungen innerhalb eines Detektormoduls getrennt zu registrieren, und dadurch deren Sequenz im Detail zu charakterisieren. In Abbildung 1.10 sind Wechselwirkungen skizziert, wie sie idealerweise aussehen: Für Comptonstoß-Ereignisse (linkes Photon) wird aus den in Tracker und Kalorimeter deponierten Energien der Streuwinkel φ berechnet. Zusammen mit der Richtung des gestreuten Photons aus dem ersten Wechselwirkungsort des Rückstoßelektrons und der ersten Wechselwirkung des gestreuten Photons, kann die Herkunft des einfallenden Photons mit einer konischen Unbestimmtheit festgelegt werden. Alle bisher gebauten Compton-Teleskope waren auf die Bestimmung dieser "Ereigniskreise" limitiert. Die Linienbreite dieser Kreise (das sogenannte "Angular Resolution Measure" ARM, siehe [v. 85]) hängt davon ab, wie genau die Energie von Rückstoßelektron und gestreutem Photon gemessen wird, sowie die Wechselwirkungsorte bestimmt werden. Die Projektion dieser Ereigniskreise auf ein Koordinatensystem im Bildraum ergibt das schematisch in Abbildung 1.5 dargestellte Ergebnis.

Im Unterschied zu COMPTEL ist MEGA in der Lage die Richtung des Elektrons nach dem Stoß zu bestimmen. MEGA bringt sozusagen den Kreis auf den Punkt: Da die Comptonstreuung in einer Ebene stattfindet, beschränkt die vollständige Auswertung der Information der Elektronenspur (wie in Kapitel 2.3 ausgeführt) die möglichen Herkunftsrichtungen des Photons auf einen Punkt innerhalb des Ereigniskreises. Durch die Streuung des Elektrons innerhalb des Detektors, in welchem die Wechselwirkung stattfand, kann man die Herkunft jedoch tatsächlich nur bis auf ein Kreissegment einschränken. Die dennoch erzielbare Verbesserung ist in Abbildung 1.11, gegenüber Abbildung 1.5 (Seite 10) dargestellt: Der Hintergrund um die wahre Quellposition ist deutlich reduziert durch die Konzen-

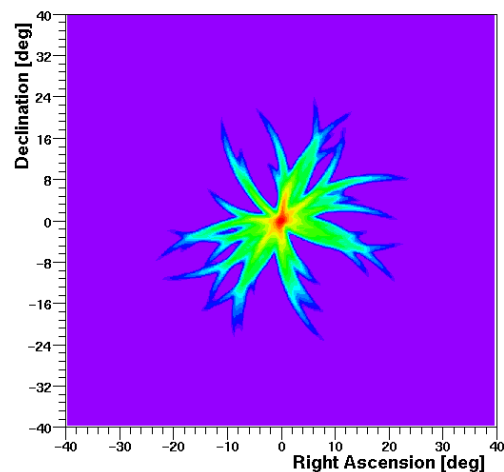


Abbildung 1.11: Skizzierte Auswertung einiger Comptonstoß-Ereignisse, bei welchen die Spur des Rückstoßelektrons bestimmt wurde. Das Bild zeigt die Rückprojektion der aus den Messparametern bestimmten Einfallrichtungen der Photonen für eine punktförmige Quelle im Zentrum.

tration möglicher Ursprungsrichtungen der einfallenden Photonen. Durch die Messung der Elektronenspür kann außerdem, zumindest teilweise, die TOF-Messung ersetzt werden.

Eine wichtige Zielsetzung bei der Entwicklung von MEGA ist es, den erheblichen Effizienzverlust welchen COMPTEL, auf Grund des großen Abstands von 1,5 m zwischen seinen beiden Detektoren, hinnehmen musste, zu verringern. Dazu ist es notwendig, dass sowohl der Konverter als auch das Kalorimeter (D2) eine deutlich bessere Ortsauflösung erreichen, als dies bei COMPTEL der Fall war. Erst dadurch wird es möglich, die Abstände zwischen den Detektoren zu verringern, ohne die Winkelauflösung des Instruments zu beeinträchtigen.

Bei Paarerzeugungseignissen, wie schematisch in Abbildung 1.10 (rechtes Photon) dargestellt, wird die Richtung des einfallenden Photons aus den Impulsen der Sekundärteilchen Elektron und Positron bestimmt. Dabei wird die Genauigkeit der Richtungsbestimmung durch drei wesentliche Effekte beschränkt: Erstens werden die Elektronen/Positronen im Detektormaterial gestreut, bevor sie die erste Lage des Detektors verlassen haben. Zweitens ist die Messgenauigkeit der einzelnen Wechselwirkungspunkte der Spur beschränkt. Und drittens ist die Richtung der geladenen Teilchen ungenau, da der Kern bei der Wechselwirkung einen Anteil des Impulses aufnimmt.

Ähnliche Konzepte wie MEGA werden auch von anderen Forschungsgruppen untersucht. Insbesondere das TIGRE Instrument [O'N96] weist große Ähnlichkeit mit MEGA auf, aber auch Pläne für XENA [AOC98], ACT und COSMIC [Cos98] basieren auf denselben physikalischen Ideen.

Kapitel 2

Messprinzipien des Instruments

2.1 Wechselwirkung von Photonen

Die Wechselwirkungen der zu beobachtenden Strahlung mit der Materie der Detektoren bestimmen naturgemäß den Entwurf und die daraus resultierenden Eigenschaften eines abbildenden Instrumentes. Im MeV-Bereich existieren mehrere Wechselwirkungen nebeneinander, deren Wahrscheinlichkeit von der Energie der Photonen abhängt. In Abbildung 2.1 ist als Maß dieser Wahrscheinlichkeit die Wechselwirkungslänge aufgetragen, nach der ein Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von $1-1/e$ nach dem Eindringen in das Material wechselwirkt.

Bei niedrigen Energien, d.h. unterhalb von 60 keV in Silizium bzw. 300 keV in CsI, dominiert der Photoeffekt. Dabei wird die gesamte Energie eines Photons auf ein Elektron aus der Atomhülle übertragen. Da auf Grund der Energie- und Impulserhaltung das Elektron einen Teil des Impulses an den Atomkern abgeben muss, geschieht diese Wechselwirkung bevorzugt an stark gebundenen Elektronen aus tieferen Schalen. Das Elektron verliert seine Energie wieder durch Ionisation auf dem Weg durch das Material und wird den Detektor auf Grund seiner kurzen Reichweite (vergleiche Abbildung 2.15, Kapitel 2.2) nicht verlassen. Die Schale, aus welcher das Elektron stammte, wird unter Emission der charakteristischen Röntgenphotonen von Elektronen der höheren Schalen wieder aufgefüllt. Wenn diese Röntgenphotonen selbst wieder im Detektormaterial absorbiert werden, wird beim Photoeffekt die gesamte Energie des ursprünglichen Photons im Detektor deponiert. Ansonsten führt dies zu den sogenannten Escapepeaks im Spektrum der deponierten Energie. In Silizium treten diese Escapepeaks kaum auf, da die Energie der Fluoreszenzlinien mit etwa 1,8 keV zu niedrig ist, als dass die Photonen entweichen würden. Der Photoeffekt ist zwar für die Absorption der Photonen im Material von größter Bedeutung ist, aus seiner Beobachtung lässt sich aber keine direkte Information über die Einfallsrichtung des Photons gewinnen.

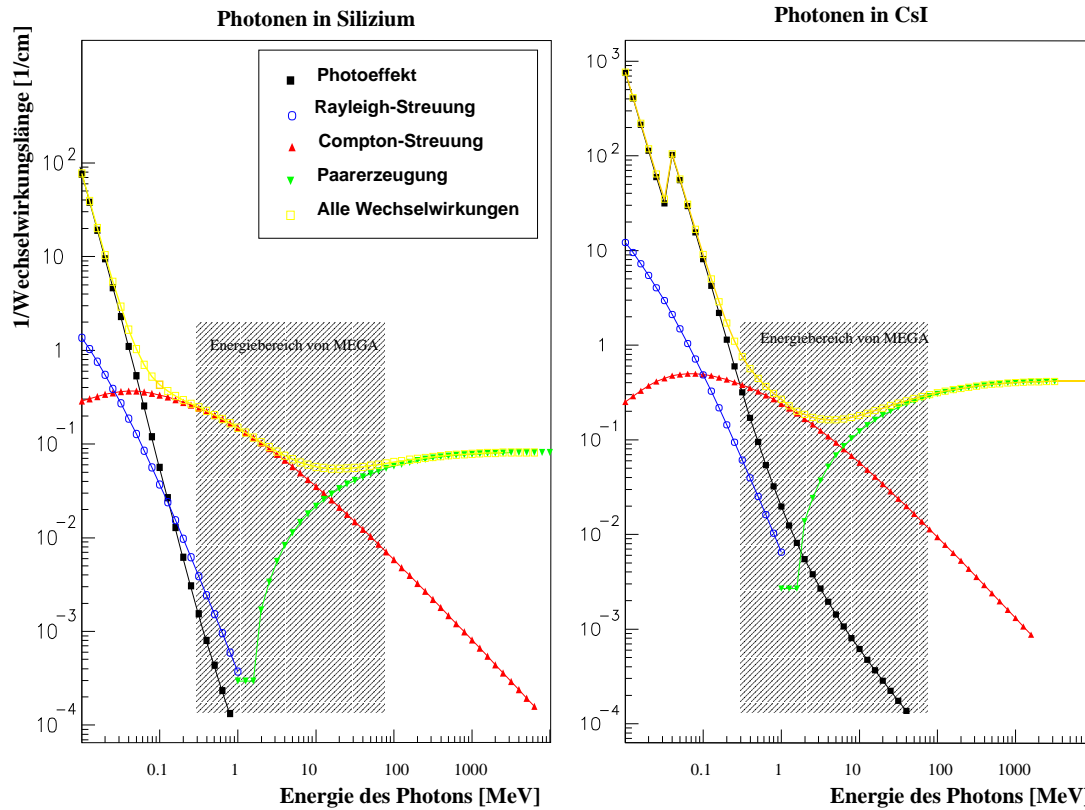


Abbildung 2.1: Wechselwirkungen von Photonen mit Materie in Silizium und CsI. Diese Materialien wurden als Beispiel gewählt für ein Material mit niedriger Kernladungszahl Z (14), und ein Material mit hoher Kernladungszahl Z (55,53). Im schraffierten Energiebereich, in welchem MEGA Photonen abbildet, findet der Übergang von Comptonstreuung zu Paarerzeugung als stärkste Wechselwirkung statt. Die Daten wurden dem Monte-Carlo-Simulationsprogramm GEANT (vergleiche [BB⁺93]) entnommen.

2.1.1 Compton-Streuung

Photonen mit Energien im Bereich um 1 MeV wechselwirken vorwiegend über Compton Streuung. Die Grenzen dieses Bereiches für verschiedene Elemente kann man Abbildung 3.3 bzw. 2.1 entnehmen. Compton-Streuung beschreibt die Kollision eines Photons mit einem ungebundenen, ruhenden Elektron. Sie wurde erstmals von A. H. Compton vermessen und mathematisch beschrieben [CA35]. Das Photon überträgt dabei einen Teil seiner Energie auf das Elektron und ändert seine Richtung um den Winkel φ (Abbildung 2.2). Das (in der Realität im Atom gebundene) Elektron wird aus der Bindung im Atom gelöst, da die übertragene Energie seine Bindungsenergie weit übersteigt, und unter dem Winkel α relativ zur ursprünglichen Richtung des Photons beschleunigt. Die Compton-Wechselwirkung findet in einer Ebene statt, wobei, ähnlich wie bei Rayleigh-Streuung, die Streuebene von der Polarisation des einfallenden Photons bestimmt wird.

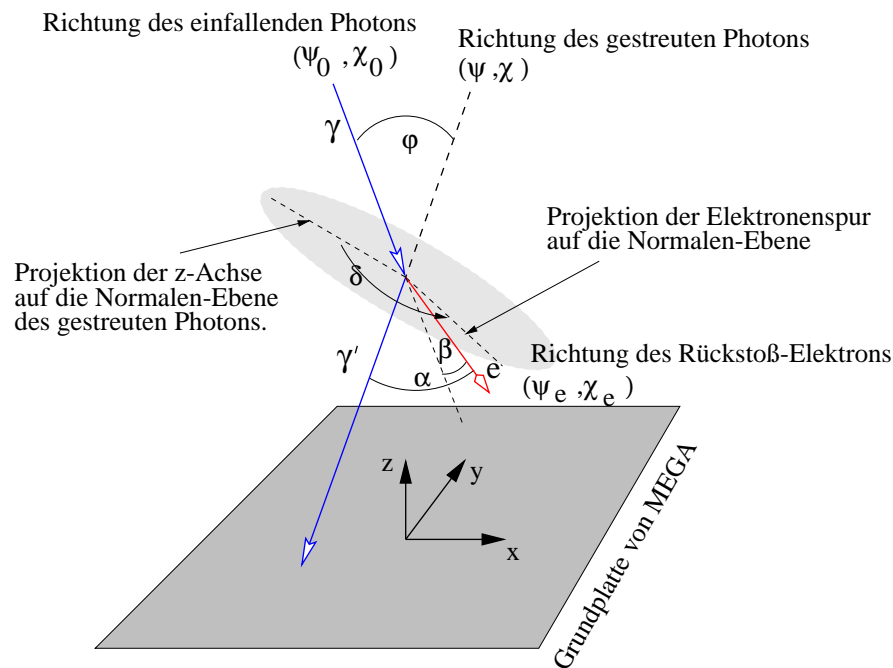


Abbildung 2.2: Definition der Winkel bei der Auswertung von Comptonstößen. Die Richtungen von γ , γ' und e und daher auch die Winkel α , β und φ liegen in einer Ebene. Als Nullpunkt für die Projektion der Bewegungsrichtung des Rückstoßelektrons auf die Ebene senkrecht zur Richtung des gestreuten Photons wurde die Projektion der z-Achse auf diese Ebene definiert.

Streuwinkel φ Die Kinematik der Compton-Streuung wird abgeleitet aus der Impuls- und Energieerhaltung für das System aus einfallendem Photon, emittiertem Photon und Elektron (vergleiche [Eva55]). Die kinematische Gleichung 2.1 gilt unabhängig von der genauen Art der Wechselwirkung beim Stoß, da sie direkt aus den grundlegenden Erhaltungsgleichungen folgt.

$$E_e = E_0 - E_2 = E_0 - \frac{E_0}{1 + E_0/m_e c^2 (1 - \cos\varphi)} \quad (2.1)$$

Dabei ist: E_e : die auf das Elektron übertragene Energie,
 $m_e c^2$: die Ruheenergie des Elektrons = 511 keV,
 E_0 : die Energie des Photons vor dem Stoß,
 E_2 : die Energie des Photons nach dem Stoß.

In Abbildung 2.3 ist Gleichung 2.1 für verschiedene Energien E_0 des einfallenden Photons dargestellt. Die Energie, welche bei einem Stoß auf das Elektron übertragen werden kann, steigt mit der Energie des primären Photons an. Die mit einer Linie markierte Energie stellt die minimale Energie (280 keV, vergleiche Kapitel 2.2) dar, welche ein Elektron benötigt, um einen 500 μm dicken Siliziumdetektor zu verlassen, falls die Wechselwirkung in der Mitte des Detektors

stattgefunden hat. Wie man sieht, wird ausreichend Energie nur für Energien oberhalb von etwa 500 keV, und nur bei großen Streuwinkeln, auf das Elektron übertragen.

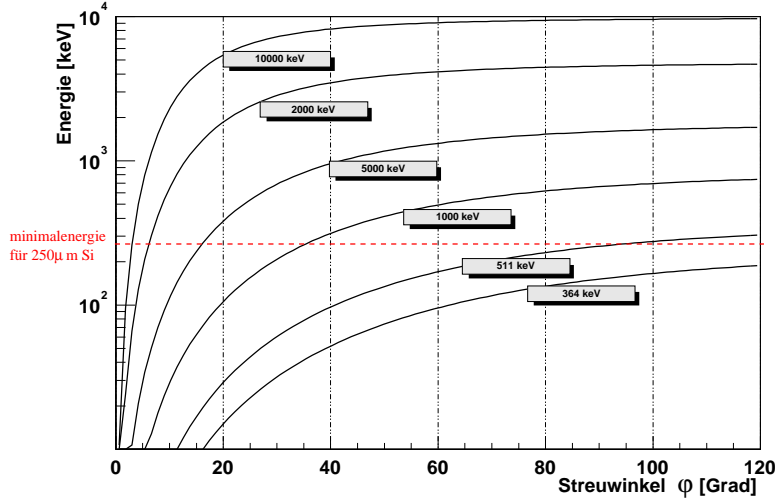


Abbildung 2.3: Energieübertrag auf das Rückstoßelektron bei einem Stoß unter dem Streuwinkel φ . Die gestrichelte Linie markiert die minimale Energie E_e , ab welcher das Rückstoßelektron einen $500 \mu\text{m}$ dicken Siliziumdetektor verlassen kann, wenn die Wechselwirkung in der Mitte des Detektors stattfand.

In einem Comptonteleskop wird aus der Messung der auf das Elektron übertragenen Energie E_e und der Messung der Energie des gestreuten Photons E_2 der Streuwinkel φ bestimmt. Den Fehler $\Delta\varphi$ in der Bestimmung des Streuwinkels φ durch die Fehler ΔE_e bzw. ΔE_2 in der Bestimmung der Energien, erhält man durch Ableitung der kinematischen Gleichung 2.1. Die Messfehler in den einzelnen Detektoren können als unabhängig betrachtet werden, so dass die Gaußsche Fehlerfortpflanzung angewendet werden kann:

$$\Delta\varphi = \sqrt{\left(\frac{\delta\varphi}{\delta E_e} \Delta E_e\right)^2 + \left(\frac{\delta\varphi}{\delta E_2} \Delta E_2\right)^2} = \frac{mc^2}{\sin\varphi} \sqrt{\left(\frac{1}{E_0^2} \Delta E_e\right)^2 + \left(\left(\frac{1}{E_0^2} - \frac{1}{E_e^2}\right) \Delta E_2\right)^2} \quad (2.2)$$

Die Bedeutung der Variablen ist dieselbe wie in Gleichung 2.1. Die beiden Komponenten des Messfehlers aus Gleichung 2.2 (die Faktoren vor ΔE_e bzw. ΔE_2) sind in Abbildung 2.4 dargestellt für Energien E_0 von 511 keV und 2 MeV. Der Einfluss des Messfehlers der Bestimmung von E_e im Tracker nimmt mit zunehmendem Streuwinkel ab, während derjenige der Bestimmung von E_2 im Kalorimeter zunimmt. Hieraus kann man in Verbindung mit Abbildung 2.3 auf eine fundamentale Schwierigkeit von Compton-Teleskopen mit Elektron-Tracking schließen: Um ausreichend häufige und genaue Elektronenspuren zu erhalten, ist die Messung von Ereignissen mit großen Streuwinkeln φ notwendig, da nur hier-

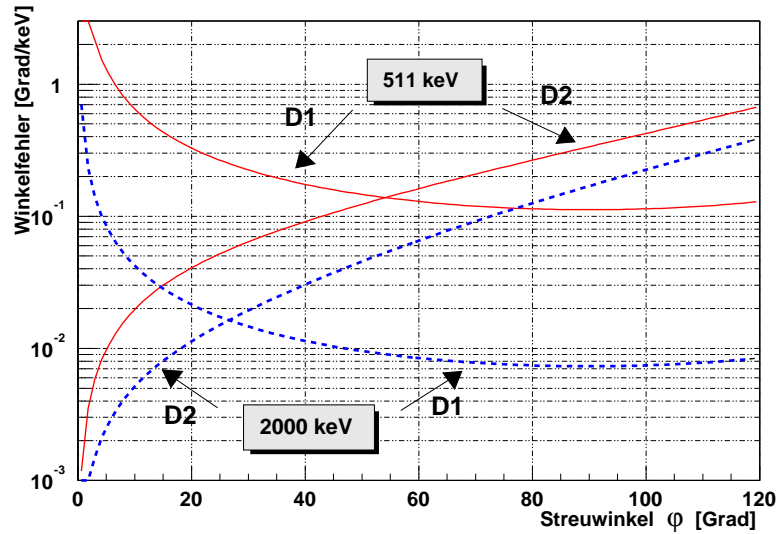


Abbildung 2.4: Fehler bei der Bestimmung des Streuwinkels φ durch die Fehler bei der Messung von E_e bzw. E_2 . Die Abbildung lässt erkennen, dass bei großen Streuwinkeln, und für diese lässt sich die Spur des Rückstokelektrons am häufigsten und am genauesten bestimmen, Messfehler von E_2 im Kalorimeter stärkeren Einfluss auf die Berechnung von φ haben, als diejenigen von E_e im Tracker.

bei ausreichend Energie auf das Elektron übertragen wird. Die Winkelauflösung für derartige Ereignisse hängt jedoch sehr empfindlich von der Energiemessung im Kalorimeter ab, so dass der Fehler durch die Energiemessung einen größeren Einfluss auf die gesamte Winkelauflösung des Instruments erhält, als es bei Ereignissen mit kleinen Streuwinkeln der Fall ist.

Polarisation und Häufigkeit der Streuwinkel Die Wahrscheinlichkeit für Comptonstreuung, ohne Berücksichtigung des Doppler-Effekts, wird durch die Klein-Nishina-Gleichung in der Form von Gleichung 2.3 beschrieben (siehe [Eva55]):

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E_2}{E_0} \right)^2 \left(\frac{E_2}{E_0} + \frac{E_0}{E_2} - 2 \sin^2 \varphi \cos^2 \theta \right) \quad (2.3)$$

Dabei ist: φ : der Streuwinkel
 θ : der Azimutalwinkel zwischen Polarisationssebene und Streurichtung
 r_e : der klassische Elektronenradius $2.817 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$,

Ein polarisierter Photonenstrahl wird also bevorzugt in eine Richtung senkrecht zur Polarisationssebene gestreut. Dabei ist der Einfluss der Polarisationsrichtung auf den Streuquerschnitt sowohl vom Streuwinkel φ (ausgedrückt durch E_2) als auch von der Energie E_0 des einfallenden Photons abhängig. Der maximale Einfluss der Polarisation auf den Streuquerschnitt liegt bei Streuwinkeln von etwa 80° und nimmt mit steigender Energie E_0 ab. In Abbildung 2.5 sind einige

Kurven nach Gleichung 2.3, normiert auf den Wert 1 für Polarisationswinkel von 90° , dargestellt. Die Polarisation der einfallenden Strahlung kann niemals, auch nicht mit einer exakten Messung der Bewegungsrichtung des Rückstoßelektrons, deutlicher als nach Gleichung 2.3 angegeben werden.

Da der Einfluss der Polarisation vom Streuwinkel φ bestimmt wird, müssen große Streuwinkel detektiert werden, um die Polarisation einer γ -Quelle messen zu können. Mit COMPTEL war daher aus zwei Gründen keine Messung von Polarisation möglich: Erstens führen große Streuwinkel nach Gleichung 2.1 immer zu geringen Energiedeposits im unteren Detektor D2. Durch eine hohe Energieschwelle von 650 keV in diesem Detektor wurden Ereignisse mit großen Streuwinkeln (beispielsweise ab 40 Grad bei $E_0 = 1$ MeV) unterdrückt. Zweitens wurden alle Ereignisse verworfen, deren Ereigniskreise den Erdhorizont berührten, bzw. bis auf 5 Grad an ihn herankamen (vergleiche [Obe98]). Da CGRO auf einer pointierten Flugbahn die Erde häufig mit im Blickfeld hatte, führte dies ebenfalls zu einer Unterdrückung von Ereignissen mit großen Streuwinkeln. Beide Effekte sollten bei MEGA nicht auftreten: Die Energieschwellen der Kalorimeter liegen bei etwa 100 keV (vergleiche Kapitel 5) und es ist eine zenithale Ausrichtung des Instruments vorgesehen (vergleiche Kapitel C).

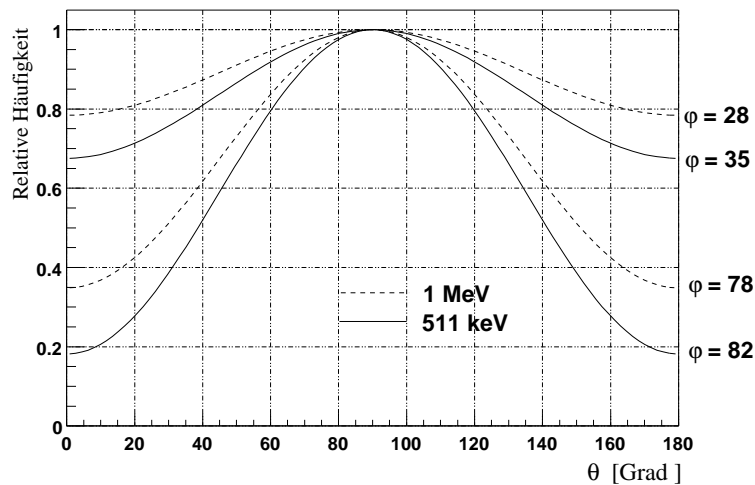


Abbildung 2.5: Streuquerschnitt nach Gleichung 2.3 (normiert auf 1) für vollständig polarisierte Strahlung von 511 keV (durchgezogen) bzw. 1 MeV (gestrichelt) in Abhängigkeit des Winkel Θ zwischen Polarisationssebene und Streuebene. Dargestellt sind jeweils die Kurven, für welche der Einfluss der Polarisation maximal ist (untere Kurven bei $\varphi = 82^\circ$ für 511 keV bzw. $\varphi = 78^\circ$ für 1 MeV), und die Kurven, für welche der gesamte Streuquerschnitt, unabhängig von der Polarisation, maximal ist, bzw. die am häufigsten vorkommenden Streuwinkel (obere Kurven bei $\varphi = 35^\circ$ für 511 keV bzw. $\varphi = 28^\circ$ für 1 MeV)

Die Wahrscheinlichkeit $\frac{d\sigma_c}{d\Omega}$ für Streuwinkel φ , ohne Berücksichtigung der Po-

larisation der Photonen bzw. für unpolarisierte Quellen, ergibt sich aus Gleichung 2.3 zusammen mit Gleichung 2.1. Wenn ein monoenergetischer Photonenstrahl der Intensität $I_0 = \frac{n_0}{A} h\nu_0$ (wobei $\frac{n_0}{A}$ die Anzahl der Photonen pro Sekunde und Querschnittsfläche A darstellt) auf ein einzelnes Elektron trifft, ist $d\sigma_c$ der Anteil der $\frac{n_0}{A}$ Photonen pro sec und cm^2 , welche unter dem Winkel φ in den Raumwinkel $d\Omega$ gestreut werden. Dabei ist der Wirkungsquerschnitt (pro Elektron) und dessen Winkelabhängigkeit nicht von der Wahl des Streumaterials abhängig.

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{d\sigma_c}{\sin\varphi d\varphi d\theta} = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos\varphi)} \right)^2 \left(1 + \cos^2\varphi + \frac{\gamma^2(1 - \cos\varphi)^2}{1 + \gamma(1 - \cos\varphi)} \right) \quad (2.4)$$

Dabei ist: φ : der Streuwinkel
 θ : der Azimutalwinkel
 r_e : der klassische Elektronenradius $2.817 \cdot 10^{-13} cm$,
 γ : $E_0/m_e c^2$, wie in Gleichung 2.1.

Gleichung 2.4 ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die Streuung findet überwiegend, vor allem bei hohen Energien, in Vorwärtsrichtung statt. Das Maximum der Häufigkeit der Streuwinkel liegt für niedrige Energien bei etwa 40° und verschiebt sich für höhere Energien nach vorne in den Bereich von 10° - 20° .

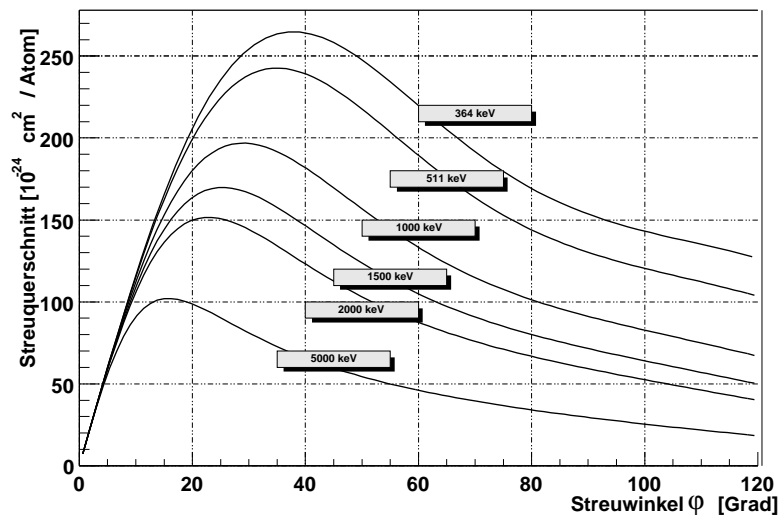


Abbildung 2.6: Darstellung der Klein-Nishina Gleichung. Aufgetragen ist die Wahrscheinlichkeit für das Vorkommen eines Streuwinkels φ . Da in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung die Fläche des Raumwinkelements zu null wird, tendiert dort auch $\frac{d\sigma_c}{d\Omega}$ nach null. Die Einheit des Streuquerschnitts ist $10^{-24} cm^2$ (genannt Barn) pro Silizium-Atom.

Einfluss des Doppler-Effekts Die kinematische Gleichung 2.1 geht von einer Streuung an einem ruhenden Elektron aus. Tatsächlich findet die Wechselwirkung

an einem im Material gebundenen Elektron statt, welches eine für jedes Material spezifische Impulsverteilung besitzt. Der Impuls des Elektrons vor dem Stoß führt daher zu einer Messunsicherheit in der Energie E_e des Rückstoßelektrons, die als Doppler-Verbreiterung bezeichnet wird. Die Linienform der gemessenen Energien E_e des Rückstoßelektrons für feste Streuwinkel φ ergibt näherungsweise eine Überlagerung von Lorentzkurven, welche von den einzelnen Schalen der gebundenen Elektronen stammen. Die Breite der Lorentzkurven nimmt mit zunehmender Ladungszahl des Streumaterials und mit zunehmendem Streuwinkel φ zu. Die Größe und der Effekt der Doppler-Verbreiterung auf die Bestimmbarkeit des Streuwinkels φ in Comptonkameras wurden zuerst von [OBC98] berechnet. Dort wurde gezeigt, dass der Einfluss des Dopplereffekts für Streuung von Photonen mit einer Energie von 140 keV bei einem Streuwinkel von 45° , einer Energieunschärfe bei der Bestimmung der Energie des Rückstoßelektrons von 0,9 keV entspricht. Für niedrige Energien spielt der Einfluss des Dopplereffekts also erst dann eine wesentliche Rolle, wenn die Auflösung des Konverters in die Größenordnung von 1 keV FWHM kommt. Für Energien im MeV-Bereich beträgt diese ‐äquivalente Energieauflösung‐ allerdings etwa 5-10 Grad. Da die angestrebte Energieauflösung des Trackers im Fall von MEGA bei 10-15 keV FWHM liegt, wird der Dopplereffekt in dieser Arbeit jedoch nicht berücksichtigt. Bei [CHL⁺98] und [hH00] findet man einen Vergleich des Einflusses der Doppler-Verbreiterung auf die Bestimmbarkeit des Streuwinkels für verschiedene Detektormaterialien für Energien unterhalb 511 keV. Dort wird ebenfalls gezeigt, dass kristallines Silizium zu den Materialien mit der geringsten Doppler-Verbreiterung aller gängigen Detektormaterialien gehört, und auch aus diesem Grunde für Compton-Kameras geeignet ist.

2.1.2 Paar-Erzeugung

Photonen mit Energien von mehr als 1,022 MeV, der Summe der Ruheenergien von Elektron und Positron, können im Tracker in ein Paar aus Elektron und Positron konvertieren. Die Impulserhaltung

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_e + \vec{P}_p + \vec{P}_{Kern} \quad (2.5)$$

und die Erhaltung der Energie kann dabei nur erfüllt sein, wenn ein drittes Teilchen (meist ein Atomkern) einen Teil des Impulses des Photons aufnimmt. Die Energie des Photons, um 1,022 MeV reduziert, wird als kinetische Energie an die beiden sekundären Teilchen und den Kern übertragen.¹ Die Aufteilung

¹Der Impuls jedes der Teilchen beträgt dabei

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{2m_0c^2 E_{kin} + E_{kin}^2} \simeq \frac{1}{c} E_{kin} \quad (2.6)$$

der Energie auf Elektron und Positron erfolgt meist nicht zu gleichen Teilen. Der relative Anteil $\eta = \frac{E_e}{E_0 - 2m_0c^2} = \frac{E_e}{E_e + E_p} \simeq \frac{p_1}{p_1 + p_2}$ des Elektrons reicht in etwa mit gleicher Wahrscheinlichkeit von 0.1 bis etwa 0.9 innerhalb des möglichen Bereiches von 0 bis 1. Außerhalb dieses Bereiches fällt die Verteilung auf Null ab. Die Verteilung findet sich in [Eva55], S. 704.

Bestimmt man die Einfallsrichtung des Photons nach Gleichung 2.5, so setzt sich der Messfehler dabei aus den Beiträgen der Kleinwinkelstreuung Δ_{scat} , der Ortsauflösung Δ_{pos} , der Bestimmung von ω und dem Kernrückstoß Δ_{Kern} zusammen:

$$\Delta^2 = \frac{1}{2}\Delta_{scat}^2 + \frac{1}{2}\Delta_{pos}^2 + \Delta_\omega^2 + \Delta_{Kern}^2 \quad (2.7)$$

Da zur Bestimmung der Einfallsrichtung aus $\vec{P}_e + \vec{P}_p$ die Summe zweier Messungen (der zwei Spuren) verwendet wird, welche statistisch unabhängig sind, beträgt der dadurch erzeugte Fehler $\frac{1}{\sqrt{2}}$ des Fehlers der Einzelmessungen. Im fol-

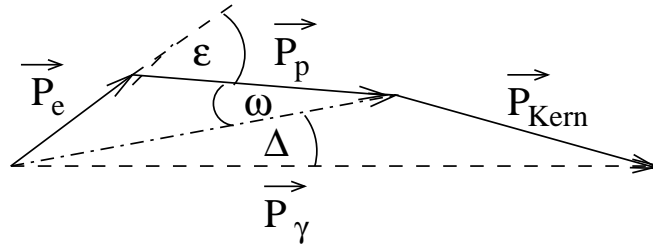


Abbildung 2.7: Winkel bei der Paarerzeugung. ϵ ist der Öffnungswinkel des Paares. Der gemeinsame Impuls beider Sekundärteilchen liegt mit dem Impuls des Rückstoßkerns und dem Impuls des Photons in einer Ebene.

genden werden die einzelnen Komponenten erläutert und miteinander verglichen.

1. Komponente: Bestimmung der Richtung von \vec{P}_e und \vec{P}_p Bei der Bestimmung der Bewegungsrichtung der beiden geladenen Teilchen treten die Messfehler Δ_{scat} und Δ_{pos} auf.

Der Fehler Δ_{scat} wird durch die Kleinwinkelstreuung der Elektronen und Positronen innerhalb der Detektorlage, in der die Wechselwirkung stattfindet, erzeugt. In Abbildung 2.8 ist der Wert der Kleinwinkelstreuung (Gleichung 2.18) für eine durchlaufene Schichtdicke von $500 \mu\text{m}$ und einen Wert $\eta = 0,5$ eingetragen. Der Fehler durch Kleinwinkelstreuung dominiert bei Energien unterhalb etwa 50 MeV den Gesamtfehler.

Die zweite Fehlerquelle Δ_{pos} beruht auf dem Fehler der Ortsmessung in den Detektoren. Dieser Fehler ist, wie in Kapitel 2.2.3 erläutert, bis etwa 50 MeV/Teilchen unabhängig von dessen Energie. Er beträgt bei der Geometrie von MEGA, für Spuren, welche senkrecht zu den Detektorlagen verlaufen, etwa 1.1° FWHM.

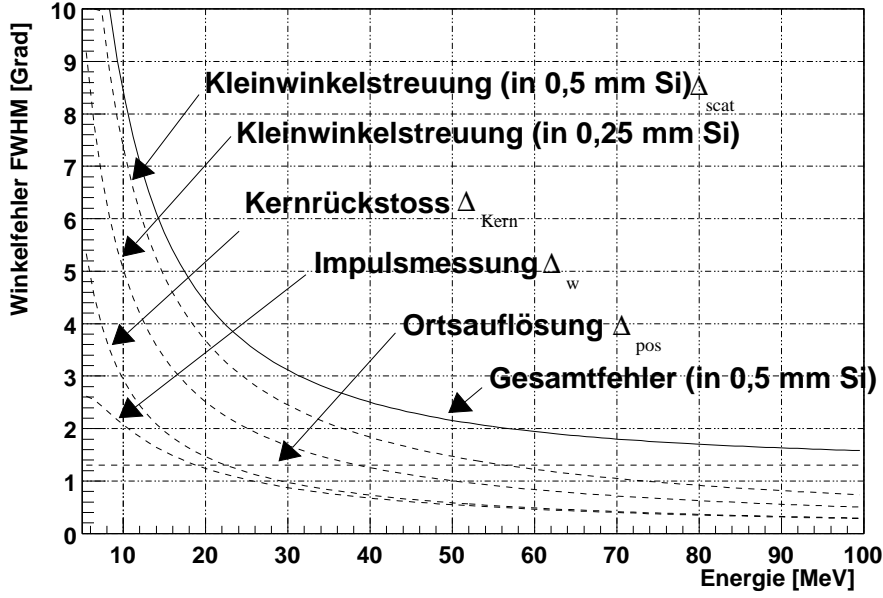


Abbildung 2.8: Fehler bei der Richtungsbestimmung des primären Photons aus Paarerzeugungsereignissen. Die durchgezogene Linie stellt die quadratische Summe der Einzelkomponenten für 0,5 mm Silizium dar.

2. Komponente: Impulsbestimmung Der Fehler Δ_ω entsteht dadurch, dass der Wert von η , welcher sich aus den einzelnen Energien von Elektron und Positron ergibt, nicht exakt bekannt ist. In allen bisher gebauten Paarerzeugungsteleskopen konnte die Energie der einzelnen Sekundärteilchen nur aus ihrer Streucharakteristik im Tracker geschätzt werden. Die Frage ist nun, wie stark η in die Bestimmung von ω eingeht. Dieser Zusammenhang ergibt sich aus der Geometrie von Abbildung 2.7 :

$$\omega = \arctan \frac{\sin \varepsilon}{\frac{|p_p|}{|p_e|} + \cos \varepsilon} = \arctan \frac{\sin \varepsilon}{\frac{|p_p| + |p_e|}{|p_e|} - 1 + \cos \varepsilon} \simeq \varepsilon \eta \quad (2.8)$$

Die Näherung in Gleichung 2.8 ist für Winkel ε kleiner als 30 Grad und für alle Werte von η genauer als 2%. Der Fehler in der Bestimmung von ω , welcher durch Messfehler in E_e und E_p entsteht, beträgt:

$$\Delta_\omega = \sqrt{\left(\frac{d\omega}{d\eta} \frac{d\eta}{dE_e} \Delta E_e\right)^2 + \left(\frac{d\omega}{d\eta} \frac{d\eta}{dE_p} \Delta E_p\right)^2} \simeq \frac{\Delta E}{E_e + E_p} \varepsilon \sqrt{(1 - \eta)^2 + (\eta)^2}$$

Hierbei stellt ΔE den Fehler der Energiemessung des Elektrons als auch des Positrons dar, der als gleich groß angenommen wird.

Da der Winkelfehler ein prozentualer Anteil des Öffnungswinkels ε des Paares ist, spielt neben η auch die Verteilung von ε eine Rolle. In [Ols63] und [Ste49] wurde diese in Abhängigkeit von der Energie E_0 des primären Photons und η berechnet und mit Messdaten verglichen. Der Mittelwert des Öffnungswinkels

liegt danach bei:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\pi}{2} \frac{15 \ln E_0 - 41/30}{16 \ln(E_0/2) - 1/2} \left(1 - \frac{24}{5E_0}\right) \quad (2.9)$$

Dies bedeutet, dass erst bei niedrigen Energien die Öffnungswinkel so groß werden, dass die Impulsmessung eine Rolle spielt. Daher konnten Paarerzeugungsteleskope wie COS-B und EGRET, welche oberhalb von 50-100 MeV arbeiteten, gut ohne Impulsmessung auskommen. Bei niedrigen Energien ist hingegen eine (moderate) Energieauflösung der einzelnen Spuren notwendig, wie MEGA sie bietet. In Abbildung 2.8 ist das Ergebnis für eine Energieauflösung einer Spur $\frac{\Delta E_e}{E_e} = 50\%$, einen Wert $\eta = 0.5$ und den mittleren Öffnungswinkel $\bar{\varepsilon}$ dargestellt.

3. Komponente: Kernrückstoß Die Wechselwirkung der Paarerzeugung findet nicht in einer Ebene statt, da P_e und P_p nicht mit den anderen Impulsen in einer Ebene liegen. Der gemeinsame Impuls $\vec{P}_{Paar} = \vec{P}_e + \vec{P}_p$ beider Sekundärteilchen liegt aber zusammen mit \vec{P}_{Kern} und \vec{P}_γ in einer Ebene. Die Größe von \vec{P}_{Paar} hängt dabei vom Öffnungswinkel ε des Paares ab. Je größer der Öffnungswinkel, desto geringer ist \vec{P}_{Paar} und desto größer ist der mögliche Impulsübertrag auf den Kern. Der Impuls des Kerns führt auf Grund der großen Masse m_0 des Kerns nach Gleichung 2.6 nur zu einer geringen kinetischen Energie des Kerns. Ein Impuls der Größe $|P_{Kern}| = m_e c$ entspricht bei einem Siliziumkern lediglich einer kinetischen Energie von 4,5 eV, welche im Detektor nicht nachgewiesen wird. Der Kernrückstoß führt dazu, dass die Richtung von \vec{P}_{Paar} von der Richtung von \vec{P}_γ abweicht; Dies bedingt eine intrinsischen Limitierung der Auflösung eines Paarerzeugungsteleskops. In [MK50] wurden die Winkel und Verteilungen experimentell am Beschleuniger bestimmt. Das Maximum der Verteilung des Winkels zwischen \vec{P}_γ und Kernimpuls \vec{P}_{Kern} wandert von etwa 60° für Energien $E_0 = 4$ MeV zu $\sim 90^\circ$ für Energien oberhalb 20 MeV. Die Größe des auf den Kern übertragenen Impulses beträgt im Mittel etwa $m_e c$ für alle Energien E_0 [MK50]. Damit kann der Winkelfehler Δ_{Kern} zu

$$\tan \Delta_{Kern} = \frac{p_{Kern}}{p_\gamma} \simeq \frac{m_e c}{p_\gamma} = \frac{m_e c^2}{E_0} \quad (2.10)$$

abgeschätzt werden.

Wie Abbildung 2.8 zeigt, wird die Messungenauigkeit für $E_0 < 50$ MeV durch die Kleinwinkelstreuung dominiert.

2.2 Wechselwirkung der sekundären Teilchen

Die Energie des primären Photons wird sowohl beim Comptonstoß wie auch bei Wechselwirkung über Paarerzeugung auf geladene Teilchen übertragen. Diese geben ihre Energie entlang ihrer Bewegungsrichtung durch das Instrument an das Detektormaterial ab und erzeugen so die Messsignale der Detektoren. In dem für uns interessanten Energiebereich von etwa 50 keV bis zu einigen 10 MeV dominieren die Wechselwirkungen der Elektronen/Positronen über Stoßprozesse, während die Energieverluste über Brems-, Cherenkov- oder Übergangsstrahlung noch keine wesentliche Rolle spielen.

2.2.1 Energieverlust geladener Teilchen in Silizium

Entlang einer infinitesimalen Wegstrecke dx verliert ein geladenes schweres Teilchen der Masse $M \gg m_e$ und Ladung z , etwa Myon, Proton oder α -Teilchen, das mit der Geschwindigkeit v in Materie eindringt, im Mittel die Energie dE , welche durch die Bethe-Bloch-Beziehung gegeben ist, vergleiche [Leo87]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi m_e c^2 z^2 n r_e^2 \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{4m_e c^4 \beta^3}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right) \quad (2.11)$$

Hierbei sind:

$m_e c^2$	Ruheenergie des Elektrons	511 keV
r_e	klassischer Elektronen-Radius	$2,8 \cdot 10^{-15} \text{m}$
n	Elektronendichte in Silizium	$6,99 \cdot 10^{23} \text{1/cm}^3$
I	das mittlere Ionisationspotential	173 eV
z	Ladungszahl des Teilchens	

$$\text{und } \beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{E_{kin}}{m_0 c^2} + 1\right)^2}}.$$

Wie für schwere Teilchen findet auch bei Elektronen und Positronen der Energieverlust überwiegend über Stöße statt. Gegenüber Gleichung 2.11 sind dabei Änderungen nötig, da beide Stoßpartner, das hochenergetische Elektron oder Positron und das im Material gebundene Elektron, gleich schwer sind. Dieser Effekt führt dazu, dass der differentielle Energieverlust etwas geringer ist als nach Gleichung 2.11 berechnet, dass aber auch Stöße mit sehr hohem Energieübertrag möglich sind. Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass das hochenergetische Elektron von dem im Atom gebundenen Elektron prinzipiell nicht unterscheidbar ist, wodurch sich für Elektronen und Positronen etwas unterschiedliche Gleichungen ergeben (vergleiche [Gru96]), welche meist als Bethe-Heitler-Gleichungen

[Hei54] bezeichnet werden,

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi m_e c^2 z^2 n r_e^2 \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{m_e c^2 \gamma \beta \sqrt{\gamma - 1}}{\sqrt{2I}} + f(\beta) \right) \quad (2.12)$$

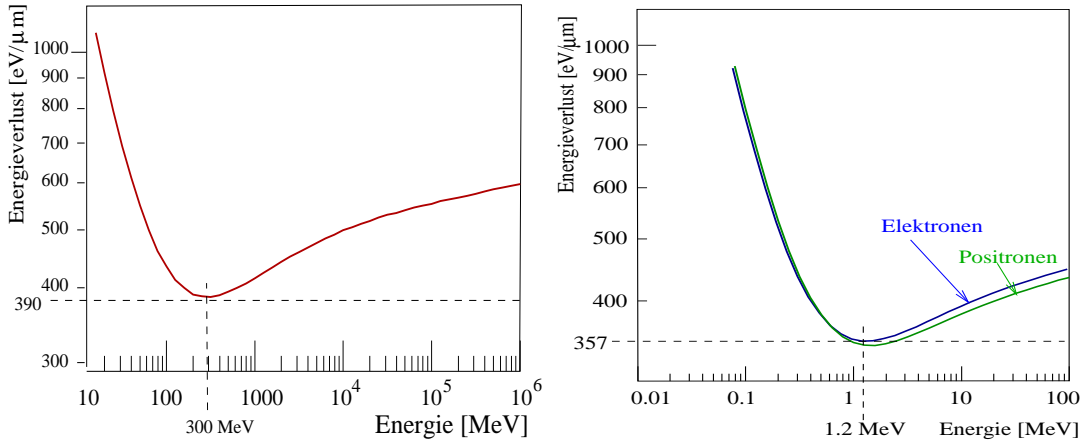
wobei für Elektronen

$$f(\beta) = \frac{1}{2}(1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{2\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{16} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2$$

bzw. für Positronen

$$f(\beta) = \frac{\beta^2}{24} \left(23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right)$$

gilt. Die Gleichungen 2.11 und 2.12 sind für Silizium in Abbildung 2.9 dargestellt. Das Minimum des Energieverlusts tritt bei $\beta\gamma = 3,2$ (1,2 MeV für Elektronen, etwa 300 MeV für Myonen) auf, wobei Elektronen etwa 357 eV/ μm (Myonen etwa 390 eV/ μm) Energie deponieren. Üblicherweise werden Teilchen mit Energien oberhalb dieses Minimums als minimal ionisierend (MIPs) bezeichnet.



(a) Abbildung der Bethe-Bloch Gleichung für Myonen in Silizium.

(b) Darstellung der Bethe-Heitler Gleichung für Elektronen und Positronen in Silizium.

Abbildung 2.9: Energieverlust von Myonen, Elektronen und Positronen in Abhängigkeit ihrer Energie.

Bei höheren Energien verlieren Elektronen/Positronen zusätzlich Energie durch Emission von Bremsstrahlung, die in Gleichung 2.11 nicht berücksichtigt ist. Das Verhältnis des Energiedeposits auf Grund von Stößen und dasjenige auf Grund der Emission von Bremsstrahlung kann nach [Kno88] zu

$$\frac{\frac{dE}{dx} \text{ Stoss}}{\frac{dE}{dx} \text{ Strahlung}} \approx \frac{EZ}{700} [1/\text{MeV}] \quad (2.13)$$

abgeschätzt werden. Für Silizium ($Z=14$) beträgt der Anteil der Energieverluste durch Bremsstrahlung also 10% bei 5 MeV und wird bei Energien von 50 MeV etwa gleich groß wie der Energieverlust durch Stöße. Diese Energie wird als kritische Energie E_c bezeichnet. In CsI beträgt E_c etwa 13 MeV.

Werden die Bremsstrahlungsverluste dominant, ist der mittlere Energieverlust durch $\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}$ gegeben, wobei die Konstante X_0 die Strahlungslänge des Materials genannt wird und nach [Par94] folgendermaßen berechnet werden kann:

$$X_{0_{rad}} = 716,4 \cdot \frac{A}{Z(Z+1) \ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \left[\frac{g}{cm^2} \right] \quad (2.14)$$

Dabei sind A und Z die Massenzahl bzw. Ordnungszahl des Materials. Für Silizium ergibt sich nach obiger Formel eine Strahlungslänge von $X_0 = 22,1 \frac{g}{cm^2}$ bzw. mit der spezifischen Dichte von Silizium, $9,47 \text{ cm}$. Für CsI ergibt sich eine Strahlungslänge von $X_0 = 8,52 \frac{g}{cm^2}$ bzw. $1,89 \text{ cm}$. Nach Durchlaufen dieser Strecken ist die Energie hochenergetischer Elektronen durch Emission von Bremsstrahlung auf den Anteil $1/e$ abgefallen.

2.2.2 Energiedeposit in dünnen Siliziumschichten

Um den Energieverlust geladener Teilchen entlang einer makroskopischen Wegstrecke zu berechnen, müssen die Verluste entlang der Wegstrecke aufsummiert werden. Da die tatsächliche Länge der im Material zurückgelegten Strecke für jedes einzelne Teilchen unterschiedlich ist und der Energieübertrag bei den einzelnen Stößen variiert, ist auch für monoenergetische Teilchen die im Material deponierte Energie nicht konstant. Bei zentralen Stößen werden zudem auch größere Energiemengen übertragen als nach Gleichung 2.11 berechnet, wobei freie Elektronen, sogenannte δ -Elektronen, entstehen. Die maximale Energie, welche bei einem Stoß übertragen werden kann, beträgt für Elektronen nach [Rui79]:

$$E_{max} = \frac{m_e c^2 \beta^2}{1 - \beta^2} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right)^{-1} \quad (2.15)$$

Der mittlere Energiedeposit von Elektronen in einem einzelnen Siliziumdetektor kann in drei verschiedene Bereiche unterteilt werden. Diese drei Bereiche sind in Abbildung 2.10 mit I, II und III bezeichnet:

I: Für niedrige Energien, für welche die Dicke des Detektors die Reichweite des Elektrons R_{max} (vergleiche Gleichung 2.22) übersteigt, werden die Elektronen absorbiert und deponieren ihre gesamte Energie im Detektor. Der Bereich I endet bei einer Energie von 375 (470) keV, bei der die maximale Reichweite der Elektronen 0,5 (0,7) mm beträgt.

II: Im mittleren Energiebereich, in dem die Elektronen beginnen, den Detektor vollständig zu durchqueren, kann eine Abschätzung des mittleren Energiedeposits

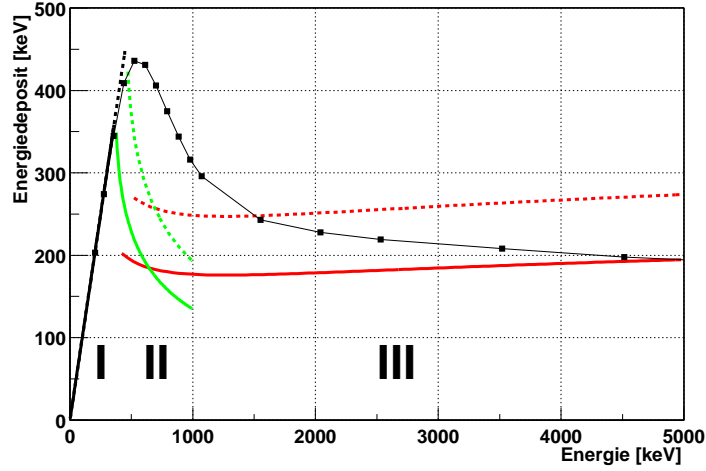


Abbildung 2.10: Mittlerer Energiedeposit von Elektronen in Silizium. Die durchgezogenen Linien entsprechen im Bereich I der vollen Absorption des Elektrons, in den Bereichen II und III den Gleichungen 2.16 und 2.17 für 0,5 mm Dicke. Die gestrichelten Linien entsprechen denselben Gleichungen für 0,7 mm Dicke, bzw. Einfall unter 45° auf 0,5 mm dickes Silizium. Die Kästchen stellen das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation für senkrecht einfallende Photonen auf 0,5 mm dickes Silizium dar.

nach [Ove98] verwendet werden, welche sich aus der Reichweite der Spuren und der Verteilung des Energiedeposits entsprechend dem, in Kapitel 2.2.4 erläuterten, Diffusionsmodell nach [KsO72] herleitet. Danach berechnet sich \bar{E} zu:

$$\bar{E} = E - E \left(1 - \frac{L}{R_{max}(E)} \right)^{\frac{3}{5}} \quad (2.16)$$

Gleichung 2.16 ist in Abbildung 2.9 (Bereich II) dargestellt. Wie man sieht, bietet die Abschätzung nach Gleichung 2.16 eher eine untere Grenze für die deponierte Energie, da sie von der maximalen Reichweite des Elektrons ausgeht.

III: Für hohe Energien kann hingegen Gleichung 2.17 verwendet werden, welche nach [BN94] aus der Bethe-Heitler-Gleichung abgeleitet ist. Die mittlere Energie (in Einheiten von MeV), welche das Elektron durch Stöße nach dem Durchlaufen der Wegstrecke L (in den Einheiten g/cm^2) verliert, ist:

$$\bar{E} = \xi \left(\ln \left(\frac{2m_e \beta^2 c^2 E_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - 2\beta^2 - 2\frac{C}{Z} - \delta \right) \quad (2.17)$$

mit $\xi = 0,30 \frac{m_e c^2}{\beta^2} \left(\frac{Z}{A} \right) L$

Die Materialkonstanten A , Z und I sind dieselben wie in Gleichung 2.9 und 2.14. Die Faktoren C und δ sind Korrekturfaktoren für im Atom gebundene

Elektronen bzw. Abschirmeffekte. Hierzu sei auf [SP71] verwiesen. Sie reduzieren bei hohen Energien den logarithmischen Anstieg der deponierten Energie. Da sie erst bei Energien oberhalb von 10 MeV signifikant werden, wird hier auf ihre Anwendung verzichtet. Die deponierte Energie für Elektronen in Silizium nach Gleichung 2.17 ist in Abbildung 2.9 (Bereich III) dargestellt.

Der Übergangsbereich wird allerdings durch keine der Gleichungen zufriedenstellend dargestellt, wie der Vergleich in Abbildung 2.9 mit einer Monte-Carlo-Simulation von normal einfallenden Elektronen auf 0,5 mm dickes Silizium zeigt. Für eine weiterführende Diskussion der verschiedenen Verteilungen und Berechnungsmethoden kann auf [SP71] zurückgegriffen werden.

Schwankung der deponierten Energie Wenn das Elektron über ausreichend Energie verfügt, um den Detektor zu verlassen (Bereiche II und III), ergibt sich aus den oben genannten Gründen eine Unschärfe der deponierten Energie, die als “energy straggling” bezeichnet wird. Diese Schwankung der in den einzelnen Detektorlagen deponierten Energie ist deutlich größer als die Energieauflösung des Detektors. Sie beeinflusst zwar die Bestimmung der Bewegungsrichtung des Elektrons durch den Tracker (DOM-Parameter, Kapitel 2.3.2), sie spielt aber für die Bestimmung der Gesamtenergie des Elektrons keine Rolle, da hierfür die deponierten Energien aller durchlaufenen Detektorlagen addiert werden.

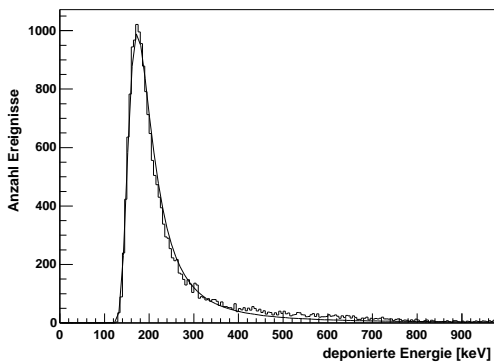


Abbildung 2.11: Monte-Carlo-Simulation der Verteilung der deponierten Energie von Elektronen mit 1 MeV Energie bei senkrechtem Durchgang durch 0,5 mm Silizium.

nen Stoß möglich sind.

Falls κ kleiner wird, als etwa 0.05 wird, ist die Verteilung stark unsymmetrisch und wird auf Grund der seltenen, aber hohen Energieüberträge bei hohen Energien verstärkt. Abbildung 2.11(a) aus Monte-Carlo-Simulationen mit GEANT (aus der Diplomarbeit von [Nef00]) stellt die Verteilung der deponierten Energie in einem 0,5 mm dicken Siliziumdetektor für senkrechten Einfall von Elektronen mit 1 MeV Energie dar. Daraus ergibt sich eine Breite von 35%

Über die Form und Breite der Verteilungsfunktion der deponierten Energie ist in der Literatur viel diskutiert worden (vergleiche [Bic88]). Für dünne Absorber hat Landau [Lan44] die Verteilung der deponierten Energie unter Berücksichtigung der Verteilung der möglichen Energieüberträge bei einzelnen Wechselwirkungen berechnet. Die Größe der Schwankungen wird dabei durch den Parameter $\kappa = \frac{\xi}{E_{max}}$ bestimmt, der beschreibt, welche Energieüberträge im Vergleich zum mittleren Energieübertrag bei einem einzelnen

FWHM (66 keV), was wesentlich breiter ist als die Energieauflösung der Detektoren des Trackers (etwa 15 keV FWHM), mit einem häufigsten Energiedeposit von 190 keV.

2.2.3 Kleinwinkelstreuung von Elektronen in Silizium

Die anfängliche Richtung eines Sekundärteilchens nach der Wechselwirkung des Photons ändert sich bis zum Austritt des Teilchens aus dem Detektor, innerhalb dessen die Wechselwirkung stattfand. Die Richtungsänderung beruht auf einer Vielzahl einzelner Coulomb-Streuungen an den Kernen und Elektronen des Streumaterials. Daher folgt die Verteilung des Winkels θ , unter dem die Teilchen das Material verlassen, näherungsweise einer Normalverteilung, welche um die ursprüngliche Bewegungsrichtung zentriert ist. $P(\Theta_{plane})$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichte für die Messung eines Streuwinkels Θ_{plane}^2 in einer der Koordinaten.

$$P(\Theta_{plane}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Theta_0} e^{-\frac{\Theta_{plane}^2}{2\Theta_0^2}} \quad (2.18)$$

Die Standardabweichung θ_0 dieser Normalverteilung wird durch die Moliere-Theorie [G.Z48] beschrieben und beträgt nach [Par94] :

$$\Theta_0 = \frac{13,6 MeV}{\beta pc} \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln\left(\frac{x}{X_0}\right) \right] \quad (2.19)$$

Dabei ist p der Impuls des Elektrons, x die Dicke der Schicht, die das Elektron durchläuft und X_0 die Strahlungslänge des betreffenden Materials, welche für Silizium, wie oben angegeben, 9,6 cm beträgt.

Die tatsächliche Verteilung der Austrittswinkel für Elektronen, welche im Inneren des Materials (beispielsweise durch Compton-Wechselwirkung) beschleunigt werden, weicht von der Gauß-Verteilung nach der Moliere-Theorie ab. Dies liegt einerseits daran, dass die Wechselwirkungen gleichverteilt im Inneren der Detektorlagen stattfinden, die Elektronen daher im Mittel nur die halbe Dicke des Detektors durchlaufen und entsprechend weniger streuen; andererseits durchlaufen jedoch diejenigen Elektronen, welche bereits am Anfang ihres Weges gestreut werden, eine größere Dicke des Materials auf dem Rest ihres Weges. Abbildung 2.13(b) zeigt den Vergleich einer Monte-Carlo-Simulation [Nef00] von Elektronenspuren in MEGA mit dem analytischen Ergebnis der Moliere-Verteilung. Das Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation zeigt eine Verteilungsfunktion mit einem engeren Mittelteil und breiteren Flügeln, welche mit der Gaußschen Näherung in der Halbwertsbreite übereinstimmt. Winkelverteilungen der Elektronenspuren für andere Energien aus Monte-Carlo Simulationen sind in [Nef00] zu finden.

² Θ_{plane} bedeutet, bei Projektion auf eine Ebene parallel zur Ursprungsrichtung des Teilchens. Die Verteilung des Streuwinkels selbst beträgt dagegen $\sqrt{2}\Theta_{plane}$.

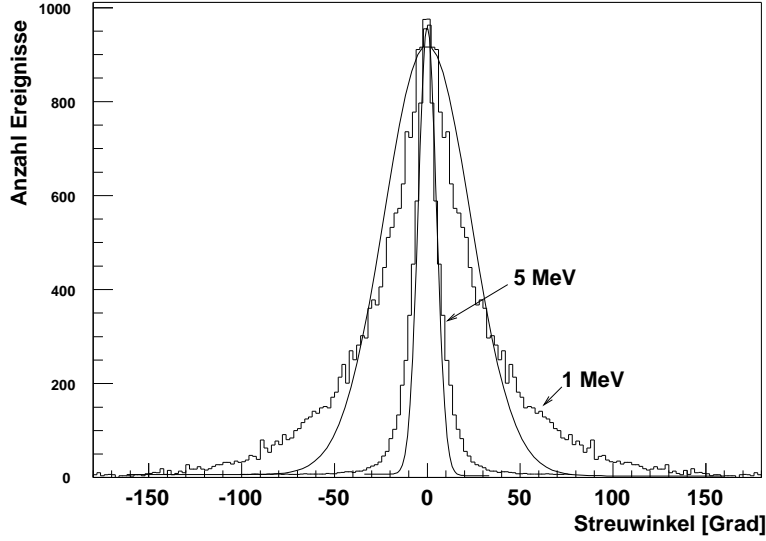


Abbildung 2.12: Winkelverteilung von Elektronen mit 1 MeV bzw 5 MeV, welche homogen aus dem Volumen eines 0,5 mm dicken Siliziumdetektors in senkrechter Richtung zur Oberfläche gestartet werden. Die Gaußkurve mit $\sigma = 21^\circ$ bzw. $\sigma = 4,5^\circ$ stellt das Ergebnis nach Gleichung 2.18 (Moliere-Verteilung) für 0,25 mm dickes Silizium dar.

Aus dem Zusammenwirken der Messfehler Δ_{scat} und Δ_{pos} bei der Messung der Spurrichtung ergeben sich zwei Schlussfolgerungen:

Erstens existiert eine Grenze für die notwendige Ortsauflösung des Streifen-detektors, bei welcher der Fehler der Kleinwinkelstreuung den Gesamtfehler zu dominieren beginnt. Dies ist die “äquivalente Streifenbreite” d , welche bei einem Abstand von 10 mm zwischen den einzelnen Detektorlagen zu derselben Standardabweichung des gemessenen Winkels führt, wie die Kleinwinkelstreuung in einer, beispielsweise $250\mu\text{m}$ dicken, Siliziumschicht. Da die Genauigkeit der Positionsmessung innerhalb einer Detektorlage durch die Streifenbreite/ $\sqrt{12}$ gegeben ist (vergleiche Kapitel 6.3.1), und die Messungen in den beiden ersten Lagen statistisch unabhängig sein sollten, ergibt sich die äquivalente Pixelgröße d zu:

$$\frac{\sqrt{2} \frac{d}{\sqrt{12}}}{10} = \tan(\Theta_0) \quad (2.20)$$

Dieser Vergleich der Streifenbreite mit der Kleinwinkelstreuung geht von einer ursprünglichen Bewegungsrichtung des Elektrons senkrecht zu den Lagen des Detektors aus. Da bei geneigten Spuren sowohl Δ_{scat} zunimmt, als auch Δ_{pos} abnimmt, liefert die Kurve in Abbildung 2.13 eine untere Grenze für die optimale Streifenbreite.

Die zweite Fehlerquelle Δ_{pos} bei der Richtungsbestimmung der Impulse liegt begründet in der Ortsauflösung der Streifendetektoren. Wie in Kapitel 6.3.1 gezeigt wird, beträgt die Ortsauflösung der Streifendetektoren etwa $150\mu\text{m}$ (1σ), was bei einem Abstand der Wafer von 10 mm zu einem Winkelfehler von $1,1^\circ$

FWHM führt. Bei niedrigen Energien, bei denen der Fehler Δ_{scat} dominiert, ist die Bestimmung der Richtung allein aus den ersten beiden Messpunkten der Spur am genauesten. Erst bei Energien oberhalb von etwa 90 MeV, wie in Abbildung 2.13 durch den senkrechten Pfeil markiert, unterschreitet Δ_{scat} (innerhalb der ersten *zwei* Detektorlagen, d.h. nach Durchqueren von im Mittel 1,5 Lagen Silizium) den Fehler Δ_{pos} , so dass Δ_{pos} durch eine Ausgleichsgerade entlang der ersten drei Messpunkte reduziert werden kann.

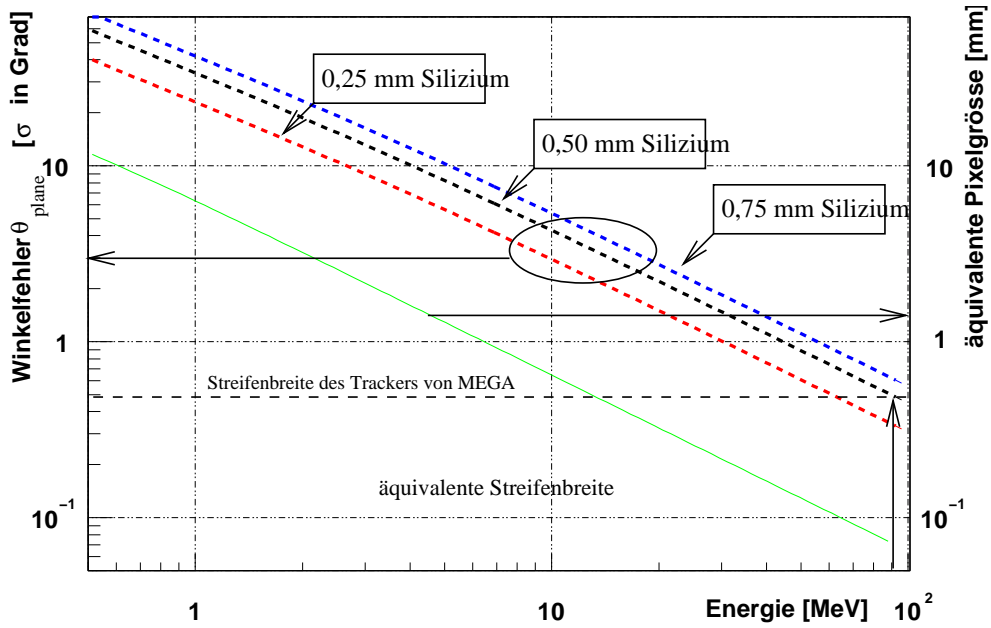


Abbildung 2.13: Θ_0 (= Standardabweichung des projizierten Streuwinkels Θ_{plane}) in Abhängigkeit der Energie nach Durchgang eines Elektrons durch eine $750\mu m$, $500\mu m$ bzw. $250\mu m$ dicke Siliziumschicht. Die durchgezogene Linie bezeichnet diejenige Streifenbreite, welche bei einem Abstand der Detektoren von 10 mm zu einem gleichgroßen Messfehler in der Richtungsbestimmung führt, wie es das Durchqueren von $250\mu m$ Silizium mit sich bringt. Der senkrechte Pfeil markiert die Energie, ab der es sinnvoll ist, mehr als die ersten zwei Wechselwirkungsorte der Spur zur Bestimmung ihrer Richtung zu verwenden.

2.2.4 Reichweite von Elektronen in Silizium

Die Reichweite monoenergetischer Elektronen in dichtem Material ist nicht scharf verteilt, sondern die Intensität I eines Elektronenstrahls fällt exponentiell mit zunehmender Strecke L ab. Als Maß für die Reichweite wird meist der extrapolierte Wert R_{max} angegeben. Diesen Effekt kann man sich nach [KsO72] anschaulich als Diffusion der Elektronen im Material vorstellen, wie in Abbildung 2.14 dargestellt.

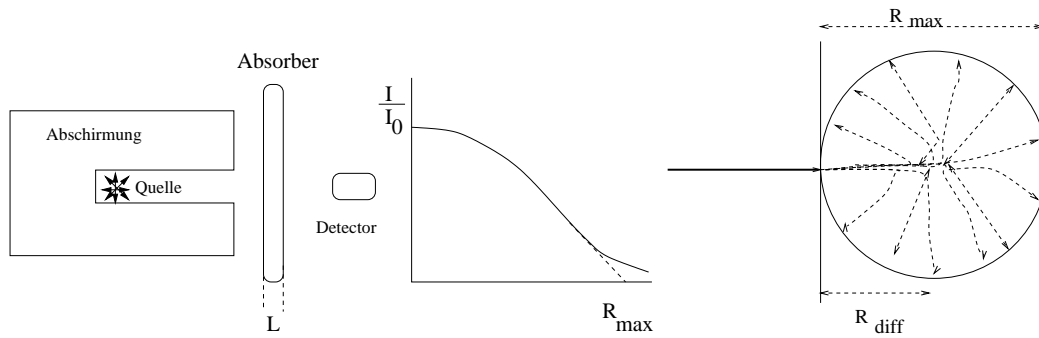


Abbildung 2.14: Die Verteilung der Reichweite monoenergetischer Elektronen (nach Knoll [Kno88]) und das Modell für die Diffusion von Elektronen im Material nach [KsO72].

Maximale Reichweite Als Näherung aus dem Integral der Gleichungen 2.12 erhält man, nach [Ove98] und [KsO72], die folgende Gleichung für die maximale Reichweite eines Elektrons in Silizium, welche allerdings nur bis zu Energien von etwa 1 MeV anwendbar ist:

$$R_{max_{low}} = 2,76 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\rho} \frac{A}{Z^{\frac{8}{9}}} \frac{\left(1 + \frac{E}{2m_e c^2}\right)^{\frac{5}{3}}}{\left(1 + \frac{E}{m_e c^2}\right)^{\frac{4}{3}}} \quad (2.21)$$

In einem breiteren Energiebereich ist die phänomenologische Gleichung 2.22 gültig, welche von [Muk76] an das Modell von [Wil51] angepasst wurde. Danach kann man die maximale Reichweite mit

$$R_{max_{high}} = X_0 \ln \left(1 + \frac{E}{E_c}\right) \left(1,5 - 1,3e^{-2E[MeV]}\right) \quad (2.22)$$

abschätzen. E_c ist die kritische Energie, wie oben (bei Gleichung 2.13) definiert. Die beiden Kurven für die maximale Reichweite von Elektronen in Silizium sind in Abbildung 2.15 als durchgezogene Linien dargestellt.

Mittlere Reichweite Da Elektronen auf Grund der Streuung im Material nicht geradeaus laufen, ist die Wegstrecke, welche die Elektronen zurücklegen, bevor sie endgültig gestoppt werden, kein sehr aussagekräftiger Wert. Ein besseres Maß für die Reichweite ist die Distanz, welche sie in einer Richtung parallel zu ihrer anfänglichen Bewegungsrichtung zurücklegen. Entsprechend dem oben erwähnten Diffusionsmodell von [KsO72], kann die Strecke R_{diff} , nach welcher die Anzahl der Elektronen auf die Hälfte abgefallen ist, folgendermaßen berechnet werden:

$$R_{diff} = R_{max} \frac{\ln 2}{0,187 Z^{\frac{2}{3}} + \ln 2}$$

Damit beträgt die mittlere Reichweite R_{diff} von Elektronen in Silizium, wie in Abbildung 2.15 dargestellt, etwa die Hälfte der maximalen Reichweite R_{max} .

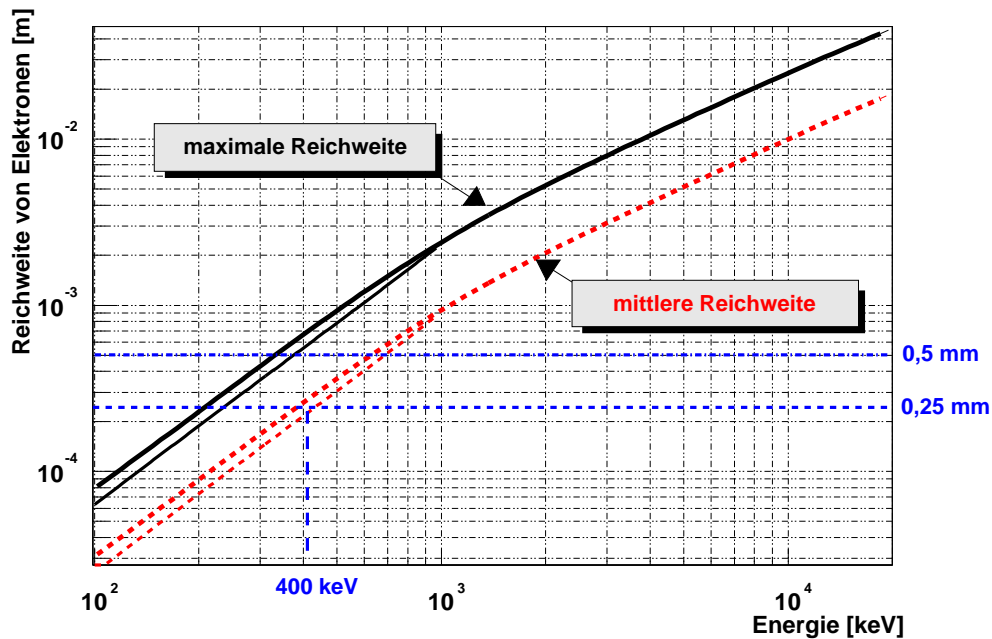


Abbildung 2.15: Reichweite von Elektronen in Silizium als Funktion ihrer Energie nach Gleichung 2.22 (nach Mukoyama [Rui79]) und im Bereich bis 1 MeV nach Gleichung 2.21. Die maximale Reichweite R_{max} ist als durchgezogene Linie dargestellt. Die gestrichelte Linie stellt die Reichweite R_{diff} dar, bei welcher nach dem Diffusionsmodell von [KsO72] noch die Hälfte der Elektronen vorhanden ist.

Um ein Gefühl für die Eigenschaften der Elektronenspuren zu entwickeln, ist es hilfreich, simulierte Daten von Elektronen im Siliziumtracker zu betrachten:

Simulation monoenergetischer Elektronen Die Simulation monoenergetischer Elektronen entspricht der Situation, wie sie bei Paarerzeugung auftritt, wenn monoenergetische Photonen ihre Energie zu gleichen Teilen auf Elektron und Positron aufteilen. Die Richtung der Elektronen ist in der Simulation anfangs senkrecht zur Oberfläche des Trackers von MEGA orientiert, der Startpunkt der Elektronen liegt, in der Tiefe gleichverteilt, innerhalb der obersten Detektorlage. In jeder Detektorlage wurde eine Detektionsschwelle des Signals von 20 keV verwendet, und die Anzahl der Detektorlagen ermittelt, bei denen die deponierte Energie des Elektrons diese Schwelle übersteigt. Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 2.16 dargestellt: Elektronen mit einer Energie von 0,5 MeV werden meist in ein oder zwei Lagen des Detektors gestoppt. Bei geringeren Energien werden sie überwiegend in der ersten Lage absorbiert (vergleiche Abbildung 2.9).

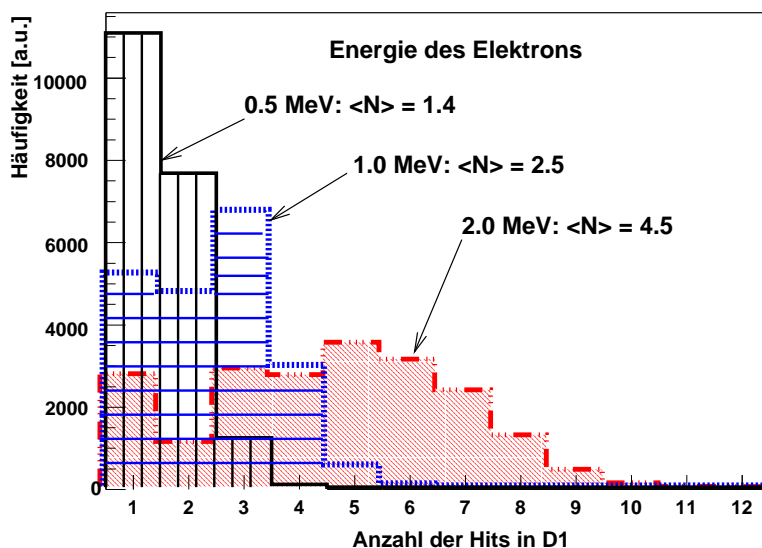


Abbildung 2.16: Anzahl der angesprochenen Detektorlagen aus Simulationsrechnungen. Die monoenergetischen Elektronen wurden innerhalb der obersten Detektorlage gleichverteilt, in senkrechter Richtung zu den Detektorebenen, gestartet.

Simulation von Rückstoßelektronen nach Comptonstößen Im Fall eines Comptonstoßes hängt die Energie des Elektrons nach Gleichung 2.1 sowohl von der Energie des einfallenden Photons als auch vom Streuwinkel φ ab. Es wurden zenithal auf den Tracker von MEGA einfallende monoenergetische Photonen von 1, 2 und 5 MeV Energie simuliert und Wechselwirkungen über Comptonstoß selektiert.

In Abbildung 2.17(links) ist die Häufigkeit dargestellt, mit welcher die Rückstoßelektronen eine gewisse Anzahl Detektorlagen erreichen. Ereignisse, für welche die Energie des Rückstoßelektrons nicht ausreicht, um den Detektor, in welchem die Wechselwirkung stattfand, zu verlassen, sind in der linken Spalte rot (und gestrichelt) markiert. Abbildung 2.17(links) zeigt die Häufigkeit der Anzahl angesprochener Detektorlagen über alle Streuwinkel summiert.

Abbildung 2.17 offenbart eine grundlegende Eigenschaft von Comptonteleskopen, welche die Spur der Rückstoßelektronen nutzen: Nachweisbare ($N > 1$) Spuren treten überwiegend bei großen Streuwinkeln φ auf, bei denen ausreichend Energie auf das Rückstoßelektron übertragen wird. Der Vergleich mit Abbildung 2.4 zeigt außerdem, dass für große Streuwinkel φ der Einfluss des Messfehlers der Energiemessung im Kalorimeter wesentlich stärker gewichtet wird, als bei kleinen Streuwinkeln. Die Energieauflösung des Kalorimeters müsste also wesentlich besser sein als die des Trackers, damit deren Messfehler nicht dominierend die Winkelauflösung des Instruments verschlechtert. Da dies beim Prototyp von MEGA noch nicht der Fall ist, ist die Winkelauflösung für Ereignisse mit nachgewiesener Spur schlechter als für solche ohne Spur.

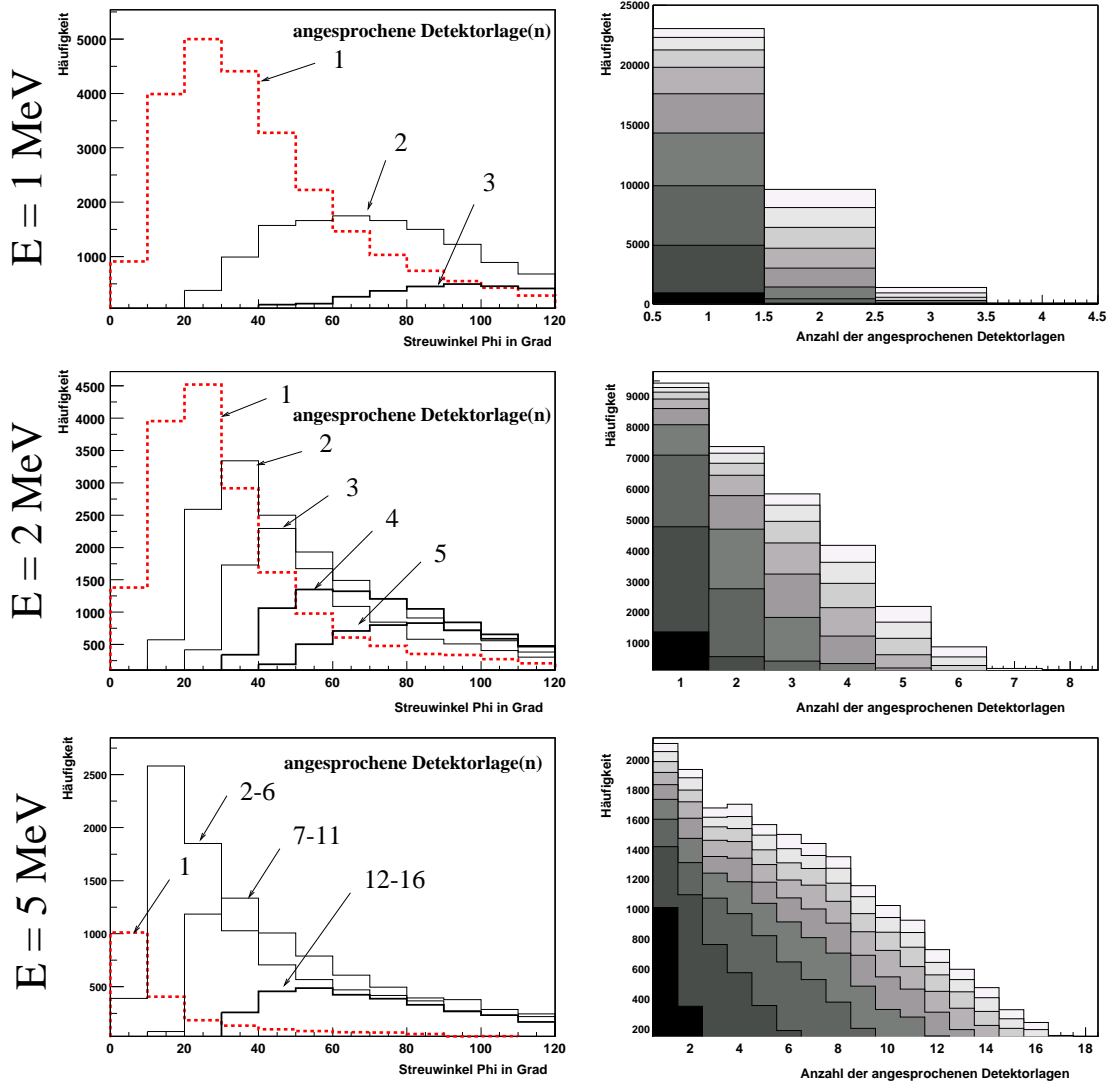


Abbildung 2.17: Häufigkeit der Spurlängen der Rückstoßelektronen nach Comptonstößen für Photonen mit Energien, von 1 MeV, 2 MeV und 5 MeV. In allen Fällen fällt der Photonenstrahl senkrecht auf den Tracker ein, und es wird ein minimaler Energiedeposit von 20 keV in jeder Lage gefordert. Die linke Spalte stellt die Anzahl der Spuren verschiedener Länge über dem Streuwinkel φ beim Comptonstoß dar. Die rechte Spalte stellt die gesamte Häufigkeit der Länge der Spuren dar, wobei der Streuwinkel farbkodiert in 10 Grad breiten Bins von 5 bis 85 Grad (Binmitte) dargestellt ist. (Monte-Carlo-Simulation)

2.3 Redundante Messparameter

Aus den in Kapitel 2.1 erläuterten Messparametern $\vec{x}_1, \vec{x}_2, E_1, E_2$ und δ eines Compton-Ereignisses ist die Wechselwirkung nach Gleichung 2.1 vollständig bestimmt. Werden weitere Parameter der Wechselwirkung bestimmt, so sind diese redundant und können dazu verwendet werden, um die Messfehler der ersten Pa-

parameter zu verringern oder um Hintergrundereignisse zu unterdrücken. Im ersten Fall wird dabei der Mittelwert der Parameter verwendet, im zweiten Fall werden die Ereignisse durch eine Teststatistik selektiert. Redundante Messparameter sind: die Flugzeit TOF des gestreuten Photons, die Bewegungsrichtung DOM des Rückstoßelektrons, der Winkel α zwischen Elektronenspür und Richtung des gestreuten Photons und die einzelnen Energiedeposite mehrerer aufeinanderfolgender Comptonstöße. Im folgenden werden diese Parameter einzeln betrachtet:

2.3.1 Flugzeitmessung

Die Messung der Flugzeit (Time Of Flight) war bei COMPTEL möglich, da die Detektoren in einem großen Abstand von 1.5 m montiert waren. Der Zeitunterschied zwischen Triggersignalen für Ereignisse, bei welchen Photonen sich vom ersten Detektor zum zweiten bewegen, zu jenen, welche den umgekehrten Weg nehmen, betrug damit 10 ns. In COMPTEL wurden sehr schnelle Szintillationsdetektoren mit sehr guter Zeitaufösung von 2 ns FWHM verwendet, die diesen Zeitunterschied messen konnten. Bei MEGA beträgt der Abstand zwischen den Detektoren lediglich etwa 20-30 cm, um durch den geringen Abstand eine große effektive Fläche zu erreichen. Der Flugzeitunterschied von < 2 ns lässt sich beim derzeitigen Stand der Detektortechnik nur mit Plastikszintillatoren oder äußerst schnellen Szintillatoren, wie sie für TOF-PET verwendet werden, messen [HMAP01]. Diese Detektoren bieten allerdings keine ausreichende Energieaufösung. Deswegen muss MEGA darauf verzichten, die Reihenfolge der Wechselwirkungen durch eine Messung der Flugzeit zu unterscheiden.

2.3.2 Bewegungsrichtung der Sekundärteilchen

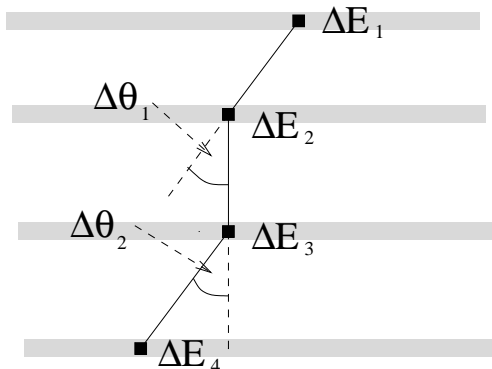
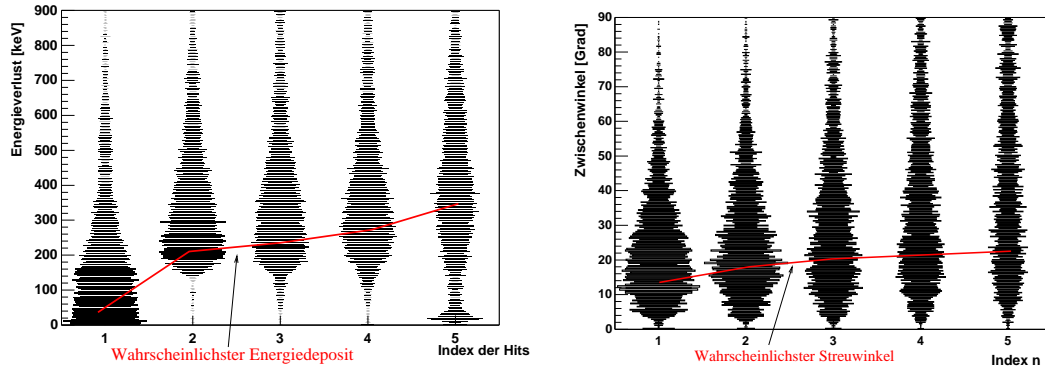


Abbildung 2.18: Winkel und Energiedeposite bei aufeinanderfolgenden Wechselwirkungen.

des Teilchens während des Durchgangs ab: Da die Energie des Teilchens entlang

Die Bewegungsrichtung (Direction Of Motion, DOM) *geladener* Teilchen kann, auch ohne einen Zeitvergleich aus den gemessenen Daten der einzelnen Wechselwirkungen bestimmt werden. Die Messparameter der einzelnen Wechselwirkungen sind in Abbildung 2.18 dargestellt. Die Bestimmung der Richtung basiert nun auf zwei physikalischen Gesetzmäßigkeiten: Erstens hängt der Energieverlust eines geladenen Teilchens beim Durchgang durch eine dünne Schicht von der Energie des Teilchens während des Durchgangs ab:

der Spur abnimmt, nimmt die deponierte Energie ΔE_i in einer einzelnen Lage im Mittel zu. In Abbildung 2.19(a) ist die Verteilung der deponierten Energie



(a) Energiedeposits sind Landauverteilt. Die erste und letzte Schicht wird dabei meist nur teilweise durchdrungen.

(b) Die Zwischenwinkel aufgrund der Kleinwinkelstreuung steigen im Mittel mit abnehmender Energie des Teilchens an.

Abbildung 2.19: Beispiele von Verteilungen für Energiedeposit und Zwischenwinkel bei Spuren einer Länge von 5 bzw. 7 Wechselwirkungen. (Darstellungen aus der Diplomarbeit von C.Neffzger [Nef00])

von Spuren mit 5 Hits dargestellt, und der wahrscheinlichste Energiedeposit für jede Lage skizziert. Jeder einzelne Energiedeposit ist “Landau”-verteilt solange der Energieverlust nur einen geringen Teil der kinetischen Energie des Teilchens beträgt (vergleiche Kapitel 2.2.2). Durch diese Schwankung des Energiedeposits ist die Genauigkeit der DOM-Messung begrenzt. Zweitens hängt die mittlere Richtungsänderung des Elektrons beim Durchgang durch eine dünne Schicht ebenfalls von der Energie des Teilchens ab, wie in Kapitel 2.2.3 dargestellt. In Abbildung 2.19(b) ist die Verteilung der Zwischenwinkel $\Delta\theta_i$ von Spuren mit 7 Hits dargestellt und ebenfalls der wahrscheinlichste Streuwinkel skizziert. Die Abhängigkeit des Streuwinkels von der Spurrichtung ist wesentlich geringer als die des Energiedeposits. Der DOM-Parameter lässt sich nun auf mehrere Arten aus den Daten bestimmen:

Vergleich zwischen Anfangs- und Endpunkt Eine einfache Rechnung für den DOM-Parameter vergleicht lediglich den ersten mit dem letzten Energiedeposit innerhalb einer Spur:

$$DOM_1 = \frac{E_{last} - E_{first}}{E_{last} + E_{first}} \quad (2.23)$$

Da das Elektron die erste Lage der Spur meist nur teilweise durchquert - da

der Stoß ja innerhalb dieser Lage stattfand - ist der Energiedeposit hier deutlich geringer als in den anderen Spuren. Für kurze Spuren mit nur 2 Hits lassen sich keine genaueren Angaben machen, und auch bei Spuren mit 3 Hits lässt sich noch nichts über die Zwischenwinkel aussagen.

Lineare Näherung In einer linearer Näherung wird die mittlere Steigung der E_i und des Streuwinkels Θ_i bestimmt:

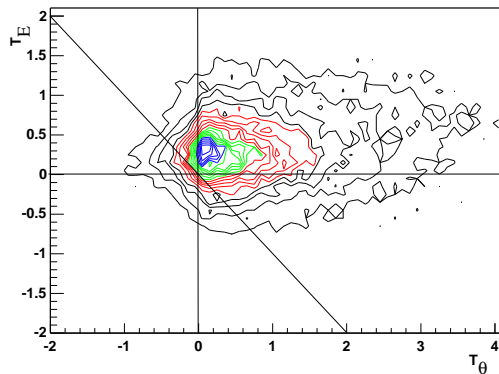
$$\overline{\Delta E_i} = \sum_{i=1}^N (E_i - \overline{E_i}) \cdot (i - \bar{i})$$

$$\overline{E_i} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N E_i \quad \text{bzw.} \quad \bar{i} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N i = \frac{N+1}{2}$$

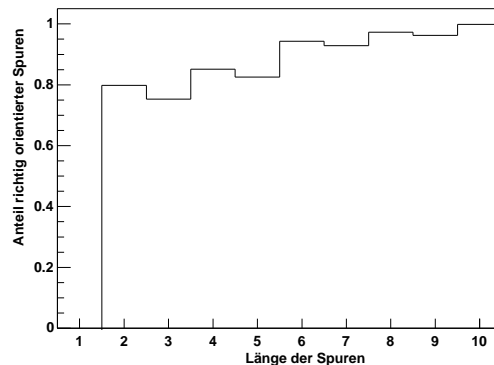
Dieselbe Gleichung wird für $\overline{\Delta \Theta_i}$ verwendet, indem man E_i durch Θ_i ersetzt. Diese beiden Werte werden dann zu einer Teststatistik

$$T_{DOM} = \frac{\overline{\Delta E_i}}{\sigma_E^2} + \frac{\overline{\Delta \Theta_i}}{\sigma_\Theta^2} \quad (2.24)$$

kombiniert und die Richtung mit einem positiven Testwert wird akzeptiert. In Abbildung 2.20(a) ist die Verteilung der Teststatistik T_{DOM} dargestellt für Spuren mit $i > 3$ und isotrop verteilter Startrichtung und Tiefe innerhalb der Schichtdicke. Die Werte der Standardabweichungen ($\sigma_E = 41$ keV bzw. $\sigma_\Theta = 1$ rad) wurden als konstant angenommen. In Abbildung 2.20(b) ist das Ergebnis



(a) Verteilung der Teststatistik für Spuren mit mehr als 3 Hits



(b) Ergebnis der DOM-Berechnung für Spuren unterschiedlicher Längen

Abbildung 2.20: Ergebnisse der DOM-Bestimmung mit der linearen Näherung (Bilder aus [Nef00]).

für unterschiedlich lange Spuren dargestellt. Das relativ gute Ergebnis, trotz der

vereinfachenden Annahmen³, die dabei gemacht werden, lässt sich dadurch verstehen, dass die Berechnung dominiert wird durch die erste Wechselwirkung, die im Inneren einer Lage stattfindet und damit schon im Mittel einen nur halb so großen Wert aufweist wie die der folgenden Lagen (vergleiche Bild 2.19).

2.3.3 Streuwinkel des Rückstoß-Elektrons

Wie in der Einleitung erläutert und in Abbildung 2.2 dargestellt, wird die Projektion der Bewegungsrichtung des Rückstoßelektrons auf die Normalenebene des gestreuten Photons dazu verwendet, um den Ereigniskreis des einfallenden Photons einzuschränken (Vergleiche auch Bild \ref{Abb:tracked}). Für die dazu senkrechte Komponente der Bewegungsrichtung des Elektrons, die in Abbildung 2.2 mit β bezeichnet ist, besteht durch die kinematische Gleichung 2.1 eine direkte Beziehung zum Streuwinkel φ des Photons, bzw den Energien E_1 und E_2 :

$$\cos(\beta) = \frac{E_e(E_0 + m_e c^2)}{E_0 \sqrt{E_e^2 + 2E_e E_0}} \quad (2.25)$$

Die Bedeutung der Variablen ist dieselbe wie in Gleichung 2.1. Nach Gleichung 2.25 ist β stets kleiner als 90° und damit die Richtung des Elektrons stets in Vorwärtsrichtung relativ zur Einfallsrichtung des Photons orientiert.

Kann man also auch durch eine Messung des Winkels β aus der Elektronenspur auf den Streuwinkel φ des Photons schließen? Dabei ergibt sich zunächst das Problem, dass β nicht direkt gemessen werden kann, sondern nur der Winkel zwischen Elektronenspur und Streurichtung $\alpha = \beta + \varphi$:

$$\alpha = \arccos \left(\frac{E_e(E_2 - m_e c^2)}{E_2 \sqrt{E_e^2 + 2E_e m_e c^2}} \right) = \varphi + \operatorname{arccot} \left(\left(1 + \frac{E_0}{m_e c^2}\right) \tan\left(\frac{\varphi}{2}\right) \right) \quad (2.26)$$

Gleichung 2.26 ist in Abbildung 2.21 dargestellt. Es zeigt sich, dass α für Photonen mit $E_0 > 511$ keV nicht monoton zunimmt, und somit der Rückschluss von α auf φ nicht möglich ist. Für Photonen mit $E_0 < 511$ keV ist der Zusammenhang zwar monoton, aber es existiert aufgrund der niedrigen Energie praktisch nie eine nachweisbare Spur.

Auch wenn man α nicht direkt zur Bestimmung von φ heranziehen kann, lassen sich aus der Messung von α andere Messgrößen einschränken. Besonders interessant ist dabei die Messgröße E_2 , da die Energieauflösung der Kalorimeter

³Eine weitere Annahme, die nicht berücksichtigt wurde, ist die unterschiedlich Länge der durchlaufenen Strecken in den jeweiligen Detektorlagen. Diese lässt sich anhand der Positionen der darunter und darüberliegenden Wechselwirkungsorte abschätzen.

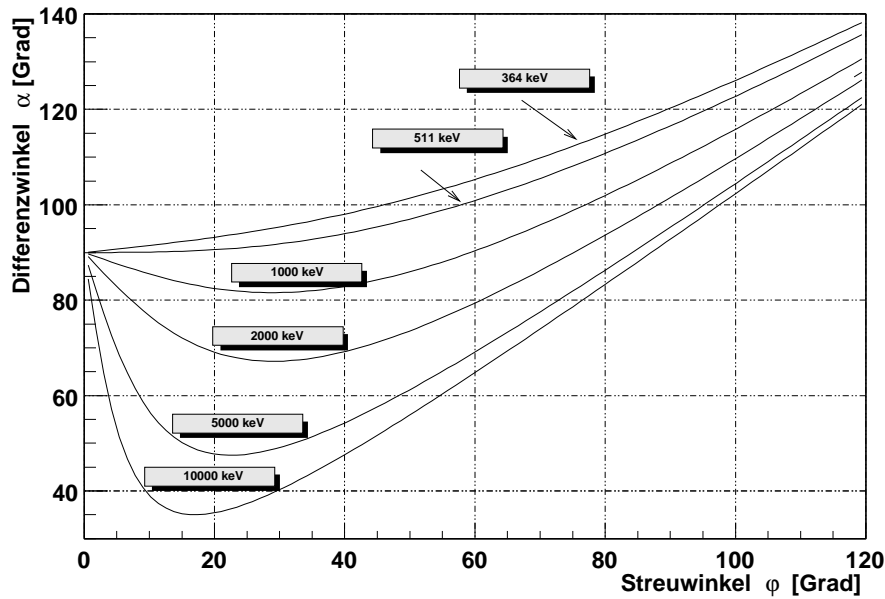


Abbildung 2.21: Winkel α zwischen Elektronenspur und Richtung des gestreuten Elektrons für unterschiedliche Energien des primären Photons. Die Berechnung von φ aus α ist nicht eindeutig und im Bereich des Minimums sehr ungenau.

zwar nur einige Prozent beträgt, jedoch Ereignisse mit unvollständiger Absorption der Photonen zu großen Messfehlern führen. Diese Ereignisse mit Hilfe der Messung von α unterdrücken zu können, wäre von sehr großem Wert.

Die Frage ist nun, in welchem Energie- und Streuwinkelbereich, die Messung von α dazu sinnvollerweise genutzt werden kann. Der Messfehler einer Bestimmung von E_2 aus α und E_1 ist, unter Vernachlässigung des Fehlers von E_e , gegeben durch:

$$\Delta E_2 = \frac{1}{\frac{\delta \alpha}{\delta E_2}} \Delta \alpha \quad (2.27)$$

Gleichung 2.27 lässt sich ohne Schwierigkeiten berechnen, wird aber zu einem ziemlich langen Ausdruck. In Abbildung 2.22 ist ΔE_2 für Energien E_0 von 10 und 20 MeV dargestellt, wobei für den Fehler $\Delta \alpha$ die Kleinwinkelstreuung nach Gleichung 2.19 für $250 \mu\text{m}$ Silizium angenommen ist. Die beiden Bereiche, in welchen E_2 am genauesten eingeschränkt werden kann, liegen bei großen Streuwinkeln, wo durch eine hohe Energie des Rückstoßelektrons die Spur relativ genau gemessen werden kann, und bei sehr kleinen Streuwinkeln, bei denen $\frac{\delta \alpha}{\delta E_2}$ (vergl. Abb. 2.21) groß ist. Bei mittleren Streuwinkeln zwischen 10 und 60 Grad, ändert sich α nur geringfügig und seine Messung hat daher kaum Aussagekraft. Weiterhin ist in Abbildung 2.22 ein angenommener Fehler von 25% bei der direkten Bestimmung von E_2 dargestellt, wie er durch unvollständige Absorption im Kalorimeter auftreten kann. Der Vergleich der beiden Fehler zeigt dabei, dass nur bei kleinen Streuwinkeln (und hohen Energien) die Messung von α zur Unterdrückung von

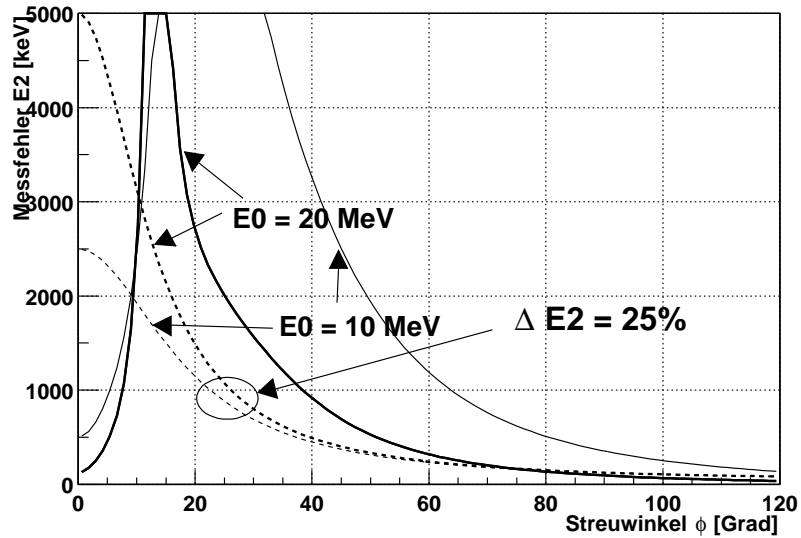


Abbildung 2.22: Fehler in der Bestimmung von E_2 aus einer Messung von α für Energien von 10 und 20 MeV (durchgezogene Linien). Zum Vergleich sind Fehler von 25% in der Bestimmung von E_2 , wie sie beispielsweise aufgrund von Energielecks im Kalorimeter auftreten, dargestellt (gestrichelte Linien). Die Genauigkeit einer Messung von α kann nur bei kleinen Streuwinkeln diejenige der Energiemessung übertreffen.

Ereignissen mit unvollständig absorbierten Photonen verwendet werden kann.

Der Winkel α kann als zusätzlicher gemessener Parameter der Streuung gelten und in der Berechnung des Streuwinkels berücksichtigt werden. Daher kann für den “Electron Forward Angle” (EFA) α eine Teststatistik definiert werden, welche den aus der Spur gemessenen Winkel mit dem Winkel vergleicht, welcher sich nach Gleichung 2.26 ergibt. Da dort der Cosinus vorkommt, erspart man sich dessen Berechnung und vergleicht die Cosinus der beiden Winkel.

$$T_{EFA} = \frac{\sum_{i=2}^{N-1} (\cos(\alpha_{bar}) - \cos(\alpha_{\triangleleft}))^2}{\sigma_{bar}^2 + \sigma_{\triangleleft}^2}$$

wobei α_{bar} nach Gleichung 2.26 aus den Energien berechnet wird, während α_{\triangleleft} aus den gemessenen Wechselwirkungsorten bestimmt wird. Die Werte σ_{bar} und σ_{\triangleleft} sind die geschätzten Messfehler von $\cos(\alpha_{bar})$ und $\cos(\alpha_{\triangleleft})$.

2.3.4 Zwischenwinkel bei multiplen Comptonstößen

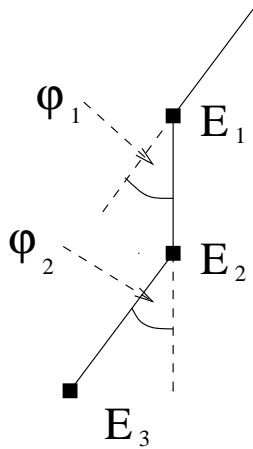


Abbildung 2.23: Winkel und Energien bei aufeinanderfolgenden Comptonwechselwirkungen.

Die einfachste Teststatistik für die Rekonstruktion der Reihenfolge der Wechselwirkungen (CSR für Compton-Sequenz-Rekonstruktion nach [OAC⁺00]) vergleicht die gemessenen Streuwinkel mit den aus den Energiemessungen berechneten.

$$T_{CSR} = \frac{\sum_{i=2}^{N-1} (\cos(\varphi_{bar}) - \cos(\varphi_{\triangleleft}))^2}{\sigma_{bar}^2 + \sigma_{\triangleleft}^2} \quad (2.28)$$

Dabei sind φ_{bar} der aus der Energiemessung bestimmte Winkel, φ_{\triangleleft} der aus der Ortsmessung bestimmte Winkel und σ_{bar} bzw σ_{\triangleleft} die Messfehler der beiden Parameter.

Falls dem gestreuten Photon ein weiterer Comptonstoß in einem sensitiven Detektormaterial widerfährt, läßt sich dieser zweite Stoß mit in die Berechnung einbeziehen. Da sich aus dem Zwischenwinkel φ_2 zwischen den 3 Wechselwirkungsorten und der beim zweiten Stoß deponierten Energie die Gesamtenergie des Photons berechnen läßt, kann ein Instrument bei solchen Ereignissen ohne das Kalorimeter auskommen. Einige geplante Instrumente (ACT, ATHENA) basieren vollständig auf solchen Ereignissen und verzichten auf ein Kalorimeter.

Kapitel 3

Strahlungsdetektoren

3.1 Eigenschaften verschiedener Detektormaterialien

Im Prinzip kann jedes Material als Teilchen- oder Strahlungsdetektor verwendet werden, da Strahlung in jedem Material Energie deponiert. Allerdings unterscheiden sich die Möglichkeiten stark, diese deponierte Energie in eine für eine Messung verwendbare Form zu wandeln. Die Zielsetzung ist üblicherweise die Wandlung des Energiedeposits in ein elektrisches Signal, da hierfür die am weitesten entwickelten Verstärker existieren. Es ist dennoch vorstellbar, dass in Zukunft die Wandlung in Lichtsignale bzw. die direkte Verstärkung der Lichtsignale bevorzugt werden könnte.

Tabelle 3.1 gibt einige Beispiele von Materialien, die bevorzugt als Strahlungsdetektoren eingesetzt werden können. Die Tabelle ist in folgende Gruppen unterteilt:

1. **Halbleiter** sind Materialien, die durch ihre Kristallstruktur energetisch getrennte Zustände (Valenzband und Leitungsband) besitzen, zwischen denen Elektronen, nach Anregung, wechseln können. Da die Elektronen im Leitungsband auf Grund eines internen, oder von außen angelegten elektrischen Feldes nicht wieder rekombinieren, kann die deponierte Energie der Strahlung direkt als elektrische Ladung gemessen werden.
2. In **Szintillatoren** werden durch die Energie des Teilchens optische Zentren angeregt, deren Emissionslicht im Material selbst nicht absorbiert wird. Das Szintillationslicht wird außerhalb des Kristalls (üblicherweise unter Verlusten an Quanteneffizienz) mit einem Photodetektor in ein elektrisches Signal gewandelt.
3. In **Gasen** können einzelne Moleküle ionisiert werden. Die Ionen werden in einem starken elektrischen Feld durch Stoßionisation vervielfacht und

können direkt als elektrisches Signal an elektrischen Kontakten gemessen werden.

4. **Kryodetektoren:** Nahe dem Temperaturnullpunkt lässt sich in jedem Material die Temperaturerhöhung durch die deponierte Energie nachweisen. Um diese in ein elektrisches Signal zu wandeln, wird meist die Änderung des elektrischen Widerstands mit der Temperatur (evtl. am Übergang zur Supraleitung) genutzt.

Typ	Material	\bar{Z}	\bar{A}	ρ g/cm ³	N /keV $1/\bar{\epsilon}$	Typ	Coll. Eff.	Fano Faktor	Abkling zeit	Temp.
							ν	F	τ [ns]	[K]
1	Si	14	28	2,3	276	e/h	1	0,12	-	RT
1	Ge	32	73	5,3	340	e/h	1	0,13	-	77
1	CdTe	50	120	6,2	226	e/h	< 1	0,10	-	RT
1	GaAs	32	72	5,3	238	e/h	< 1	0,10	-	RT
1	HgI ₂	62	151	6,3	230	e/h	1		-	RT
(1)	Diamant	6	12	3,5	77	e/h	0.2	0,08	-	RT
2	CsI(Tl)	54	129	4,5	56	Photon	-	1	900	RT
2	BGO	28	65	7,1	8	Photon	-	1	300	RT
2	NaI(Tl)	32	75	3,7	38	Photon	-	1	230	RT
2	LaCl ₃ (Ce ³⁺)	30	68	3,9	46	Photon	-	1	200	RT
3	Xe gasförmig	54	131	0,1-0,5	45	Ion	-	0,15	5	RT
3	Xe flüssig	54	131	3	45	Ion	-	0,15	5	170
4	Kryodet.	-	-	-	10 ⁶	Koop-p	1		μ s-ms	<<1

Tabelle 3.1: Signalerzeugung und physikalische Eigenschaften einiger ausgewählter Materialien. Die Sammeleffizienz ν für Szintillatoren wird überwiegend von der Geometrie, dem Reflektormaterial und der Effizienz des Photodetektors bestimmt, die für Gasdetektoren von der Reinheit des Gases. Beide sind daher nicht angegeben. Die Daten der Halbleiter stammen aus [Lut95] und [Wes79], mit Ausnahmen der Daten zu Diamant, welche [Mei99] entnommen wurden. Die Daten zu den Szintillatoren stammen aus [Kno88] und [Leo87], die zu LaCl₃ jedoch aus [vLDvE⁺00] bzw. [All00].

Einer der wichtigsten Parameter für die Verwendbarkeit eines Materials als Strahlungsdetektor ist die Anzahl N der Informationsträger (Elektronen, Ionen, Photonen) der Signalamplitude. Diese Anzahl N beeinflusst wesentlich die mögliche Energieauflösung des Instruments (siehe nachfolgende Gleichung 3.1). Sie ist durch die mittlere zur Erzeugung eines Informationsträgers notwendige Energie $\bar{\epsilon}$ gegeben, wobei in Tabelle 3.1 die Werte $N = \frac{1keV}{\bar{\epsilon}}$ für einige wichtige Detektormaterialien eingetragen sind. In Silizium beträgt beispielsweise $\bar{\epsilon} = 3,62$ eV und

somit ist $N = 276$ Elektron-Loch-Paare/keV. Neben der Anzahl der erzeugten Informationsträger ist ebenfalls noch von großer Bedeutung, ob diese auf dem Weg zum verstärkenden Element absorbiert (bzw. eingefangen) oder durch ineffiziente Konversionen verringert werden. Diese Effekte sind in der Sammlungseffizienz ν ausgedrückt, welche das Verhältnis von erzeugten zu verstärkten Informationsträgern angibt.

In **Halbleiterdetektoren** ist $\bar{\tau}$ relativ gering, aber immer größer als der minimale Bandabstand E_{gap} , da neben Elektron-Loch-Paaren auch Phononen - Anregungen des Kristallgitters - und Plasmonen - kollektive Anregung der Elektronen - angeregt werden. In beiden Fällen wird deren Energie nicht als elektrisches Signal nachgewiesen. Für die meisten Halbleitermaterialien kann die mittlere Energie nach [Mei99] zu $\epsilon_c = 1,76 \text{ eV} + 1,84 \cdot E_{gap}$ abgeschätzt werden. In Halbleiterdetektoren wird (außer bei Avalanche-Photodioden) keine interne Verstärkung des Signals erreicht. Die Sammlungseffizienz beträgt für Silizium und Germanium praktisch 100%.

In **Szintillationszählern** wird $\bar{\tau}$ durch die Effizienz der Energieübertragung der deponierten Energie auf die optisch aktiven Zentren des Szintillationsmaterials bestimmt. Die Lichtausbeute variiert für unterschiedliche Szintillationsmaterialien und Dotierungen stark. Für das Kalorimeter von MEGA kommen nur anorganische, kristalline Szintillatoren in Frage, welche über ausreichend hohe Massenzahlen und Dichten verfügen, um als Absorber verwendet zu werden. Diese bieten gleichzeitig auch die höchsten bekannten Lichtausbeuten (siehe [Kno88][Leo87]). Die Sammlungseffizienz des hybriden Systems aus Szintillator und Photodetektor wird wesentlich durch den mechanischen Aufbau, sowie die Geometrie und Oberflächenbeschaffenheit des Szintillators bestimmt und kann daher nicht generell angegeben werden. Die Quanteneffizienz des Photodetektors spielt ebenfalls eine wesentliche Rolle für die Effizienz. Für eine genauere Betrachtung der in MEGA verwendeten Detektoren sei auf Kapitel 5 verwiesen.

In **Gasdetektoren** wird $\bar{\tau}$ durch die notwendige Energie zur Ionisation der Gasmoleküle bestimmt. Da diese mit zunehmender Kernladungszahl abnimmt, bevorzugt man schwere Elemente als Füllgase. Man kann eine hohe interne Verstärkung des Signals erreichen, jedoch ist $\bar{\tau}$ wesentlich höher als $\bar{\tau}$ von Halbleiterdetektoren, und auch höher als diejenige der effizientesten Szintillatoren. Daher erreicht die Energieauflösung der Gasdetektoren nicht diejenige der anderen Detektoren. Zum Erreichen einer hohen Sammlungseffizienz muss zudem eine hohe Reinheit des Gases erhalten werden, die meist ein kontinuierliches Nachfüllen oder Reinigen notwendig macht. Benutzt man Gas als Konversionsmaterial, müssen außerdem ein sehr hoher Druck oder eine niedrige Temperatur herrschen, um eine ausreichende Dichte zu erhalten. In [AOC98] wird die Verwendung einer Comptonkamera auf Basis eines Xenon-Gasdetektors ausführlich erläutert.

Kryodetektoren verfügen über eine sehr hohe Anzahl erzeugter Informati-

onsträger, so dass damit bei weitem die besten Energieauflösungen aller Detektortypen erreicht werden. Insofern würden sie wohl ideale Kalorimeter darstellen. Dennoch stellen die notwendigen tiefen Temperaturen eine wohl unüberwindliche Schwierigkeit für großvolumige Detektoren im Orbit dar. Als Referenz ist stellvertretend [vGGV98] angegeben.

3.2 Energieauflösung von Strahlungsdetektoren

Die Energieauflösung wird durch die Schwankung der Anzahl N auf $\sigma_{stat} = \sqrt{N}$ begrenzt, falls die Erzeugung eines Informationsträgers unabhängig ist von der Erzeugung eines weiteren und N damit einer Poissonverteilung unterliegt. In vielen Detektormaterialien erfolgt die Erzeugung der Informationsträger jedoch nicht unkorreliert. In diesem Fall gibt der Fanofaktor F (Tabelle 3.1) an, wie stark die tatsächliche Schwankung $\sigma_{stat} = \sqrt{FN}$ von \sqrt{N} abweicht. Wird die Pulshöheninformation von verschiedenen Informationsträgern hintereinander übertragen, und verringert sich N durch Absorption oder Umwandlungsverluste, so wird die Auflösung von der niedrigsten Zahl der Informationsträger in der Kette limitiert. Im günstigsten Fall werden die primären Informationsträger daher in einem einzigen Schritt verstärkt, bevor sie verloren gehen können.

Meist spielen jedoch neben der statistischen Schwankung der Informationsträger noch andere Faktoren eine mehr oder weniger große Rolle. Dies sind:

- Abhängigkeit der Anzahl N von nicht bestimmten Parametern (z.B. vom Ort der Wechselwirkung innerhalb eines Szintillatorkristalls) $\Rightarrow \sigma_{intrinsic}$
- Rauschen der Elektronik ENC_{el} , wie nachfolgend erläutert.
- Größe und Varianz eines Hintergrundsignals (der Leckstroms in Halbleiterdetektoren ist allerdings bereits beim elektronischen Rauschen berücksichtigt) $\Rightarrow \sigma_{back}$.
- Stabilität der Verstärkung und Genauigkeit der Digitalisierung des Messsignals $\Rightarrow \sigma_{dig}$.

Damit kann die Energieauflösung eines Detektors angegeben werden zu:

$$\sigma_{gesamt}^2 = F \frac{E}{v\bar{\epsilon}} + \left(\frac{ENC_{el}}{v\bar{\epsilon}} \right)^2 + \sigma_{intrinsic}^2 + \sigma_{back}^2 + \sigma_{dig}^2 \quad (3.1)$$

Dabei ist:	ENC_{el} :	Elektronisches Rauschen in Einheiten der Elementarladung
	$\bar{\epsilon}$:	mittlere Energie zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaars
	v :	Effizienz der Signalsammlung
	F :	Fano-Faktor
	E :	deponierte Energie

Hierbei stellt $v\bar{\epsilon}$ beispielsweise die Lichtausbeute in Elektronen/keV in einem System aus Szintillator und Photodetektor dar.

Falls sich das Messsignal auf mehrere Detektorelemente aufteilt, so sind im allgemeinen die Schwankungen der einzelnen Messungen unkorreliert. Damit addieren sich die Messfehler quadratisch zu:

$$\sigma = \frac{1}{n} \sqrt{\sum \sigma_i^2} \quad (3.2)$$

Bei gleichen Messfehlern beider Messungen gilt: $\sigma = \sigma_i \sqrt{n}$. Dies ist beispielsweise der Fall, wenn ein Photon in einem Detektorelement gestreut, und in einem zweiten Detektorelement desselben Detektortyps gestoppt wird. Dies ist ebenso der Fall bei der Bestimmung der Energie eines Elektrons aus der Summe der deponierten Energien entlang seiner Spur im Tracker.

3.3 Wahl der Segmentierung der Detektoren

Möchte man Informationen über den Ort erhalten, an dem eine Wechselwirkung stattgefunden hat, gibt es mehrere Möglichkeiten:

- Bei **Segmentierung** des Detektors bekommt man nur in denjenigen Verstärkerkanälen des Segments ein Signal, in welchen eine Wechselwirkung stattfand. Findet dabei keine Aufteilung des Signals auf benachbarte Zellen (signal sharing) statt, erhält man eine rechteckige Response des Detektors mit einer Breite W und einer Standardabweichung von $\sigma = \frac{W}{\sqrt{12}}$. Ein Detektor mit gaußförmiger Response und ein segmentierter Detektor haben also dieselbe Standardabweichung falls gilt:

$$W = FWHM_{gauss} \frac{\sqrt{12}}{2,35} \simeq FWHM_{gauss} 1,5$$

Falls das Signal sich auf mehrere Auslesekanäle verteilt, kann der Ort durch Berechnung des Signalschwerpunkts bestimmt werden. Die Genauigkeit der Bestimmung hängt dann vom Signal/Rausch-Verhältnis der Messung ab, ist aber meist wesentlich genauer als W . Die Segmentierung kann entweder in Form von **Pixeln** oder **Streifen (beidseitig)** geschehen. Bei Segmentierung in Pixel können dabei beliebig viele Wechselwirkungen in verschiedenen Pixeln unterschieden werden. Bei Segmentierung in Streifen können mehrere Wechselwirkungen nur dann richtig zugeordnet werden, wenn die deponierten Energien der einzelnen Wechselwirkungen sich ausreichend stark voneinander unterscheiden.

- Das **Anger-Prinzip** (erstmal verwendet von [Ang58]) ist die Erweiterung des signal sharing auf viele Verstärkerkanäle. Dabei wird der Ort aus den

relativen Signalamplituden der einzelnen Kanäle bestimmt. Von Nachteil ist, dass mehrere Wechselwirkungen innerhalb eines Detektors dabei nicht voneinander getrennt werden können. Man erhält in diesem Fall die Summe der Energien und den Mittelwert der einzelnen Orte. Da das Signal auf mehrere Kanäle verteilt wird, muss ein äußerst rauscharmes Messgerät verwendet werden, weil sich die Rauschbeiträge aller Kanäle addieren.

- Beim **Time-Projection-Prinzip** driftet das Ladungssignal entlang einer Ortskoordinate bis zur Ausleseanode. Aus der Driftzeit wird die Position entlang dieser Koordinate bestimmt. Um den Startzeitpunkt der Drift festzulegen, ist eine unabhängige Messung notwendig, welche entweder das Szintillationslicht (beispielsweise bei [AOC98]) oder das Löchersignal in Halbleiter-Driftdetektoren verwendet (siehe bei [RWG⁺86] [Rad84]). Das Time-projection-Prinzip kann mehrere Wechselwirkungen innerhalb des Volumens richtig unterscheiden, wenn sie zum selben Zeitpunkt stattgefunden haben. Die Totzeit des Instruments ist durch die Driftzeit gegeben, wobei zusätzliche Ereignisse während der Driftzeit das aktuelle Ereignis unbrauchbar machen.

Wie wir gesehen haben, sind sowohl Anger-Prinzip, als auch Time-Projection-Prinzip für MEGA nicht ideal, da ersteres über alle gleichzeitigen Wechselwirkungen innerhalb eines Detektormoduls mittelt, während letzteres Wechselwirkungen innerhalb der Driftzeit nicht getrennt zuordnen kann. Um auch bei hohen Raten eine ausreichende Separation der Wechselwirkungsorte zu erreichen, werden daher bei MEGA Pixel- und Streifendetektoren verwendet.

Segmentierung von Silizium-Detektoren Bei Silizium-Detektoren, welche auf relativ dünnen (max. 2 mm dicken) Wafern gefertigt werden, besteht keine Notwendigkeit, eine Information über die Tiefe der Wechselwirkung zu erhalten. Daher genügt eine Segmentierung des Detektors in der x-y-Ebene. Abbildung 3.1 gibt eine Übersicht über die verschiedenen Arten von Siliziumdetektoren, welche eine zweidimensionale Ortsinformation liefern:

Bei **Pixel-** oder **Pad-**Detektoren ist eine Seite der Diode (wahlweise p- oder n-Seite) wie in Abbildung 3.1(a) dargestellt, in meist quadratische Flächen (siehe Auflösungselement) unterteilt. Die elektrischen Feldlinien verlaufen senkrecht zur Oberfläche, so dass die Signalladungen auf dem kürzesten Weg zu den Pixeln driften, an welchen jeweils mit einem eigenen Verstärker das Signal abgegriffen wird. Die Anzahl der notwendigen Verstärkerkanäle ist N_{xy}^2 , wenn N_{xy} die Unterteilung der Fläche in einer Raumrichtung ist. Diese Detektoren werden im Kalorimeter von MEGA verwendet.

Bei doppelseitigen **Streifendetektoren**, wie in Abbildung 3.1(b) dargestellt, sind beide Seiten der Diode in -meist senkrecht zueinander verlaufende- Streifen

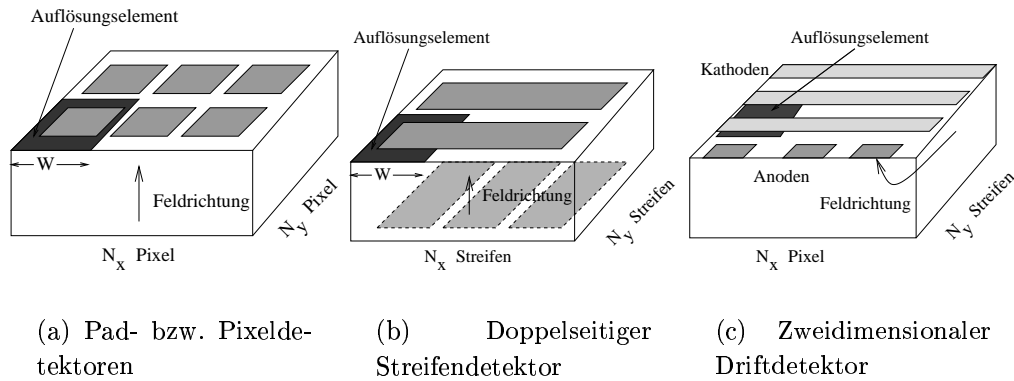


Abbildung 3.1: Einige Formen der Segmentierung von Siliziumdetektoren. Das Auflösungselement stellt die Fläche dar, in der ein Signal lokalisiert werden kann.

unterteilt. Die Feldrichtung ist auch hier senkrecht zur Oberfläche und man erhält auf den Streifen beider Seiten dieselbe Ladungsmenge als Signal. Die Position der Wechselwirkung wird aus dem Kreuzungspunkt der beiden Streifen, an welchen das Signal detektiert wurde, bestimmt. Die Anzahl der Verstärkerkanäle beträgt $2 N_{xy}$, wobei sich N_{xy}^2 Kreuzungspunkte ergeben. Streifendetektoren bieten damit den Vorteil gegenüber Pixeldetektoren, dass sie eine starke Segmentierung bieten, aber mit einer relativ geringen Anzahl von Verstärkern auskommen. Daher werden diese Detektoren für den Tracker von MEGA verwendet.

Bei **Driftdetektoren** nach dem Prinzip der **Time-Projection** ist, wie in Abbildung 3.1(c) dargestellt, die Feldrichtung innerhalb des Detektors parallel zur Oberfläche ausgerichtet. Dadurch driften die Elektronen zur p-dotierten Anode, die in Segmente unterteilt ist, während die Löcher an den n-dotierten Kathodenstreifen detektiert werden können. Die Anzahl der Verstärkerkanäle beträgt lediglich N_x+1 , falls die Ortsinformation in y-Richtung aus der Driftdauer abgeleitet wird. Es besteht allerdings auch die Möglichkeit, die Signale aller Kathoden direkt auszulesen, so dass, wie bei Streifendetektoren $2 N_{xy}$ Verstärker benötigt werden, aber auf ein externes Startsignal zur Bestimmung der Driftdauer verzichtet werden kann. Kleine selbsttriggernde Driftdetektoren dieses Typs mit zweidimensionaler Ortsauflösung wurden bereits gebaut und zeigten aufgrund der geringen Anodenkapazität eine hervorragende Energieauflösung (vergleiche [RWG⁺86] und [Sch93b]). Dieser Detektortyp würde vermutlich einen ausgezeichneten Tracker für MEGA darstellen, jedoch ist eine Vergrößerung der Fläche bei den bislang gebauten Systemen nicht ohne weiteres möglich.

Segmentierung von Szintillationsdetektoren Da Szintillationsdetektoren in MEGA als Absorber der gestreuten Photonen eingesetzt werden, müssen sie über eine ausreichende Dicke verfügen. Diese Dicke führt dazu, dass man zu-

sätzlich zur Position in x-y-Richtung auch die Position in z-Richtung bestimmen möchte. Andernfalls würde man die in Abbildung 3.2 dargestellten Parallaxenfehler erhalten, wenn das Photon geneigt auf den Detektor einfällt. Die Tiefeninformation kann entweder durch Segmentierung des Kristalls in z-Richtung oder durch Bestimmung der z-Koordinate aus der relativen Änderung des Lichtsignals an beiden Enden eines langen Kristallstabes, wie in Kapitel 5 erläutert, geschehen. Die Methode der Tiefenmessung aus der Lichtänderung kommt mit weniger

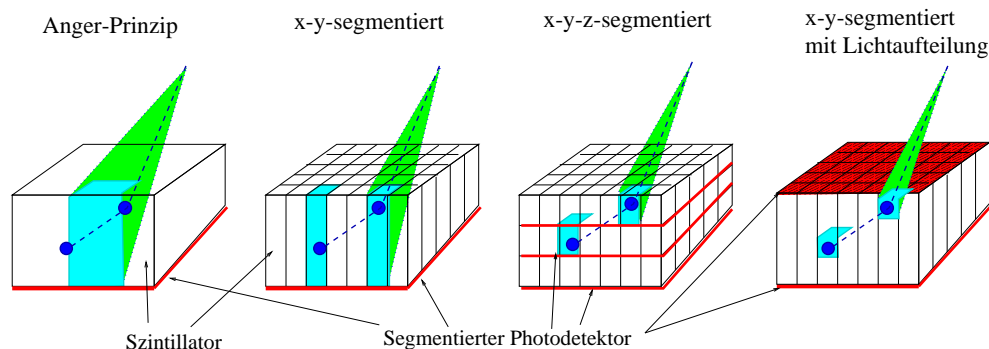


Abbildung 3.2: Ortsbestimmung und Parallaxe bei verschiedenen Arten der Segmentierung eines Detektors. Bei segmentierten Detektoren ist die Ortsauflösung für Mehrfachwechselwirkungen nur dann wesentlich besser als bei einer Angerkamera, wenn die Sequenz der Wechselwirkungen korrekt bestimmt werden kann. Ansonsten muss auch hier auf die ungenauere Bestimmung des Schwerpunkts der Wechselwirkungen zurückgegriffen werden.

Auslesekanälen aus, muss aber stets einen Anteil des Lichtsignals opfern, um eine ausreichend starke Änderung des Lichtsignals mit dem Ort der Wechselwirkung zu erreichen. Zudem benötigt ein solcher Detektor um einen Faktor $\sqrt{2}$ bessere (rauschärmere) Photodetektoren, da zur Bestimmung der Energie zwei elektrische Signale addiert werden müssen, wobei sich das Rauschen ebenfalls addiert.

3.4 Auswahl geeigneter Detektormaterialien

Neben den Eigenschaften zur Signalerzeugung im Detektor, die in Kapitel 3.1 betrachtet wurden, muss auch die Wechselwirkung der γ -Strahlung mit dem Material beachtet werden. Abbildung 3.3 stellt die Abhängigkeit der Wechselwirkung von der Kernladungszahl Z des Detektormaterials dar. Die für MEGA vorgesehenen Materialien sind mit Linien markiert. Da der Wechselwirkungsquerschnitt für Comptonstreuung proportional zur Kernladungszahl Z (Dichte der Elektronen) verläuft, der Querschnitt für Photoabsorption aber mit $\sim Z^{4,5}/E^3$ verläuft, wird man für das Material des Streuers ein möglichst niedriges Z fordern. Der umgekehrte Fall tritt ein für das Kalorimeter, in dem man auf einen

möglichst großen Anteil des Photoeffekts abzielt. Für Paarerzeugungsteleskope möchte man ein Maximum des Querschnitts für Paarerzeugung und ein Minimum an Kleinwinkelstreuung. Da der Streuquerschnitt für Paarerzeugung $\sim Z^2$ verläuft, die Kleinwinkelstreuung aber $\sim Z$, ist ein Material mit hohem Z günstig. Für Elektron-Tracking bei Comptonstößen ist weiterhin zu beachten, dass

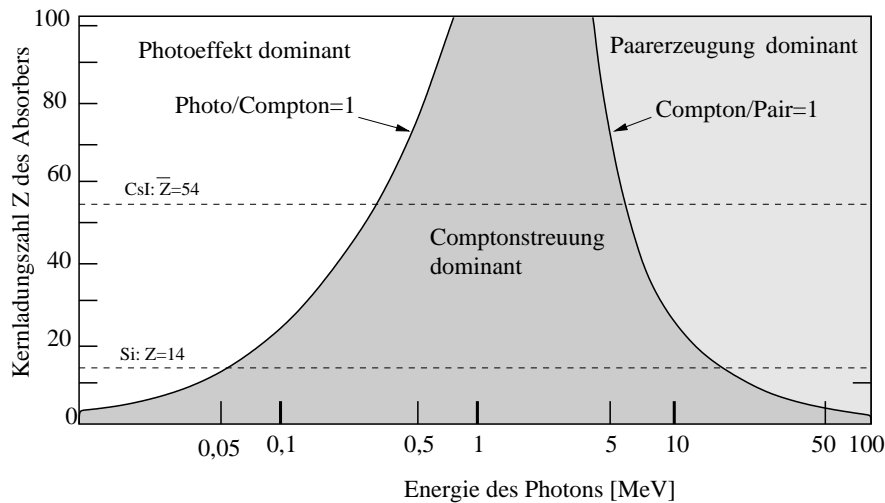


Abbildung 3.3: Abhängigkeit der Wechselwirkungsquerschnitte für Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarerzeugung von der Kernladungszahl Z . Die Linien bezeichnen jeweils die Energie bei der für eine bestimmte Kernladungszahl der Wechselwirkungsquerschnitt zweier Wechselwirkungen gleich groß ist.

die Kleinwinkelstreuung ebenso wie der Comptonstreuquerschnitt $\sim Z$ verlaufen. Daher ist vor allem wichtig, in welcher Schichtdicke noch ein ausreichend starkes Signal generiert wird, da dies die Dicke der einzelnen Lagen des Trackers nach unten begrenzt. Aus diesem Grund bieten sich Halbleiter als Detektoren an, da man aufgrund der geringen notwendigen Energie $\bar{\epsilon}$ zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares, schon in dünnen Schichten ein ausreichend starkes Messsignal erhält. MEGA soll ein Instrument sein, das ohne aufwändige Kühlung auskommt, eine hohe Lebenserwartung besitzt und - mit Blick auf eine Verwendung im Satelliten - nicht auf Nachfüllen von Verbrauchsmaterial (Kühlmittel oder Gas) angewiesen ist. Aus diesen Erwägungen heraus wurde Silizium als Material für den Tracker und CsI mit Siliziumdetektoren als Photodetektor als Material für das Kalorimeter gewählt.

3.5 Ausleseelektronik und elektronisches Rauschen

Die Information über den Energiedeposit im Halbleiter ist in der Menge der erzeugten freien Ladungsträger enthalten. Um diese zu messen wird daher fast

immer ein ladungsintegrierender Verstärker verwendet. Der Verstärker ist negativ rückgekoppelt mittels eines Kondensators C_F , auf welchen die Ladung aufintegriert wird. Im einfachsten Fall wird der Kondensator wieder kontinuierlich über einen parallelen Widerstand R_F entladen. Die Zeitkonstante $C_F R_F$ des Integrators muss dabei wesentlich größer sein als die Anstiegszeit des Ladungssignals (charge collection time). Bei langsamem Signalanstieg und -abfall, wie beispielsweise das Szintillationslicht des Szintillator CsI(Tl), kommt es sonst zu unvollständiger Integration des Signals und damit zu einer verringerten Signalamplitude (ballistisches Defizit, vergleiche Kapitel 5). Die Zeitkonstante der Verstärker liegt meist in der Größenordnung von $1 \text{ pF} \cdot 100 \text{ M}\Omega = 100 \mu\text{s}$.

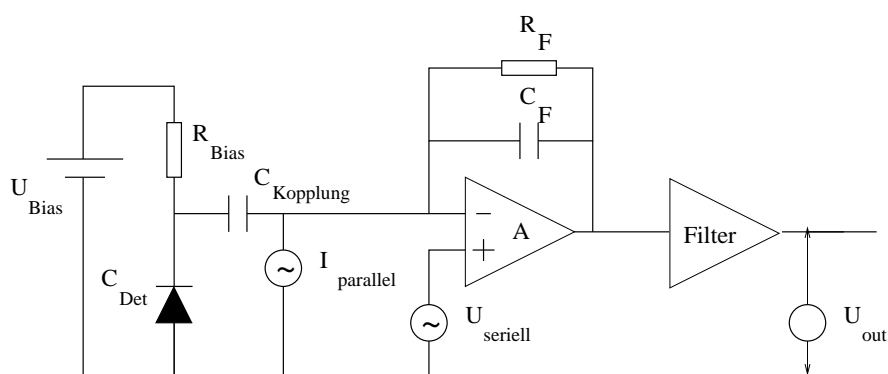


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung eines ladungsintegrierenden Verstärkers (mitte) zusammen mit der Biasschaltung des Detektors (links) und dem Filterverstärker (rechts).

Halbleiterdetektoren verfügen - mit Ausnahme von Avalanchedioden - nicht über eine interne Verstärkung der Signalladung. Daher wird die Energieauflösung des Detektors meist durch das Rauschen der Verstärkerelektronik dominiert. Bei integrierenden Verstärkern wird das Rauschen der Elektronik beschrieben durch die Equivalent Noise Charge (ENC), d.h. die Varianz des Ausgangssignals in Einheiten der Elementarladung am Eingang des Verstärkers. Die verschiedenen Ursachen des Rauschens lassen sich in serielle und parallele Störquellen unterteilen.

Serielle Rauschquellen können als Spannungsquelle der Varianz U_s beschrieben werden, welche zusätzlich zum Detektor am Eingang des Verstärkers anliegt. Die entsprechende Ladung in Einheiten ENC ist dann $U_s \cdot C_{tot}$, wobei C_{tot} sich aus der Kapazität des Detektors C_{Det} , der Kapazität der Rückkopplung C_F und der Eingangskapazität des Verstärkers zusammensetzt.

Parallele Rauschquellen können als Ströme beschrieben werden, welche parallel zum Detektor in den Eingang des Verstärkers fließen. Beispiele hierfür sind der Leckstrom des Detektors und das thermische Rauschen des Biaswiderstandes bzw. des Widerstandes der Rückkopplung.

Die Größe des parallelen Rauschens, ausgedrückt in Einheiten ENC, ist unabhängig von der Kapazität des Detektors. Das serielle Rauschen der Elektronik hingegen ist proportional zur gesamten Kapazität am Eingang des Verstärkers, welche im betrachteten Fall dominiert wird durch die Kapazität des Detektors selbst.

Dem ladungsempfindlichen Vorverstärker wird ein die Bandbreite begrenzender Filterverstärker (shaper) nachgeschaltet. Dieser unterdrückt die langsamsten und die schnellsten Komponenten des Rauschens, ohne das Signal allzusehr zu verringern. Mit der Theorie der optimalen Filterfunktion (matched filter) und der technischen Realisierung der Annäherung daran, haben sich, unter anderen, [Man86], [Lut95] und [EAJW91] beschäftigt. Häufig werden als Näherung der optimalen Filterfunktion sogenannte "Semi-Gauss"-Filter unterschiedlicher Potenzen eingesetzt.

Da in MEGA hochintegrierte Verstärkerschaltungen (ASICs) verwendet werden, können deren einzelne Rauschparameter nicht bestimmt werden. Um dennoch Erwartungswerte für die einzelnen Detektoren berechnen zu können, wird das Rauschen der Elektronik hier phänomenologisch durch die beiden Parameter ENC_{Base} und ENC_{slope} beschrieben, welche auch "von aussen" messbar sind. ENC_{Base} beschreibt den von der Detektorkapazität unabhängigen Anteil und ENC_{slope} den zur Kapazität C_{tot} (Detektorkapazität, Eingangskapazität des Vorverstärkers und C_F) proportionalen Anteil. Das gesamte Rauschen am Ausgang des Filterverstärkers setzt sich dann folgendermaßen zusammen:

$$ENC_{el}^2 = (ENC_{Base} + ENC_{slope} * C_{tot})^2 + 2A\tau \left(\frac{I_{leak}}{q} + \frac{kT}{qR_{Bias}} \right) \quad (3.3)$$

Der Filter-Koeffizient A nimmt für semigaussian shaping, wie in den ASICs verwendet, den Wert 1,3 an (vergleiche [Man86] und [Lut00]). τ ist die Zeitkonstante des Filterverstärkers, deren Einfluss auf die Pulsform in Kapitel 5.4.1 näher erläutert wird. Die letzten beiden Terme stellen den Anteil des Leckstroms I_{leak} und den Anteil des Johnson-Rauschens am Biaswiderstand R_{Bias} des Detektors dar, welche beide proportional zur Filterzeit τ ansteigen. q ist die Elementarladung, k die Boltzmannsche Konstante und T die Temperatur. Zur Erläuterung der beiden Terme sei wiederum auf [Lut00] verwiesen.

Kapitel 4

Der Spurdetektor

4.1 Überblick

Im Spurdetektor werden die Spuren und Energien der Rückstoßelektronen und Elektron/Positron-Paare vermessen. Wie in Abbildung 4.1 dargestellt, besteht er aus einem Stapel dünner Siliziumdetektoren. Die einzelnen Lagen werden mit möglichst wenig Trägermaterial gehalten, um zu verhindern, dass die Elektronen auf ihrem Weg zwischen den Detektoren auf passives Material treffen. Wechselwirkung der Elektronen in passivem Material würde sowohl die Bestimmung der Richtung als auch die Bestimmung der Energie der Elektronen stören. Der Spur-

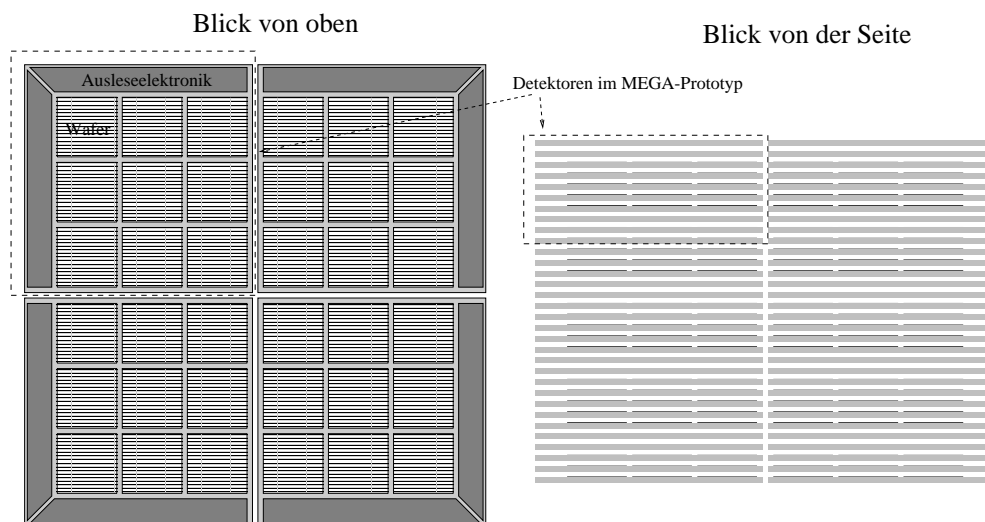


Abbildung 4.1: Überblick über den Spurdetektor von MEGA, wie er für den Satelliten angedacht wird. Der gestrichelte Rahmen markiert die Detektoren, die im Prototyp des Instruments enthalten sind.

detektor muss ein großes Volumen aus Silizium besitzen, da die effektive Fläche des Instruments proportional zu diesem Volumen ist. Ein großes Volumen durch

eine Erhöhung der Dicke jeder einzelnen Detektorschicht zu erreichen, stößt bei Siliziumdetektoren auf Schwierigkeiten, da die notwendige Biasspannung quadratisch mit der Dicke des Detektors zunimmt (Gleichung 4.4). Außerdem nimmt die Streuung der Elektronen innerhalb jeder Detektorlage zu, wodurch sich die Richtungsauflösung der Spuren verschlechtert (entsprechend Gleichung 2.18). Da die optimale Dicke der einzelnen Detektorlagen noch nicht vollständig geklärt ist, wurde für die Detektoren des Prototypen die größte standardmäßig erhältliche Dicke von $500 \mu\text{m}$ gewählt.

Der Forderung nach einer großen Detektorfläche bei einer beschränkten Anzahl Verstärkerkanäle kann man, wie in Kapitel 3.3 erläutert, mit doppelseitigen Streifendetektoren nachkommen. Um die Detektorfläche bei fester Anzahl der Verstärker weiter zu vergrößern, ist eine quadratische Anordnung mehrerer Wafer in einer Ebene - und eine Verkettung der Streifen auf beiden Seiten - möglich. Wieviele Wafer dabei verkettet werden, hängt vom akzeptablen elektrischen Rauschen ab, da längere Streifen nach Gleichung 3.3 über die höhere Streifenkapazität und den höheren Leckstrom pro Streifen zu höheren Rauschwerten führen. Abbildung 4.1 zeigt die Anordnung von jeweils 3×3 Wafers zu einem Detektormodul. Vier solcher Module könnten in einer möglichen Version des MEGA-Satelliten (vergleiche Kapitel C) zu einer Detektorlage zusammengefügt werden. Im Prototypen wird ein Stapel aus 10 Detektormodulen, wie in Abbildung 4.1 markiert, verwendet.

4.2 Technologie der Streifendetektoren

Bei Streifendetektoren in planarer Technologie [Kem80] werden auf hochohmigem ($2\text{--}20 \text{ k}\Omega \text{ cm}$) Ausgangsmaterial auf Ober- und Unterseite p- bzw. n-dotierte Bereiche implantiert, wie in Abbildung 4.2 skizziert. Nach diesem einfachen Schema aufgebaute Detektoren würden allerdings nicht funktionieren. Im Querschnitt (Abbildung 4.3) erkennt man daher neben den

eigentlichen Streifen weitere wesentliche Strukturen:

Koppelkondensatoren: Bei großen Streifendetektoren werden die implantierten Streifen nicht direkt, sondern über Kondensatoren, wie in Abbildung 3.4

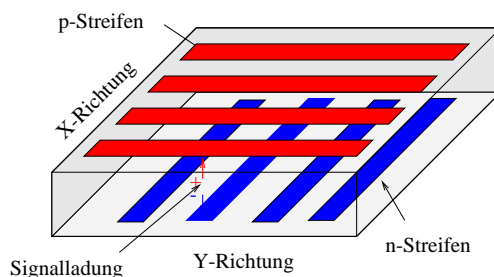


Abbildung 4.2: Funktionsweise eines doppelseitigen Streifendetektors. Die Biasspannung wird zwischen Ober- und Unterseite des Wafers angelegt, so dass die elektrische Feldrichtung senkrecht zur Oberfläche des Wafers gerichtet ist.

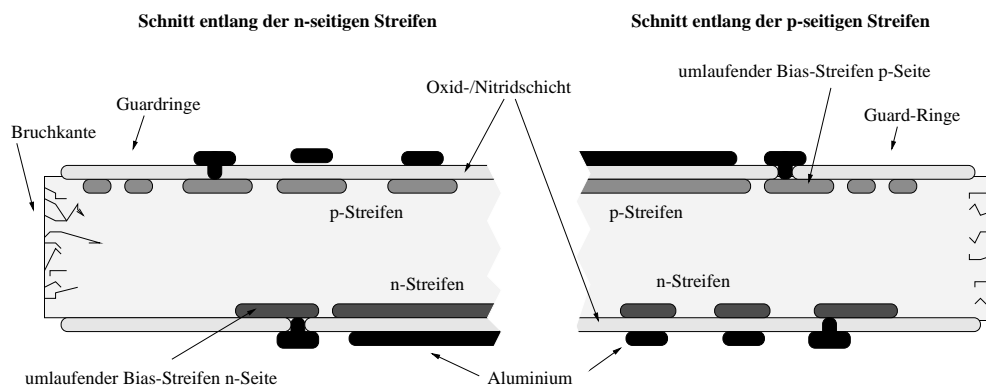


Abbildung 4.3: Querschnitte durch die doppelseitigen Silizium-Streifen-detektoren. Die Biasringe umgeben den gesamten Streifenbereich, um Leckströme aus dem Bereich der Bruchkanten abzusaugen.

erläutert, an die Eingänge der ladungsempfindlichen Vorverstärker angeschlossen. Diese Entkopplung verhindert, dass durch den Leckstrom des Detektors die Ruhelage der Verstärker verschoben wird. Im Prinzip könnte diese Kopplung durch externe SMD-Kondensatoren und Widerstände auf dem Hybridboard erfolgen, was allerdings bei schmalen Streifen zu Platzproblemen führt. Um die Menge an insensitivem Material im Spurdetektor gering zu halten, wurde diese Biasschaltung in die Detektoren integriert. Die Koppelkondensatoren sind in Form einer isolierenden Sperrschicht aus Siliziumoxid und Siliziumnitrid zwischen dem dotierten Streifen und einem parallelen Streifen aus Aluminium ausgeführt. Der Aluminiumstreifen ist mit dem Eingang des Verstärkers verbunden, wobei über die Rückkopplung des Verstärkers das Potential des Streifens etwa auf dem Massepotential des Verstärkers gehalten wird. Die Dicke der Oxid-/Nitridschicht bestimmt die Kapazität des durch die Isolationschicht gebildeten Kondensators. Sie beträgt 1500 \AA (Silizium-Oxid) und 900 \AA (Silizium-Nitrid). Die Aluminiumstreifen sind $50 \mu\text{m}$ breit und 6 cm lang, woraus die Kapazität nach Gleichung 5.9 berechnet werden kann. Wenn für das Dielektrikum der beiden Schichten eine mittlere, mit der jeweiligen Schichtdicke gewichtete, Dielektrizitätskonstante ϵ von 5,25 verwendet wird (Daten aus [Sze81]) ergibt sich eine Kapazität von 570 pF . Dies ist mehr als das 20-fache der Kapazität eines Streifens gegenüber den Nachbarstreifen (siehe Tabelle 4.1). Die große Kapazität ist notwendig, um nicht Signalladung durch kapazitive Kopplung an die Nachbarstreifen zu verlieren.

Biaswiderstände: Um das Potential der Streifen festzulegen und den im Volumen des Detektors generierten Leckstrom abzuführen, sind Biaswiderstände zwischen jedem Streifen und dem Biaspotential notwendig. Diese müssen ausreichend hochohmig sein, um nicht nach Gleichung 3.3 signifikant zum Rauschen des

Detektors beizutragen. Diese Widerstände können als meanderförmige Streifen aus Polysilizium ausgeführt werden, was allerdings zu weiteren Prozessschritten bei der Produktion der Wafer, und damit zu höheren Kosten, führt. Zudem ist es schwierig, Widerstandswerte von $5 \text{ M}\Omega$, wie sie nach Abbildung 4.6 notwendig sind, zu erreichen. Eine andere Möglichkeit, hochohmige Verbindungen zu schaffen, ist die Nutzung des Punch-through-Effekts, wie in [Lut95] beschrieben. Beim Punch-through-Effekt bildet sich zwischen eng benachbarten dotierten Bereichen ein hochohmiger Übergang aus, sobald der Potentialunterschied zwischen den beiden Gebieten einen Schwellenwert überschreitet, so dass sich die Raumladungszonen der beiden dotierten Gebiete berühren. Oberhalb der Schwelle folgt das Potential des Streifens dem Bias-Potential mit einem konstanten Potentialunterschied nach. Dabei bildet sich ein dynamischer Widerstand aus, dessen Stromänderung durch die Ausbreitung der Raumladungszonen mit der Spannungsdifferenz zwischen Streifen und Biasring zustandekommt.

Der Punch-through wurde in Form von schmalen undotierten Bereichen zwischen den schmalen Enden der implantierten Streifen und einem senkrecht dazu geführten Biasstreifen implementiert.

Separation der n-Bereiche: Im Übergangsbereich zwischen kristallinem Siliziumkristall und amorphem Siliziumoxid, welcher sich über einige Atomlagen erstreckt, sind nicht mehr alle vier Bindungselektronen der Siliziumatome durch kovalente Bindungen abgesättigt. Die Elektronen dieser Atome sind dann schwächer gebunden und entweichen in das Bulkmaterial, wobei sie positive Ladungen (die sogenannten “fixed oxide charges”) hinterlassen. Die Dichte dieser positiven Ladungsträger hängt von der Orientierung des Silizium-Einkristalls ab. Bei $\langle 111 \rangle$ Material beträgt sie etwa $5 \cdot 10^{11} [\text{cm}^{-2}]$, bei $\langle 100 \rangle$ Material dagegen etwa $5 \cdot 10^{10} [\text{cm}^{-2}]$ (nach [Str89]). Diese im Oxid gefangenen positiven Ladungen induzieren eine Anhäufung von Elektronen an der Grenzfläche zum Silizium (den “electron accumulation layer”). Während die p-seitigen Streifen sowohl mit dem hochohmigen n-Ausgangsmaterial als auch mit den Elektronen an der Grenzschicht einen in Sperrrichtung gepolten p-n-Übergang bilden und somit gegeneinander ausreichend hochohmig isoliert sind, muss auf der n-Seite eine Möglichkeit vorgesehen werden, um die Streifen gegeneinander zu isolieren. Eine Möglichkeit, die Streifen voneinander zu isolieren ist eine flache unmaskierte p-Implantation (“p-Spray”) auf der n-Seite. Diese Technik benötigt, anders als die alternative Methode der Implantation von p-dotierten Bereichen um jeden einzelnen n-seitigen Streifen, keine zusätzlichen Masken.

Passivierung Auf eine Passivierungsschicht, welche die Oberfläche der Detektoren unempfindlicher machen würde, war im Prozess verzichtet worden, da dieser Prozessschritt meist zu einer Erhöhung der Leckströme führt.

4.3 Simulation und Layout

Das Design der Streifendetektoren wurde von Mitarbeitern des Halbleiterinstituts des MPE/MPI, bzw. der Firma KETEK, durchgeführt. Um den Einfluss der Breite der dotierten Streifen auf die Streifenkapazität und die Depletionsspannung zu bestimmen, wurden Simulationen mit dem 2-D Simulationsprogramm TOSCA durchgeführt. Die Geometrie, für welche die Simulationen durchgeführt

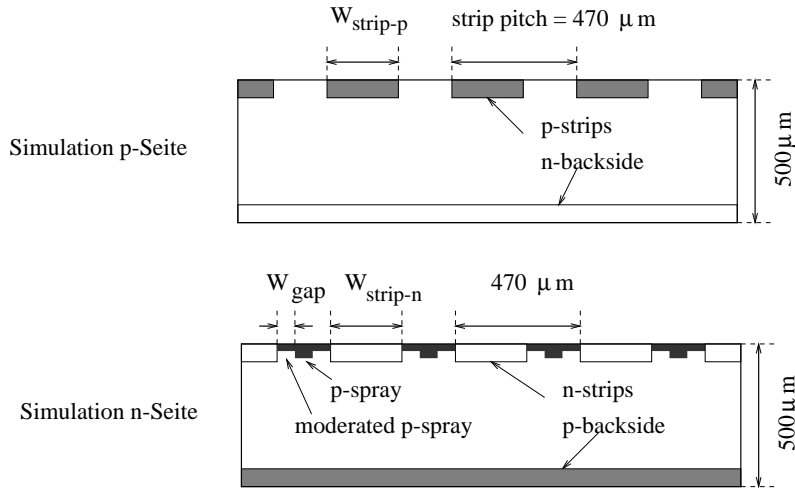


Abbildung 4.4: die in der Simulation benutzte Wafergeometrie.

wurden, ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Die n-seitigen Streifen sind durch die unmaskierte p-Implantation isoliert. Die effektive implantierte Dosis kann durch die Siliziumnitridschicht, welche vor der Implantation des p-Spray teilweise entfernt wird, lokal verändert werden. Da die Siliziumnitridschicht ohnehin für die AC-Kopplung notwendig ist, entstehen dadurch keine zusätzlichen Prozessschritte. Der Ausdruck “moderated p-spray” bezieht sich auf eine verringerte p-Spray-Konzentration entlang der Kanten der n-Streifen, wodurch die Streifenkapazität und die elektrischen Felder reduziert werden. Es wurden verschiedene Streifen-

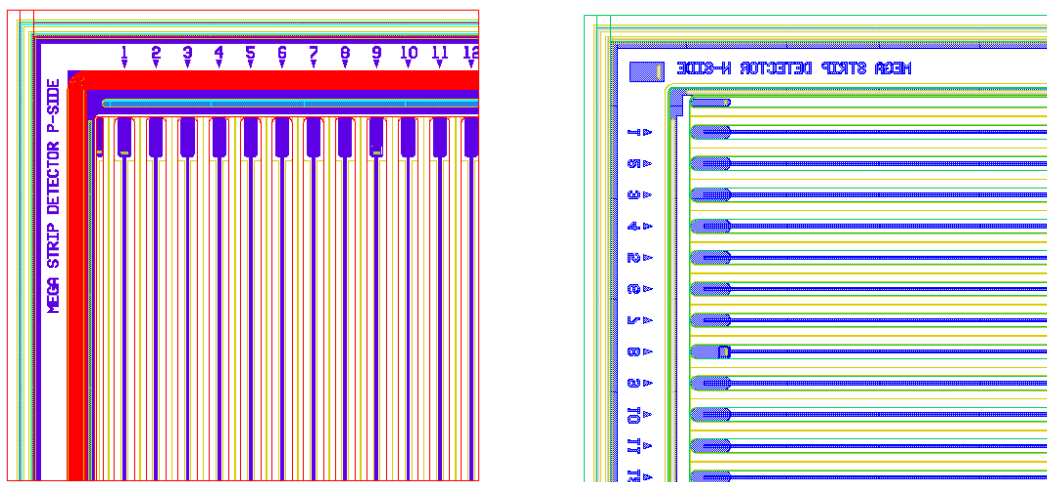
	p-Seite			n-Seite		
W_{strip}	$200 \mu m$	$300 \mu m$	$400 \mu m$	$200 \mu m$	$300 \mu m$	$400 \mu m$
C_{gesamt}	$9,4 \text{ pF}$	$14,5 \text{ pF}$	$17,3 \text{ pF}$	$13,8 \text{ pF}$	$16,3 \text{ pF}$	$20,2 \text{ pF}$
$C_{Nachbarstreifen}$	$4,1 \text{ pF}$	$8,8 \text{ pF}$	$11,5 \text{ pF}$	$8,4 \text{ pF}$	$10,4 \text{ pF}$	$14,2 \text{ pF}$
V_{Dep}	108 V	99 V	91 V			

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Simulation der Streifendetektoren. In der simulierten Geometrie wurde ein Streifenabstand von $470 \mu m$ und eine Dicke des Wafers von $500 \mu m$ angenommen. Die fett gedruckten Werte wurden im Entwurf der Masken realisiert.

breiten auf p und n-Seite simuliert. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die totale Streifenkapazität C_{gesamt} teilt sich auf

in die Kapazität gegenüber der Rückseite und der Kapazität $C_{N\text{Achbarstreifen}}$ zu den Nachbarstreifen. Die Kapazität der Streifen zur gegenüberliegenden Seite variiert wenig mit der Breite der Dotierung und beträgt für p- und n-Seiten für Streifenbreiten von 200 bis 400 μm zwischen 5,1 und 5,8 pF. 99% der Kapazität zu den Nachbarstreifen bildet sich gegenüber dem nächsten Nachbarn.

Layout der Photomasken Die Detektoren des Spurdetektors wurden auf 4" Wafern von 500 μm Dicke gefertigt. Auf diesen kann eine Fläche mit einem Durchmesser von etwa 90 mm für das Design des Detektors verwendet werden. Da am Rand des Wafers ein Rand von 1,5 mm für den Guardring und die Schnittkante freigehalten werden muss, beträgt die Gesamtfläche jedes Detektors 63x63 mm^2 , mit einer Diagonale von 89 mm. Die Streifenbreite wurde so gewählt, dass jeweils ein ASIC mit 128 Verstärkerkanälen eine Seite eines Wafers auslesen kann. Damit ergibt sich ein Streifenabstand (pitch) von 470 μm auf einer sensitiven Fläche von 60x60 mm^2 . Für die Produktion wurde auf der p-Seite eine Streifenbreite



(a) Layout der p-Seite mit umlaufenden Guardring-Strukturen.

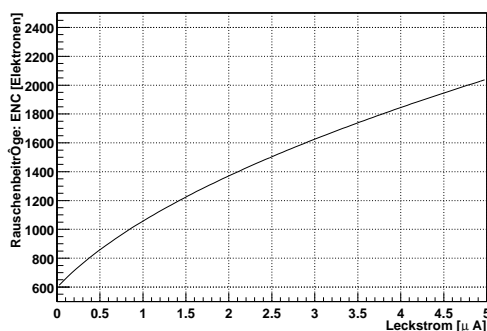
(b) Layout der n-Seite

Abbildung 4.5: Masken der Silizium Streifendetektoren für p- und n-Seite. Die Farben bezeichnen die Masken der einzelnen Prozessschritte. Blau ist die Metallisierung mit Al auf der Oberfläche, rot ist die n+ Implantation mit Phosphor auf der n-Seite, grün ist die p+ Implantation mit Bor auf der p-Seite, und gelb markiert sind die Öffnungen in der Nitridschicht.

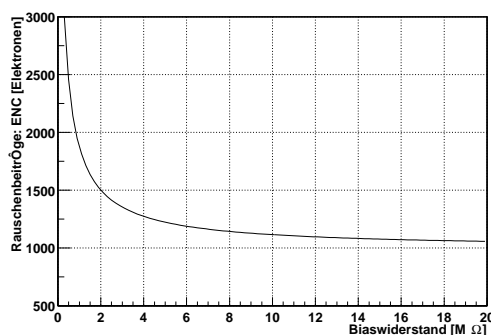
von 300 μm und auf der n-Seite eine Breite von 200 μm gewählt. Dies sollte nach den Ergebnissen der Simulation in einer etwa gleich großen Streifenkapazität auf beiden Seiten resultieren. Jeder achte Streifen besitzt einen zusätzlichen ohmschen Kontaktpunkt, über den er für diagnostische Untersuchungen direkt

kontaktiert werden kann. Abbildung 4.5 zeigt das Design der p- und n-Seite mit den umlaufenden Strukturen der Bias- und Guardringe auf der p-Seite. Die Biasspannung wird, wie oben erläutert, über Punch-through-Widerstände an die Streifen angelegt. Die Punch-through-Kontakte werden durch einen undotierten Spalt zwischen dem Ende jedes Streifens und einem gemeinsamen Bias-Ring gebildet. Die Breite des Spalts beträgt $8\ \mu\text{m}$ auf der p-Seite bzw. $12\ \mu\text{m}$ auf der n-Seite. Der p-seitige Biasring ist von einer Guardring-Struktur umgeben, welche bewirkt, dass der Leckstrom aus dem Bereich der Bruchkante direkt über die Biasleitung abfließt, ohne die äußeren Streifen zu stören. Die Guardstruktur wird von einem 10-fachen Guardring gebildet, über dessen Stufen die an den innersten Ring angelegte Biasspannung bis zur Bruchkante auf null Volt abfällt.

Abschätzung der Rauschwerte Die erwarteten Werte für das elektronische Rauschen können nach Gleichung 3.3 und den Daten des Vorverstärkers aus Tabelle A.1 (siehe Anhang) abgeschätzt werden. Da man auf die Größe der Detektorkapazität bei Streifendetektoren nur beschränkt Einfluss nehmen kann (vergleiche Ergebnisse der Simulation), sollen hier besonders der Einfluss des Leckstroms und des Biaswiderstandes betrachtet werden. In beiden Fällen wird eine Streifenkapazität



(a) Elektronisches Rauschen in Abhängigkeit des Leckstroms pro Wafer bei einem Biaswiderstand von $20\ \text{M}\Omega$ pro Wafer.



(b) Elektronisches Rauschen in Abhängigkeit der Größe des Biaswiderstandes eines Streifens für einen Leckstrom von $1\ \mu\text{A}$ pro Streifen und Wafer.

Abbildung 4.6: Einfluss von Leckstrom und Biaswiderstand auf das Rauschen der Streifendetektoren. In beiden Fällen beträgt die Streifenkapazität eines einzelnen Wafers $15\ \text{pF}$ und die shapingzeit $2\ \mu\text{s}$. Alle dargestellten Werte gelten für drei verkettete Wafer.

eines einzelnen Wafers von $15\ \text{pF}$ und eine Shapingzeit τ des CRRC-Filters von $2\ \mu\text{s}$ angenommen. Alle in Abbildung 4.6 dargestellten Werte gelten für drei hintereinander verbundene Wafer. Durch das Verbinden der Wafer verdreifachen sich die Kapazitäten, während der effektive Biaswiderstand auf ein Drittel re-

duziert wird. Abbildung 4.6(a) zeigt, dass der Leckstrom einen wesentlichen Einfluß auf das elektronische Rauschen der Detektoren hat, und versucht werden muss, diesen soweit möglich zu reduzieren. Abbildung 4.6(b) zeigt, dass der Biaswiderstand oberhalb eines Wertes von etwa 10 M Ω kaum mehr zum Rauschen beiträgt, während er mit Werten unterhalb von etwa 2 M Ω das Rauschen dominieren würde.

4.4 Charakterisierung der Wafer

Insgesamt wurden 171 Wafer bei EURISYS (Strasbourg) und C.I.S. (Erfurt) produziert und zur Qualifikation an das MPI Halbleiterlabor geliefert. Die Leistungsfähigkeit der Streifendetektoren hängt, wie wir in Kapitel 3.5 gesehen haben, von drei Parametern aus Gleichung 3.3 ab, nämlich Leckstrom, Streifenkapazität und Größe des Biaswiderstandes. Diese Parameter wurden auf einer Probestation einzeln gemessen. Aus ihnen lässt sich folgern, welche Biasspannung optimal ist, und wie gut der Detektor bei einer gegebenen Betriebstemperatur funktioniert. Der Vergleich der Simulation mit den Messwerten stellt eine wichtige Kontrollmöglichkeit für die Produktion dar. Voraussetzung für die Funktionsfähigkeit des Detektors ist in jedem Fall die vollständige Depletion des Detektormaterials. Ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, wird keine vollständige Ladungssammlung erreicht, da Signalladungen vor Erreichen der Kontakte rekombinieren und die Signale versinken im Hintergrundrauschen. Im folgenden werden daher diese vier zentralen Parameter untersucht:

4.4.1 Depletionsspannung

Bei Siliziumdetektoren werden auf hochohmigem Ausgangsmaterial p- bzw. n-dotierte Bereiche implantiert. Implantierte Atome aus den Gruppen V und III, welche in der Valenzschale ein Elektron mehr bzw. weniger als Silizium besitzen, werden als Donatoren bzw. Akzeptoren, und ihre Dichten als Majoritätsträgerdichten N_D bzw. N_A , bezeichnet. Im dotierten Bereichen existieren stets durch thermische Anregung auch Ladungsträger mit entgegengesetztem Vorzeichen, welche als Minoritätsträger bezeichnet werden. Im dotierten wie im undotierten Halbleiter gilt dabei [Pei92]:

$$N_A N_D = np = n_i^2 = N_c N_v e^{E_{gap}/kT} \quad (4.1)$$

Dabei ist:

n :	Dichte der Elektronen	N_c :	Zustandsdichte an der Leitungsbandkante
p :	Dichte der Löcher	N_v :	Zustandsdichte an der Valenzbandkante
n_i :	intrinsische Trägerdichte	k, T :	Boltzmann's Konstante und Temperatur

das Substrat der Detektoren besteht, breitet sich die Depletionszone daher von den p-dotierten Kontakten aus in das Volumen des hochohmigen (intrinsischen) Material aus. Im Fall einseitiger starker p-Dotierung kann man D_n aus Gleichung 4.3 durch die Resistivität ausdrücken:

$$D_n = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 V_{BIAS} \mu_e \rho} \quad (4.4)$$

Daher kann ρ durch die Messung von V_{BIAS} bei bekanntem D_n , beispielsweise beim Erreichen voller Depletierung, bestimmt werden. Die Spannung, welche an den p-n-Übergang im Detektor angelegt werden muss, damit die von freien Ladungsträgern depletierte (verarmte) Zone den Rückkontakt des Wafers erreicht, wird als Depletionsspannung bezeichnet.

Nur bei vollständiger Depletion des Detektors ist die gesamte Ladung des Signals an den Streifen sichtbar: Wird die Ladung, beispielsweise beim Durchgang geladener *Teilchen*, gleichmäßig in der gesamten Dicke des Detektors generiert wird, würden die im nicht-depletierten Volumen erzeugten Ladungsträger rekombinieren. Bei einer lokalen Wechselwirkung von *Photonen* sähe man von denjenigen Photonen, die im nicht-depletierten Volumen wechselwirken, nur denjenigen Anteil des Signals, der durch Diffusion in den depletierten Bereich driftet. Bei doppelseitigen Streifendetektoren, die auf der n-Seite ebenfalls segmentiert sind, wird erst bei vollständiger Depletion der Widerstand zwischen den Streifen ausreichend hoch. Bei geringerem Widerstand verteilt sich das Signal entlang der Widerstandskette auf alle Streifen und ist an einem einzelnen Streifen nicht mehr sichtbar.

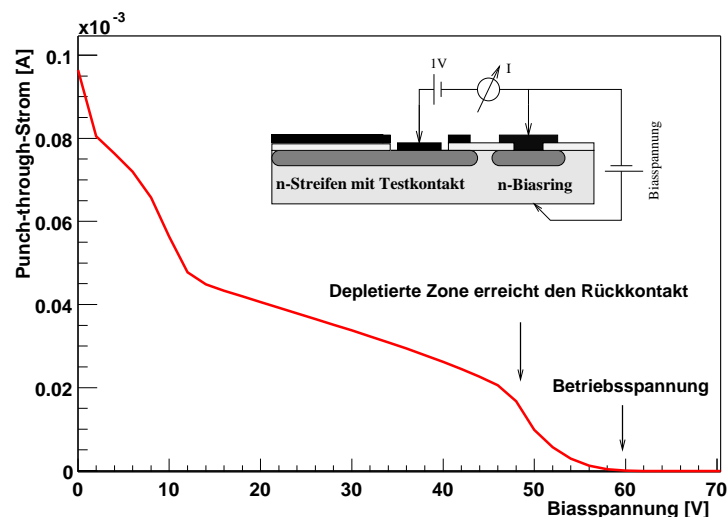


Abbildung 4.7: Messung der Depletionsspannung der Streifendetektoren: Der Strom zwischen n-Streifen und n-seitigem Biasring wird bei Erreichen der vollen Depletionsspannung unterdrückt. Die günstigste Betriebsspannung der Detektoren liegt etwa 10 V über der Depletionsspannung.

Die genaueste Bestimmung der Depletion ist mithilfe der in Abbildung 4.7 dargestellten Schaltung möglich. Der Strom über einen der Punch-through Widerstände wird gemessen, während eine feste Spannungsdifferenz an den Widerstand angelegt wird. Diese Messung wird an einem derjenigen Streifen durchgeführt, welcher über einen DC-gekoppelten Pad innerhalb des Bondpads verfügt. Der Strom zwischen diesem Pad und dem Biasring wird unterdrückt und geht letztendlich gegen Null, wenn der Wafer von der p-Seite her vollständig depletiert ist (Abbildung 4.7). Leider wurde die Messung der Depletionsspannung während des Produktionszeitraums nur an wenigen Wafern durchgeführt. Die Messungen ergaben Werte zwischen 40 und 60 Volt. Dies entspricht nach Gleichung 4.4 einer Resistivität des Wafermaterials zwischen 24 und 16 $\text{k}\Omega\text{cm}$ und entsprach der Spezifikation des Herstellers von mindestens 5 $\text{k}\Omega\text{cm}$. Als nach den Tests der fertigen Detektoren festgestellt wurde, dass bei Biasspannungen bis zu 80 V einige Detektoren auf der n-Seite keine messbaren Signale aufwiesen wurde an den noch nicht verbauten Wafern die Messung der Depletionsspannung nachgeholt. Dabei zeigte sich, dass die Resistivität der Wafer aus verschiedenen Produktionsgruppen (sogenannter Batches) stark voneinander abwich. Innerhalb der einzelnen Batches waren die Unterschiede wesentlich geringer. Abbildung 4.8 zeigt die Ver-

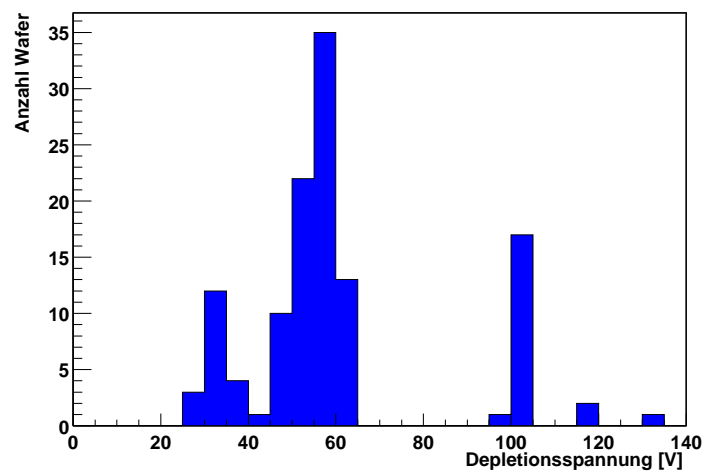


Abbildung 4.8: Verteilung der Depletionsspannungen. Die Wafer lassen sich grob in 3 Gruppen mit Spannungen von 25-40, 45-65 und 100-130V einteilen. Die 16 Wafer, welche bei genau 100V eingetragen sind, waren vor dem Einbau nur bis 100V gemessen worden und konnten nicht mehr nachgemessen werden, so dass nicht bekannt ist, wo genau ($>100\text{V}$) die Depletionsspannung liegt.

teilung der Depletionsspannungen der Wafer, in der deutlich die drei getrennten Gruppen sichtbar sind. Da die Wafer einer Gruppe üblicherweise aus demselben Siliziumblock stammen, liegt die Vermutung nahe, dass die Unterschiede in der Resistivität auf unterschiedliches Ausgangsmaterial zurückzuführen sind.

4.4.2 Kapazitäten

Die Kapazität der Streifendetektoren wird durch die Kapazität zwischen den Streifen, der sogenannten Interstrip-Kapazität, dominiert. Wie Tabelle 4.1 zeigt, beträgt die Kapazität zur gegenüberliegenden Seite des Detektors nur etwa 5 pF, während die Interstrip-Kapazität etwa doppelt so groß ist. Die Interstrip-Kapazitäten der Streifen auf p- und n-Seite wurden bei variabler Biasspannung auf einer Proberstation nachgemessen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.9 dargestellt.

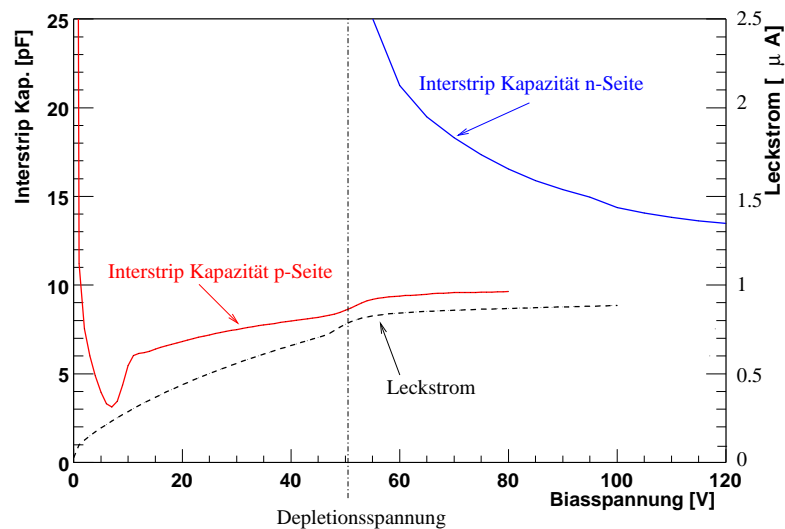


Abbildung 4.9: Messung der Interstrip-Kapazität an einem einzelnen Wafer auf der Proberstation. Der Knick in der Kurve der p-Seite bei der Depletionsspannung von etwa 55 V entsteht durch die Änderung der Kapazität zur Rückseite bei vollständiger Depletion. Während die Werte der p-Seite gut mit der Simulation übereinstimmen, entspricht die Kapazität der n-Seitigen Streifen nicht dem erwarteten Ergebnis von 8,5 pF.

Dabei ergab sich für die p-Seite, wie aus der Simulation (Tabelle 4.1) erwartet, ein Wert von etwa 9 pF. Dieser Wafer depletiert, wie schon aus anderen Messungen bekannt war, bei etwa 55 V. Bei dieser Spannung weist die CV-Kurve der p-Seite einen Knick auf, der durch die Verringerung der Kapazität des Streifens zur Rückseite entsteht, wodurch wiederum das Testsignal des LC-Meters ansteigt. Die Kapazität des p-seitigen Streifens zur Rückseite verringert sich bei dieser Spannung, da die n-seitigen Streifen untereinander hochohmig getrennt sind (wie die vorhergehende Messung der Punch-through Kontakte zeigt).

Auf der n-Seite wurde jedoch in Abweichung vom erwarteten Wert von $\sim 8,5$ pF, bei nur leichter Überdepletion (bei einer Biasspannung von 60 V) eine Kapazität von etwa 20 pF gefunden. Diese fällt für Spannungen oberhalb der Depletionsspannung noch deutlich auf etwa 14 pF ab. Die Ursache für dieses

Verhalten ist vermutlich eine Elektronen-Akkumulationsschicht in den p-Spray Bereichen zwischen den n-seitigen Streifen, die erst bei höheren Depletionsspannungen abgebaut wird.

In Abbildung 4.9 ist neben den Kapazitäten auch der Leckstrom des Detektors aufgetragen. Dieser besitzt bei Depletion zwar den charakteristischen Knick, steigt bei Überdepletion jedoch weiter an. Aufgrund des ansteigenden Leckstroms können die Detektoren nicht mit deutlicher Überdepletion betrieben werden, was dazu führt, dass die n-seitigen Streifen eine wesentlich höhere Kapazität und ein, entsprechend Gleichung 3.3, erhöhtes Rauschen aufweisen. Dieses Rauschen und sein Einfluss auf die Leistungsfähigkeit der Detektoren werden weiter unten näher betrachtet.

Innerhalb einer Detektorlage aus 3x3 Wafern kann nur eine gemeinsame Biasspannung verwendet werden. Da der verwendbare Bereich der Biasspannung so schmal ist, hätten die Depletionsspannungen der Wafer vor der Montage vermessen, und die Wafer nach diesem Kriterium auf die Lagen verteilt werden sollen. Da dies nicht geschah, können die Wafer einer Lage nicht alle im optimalen Bereich betrieben werden, was dazu führt, dass in einzelnen Wafern die Leckströme und damit das Rauschen höher sind, als notwendig wäre.

Test der Koppelkondensatoren Durch Einschlüsse von Fremdkörpern in der isolierenden Oxid/Nitridschicht kommt es gelegentlich zu Kurzschlüssen zwischen einem implantierten Streifen und dem Auslestreifen aus Aluminium oberhalb des Nitrids. Dadurch fließt der Leckstrom des Detektors aus dem Bereich dieses Streifens über den Eingang des Verstärkers und über dessen Rückkoppelwiderstand ab. Da dadurch der Nullpunkt des Verstärkers, evtl. bis zu dessen Sät-

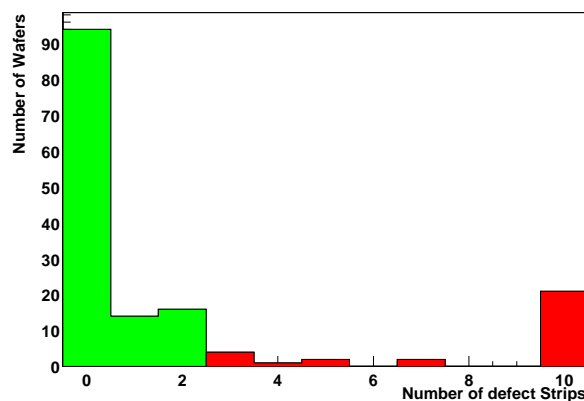


Abbildung 4.10: Anzahl der defekten Streifen, welche durch die Messung der Spannungsfestigkeit der Koppelkondensatoren bestimmt wurden (Die Defekte auf beiden Seiten jedes Wafers sind summiert). Akzeptiert wurden alle Wafer, bei welchen maximal zwei Streifen defekt waren.

tigung, verschoben wird, möchte man kurzgeschlossene Streifen vermeiden. Der Kurzschluss im Oxid der AC-Kopplung kann leicht festgestellt werden, indem man bei Anlegen einer Spannung den Stromfluss zwischen der Aluminiumbahn und dem Biasring des Detektors misst. Die Durchbruchfestigkeit aller 128 Auskoppelkondensatoren jedes Wafers wurde bis 100V, der geschätzten zweifachen Depletionsspannung, getestet. Abbildung 4.10 zeigt die Verteilung der defektern Streifen aller Wafer. Insgesamt schieden 38 Wafer (22%) auf Grund des spezifizierten Kriteriums von höchstens zwei kurzgeschlossenen Koppelkapazitäten, aus.

4.4.3 I-V-Kennlinien

Die depletierte Zone ist zwar von Majoritätsladungsträgern befreit, aber ständig werden thermisch Elektron-Loch-Paare erzeugt, welche im elektrischen Feld nicht mehr rekombinieren. Dies führt zu einem Leckstrom/cm² aus dem depletierten Volumen des Wafers:

$$j = \frac{1}{2} q \frac{n_i}{\tau} D_n \quad \tau : \text{Lebensdauer der Minoritätsträger} \quad (4.5)$$

Die Bedeutung der Variablen ist dieselbe wie bei den Gleichungen 4.1 und 4.4. Der Leckstrom hängt durch den Parameter n_i nach Gleichung 4.1 von der Tem-

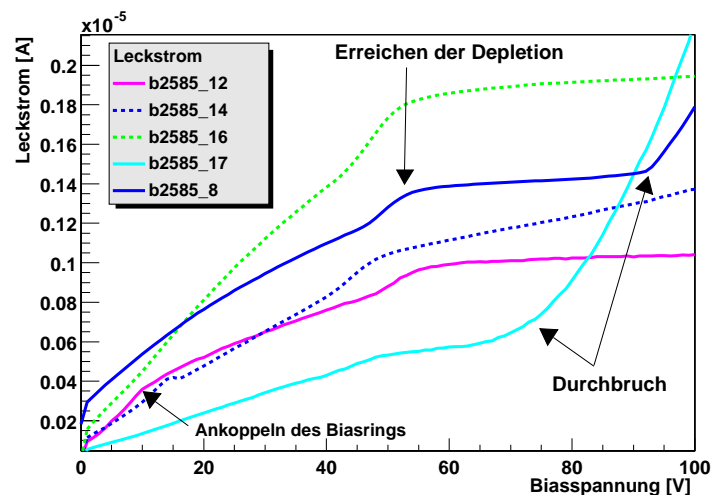


Abbildung 4.11: Verlauf des Leckstroms bei Variation der Biasspannung bei einzelnen Wafers. Der Verlauf des Leckstroms jedes Wafers ist unterschiedlich, jedoch sind bei den meisten Wafers mit ausreichend niedrigem Leckstrom einige Charakteristika erkennbar, die mit Pfeilen markiert sind.

peratur ab. Diese Abhängigkeit führt zu einer Halbierung des Leckstroms pro 8 Kelvin Temperaturabsenkung, so dass er sich relativ gut kontrollieren lässt. Der

Einfluss der Temperatur auf das Rauschen der Streifendetektoren wurde allerdings in dieser Arbeit nicht untersucht. Im Gegensatz zur Kapazität lässt sich der Leckstrom kaum anhand von Simulationen durchleuchten, er lässt sich aber einfach auf einer Probestation messen. Dazu wurden die Biaskontakte der Wafer auf beiden Seiten kontaktiert, die Biasspannung schrittweise von 0 bis 100 V hochgefahren, und bei jeder Stufe der Strom auf der Biasleitung bestimmt. Die Messung wurde bei $\sim 25^\circ\text{C}$ Umgebungstemperatur durchgeführt. Abbildung 4.11 zeigt beispielhaft einige der Messkurven. Obwohl die Stromkurve für jeden Wafer anders aussieht, finden sich meist drei charakteristische Knickpunkte in den Kurven: Der erste liegt bei etwa 5-10 Volt und wird durch die Spannung definiert, bei welcher die Streifen durch den Punch-through-Effekt an die Biasleitung koppeln. Der zweite bei 45-60 Volt stellt die vollständige Depletierung des Bulkmaterials dar, bei welcher die verarmte Zone die n-seitige Begrenzung des Wafers erreicht. Über D_n und Gleichung 4.3 ist Strom solange proportional zur Wurzel der angelegten Spannung, bis D_n die Dicke des Detektors erreicht hat, und bleibt dann für höhere Spannungen konstant. Bei der dritten charakteristischen Spannung (normalerweise oberhalb 100 V) "bricht der Detektor durch". Dies bedeutet, dass an mindestens einem Ort im Detektor die elektrische Feldstärke den Wert von etwa $3 \cdot 10^5\text{ V/cm}$ (Ionisationsrate $> 10^3\text{ cm}^{-1}$ nach [Sze81]) übersteigt und dass es dort zu einer lawinenartigen Verstärkung von Ladungsträgern kommt. Dadurch steigt der Leckstrom für höhere Spannungen steil an.

Test der Leckströme Entsprechend Gleichung 3.3 ist der Leckstrom des Detektors ein wesentlicher Parameter für das Rauschen der Ausleseelektronik und damit für die Energie- und Winkelauflösung des Instruments. Daher wurde der Leckstrom bei jedem produzierten Wafer kontrolliert. Die Messung des

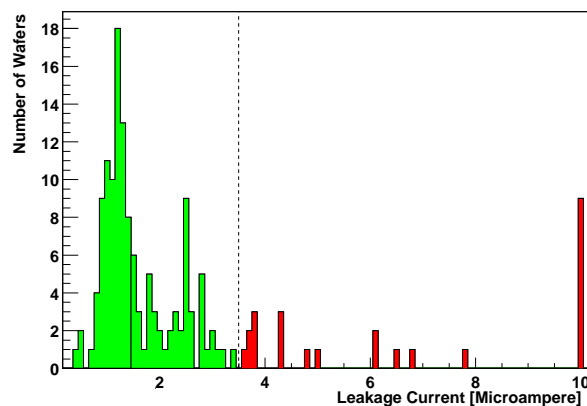


Abbildung 4.12: Verteilung der Leckströme bei $\approx 25^\circ\text{C}$ Raumtemperatur und 60 V Biasspannung. Nur Wafer mit einem Leckstrom von weniger als $3,5\ \mu\text{A}$ (gestrichelte Markierung) wurden für den Prototypen von MEGA verwendet.

Leckstroms ist im folgenden Abschnitt beschrieben. Abbildung 4.12 zeigt die Verteilung der Leckströme aller Wafer bei einer Biasspannung von 60 V. Die grün markierten Wafer wurden akzeptiert, die rot markierten wurden nicht verwendet. Insgesamt zeigten 25 Wafer (14% aller getesteten Wafer) Leckströme von mehr als $3,5 \mu\text{A}$ und wurden entsprechend der Spezifikation zurückgewiesen. Der Mittelwert des Leckstroms der akzeptierten Wafer beträgt $1,56 \mu\text{A}$.

Die Leckströme der einzelnen Detektorlagen wurden nach der Montage der Detektoren im Prototypen nachgemessen. Dabei zeigte sich keine wesentliche Erhöhung der Leckströme gegenüber den Messungen an den einzelnen Wafern. Abbildung 4.13 zeigt für einen Detektor den Vergleich der Summe der Leckströme von neun Wafern vor der Montage und den Leckstrom des Detektors nach Montage und Bonden der Wafer. Die Leckstromwerte aller gebondeten Detektoren sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Zwei Detektoren zeigen dabei deutlich höhere Strö-

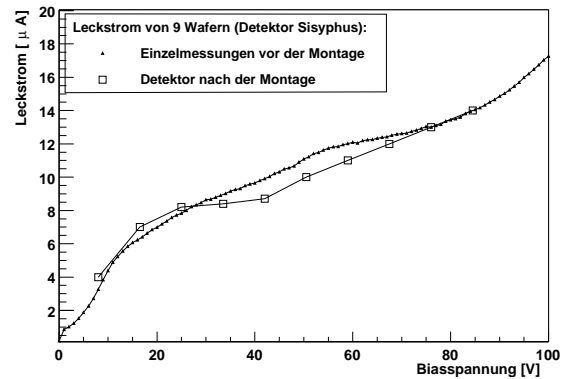


Abbildung 4.13: Leckstrom der neun Wafer eines Detektors vor bzw. nach Montage und Bonden.

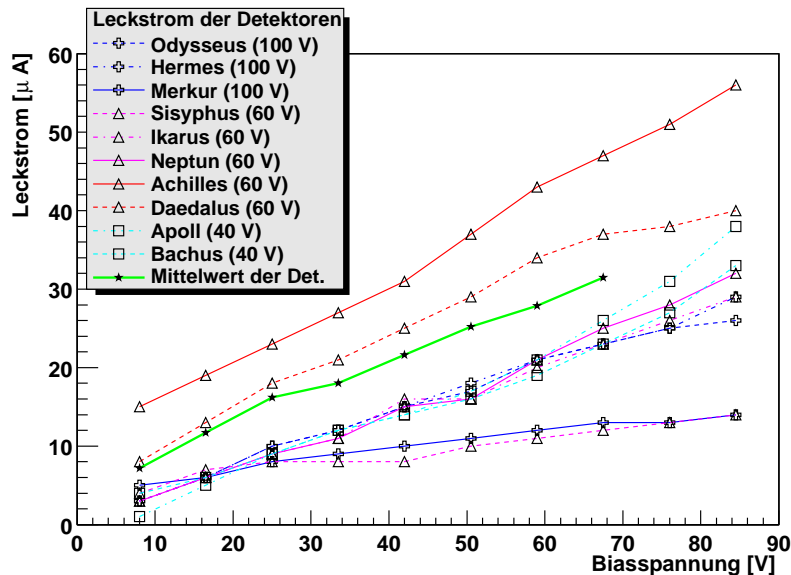


Abbildung 4.14: Leckstrom aller Detektoren des Trackers. Im wesentlichen gibt es drei Gruppen, die sich in ihren Depletionsspannungen unterscheiden. Die Detektoren werden mit einer Biasspannung von 55 V betrieben, so dass der mittlere Leckstrom von etwa $18/9=2 \mu\text{A}$ pro Wafer nach Abbildung 4.6 bereits wesentlich zum Rauschen der Elektronik beiträgt.

me als die restlichen Detektoren, da sie aus den Wafern bestehen, die auch bei den Vortests am obersten Ende der Spezifikation lagen. Diese beiden Detektoren zeigen im Betrieb ein zu hohes Rauschniveau, um sie im Tracker verwenden zu können, jedoch werden erst Messungen bei tieferen Temperaturen genaueren Aufschluss über ihre Eigenschaften geben. Der Leckstrom des gesamten Trackers ist auch nach mehreren Monaten Betrieb stabil und beträgt bei 55 V Biasspannung etwa $280 \mu\text{A}$.

4.4.4 Punch-through-Widerstände

Der dynamisch Widerstand des Punch-through-Kontakts, vergleiche Kapitel 4.2, sollte entsprechend Gleichung 3.3 einen hohen Wert haben, um nicht zum Rauschen der Verstärkerelektronik beizutragen.

Die Strom-Spannungs-Kennlinien der Punch-through Widerstände auf p und n-Seiten wurde mit derselben Schaltung wie die Depletionsspannung (vergleiche Abbildung 4.7) gemessen. Allerdings wird dabei die Biasspannung oberhalb der Depletionsspannung festgesetzt, und die Spannung, welche zwischen Streifen und Biasring anliegt, variiert. Der dynamische Widerstand wird aus der Steigung der Strom-Spannungs-Kennlinie bestimmt, wie in Abbildung 4.15 dargestellt. Der

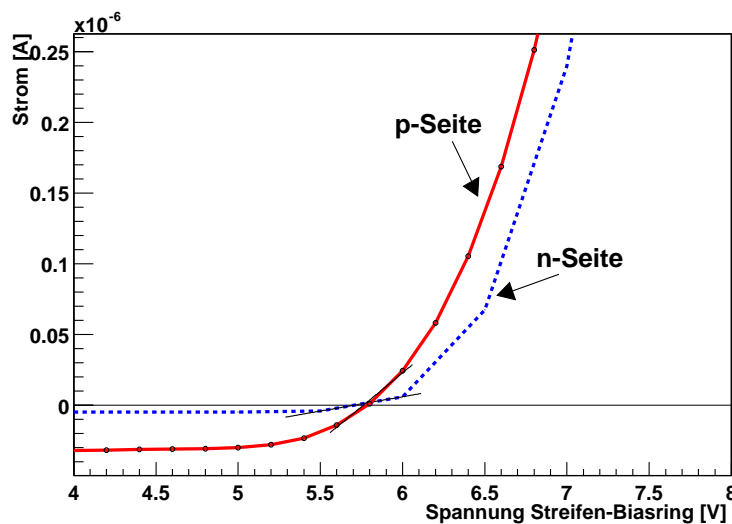


Abbildung 4.15: I-V-Kennlinien der Punch-through-Kontakte auf p- und n-Seite. Die Steilheit am Punkt des Nulldurchgangs entspricht dem dynamischen Widerstand des Kontakts. Dieser beträgt auf der p-Seite etwa $11 \text{ M}\Omega$ und auf der n-Seite etwa $50 \text{ M}\Omega$.

Zustand, welcher sich bei einem unkontaktierten Streifen einstellt, ist derjenige, bei dem im Messzweig kein Strom fließt, so dass der gesamte Leckstrom des Streifens über den punch-through-Kontakt abfließt. Daher bestimmt die Steigung an diesem Punkt den dynamischen Widerstand des Kontakts. Der Wi-

derstand des Punch-through hängt dabei vom Leckstrom ab, welcher durch den jeweiligen Streifen fließt. Bei allen gemessenen Streifen lag der Widerstand im Bereich von 10-100 M Ω , meist auf der n-Seite am oberen. Dieser Wert ist nach Abbildung 4.6(b) ausreichend hoch, so daß der Biaswiderstand nicht signifikant zum Rauschen beitragen sollte. Die Spannung am Nulldurchgang wird auch im unkontaktierten Zustand am punch-through-Kontakt abfallen. Sie beträgt auf p- und n-Seite zwischen 4 und 6 Volt.

4.5 Montage der Detektoren

Jede Detektorlage besteht aus neun Wafern, die, wie in Abbildung 4.16 skizziert, in einer Matrix aus 3x3 Wafern angeordnet sind. Elektrisch kann die Fläche nach dem Bonden als ein großer Wafer betrachtet werden.

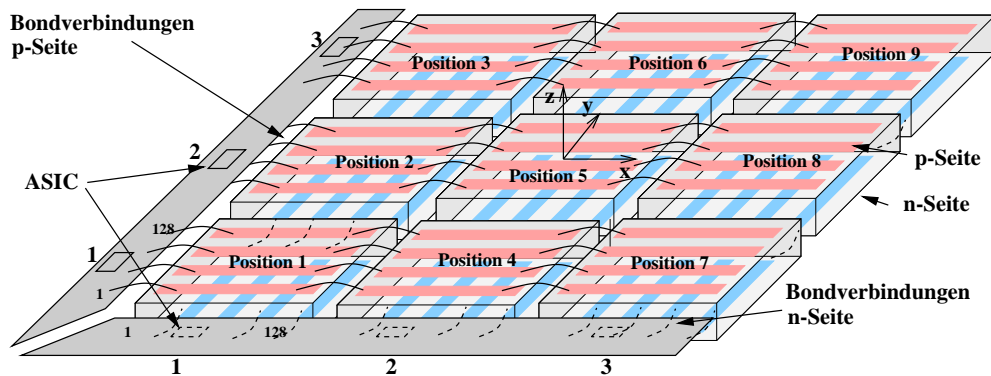


Abbildung 4.16: Anordnung von jeweils neun Wafern zu einer Lage des Trackers. Die Aluminiumbahnen der Auslestreifen sind auf P- und N-seite von Wafer zu Wafer durch Bonddrähte verbunden. Die Nummerierung der ASICs geben die Reihenfolge der Auslesesequenz der Elektronik an. Mit Position x ist die Position des jeweiligen Wafers innerhalb der Lage bezeichnet.

Zur Integration der Wafer wurden Träger aus dem Kunststoff PEEK verwendet, in welche die Wafer geklebt und die Elektronikplatinen geschraubt werden (siehe Abbildung 4.19). Bei der Montage der Wafer wurde versucht, alles zu vermeiden, was erfahrungsgemäß zu einer Erhöhung der Leckströme führen würde: Vor der Montage wurden die PEEK-Träger in zerlegbare, steife Rahmen aus Plexiglas gespannt, um Verwindung auszuschließen. Da die nicht passivierten Oberflächen der Wafer sehr empfindlich sind, wurden die Wafer mittels einer Ansaugvorrichtung eingesetzt, die den Wafer nur auf den äußersten 0.5 mm auf der p-Seite außerhalb der Guardringe berührt. Auf einen 0,5 mm breiten Vorsprung wurde mit einer Dispenserdüse eine gleichmäßige geringe Menge Epoxidharz (Epotek EG 7650, Resistivität laut Hersteller $> 10^{14}$ Ωcm) aufgetragen und die Wafer eingesetzt.

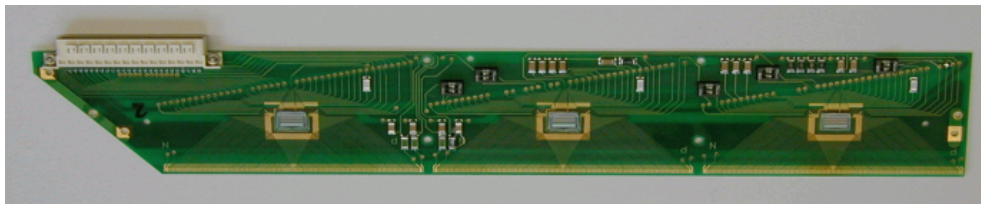


Abbildung 4.17: Die Hybridboards des Trackers mit gebondeten ASICs und Fanouts.

Jede Lage des Trackers wird von sechs ASICs, wie in Appendix A beschrieben, ausgelesen. Diese befinden sich auf zwei identischen Platinen, von denen eine in Abbildung 4.17 gezeigt ist. Die Platinen werden am Rand des Detektors in den Träger eingesetzt, wobei die Platine, welche die n-Seite des Detektors kontaktiert, ‐kopfüber‐ in der Befestigung liegt. Die 128 Eingänge der ASICs sind auf $50\ \mu\text{m}$

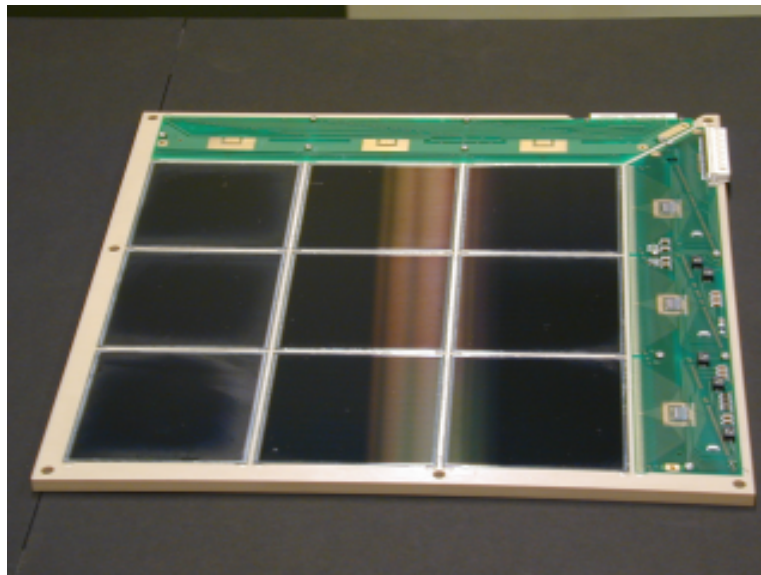


Abbildung 4.18: Photo einer Detektorlage. Die Streifen aller Wafer sind auf der Oberseite von rechts nach links, auf der Unterseite von hinten nach vorne miteinander durch Bonddrähte verbunden.

breite Leiterbahnen (sog. ‐Fanouts‐) gebondet, welche zu den jeweiligen Streifen führen. Die Kapazität der Leiterbahnen liegt im Bereich weniger pF und kann im Vergleich zur Kapazität der Streifen vernachlässigt werden. Nach dem Einsetzen der bestückten und getesteten Hybridboards wurden die Detektoren auf beiden Seiten (in senkrechter Richtung zueinander) gebondet ¹. Die Befestigung der PEEK-Träger erfolgt dabei auf einer Aluminiumplatte mit derart gefrsteten Aussparungen, dass nur der Rahmen und nicht die Wafer berührt werden. Der Aluminiumträger enthält Bohrungen, durch die der PEEK-Rahmen angesaugt

¹Smtliche Bondverbindungen wurden von der Firma Microconnect (Allensbach) durchgeführt.

wird. Abbildung 4.18 zeigt eine der 11 gefertigten Detektorlagen vor dem Einbau in den Detektorstapel des MEGA-Prototypen. Der minimale vertikale Abstand zwischen den Detektorebenen beträgt etwa 11 mm. Er ist durch die Höhe der Steckverbindungen auf den Hybridboards (5 mm) und die Dicke der Detektorträger (5,5 mm) vorgegeben. Das Fräsen der Rahmen und das Bonden der Wafer hätte sich etwas einfach gestaltet, wenn die Wafer nicht auf der Oberseite des Rahmens aufliegen würden, sondern auf halber Höhe des Trägers (Abbildung 4.19 unten). Dadurch würden erstens die schwierig herzustellenden flachen Strukturen in den Trägern vermieden, welche dem Fräskopf beim Fräsen ausweichen. Zweitens wären die Bondverbindungen der äußersten Streifen auf der n-Seite leichter zu erreichen, für die beim Prototypen ein besonders langer und schmaler Bondkopf verwendet werden musste. Drittens würde sich der minimale Abstand von 11 mm auf bis zu 7 mm verringern lassen.

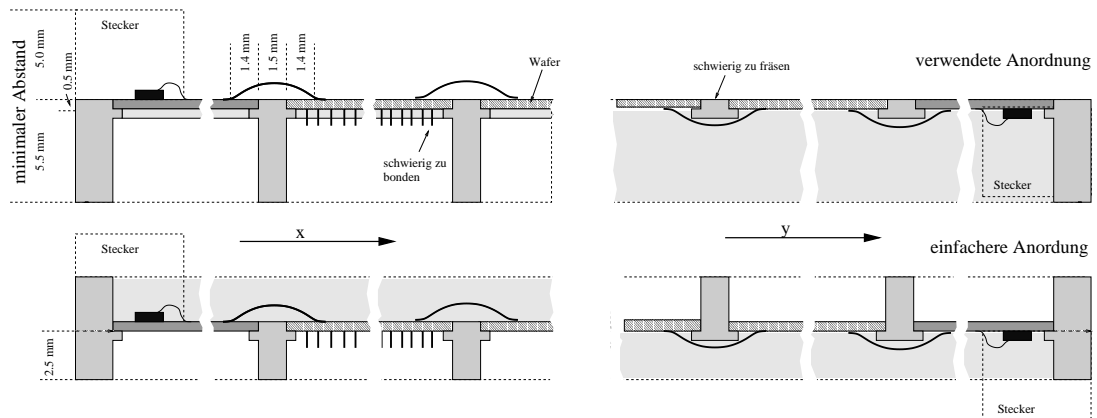


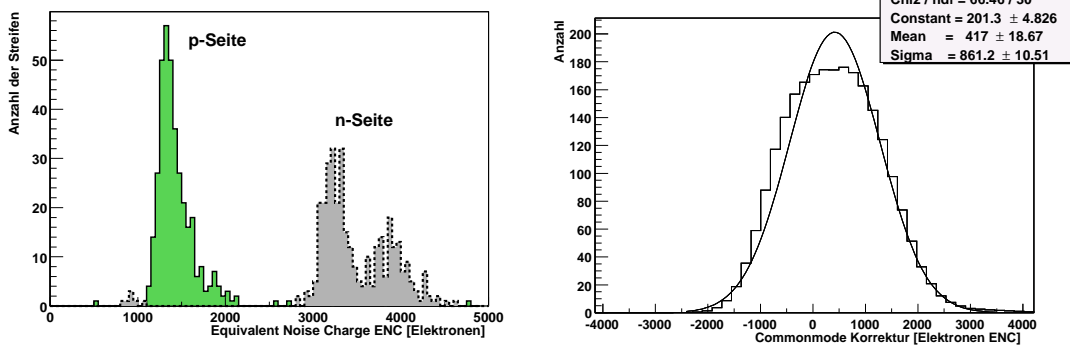
Abbildung 4.19: Querschnitt eines Detektorträgers. Entsprechend der oberen Darstellung wurden die Träger für den Prototypen gefräst und verwendet. Dabei stellen die dünnen langen Strukturen in x-Richtung (rechtes Bild) eine Schwierigkeit bei der Herstellung dar, da das Material der Fräsmaschine ausweicht. Entsprechend der unteren Darstellung wäre sowohl die Herstellung der Träger als auch das Bonden der Detektoren einfacher.

4.6 Charakterisierung der Detektoren

4.6.1 Rauschen und Energieauflösung

Die Energieauflösung des Trackers ist einer der wesentlichen Parameter von MEGA. Sie wird in erster Linie durch das elektronische Rauschen der Ausleseelektronik der Streifendetektoren bestimmt. Diese wiederum kann nach Gleichung 3.3 aus der Kapazität der Streifen und dem Leckstrom des Detektors bestimmt werden. Da der mittlere Leckstrom etwa $2\text{--}3\ \mu\text{A}$ beträgt, erwartet man also

1400-1600 Elektronen ENC sowohl auf p-Seite als auch auf der n-Seite. Das elektronische Rauschen wird für alle angegebenen Daten nach Gleichung B.2 (siehe Appendix B) aus Ereignissen mit zufälligem Trigger und nach Commonmode-Korrektur bestimmt. Der berechnete Wert (in ADC-Einheiten) wird dann mit der Verstärkung des entsprechenden Streifens skaliert, welche aus einer Eichung mit einer ^{57}Co -Quelle (122 keV) bestimmt wurde. Abbildung 4.20 zeigt die Verteilung der Rauschwerte aller 384 Kanäle der p- und n-Seiten eines Detektors, sowie die Commonmode-Verteilung der angeschlossenen ASICs. Die Größe des Commonmode hängt sehr stark von der äusseren Beschaltung der Detektoren, vor allem von der Biasspannung, ab. Da der Commonmode offline korrigiert wird, hat seine Größe kaum Einfluss auf die Energieauflösung des Detektors, allerdings limitiert er häufig die Triggerschwellen der Elektronik nach unten. Solange die Standardabweichung des Commonmode geringer ist als das Rauschen der einzelnen Kanäle, hat er kaum Einfluss auf die Triggerschwellen. Der Leckstrom dieses



(a) Verteilung des Rauschens aller Kanäle nach Commonmode Korrektur.

(b) Typische Verteilung der Commonmode-Werte eines ASIC.

Abbildung 4.20: Verteilung der Rauschwerte aller Kanäle eines Detektors (Bachus) auf p- und n-Seite. Der erhöht Wert auf der n-Seite konnte nicht abschließend geklärt werden. Die Commonmode-Verteilung hat eine geringere Standardabweichung (860 Elektronen), als das Rauschen der einzelnen Kanäle nach Commonmode-Korrektur.

Detektors beträgt etwa $1,7 \mu\text{A}$ pro Wafer. Der mittlere Wert von $1300 e^-$ ENC auf der p-Seite stimmt recht gut mit dem erwarteten Wert, vergleiche Abbildung 4.6, überein. Der Rauschpegel auf der n-Seite liegt jedoch mit etwa $3500 e^-$ ENC weit über dem Erwartungswert. Auch unter Annahme der erhöhten Interstrip-Kapazität (etwa 20 pF) auf der n-Seite würde man nur ein Rauschen von weniger als $1500 e^-$ ENC erwarten.

Die Abhängigkeit des Rauschen der Elektronik von der Länge der Streifen wurde an einem Detektor untersucht, dessen Wafer nur teilweise gebondet waren, so dass sich Streifen mit 6 cm , 12 cm und 18 cm Länge ergaben. Die Daten der

verschieden langen Streifen stammen daher auch von unterschiedlichen Wafern, so dass eine gewisse Abweichung erwartet wird. Das elektronische Rauschen dieser unterschiedlich langen Streifen ist in Abbildung 4.21 dargestellt. Während die

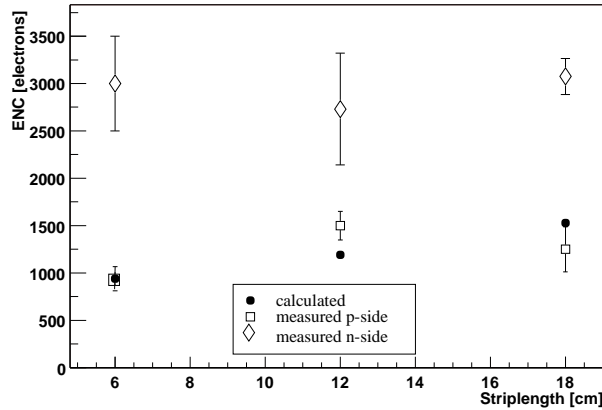


Abbildung 4.21: Rauschwerte für unterschiedlich lange Streifen auf p- und n-Seite bei Raumtemperatur (Detektor “Poseidon”). Die angegebenen Fehlerbalken stellen die Standardabweichung der Verteilung über jeweils 128 Verstärkerkanäle dar.

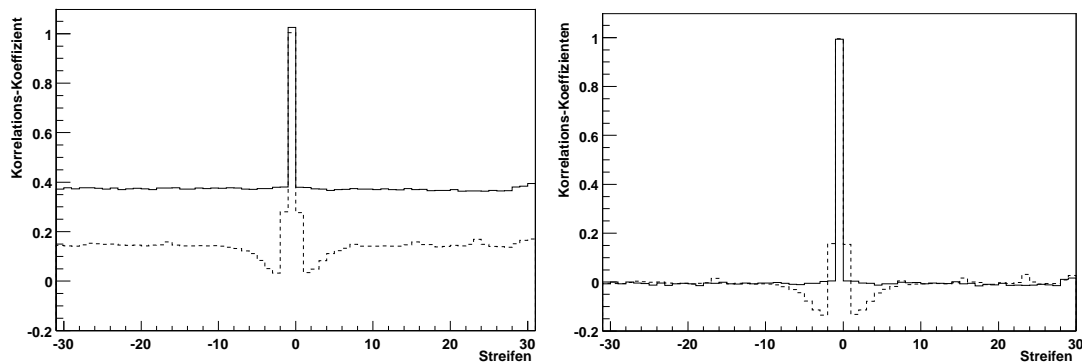
Ergebnisse auf der p-Seite noch gut mit den berechneten Werten übereinstimmen, liegen die Ergebnisse der n-Seite wiederum um etwa einen Faktor 2 über den erwarteten Werten. Da sich praktisch keine Abhängigkeit des Rauschens von der Anzahl der angeschlossenen Wafer auf der n-Seite ergibt, scheint eine weitere, von der Streifenlänge unabhängige, Rauschquelle auf der n-Seite zu existieren.

4.6.2 Korrelationen zwischen Streifen

Ein Maß für die kapazitive bzw. resistive Kopplung benachbarter Kanäle stellt die Korrelation zwischen den Kanälen dar. Abbildung 4.22 zeigt das Ergebnis der Berechnung der Korrelationskoeffizienten nach Gleichung 5.4 aus Daten, welche mit zufällige Zeitpunkten getriggert wurden. Die Darstellung zeigt die Korrelationskoeffizienten eines Streifens zu seinen 30 linken und rechten Nachbarstreifen. Um eine klarere Darstellung zu erhalten, wurde über die Koeffizienten der mittleren 64 Kanäle eines ASICs gemittelt. Die linke Darstellung wurde ohne Commonmode-Korrektur (vergleiche Appendix B) berechnet, bei der rechten Darstellung wurde die Commonmode-Korrektur vor der Berechnung der Koeffizienten durchgeführt. Nach der Commonmode-Korrektur beträgt der Mittelwert aller Korrelationskoeffizienten etwa Null.

Während die Streifen der p-Seite nach der Commonmode-Korrektur praktisch unkorreliert sind, lässt sich der Verlauf der Kurve der n-Seite folgendermaßen deuten: die Nachbarstreifen sind durch die kapazitive Kopplung zwischen den Streifen negativ korreliert, wie es nach [G.L91] erwartet wird. Direkt benachbarte Strei-

fen sind allerdings, durch den Leckstrom oder durch resistive Kopplung bedingt, positiv korreliert.



(a) Korrelation zwischen benachbarten Streifen ohne Commonmode-Korrektur.

(b) Korrelation nach Commonmode-Korrektur.

Abbildung 4.22: Korrelationskoeffizienten zwischen einem Streifen und seinen 30 linken bzw. rechten Nachbarstreifen (gemittelt über die mittleren 64 Kanäle eines Wafers) (Detektor Bachus bei 45V Biasspannung). Die Streifen der p-Seite sind als durchgezogene Linie dargestellt, die der n-Seite als gestrichelte Linie. An den Daten des rechten Bildes wurde die Commonmode-Korrektur vor Berechnung der Korrelationskoeffizienten durchgeführt, wodurch die mittleren positiven Korrelationen verschwinden. Die größere Interstrip-Kapazität der n-Seite führt zu negativen Korrelationskoeffizienten der Nachbarstreifen.

4.6.3 Cluster benachbarter Streifen

Bei Streifendetektoren verteilt sich das Ladungssignal häufig auf benachbarte Streifen, was zu sogenannten Clustern von Signalen führt. Dies hat drei Ursachen:

Erstens führt die Interstrip-Kapazität dazu, dass ein Teil des Signals kapazitiv in den Nachbarverstärker einkoppelt. Die Größe dieser Kopplung hängt vom Verhältnis der Kapazität zwischen benachbarten Streifen zur Einkoppelkapazität zwischen Streifen und Verstärker ab. Beim Entwurf der Streifendetektoren wurde versucht, die Kapazität zwischen den Streifen so niedrig wie möglich zu gestalten, denn die Verteilung des Signals auf mehrere Streifen bei Wechselwirkungen mit geringem Energiedeposit verringert die Fähigkeit der Elektronik, auf einzelne Wechselwirkungen zu triggern. Im Fall der Detektoren von MEGA beträgt die Koppelkapazität auf der p-Seite zu einem Nachbarstreifen 9,5 pF, die Einkoppelkapazität über das Oxid etwa 450 pF, so dass nur etwa 2% der Ladung in den Nachbarstreifen einkoppeln. Auf der n-Seite lag die gemessene Koppelkapazität zwischen benachbarten Streifen etwa doppelt so hoch, so dass hier auch ein größerer Anteil in die Nachbarstreifen einkoppelt, was zu etwas größeren Clustern

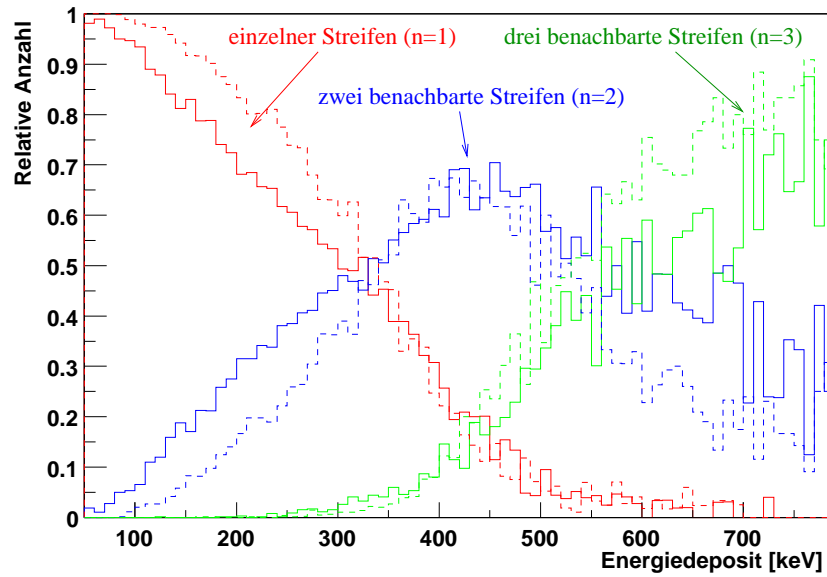


Abbildung 4.23: Relative Häufigkeit (die Summe der Cluster in jedem Energiebin ist auf 1 normiert) von Clustern der Größe n bei unterschiedlich großen Energiedeposits. Die Cluster der p -Seite sind als durchgehende Linie, die der n -Seite als gestrichelte Linie, dargestellt. Ein Cluster mit n Mitgliedern ist dadurch gekennzeichnet, dass in n benachbarten Streifen das Signal eine Schwelle von 50 keV übersteigt.

auf der n -Seite bei hohen Energien führt.

Zweitens diffundiert die Ladungswolke durch elektrostatische Abstoßung auseinander, während sie im Bulk des Siliziumdetektors zu den Streifen driftet. Die Größe dieser Driftwolke beträgt nach [Sch96] (S.58) auch bei niedrigen Biasspannungen von 60 V bei einer Driftstrecke von 500 μm nicht mehr als 10 μm und kann daher bei einem Streifenabstand von 470 μm vernachlässigt werden.

Drittens erzeugt ein geladenes Teilchen eine Ionisationsspur entlang seiner Flugbahn. Eine Neigung der Spur gegenüber der Senkrechten führt daher zu einer breiten Verteilung der Signalladung. Die Reichweite des Rückstoßelektrons bei Comptonstößen führt ebenfalls zu einer Verbreiterung.

Abbildung 4.23 zeigt die Häufigkeit von Clustern in Abhängigkeit von der deponierten Energie bei der Bestrahlung des Trackers mit Photonen aus einer der Kalibrationsquellen (^{88}Y in zentraler Position, 1 m über dem Spurdetektor). Die geringere Häufigkeit von Clustern auf der n -Seite bei niedrigen Energien kommt durch die höheren Schwellen auf Grund des höheren Rauschlevels auf der n -Seite zustande. Oberhalb von etwa 350 keV sättigen die jeweiligen Verstärker der einzelnen Kanäle, so dass keine höheren Energiedeposits in einzelnen Streifen messbar sind, selbst wenn solche vorkommen. Zudem werden die Rückstoßelektronen dann nicht mehr in einer Detektorlage gestoppt, sofern sie sich senkrecht zur Oberfläche bewegen.

Die Verteilung der Clustergrößen wird in Kapitel 6.3 im Zusammenhang mit

Messungen an hochenergetischen Myonen wieder aufgegriffen. Bei der Existenz eines Clusters müssen zur Bestimmung der deponierten Energie die Signale aller Streifen des Clusters aufsummiert werden. Dabei treten zwei Effekte auf, welche die Energieauflösung des Trackers ungünstig beeinflussen: Erstens kommt es auf Grund der Detektionsschwelle vor, dass Clustermitglieder, deren Energie unterhalb der Detektionsschwelle liegt, nicht berücksichtigt werden und die deponierte Energie zu gering angenommen wird. Eine Möglichkeit, dies zu verhindern, besteht darin, stets die Signale der nächsten beiden Nachbarstreifen zum Cluster zu addieren, auch wenn deren Signale die Schwelle nicht überschreiten, wodurch allerdings auch deren Rauschen dazuaddiert wird. Zweitens verschlechtert sich das Rauschen durch die Addition der n Verstärkerkanäle. Nach [G.L91] verändert sich die Energieauflösung durch Cluster bei sehr engem Streifenabstand nur geringfügig. Der große Streifenabstand der Detektoren von MEGA führt jedoch zu einem geringen Anteil der Kapazität zwischen den Streifen, und damit zu geringer Korrelation (vergleiche Abbildung 4.22). Daher wird durch das Addieren der Nachbarstreifen, im ungünstigsten Fall verschwindender Korrelation zwischen Nachbarkanälen, die Energieauflösung um das \sqrt{n} -fache verschlechtert.

4.6.4 Positionsbestimmung

Aus dem Index des Streifens, an dessen Verstärker ein Signal detektiert wurde, kann die Position der Wechselwirkung in der Richtung senkrecht zur Streifenrichtung bestimmt werden. Dadurch erhält man eine Positionsangabe mit der Genauigkeit des Streifenabstandes b , bzw. mit einer Standardabweichung von $\frac{b}{\sqrt{12}}$. Genauer kann die Position für Ereignisse, bei denen nur in einem Streifen ein Signal gemessen wurde, nicht angegeben werden.

Interpolation zwischen den Streifen Für Ereignisse, bei denen ein Cluster mit $n > 1$ vorhanden ist, kann durch Interpolation zwischen den Streifen des Clusters der Ort der Wechselwirkung wesentlich genauer bestimmt werden. Wie in Kapitel 5.5.4 ausführlicher dargelegt ist, kann dabei die Interpolationsfunktion aus der kumulativen Verteilung der Messwerte einer homogenen Verteilung der Wechselwirkungsorte zwischen den Streifen bestimmt werden. Hierzu wird der Messparameter

$$\eta_T = \frac{S_R - S_L}{S_R + S_L}$$

aus einem Datensatz mit homogener Ortsverteilung der Wechselwirkungen berechnet. Die Verteilung von η_T aus der Messung einer Eichquelle ist in Abbildung 4.24 für p- und n-Seite dargestellt. Die Verteilung von η_T ist an den Rändern durch die Detektionsschwellen (6-fache Standardabweichung des jeweiligen Kanals) beschränkt. Da das elektronische Rauschen auf der n-Seite höher ist als auf

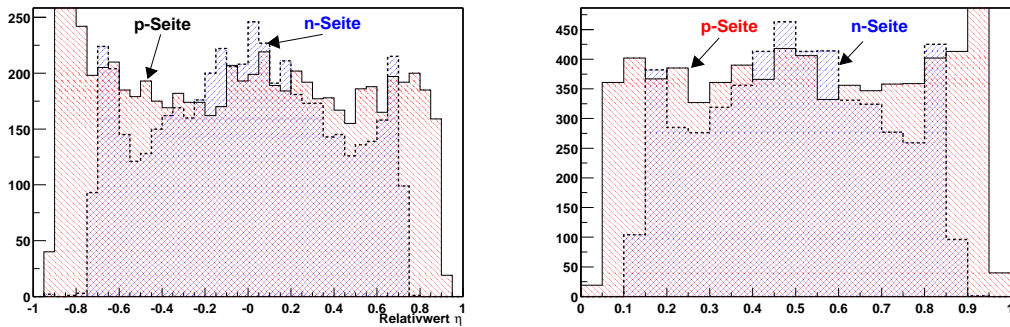


Abbildung 4.24: Verteilung der Relativwerte η_T (links) von Clustern mit $n=2$, bzw. des Signalschwerpunktes Δ_{cog} (rechts), aus einer Messung einer ^{22}Na -Quelle.

der p-Seite, reicht die Verteilung entsprechend weniger weit. Der Anstieg an den Kanten stammt von Ereignissen, bei denen Signale auf Grund des Rauschens addiert wurden. Durch eine Erhöhung der Detektionsschwelle auf die 7 oder 8-fache Standardabweichung können diese abgeschnitten werden.

Da die gemessene Verteilung von η_T relativ flach verläuft, kann anstelle von η_T auch, als Näherung einer vollständig flachen Verteilung, der Signalschwerpunkt nach Gleichung 4.6 gebildet werden.

$$\Delta_{cog} = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} S_i i}{\sum_{i=0}^{n-1} S_i} \quad (4.6)$$

Dieser gibt den Abstand der Wechselwirkung, in Einheiten der Streifenbreite, vom linken Rand des Clusters an (falls die Nummerierung i von links nach rechts gezählt wird). Die Verteilung von Δ_{cog} ist in Abbildung 4.24(b) dargestellt.

Da die Ortsauflösung des Trackers bei der Bestimmung der Elektronenspür - bei niedrigen Energien bis zu etwa 10 MeV - eine nachgeordnete Rolle spielt, wird hier die weniger genaue Methode des Massenschwerpunkts verwendet, da sie keine Eichung der Ortsbestimmung verlangt. Die Berechnung des Signalschwerpunktes Δ_{cog} hat zudem den Vorteil, dass sie für beliebige n , also auch für breitere Cluster verwendet werden kann. In Kapitel 6.3 sind die Ergebnisse, die mit dieser Methode erzielt wurden, für die Messung von Spuren hochenergetischer geladener Teilchen ausgeführt.

Bestimmung der Wechselwirkungsposition Nachdem man, wie oben ausgeführt, bestimmt hat, an welcher Position entlang der zwei Streifenrichtungen das Ereignis stattfand, muss der Wechselwirkungsort durch Zuordnung der x- und y-Positionen bestimmt werden. Falls nur ein Cluster auf jeder Seite gemessen wurde, ist der Ort der Wechselwirkung durch den Kreuzungspunkt der zwei

Cluster eindeutig bestimmt. Manchmal jedoch existiert mehr als ein Cluster auf einer Seite, was naturgemäß häufig bei Spuren von Elektronen und Positronen aus Paarerzeugungsereignissen der Fall sein wird. In diesem Fall wählt man die Kombination anhand der Clusterenergien aus, welche auf beiden Seiten bestimmt wurden. Um eine Zuordnung zu erreichen, werden die Energien der einzelnen Cluster verglichen und diejenigen Kombinationen mit dem geringsten Unterschied der Signalamplituden als richtig gewertet.

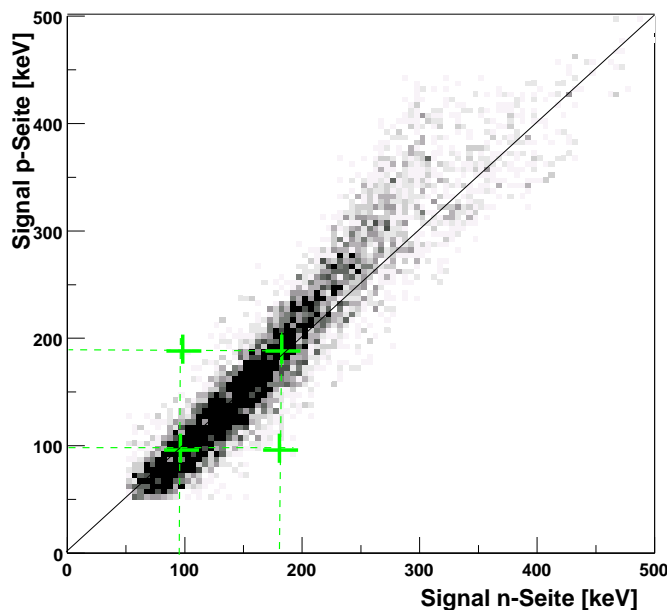


Abbildung 4.25: Scatterplot der gemessenen Signalamplitude auf p- und n-Seite. Während das Signal einer Seite für die Energiebestimmung ausreichen würde, ist die Information beider Signalamplituden notwendig, um zwischen den 4 angedeuteten Möglichkeiten zu unterscheiden und so mehrfache Wechselwirkungen innerhalb einer Detektorlage zuordnen zu können.

Abbildung 4.25 zeigt den Scatterplot der auf p- bzw. n-Seite gemessenen Clusterenergien aus der Messung einer Eichquelle (^{22}Na , Energien von 511 und 1275 keV). Die vier Kombinationsmöglichkeiten, welche sich bei zwei gleichzeitig gemessenen Ereignissen ergeben würden, sind als Kreuze dargestellt. Da die deponierte Energie von Photonen auf Grund der Compton-Gleichung, und der Energieverlust geladener Teilchen auf Grund der Landau-Fluktuationen variiert (vergleiche Kapitel 2.2.2 bzw. Kapitel 6.3) ist die Wahrscheinlichkeit, auf Grund gleicher Signalamplituden die Kombinationen nicht zuordnen zu können, gering. Da keine Paarerzeugungswechselwirkungen zur Verfügung standen, konnte die Zuordnungseffizienz allerdings nicht quantifiziert werden.

Photonen mit Energien um 100 keV, wie sie zur Eichung der Verstärkung der einzelnen Streifen verwendet werden, wechselwirken im Detektor überwiegend punktförmig und erzeugen kaum Cluster mit mehr als einem Mitglied (vergleiche

Abbildung 4.23). Die Reichweite der Rückstoßelektronen, auf welche die Energie bei der Wechselwirkung übertragen wird, beträgt bei 122 keV nach Gleichung 2.21 nur etwa $65 \mu\text{m}$ und ist damit wesentlich geringer als der Streifenabstand. Aus der Information des Streifenindex erhält man beispielsweise ein Absorptionsbild der Röntgenphotonen, wie in Abbildung 4.26 dargestellt. Es zeigt den Schattenwurf

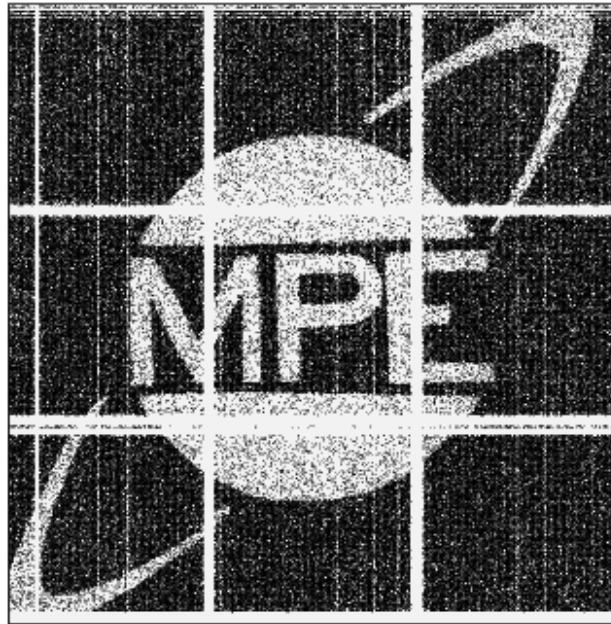


Abbildung 4.26: *Abbildung des Schattenwurfs einer 4 mm dicken Bleimaske, welche aus einem Abstand von 60 cm mit Photonen von 120 keV aus einer punktförmigen Quelle beleuchtet wurde.*

einer Bleimaske, welche von einer punktförmigen Eichquelle von 122 keV (^{57}Co) aus großem Abstand beleuchtet wird, auf die Ebene des Streifendetektors.

4.6.5 Eichung mit niederenergetischen Photonen

Zur Eichung der Verstärkung der Elektronik wurden alle Detektoren mit einer Co^{57} -Quelle (122 keV) beleuchtet. Diese Energie liegt ausreichend hoch über der Triggerschwelle der Elektronik, ist aber noch niedrig genug, so dass ein Teil der Photonen im Detektor gestoppt wird und sich ein deutlicher Photopeak im Spektrum ausbildet. Zur Eichung wird der Trigger des jeweiligen Detektors alleine (ohne Koinzidenz zum Kalorimeter) betrieben. Für jeden Verstärkerkanal wird ein separates Histogramm der Pulshöhen gefüllt. Da die Position des Photopeaks

zwischen den Kanälen stark variieren kann, wird zum Auffinden desselben ein einfacher Algorithmus verwendet.

Wie in Abbildung 4.27 anhand eines Streifens auf der p-Seite, dargestellt, sucht dieser, beim höchsten Bin beginnend, das Histogramm nach Einträgen über einer Schwelle von $0,2 * \sqrt{N_{\text{Eintrage}}}$ ab. Hat er einen solchen gefunden, sucht er das nächste darunterliegende Maximum, und verwendet einen Bereich fester Breite (1/3 unterhalb, 2/3 oberhalb) um dieses Maximum für den Fit einer Gaußfunktion. Die Ergebnisse der Fitparameter aller Kanäle eines Detektors werden in einer Kalibrationstabelle gespeichert.

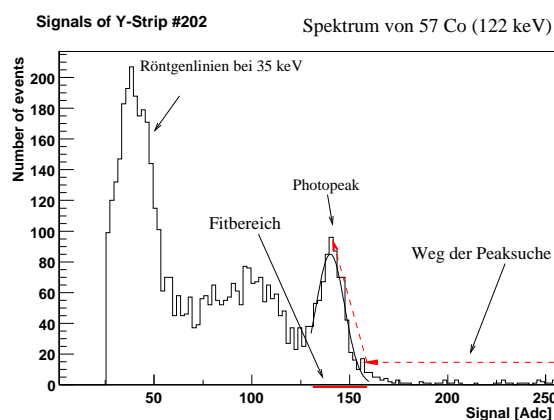
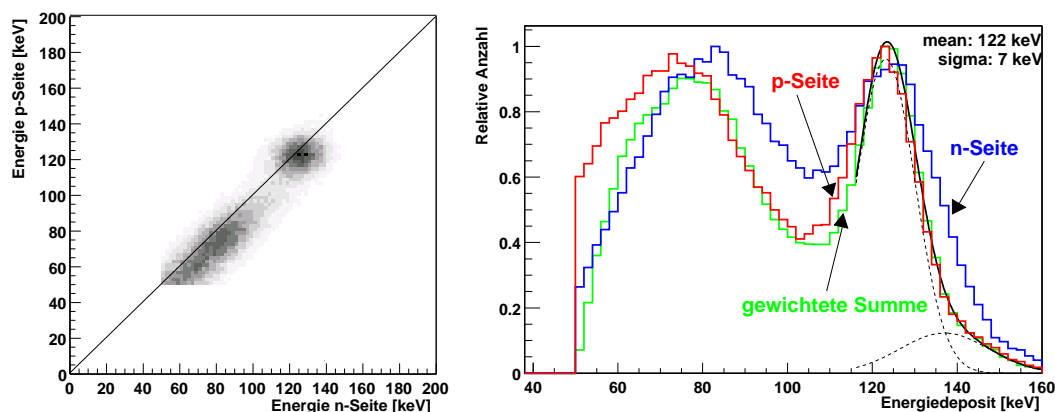


Abbildung 4.27: Einschränkung des Bereichs zum Fitten der Photopeaks in den Kalibrationsdatensätzen.

Bestimmung der deponierten Energie Bei doppelseitigen Streifendetektoren kann die deponierte Energie sowohl aus den Signalen der p- als auch aus den Signalen der n-Seite bestimmt werden. In Abbildung 4.28 (a) ist der Scatterplot der Signale von p- und n-Seite aus einer Kalibrationsmessung (^{57}Co , 122 keV) eines Streifendetektors dargestellt. Abbildung 4.28 (b) zeigt die Projektion der



(a) Scatterplot zwischen p- und n-Seite

(b) Spektrum von p- und n-Seite und des gewichteten Mittelwertes. Die durchgezogenen Linien sind angepasste Gaußkurven bei 122 keV und 136 keV.

Abbildung 4.28: Vergleich der auf p- und n-Seite eines Streifendetektors gemessenen Energiedeposite.

Verteilung auf die x-Achse bzw. y-Achse, wie man sie aus jedem einzelnen der beiden Signale erhält. Auf jeder Seite zeigt das Pulshöhenspektrum den Photopeak der Quelle, allerdings ist die Auflösung des Peaks auf der n-Seite auf Grund des höheren Rauschlevels schlechter als auf der p-Seite. Wird die deponierte Energie alleine aus den Daten einer Seite berechnet ergibt sich für die n-Seite E_n eine Energieauflösung von σ_n , für die p-Seite E_p eine Energieauflösung von σ_p . Unter der Annahme, dass die Signale der beiden Seiten unkorreliert und normalverteilt sind, erhält man die beste Schätzung \hat{E} der tatsächlich deponierten Energie aus dem gewichteten Mittel [Kno88]:

$$\hat{E} = \frac{E_n/\sigma_n^2 + E_p/\sigma_p^2}{\frac{1}{\sigma_n^2} + \frac{1}{\sigma_p^2}}$$

Falls die Rauschlevel und damit die Breiten der Verteilungen jeder Seite gleich wären, würde man dadurch eine Verbesserung um den Faktor $\sqrt{2}$ erwarten können. Bei ungleich großen Messfehlern, ist die Verbesserung gegenüber der genaueren der beiden Messungen jedoch geringer als $\sqrt{2}$. In Abbildung 4.28 (b) sind die drei Verteilungen dargestellt. Die Breiten der Verteilungen betragen $\sigma_n = 12,5$ keV, $\sigma_p = 9,5$ keV und $\hat{\sigma} = 7,9$ keV.

Kapitel 5

Das Kalorimeter

5.1 Einführung

In den Detektoren des Kalorimeters werden Ort und Energie der im Tracker bei Comptonstößen gestreuten Photonen - bzw. der Sekundärteilchen bei Paarerzeugung - gemessen. Da die Energie möglichst vollständig absorbiert werden soll, muss das Kalorimeter über ausreichend Detektormaterial mit hoher Kernladungszahl Z und damit über hohe "Stoppingpower" verfügen. Dadurch ergibt sich eine Mindestdicke für das Kalorimeter, welche abhängig ist von der Energie der Photonen. Bei Comptonwechselwirkung hängt die Energie der Streustrahlung nach Gleichung 2.1 vom Streuwinkel ab. Bei einem Ursprungsort der primären Photonen innerhalb des Gesichtsfelds hängt die notwendige Dicke daher vom Streuwinkel und damit vom der zenithalen Position des Detektors im Instrument ab. Dies gilt allerdings nur für Wechselwirkungen der primären Photonen über einfachen Comptonstoß. Bei mehrfachen Comptonstößen ist der Zusammenhang verwaschen und für Paarerzeugung existiert überhaupt keine Abhängigkeit zwischen Winkel und Energie. Die notwendige Dicke des Kalorimeters ist -im Energiebereich unterhalb 100 MeV- für die Sekundärteilchen von Paarerzeugungsereignissen wesentlich geringer als für Photonen nach Comptonstößen. Dies liegt zum einen daran, dass die Energie auf zwei Teilchen aufgeteilt ist, und zum anderen an der viel kürzeren Absorptionslänge der geladenen Elektronen/Positronen.

Die notwendige große Dicke des Kalorimeters führt unweigerlich zu Problemen bei der Ortsmessung: Erstens wird -ohne Information über die Tiefe der Wechselwirkung- durch die große Dicke des Detektors ein Parallaxenfehler eingeführt, der proportional zur Dicke des Kalorimeters ist. Zweitens werden Photonen hoher Energie in keinem Material an einem Ort gestoppt, da die Wahrscheinlichkeit für Photoabsorption gering ist (vergleiche Abbildung 3.3 und Abbildung 2.1) sondern sie wechselwirken überwiegend über Comptonstreuung. Daher werden bei den meisten Ereignissen innerhalb des Kalorimeters mehrere Wechselwirkungs-

orte -die Orte der Comptonstöße und der Ort der endgültigen Photoabsorption gemessen. Dabei kennt man nicht ad-hoc die Reihenfolge dieser Wechselwirkungs-orte und weiss daher auch nicht, welche die erste Wechselwirkung des Photons war. Zur Lösung dieser Probleme können die einzelnen Wechselwirkungen mit segmentierten Detektoren getrennt, möglichst mit Information über alle drei räumlichen Koordinaten, detektiert werden. Dann kann versucht werden, anhand der Daten die Sequenz der Wechselwirkungen zu rekonstruieren, wie in Kapitel 2.3.4 erläutert.

Kalorimeter nach dem Angerprinzip (vergleiche Kapitel 3.3) sind somit bei hohen Energien nicht optimal in Bezug auf die erreichbare Ortsauflösung, da sie über mehrfache Wechselwirkungen mitteln und praktisch keine Tiefenauflösung besitzen. Sie wurden in COMPTEL dennoch mit Erfolg verwendet, da man die aus Ortsauflösung (3-5 cm) und Paralaxe (aus 7,5 cm Dicke) resultierenden Winkelfehler durch den großen Abstand der Detektoren (1,5 m) ausgleichen konnte. Dabei wurde allerdings die reduzierte Effizienz des Instruments in Kauf genommen.

5.2 Mechanischer Aufbau der Module

Die Kalorimeter von MEGA sind aus einzelnen CsI-Kristallstäben aufgebaut, welche durch eine optisch dichte Schicht aus Reflektormaterial voneinander getrennt sind. Jeder dieser Stäbe ist optisch an einen Pixel einer Photodioden

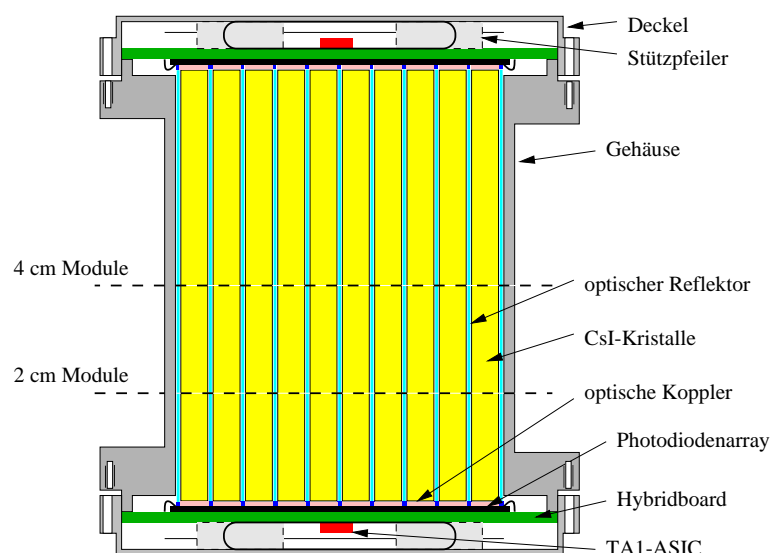


Abbildung 5.1: Aufbau der Kalorimeter am Beispiel eines 8 cm -Detektormoduls mit beidseitigen Photodioden. Die einzelnen Pixel des Diodenarrays, welcher auf der Innenseite des Hybridboards montiert ist, sind durch Vias mit dem Vorverstärker ASIC auf der Außenseite des Boards verbunden.

Matrix gekoppelt. Die optische Kopplung ist nur unter Druck effektiv, so dass die Photodiodenmatrix rückseitig auf einem 1,5 mm starken Hybridboard (aus Ro-4003 bzw. Epoxid Material) befestigt ist, welches entlang der Kanten und in der Mitte in einem gefrästen Aluminiumdeckel versteift ist. Der Anpressdruck (etwa 50 Kg), der für eine gute optische Kopplung zwischen Kristallen und Photodioden notwendig ist, wird über Schrauben zwischen Deckel und Gehäuse eingestellt. Abbildung 5.1 zeigt einen Querschnitt durch ein Modul mit 8 cm langen Kristallen und Photodioden an beiden Kristallenden. Bei kürzeren Kristallarrays, welche nur an einem Ende an Photodioden gekoppelt sind, enden die Kristalle an den in Abbildung 5.1 markierten Stellen, und das Gehäuse ist dort geschlossen. An dieser Stelle befindet sich eine Lage Reflektormaterial innerhalb des Gehäuses, um Licht, welches an der der Photodiode entgegengesetzten Stirnseite austritt, in den Kristall zurückzureflektieren.

5.2.1 Die Kristall-Arrays

Die CsI(Tl)-Kristalle, von der Firma Hilger [Hil01] hergestellt, sind an allen Stirnflächen poliert. Kristalle, die einseitig ausgelesen werden, wurden auf einer Kreissäge abgelängt, und beim Zusammenbau so angeordnet, dass die sägerauhe Schnittfläche an der den Photodioden abgewandten Seite zu liegen kam.

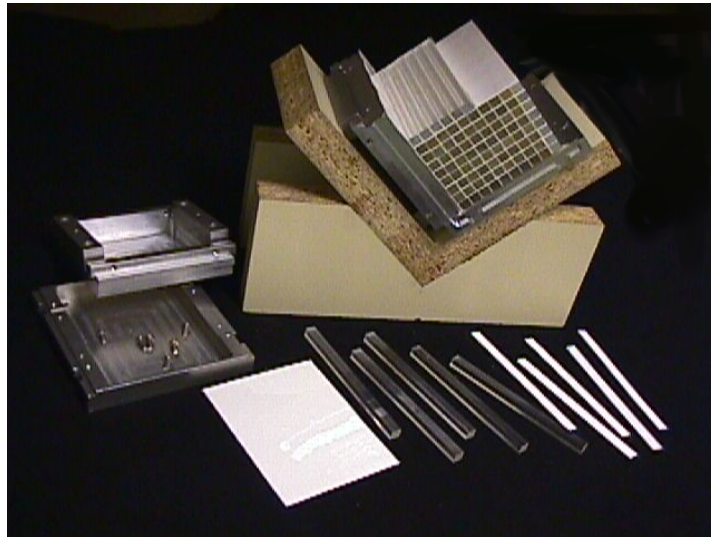


Abbildung 5.2: Zusammenbau eines Kristallarrays aus 8 cm langen Kristallen. Im Vordergrund sind einige Kristalle, schmale Streifen und eine große Fläche von Reflektormaterial zu sehen. Die schmalen Streifen trennen die Kristalle in einer Richtung, während die Flächen sie in der anderen Richtung trennen.

Die Matrix der Kristalle ist so gepackt, dass zwischen den Kristallen jeweils eine Lage Reflektormaterial liegt. Dieses Reflektormaterial wird, wie in Abbildung

5.2 dargestellt, beim Zusammenbau in einer Richtung als Streifen, in der anderen Richtung als Fläche zwischen die Kristalllagen eingelegt. Als Reflektormaterial wird Filterpapier (Typ VMWP00010, Porengröße $0,05 \mu\text{m}$, $75 \mu\text{m}$ stark) der Firma Millipore verwendet, das nach [BCD⁺93] die höchste Lichtausbeute unter den Vergleichsmaterialien lieferte. Um eine ausreichende Reflektivität zu erhalten, sind mehrere Lagen Reflektorpapier notwendig (vergleiche Abbildung 5.15).

5.2.2 Optische Kopplung

Um das Szintillationslicht verlustarm aus dem Kristall in die Photodioden einzukoppeln, wird eine Schicht aus transparentem Silikon (Typ RTV615 von GE Silicones) verwendet. Dieses Silikon hat ähnliche optische Eigenschaften wie die

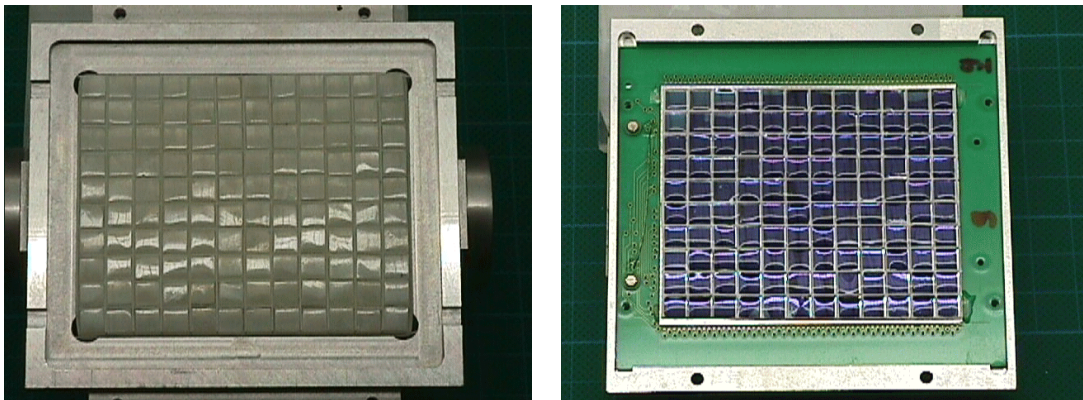


Abbildung 5.3: Frontfläche eines Kristallmoduls und ein Photodiodenarray mit aufgegossenem Koppelgitter aus weißem und transparentem Silicon. Das Diodenarray ist an den Ecken mit Epoxid auf dem Hybridboard fixiert und entlang der langen Kanten zu den elektrischen Kontakten auf dem Hybridboard gebondet.

ebenfalls häufig als Koppler verwendeten Epoxidharze, bleibt aber nach dem Aushärten elastisch, so daß unterschiedliche Kristalllängen ausgeglichen werden. Um eine gute optische Trennung benachbarter Dioden zu erzielen, verwenden wir ein Gitter aus weißem Silicon¹, in dessen Gitteröffnungen das transparente Silicon gegossen wird. Durch die Adhäsion bilden sich konvex gekrümmte Flächen, die sich bei hohem Anpressdruck auch an leicht geneigte Oberflächen der Kristalle anschmiegen. In Abbildung 5.3 ist links ein Photo eines gepackten Kristallarrays im Gehäuse zu sehen, und rechts, im Gehäusedeckel, die Photodiodenmatrix mit Koppelgitter. Der Rand des Deckels greift beim Zusammenfügen der beiden Teile um einen vorstehenden Rand des Gehäusebodens, so dass die beiden Teile zueinander justiert sind, bevor sich Kristalle und Diodenarray berühren. Da der

¹Das weiße Silicongitter wird in einer gefrästen Negativform gegossen, nach dem Aushärten des Silikons auf dem Photodiodenarray ausgerichtet und im Vakuum ausgegast.

Abstand zwischen Kristallen und Bonddrähten des Photodiodenarrays nur $\sim 0,5$ mm beträgt, würden die Bonddrähte ansonsten bei ungenauem Aufsetzen des Deckels zerstört.

5.3 Der Photodetektor

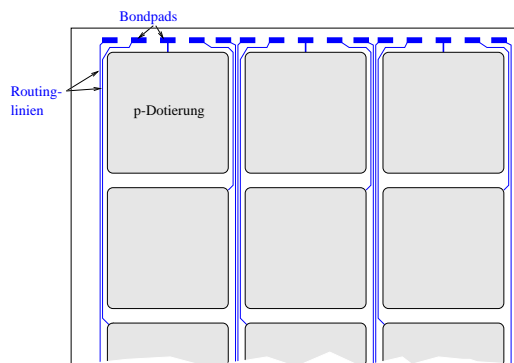


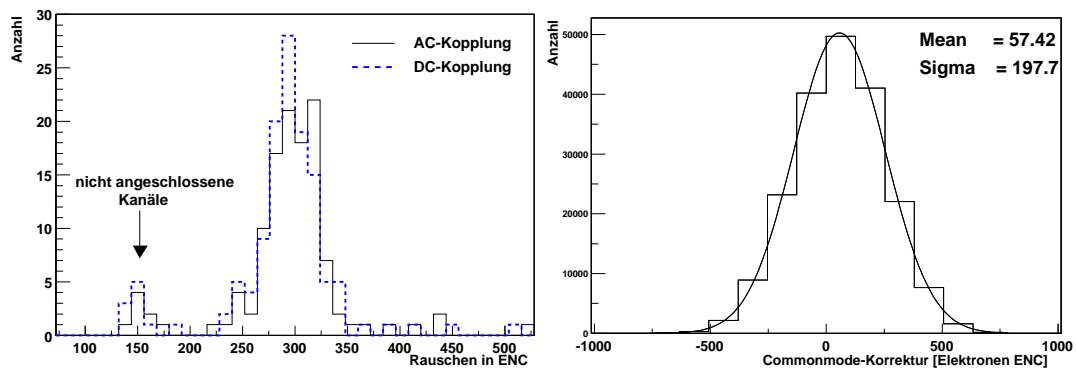
Abbildung 5.4: Ein Eck des Photodiodenarrays. Die elektrischen Signale der inneren Pixel werden durch Leitungen oberhalb der Oxidschicht zu Bondpads am Rand des Wafers geführt.

Die Photodioden zur Detektion des Szintillationslichts sind in Form einer Matrix von 10×12 Dioden auf einem Wafer angeordnet, wie auch in 5.3 (rechts) zu sehen. Die lichtempfindliche Fläche jedes Pixels beträgt 5×5 mm², die Separation der Pixel $0,7$ mm in beiden Richtungen. Jede Diode ist über eine Aluminiumbahn oberhalb einer isolierenden Siliziumoxidschicht mit einem Bondpad am Rand des Wafers verbunden. Zwischen den Aluminiumbahnen befindet sich eine geschlossene Aluminiumfläche als elektrische Abschirmung, welche verhindert, dass durch kapazitive Kopplung die Signale zwischen den einzelnen Leitungen übersprechen. Abbildung 5.4 zeigt einen Teil eines Diodenarrays mit den Zuleitungen zu den Bondpads am Rand des Wafers. Durch Durchkontaktierungen auf dem Hybridboard werden die Signalleitungen auf die Rückseite des Hybrids geführt, wo sie an einen TA1-ASIC angeschlossen sind, wie er auch im Tracker verwendet wird. Es werden zwei unterschiedliche Bauformen von Hybridboards verwendet: Bei solchen mit AC-Kopplung sind die Dioden über SMD-Kondensatoren (470 pF) und SMD-Widerstände (500 M Ω) angeschlossen, wie in Abbildung 3.4 dargestellt. Bei Platinen mit DC-Kopplung sind die Pixel direkt mit den Verstärkereingängen verbunden.

5.3.1 Rauschen und Energieauflösung der Dioden

Das elektronische Rauschen in den Verstärkern der Photodiodensignale ist entsprechend Gleichung 3.1 (ENC_{el}) einer der Faktoren, welche die Energieauflösung der Kalorimeter bestimmen. Ebenso wie bei den Detektoren des Trackers kann das Rauschen nach Gleichung 3.3 mit den Werten des Verstärkers aus Tabelle A.1 berechnet werden. Der gemessene Leckstrom der Diodenarrays beträgt bei Raumtemperatur etwa 30 nA pro Array. Da dieser Strom über eine Fläche von 40 cm² verteilt ist, entspricht dies einem mittleren Leckstrom von $0,75$ nA/cm², bzw. 250 pA pro Pixel. Das Rauschen alleine aus diesem Leckstrom beträgt bei einer

Shapingzeit $\tau = 3 \mu\text{s}$ etwa $110 e^- \text{ENC}$. Die Kapazität der Pixel beträgt -nach Angaben des Herstellers - 15 pF , wobei die Kapazität der Zuleitungen auf dem Wafer bereits berücksichtigt ist, um die gesamte Detektorkapazität C_{tot} zu erhalten. Aus diesen Werten errechnet man mit Gleichung 3.3 einen Wert von $\text{ENC}_{el} = 262 e^-$ für die Frontend-Elektronik. Der Anteil von $58 e^- \text{ENC}$ des Biaswiderstandes bei AC-Kopplung ($500 \text{ M}\Omega$) kann vernachlässigt werden. Das erwartete Rauschen der Elektronik unter Berücksichtigung des Leckstroms beträgt damit $284 e^- \text{ENC}$. Abbildung 5.5 (a) zeigt die Verteilung der Rauschwerte aller Dioden



(a) Elektronisches Rauschen der Pixel nach Commonmode-Korrektur.

(b) Verteilung der Commonmode-Werte mit dem Fit einer Gaußverteilung.

Abbildung 5.5: Das Rauschen von zwei Modulen mit unterschiedlicher Kopplung von Photodetektor und Verstärker. Bei beiden Bauformen zeigen praktisch dasselbe Ergebnis. Die Breite (sigma) der Commonmode-Verteilung ist wesentlich geringer als das Rauschen der Verstärker nach Abzug des Commonmodes.

von zwei Detektormodulen mit der oben erwähnten unterschiedlichen Bauform der Hybridboards (AC- bzw. DC-Kopplung). Es lässt sich kein Unterschied im Rauschen zwischen den beiden Bauformen feststellen. Von den 128 Verstärker-Kanälen des ASIC sind 120 an Photodioden angeschlossen, während acht Kanäle offen bleiben. Diese offenen Kanäle rauschen mit etwa 150 Elektronen ENC, dem ‘Grundrauschen’ des Verstärkers ohne kapazitive Last. Dieser Wert entspricht den Herstellerangaben, so dass man davon ausgehen kann, dass kaum Störungen aus der Versorgungselektronik auf die Detektoren übertragen werden. Der Mittelwert der angeschlossenen Kanäle beträgt etwa 300 Elektronen ENC, in guter Übereinstimmung mit der Abschätzung.

Während gemeinsame Schwankungen aller Kanäle, der sogenannte Commonmode-Anteil des Rauschens (vergleiche Appendix B) in den Daten korrigiert werden kann, sieht die Triggerelektronik das volle Rauschen inklusive Commonmode. Daher ist eine weitgehende Reduktion solcher Störungen unbedingt notwendig, um niedrige Triggerschwellen zu erreichen. Im Commonmode zeigen sich Stö-

rungen, die von außen auf das System einwirken, oder andere Störungen, welche alle Kanäle gemeinsam betreffen. Vor allem ein Übersprechen der Triggersignale auf die Biasleitung oder auf die Stromversorgung der ASICs kann äusserst leicht zu solchen Störungen führen. In fast allen Modulen des Kalorimeters ist der Commonmode-Anteil, wie in Abbildung 5.5 (b) dargestellt, mit etwa 200 e⁻ENC jedoch geringer als das unkorrelierte Rauschen der einzelnen Kanäle von 300 e⁻ENC. Daher beeinflusst er die Triggerschwellen der Kalorimeter praktisch nicht.

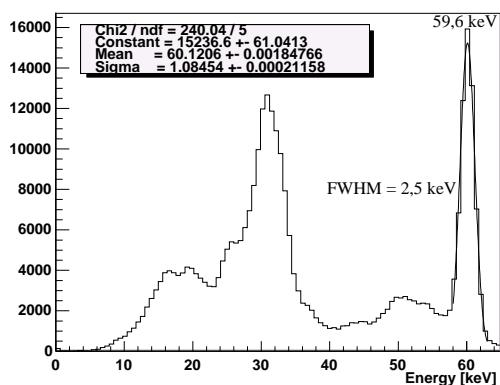


Abbildung 5.6: Spektrum einer niederenergetischen Quelle, deren Photonen direkt in der Diode absorbiert werden. Die Signale aller 120 Dioden eines Moduls wurden für das Spektrum verwendet. Die Auflösung des Photopeaks der Eichquelle (²⁴¹Am, 59.6 keV) beträgt etwa 2,5 keV.

Die Photonen niedriger Energie der Quelle (Neptunium Fluoreszenz-Linien zwischen 13 und 24 keV) werden beim Durchgang durch das Aluminiumgehäuse des Detektors teilweise gestreut oder absorbiert, so dass sie im Spektrum nur schwach sichtbar sind. Die Triggerschwelle der 120 Kanäle liegt zwischen 10 und 15 keV.

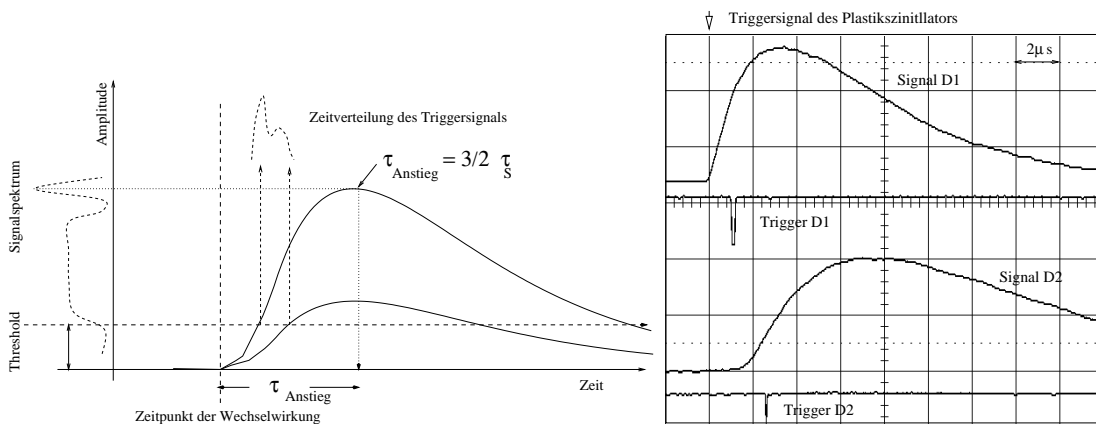
Die Eichung der Verstärkung der Elektronik, welche zur Angabe der Standardabweichung in ENC, als auch zur Bestimmung der Lichtausbeute der Kristalle benötigt wird, erfolgt am Spektrum einer Eichquelle niedriger Energie (²⁴¹Am, 59,6 keV). Abbildung 5.6 zeigt ein Spektrum der Eichquelle nach der Eichung aller Verstärkerkanäle. Die Auflösung des Photopeaks von etwa 2,5 keV, entspricht dem Ergebnis der Messungen des Rauschens der einzelnen Dioden. Die Photonen niedriger Energie der Quelle (Neptunium

5.4 Der Trigger-Mechanismus

Der Trigger-Mechanismus liefert zu jedem Ereignis, welches in der Frontendelektronik eine Schwelle überschreitet, ein elektrisches Zeitsignal. Im Instrument werden die Triggersignale von Tracker und Kalorimeter in einer Koinzidenz-Elektronik verglichen, um diejenigen Ereignisse zu selektieren, bei denen gleichzeitig Wechselwirkungen in beiden Detektorgruppen stattgefunden haben. Ohne diese Selektion müsste die Datenaufnahme sehr viele Ereignisse verarbeiten, welche hinterher wieder verworfen würden.

5.4.1 Zeitverteilung der Triggersignale

Die Kenntnis des Triggerzeitpunkts relativ zum Eintreffen eines Teilchens im Detektor ist sowohl zur Einstellung der Koinzidenz-Elektronik, als auch zur Justierung des ‘‘Halte’’-Signals der Verstärker auf das Maximum des Signalpulses notwendig. Das Triggersignal wird in den TA1.1 ASICs durch einen einfachen



(a) Variation des Triggerzeitpunkts mit der Amplitude des Signals (Timewalk).

(b) Signale und Trigger in Tracker (oben) und Kalorimeter (unten).

Abbildung 5.7: Ausgangssignal und Triggersignal von Tracker und Kalorimeter. Die Signale wurden einzeln relativ zu einem Plastikszintillator aufgenommen. Die Detektoren verwenden unterschiedliche Anstiegszeiten von etwa 2 bzw. 4 μ s.

Schwellen-Diskriminator am Ausgang des Filterverstärkers jedes einzelnen Kanals erzeugt (vergleiche Abbildung A.2 im Appendix A). Wie in Abbildung 5.7 zu sehen ist, wandert bei einem Schwellendiskriminator das Triggersignal mit abnehmender Signalamplitude zeitlich nach hinten. Dieser Effekt wird als ‘‘timewalk’’ bezeichnet und führt, wenn er nicht korrigiert wird, zu relativ großen Fehlern bei der Zeitmessung. Trotz des Timewalks hat der Schwellen-Diskriminator durch seine Einfachheit den Vorteil, wenig Leistung zu verbrauchen, was bei MEGA auf Grund der großen Anzahl der Kanäle wesentlich ist. Abbildung 5.7 zeigt die Signale jeweils eines Kanals des Trackers (oben) und des Kalorimeters (unten) zusammen mit dem vom jeweiligen Kanal erzeugten Triggersignal. Die beiden Kurven von D1 und D2 wurden einzeln aufgenommen und der Trigger des Oszilloskops dabei vom Signal eines Plastikszintillators mit Photomultiplier ausgelöst. Sichtbar ist dabei die unterschiedliche Anstiegszeit τ_s der beiden Verstärker und der daraus resultierende Zeitunterschied zwischen den Triggersignalen. Die Verteilungen der Triggerzeitpunkte in Abhängigkeit von der Signalamplitude werden im nächsten Kapitel behandelt.

Berechnung des Timewalk Um den Zusammenhang zwischen Triggerzeitpunkt und Amplitude zu bestimmen, benötigt man die mathematische Form des Ausgangssignals des Filterverstärkers. Bei dem im TA1 verwendeten semigaussian CR-RC Filter beträgt diese [EAJW91]:

$$A(t) = \frac{t/\tau_s}{e^{t/\tau_s}} A_{peak} e \quad (5.1)$$

Diese Pulsform $A(t)$ ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Zum Triggerzeitpunkt t_{trig} beträgt nun die Amplitude $A(t)$ gerade $Thresh$, so dass gilt:

$$\frac{A_{peak}}{V_{thresh}} = \frac{e^{t_{trig}/\tau_s}}{t_{trig}/\tau_s} \frac{1}{e} \quad (5.2)$$

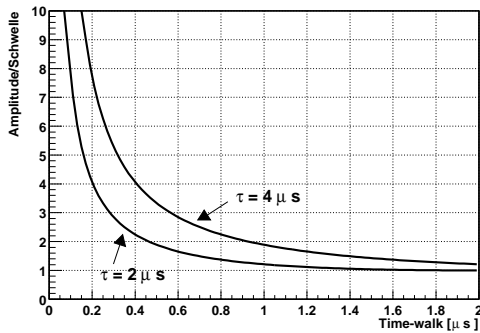


Abbildung 5.8: Zeitverschiebung (Timewalk) des Triggersignals bei unterschiedlicher Signalamplitude.

verbessert. Die Häufigkeitsverteilung der Triggerzeitpunkte vieler Ereignisse mit unterschiedlicher Signalamplitude ist gegeben durch:

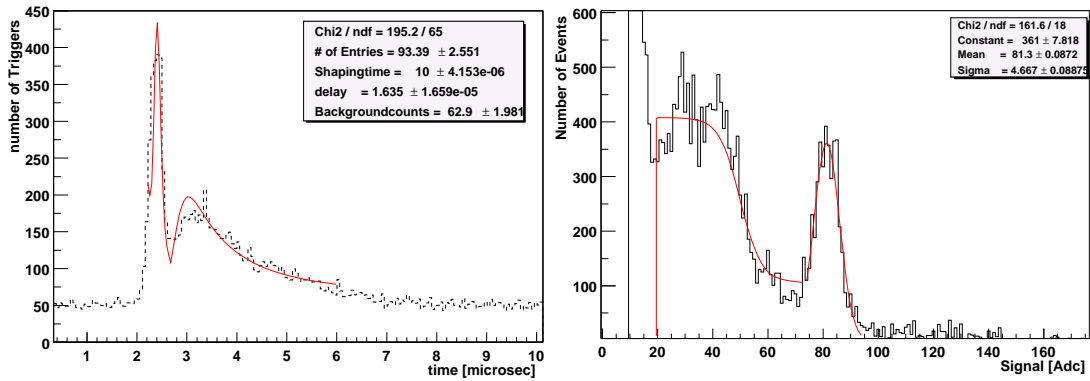
$$P(t_{trig}) = P(A_{peak}/V_{thresh}) \frac{d(A_{peak}/V_{thresh})}{dt_{trig}} = P(A_{peak}/V_{thresh}) \frac{1}{e} e^{-\frac{t_{trig}}{\tau_s}} \frac{t_{trig} - \tau_t}{t_{trig}^2} \quad (5.3)$$

$P(A_{peak}/V_{thresh})$ ist das Spektrum des Signals in Einheiten der Triggerschwelle. Für ein Verständnis der Zeitverteilung der Trigger benötigt man also auch die Kenntnis über das Energiespektrum $P(A_{peak})$, welches der Detektor während der Messung sieht, und die Höhe der Triggerschwelle V_{thresh} .

Messung des Timewalk Zur Messung der Triggerzeitpunkte wird ein Zeit-zu-Amplituden-Wandler verwendet. Den Referenz-Zeitpunkt bildet das Triggersignal eines Plastiksintillators mit Photomultiplier und Constant-Fraction-Diskriminator. Um häufige koinzidente Ereignisse zu erhalten, wurde für die

²Durch Differenzieren und Nullsetzen von Gleichung 5.1 ergibt sich, dass die Zeit zwischen Nullpunkt und Maximum des Signals, $\tau_{Anstieg}$, das 3/2-fache der Shapingzeit τ_s beträgt.

Messung eine ^{22}Na -Quelle verwendet, welche antiparallele 511 keV Photonen aus der Positronen-Annihilation emittiert. Die Quelle wurde auf der Verbindungslinie zwischen Plastikszieltillator und dem zu messenden Detektor positioniert. Diese Messung wurde sowohl mit Detektoren des Kalorimeters, als auch mit denen des Trackers durchgeführt. Das Ergebnis des Trackers ist in Abbildung 6.3 dargestellt.



(a) Verteilung der Triggerzeitpunkte mit dem Fit der oben angegebenen Verteilung.

(b) Pulshöhenspektrum der 511 keV Quelle in diesem Kristall.

Abbildung 5.9: Verteilung der Triggersignale und Pulshöhen eines einzelnen Kristalls im Kalorimeter. Die Verteilung der Triggersignale zeigt die Projektion des Spektrums mit Photopeak und Compton-Kontinuum auf die Zeitachse durch den Timewalk des Schwellendiskriminators.

Abbildung 5.9(a) zeigt die Verteilung der Triggerzeiten für einen einzelnen Kristall eines Kalorimetermodul. In Abbildung 5.9(b) ist das Energiespektrum dargestellt, welches der Kristall bei dieser Messung sieht.³ Als Modell des Spektrums $P_{(A_{peak}/V_{thresh})}$ wurde eine Comptonverteilung (Gleichung 2.1), welche nach unten bei der Triggerschwelle abgeschnitten und oben mit einer Sigmoidfunktion multipliziert ist, und einer Gaussverteilung für den Photopeak verwendet. Die Summe dieser Funktionen ist in Abbildung 5.9(b) als durchgezogene Linie dargestellt. Die nach Gleichung 5.3 transformierte Verteilung ist im linken Bild dargestellt und modelliert die Daten zufriedenstellend. Die absolute Position der Kurve in der Zeitachse, der Anteil des konstanten Hintergrunds und die Anstiegszeit des Filterverstärkers sind als Parameter beim fitten freigelassen. Das Hauptproblem für den Fit des Modells an die Daten besteht darin, dass die Unschärfe bei der Zeitmessung selbst, also eine zusätzliche Verbreiterung der Zeitverteilung gegenüber der transformierten Amplitudenverteilung, nicht berücksichtigt wird. Dadurch ergibt sich im Modell eine zu “scharfe” Verteilung der Triggerzeiten. Im Prinzip könnten die Messfehler bei der Zeitmessung durch eine Faltung von $P_{(t_{trig})}$

³Das Zeit- und Energiespektrum wurde nicht gleichzeitig, sondern nacheinander aufgenommen, wobei die Positionen von Quelle und Detektor nicht verändert wurden.

mit -beispielsweise- einer Gaußfunktion berücksichtigt werden. Wie im folgenden gezeigt wird, dominieren bei der Betrachtung eines kompletten Detektormoduls jedoch ohnehin andere Effekte die Verteilung.

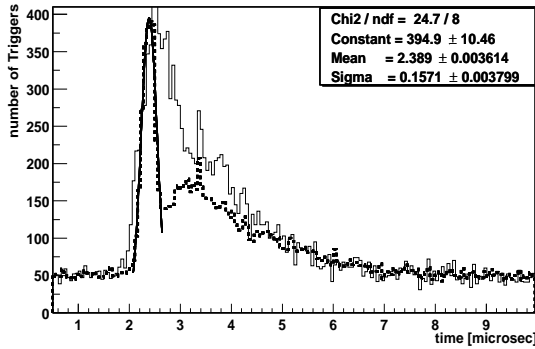


Abbildung 5.10: Verteilung der Triggersignale eines Detektormoduls. Werden alle Kanäle zum Triggern geöffnet (durchgezogene Linie), so führen die unterschiedlichen Triggerschwellen zu einer Verschmierung der Verteilung gegenüber der Verteilung eines einzelnen Kristalls (gestrichelte Linie).

Die Verteilung des gemeinsamen Triggersignals aller Kanäle ist wesentlich breiter, als die Verteilung eines einzelnen Kanals. Diese Verbreiterung wird im Tracker (Abbildung 6.3) ebenso beobachtet.

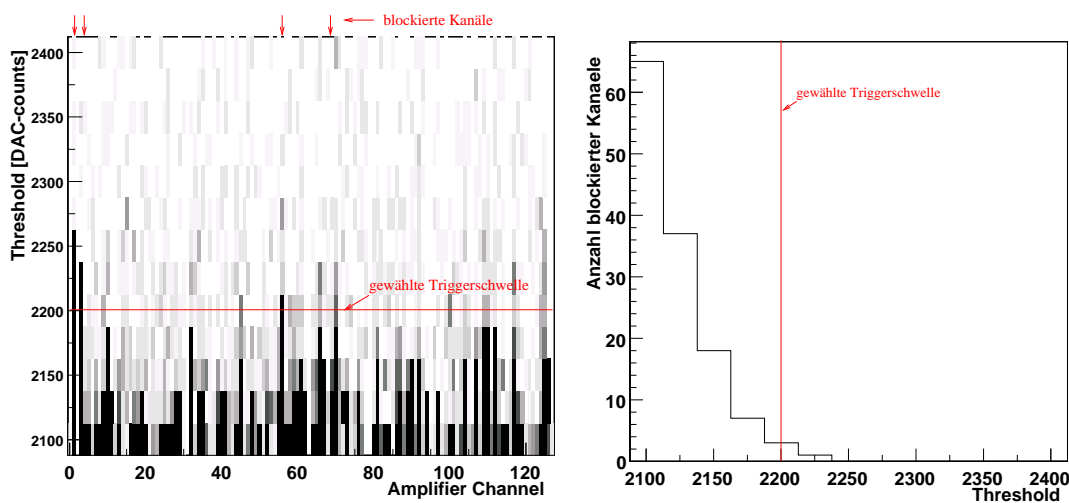
Als Maß für die intrinsische Zeitauflösung des Detektors kann man die Breite der Verteilung eines einzelnen Kristalls bei einer festen Energie bzw. Signalamplitude ansehen. Wie in Kapitel 6.2.2 genauer betrachtet wird, sollte sich diese Zeitauflösung durch eine Korrektur des Timewalks, mithilfe der nach der Messung bekannten Energie, erreichen lassen. Wird der Korrekturfaktor für jeden Kanal einzeln berechnet, kann damit auch die Variation des Zeitsignals aufgrund der unterschiedlichen Ruhelagen ausgeglichen werden. Der Fit einer Gaußverteilung an das Zeitsignal des Photopeaks eines einzelnen Kanals (wie in Abbildung 5.10 dargestellt) ergibt eine Standardabweichung σ von etwa 160 ns. Dies entspricht in etwa der relativen Breite des Photopeaks ($5\% = 0.05$) multipliziert mit der Anstiegszeit des gefilterten Signals von $4\mu\text{s}$. Dieser Wert (200 ns) kann jedoch nur als Näherung betrachtet werden, da der Signalverlauf $A(t)$ konvex gekrümmt ist, und damit anfangs steiler steigt als im Mittel.

Die unterschiedlichen Ruhelagen der Verstärker führen bei Verwendung einer gemeinsamen Triggerschwelle auch bei gleicher Signalamplitude zu einem unterschiedlich großen Verhältnis A_{peak}/V_{thresh} der einzelnen Kanäle. Da der Triggerzeitpunkt von A_{peak}/V_{thresh} bestimmt wird, führt dies zu einer Verschmierung der Triggersignale. Abbildung 5.10 zeigt sowohl die Verteilung der Triggersignale aller Pixel (durchgezogene Linie) eines Kalorimeter-Moduls als auch die Verteilung des einzelnen Kanals (gestrichelte Linie). Die Verteilung des ge-

5.4.2 Verteilung der Triggerschwellen

Der in MEGA benützte ASIC verwendet für alle 128 Verstärkerkanäle eine gemeinsame (externe) Triggerschwelle und liefert die Summe (logisches ODER) aller

Triggersignale. Da jeder Kanal eine andere Ruhelage und ein anderes Rauschniveau besitzt, werden einzelne Kanäle mit hohen Raten triggern, weil für sie die gewählte Schwelle zu niedrig ist. Um diese störenden Kanäle blockieren zu können, muss die interne Triggerschwelle jedes Kanals bekannt sein. Zu ihrer Bestimmung wird in jedem ASIC des Systems ein einzelner Kanal geöffnet, während die Trigger aller anderen Kanäle blockiert sind. Die externe Triggerschwelle wird variiert und bei jedem Wert die Triggerrate gemessen. Abbildung 5.11 (a) stellt das Ergebnis (Triggerrate in Abhängigkeit von der Triggerschwelle) einer solchen Messung für alle Kanäle eines TA1-ASIC dar. Das Ziel ist es, möglichst wenige



(a) Triggerraten einzelner Kanäle

(b) Anzahl zu blockierender Kanäle für eine Gesamttriggerrate von 50 Hz.

Abbildung 5.11: Der Triggerscan zeigt die Verteilung der Triggerraten eines Detektors. Die Triggerrate jedes Kanals ist als Graustufenplot mit einem Maximalwert von 10 Hz (am dunkelsten) dargestellt. Das Ergebnis der Suche nach zu blockierenden Kanälen ist dargestellt für eine Schwelle von 2200 DAC (entsprechend einer Signalladung von etwa 2500 Elektronen) und für eine Triggerrate des gesamten Detektors von 50 Hz. Die dafür zu blockierenden Kanäle sind in Abbildung a mit Pfeilen markiert.

Kanäle blockieren zu müssen und gleichzeitig eine niedrige Triggerschwelle und eine geringe Hintergrundrate zu erhalten. Um die störenden Kanäle aufzufinden, werden für jeden Wert der externen Triggerschwelle die Kanäle nach ihrer Triggerrate sortiert. Für eine vorgegebene Gesamttriggerrate des Detektors ergibt sich daraus die Zahl der zu blockierenden Kanäle. Die Relation zwischen der Anzahl der zu blockierenden Kanäle und der externen Triggerschwelle ist in Abbildung 5.11 (b) dargestellt. Für eine Triggerschwelle von 2200 DAC, was einer Energieschwelle von etwa 2500 Elektronen bzw. etwa 9 keV entspricht, müssen demnach vier Kanäle, die in Abbildung 5.11 (a) mit Pfeilen markiert sind, blockiert werden.

5.4.3 Korrelationen zwischen Kanälen

Die Bestimmung der Triggerschwellen aus Einzelmessungen für jeden Kanal geht davon aus, dass keine Korrelationen zwischen den Kanälen vorhanden sind, so dass das Rauschen eines Kanals nicht durch die anderen Kanäle beeinflusst wird. In Wirklichkeit kommen solche Korrelationen vor und sie können zu Problemen führen, da die betroffenen Kanäle zum Schwingen neigen wenn die Trigger der anderen Kanäle aktiviert werden.

Die Korrelation beschreibt die statistische Eigenschaft zweier Messgrößen, im Mittel gemeinsam oder entgegengesetzt zu variieren. Mögliche Korrelationen können durch Berechnen der Korrelationskoeffizienten gefunden werden, welche folgendermassen aus einem Datensatz $\{(x_i, y_i)\}_n$ berechnet werden:

$$\rho = \frac{\text{cov}(X, Y)}{\sqrt{\text{var}(X)\text{var}(Y)}} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (5.4)$$

Die Größen X, Y heißen nicht korreliert, wenn $\rho = 0$ ist. Der Korrelationskoeffizient kann Werte von -1 bis 1 annehmen. Eine Messgröße X ist mit sich selbst immer maximal positiv korreliert. Deshalb gilt $\rho(X, X) = 1$. x_i steht hier für den ADC-Wert des einen Kanals, y_i für den ADC-Wert des anderen Kanals während des i -ten von n Auslesezyklen.

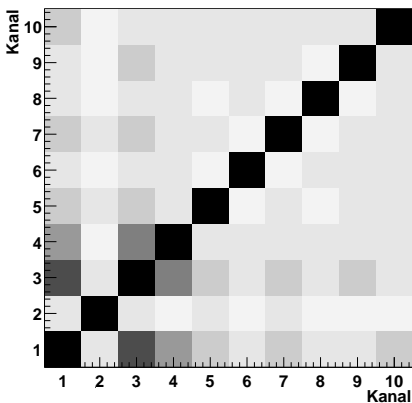


Abbildung 5.12: Korrelationskoeffizienten der ersten 10 Kanäle eines Detektors (“Aphrodite”) mit AC-Kopplung der Elektronik. Die Farbskala reicht von -0.25 (weiss) bis 1 (schwarz). Die Kanäle 1, 3 und 4 sind miteinander positiv (Werte von 0.5-0.9) korreliert, während alle anderen Kanäle Korrelationskoeffizienten zwischen -0.1 und 0.1 aufweisen.

die Eingansleitungen der ersten Kanäle in der Nähe der Versorgungsleitungen vorbeigeführt waren, was über kapazitiver Kopplung zu positiver Rückkopplung des

Bei der ersten Version der Hybridboards (AC-Kopplung) der Kalorimeter stellten wir erhöhte Korrelationen innerhalb der ersten Kanäle der Verstärker fest, wie in Abbildung 5.12 dargestellt. Bei diesen Modulen mussten die Trigger von 3 korrelierten Kanälen blockiert werden: Diese Kanäle fingen ansonsten an zu schwingen und hätten damit das gesamte Modul unbrauchbar gemacht. Der Scan der einzelnen Triggerleitungen, der oben beschrieben wurde, konnte dieses Problem nicht aufzeigen, da ja dabei mit Ausnahme des zu testenden Kanals die Trigger aller anderen Verstärkerkanäle blockiert sind. Ursache für die Korrelationen ist vermutlich, dass

Verstärkers führt. Bei den Hybridboards mit DC-Kopplung wurden kürzere Leiterbahnen mit größeren Abständen zueinander verwendet. Bei diesen Detektoren war keine Korrelation und auch keine Neigung zum Schwingen mehr feststellbar.

5.5 Lichtausbeute der Detektoren

Um eine möglichst gute Energieauflösung zu erreichen, kommen als Szintillatormaterialien nur diejenigen in Frage, die über die höchste Lichtausbeute verfügen. Die bekannten Materialien mit dieser Eigenschaft sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Mit Photodioden wurden die besten Ergebnisse bislang meist mit CsI(Tl) erreicht, da die Quanteneffizienz von Siliziumdioden innerhalb des gesamten Emissionsspektrums, wie in Abbildung 5.13 skizziert, hoch ist.

Die Quanteneffizienz der Photodioden wird im Bereich des sichtbaren Lichtes im Wesentlichen durch Reflexionsverluste an der Grenzschicht zwischen optischem Koppler und Silizium bestimmt. Sie liegt bei Photodioden im Bereich um 550 nm (dem Maximum der Emission des Szintillationslichts) bei etwa 65%. Die in CsI(Tl) erzeugte Lichtmenge beträgt etwa 56 Photonen pro keV. Dieser Wert wurde beispielsweise von [HLM88] bestimmt, indem eine optimale Geometrie (ein flacher dünner Kristall) verwendet wurde und Annahmen über die Einkopplerverluste in den Photodetektor und dessen Quanteneffizienz gemacht wurden. Ein Detektor, der geometrischen Vorgaben unterliegt, wird dagegen stets eine weniger optimale Geometrie haben und daher einen geringeren Teil der im Szintillator erzeugten Photonen detektieren. Im folgenden werden der Einfluss der Shapingzeit, des Reflektormaterials und der Kristalllänge auf die Lichtsammlung einzeln untersucht. Dazu wurde jeweils die Position des Photopeaks einer Cs¹³⁷-Quelle (662 keV), welche im Kristall absorbiert wird, und die Position des Photopeaks einer Am²⁴¹-Quelle (59.6 keV), welche direkt in der Photodiode konvertiert, verglichen. Da die mittlere notwendige Energie zur Erzeugung eines freien Elektron-Loch-Paars in Silizium bekannt ist (3,6 eV d.h. 276 Elektronen-Loch-Paare/keV in Tabelle 3.1) erhält man daraus die Anzahl der detektierten optischen Photonen.

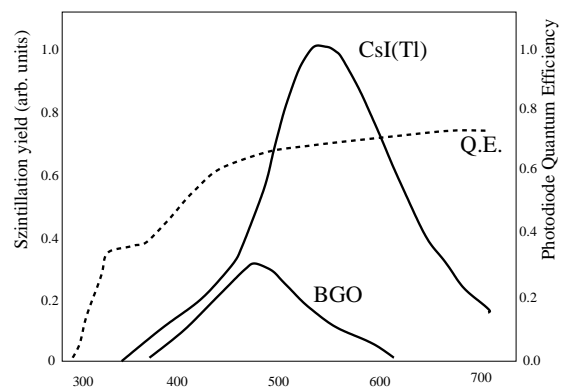


Abbildung 5.13: Quanteneffizienz von PIN-Photodioden und Spektrum des Szintillationslichts von CsI(Tl), nach Angaben der Firma HAMAMATSU.

5.5.1 Einfluss der Shapingzeit

Bei jedem Integrationsprozess, wie etwa bei der Integration des Ladungssignals auf dem Vorverstärker und ebenso bei der des Signals auf dem Filterverstärker, hängt die Signalamplitude von der Dauer der Integration ab. Der Signalverlust bei kurzer Integrationszeit wird als “ballistisches Defizit” bezeichnet. Während in Siliziumdetektoren (außer Driftdetektoren) die “charge collection time” im Bereich einiger ns liegt, so dass im allgemeinen kein ballistisches Defizit auftritt, wird das Szintillationslicht in CsI mit einer Abklingzeit von etwa $1 \mu\text{s}$ emittiert. Obwohl wir auf Grund der integrierten Bauweise der Verstärker die Integrationszeit des Vorverstärkers nicht überprüfen können, liegt sie vermutlich bei wesentlich längeren Zeiten, da keine Abhängigkeit der Signalamplitude von der Einstellung des Feedbackwiderstandes (welcher sich über die Spannung VFP am ASIC steuern lässt) messbar ist. Zusätzlich muss aber auch die Integration auf dem Shapingverstärker (die Shapingzeit) diese Abklingzeit deutlich übersteigen, wenn man den Großteil des emittierten Lichts integrieren will. Dieser Effekt wurde an einzelnen Kristallen mit diskret aufgebauter Elektronik überprüft und ist in Abbildung 5.14 dargestellt. Dabei zeigt sich, dass erst ab etwa $10 \mu\text{s}$ Shapingzeit die Lichtausbeute zu sättigen beginnt. Da im Fall von MEGA derart lange Shapingzeiten aber zu unverhältnismäßig großem Timewalk des Triggersignals führen würden (vergleiche Kapitel 5.4.1), wird eine Shapingzeit von $3 \mu\text{s}$ verwendet und der Verlust von etwa 20% der Signalamplitude akzeptiert.

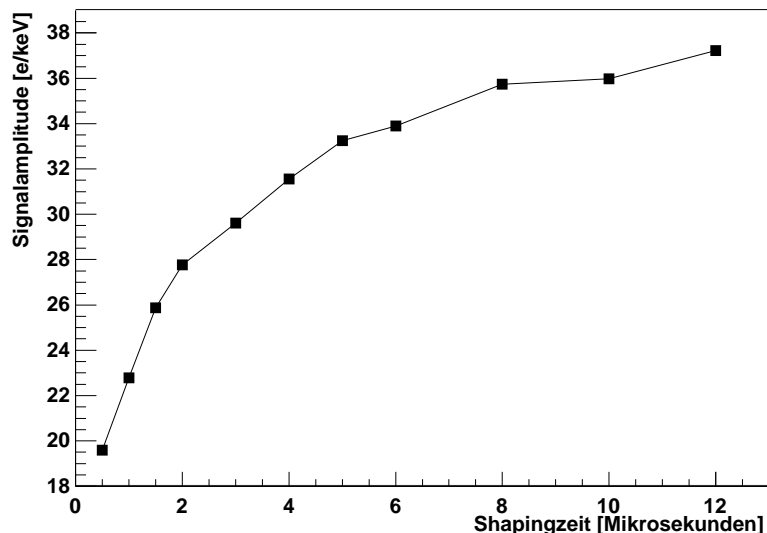


Abbildung 5.14: Abhängigkeit des Ladungssignals von der Shapingzeit (sogenanntes ballistisches Defizit). Die Messung wurde an einem Kristall mit 5×5 mm Querschnitt und 20 mm Länge durchgeführt. (Abbildung aus der Diplomarbeit[And00] von R. Andritschke, bzw. [SAS⁺00])

5.5.2 Reflektormaterial

Da CsI ein ziemlich weiches Material ist, lässt es sich nicht so glatt polieren wie beispielsweise NaI. Umso wichtiger ist ein guter Reflektor, der das aus dem Kristall ausgetretene Licht wieder zurück in den Kristall reflektiert. Dabei werden die besten Ergebnisse meist mit diffusen, nicht-metallischen Reflektoren erreicht, welche eine ausreichende Dicke des Reflektormaterials benötigen. In Abbildung 5.15 ist die Lichtausbeute verschiedener Kristalllängen bei unterschiedlich dickem Reflektormaterial dargestellt. In allen Modulen der Kalorimeter von MEGA werden 3-5 Lagen Millipore-Filterpapier (Typ VMWP00010, Porengröße $0,05 \mu\text{m}$, $75 \mu\text{m}$ stark) verwendet. Durch die Dicke des Reflektors wird auch der Anteil an insensitivem Volumen im Detektor festgelegt, den es zu minimieren gilt.

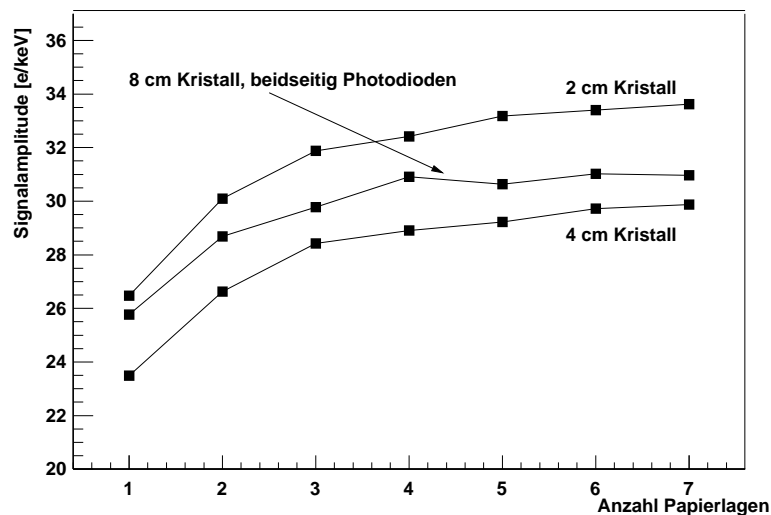


Abbildung 5.15: Abhängigkeit der Signalamplitude von der Dicke des Reflektors (die einzelnen Lagen des Reflektormaterials sind jeweils $75 \mu\text{m}$ stark). Bei den Detektoren von MEGA werden 3-5 Lagen verwendet.

5.5.3 Länge der Kristalle (Aspekt-Verhältnis)

In [BCD⁺93] wurde unter anderem der Einfluss des Querschnitts (rund, sechseckig, quadratisch) untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass runde und sechseckige Querschnitte zu etwa 10% höherer Lichtausbeute führen, als quadratische. Da die Kalorimeter für MEGA möglichst eng gepackt werden müssen, kommen jedoch nur quadratische Formen in Frage (und evtl. sechseckige, welche allerdings schwierig zu packen sind). Bei einem festen Querschnitt hängt die Lichtausbeute noch vom Verhältnis Länge/Breite (dem Aspekt) ab. Abbildung 5.16 zeigt die gemessene Lichtausbeute von drei Detektormodulen mit unterschiedlich langen Kristallen. Bei einseitiger Auslese ergeben längere Kristalle eine geringere Lichtausbeute, da häufigere Reflexionen notwendig sind, um das Licht auf die

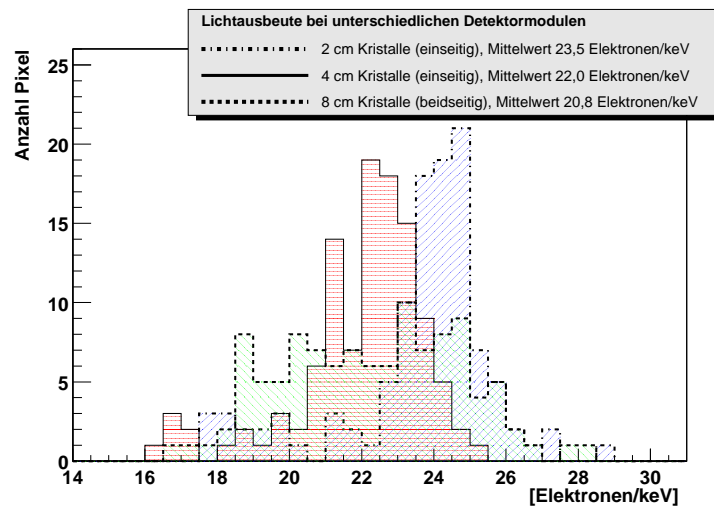


Abbildung 5.16: Lichtausbeute für unterschiedlich lange Kristalle mit quadratischem Querschnitt von $5 \times 5 \text{ mm}^2$.

Auskoppelfläche zu projizieren. Wenn das Szintillationslicht an beiden Enden des Kristalls detektiert wird, kann ein Teil der Verluste wieder kompensiert werden. Allerdings ist die Verteilung der Lichtausbeute aller Kristalle weniger gleichmäßig, so daß sich ein niedrigerer Mittelwert, als bei den einseitig ausgelesenen Detektoren ergibt. Dies wird vermutlich durch die ungleichmäßige Länge der Kristalle, und die darauffolgende schlechtere optische Kopplung einiger Kristalle, erzeugt. Zudem stellt man fest, dass bei den meisten Detektormodulen die Randkristalle eine etwas geringere Lichtausbeute zeigen, als die Kristalle der zweiten oder weiter innen liegenden Reihen. Die Ursache dafür liegt vermutlich in der optischen Kopplung zur Diode: Da der Silikonkoppler bei den Äussersten Kristallen nach aussen hin ausweichen kann, breitet er sich über den sensitiven Bereich der Diode hinaus weiter aus und leitet so einen Teil des Lichts in den insensitiven Bereich.

5.5.4 Eichung der 3D-Kalorimeter

Bei doppelseitig ausgelesenen Kristallen ist die Eichung der Energie und die Eichung der Position in z -Richtung (entlang der Kristallstäbe) nicht unabhängig voneinander. Man benötigt zum einen eine Eichkurve für die Bestimmung des Ortes aus dem Relativwert beider Signale, zum anderen eine Korrektur der Summe beider Signale in Abhängigkeit des Ortes (oder eben des Relativwertes, welcher aus der Messung bekannt ist). Zur Berechnung der Wechselwirkungstiefe muss die Lichtkurve jedes einzelnen Kristalls bekannt sein.

Bei der großen Anzahl von Kristallen, ist eine Eichung jedes Kristalls mit einer mechanisch kollimierten Quelle praktisch unmöglich. Daher verwenden wir die “ η -Methode”, bei welcher bei einer bekannten Häufigkeitsverteilung $P_z(z)$ der

Ortskoordinate z die kumulative Verteilungsfunktion $P_\eta(\eta)$ eines Messparameters η , bestimmt wird. Die Ortsbestimmung mit der η -Methode setzt voraus, dass der Parameter η monoton mit dem Ort der Wechselwirkung z steigt. Da beide Verteilungen aus demselben Datensatz stammen, und daher dieselbe Anzahl von Ereignissen enthalten, gilt dann für den Zusammenhang zwischen den beiden Verteilungen:

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_z(z) dz = \int_{-\infty}^{\infty} P_\eta(\eta) d\eta \quad (5.5)$$

Die Integrale müssen sich dazu über den gesamten Bereich der im Datensatz enthaltenen Werte der Verteilungen erstrecken. Da eine monoton steigende Beziehung $z(\eta)$ vorausgesetzt ist, und mit $z > 0$ gilt ebenso:

$$\int_0^{z_0} P_z(z) dz = \int_{-\infty}^{\eta_0} P_\eta(\eta) d\eta \quad (5.6)$$

Anschaulich bedeutet diese Beziehung, dass die Anzahl der Ereignisse mit $z < z_0$ und die Anzahl der Ereignisse mit $\eta < \eta_0$ gleich groß sind. Im einfachsten Fall ist die Verteilung P_z konstant innerhalb eines beschränkten Bereiches $0 < z < L$, so dass die linke Seite zu $\frac{N_{ges}}{L} z_0$ integriert werden kann. Damit lautet die gesuchte Beziehung dann:

$$z(\eta) = \frac{L}{N_{ges}} \cdot \int_{-\infty}^{\eta} P_\eta(\eta) d\eta \quad (5.7)$$

Als Messparameter η wird folgender Ausdruck η_c verwendet:

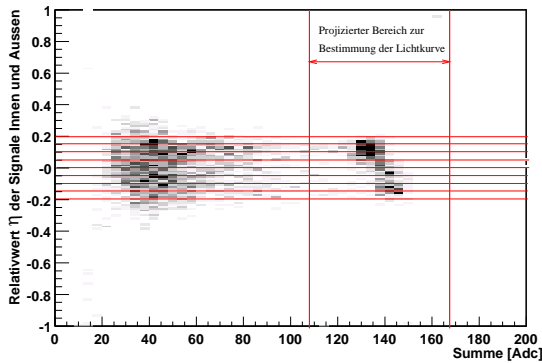
$$\eta_c = \frac{S_i - S_a}{S_i + S_a} \quad \text{und} \quad S_c = S_i + S_a \quad (5.8)$$

Hierbei steht S_i für das Signal der Diode bei $z = 8$ cm (Innenseite des Moduls) und S_a für das Signal der Diode bei $z = 0$ cm (Außenseite) steht. Die Summe S_c der Signale ist für die Bestimmung der Lichtkurve im Prinzip ohne Bedeutung, wird aber für die Eichung der Energie benötigt.

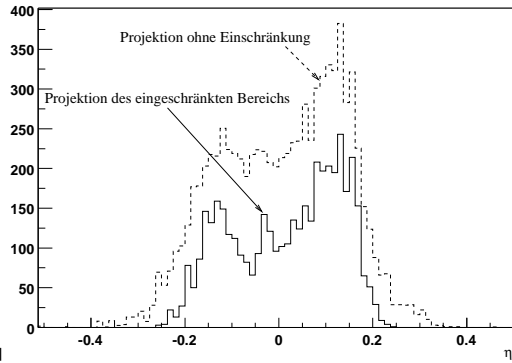
Die Eichung der Detektoren wird so durchgeführt, dass eine Quelle in großem Abstand (>40 cm) auf halber Höhe der Kristalle positioniert wird, und sowohl S_c als auch η_c einer großen Anzahl Ereignisse registriert und in einem 2D-Histogramm gespeichert werden.

Dieses Histogramm, dargestellt in Abbildung 5.17(a), wird zur Auswertung "scheibchenweise" in η -Richtung projiziert, so dass man Verteilungen von S_c für einen engen Bereich von η_c erhält. In jeder dieser Verteilungen wird die Position des Photopeaks bestimmt (Abbildung 5.17(c)) und für die Energieeichung genutzt.

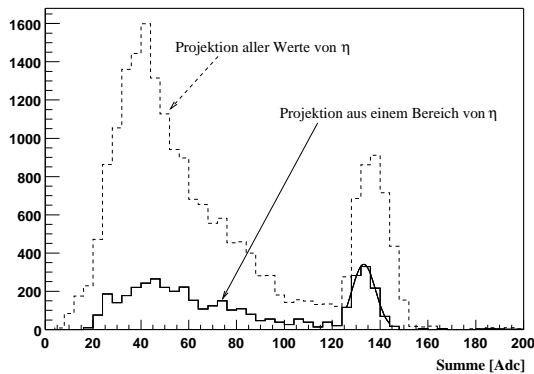
Im Prinzip ist die Verteilungsfunktion $P_\eta(\eta)$ von S_c unabhängig, so dass die gesamte Projektion des Histogramm in S-Richtung herangezogen werden könnte. Dies stimmt allerdings nur, falls von der Ungenauigkeit bei der Messung der



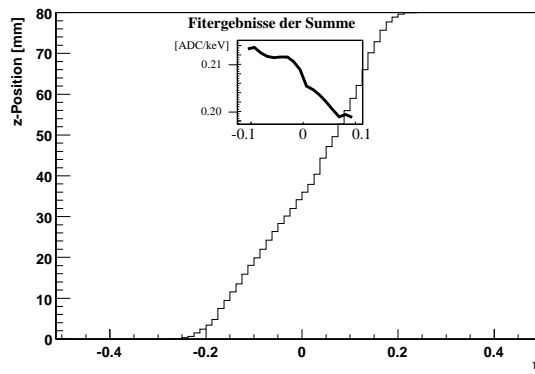
(a) 2D-Histogramm bestehend aus der Summe S und dem Relativwert η der beiden Diodensignale.



(b) $P(\eta)$: Projektion der Relativwerte η .



(c) Projektion der Summe. An den Photopeak der Projektion aus einem Teilbereich von η ist eine Gaußfunktion angepasst.



(d) Das Integral von $P(\eta)$ stellt die Lichtkurve des Kristalls dar. In der eingesetzten Abbildung ist die Position der Photopeaks in den verschiedenen Bereichen von η dargestellt.

Abbildung 5.17: Datenauswertung zur Bestimmung der Lichtkurve mit der η -Methode. In Abbildung b und c sind die Projektionen aus dem Gesamtbereich von Summe und Relativwert zusätzlich zu den Projektionen aus den eingeschränkten Bereichen zum Vergleich dargestellt. Das Inlet in Abbildung d zeigt die Ergebnisse der Fits aus Abbildung c für verschiedene Bereiche von η . Aus dieser Kurve wird für einen gemessenen Wert η die Energiekalibration für die Summe bestimmt.

Amplitude S_i und S_a abgesehen wird. Da die relative Ungenauigkeit mit steigender Signalamplitude abnimmt, liefern höhere Energien bei der Eichung eine engere Verteilung $P_\eta(\eta)$, vergleiche Abbildung 5.17(b), und damit eine steilere Lichtkurve $z(\eta)$. Zudem können bei niedrigen Energien ungleich hohe Triggerschwellen an beiden Dioden zu einer Verfälschung der Verteilung $P_\eta(\eta)$ führen. Um den Einfluss der Triggerschwellen und der Messunsicherheit gering zu hal-

ten, wird, ausgehend von den Fitergebnissen der Summenverteilungen, nur der Bereich des Photopeaks zur Bestimmung der Lichtkurve herangezogen bzw. der Bereich innerhalb der in 5.17(a) gezeigten Schwellen in S-Richtung projiziert. Diese Projektion wird numerisch integriert (d.h. die Bins summiert) und ergibt nach Gleichung 5.7 die in Abbildung 5.17(d) dargestellte Lichtkurve.

Bei der Mehrzahl der Kristalle ändert sich der Relativwert η_c um etwa 25% zwischen den beiden Extremwerten. Dieser Wert kann verglichen werden mit der intrinsischen Breite der Verteilung von η aufgrund des elektronischen Rauschens. Diese kann leicht abgeschätzt werden, da für Summe (Energie) und Differenz (η) dieselbe Gaußsche Fehlerfortpflanzung gilt. Daher beträgt die relative Breite von η ebenso wie die relative Breite der Energieauflösung etwa 10% FWHM. Eine Reduzierung des elektronischen Rauschens oder eine Erhöhung der relativen Lichtänderung würde die Tiefenauflösung demnach verbessern.

Einige Kristalle zeigen wesentlich steilere Lichtkurven mit einer Gesamtänderung von etwa 50 %. Interessanterweise liegt die Summe beider Diodensignale bei diesen Kristallen nicht niedriger, teilweise sogar höher als bei der Mehrzahl der Kristalle. Diese Kristalle liefern also sowohl eine besonders gute Orts- als auch Energieauflösung. Vermutlich hängt diese Eigenschaft mit der Oberflächenpolitur zusammen. Auch bei der Entwicklung der Kalorimeter für das Experiment GLAST [JGP⁺00] wurde eine Verbesserung sowohl der Lichtausbeute als auch der Lichtänderung durch Aufrauen einer Fläche des Kristalls gefunden.

Um die Methode der Eichung zu überprüfen wurden in [And00] die Ergebnisse aus der kumulativen Verteilung mit Ergebnissen verglichen, welche mit einem kollimierten Strahl erhalten wurden. Die Eichkurve aus der kumulativen Verteilung wich zwar an den Rändern von den anderen Messmethoden ab, war aber im größten Bereich ausreichend genau. Ein Offset der Lichtkurve in η -Richtung, der von ungleich guter optischer Kopplung an beiden Enden des Kristalls zeugt, wird bei etwa 5% der Kristalle beobachtet.

5.6 Ortsauflösung der Kalorimeter

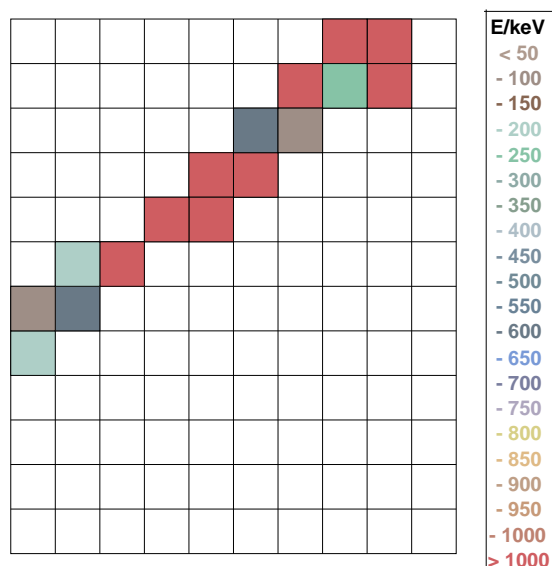


Abbildung 5.18: Spur eines hochenergetischen Teilchens (Myon) durch ein Kalorimetermodul.

x,y -Richtung wird für die Bildberechnung das Zentrum des Kristalls angenommen. Die Spur eines hochenergetischen Teilchens (Myon) beispielsweise, stellt sich in x,y -Richtung, wie in Abbildung 5.18 abgebildet, dar. Wenn das Teilchen

Die Ortsauflösung des Kalorimeters ist ein wesentlicher Parameter für die Winkelauflösung des Instruments, da sie die Auflösung bestimmt, mit der die Richtung des gestreuten Photons, und damit die Achse des “Compton-Kegels”, definiert ist. Die Genauigkeit, mit der ein einzelner Wechselwirkungsort in der pixelierten Ebene (x,y) erfasst werden kann, entspricht der Fläche eines Kristalls, in dessen Photodiode das Signal detektiert wurde. Bei den Detektoren des Prototyps bedeutet dies eine rechteckige Point-Spread-Funktion (PSF) mit einer Breite von 5,7 mm, bzw. einer Standardabweichung von $5,7/\sqrt{12} = 1,6$ mm. Als Wechselwirkungsort in

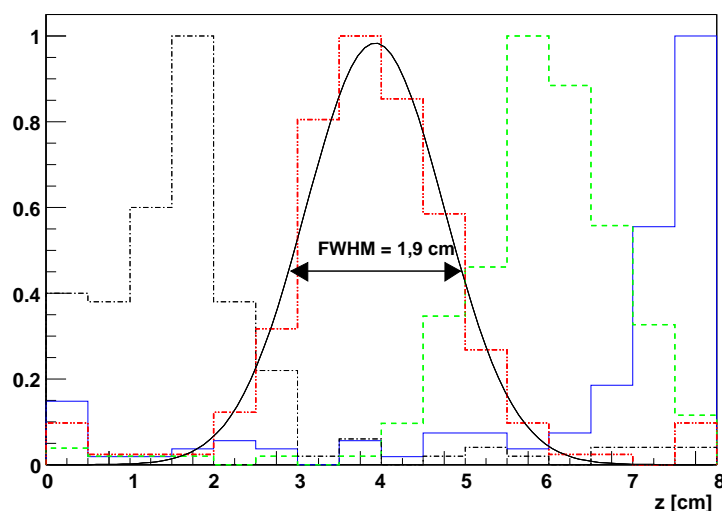


Abbildung 5.19: Gemessene Verteilung der Wechselwirkungen einer kollimierten ^{137}Cs -Quelle (662 keV) an unterschiedlichen z -Positionen (bei 2, 4, 6, und 8 cm). Die Quelle wurde durch Bleiplatten auf etwa 0,5 cm genau kollimiert.

dabei nebeneinanderliegende Kristalle durchläuft, könnte, in ähnlicher Weise wie

bei Streifendetektoren, die Spurrichtung interpoliert werden. Diese Möglichkeit wurde in dieser Arbeit jedoch nicht untersucht. Die Position der Wechselwirkung in der dritten Dimension, entlang der Kristallachse, ist bei Detektoren mit Photodioden an einem Kristallende, nicht bekannt, so daß in diesem Fall wiederum das Zentrum des Kristalls als Wechselwirkungsort angenommen wird. Bei Detektoren mit beidseitigen Photodioden dagegen kann die Position entlang der Kristallachse bestimmt werden. Dies erfolgt durch Vergleich des gemessenen Relativwerts η eines Ereignisses mit der Lichtkurve $z(\eta)$ des jeweiligen Kristalls.

Die Ortsauflösung entlang der z-Koordinate kann man mit Hilfe einer linienförmig (mittels 10 cm starker Bleiplatten mit 0,5 cm Abstand) kollimierten Quelle bestimmen, deren Strahl senkrecht zu den Kristallen auf eines der Detektormodule gerichtet wird. In Abbildung 5.19 sind die gemessenen Wechselwirkungsorte bei unterschiedlichen z-Positionen des Kollimators, dargestellt. Dabei wurden lediglich diejenigen Kristalle herausgegriffen, welche über eine größere Änderung des Relativwertes (von etwa 50%) verfügen. Damit ergibt sich eine Tiefenauflösung von etwa 2 cm FWHM. Bei den Kristallen mit einer flacheren Lichtkurve ergibt sich eine Tiefenauflösung von etwa 4 cm FWHM.

Die Ortsmessung aus der Berechnung der Lichtkurve ist, zumindest bei niedrigen deponierten Energien und der verwendeten kleinen Pixelgröße, ungenauer als die Bestimmung der Kristallkoordinate. Dies zeigt sich beispielsweise in der Messung einer punktförmig (durch eine Bohrung mit 0,5 cm Durchmesser in einer 5 cm starken Bleiplatte) kollimierten Quelle, welche senkrecht zu den Kristallstäben eingestrahlt wurde (Abbildung 5.20). Deutlich ist die größere Breite der Verteilung entlang der Kristallrichtung sichtbar. Aus diesem Grund sind im Instrument alle Module mit der in Pixel unterteilten Stirnfläche zum Zentrum des Trackers hin ausgerichtet, so dass der Winkelfehler durch die Parallaxe minimiert wird.

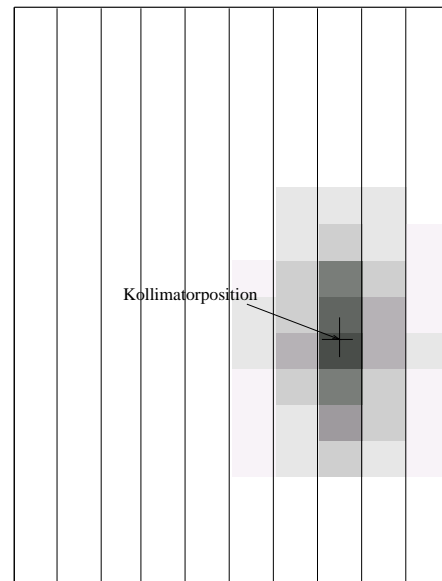


Abbildung 5.20: Abbildung einer punktförmig kollimierten Quelle auf eine Seitenwand eines Kalorimeters mit z-Auflösung. Die Auflösung entlang der Kristallstäbe ist schlechter als in Richtung der unterteilten Kristalle.

5.7 Energieauflösung der Kalorimeter

Neben der Ortsauflösung ist die Genauigkeit der Energiemessung der wichtigste Parameter, den das Kalorimeter von MEGA erfüllen muss. Bei einem segmentierten Detektor muss dabei berücksichtigt werden, auf wieviele Segmente sich die Energie eines Photons verteilt. Häufig werden hochenergetische Photonen nicht in einem einzelnen Kristall gestoppt, sondern erzeugen nach Compton-Wechselwirkung in einem Kristall auch in anderen Kristallen Signale. Dort können sie wiederum über Comptonstöße wechselwirken oder durch Photoabsorption stoppen. Je nach Anzahl N der Kristalle, in welchen Energie deponiert wird, werden die Signale mehrerer Photodioden addiert. Da die Messung in den einzelnen Segmenten statistisch unabhängig sind, erwartet man eine Verschlechterung der Energieauflösung für solche Ereignisse um den Faktor \sqrt{N} , wenn N die Anzahl der angesprochenen Segmente ist. Dabei muss allerdings berücksichtigt werden, dass die Energie der einzelnen Energiedeposite wesentlich geringer ist, als sie wäre, wenn das Photon in einem einzelnen Kristall stoppen würde. Da der absolute Messfehler einer einzelnen Wechselwirkung mit sinkender deponierter Energie abnimmt, sollte die Energieauflösung der Mehrfachwechselwirkungen um weniger als den Faktor \sqrt{N} verschlechtern. Die Energieauflösung der einzelnen Wechselwirkungen wird dabei durch die Eigenschaften des Photodetektors und die Lichtausbeute im Kristall bestimmt, die Häufigkeit von Mehrfachwechselwirkungen dagegen durch die Geometrie und das verwendete Detektormaterial. Je feiner der Detektor unterteilt ist, desto häufiger sind solche Mehrfach-Wechselwirkungen. Zur Eichung der Energiemessung werden γ -Emitter mit bekannten Energien verwendet, die als beliebig scharf im Vergleich zur moderaten Energieauflösung der Detektoren angesehen werden kann.

Relative Häufigkeit von Mehrfach-Wechselwirkungen Zunächst interessiert die Häufigkeit, mit welcher mehrfache Wechselwirkungen eines Photons im Kristallblock vorkommen. Nicht berücksichtigt werden dabei Ereignisse zwischen Detektormodulen, da deren Häufigkeit von der Position der Module zueinander abhängt. Abbildung 5.21 zeigt Spektren bei verschiedenen Energien, aufgeteilt in Einzel- und Doppel- und Dreifachwechselwirkungen. Alle Spektren eines Isotops sind auf den Wert 1 der angepassten Gaußkurve an den Photopeak der Einfachwechselwirkung (bei ^{22}Na auf den Photopeak der 511 keV-Linie) normiert. Dadurch kann die relative Häufigkeit von Einfach- zu Mehrfach-Wechselwirkungen direkt aus den Spektren bestimmt werden.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 für unterschiedliche Energien der Photonen und alle Längen der Kristalle aufgelistet. Die relative Anzahl der Mehrfach-Wechselwirkungen nimmt bei hohen Photonenenergien mit der Länge der Kristalle zu, weil die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung des Photons nach der

Energie	511 keV	662 keV	1275 keV	662 keV	511+1275 keV
	im Peak	im Peak	im Peak	alle Energiedeposite	
2cm Kristalle (zweifach)	16	19	44	8	12
(dreifach)	12	7	0,5	0,3	0,9
4cm Kristalle (zweifach)	27	33	26	14	14
(dreifach)	5	13	41	5	6
8cm Kristalle (zweifach)	32	46	70	28	25
(dreifach)	1	12	13	6	7

Tabelle 5.1: Anteil in Prozent von Mehrfach-Wechselwirkungen bei verschiedenen Energien und in unterschiedlich dicken Detektormodulen.

ersten Wechselwirkung zunimmt. Andererseits nimmt sie für niedrige Energien bei langen Kristallen ab, da Mehrfachwechselwirkungen weniger Energie pro Kristall deponieren und durch die niedrigere Lichtausbeute die Triggerschwellen bei längeren Kristallen höher liegen. Dies trifft insbesondere bei doppelseitiger Auslese zu, wo auf eine Diode nur das halbe Lichtsignal fällt.

Energieauflösung von Einfach- und Mehrfach-Wechselwirkungen Innerhalb eines Kristalls, führen nach Gleichung 3.1 drei Komponenten zu einer Ungenauigkeit der gemessenen Energie: das Rauschen der Messelektronik, Variationen der Lichtausbeute mit dem Ort der Wechselwirkung innerhalb des Kristalls und die statistische Natur der Photonenerzeugung. Da diese drei Komponenten einen unterschiedlichen Anteil an der Energieauflösung bei verschiedenen Energien besitzen Gleichung, können ihre Anteile nach Gleichung 3.1 einer Kurve $\sigma(E)$ zugeordnet werden. Abbildung 5.22 (a) zeigt den Verlauf der Energieauflösung für einfache Wechselwirkungen, in denen nur ein Kristall eines Moduls ein Signal oberhalb einer Schwelle von 100 keV enthält, Abbildung 5.22 (b) den für zweifache Wechselwirkungen. Für jede Kristalllänge wurde Gleichung 3.1 an die Daten angepasst und die Parameter der Gleichung in Tabelle 5.2 eingetragen.

Das elektronische Rauschen kann unabhängig bestimmt werden und beträgt, wie in Kapitel 5.3.1 beschrieben, etwa $300 e^-$ ENC. Dieser Parameter wurde beim Fit jedoch freigelassen. Der Wert, welcher sich aus dem Fit ergibt liegt etwas höher als $300 e^-$ ENC, da jede zusätzliche energieunabhängige Störung des Systems dazugezählt wird. Ebenso kann die Schwankung $\sqrt{\frac{E}{\epsilon}}$ auf Grund der Photonenstatistik aus der Lichtausbeute getrennt bestimmt werden, da die Lichtausbeute separat gemessen wurde. Die Lichtausbeute des Szintillators spielt eine zentrale Rolle für die Energieauflösung des Detektors, denn sie beeinflusst sowohl die Auflösungsbegrenzung durch die Photonenstatistik als auch den Anteil des elektronischen Rauschens an der Energieauflösung. Bei einseitig ausgelesenen Kristallen (von 2cm und 4cm Länge) ist der Anteil des elektronischen Rauschens

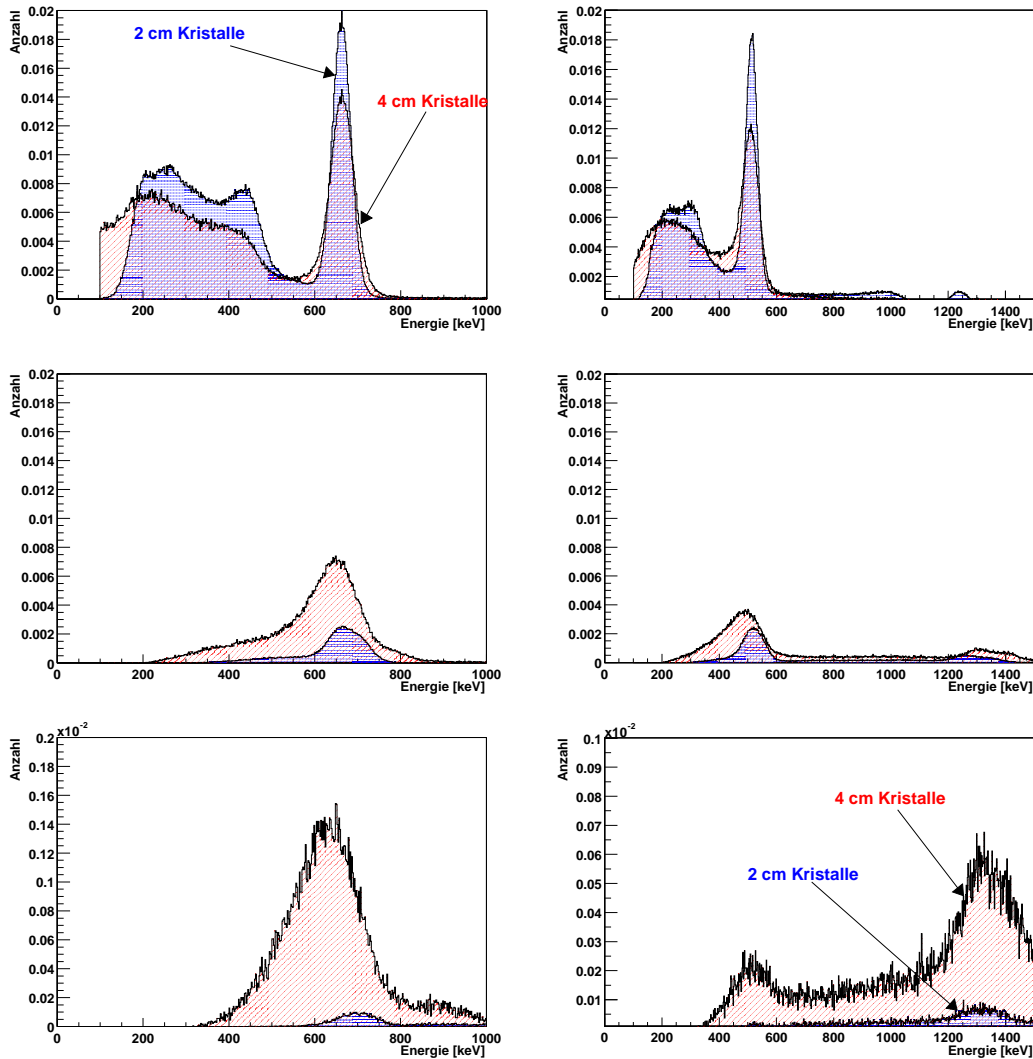


Abbildung 5.21: Spektren von Eichquellen (^{137}Cs , links, und ^{22}Na , rechts) für Detektormodule mit unterschiedlich langen Kristallen. Von oben nach unten sind einfache, zweifache, und dreifache Wechselwirkungen selektiert. Alle Spektren wurden so normiert, dass die Fläche des Photopeaks der Ereignisse mit einfacher Wechselwirkung 1 beträgt. Die Skala der untersten Spektren ist links um das 10-fache und rechts um das 20-fache überhöht dargestellt.

geringer als bei doppelseitig ausgelesenen, bei denen für die Bestimmung des Summensignals die Signale beider Dioden addiert wird. Die Erhöhung des Rauschens beträgt erwartungsgemäß etwa einen Faktor $\sqrt{2}$. Andererseits ist der Fehler durch Inhomogenität innerhalb des Kristalls, welche nicht korrigiert werden kann, größer. Bei den 8cm langen Kristallen wird die Änderung der Lichtausbeute mit dem Ort der Wechselwirkung im Kristall durch die Eichung mit $S_{(\eta)}$ teilweise korrigiert und dieser Anteil des Fehlers verringert.

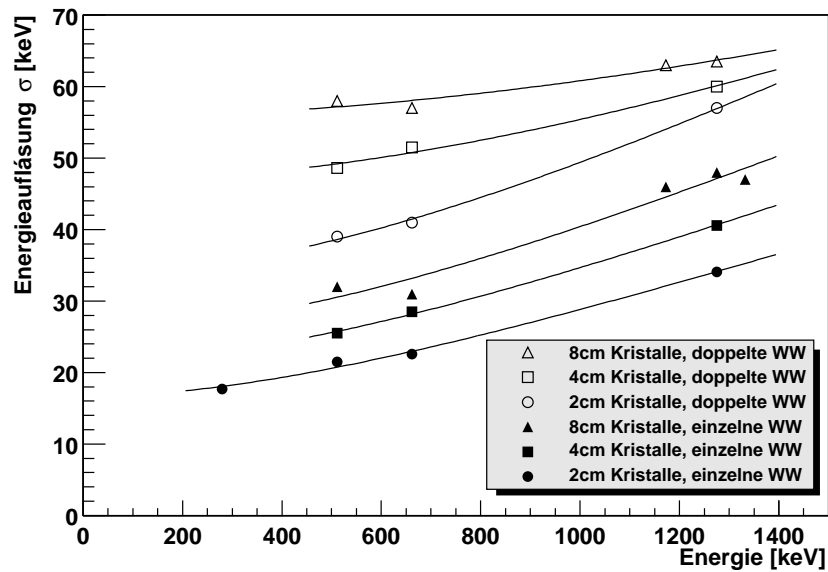


Abbildung 5.22: Energieauflösung von Detektormodulen mit 2cm (Dreiecke), 4cm (Kreise) und 8 cm (Quadrate) langen Kristallen getrennt nach einfachen und doppelten Wechselwirkungen in einem Modul.

	(vorgegeben)			Auflösung (662 keV)	
	Lichtausbeute	Rauschen [ENC]	Inhomogenität	σ [keV]	FWHM[%]
2cm (einfach)	23	380	2,3%	22,6	8,0
2cm (zweifach)		740	3,5%	43,0	15,0
4cm (einfach)	22	480	2,6%	28,5	10,0
4cm (zweifach)		1040	2,9%	51,5	18,0
8cm (einfach)	23	590	3,0%	30,5	10,8
8cm (zweifach)		1300	2,3%	57,0	20,0

Tabelle 5.2: Parameter der Energieauflösung der verschiedenen Kalorimetermodule. In den beiden rechten Spalten ist die Energieauflösung bei 662 keV angegeben.

Dynamischer Bereich und Linearität Sowohl der dynamische Bereich als auch die Linearität der Detektoren wird durch die Eigenschaften der Ausleseelektronik bestimmt. Dabei begrenzen die Vorverstärker des TA1-ASIC die Amplituden auf 10 fC (62000 Elektronen), wie in Anhang A gezeigt. Bei einer Lichtausbeute von 25 Elektronen/keV ergeben sich für einseitig ausgelesene Module damit 2.5 MeV, bzw für doppelseitige Module 5 MeV als maximales linear messbares Signal.

Bei Messungen von Photonen stößt man kaum an die Grenze des dynamischen Bereichs, da sich die Wechselwirkungen bei hohen Energien meist auf mehrere Kristalle verteilen, wodurch der dynamische Bereich sich entsprechend vergrößert.

Für hochenergetische Elektronen oder Myonen bleibt der Energiedeposit allerdings lokalisiert, so daß einzelne Kanäle sättigen können. Durch Verschiebung der Offsets der Verstärker, wie in Anhang A erläutert, kann der dynamische Bereich noch um etwa das 1,5-fache vergrößert werden.

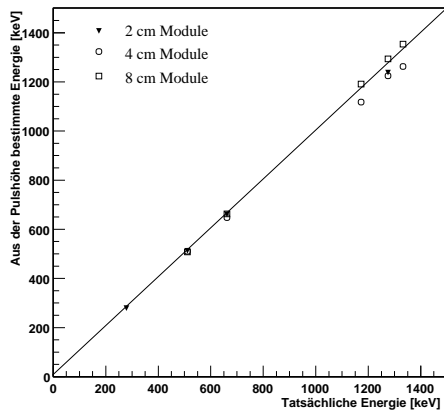


Abbildung 5.23: Linearität der Energie-messung aus den verschiedenen Linien der Eichpräparate. Die skizzierte Linie stellt die Diagonale des Graphen dar.

des TA1-ASIC ist, wie in Anhang A gezeigt, für Testpulse mit externem Trigger jedoch linear. Im eigentlichen Instrument wird der Trigger des Kalorimeters vom Trigger des Trackers ausgelöst. Dadurch hofft man, diese Nichtlinearität zu vermeiden.

Abbildung 5.23 stellt die anhand der Spektren ermittelte Linearität von 3 Detektoren dar. Einige der Module messen bei hohen Energien tendenziell zu niedrige Amplituden. Da bei diesen Messungen der Trigger jedes Moduls verwendet wird kann noch eine weitere Ursache für Nichtlinearität hinzukommen: Die Verschiebung des Triggerzeitpunkts mit der Amplitude des Signals (Timewalk, vgl. Kapitel 5.4.1) führt dazu, dass kleinere Signale zu spät bzw. größere Signale zu früh gehalten werden, was zur beschriebenen Linearität führt. Die Verstärkung

5.8 Diskussion

Durch die Pixelierung ergibt sich ein Widerspruch zwischen den gewünschten Eigenschaften guter Energie- und Ortsauflösung. Kleine Pixel liefern eine exakte Messung des Ortes jeder einzelnen Wechselwirkung. Allerdings ist eine korrekte Rekonstruktion der Reihenfolge der Wechselwirkung mit der Methode der CSR (Kapitel 2.3.4) notwendig, um von der genauen Ortsinformation einzelner Wechselwirkungen profitieren zu können.

Doch je kleiner die Pixel sind, desto häufiger verteilt sich die Energie des Photons auf mehrere Pixel, wodurch sich der Messfehler erhöht und die Energieauflösung verschlechtert. Große Pixel hingegen verteilen ihr Signal weniger häufig auf mehr als einen Verstärkerkanal, und bieten durch das geringere Aspekt-Verhältnis eine geringfügig höhere Lichtausbeute mit geringerer Inhomogenität. Jedoch würde (bei PIN-Dioden) die höhere Kapazität über stärkeres Rauschen die Energieauflösung beeinträchtigen. Gelingt es, auch bei großen Pixeln das elektronische Rauschen niedrig zu halten, erreicht man insgesamt eine bessere

Energieauflösung als mit kleinen Pixeln. Der springende Punkt ist also, niedriges elektronisches Rauschen bei relativ großen Flächen zu erreichen. Betrachten wir dieses Problem etwas genauer:

Die Kapazität der Siliziumdiode spielt eine wesentliche Rolle bei der erreichbaren Genauigkeit einer Messung des Ladungssignals in Photodioden. Die Kapazität eines p-n-Übergangs wird nach ihrer Definition aus der Anzahl der Ladungsträger berechnet, welche beim Ändern der angelegten Biasspannung aus dem depletierten Volumen entfernt werden [Pei92]. Mit $dQ = q N_n dD_n$ und der Ableitung von Gleichung 4.3 nach V_{Bias} führt das auf dieselbe Gleichung, die auch die Kapazität eines Plattenkondensators der Dicke D_n und der Fläche A beschreibt:

$$C = A \frac{dQ}{dD_n} \frac{dD_n}{dV_{BIAS}} = A \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0}{2 \mu_e \rho V_{BIAS}}} = \epsilon \epsilon_0 \frac{A}{D_n} \quad (5.9)$$

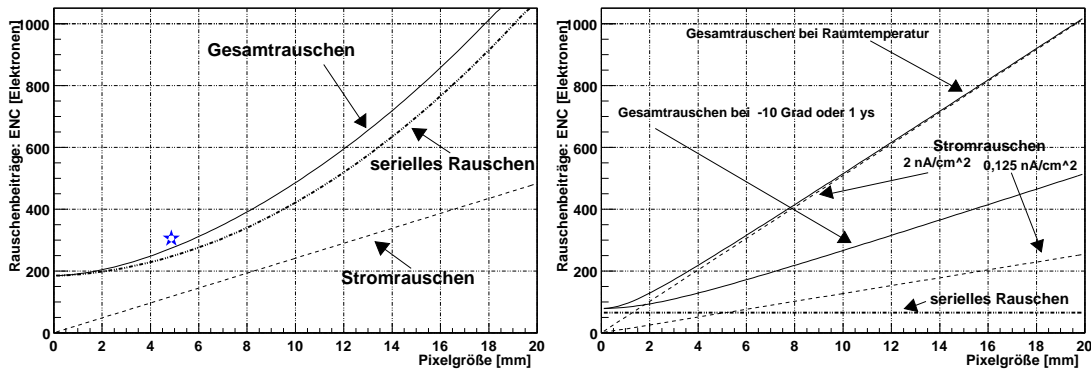
Die Variablen sind dieselben wie in Gleichung 4.3. Die gesamte Kapazität eines Pixels der Kantenlänge x setzt sich zusammen aus der Kapazität gegenüber der Rückseite, gegenüber den Nachbarpixeln (entlang der Kanten) und aus der Kapazität der Zuleitungen. Sie beträgt damit:

$$C_{tot} = \epsilon \epsilon_0 \frac{x^2}{D} + 4x\alpha_1 + \alpha_2$$

Die Kapazität zu den Nachbarpads hängt dabei vom Abstand zwischen den dotierten Pixeln und von den Eigenschaften des Übergangs der Dotierung ab.

Für α_1 wurde ein Wert von 1 pF/cm und für die Kapazität der Zuleitungen, α_2 , ein Wert von 3 pF angenommen. Wird die Kapazität zusammen mit dem gemessenen Leckstrom von 0,8 nA/cm² in Gleichung 3.3 eingesetzt, so erhält man für eine vorgegebene Shapingzeit τ das erwartete Rauschen der Elektronik. Abbildung 5.24(a) zeigt die Darstellung des Rauschens für die Werte $ENC_{Base} = 165$ Elektronen, $ENC_{slope} = 6.5$ Elektronen/pF, $\tau = 3 \mu s$ wie sie den in den Kalorimetern verwendeten Verstärkern entsprechen. Wie in der Abbildung deutlich wird, dominiert bei dieser Shapingzeit das serielle Rauschen, so dass eine längere Shapingzeit (welche das serielle Rauschen unterdrücken, aber das parallele Rauschen des Leckstroms verstärken würde) verwendet werden könnte. Diese würde bei der verwendeten Version des TA-Chips allerdings zu größerem Timewalk des Triggersignals führen und wird deshalb nicht verwendet.

Eine wesentliche Verbesserung der Rauschwerte könnte mit Driftdioden erreicht werden. Bei diesen ist die Kapazität der Anode, an welcher das Ladungssignal detektiert wird, äusserst klein ($\ll 1$ pF) und unabhängig von der Fläche der Diode. Um niedrige Rauschwerte zu erreichen, muss die Frontend-Elektronik der



(a) Rauschen in $300\ \mu\text{m}$ dicken PIN-Dioden, wenn sie mit TA1 ASICs ausgelesen werden. Der angenommene Leckstrom beträgt $0,8\ \text{nA}/\text{cm}^2$.

(b) Rauschen in Driftdioden. Der angenommene Leckstrom beträgt $2\ \text{nA}/\text{cm}^2$, bzw. $0,125\ \text{nA}/\text{cm}^2$.

Abbildung 5.24: Vergleich zwischen PIN-Dioden und Driftdioden. Da die Kapazität der Driftdioden wesentlich geringer ist als die Kapazität der PIN-Dioden muss der Vorverstärker den neuen Verhältnissen angepasst werden.

geringen Kapazität angepasst werden, was jedoch einfach machbar ist. Driftdioden haben dennoch eine intrinsische Schwierigkeit: Soll die Diode bei Raumtemperatur und mit langen Shapingzeiten betrieben werden, ist der Leckstrom die wesentliche Limitierung der Energieauflösung. Dieser beträgt, aufgrund der involvierten technologischen Prozessschritte, meist etwa das 2-3 fache des Leckstroms einfacher Dioden. Abbildung 5.24(b) zeigt eine Darstellung von Gleichung 3.3 für die Werte $ENC_{Base} = 50$ Elektronen, $ENC_{slope} = 15$ Elektronen/pF, $\tau = 4\ \mu\text{s}$ für Driftdetektoren mit vernachlässigbar kleiner Detektorkapazität jedoch einer Kapazität der Zuleitungen von $1\ \text{pF}$ und einem Leckstrom von $2\ \text{nA}/\text{cm}^2$. Man erkennt, dass durch die niedrige Kapazität der Anteil des seriellen Rauschens gering ist (es kann durch im Detektor integrierte FET noch weit geringer ausfallen, wie in [Lec96] beschrieben). Bei großen Flächen und langen Shapingzeiten wird dieser Vorteil jedoch durch den höheren Leckstrom bei Raumtemperatur zunichte gemacht. Um diesen Anteil zu reduzieren, gibt es zwei Möglichkeiten: Eine Erniedrigung der Betriebstemperatur auf -10° , die den Leckstrom auf etwa $1/16$ des Wertes bei Raumtemperatur absenken würde, ist ebenfalls in Abbildung 5.24(b) dargestellt. Denselben Effekt hätte eine Verkürzung der Shapingzeit auf beispielsweise $1\ \mu\text{s}$. Da die langen Shapingzeiten mit Driftdioden nur auf Grund des langsamen Szintillators CsI(Tl) notwendig sind (und nicht, wie bei PiN-Dioden, auch um das serielle Rauschen zu reduzieren), bieten hier neue Szintillatormaterialien wie $\text{LaCl}_3(\text{Ce}^{3+})$, wie in [vLDvE⁺00] beschrieben, evtl. weitere Möglichkeiten zur Verbesserung der Energieauflösung des Kalorimeters.

Kapitel 6

Das MEGA Prototyp Instrument

Ein γ -Teleskop, das die Abbildung über Compton- und Paarerzeugung kombiniert, wurde noch nie funktionsfähig betrieben. Um die prinzipiellen Eigenschaften des geplanten MEGA-Instruments (wie in Abbildung 1.10 dargestellt) an einem Instrument in kleinerem Maßstab experimentell verifizieren zu können, wurden daher die in den letzten Kapiteln beschriebenen Detektormodule zu einem kleinen Prototypen zusammengestellt. Indem man die am Prototypen gemessenen Daten mit den Ergebnissen von Monte-Carlo Simulationen vergleicht, kann man damit die Gültigkeit der Simulationen auch für das vollständige Instrument validieren. Als nächsten größeren Schritt wird das MEGA-Prototyp-Instrument in einem Ballonflug getestet werden, der für das Jahr 2002 mit einem Start von Frankreich aus geplant ist.

6.1 Aufbau und Überblick

Die kleine Version des MEGA Prototypen ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Der Tracker besteht aus zehn Detektorlagen der Silizium- Streifendetektoren, die übereinander im Abstand von 11 mm angeordnet sind. Die einzelnen Träger werden mit Abstandshaltern auf vier Stangen in den Ecken der Träger aufgefädelt. Diese Stangen sind in einer 5 mm starken Grundplatte aus Aluminium verschraubt, welche unterhalb der Siliziumdetektoren auf eine Dicke von 1 mm abgefräst ist. Eine Haube aus 1 mm starkem

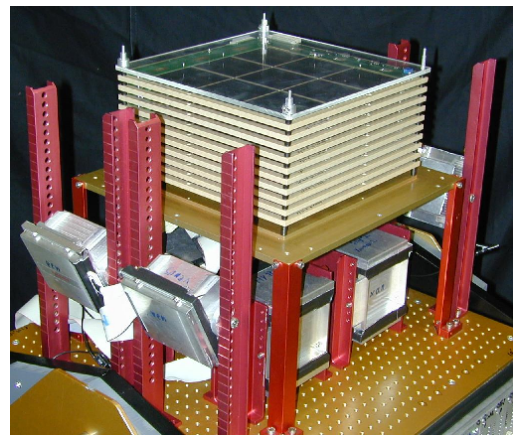


Abbildung 6.1: Photo des Prototypen mit abgenommener Haube des Trackers.

Aluminium schützt den Tracker vor mechanischer Beschädigung, Streulicht und elektrischen Störungen.

Die Module des Kalorimeters sind einzeln mit Haltern auf einer Aluminiumplatte befestigt, die den Bereich der Detektoren von der Versorgungselektronik trennt. Insgesamt werden 20 Detektormodulen verwendet, wobei vier 8 cm tiefen Module unterhalb des Trackers angeordnet sind. Ringförmig um den Tracker sind in der unteren Reihe acht 4 cm tiefe Module und in der oberen Reihe acht 2 cm tiefe Module angebracht. Alle Module sind mit der pixellierten Stirnfläche zum Zentrum des Trackers hin ausgerichtet, da in dieser Position die beste Winkelauflösung für Photonen, die im Tracker gestreut wurden, erreicht wird. Die für die seitlichen Positionen vorgesehenen Module konnten während dieser Arbeit nicht vollständig fertiggestellt werden. Das Instrument wurde daher bereits mit 8 Modulen in Betrieb genommen, wobei durch das Hinzufügen der restlichen Module zwar die Effizienz und damit die effektive Fläche erhöht, die Eigenschaften des Instruments aber weitgehend unverändert bleiben sollten.

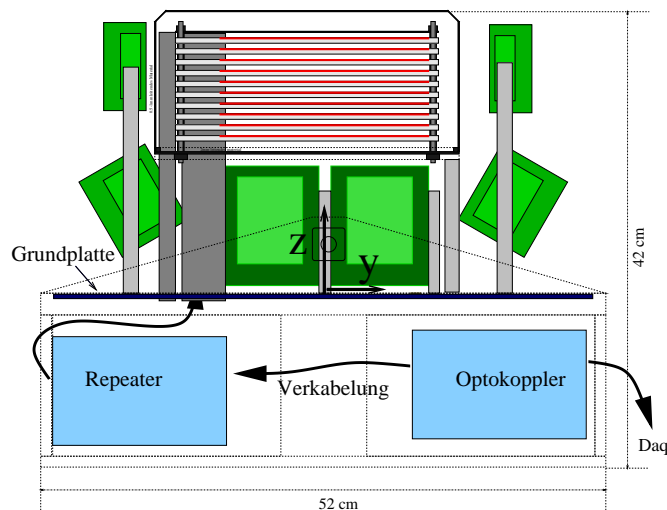


Abbildung 6.2: Querschnitt durch das MEGA Prototyp-Instrument. Als Koordinatensprung für alle Positionsangaben in der Datenanalyse wird das Zentrum der Grundplatte (in Abbildung 6.2 mit (z,y) markiert) verwendet, relativ zu dem alle Detektoren symmetrisch angeordnet sind.

Abbildung 6.2 zeigt einen Querschnitt durch den Prototypen: Während die ASICs der Frontend-Elektronik direkt an den Detektoren untergebracht sind, befinden sich deren Versorgungselektronik (Repeaterkarten) und die Schnittstelle zur Datenaufnahme (Optokoppler) im Boden des Kamerakopfes unterhalb der Grundplatte. Die Netzgeräte zur Stromversorgung, ein Datenaufnahmesystem (VME-Bus) sowie ein Rechner sind vom Instrument getrennt montiert. Dadurch wird vermieden, dass deren Wärmeüberschuss und elektrische Störsignale auf die empfindlichen Detektoren übertragen werden (Das gesamte System ist im

Appendix dargestellt in Abbildung A.8). Das Instrument kann um bis zu 90° geschwenkt werden, um es beispielsweise auf einen horizontalen Teststrahl an einem Teilchenbeschleuniger hin auszurichten.

6.2 Koinzidenz der Triggersignale

Für die Messungen mit dem Prototypen werden die Triggersignale des Trackers und des Kalorimeters in einer Koinzidenzschaltung verglichen. Diese Zeitkoinzidenz ist das wichtigste Kriterium für ein Comptonteleoskop, um Wechselwirkungen in den Detektoren einem zusammengehörigen Ereignis zuzuordnen. Solche Wechselwirkungen erzeugen in den Detektoren um die Flugzeit des Photons zeitlich verschobene Triggersignale. Obwohl dieser Zeitunterschied, der bei einem Abstand zwischen den Detektoren von 30 cm nur 1 ns beträgt, wegen unzureichender Genauigkeit der Zeitmessung nicht aufgelöst werden kann, ist es notwendig, zufallsbedingte Koinzidenzen soweit möglich zu unterdrücken.

Wenn ν_1 bzw. ν_2 die Einzelraten der Detektorgruppen D1 und D2 sind, und ω_c die Breite des Koinzidenzfensters, beträgt die Rate an zufälligen Koinzidenzen¹ $\nu_R = \omega_c \nu_1 \nu_2$. Der Anteil an Zufallsereignissen in einem Messdatensatz ist also:

$$\frac{\nu_R}{\nu_c} = \frac{\omega_c \nu_1 \nu_2}{\nu_c} = \frac{\omega_c \alpha_1 S \alpha_2 S}{\alpha_c S} = \alpha \omega_c S \quad (6.1)$$

Der rechte Ausdruck gilt unter der Voraussetzung einer so starken Quelle, dass die Einzelraten im wesentlichen durch den Photonenfluss S der Quelle am Ort des Detektors hervorgerufen werden. α_i sind die Trigger-Effizienzen der Detektoren.

Der Faktor α ist dabei das Verhältnis des Produktes der beiden Wahrscheinlichkeiten dafür, dass ein Quellphoton in einem der Detektoren einen Trigger auslöst, zur Wahrscheinlichkeit, dass es zu einem koinzidenten Ereignis in beiden Detektoren führt. α hängt in komplizierter Weise von Material, Volumen und Anordnung der Detektoren ab, grundsätzlich gilt aber: Je näher die Detektoren D1 und D2 beieinander angeordnet sind, desto geringer ist α , da die Einzelraten der Detektoren von ihrer relativen Position nicht abhängig sind, und desto geringer ist der Anteil der Zufallskoinzidenzen. Die Vorgabe, α durch einen geringen Abstand der Detektoren klein zu halten, ist dabei durch die Ortsauflösung in den Detektoren limitiert.

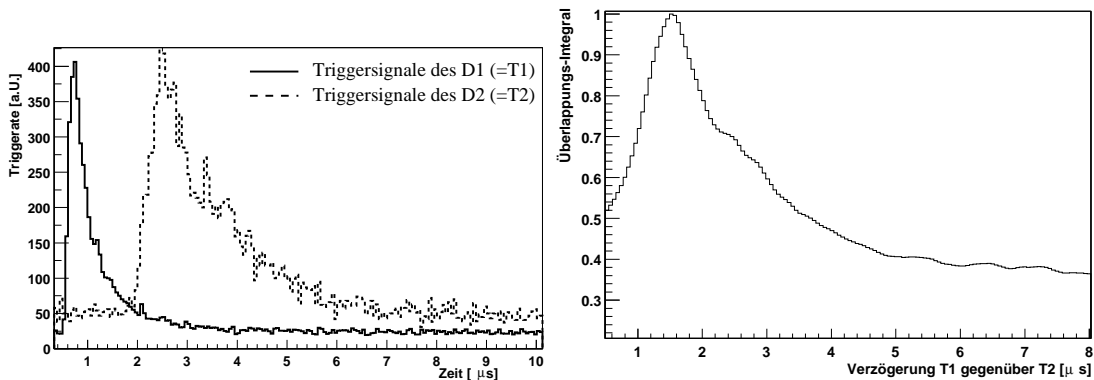
Ausserdem möchte man die Breite ω_c des Koinzidenzfensters so kurz wie möglich wählen. Die untere Grenze für ω_c ist durch die Zeitauflösung der Detektoren gesetzt, da man bei zu kurzem Koinzidenzfenster koinzidente Ereignisse verwirft.

¹Man kann sich vorstellen, dass $\nu_1 \omega_c$ der Anteil der Zeit ist, während der das Koinzidenzfenster des D1 offen steht. Damit ist es auch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass es offen steht, wenn mit der Rate ν_2 ein Trigger aus dem zweiten Detektor eintrifft.

6.2.1 Relativer Zeitunterschied zwischen D1 und D2

In Abbildung 6.3 ist die Verteilung der Zeitpunkte T1 und T2 der Triggersignale der beiden Detektorsysteme D1 und D2 relativ zu einem dritten, sehr schnellen, Detektor (Plastiksintillator) dargestellt. Die Messung wurde wie in Kapitel 5.4.1 beschrieben, mit einer Annihilationsquelle durchgeführt.

Da die Anzahl der Einträge im Histogramm die Wahrscheinlichkeit darstellt, dass zu diesem Zeitpunkt ein Triggersignal dieses Detektors erzeugt wird, ist die Wahrscheinlichkeit eines bestimmten Zeitunterschieds der beiden Signale gegeben durch das Integral des Produktes der beiden Verteilungen bei einer Verschiebung der Verteilung T1 um die Zeit t , der sogenannten Kreuz-Korrelation. Aus diesem Integral, das in Abbildung 6.3 (b) dargestellt ist, kann im Prinzip die beste Position und Breite des Koinzidenzfensters bestimmt werden. Demnach liegt das Maximum des Überlapps bei $1,5 \mu\text{s}$ und besitzt eine Halbwertsbreite von etwa $1,2 \mu\text{s}$. Diese Messung berücksichtigt jedoch nicht die Energieabhängigkeit der Zeitverteilung, und nur für eine einzige Energie (511 keV) durchgeführt werden kann.



(a) Verteilung der Triggersignale von D1 und D2 relativ zum Signal eines Plastiksintillators.

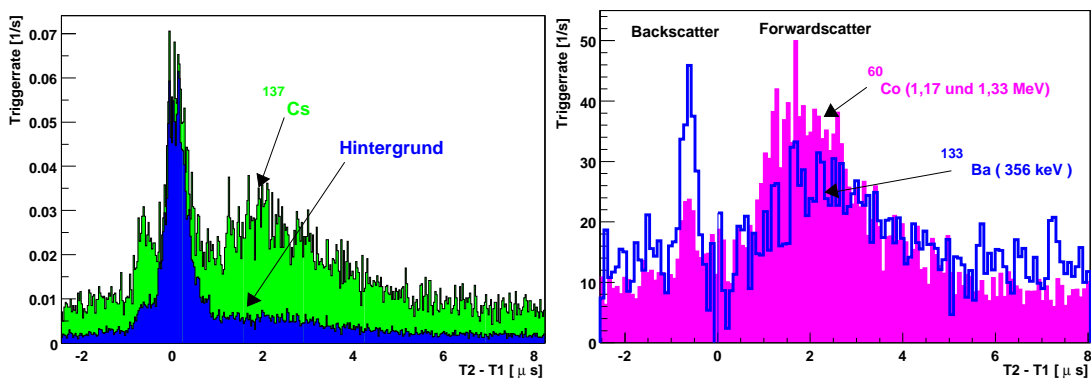
(b) Kreuz-Korrelation der beiden Histogramme aus dem linken Bild.

Abbildung 6.3: Häufigkeitsverteilung der einzelnen Trigger und Kreuz-Korrelation (Integral des Produkts) der beiden Verteilungen.

Eine andere Möglichkeit zur Bestimmung der korrekten Position des Koinzidenzfensters ist die direkte Messung des Zeitunterschieds zwischen Kalorimeter und Tracker. Bei Verwendung einer Quelle in zenithaler Position (über dem Tracker) spiegelt die Messung die Verteilung der Energien auf Tracker und Kalorimeter in derselben Weise wie bei den späteren Eichmessungen wider.

Abbildung 6.4(a) zeigt die Verteilung der Zeitunterschiede zwischen $T2 - T1$ innerhalb eines Fensters von $10 \mu\text{s}$. Die vordere Kurve ist der Laborhintergrund

ohne Quelle, welcher einen ausgeprägten Peak bei geringer Zeitverschiebung und einen niedrigen Anteil (0,005 cts/s Bin) an zufällig verteiltem Hintergrund zeigt. Dieser Hintergrund setzt sich zusammen aus dem Laborhintergrund an Photonen und der Triggerrate aufgrund des elektronischen Rauschens. Der Peak bei Null stammt, wie nachfolgend genauer gezeigt wird, von atmosphärischen Myonen. Die zweite Verteilung in Abbildung 6.4(a) wurde mit einer ^{137}Cs -Quelle (661 keV, 360 kBq) in 1m Abstand gemessen: Neben dem mit gleicher Intensität vorhandenen Peak um Null, sieht man den Anstieg der Raten mit einem Maximum bei etwa $2 \mu\text{s}$, welcher von den Quellphotonen stammt, welche vom Tracker in das Kalorimeter gestreut werden (Vorwärtsstreuung), und den Peak bei etwa $-0.5 \mu\text{s}$, welcher von Photonen stammt, die aus dem Kalorimeter in den Tracker streuen (Rückwärtsstreuung). Da diese im Kalorimeter wesentlich mehr Energie deponieren als im Tracker, führt der Timewalk des Trackers zu einem negativen Zeitunterschied.



(a) Triggerrate ohne Abzug der Hintergrundrate.

(b) Triggerraten nach Abzug des Hintergrunds und Normierung auf die Stärke der Eichquelle.

Abbildung 6.4: Verteilung der Zeitdifferenz zwischen D2- und D1 Triggersignal. Eine positive Zeitmessung bedeutet, dass das Triggersignal des D2 später als das des D1 registriert wird. Die Kurven bezeichnen (von oben nach unten) Messungen mit ^{60}Co (1173 keV , 1332 keV), ^{137}Cs (662 keV), ^{133}Ba (356 keV) und Laborhintergrund.

Das Verhältnis von Vorwärts- zu Rückwärtsstreuung spiegelt sich auch in Messungen mit unterschiedlichen Energien der Photonen wider: In Abbildung 6.4 (b) sind zwei Messungen mit ^{60}Co (1173 keV , 1332 keV) und ^{133}Ba (356 keV) zum Vergleich dargestellt. Beide Verteilungen sind auf eine Quellstärke von 100 kBq normiert und die -mit der Dauer der Messung skalierte- Hintergrundverteilung wurde abgezogen. Wie nach der Klein-Nishina-Gleichung 2.6 erwartet, ist der Anteil an rückgestreuten Photonen bei niedriger Energie höher, der Anteil der Vorwärtsstreuung geringer. Die verringerte Anzahl detektierter vorwärts-

gerichteter Ereignisse bei niedriger Energie wird durch die Triggerschwelle des Kalorimeters hervorgerufen, welche den messbaren Streuwinkel einschränkt und damit die Triggerrate reduziert.

6.2.2 Korrektur des Timewalk

Durch die Koinzidenz-Elektronik, deren technische Realisierung in Kapitel A beschrieben ist, werden diejenigen Ereignisse selektiert, bei denen der Zeitunterschied $T_2 - T_1$ in einem vorgegebenen Zeitintervall, dem Koinzidenzfenster, liegt. Wie aus Abbildung 6.4 (b) deutlich wird, müsste dieses Fenster eine Breite von etwa $2 \mu\text{s}$ besitzen, um alle koinzidenten Ereignisse zu enthalten, was allerdings zu einem großen Anteil an Zufallskoinzidenzen führt.

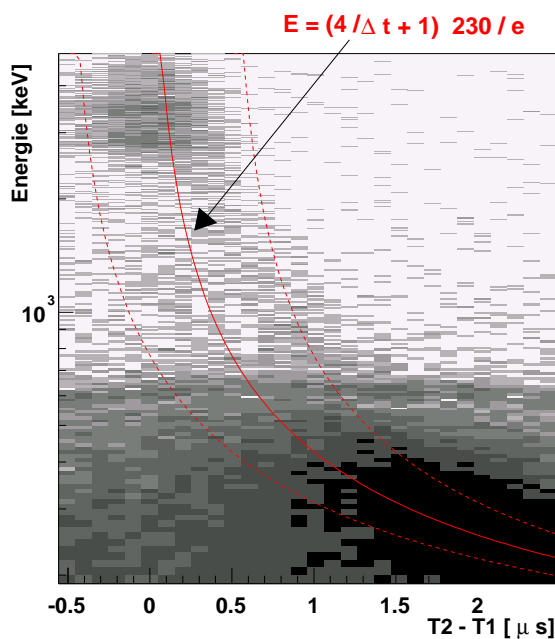


Abbildung 6.5: Scatterplot zwischen dem Zeitunterschied der Trigger und der Energie des Kristalls mit dem höchsten Energieeintrag. Bei hohen Energien ist der Bereich der Myonenspuren sichtbar, welche in einem einzelnen Kristall etwa 3-4 MeV Energie deponieren. Die Grauskala ist logarithmisch dargestellt. Die schraffierten Linien geben die energieabhängigen Grenzen des $1 \mu\text{s}$ breiten Koinzidenzfensters an.

Die Ursache für die Breite der Zeitverteilung ist, wie in Kapitel 5.4.1 erläutert, die Energieabhängigkeit des Triggerzeitpunkts. Ein festes Koinzidenzfenster berücksichtigt diesen Zusammenhang nicht. Daher wird im Prototypen innerhalb eines breiten Zeitfensters² von $-0,5$ bis $+2,5 \mu\text{s}$ der Zeitunterschied zwischen den Triggersignalen von D1 und D2 für jedes Ereignis gemessen und zusammen mit den Daten abgespeichert. Dies entspricht der Time-of-Flight-Messung von Comptel, kann aber mangels Auflösung nicht tatsächlich die Flugzeit des Photons messen. Die Trigger der einzelnen Kanäle sind durch ein logisches ODER verbunden, wodurch der gemeinsame Trigger durch das erste Signal, das heisst den Kristall mit dem größten Verhältnis von Signal zu Triggerschwelle, ausgelöst wird. Da unterschiedliche Aufteilungen des gesamten Energie deposits auf einzelne Kristalle möglich sind, wird nicht das Gesamtsignal, sondern die Amplitude des Pixels mit

²Als Zeitfenster wird die maximal mögliche Breite, vom Zeitpunkt des D1-Triggers bis zu dem Zeitpunkt zu welchem das Hold-Signal der Elektronik des D2 angelegt werden muss, verwendet. Bei den Eichmessungen mit radioaktiven Quellen betrug das Zeitfenster $+0,3 \mu\text{s}$ bis $+2,5 \mu\text{s}$

dem größten Signal zur Modellierung des Timewalk verwendet. Da Gleichung 5.2, die diesen Zusammenhang beschreibt, nicht einfach invertiert werden kann, wird die Exponentialfunktion durch die ersten zwei Faktoren ihrer Potenzreihe genähert. Damit ergibt sich:

$$A_{peak} \approx \left(\frac{\tau_s}{t_{trig}} + 1 \right) \frac{Thresh}{e} \quad (6.2)$$

Mit dieser Funktion wird das in Abbildung 6.5 dargestellte energieabhängige Koinzidenzfenster berechnet. Wie man sieht, stellt die Funktion die Energieabhängigkeit des Zeitsignals sowohl bei hohen Energien im Bereich der Myonenspuren, als auch bei den niedrigen Energien der Comptonwechselwirkungen dar.

Der niederenergetische Bereich ist in Abbildung 6.6 (a) dargestellt. Die durchgezogene Linie stellt wieder Funktion 6.2 dar. In der rechten Abbildung ist die unkorrigierte und die korrigierte Zeitverteilung dargestellt. Obwohl die Korrektur die Anzahl der Ereignisse in einem engen Fenster erhöht, wird keineswegs die Auflösung von < 200 ns eines einzelnen Kristalls bei einer festen Energie erreicht (vergleiche Abbildung 5.9). Die Gründe dafür sind erstens, dass der Timewalk des Trackers nicht korrigiert wurde und zweitens, dass die Triggerschwellen der einzelnen Kanäle eines Moduls nicht gleich hoch sind. Um diese kanalweisen Korrekturen vornehmen zu können werden sehr lange Eichmessungen notwendig sein.

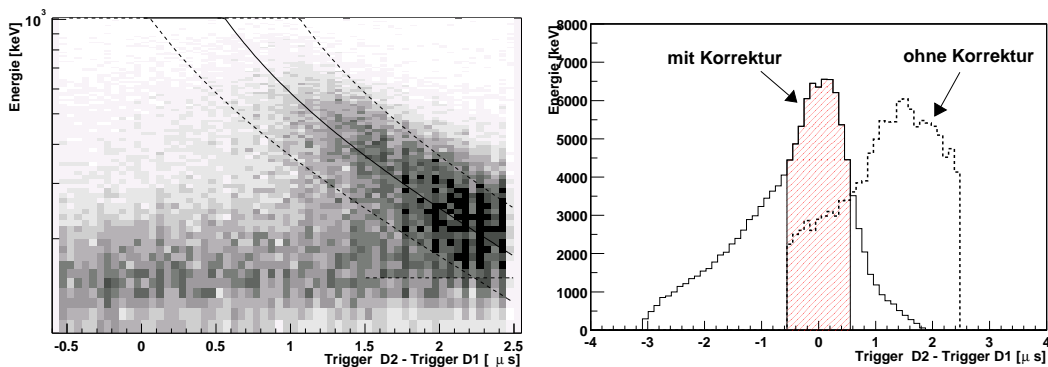


Abbildung 6.6: Time-walk Plot bei niedrigen Energien. Im rechten Bild ist die Zeitverteilung ohne und mit Korrektur dargestellt. Die Korrektur des Timewalk erhöht zwar die Anzahl der Ereignisse innerhalb der Koinzidenzzeit geringfügig, aber erreicht keineswegs die erhoffte Auflösung von < 200 ns.

6.2.3 Möglichkeiten zur Verbesserung der Koinzidenz

Zur Vermeidung des Timewalk könnten Constant-Fraction- oder Nulldurchgangsdiskriminatoren verwendet werden. Diese sind aber für eine große Anzahl von

Kanälen kaum mit geringem Stromverbrauch zu realisieren. Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung eines schnellen Shapers mit einer Anstiegszeit von 50-200 ns parallel zu den langsamen Shapern für die Energiemessung. Abgesehen vom zusätzlichen Leistungsverbrauch muss dabei berücksichtigt werden, dass das Rauschen, insbesondere für hohe Detektorkapazitäten, bei Verwendung kurzer Shapingzeiten, ansteigt. In den Kalorimetern reduziert zudem das ballistische Defizit das verfügbare Signal bei kurzen Shapingzeiten. Beide Effekte führen zu höheren Triggerschwellen. Inwieweit dies bei den nächsten Versionen der ASICs (TAGP) durch einzeln programmierbare Diskriminatorschwellen kompensiert werden kann, wird noch untersucht. Bei Silizium-Detektoren mit niedriger Kapazität wurden mit dieser Methode Auflösungen von etwa 50 ns FWHM gemessen [Leb99].

Mit Photomultipliern kann man 3-dimensionale Ortsauflösung bei gleichzeitig hervorragender Zeitauflösung erreichen. Beispielsweise wurde von [HMD⁺97] eine ähnliche Anordnung paralleler Kristallstäbe mit einseitiger Kopplung an Photodiodenarrays verwendet. Anders als bei MEGA ist die zweite Seite aller Kristalle aber an einen Photomultiplier gekoppelt, von dessen Ausgangssignal das Triggersignal erzeugt wird. Aus den relativen Amplituden von PMT und Photodioden kann ebenfalls die Tiefe der Wechselwirkung bestimmt, und eine Korrektur für die unterschiedliche Lichtausbeute in verschiedenen Tiefen der Stäbe, abgeleitet werden. Mit LSO als Kristallmaterial wurde eine ausgezeichnete Zeitauflösung von weniger als einer ns erreicht. Allerdings betrug die Energieauflösung bei 511 keV lediglich 25%. Zudem können mit dieser Methode Mehrfachwechselwirkungen innerhalb der Fläche eines PMT nicht unterschieden werden, so dass für solche Ereignisse Energie- und Ortsauflösung schlechter werden.

6.3 Spuren hochenergetischer geladener Teilchen

Spuren atmosphärischer Myonen finden sich in den Datensätzen des Prototypen in großer Anzahl, wenn ein Koinzidenzfenster von etwa $-0,5 \mu\text{s}$ bis $+0,5 \mu\text{s}$ verwendet wird. Myonen können im Tracker aber auch dadurch in den Datensätzen angereichert werden, dass die obere Hälfte des Trackers mit der unteren Hälfte in Koinzidenz gesetzt wird. Dadurch erhält man eine gleichmäßige Akzeptanz des Triggers, wie in Abbildung 6.7 (a) dargestellt, auch für Myonen, welche unter größeren Winkeln auf das Instrument treffen. Die gesamte Triggerrate für Myonen beträgt 2,5 Hz, die Hintergrundrate durch Zufallskoinzidenzen, berechnet aus den Triggerraten der Detektorhälften, beträgt nur $3 \cdot 10^{-3} \text{ Hz}$.

Die Verteilung der Zenithwinkel der Spuren wird weitgehend beeinflusst durch die effektive Fläche des Triggers für unterschiedliche Einfallswinkel. Zum Vergleich ist in Abbildung 6.7 (b) die effektive Fläche zweier paralleler Detektor-

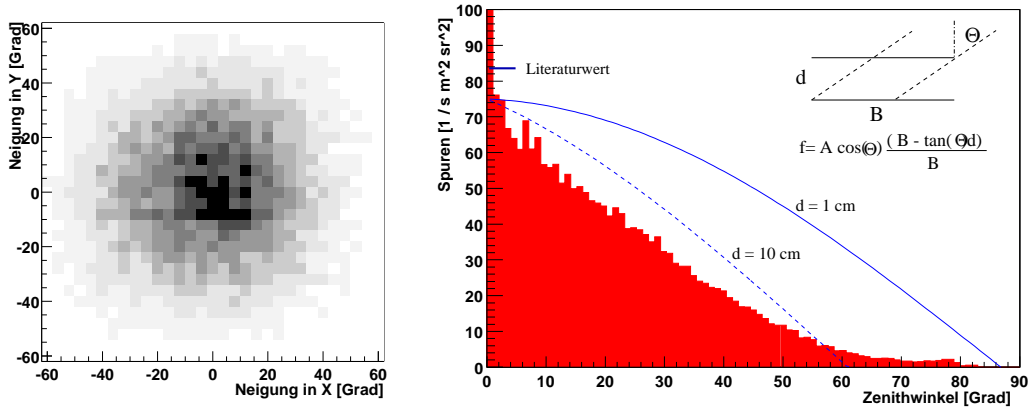


Abbildung 6.7: Verteilung der Myonenspuren im Tracker. Die Häufigkeitsverteilung des Zenithwinkels θ ist weitgehend bestimmt durch die winkelabhängige Wahrscheinlichkeit, Triggersignale auszulösen. Als einfache Näherung für die effektive Fläche ist die projizierte Fläche von zwei Detektorlagen der Kantenlänge $B = 18 \text{ cm}$ im minimalen Abstand $d = 1 \text{ cm}$ (durchgezogene Linie) bzw. maximalen Abstand 10 cm (gestrichelte Linie) als Funktion dargestellt.

flächen mit Kantenlänge $B = 18 \text{ cm}$ und Abstand d als Funktion dargestellt. Im Vergleich mit dem Literaturwert ([Lon92], Seite 150) zeigt die Messung eine etwa 10% geringere Myonenrate bei senkrechtem Einfall. Dies liegt vermutlich daran, dass bei allen Detektoren einzelne Streifen bzw. Bereiche wegen höherem Rauschens nicht sensitiv sind, und Spuren selektiert wurden, bei denen in mindestens 3 aufeinanderfolgenden Lagen (auf p- und n-Seite) ein Hit gemessen wurde. Daher die effektive Fläche geringer als die geometrische Waferfläche.

6.3.1 Ortsauflösung für Myonenspuren

Da Myonen aufgrund ihrer hohen Energie die Detektoren praktisch ungestreut durchdringen, gibt die Auswertung solcher Spuren Auskunft über die Ortsauflösung des Trackers. Dazu wurde die Projektion der Spuren auf die x- bzw. y-Richtung mit einer Geraden gefittet, wie in Abbildung 6.8(a) dargestellt und der horizontale Abstand zwischen der Fitgeraden und dem gemessenen Ort in einer Detektorebene bestimmt.

Abbildung 6.8(b) zeigt die Verteilung des Abstands in x-Richtung (n-Seite) und y-Richtung (p-Seite). Die Verteilung ist Normalverteilt mit einer Standardabweichung von 160 bzw. $200 \mu\text{m}$. Dieser Wert entspricht in etwa dem $1/\sqrt{12}$ fachen Streifenabstand ($\frac{1}{\sqrt{12}} \cdot 470 \mu\text{m} = 135 \mu\text{m}$), welchen man für Ereignisse ohne Clusterbildung erwartet (vergleiche Seite 53). Die Bestimmung der Wechselwirkung anhand des Ladungsschwerpunktes sollte noch wesentlich genau-

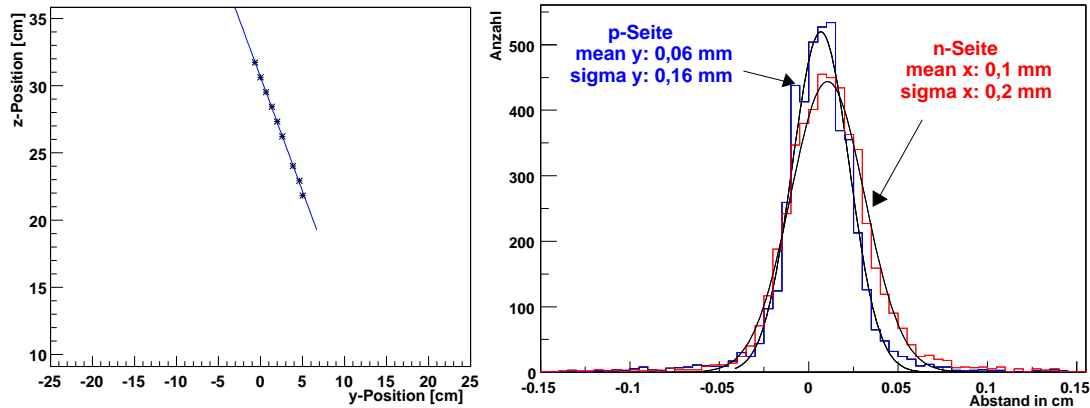
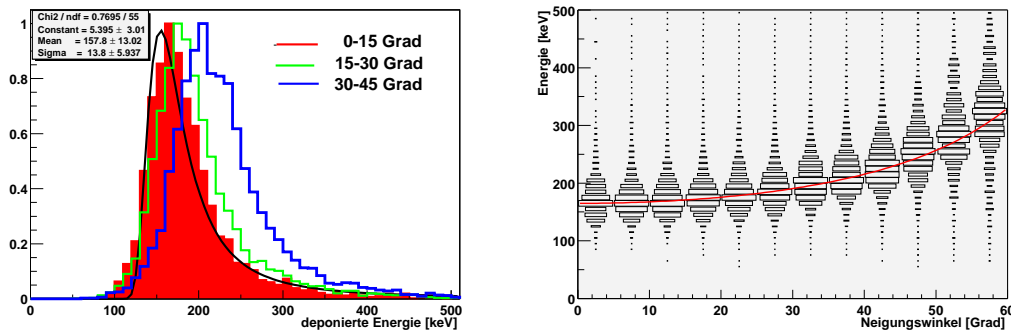


Abbildung 6.8: Fit einer Geraden an eine Myonenspur und Ortsauflösung der Spuren in X-Richtung (n-Seite) bzw. Y-Richtung (p-Seite).

er sein, jedoch wird auch für Ereignisse mit Clusterbildung keine bessere Ortsauflösung gemessen. Die Ursache dafür ist, dass die Auflösung durch die Genauigkeit der Wafermontage limitiert ist. Eine Verschiebung des Schwerpunkts der Verteilung zeigt beispielsweise, dass der betrachtete Detektor gegenüber den anderen Detektoren des Trackers seitlich verschoben ist. Aus diesen Verteilungen könnte die Position und Rotation jedes einzelnen Wafers gegenüber den anderen Wafers des Trackers bestimmt und die Messdaten korrigiert werden, wie beispielsweise in [Mei99] erläutert. Da jedoch die Montage der einzelnen Detektorlagen im Prototypen nicht ausreichend stabil ist, als dass sich die Lagen beim Kippen des Instruments nicht verschieben würden, und zudem die Ortsauflösung des Trackers auch ohne Korrektur die Anforderungen des Instruments bei weitem übersteigt, wurde auf die Korrektur der einzelnen Waferpositionen verzichtet.

6.3.2 Energiedeposit von Myonen

Myonen erzeugen in den Streifendetektoren mittlere Energiedeposite entsprechend der Bethe-Bloch-Gleichung 2.11, bzw. Verteilungen der Energiedeposite entsprechend der Landau-Theorie. Da Myonen in allen Detektoren, die sie durchlaufen ein Signal erzeugen, können mit ihren Signalen auch Kanäle kalibriert werden, deren Trigger aufgrund höheren Rauschens oder defekter Elektronik blockiert sind. Da der Energiedeposit beim Durchgang des Teilchens durch eine Lage des Detektors von der Weglänge im Detektormaterial und daher von der Richtung der Spur abhängt, müssen die Myonen nach ihrer Richtung selektiert werden, bevor man die Signale für die Eichung verwenden kann. Abbildung 6.9 (a) zeigt die Verteilung der deponierten Energie für Myonen bei verschiedenen Neigungswinkeln gegenüber der z-Achse des Instruments (die z-Achse steht senkrecht auf der Ebene der Wafer, vergleiche Abbildung 2.2). Der wahrscheinlichste



(a) Landau-Verteilung bei unterschiedlichen Neigungswinkeln der Spur.

(b) Änderung des Spektrums mit dem Neigungswinkel. Die durchgezogene Linie stellt die Funktion $165 \text{ keV}/\cos(\text{Winkel})$ dar.

Abbildung 6.9: Das Spektrum der in einer Detektorlage deponierten Energie variiert mit dem Neigungswinkel der Spuren. Das Signal/Noise-Verhältnis beträgt für senkrecht einfallende Myonen auf der p-Seite etwa 32:1, auf der n-Seite etwa 15:1.

Energiedeposit von Spuren mit Inklination bis 15 Grad beträgt etwa 165 keV und steigt für Spuren mit einem Inklinationswinkel θ zwischen 30 und 45 Grad auf etwa 210 keV. Der Energiedeposit folgt, wie in Abbildung 6.9 (b) als durchgezogene Linie dargestellt, der Spurlänge, also einer Funktion $\frac{1}{\cos \theta}$. Aus den in Kapitel 4.6.1 angegebenen Werten von 1400 bzw. 3000 Elektronen ENC für das Rauschen auf p- bzw. n-Seite ergibt sich damit ein minimales Signal/Noise-Verhältnis von etwa 32:1 bzw. 15:1, was für eine zuverlässige Hiterkennung voll ausreichend ist.

Im folgenden soll die Bildung von Clustern in den Streifendetektoren des Trackers untersucht werden. Diese ist insofern von Bedeutung, als Cluster sowohl Einfluss auf die Ortsauflösung (positiven), als auch auf Energieauflösung und Triggerschwellen (negativen) besitzen. Clusterbildung kann zwei unterschiedliche Ursachen haben: Die Breite der Ionisationsspur und die kapazitive Kopplung benachbarter Streifen. Während der Effekt der Breite der Ionisationsspur energieunabhängig ist, steigt die in den Nachbarstreifen eingekoppelte Ladung linear mit der Signalladung. Im Gegensatz zu den Messungen mit Photonen, vergleiche Kapitel 4.6.3, kann man bei Myonenspuren den Einfluss der Breite der Ionisationsspur und den Einfluss der deponierten Energie auf die Häufigkeit von Clustern getrennt untersuchen. Die Breite der Ionisationsspur wird aus dem Neigungswinkel der Spur in der Richtung senkrecht zum Verlauf der Streifen bestimmt. Dabei liegt, wie in Abbildung 6.9 dargestellt, bis zu Neigungswinkeln von 60 Grad der Energiedeposit zwischen 150 und 350 keV. Die Abhängigkeit der Clustergröße vom Neigungswinkel ist in Abbildung 6.10 dargestellt. Als Modell der Häufigkeit

dient die Wahrscheinlichkeit, bei einer durch den Neigungswinkel gegebenen Breite der Ladungsverteilung, in einem, zwei oder drei Streifen eine Energieschwelle zu überschreiten. Diese Energieschwelle beträgt im Modell auf der p-Seite 20%, auf der n-Seite 35% des gesamten Signals. Das Modell ist als Linien eingezeichnet und beschreibt die Verteilungen für Neigungswinkel größer 15 Grad ausreichend gut. Der Offset von etwa 15% bei kleinen Zenithwinkeln stammt vermutlich von Ereignissen, welche mittig zwischen zwei Streifen durch den Detektor laufen und deren Ladung dann zu beiden Seiten driftet.

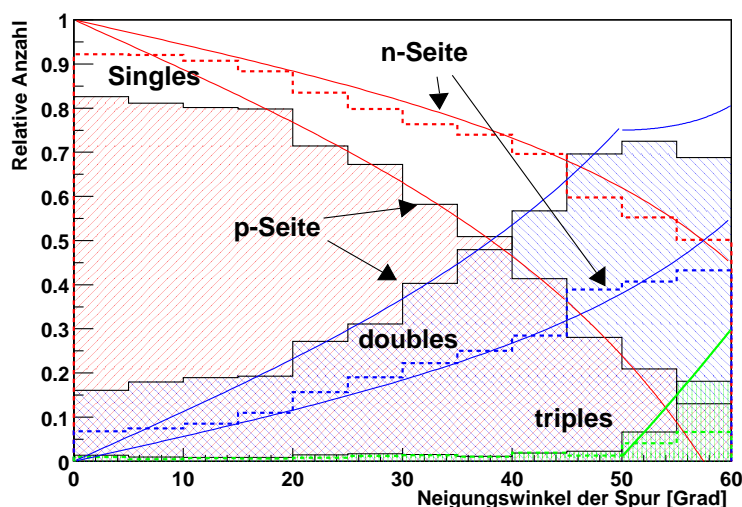
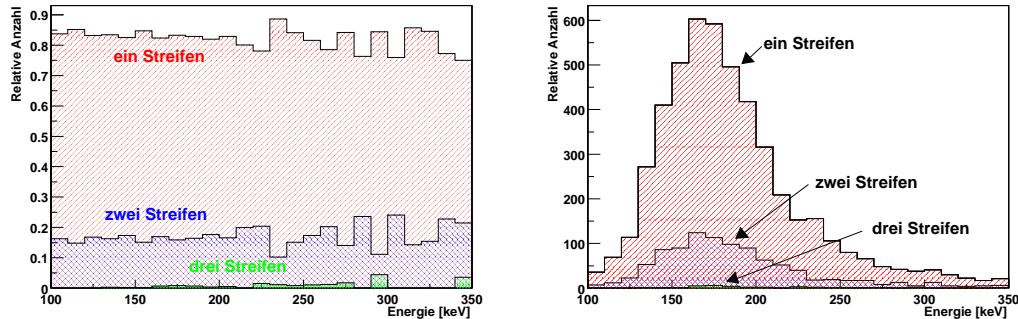


Abbildung 6.10: Relative Häufigkeit von Clusterbildung bei Myonenspuren in Abhängigkeit des Neigungswinkels der Spur senkrecht zur jeweiligen Streifenrichtung.

Um die Verteilung der Cluster in Abhängigkeit der Größe des Energiedeposits zu betrachten, wurden Ereignisse selektiert, deren Spuren nahezu senkrecht zu den Detektoren, mit Zenithwinkeln kleiner als 20 Grad, verlaufen. Wie Abbildung 6.11 (b) zeigt, beeinflusst die deponierte Energie die Clusterbildung praktisch nicht, sondern bis zu Energien von 350 keV bleibt das Signal lokalisiert auf einen Streifen. Dies zeigt, dass bei den Streifendetektoren die Verteilung des Signals auf benachbarte Streifen nicht durch kapazitive Kopplung zwischen den Streifen, sondern überwiegend durch die Breite der Ionisationsspur bestimmt ist. Im Vergleich zu 6.11 (a) kann die Verteilung der Cluster bei Rückstoßelektronen (Abbildung 4.23, Kapitel 4.6.3) betrachtet werden: Bei Wechselwirkungen von Photonen wird bei einem Energiedeposit von 300 keV bereits die Hälfte der Ereignisse in Clustern mit $n=2$ gefunden. Dies kommt daher, dass die Breite der Ionisationsspur durch die Reichweite des Elektrons gegeben ist, deren Richtung innerhalb einer Detektorlage nicht aufgelöst werden kann.

Dass die Cluster nicht durch Addition rauschender Kanäle zustandekommen, zeigt die absolute Häufigkeitsverteilung in Abbildung 6.11(b), welche für unter-

schiedliche Clustergrößen die gleiche Landau-Verteilung der Signalsumme zeigt.



(a) Relative Häufigkeit von Clustern in Abhängigkeit der deponierten Energie für Spuren mit Zenithwinkel kleiner 20 Grad.

(b) Spektrum von Clustern mit $n=1, 2$ und 3 aus Spuren mit einem Zenithwinkel von weniger als 20 Grad.

Abbildung 6.11: Clusterbildung bei Myonenspuren in Abhängigkeit der Neigung der Spur und der deponierten Energie.

Als Schlussfolgerung kann man aus den Clustermessungen schliessen, dass die geringe Interstrip-Kapazität nicht ausreicht, um die Ladung von schrägen Spuren auf einen Streifen zu begrenzen, sondern dass dazu breitere Streifen nötig wären. Diese würden allerdings etwas höhere Kapazitäten und bei gleichem Leckstromniveau wesentlich höhere Leckströme pro Streifen mit sich bringen.

6.4 Eichmessungen mit punktförmigen Quellen

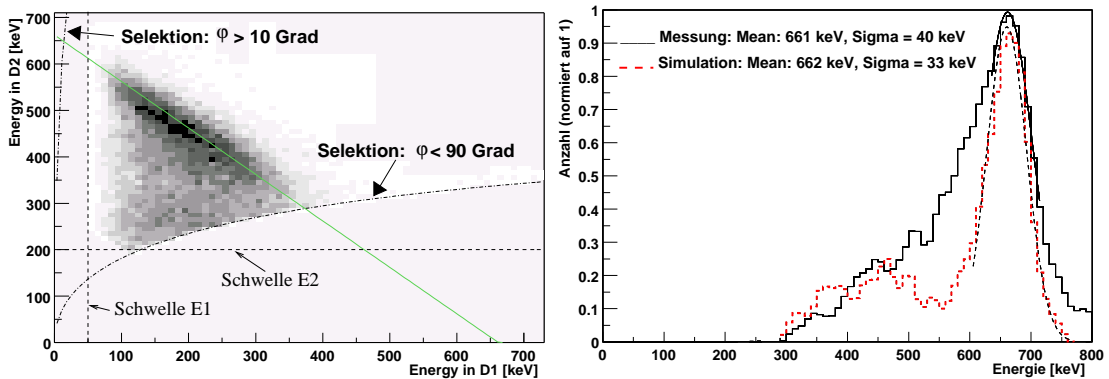
Für erste Eichmessungen mit dem, noch unvollständigen, Prototypen wurden punktförmige Präparate vermessen. Für die als koinzident (innerhalb eines Koinzidenzfensters von $2,5 \mu\text{s}$) getriggerten Ereignisse wurde, neben den Daten jeder Wechselwirkung oberhalb der Schwelle von 6σ (vergleiche Abbildung B.3), auch der Zeitunterschied zwischen den Triggersignalen aufgezeichnet. Bei der Datenanalyse wurde der Timewalk des Triggersignals des Kalorimeters anhand der darin deponierten Energie korrigiert und ein engeres Koinzidenzfenster von $1 \mu\text{s}$ gesetzt. Der Timewalk des Trackers wurde nicht korrigiert.

6.4.1 Analyse von Energieverteilung und Streuwinkel

Bei niederenergetischen Eichquellen (^{133}Ba (356 keV), ^{137}Cs (662 keV) und ^{22}Na (511 keV und 1275 keV)) reicht die Energie des Rückstoßelektrons normalerweise nicht aus, um Spuren im Tracker zu erzeugen. Daher verteilen sich die deponierten Energien so, daß im D1 eine, und innerhalb des D2 höchstens zwei Wechselwirkungen gemessen werden. Soweit nicht anders vermerkt, wurden die, mit etwa 30 % vertretenen, Mehrfachereignissen im Kalorimeter im Schwerpunkt zusammengefasst und die Methode der CSR nicht angewandt.

Energieverteilung auf Tracker und Kalorimeter Die Summe der beiden Wechselwirkungen (in Tracker und Kalorimeter) sollte idealerweise die Energie des einfallenden Photons ergeben. Neben der Energieauflösung der Detektoren entstehen jedoch durch unvollständige Absorption des Rückstoßelektrons im Tracker oder des gestreuten Photons im Kalorimeter weitere Messfehler, die zu einer Verbreiterung der gemessenen Energieverteilung führen. Abbildung 6.12 (a) zeigt die in E1 bzw. E2 gemessenen Energien für eine ^{137}Cs -Quelle (662 keV, die Position der Quelle ist $x=0, y=0, z=60 \text{ cm}$). Die vollständig absorbierten Ereignisse liegen entlang der eingezeichneten Geraden während Ereignisse bei denen nicht die gesamte Energie des Photons gemessen wurde, links von der Geraden verteilt sind. Ereignisse, welche aus zwei zufällig als koinzident gemessenen Photonen bestehen, deren Energiesumme daher auch mehr als die tatsächliche Energie der Photonen ergeben kann, bilden einen breit verteilten Hintergrund. Aus den Triggerraten von D1 und D2 wurde nach Gleichung 6.1 der Anteil der zufälligen Trigger aus den Einzelraten bestimmt. Er beträgt etwa 30% aller Ereignisse innerhalb des Koinzidenzfensters.

In der Datenanalyse werden Selektionen der Ereignisse angewandt: Schwellen der Energie in D1 (50 keV) und D2 (200 keV), sowie eine Beschränkung des aus den Energiedeposits berechneten Streuwinkels φ (auf den Bereich 10 - 90 Grad). Die Beschränkung des Streuwinkels wird bei Comptonteleskopen ver-



(a) Verteilung der Energie auf Tracker (E1) und Kalorimeter (E2). (b) Verteilung der Energiesumme $E1 + E2$.

Abbildung 6.12: Verteilung der Energien in Tracker und Kalorimeter bei einer Messung von ^{137}Co . Die durchgezogene Linie ($E1 + E2 = 662$ keV) markiert die Ereignisse, welche voll absorbiert wurden. Unvollständige Absorption, überwiegend im Kalorimeter, führt zu Ereignissen links der Linie, Zufallskoinzidenzen liegen rechts und links verstreut.

wendet, um einen Bereich mit geringem Winkelfehler aufgrund der Energiemessung auszuwählen (vergleiche Abbildung 2.4). Der Energiebereich, den diese drei Selektionen aus der E1-E2-Ebene herauschneiden ist in Abbildung 6.12 (a) markiert. Wie man sieht, ist unabhängig von der Energie des primären Photons eine Triggerschwelle des Kalorimeters unterhalb von 200 keV nicht notwendig, wenn - wie üblich - nur Streuwinkel unterhalb von 90° verwendet werden. Wie man aus Abbildung 6.12 (a) ebenfalls erkennt, liegt die Triggerschwelle im Tracker bei etwa 100 keV, und damit höher als die Schwelle, welche in der Datenanalyse gesetzt wird (50 keV). Die dadurch gegebene Auswahl der Ereignisse hat, wie wir sehen werden, bei niedrigen Energien auch Einfluss auf die Verteilung der Streuwinkel.

In Abbildung 6.12 (b) wird das gemessene Spektrum der Summe der Energien E1 und E2 mit dem Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulation verglichen. Die Simulation enthält keine Zufallskoinzidenzen, aber die einzelnen Energiedeposite wurden mit den Messfehlern der jeweiligen Detektoren ($\sigma = 10$ keV in D1 und $\sigma = 30$ keV in D2) behaftet. In der Simulation erkennt man die Ereignisse mit vollständig absorbierten (Photopeak) und nicht vollständig absorbierten Photonen (zwischen 400 und 500 keV sichtbar) als getrennte Verteilungen. In den Messdaten ist dagegen der erhöhte Anteil zwischen den beiden Verteilungen sichtbar, welcher durch die Zufallskoinzidenzen entsteht. Der Fit einer Gaussverteilung an den Photopeak ergibt eine Standardabweichung von 40 keV für die Messdaten, bzw. 33 keV für die simulierten Daten. Anhand von Abbildung 6.12 (a) kann nicht

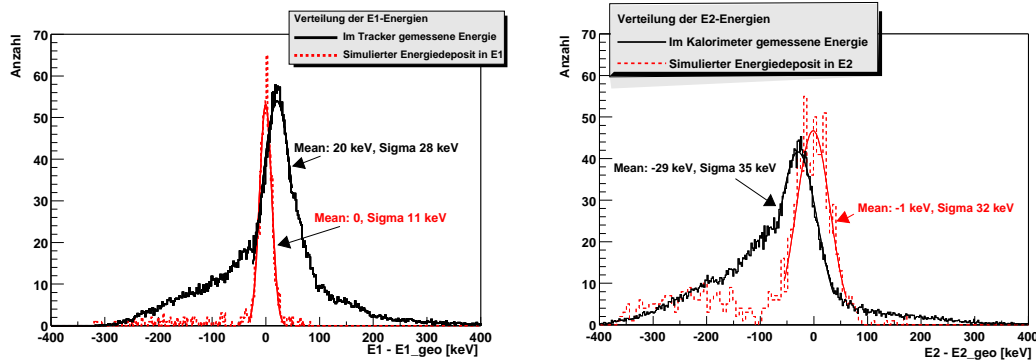


Abbildung 6.13: Vergleich zwischen gemessenem Energiedeposit in D1 und D2 mit den Energien, welche sich aus der bekannten Energie und Position der Quelle und den gemessenen Wechselwirkungsorten berechnen. Die simulierten Daten enthalten nur die Fehler in der Energiemessung aber keine Fehler bei der Ortsbestimmung.

unterschieden werden, ob bei einem Ereignis die Energie im Tracker oder im Kalorimeter falsch gemessen wird. Da bei Eichmessungen jedoch der Ursprungsort und die Energie E_0 des Photons bekannt ist, kann man die Energien des Rückstoßelektrons und des gestreuten Photons für diesen Fall auch aus den gemessenen Wechselwirkungsorten bestimmen. Die so bestimmten Werte werden hier als E_{1_geo} und E_{2_geo} bezeichnet. Durch den Vergleich der gemessenen Werte $E_{1,2}$ mit $E_{1,2_geo}$, wie in Abbildung 6.13 dargestellt, kann der Einfluss der beiden Energiemessungen getrennt betrachtet werden. Für die Darstellung wurden Streuwinkel zwischen 20 und 90 Grad selektiert. Um einen Einfluss der Schwerpunktbildung im Kalorimeter zu vermeiden sind nur Ereignisse enthalten, in denen jeweils eine einzelne Wechselwirkung in D1 und D2 detektiert wurde. Zum Vergleich ist ein simulierter Datensatz dargestellt, bei dem die Energiemessung mit Messfehlern behaftet wurde ($\sigma = 10$ bzw. 30 keV). Die Ortsmessung wurde nicht mit Fehlern behaftet. Bei der Interpretation der Kurve muss man berücksichtigen, dass zwar die Messfehler in der Energie getrennt sichtbar werden, jedoch Messfehler im Ort der Wechselwirkung beide Verteilungen beeinflussen. Dadurch erkennt man im Unterschied von Simulation und Messung den Einfluss der Fehler bei der Ortsmessung (und den der unvermeidlichen Zufallskoinzidenzen). Während im Kalorimeter die Energiefehler den Hauptanteil darstellen, wird die Breite der Verteilung von $E_1 - E_{1_geo}$ hauptsächlich durch den Fehler bei der Ortsmessung (im Kalorimeter) verursacht. Die Verschiebung der Verteilungen wird einem Auswahlereffekt der Ereignisse durch die Energieschwelle im Tracker (etwa 100 keV, vergleiche Abbildung 6.12 (a)) zugeschrieben, wie sie auch von Peter v. Ballmoos in [v. 85] (Seite 35) für Schwellen im Kalorimeter beschrieben wird: Durch die Selektion von Ereignissen mit größeren Energiedeposit im Tracker werden größere Streuwinkel bevorzugt gemessen.

Verteilung des Streuwinkels Für Compton-Teleskope kann man die Winkelauflösung nicht direkt angeben, da sich die Abbildungsfunktion (vergleiche Abbildung 1.5) über den gesamten Bildbereich erstreckt. Das Bild einer Punktquelle und die daraus bestimmbare Point-spread-function (PSF) muss erst durch Iteration aus den Daten gewonnen werden. Als Maß der Winkelauflösung, welches der PSF eines direkt abbildenden Instruments am nächsten kommt und von der Bildberechnungsmethode unabhängig ist, wird das “Angular Resolution Measure” (ARM) verwendet. Das ARM ist der Winkelabstand des Ereigniskreises von der wahren Position der Quelle:

$$ARM = \overline{\varphi}_{(E_1, E_2)} - \varphi_{geo}(\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_0)$$

Für die Berechnung des Streuwinkels φ_{geo} wird die bekannte Position \vec{x}_0 der Quelle und die gemessenen Position der Wechselwirkungen verwendet. Die Indizes 1 und 2 bezeichnen die im Detektor D1 bzw. D2 gemessenen Größen und der Index 0 die praktisch beliebig genau bekannten Größen der Eichquelle.

Die Breite der ARM-Verteilung hängt nach Gleichung 2.2 vom Streuwinkel des Photons ab. In Abbildung 6.14 ist die ARM-Verteilung nach Bereichen des Streuwinkels aufgegliedert. Im günstigsten Bereich (25 bis 50 Grad) beträgt die

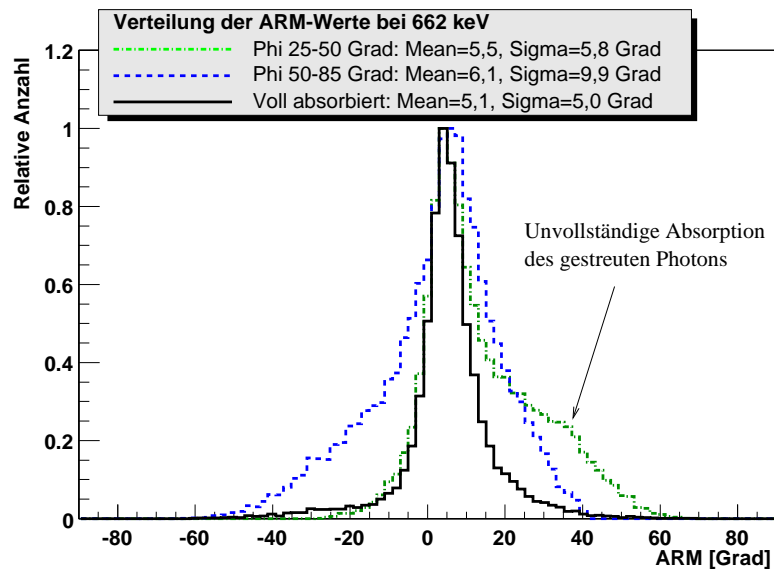


Abbildung 6.14: ARM-Verteilungen einer Messung von ^{137}C (662 keV) bei Selektion unterschiedlicher Bereiche des Streuwinkels φ . Kleine Streuwinkel führen aufgrund der höheren Energie des gestreuten Photons häufiger zu unvollständiger Absorption im Kalorimeter und daher zu einer Verbreiterung hin zu positiven ARM-Werten. Die vollständig absorbierten Ereignisse ($600 \text{ keV} < E_1 + E_2 < 700 \text{ keV}$) wurden aus dem gesamten Streuwinkelbereich von 25-85 Grad selektiert.

Breite etwa 6 Grad (1-Sigma), im Bereich größerer Streuwinkel (50 bis 85 Grad) etwa 10 Grad. Die Wahrscheinlichkeit für unvollständige Energiemessung des

gestreuten Photons, bzw. des Rückstoßelektrons, hängt ebenfalls vom Streuwinkel ab: Bei kleinen Streuwinkeln ist die Energie des gestreuten Photons hoch, was häufiger zu unvollständiger Absorption im Kalorimeter und daher zu positiven ARM-Werten führt. Bei großen Streuwinkeln dagegen wird mehr Energie auf das Rückstoßelektron übertragen, so daß dieses in der darunterliegenden Ebene oder in Nachbarstreifen Energie deponieren kann. Falls die dort deponierte Energie unterhalb der Detektionsschwelle liegt, geht sie der Messung verloren, was zu negativen ARM-Werten führt.

Die Breite der ARM-Verteilung hängt aufgrund der Messfehler bei der Energiebestimmung von der Energie des primären Photons ab. Um diesen Effekt

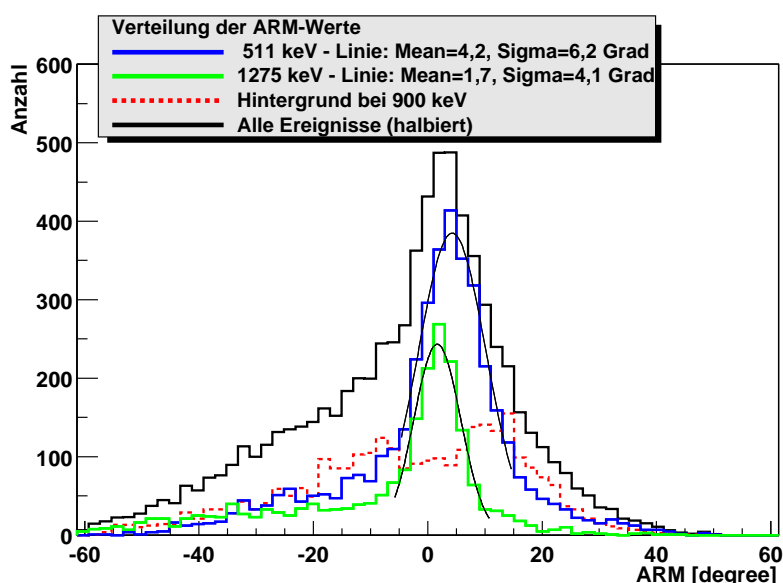


Abbildung 6.15: ARM-Verteilungen aus den beiden Linien einer ^{22}Na -Quelle. Als Bereich der Streuwinkel wurde 5-60 Grad ausgewählt. Die ARM-Verteilung aller Ereignisse (schwarze Linie) wurde durch 2 geteilt, damit sie in den dargestellten Bereich passt. Im Bereich des Hintergrunds bei 900 keV (gestrichelte Linie) sind Ereignisse mit verschobener ARM häufig, da entweder im Kalorimeter, oder im Tracker die Energie zu gering gemessen wird. Alle Energiebereiche wurden aus einer Breite von 200 keV um die angegebene Energie selektiert.

darzustellen wurden aus einer Messung mit ^{22}Na (Linien bei 511 keV und 1275 keV) die Ereignisse aus den beiden Linien (jeweils aus einer Breite von 200 keV) selektiert. Zudem wurde ein Energiebereich zwischen den Linien (von 800 bis 1000 keV) ausgewählt, welcher überwiegend Hintergrundereignisse enthält. Die selektierten Verteilungen sind in Abbildung 6.15 zu sehen. An den angegebenen Breiten der angepassten Gausskurven erkennt man die Abhängigkeit der Winkelauflösung von der Energie, welche auch noch in Abbildung 6.24 zu finden ist. Im Bereich des Hintergrunds ist die ARM-Verteilung überwiegend von Null

verschieden, da dort nur Ereignisse liegen, bei denen die Energie in D1 oder D2 unvollständig gemessen wurde, oder die durch Zufallskoinzidenzen getriggert wurden

6.4.2 Analyse der Elektronenspuren

Bei Energien oberhalb etwa 1 MeV (vergleiche Abbildung 2.17) ist bei größeren Streuwinkeln die auf das Rückstoßelektron übertragene Energie ausreichend, damit das Elektron diejenige Lage des Trackers, in welcher der Comptonstoß stattfand, verlassen kann. Als getrackt werden alle Ereignisse bezeichnet, bei denen in zwei oder mehr aufeinanderfolgenden Lagen des Trackers Signale eine Schwelle von 50 keV (auf jeweils p- und n-Seite) überschreiten. Als hochenergetische Eichquelle wurde ^{88}Y (Linien bei 898 keV und 1836 keV) verwendet.

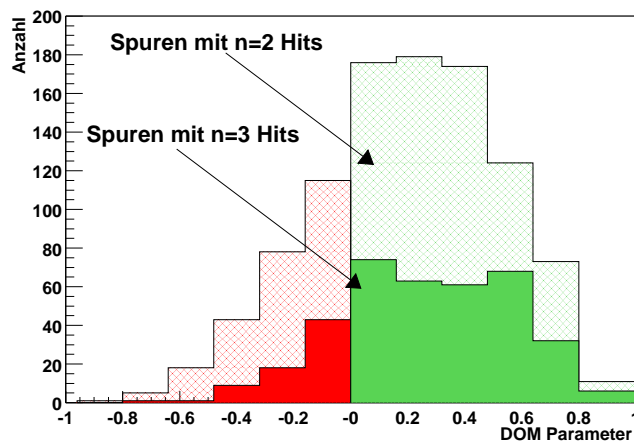


Abbildung 6.16: Häufigkeit von Spuren und Verteilung des DOM-Parameters aus einer Messung mit ^{88}Y (898 und 1836 keV, wobei Ereignisse von 1600 keV bis 2000 keV selektiert wurden) in Position (0,0,120 cm). Positive Werte des DOM entsprechen einer richtigerum orientierten Elektronenspur.

Zunächst interessiert die Länge der Spuren und der Direction-of-Motion (DOM) Parameter. Da bei relativ niedrigen Energien keine Spuren länger als 3 zu erwarten sind, lässt sich noch nichts über die Zwischenwinkel der Spur aussagen (entsprechend Gleichung 2.24), so dass für den DOM-Parameter Gleichung 2.23 verwendet wird. Die Anzahl der Ereignisse mit Spuren der Länge 2 beträgt bei Messungen mit ^{88}Y 16%, diejenigen der Länge 3 sind mit 6% vertreten. Dabei muss allerdings berücksichtigt werden, dass längere Spuren dadurch unterdrückt wurden, daß lediglich 5 aufeinanderfolgende Detektorlagen auf p- und n-Seiten in Betrieb waren und Ereignisse, welche in den darunter oder darüber liegenden Detektoren (auf der funktionierenden p-Seite) Signale oberhalb der Schwelle

enthielten, verworfen wurden. Abbildung 6.16 zeigt die Verteilung der DOM-Parameter. Ein positiver Wert des DOM-Parameters entspricht einer von oben nach unten gerichteten Spur. Da die ursprüngliche Richtung des Rückstoßelektrons bei dieser Quellposition (0,0,120cm) immer von oben nach unten weist, sind diese Ereignisse also richtigerum orientiert. Der Anteil der richtig orientierten Spuren der Länge 2 beträgt 74%, bzw. 81% für Spuren der Länge 3.

Die zweite interessante Größe bei Elektronenspuren ist die Lage der Spur relativ zur Richtung des gestreuten Photons. Dabei wird die Verteilung des in Abbildung 2.2 dargestellten Winkels δ , die wir als SPD-Verteilung bezeichnen, berechnet. Die Verteilung dieser Größe ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Obwohl

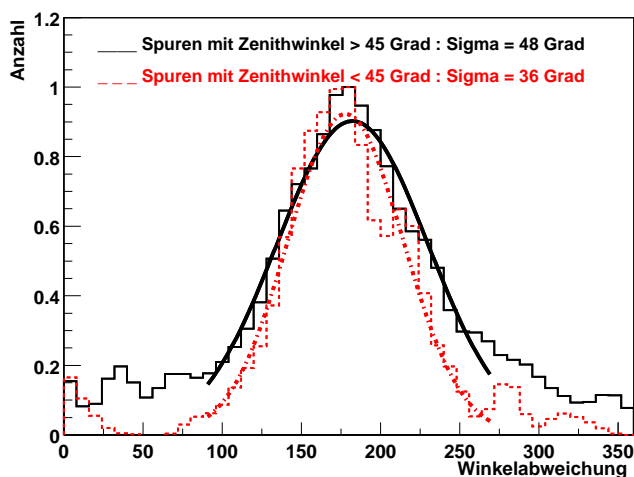


Abbildung 6.17: Abweichung der Spurrichtung von der Streuebene bei einer Messung mit ^{88}Y (898 keV und 1836 keV) an Position (0, 0, 120 cm). Die Spurrichtung wurde auf eine Ebene senkrecht zur Richtung des gestreuten Photons projiziert. Unter Null Grad befindet sich die tatsächliche Position der Eichquelle.

man zunächst eine klare Abhängigkeit der Breite der Verteilung von der Energie des Elektrons (nach Gleichung 2.19) erwartet, konnte ich keine solche feststellen. Andererseits besteht ein einigermaßen deutlicher Zusammenhang zwischen der Breite der SPD-Verteilung und dem Zenithwinkel der Spur. Dieser Zusammenhang entsteht natürlich dadurch, dass ein geringer Zenithwinkel bedeutet, dass das Elektron eine kürzere Strecke im Silizium zurücklegt, bevor es den Detektor verlässt.

Wie schon aus den Simulationen (Abbildung 2.17) ersichtlich wurde, finden sich getrackte Ereignisse überwiegend bei größeren Streuwinkeln. Da die Breite der ARM-Verteilung, wie oben gezeigt und nach Gleichung 2.2, Abbildung 2.4 ersichtlich, vom Streuwinkel abhängt, ist sie für getrackte Ereignisse breiter als für nicht-getrackte. Durch diesen Zusammenhang wird der Wert der getrackten Ereignisse für die Bildrekonstruktion geschmälert. Allerdings sollte dies durch

die Einschränkung des Ereigniskreises auf die SPD-Verteilung wieder mehr als ausgeglichen werden, wenn die Signifikanz einer Messung durch den Hintergrund limitiert ist. Abbildung 6.18 zeigt die ARM-Verteilung für Photonen mit einer Energie von 1836 keV (Gesamtenergie 1600 keV - 2000 keV) für Streuwinkel von 5 bis 45 Grad, unterteilt in Ereignisse mit Spur und ohne Spur. Durch die Selektion

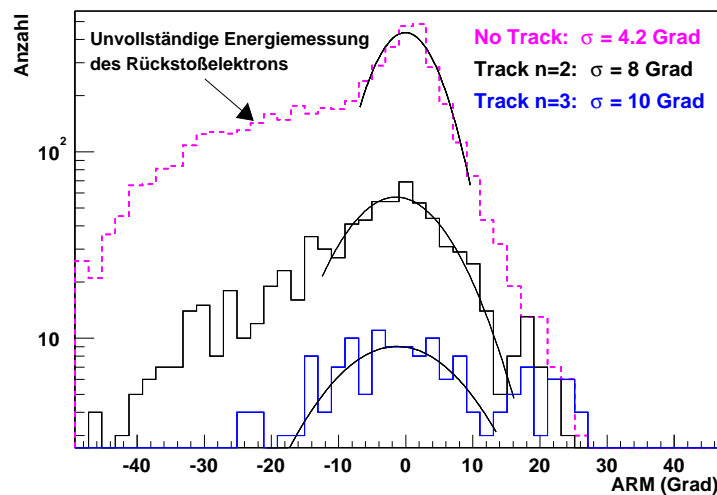


Abbildung 6.18: ARM-Verteilung für Ereignisse ohne und solche mit Spur (mit zwei Hits bzw. drei Hits). Die Verteilung der Ereignisse mit Spur ist deutlich breiter und enthält Ereignisse mit zu großer gemessener Energie im Tracker (rechter Bump), während die Ereignisse ohne Spur solche mit Energieverlust im Tracker enthalten (linke Flanke). Bei diesen Ereignissen treffen die Elektronen auf insensitives Material und werden daher fälschlich den Ereignissen ohne Spur zugeordnet.

von Ereignissen mit der vollen Energie werden Ereignisse mit unvollständiger Absorption des gestreuten Photons im Kalorimeter, bei denen meist wesentlich mehr Energie als 200 keV (der niedrigste akzeptierte Energiefehler im Energiefenster) fehlt, unterdrückt, so dass sich die Erhöhung der Verteilung bei großen ARM-Werten nicht ausbildet (vergleiche Abbildung 6.14). Andererseits tauchen Ereignisse auf, bei denen offensichtlich die Energie der Elektronenspur nicht vollständig gemessen wird, da die ARM-Verteilung bei negativen Werten erhöht ist. Da dies überwiegend bei Ereignissen ohne Spur oder mit kurzer Spur auftritt, werden vermutlich dabei Spuren nicht vollständig gemessen, da sie entweder in passivem Material beginnen oder enden oder das Signal unter der Messschwelle bleibt.

6.5 Berechnung der Emissionsverteilung

Das Problem der Bildberechnung aus den Messdaten besteht darin, diejenige Verteilung der Quelle im Raum zu finden, welche am wahrscheinlichsten zu den

gemessenen Daten führt. Zur Berechnung dieser Verteilung wird der kontinuierliche Raum, in dem sich die Quellen befinden, in einen gebintten Bildraum $\lambda(i)$ diskretisiert. Dies kann im Prinzip durch beliebige Basisfunktionen geschehen, beispielsweise in Form von Pixeln, Voxeln, Dreiecken oder Fourierkomponenten. Für MEGA werden bislang immer quadratische Pixel oder Voxel verwendet, da sich die Projektion der Messdaten auf die Basisfunktionen in diesem System am einfachsten berechnen lassen.

6.5.1 Erläuterung der Methode

Die Daten eines Compton-/Paarerzeugungsteleskops liegen stets in Form einer Liste von Ereignissen vor, deren Parameter gemessen wurden. Diese Daten liegen anfangs in einem beinahe kontinuierlichen Datenraum, dessen Dimensionen aus der Anzahl der gemessenen Parameter besteht, und dessen feinste Einteilung durch die Digitalisierung der analogen Signale gegeben ist. Die meisten mathematischen Methoden, mit denen man die wahrscheinlichste Quellverteilung für einen Satz gemessener Ereignisse finden kann, basieren auf einem gebintten Datenraum. In diesem Fall beschreibt die Systemmatrix T die Wahrscheinlichkeit, dass ein emittiertes Photon aus dem Raumelement j in Bin i des Datenraums gemessen wird. Diese Matrix hat demzufolge so viele Zeilen wie Bildelemente und so viele Spalten wie Datenraumelemente, so daß die Messdaten dafür in grobere Bins eingeteilt werden, um Speicherplatz und Rechenaufwand zu reduzieren.

Betrachten wir nun die Dimensionen des Datenraums: In einem konventionellen Comptonteleskop, wie COMPTEL, welches keine Elektronenspuren und keine Paarerzeugungsereignisse messen kann, und dessen Detektoren den mittleren Ort der Wechselwirkungen in zwei Dimensionen auflösen, besteht der Datenraum aus vier Raumdimensionen und zwei Energien. Flugzeit (ToF) bzw. Pulsform werden als Selektionsparameter der Ereignisse verwendet um den Hintergrund zu unterdrücken. Für die Bestimmung der Einfallsrichtung des Photons, bzw. für weit entfernte Quellen, kann dieser Datenraum auf vier Dimensionen, die Richtung des gestreuten Photons (zwei Dimensionen), den Streuwinkel und die Gesamtenergie des einfallenden Photons reduziert werden, wie beispielsweise in [Obe98] erläutert. In diesem Fall lässt sich die Systemmatrix noch vollständig berechnen. In einem Paarerzeugungsteleskop, wie z.B. EGRET, wird die mittlere Richtung des Paares und dessen Gesamtenergie als Datenraum verwendet, womit die Größe der Matrix keinerlei Schwierigkeiten aufwirft.

MEGA dagegen misst bei Comptonstößen in vielen Fällen zusätzlich die Spur des Rückstoßelektrons (zwei Dimensionen), und misst die Wechselwirkungen im Kalorimeter einzeln und in drei Dimensionen. Durch diese zusätzlichen Dimensionen wird der Datenraum zu groß, um die Systemmatrix für alle möglichen Kombinationen zwischen Bildpixeln und Messwerten berechnen zu können. Falls in

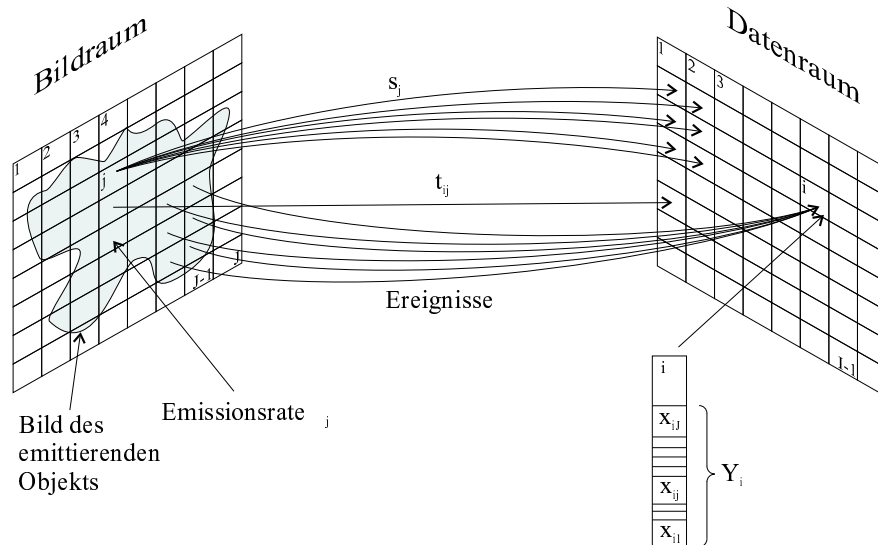


Abbildung 6.19: Bild- und Datenraum für die Berechnung einer Emissionsverteilung aus einem gemessenen Datensatz (aus der Diplomarbeit von A. Zoglauer [Zog00]).

einem System die Anzahl I der gemessenen Ereignisse jedoch wesentlich geringer ist, als die Anzahl der möglichen Kombinationen aller Meßparameter, brauchen die Einträge in der Matrix für die nicht gemessenen Kombinationen auch nicht bekannt zu sein, um aus diesem speziellen Datensatz die wahrscheinlichste Quellverteilung im Bildraum zu berechnen. Die Einträge t_{ij} der Matrix T , die man für diesen Datensatz benötigt, können nur aus der Rückprojektion der Messdaten in den Bildraum bestimmt werden. Sie können nicht aus der Vorwärtsprojektion der Bilddaten in den Datenraum gewonnen werden, da dazu wieder sämtliche möglichen Kombinationen von Meßparametern in Betracht gezogen werden müssten. Da man also von der Liste der Ereignisse ausgeht, nennt man diese Gruppe von Algorithmen Listmode-Algorithmen. Für Comptonkameras wurden sie zuerst von [WRKE98] verwendet. Die dort angegebene Methode, welche in Abbildung 6.20 schematisch dargestellt ist, wurde von A. Zoglauer für die Geometrie von MEGA implementiert und ist in [Zog00] ausführlich beschrieben. Die wesentliche Schwierigkeit besteht in der Berechnung der Matrix t_{ij} , in der in jeder Zeile für ein Ereignis aus dem Datensatz die Wahrscheinlichkeit einer Emission des Photons aus jedem Bildpixel steht. Diese Wahrscheinlichkeit enthält, wie in [WCFR98] erläutert, die Streuwahrscheinlichkeit, mögliche Absorption im Objekt, Detektor oder passivem Material, Dopplerverbreiterung, Energie- und Ortsauflösung der Detektoren, und unvollständige Absorption von Rückstoßelektron oder gestreutem Photon. Dazu kommt im Fall von MEGA noch die Modellierung der Elektronenspur mit Kleinwinkelstreuung und deponierter Energie. Die möglichst vollständige Modellierung des Instruments und Berechnung der Matrix ist also eine äusserst schwierige Aufgabe. Da in jedem Datensatz andere Messdaten ste-

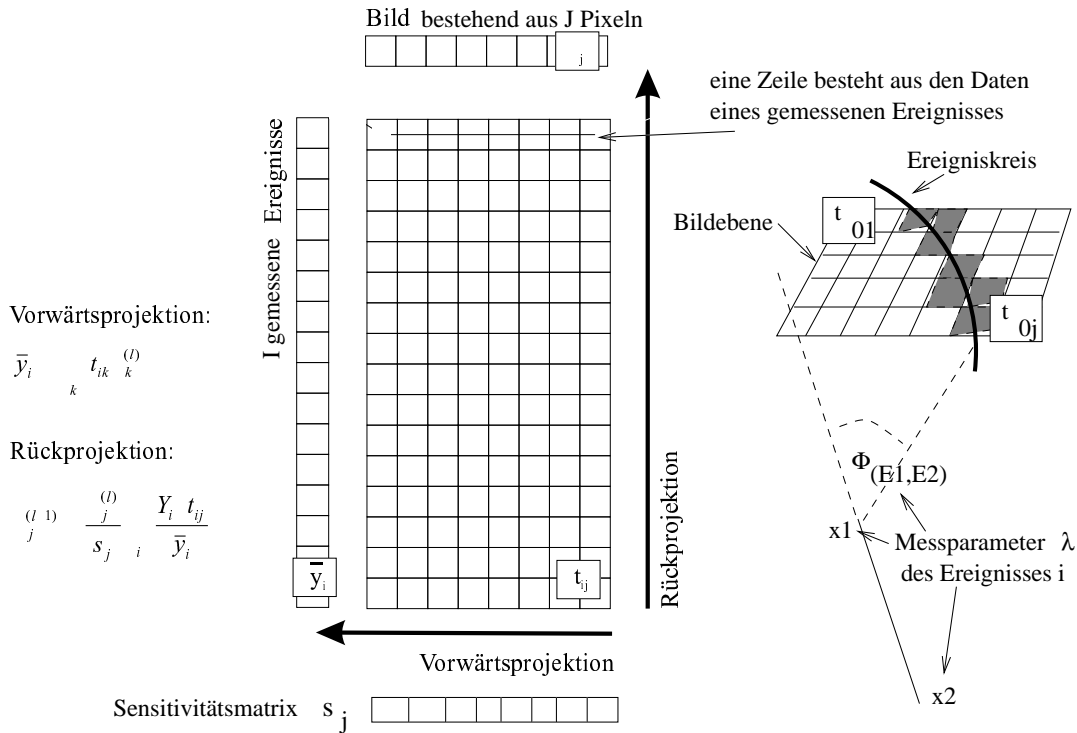


Abbildung 6.20: Eine Darstellung der Listmode-Methode. Im Gegensatz zu gebinteten Methoden, ist die Matrix t_{ij} nicht fest, sondern muss für jeden Satz von Ereignissen neu berechnet werden.

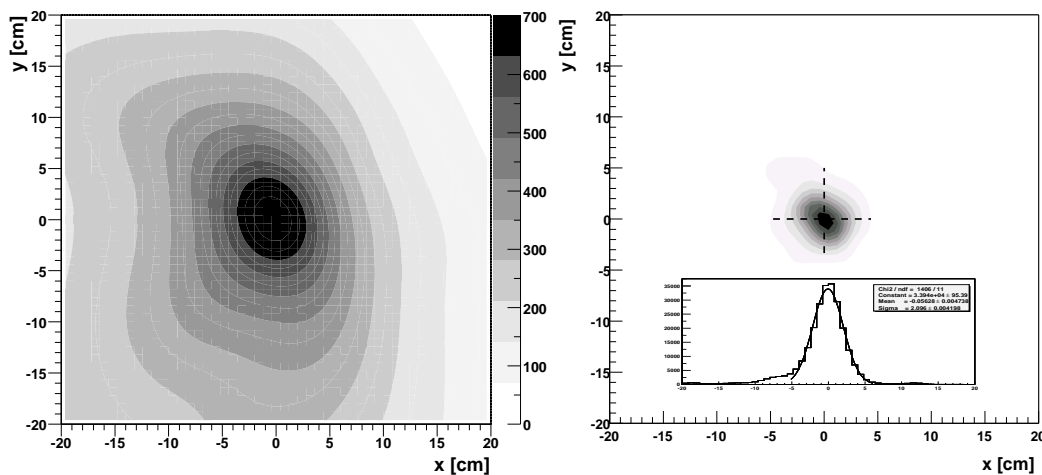
hen, muss die Matrix zudem für jede Messung neu berechnet werden. Zusätzlich muss auch die Sensitivitätsmatrix s_j berechnet werden, die die Wahrscheinlichkeit enthält, dass bei der Emission eines Photons aus einem Bildelement irgendein Ereignis gemessen wird.

6.5.2 Anwendung der Methode

Als Bildraum für die Berechnung der Quellverteilung der Eichquellen wird eine x-y-Ebene im bekanntem Abstand (beispielsweise bei $z = 60$ cm) der Quelle verwendet. Diese Ebene ist innerhalb des Bildfeldes (beispielsweise 20×20 cm²) in 50×50 quadratische Pixel unterteilt, in denen die Intensitäten berechnet werden. Ein größeres Bildfeld zu verwenden erhöht lediglich den Rechenaufwand für die Rückprojektionen und die Iterationsschritte, verändert aber nicht die resultierende Verteilung. Ereigniskreise, welche in den Bereich ausserhalb des Bildfeldes ragen, werden, wie in [Zog00] beschrieben, normiert um Randeffekte zu vermeiden. Die rückprojizierte Wahrscheinlichkeitsdichte t_j des Ereignisses i sollte den tatsächlichen Eigenschaften des Instruments (ARM- und SPD-Verteilung) möglichst gut entsprechen. Wenn die modellierte Verteilung zu schmal ist, wird das Rauschen im Bild erhöht, wenn das Modell eine zu breite Verteilung vorsieht,

geht die Winkelauflösung verloren. Da der Aufwand für die korrekte Modellierung groß ist, wurde sie für den nur teilweise fertiggestellten Prototypen, wie er in dieser Arbeit beschrieben ist, nicht durchgeführt. Für die hier gezeigten Abbildungen wurde dagegen eine Gaussverteilung mit $\sigma = 1,5^\circ$ für die ARM-Verteilung, und eine Gaussverteilung mit $\sigma = 40^\circ$ für die SPD-Verteilung, verwendet und alle Winkel- und Energieabhängigkeiten der Verteilungen ignoriert. Die Sensitivitätsmatrix s_j wurde als konstant angenommen.

Zunächst soll wiederum die Messung einer ^{137}Cs -Quelle betrachtet werden, wie bereits in Abbildung 6.12 bis 6.13 dargestellt. Abbildung 6.21(a) zeigt die



(a) Erste Rückprojektion der Ereignisparameter in die Bildebene.

(b) Emissionsverteilung nach 15 Iterationen des Algorithmus.

Abbildung 6.21: Bild einer ^{137}Cs -Punktquelle am Ort $(0,0,60\text{cm})$, also in einem mittleren Abstand von 30 cm zum Tracker. Der wahre Ort der punktförmigen Quelle ist mit einem Kreuz markiert. Die Breite der projizierten Verteilung im Inlet der rechten Abbildung beträgt $\sigma = 2,0\text{ cm}$, was einer PSF von 9 Grad FWHM entspricht.

sogenannte erste Rückprojektion³ $\lambda_j^{(0)} = \sum_{i=0}^I t_{ij}$ der Messdaten in die Bildebene. Dabei werden die Ereigniskreise (bzw. die Segmente der Ereigniskreise bei getrackten Ereignissen) in der Bildebene addiert. Diese Verteilung sagt noch nichts über die Winkelauflösung aus, da sie durch die Tatsache dominiert wird, dass die Comptongleichung keine eindeutige Abbildung darstellt. Dennoch erkennt man die Anhäufung der Kreise am Ort der Quelle. Abbildung 6.21 (b) dagegen

³Die Rückprojektion entspricht dem sogenannten Laminogramm in der Tomographie. Man kann sich dies am einfachsten so vorstellen, als würde für jedes Ereignis die Wahrscheinlichkeitsverteilung als dünne Farbschicht (Lamina = dünne Schicht) auf die Bildebene gemalt und hinterher das Ergebnis betrachtet.

zeigt die Verteilung, nachdem der Listmode-Algorithmus 15 mal iteriert wurde. Durch den Algorithmus konvergiert das Bild zu einer Punktquelle in der Nähe der wahren Quellposition. Die Breite der Verteilung ($\sigma = 4^\circ$) ist um etwa einen Faktor 2 schmäler als die ARM-Verteilung derselben Messung ($\sigma = 6^\circ$ bis 10° , je nach Bereich des Streuwinkels). Dieser Widerspruch entsteht dadurch, dass der Algorithmus zu weit konvergiert bzw. das Modell bei der Rückprojektion die Messfehler nicht ausreichend beinhaltet und somit eine nicht vorhandene Auflösung des Instruments vorspiegelt. Dies führt ebenfalls zu einer größeren Varianz im Bildhintergrund, die aufgrund der Stärke der Quelle hier nicht sichtbar wird. Dieses Verhalten kann durch eine realistischere Modellierung des Instruments und die Definition eines Abbruchkriteriums für die Iteration noch verbessert werden.

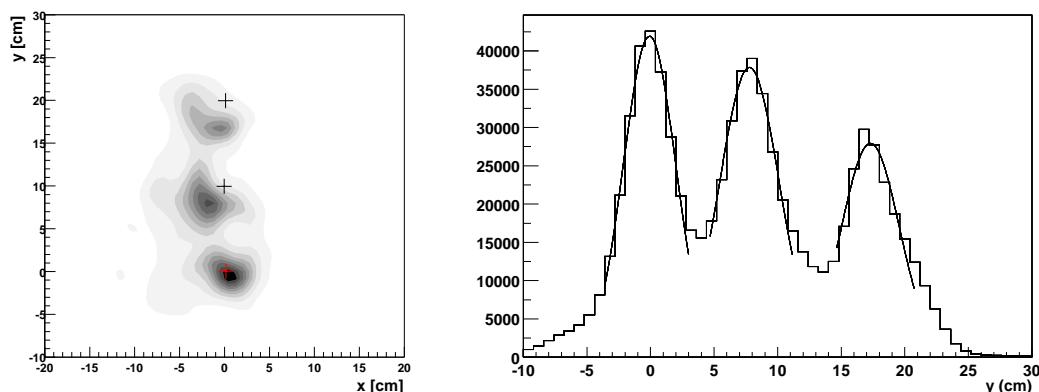
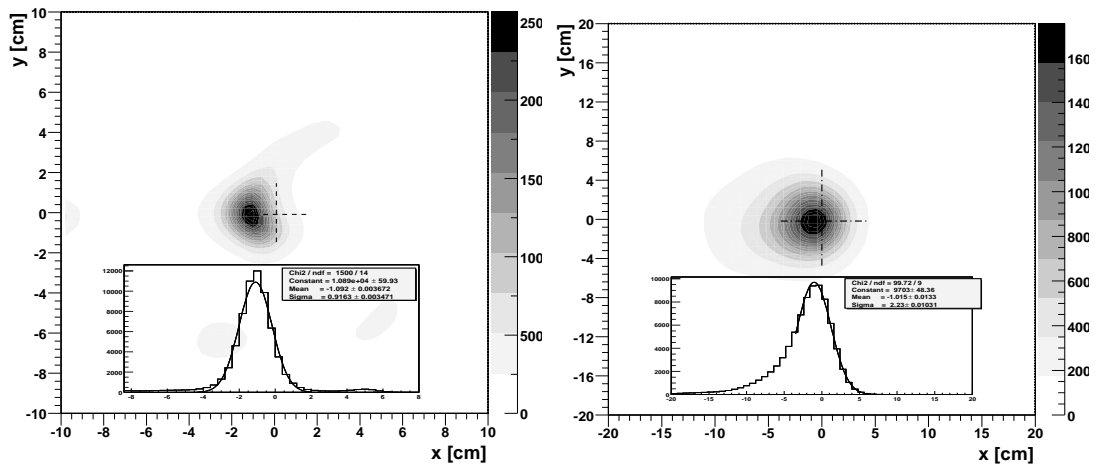


Abbildung 6.22: Bild von drei ^{137}Cs -Punktquellen bei $(0,0,60\text{cm})$, $(0,10,60)$ und $(0,20,60)$, die wahren Quellpositionen sind mit Kreuzen markiert. In der Y-Projektion ergeben die Fits Positionen bei 0 cm, 8 cm und 17,5 cm mit $1\text{-}\sigma$ Breiten von 2,4 cm.

Abbildung 6.22 zeigt eine Messung mit mehreren Quellen (^{137}Cs , 662 keV) unter unterschiedlichen Winkeln. Da nicht tatsächlich mehrere Quellen desselben Isotops vorhanden waren, wurde eine Quelle an verschiedenen Positionen ($y=0$, 10 und 20 cm) hintereinander vermessen und die Datensätze addiert. Man erkennt, dass die drei Quellen in etwa im richtigen Abstand zueinander rekonstruiert werden, und deutlich voneinander getrennt sichtbar sind. Allerdings ist für Positionen welche von der Achse entfernt liegen, eine Verschiebung der rekonstruierten Positionen vom wahren Ort zu sehen. Die Verschiebung nimmt mit zunehmendem Abstand von der Achse des Instruments zu. Dies hat vermutlich zwei Ursachen: Erstens nimmt mit größeren Streuwinkeln die Häufigkeit negativer ARM-Werte zu (vergleiche Abbildung 6.14), was ja in der verwendeten Wahrscheinlichkeitsdichte nicht berücksichtigt wird. Zweitens wurde bei der Berechnung der Emissionsverteilung die Sensitivitätsmatrix s_j als konstant angenommen und somit der erwartete Abfall der effektiven Fläche mit dem Zenithwinkel nicht berücksichtigt.

Abbildung 6.23 (a und b) zeigt die rekonstruierten Verteilungen von Isotopen



(a) Na-22, Linie bei 1275 keV selektiert. Die Quelle befindet sich bei (0, 0, 60 cm).

(b) Y-88, Linie bei 1800 keV selektiert. Die Quelle befindet sich bei (0, 0, 120 cm).

Abbildung 6.23: Rekonstruierte Intensitätsverteilungen verschiedener Punktquellen. Die Energien der Linien wurden aus den Daten selektiert, um Aussagen über die Breite der PSF bei verschiedenen Energien treffen zu können. Zu beachten ist, dass die ^{88}Y -Quelle sich zweimal so weit vom Instrument entfernt befindet wie die ^{22}Na -Quelle.

mit höheren Energien. Beim Vergleich der Darstellungen mit Abbildung 6.22 (b) sollte beachtet werden, dass der Bildbereich von Abbildung 6.23 (a) nur halb so breit ist, und dass die Quelle in der rechten Abbildung zweimal soweit entfernt liegt. Die Breite der ARM-Verteilung nimmt für höhere Energien der Photonen ab, da die Messfehler der Energien weniger stark zum Gesamtfehler beitragen. Dies führt dazu, dass die Winkelauflösung des Instruments besser wird. Die Breite (FWHM) der PSF der rekonstruierten Punktquellen beträgt $4,2^\circ$ bei 1275 keV bzw. $3,5^\circ$ bei 1800 keV.

Die Parameter der berechneten Emissionsverteilungen sind in Abbildung 6.24 für alle Energien der Eichpräparate zusammengefasst: Die Verschiebung der ARM-Verteilung nimmt für höhere Energien der Photonen ab. Dies bestätigt die Triggerschwelle des Trackers als Ursache für den Offset, da die Einschränkung der akzeptierten Streuwinkel durch die Energieschwellen geringer wird. Bei höheren Energien beginnt die Kurve der Winkelauflösung abzufachen, was darauf hindeutet, dass der Fehler in der Ortsbestimmung⁴ (im wesentlichen im Kalorimeter) die Winkelauflösung zu limitieren beginnt.

⁴Ein Fehler bei der Ortsbestimmung von 5 mm entspricht dabei etwa $1^\circ - 3^\circ$, da der Abstand der Wechselwirkungen in Tracker und Kalorimeter zwischen 30 und 10 cm beträgt.

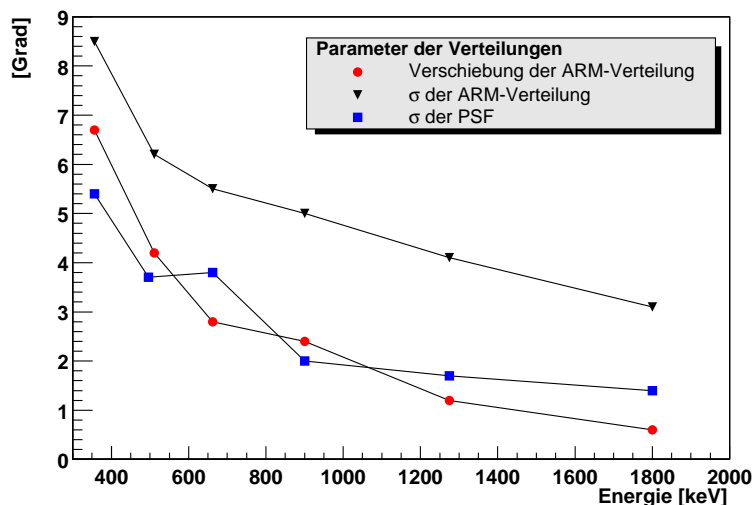


Abbildung 6.24: Winkelauflösung des Prototypen für verschiedene Energien. Die Breite der rekonstruierten Emissionsverteilungen (PSF) bezieht sich auf die berechnete Verteilung nach Iteration des Listmode-Algorithmus.

Vergleich von getrackten und nicht getrackten Ereignissen Bereits in Abbildung 6.18 wurde die ARM-Verteilung von getrackten und ungetrackten Ereignissen verglichen. Dabei zeigte sich, dass diese eine breitere ARM-Verteilung zeigen, und somit eine geringere Winkelauflösung erwarten lassen. Die Frage ist nun, ob dieser Nachteil durch die Einschränkung des Ereigniskreises wieder ausgeglichen wird.

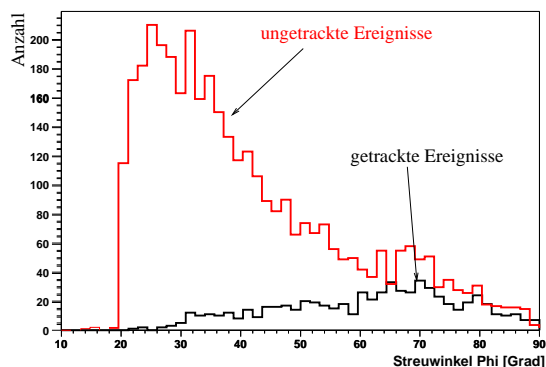


Abbildung 6.25: Verteilung der Streuwinkel bei getrackten und ungetrackten Ereignissen bei einer Messung von ^{22}Na an Position (0, 0, 60 cm). Die Ereignisse wurden im Energiebereich von 1100 keV bis 1400 keV selektiert.

Während kleine Streuwinkel meist zu ungetrackten Ereignissen führen, liegen getrackte Ereignisse bei

Dabei darf allerdings nicht übersehen werden, dass Ereignisse mit größeren Streuwinkeln auch eine breitere ARM-Verteilung hätten, wenn sie nicht getrackt würden (beispielsweise in einem dickeren Detektor). Überdies handelt es sich bei getrackten und ungetrackten Ereignissen im wesentlichen um zwei getrennte Untermenngen aller Ereignisse, da sie in unterschiedlichen Bereichen des Streuwinkels am häufigsten vorkommen. Diese Verteilung getrackter und ungetrackter Ereignisse auf verschiedene Bereiche des Streuwinkels ist in Abbildung 6.25 zu sehen. Während kleine Streuwinkel meist zu ungetrackten Ereignissen führen, liegen getrackte Ereignisse bei

größeren Streuwinkeln mit größerem Energieübertrag auf das Elektron. Der Vergleich mit den Simulationsdaten aus Abbildung 2.17 zeigt, dass der relative Anteil getrackter Ereignisse in den gemessenen Daten geringer ist als simuliert wurde. Die Ursache dafür liegt darin, dass ein großer Teil der Kalorimetermodule an den Seiten des Instruments, in welchen Ereignisse mit großen Streuwinkeln detektiert werden, bei den Messungen noch nicht vorhanden war, aber die vollständige Geometrie simuliert wurde.

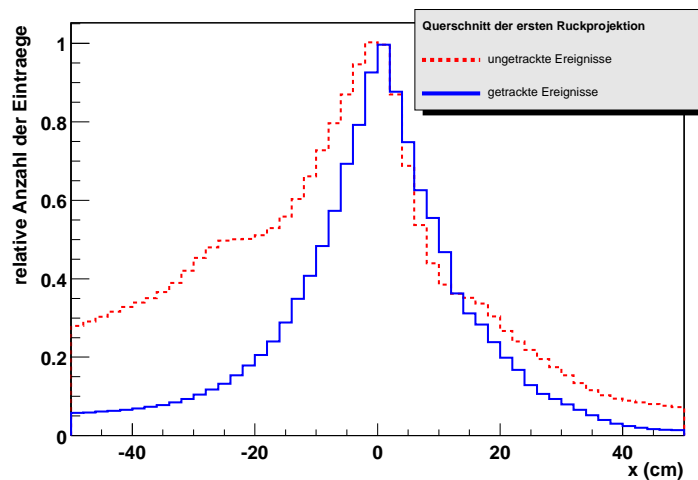


Abbildung 6.26: Querschnitt durch die erste Rückprojektion getrackter und ungetrackter Ereignisse. Der Hintergrund in größerem Abstand zur Quellposition wird durch das Tracking deutlich unterdrückt. Aus einer Messung von ^{22}Na in Position $(0, 0, 60 \text{ cm})$, wobei die Ereignisse im Energiebereich von 1100 keV bis 1400 keV selektiert wurden. Die Asymmetrie der Verteilung ungetrackter Ereignisse entsteht durch ein fehlendes Kalorimetermodul (mit negativer x - und negativer y -Koordinate).

An den rekonstruierten Verteilungen der Eichquellen lässt sich der Vorteil durch das Tracking nur schwer abschätzen, da sowohl für getrackte als auch für ungetrackte Ereignisse die Verteilung gegen den wahren (punktförmigen) Ort der Quelle konvergiert. Erst wenn die Messung, wie im realen Fall, durch den Hintergrund limitiert wird, würde man den Unterschied bemerken. Anders sieht es mit der ersten Rückprojektion aus, bei der die Beschränkung des Ereigniskreises sich als Reduktion der Einträge in weiterem Abstand vom Quellort darstellen sollte. In Abbildung 6.26 ist der Vergleich der ersten Rückprojektion von getrackten und ungetrackten Ereignissen aus einer Messung mit ^{22}Na (Energiefenster von 1100 keV bis 1400 keV) dargestellt. Deutlich ist der reduzierte Hintergrund bei den getrackten im Vergleich zu den ungetrackten Ereignissen zu sehen. Bei beiden Verteilungen wurde der Maximalwert auf eins skaliert, um die Breiten vergleichen zu können. Die Asymmetrie der ungetrackten Ereignisse entstand durch ein fehlendes Kalorimetermodul am Boden (Das Modul mit 8 cm langen Kristallen in

der Position mit negativer x - und negativer y -Koordinate). Da bei ungetrackten Ereignissen die Photonen überwiegend um kleine Winkel streuen, macht sich das fehlende Bodenmodul bei einer zenithalen Position der Quelle bemerkbar. Die gestreuten Photonen von getrackten Ereignissen werden dagegen hauptsächlich in den symmetrisch angeordneten seitlichen Kalorimetermodulen absorbiert.

6.6 Diskussion

Die wichtigsten Verbesserungsmöglichkeiten die sich aus der Analyse der Daten des Mega-Prototypen ergeben, seien hier kurz aufgelistet:

- Um den Anteil der Zufallskoinzidenzen zu reduzieren sollte die Zeitauflösung sowohl des Trackers als auch des Kalorimeters verbessert werden (vergleiche Kapitel 5 und Ausblick dort). Eine Möglichkeit dazu, die ohne Veränderung der Hardware auskommt, wäre das Eichens der Zeitkurve jedes einzelnen Kristalls oder zumindest die Berücksichtigung der Triggerschwelle jedes Kristalls in der Zeitkurve. Da die Triggerschwelle zwar von aussen gesetzt wird, jedoch die tatsächliche Schwelle innerhalb des ASIC variiert, kann diese wiederum nur aus Eichmessungen bestimmt werden. Ebenfalls im Interesse der Zeitauflösung sollte daher die Triggerschwelle des Kalorimeters reduziert werden. Da diese Schwellen im wesentlichen durch die internen Offsets des ASIC limitiert sind, verspricht die nächste Version (TAGP) mit einzeln programmierbaren Schwellen jedes Kanals eine Erniedrigung auf etwa $1/3$ der aktuellen Werte.
- Die Winkelauflösung des Instruments für die untersuchten Comptonstöße wird durch die Energieauflösung der Kalorimeter begrenzt. Diese wird, vor allem bei doppelseitiger Auslese, durch das elektronische Rauschen limitiert. Da das Rauschen durch die Kapazität der Dioden und nicht durch den Leckstrom dominiert wird, würde die Verwendung von Silizium-Driftdetektoren anstelle von PIN-Dioden eine Verbesserung um den Faktor 2-3 erlauben. Dies führt insbesondere zu einer Verbesserung der ARM für getrackte Ereignisse, bei denen relativ geringe Energien im Kalorimeter deponiert werden und deren ARM-Verteilung besonders stark durch die Energieauflösung des Kalorimeters dominiert wird.
- Das erhöhte Rauschen auf der n-Seite des Trackers ist noch ungeklärt und lässt sich weder durch den gemessenen Leckstrom noch durch die gemessene Interstrip-Kapazität erklären. Als mögliche Rauschquelle kommen noch die punch-through-Kontakte in Frage, so dass deren Verhalten, unter anderem bei Variation der Detektortemperatur, untersucht wird.

Anhang A

Hardware

Überblick

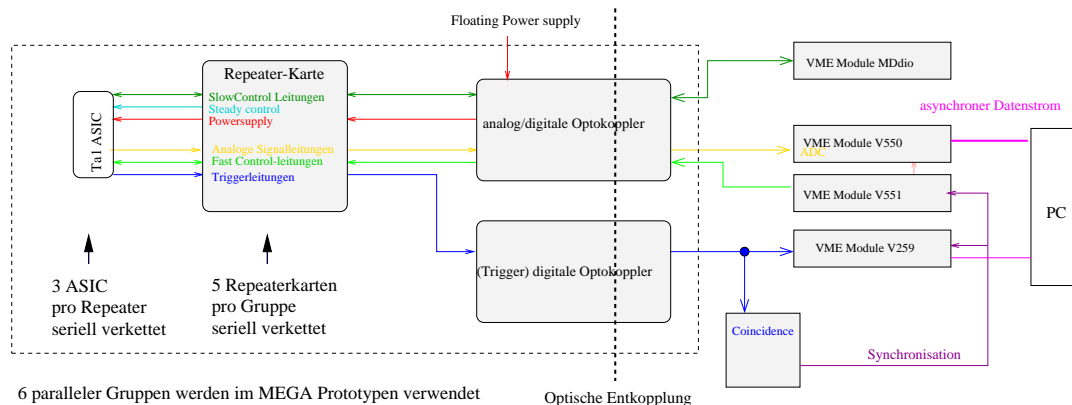
Die Elektronik des MEGA Prototypen ist modular aufgebaut: 128 ladungsempfindliche Vorverstärker sind in einem VLSI-ASIC integriert. Jeweils drei dieser ASICs werden von einem Repeater versorgt, jeweils fünf Repeater bilden eine Gruppe mit insgesamt 1920 Verstärkerkanälen. Alle Verstärker einer Gruppe werden seriell ausgelesen und die Daten in einem Flash-ADC digitalisiert. Jede Gruppe, wie sie in Abbildung A.1 schematisch gezeigt ist, ist mittels zwei Optokopplerkarten an das Datenaufnahmesystem angeschlossen und besitzt eine eigene Stromversorgung. Das Ruhepotential jeder Gruppe kann gegenüber demjenigen der anderen Gruppen verschoben werden (floating grounds). Insgesamt werden 6 parallele Gruppen, 28 Repeater, 84 TA1-ASICs und somit 10752 Verstärkerkanäle verwendet.

Die Triggersignale der ASICs werden parallel über Optokoppler der Datenaufnahme zugeführt und in einer Koinzidenzschaltung zusammengefasst. Dort wird ein Mastertrigger (MET) erzeugt, welcher dann die Auslese der Daten eines Ereignisses startet.

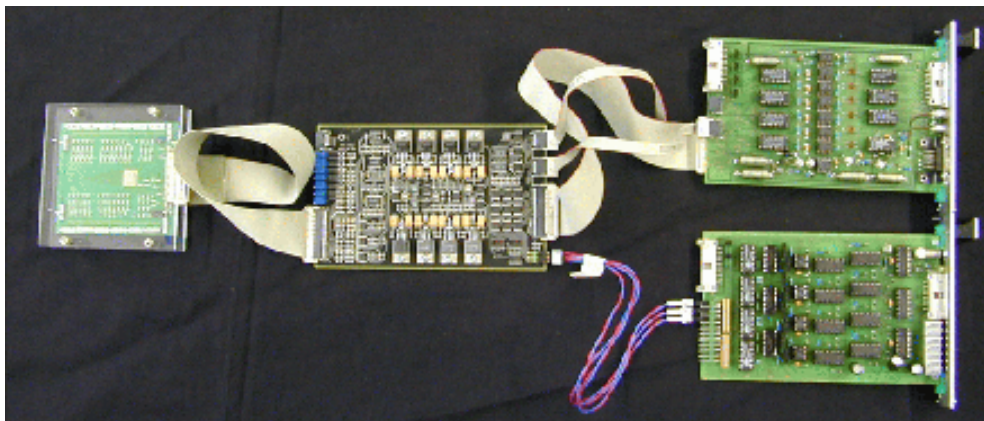
Die Vorverstärker-ASICs

Im MEGA-Prototyp werden hochintegrierte low-noise, low-power CMOS Schaltkreise des Typs TA1.1 der Firma IDE, Oslo, verwendet. An der Vorderkante des etwa 5x7mm großen Die liegen die Bondverbindungen von 64 Eingangskanälen, entlang der beiden Seiten jeweils 32 Kanäle. Die Anordnung der Eingänge an drei Seiten ermöglicht eine einfache Produktion der Hybridboards, da die Abstände (Pitch) der Leiterbahnen minimal 100 μm betragen, und mit konventioneller Ätztechnik gefertigt werden können.

In Abbildung A.2 ist eine grobe Schematik des TA1-Chips dargestellt. Im



(a) Schematischer Aufbau der Detektorelektronik und der Datenaufnahme. Die Optokoppler trennen die Vorverstärker von der weniger ruhigen Datenaufnahmeelektronik.



(b) Photo eines Zweiges, bestehend aus (v.l.n.r.): TA1-ASIC auf dem Hybridboard, Repeaterkarte, Optokoppler (oben analog und digital und darunter die digitalen Optokoppler für die Triggersignale).

Abbildung A.1: Überblick über den Aufbau der Elektronik des MEGA-Prototypen. Insgesamt benutzt der Prototyp sechs parallele Zweige.

TA1 sind 128 parallele Verstärkerketten mit Vorverstärker und Shaper auf einem ASIC integriert. Die Ausgangssignale der Shaper werden gemeinsam zum Zeitpunkt eines externen (“hold”)-Signals gehalten und werden seriell ausgelesen und digitalisiert. Parallel zum Ausleseregister wird der Ausgang jedes Shapers über einen Hochpassfilter einem Schwellen-Diskriminator zugeführt, welcher bei Überschreiten der Schwelle ein Triggersignal erzeugt. Alle 128 Triggerleitungen sind mittels eines logischen ODERs zu einem gemeinsamen Trigger zusammengefasst. Zwischen den einzelnen Triggerleitungen und dem ODER befindet sich ein programmierbares Register, mit welchem jede Triggerleitung einzeln blockiert

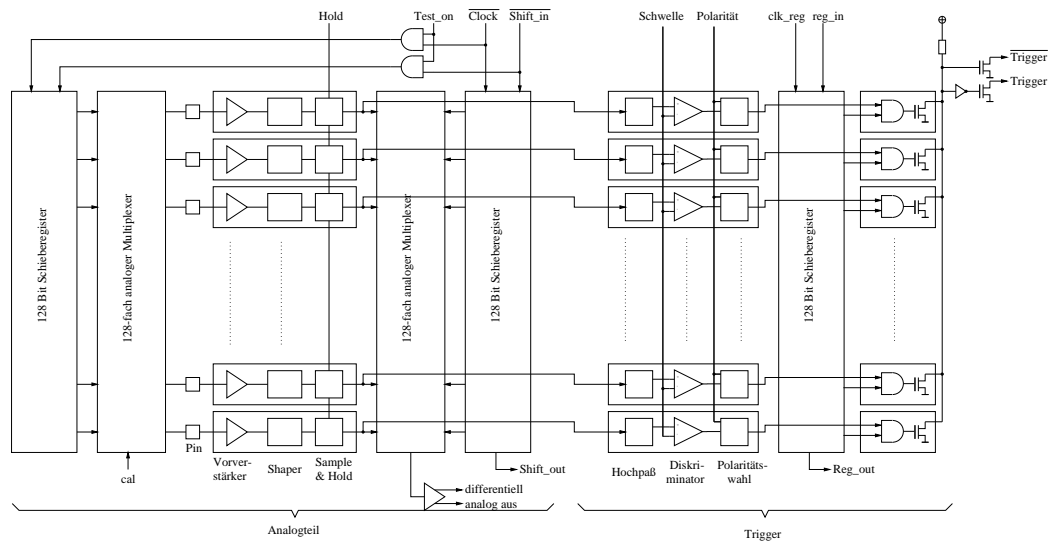


Abbildung A.2: Schematik der verwendeten TA1 ASICs. Der linke Teil wird üblicherweise auch in den VLSI-ASICs der Hochenergiephysik verwendet. Im rechten Teil wird das Triggersignal erzeugt, welches der Koinzidenzschaltung zugeführt wird.

werden kann. Tabelle A.1 gibt eine Zusammenfassung der elektrischen Daten der ASICs und eine Liste der in MEGA verwendeten Einstellungen der Kontrollströme und Spannungen. Über den Biasstrom des Shapers IS wird die Filterkon-

Dynamischer Bereich	$\sim 10,1$ fC ohne Verwendung von VREF $\sim 15,6$ fC mit Verwendung von VREF				
Rauschen	$165 + 7 / \text{pF}$ [Elektronen sdev] bei $\tau_{rise} = 2\mu\text{s}$				
Kontrollwerte	VFP	VFS	IP	IS	τ_{rise}
D1	-270 mV	100 mV	$300 \mu\text{A}$	$45 \mu\text{A}$	$2\mu\text{s}$
D2	-350 mV	100 mV	$300 \mu\text{A}$	$10 \mu\text{A}$	$4 \mu\text{s}$
Ströme (Messdaten)	AVSS	AVDD	DVSS	DVDD	gesamt
pro TA1 ASIC	10 mA	3 mA	6 mA	5 mA	46 mW

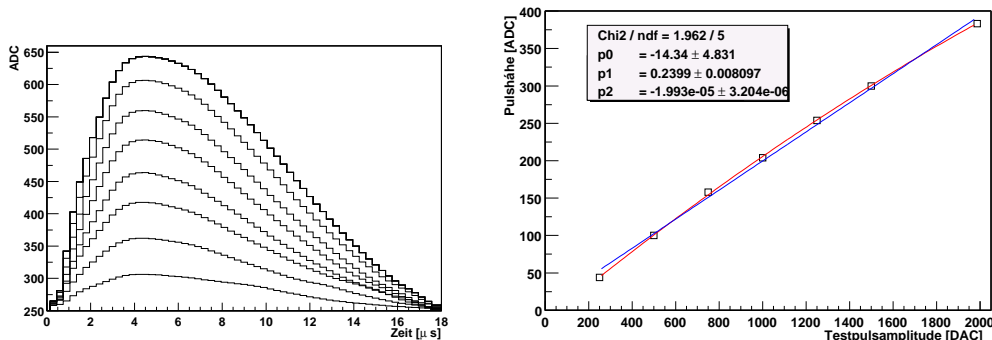
Tabelle A.1: Daten des verwendeten ASIC TA1. Der Leistungsverbrauch (letzte Zeile) des Chips wurde an den Leitungen zwischen Repeater und Hybrid bei laufender Datenaufnahme gemessen.

stante τ_{rise} des CR-RC Filters eingestellt. Die Spannung VFP liegt am Gate des Feldeffekt-Transistors an, welcher den Feedback-Widerstand in der Rückkopplung des Vorverstärkers bildet. Niedrigere Werte führen dabei zu einem größeren Widerstand und damit zu einem niedrigeren Rauschen des Verstärkers. Gleichzeitig kann allerdings der Verstärker leichter in Sättigung geraten, so dass für die Streifendetektoren des D1, bei denen der Anteil des parallelen Rauschens durch den Feedback-Widerstand vernachlässigt werden kann, ein höherer Wert gewählt

wurde als für die Kalorimeter des D2.

Der TA1-ASIC besitzt einen Testmodus, in welchem über eine Testleitung ein Ladungssignal in jeden Verstärkerkanal injiziert werden kann, um die Verstärkung der Kette und das Timing zu überprüfen. Zur Erzeugung des Testsignals wird auf den Repeaterkarten ein rechteckförmiger Spannungspuls erzeugt, welcher mittels eines 1 pF großen Kondensators auf den Hybridboards in den Testeingang eingekoppelt wird. Die Amplitude des Spannungspulses ist bis ± 2 mV programmierbar, so dass positive oder negative Ladungssignale bis 2 fC generiert werden können. Abbildung A.3(a) zeigt Testmessungen an einem der ASICs des Kalorimeters, deren Shapingzeit $\tau_{rise} = 4 \mu\text{s}$ beträgt.

Die Linearität des ASIC, welche anhand der Testsignale bestimmt wurde, ist in Abbildung A.3(b) dargestellt. An die Messpunkte sind Polynome zweiten und dritten Grades angepasst, welche zeigen, dass eine Nichtlinearität von etwa 10 ADC, entsprechend etwa 5 keV bei direkter Konversion von Photonen in einer Siliziumdiode, existiert.



(a) Testpulse bei Amplituden von 250 DAC bis 2000 DAC. Die Nullage des Kanals (Pedestal) liegt bei 260 ADC.

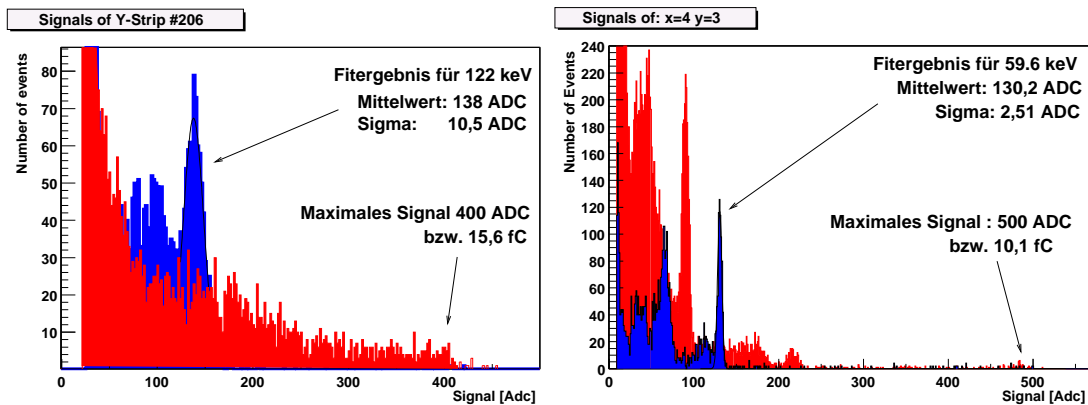
(b) Linearitätsplot der Testsignale. Die durchgezogenen Linien stellen das Fitergebnis mit einem Polynom zweiten und dritten Grades dar.

Abbildung A.3: Linearität des ASIC aus Analyse im Testmodus des ASIC. Die Amplitude des Testpulses ist programmierbar zwischen -2 mV und $+2$ mV und wird über einen Kondensator mit 1 pF auf dem Hybridboard in den Testeingang des ASIC eingekoppelt. Die maximale Testladung 2 fC ist nicht hoch genug, um den dynamischen Bereich des ASIC voll auszusteuern.

Mithilfe dieser Testpulse wird jeder ASIC vor der Montage eines Detektors getestet. Von 120 getesteten ASIC wurden 25 aufgrund von Fehlern im Digitalteil (überwiegend aufgrund von defekten Shiftregistern) oder der Triggerelektronik ausgesondert und ersetzt.

Der dynamische Bereich des ASIC ist etwa gleich groß für positive wie für

negative Signalamplituden. Um für eine gegebene Polarität den Messbereich zu erweitern, kann daher die Ruhelage der Verstärker über eine extern angelegte Spannung (VREF) verschoben werden, so dass der gesamte dynamische Bereich für eine Polarität zur Verfügung steht. Intern ist diese Leitung mit dem Ausgangssignal eines dummy-Verstärkerkanals und mit dem Referenzeingang aller angeschlossenen differentiellen Verstärker verbunden. Da der dummy-Verstärker denselben Temperaturänderungen ausgesetzt ist, wie alle anderen Kanäle, werden dadurch Offsetschwankungen kompensiert. Um diesen Kompensationsmechanismus nicht zu übersteuern, wird VREF hochohmig (über 50 k Ω Potentiometer) angelegt und der Offset nur etwa zur Hälfte in der gewünschten Richtung verschoben. Der dynamische Bereich beträgt nach unseren Messungen, wie in Abbildung A.4 dargestellt und erläutert, 10 fC, wenn VREF unverbunden bleibt, und 15 fC, wenn VREF angelegt und justiert ist.



(a) Der dynamischer Bereich der Streifen-detektoren beträgt mit Verwendung von VREF etwa 15 fC bzw. 350 keV.

(b) Der dynamische Bereich der Kalorimeter beträgt ohne Verwendung von VREF 10 fC oder 2,9 MeV (bei einseitig ausgelesenen Kristallmodulen).

Abbildung A.4: Dynamischer Bereich von D1 und D2 aus einer Eichung mit radioaktiven Präparaten. Die Eichung des dynamischen Bereichs erfolgt mittels der bekannten Signalladung eines ^{57}Co -Präparats (D1) bzw. ^{241}Am -Präparats (D2). Das maximale Signal kann auch in D2 aus Messungen mit hochenergetischen Quellen (^{22}Na) bestimmt werden, wenn man die seltenen Signale der direkten Konversion in der Photodiode betrachtet.

Stromversorgung und Biasing

Die Versorgungselektronik (Repeater) versorgt die ASICs mit stabilisierten Versorgungsspannungen von $\pm 2\text{V}$ sowie den einstellbaren und kontrollierbaren,

Kontrollspannungen und Ströme aus Tabelle A.1. Darüberhinaus besitzt jede Repeaterkarte vier programmierbare DACs, welche die Thresholdspannungen für jeden der drei angeschlossenen TA1 setzt. Der 4. DAC setzt die Amplitude des Testpulses für alle drei TA1. Alle digitalen Signale der TA1 werden von $\pm 2V$ Amplituden (CMOS) zu differentiellen $\pm 5V$ Signalen (RS422) gewandelt. Das Ausgangssignal der TA1 wird in einem Videoverstärker um das 18-fache verstärkt und in ein Stromsignal gewandelt, so dass mehrere Ausgänge der Repeaterkarten bei der seriellen Verkettung addiert werden können. Die Ausgangssignale werden auf der gesamten Strecke vom ASIC bis zum ADC, mit Ausnahme einer kurzen Strecke am analogen Optokoppler, differentiell geführt und sind so gegenüber Störungen von außen relativ unempfindlich.

Bei den Tests der Streifendetektoren stellte sich heraus, dass die Ausleseelektronik der Detektoren in der Nähe des Biaspotentials der jeweiligen Seite gehalten werden sollte. Daher wurden zwischen Repeater und der VME-Elektronik zur Datenaufnahme Optokoppler eingesetzt und die Repeater mit den angeschlossenen Frontend-ASICs auf getrennten Potentialen betrieben. Wie in Abbildung A.5 dargestellt, können somit die Masse-Potentiale der Repeater und TA1 gegenüber den Biaspotentialen der Seiten beliebig eingestellt werden.

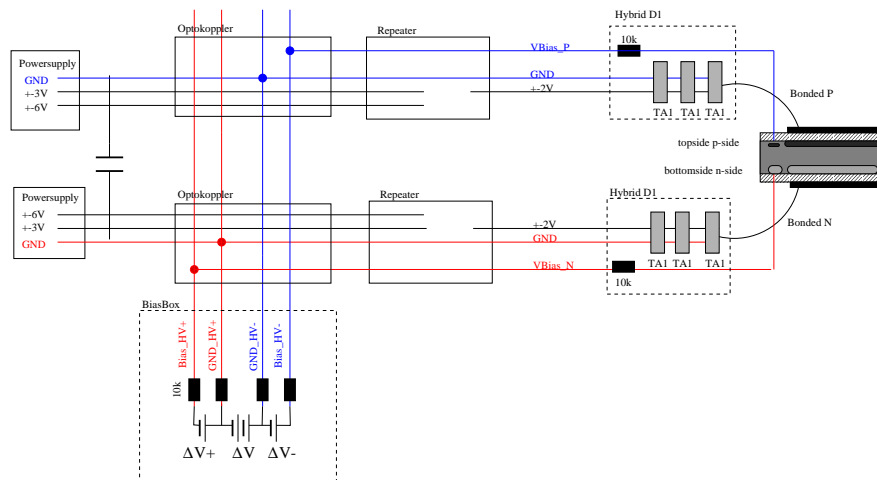


Abbildung A.5: Biasschaltung der doppelseitigen Streifendetektoren. Die Potentiale der Ausleseelektronik bestimmen über die Bondleitungen das Potential auf den Aluminiumstreifen der Detektoren. Die Potentiale der Biasleitungen können unabhängig davon gewählt werden, sind aber für alle Detektoren dieselben.

Koinzidenzschaltung

Die Zeitkoinzidenzschaltung selektiert aus den häufigen einzelnen Triggerpulsen jedes Detektors diejenigen Pulse, welche in beiden Detektorgruppen (D1 und

D2) etwa gleichzeitig erzeugt werden und daher mit großer Wahrscheinlichkeit von einem gemeinsamen Ereignis stammen. Alle Triggersignale der einzelnen ASICs des Trackers bzw. alle ASICs der Module des Kalorimeter werden durch eine OR-Schaltung zu dem D1- bzw. D2-Trigger zusammengefasst. Da bei den Detektoren von MEGA das Zeitverhalten der Detektoren sehr unterschiedlich ist (D1 schnell, D2 langsam, vergleiche Abbildung 5.7 (a)), kann keine einfache direkte Koinzidenzschaltung verwendet werden. Stattdessen wird eine Schaltung, wie in Abbildung A.6 skizziert, verwendet, welche die Signale des schnelleren Detektor bei jedem seiner Triggersignale hält und nach Ablauf des verzögerten Koinzidenzfensters (CW2) ein reset-Signal sendet. Dieses reset-Signal wird durch ein veto-Signal unterdrückt, falls während des verzögerten Koinzidenzfensters ein Triggersignal des langsameren Detektors eingetroffen ist. In diesem Fall startet der Master-Event-Trigger (MET) das Auslesen aller Detektoren. Gleichzeitig bietet diese Schaltung den Vorteil, dass die zeitliche Schwankung des MET-Signals von der Schwankung des D1-Triggers und nicht von dem des D2-Triggers bestimmt wird. Da die Schwankung des D1-Triggers geringer ist, ist damit auch die Schwankung des MET-Signals geringer.

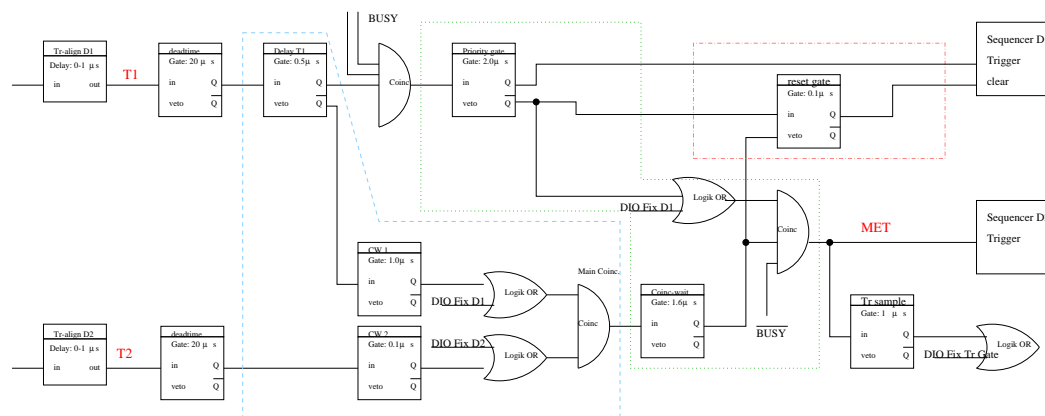


Abbildung A.6: Schematik der verwendeten Koinzidenzschaltung. Der blau umrandete Teil (links) ist die einfache Koinzidenzschaltung. Der grün umrandete Teil (Mitte) stellt die verzögerte zweite Koinzidenz dar und der rot umrandete Teil (rechts) das blockierbare reset-Signal des D1.

In Abbildung A.7 ist der Ablauf der Koinzidenzschaltung dargestellt. Die Größenordnung der Zeitdauer der Signale ist am rechten Rand angegeben. Das erste Ereignis (links) erzeugt nur in D1 ein Triggersignal. In diesem Fall wird der D1 gehalten (Delay D1) und nach Ablauf des “D1 Priorität” Signals wieder zurückgesetzt. Das koinzidente Ereignis (rechts) erzeugt einen Master Event Trigger (MET) und unterdrückt mit dem “veto reset” Signal das Zurücksetzen der D1-Elektronik. Mit dem MET-Signal beginnt die Auslesesequenz, während der die Daten aus den analogen Registern von den ADCs digitalisiert werden.

Nachdem der letzte Datenwert digitalisiert wurde, legt mindestens einer der ADCs das Data-Ready Signal (DRDY) an und der Computer überträgt die Daten aus dem Speicher der VME-Karte in den RAM des Computers.

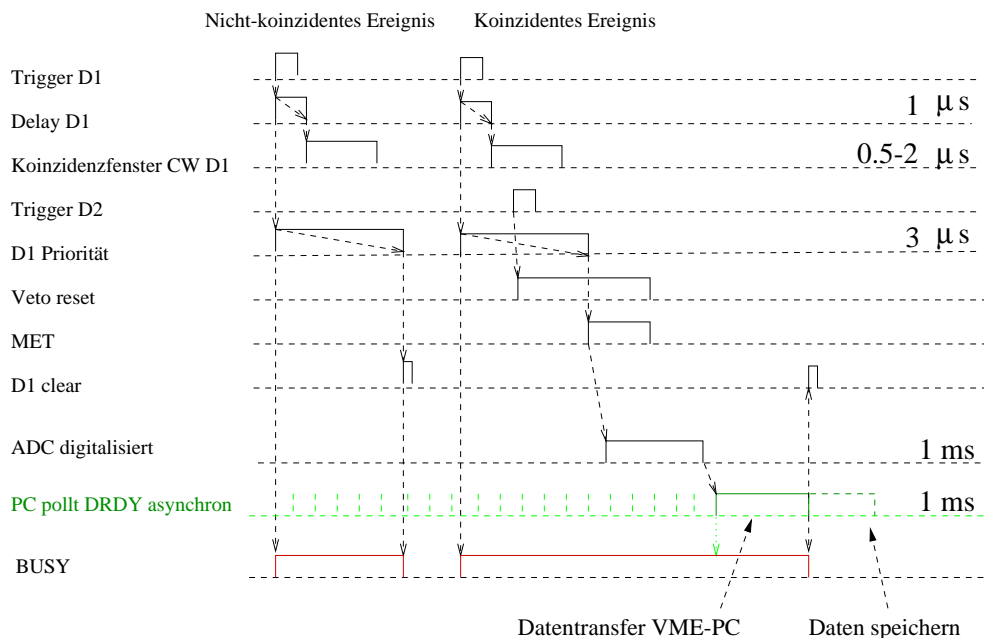


Abbildung A.7: Zeitdiagramm der Koinzidenzschaltung (nicht maßstäblich). Links für ein Ereignis, welches im D1 ein Triggersignal erzeugt, aber kein koinzidentes Triggersignal im D2. Rechts für ein koinzidentes Ereignis mit nachfolgender Datenauslese.

Datenaufnahme-System

Das Datenaufnahmesystem wurde aus kommerziellen VME-Modulen (V551b, V550, V259) der Firma CAEN, Italien zusammengestellt.

Die Module V551b (zwei Module) sind programmierbare Sequenzer, welche die digitalen Signale zur Steuerung der integrierten Frontend-ASICs erzeugen (fast control).

Die Module V550 (drei Module) besitzen zwei parallele, extern triggerbare, 5 MHz schnelle ADCs mit 10 bit Auflösung und Datenpuffer für 2000 Datenworte. Zusätzlich können Pedestal und Threshold-vektoren programmiert werden, welche während der Datenaufnahme von den Rohdaten abgezogen, bzw. mit denen die Daten nach Abzug des Pedestal verglichen werden. Diejenigen Werte, welche die Schwelle übersteigen werden in einem Ergebnisvektor zusammen mit den Indexwerten gespeichert und können vom Hostcomputer ausgelesen werden, ohne die Rohdaten übertragen zu müssen (sparse readout).

Mit einem Digitalen I/O Modul mit 96 Ein/Augängen werden die langsamen Einstellungen an den TA1 und Repeatern sowie der Koinzidenzschaltung

programmiert (slow control).

Die Module V259 (drei Module) besitzen 16 digitale Eingänge in welchen, von einem externen Gate gesteuert, Triggersignale während der Öffnungszeit des Gates festgehalten (gelatcht) werden. Diese Werte können als second-level Trigger oder zur Messung der Triggerraten jedes einzelnen TA1 verwendet werden.

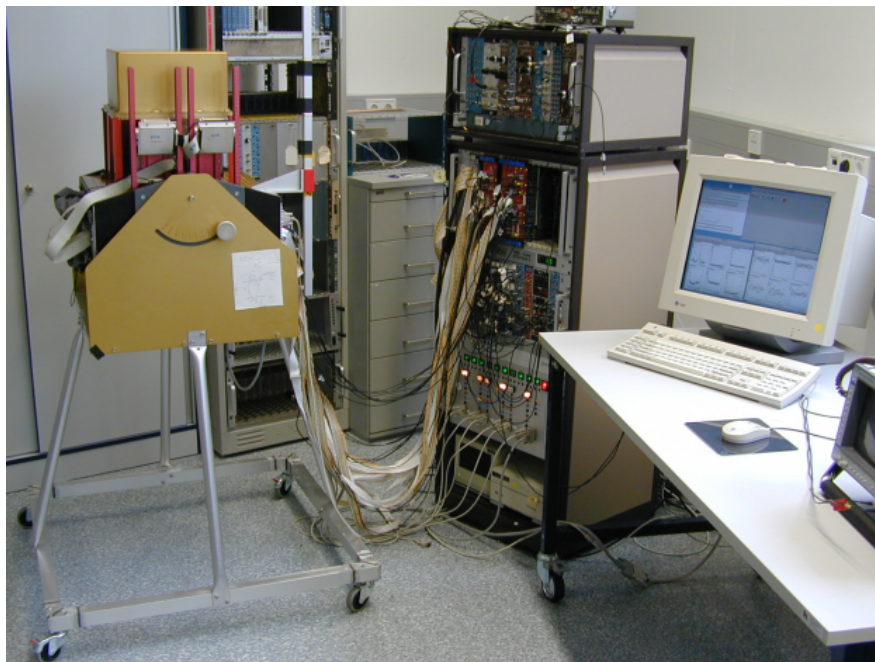


Abbildung A.8: Das Datenaufnahmesystem für den MEGA Prototypen besteht aus: VME-Bus mit verschiedenen Einsteckkarten, Nim-Krate für die Koinzidenzschaltung und einer Workstation zur Steuerung der Datenaufnahme.

Der VME-Bus über welchen die Module adressiert und angesprochen werden, wird von einem VME-SBus Interface als Busmaster gesteuert. Diese Interface-Karte bildet den Speicherbereich des VME-Bus in den Speicherbereich einer SUN workstation ab, so dass die Steuersoftware auf dieser Workstation direkt auf die Register der VME-Module lesend und schreibend zugreifen kann. Der VME-bus kann wahlweise anstelle der Workstation, über eine Interfacekarte zwischen VME- und PCI-Bus eines PC angesteuert werden. Mit der Verwendung von PCs stehen damit preiswerte und relativ schnelle Prozessoren für die Datenverarbeitung zur Verfügung. In Abbildung A.8 ist das System mit dem Prototypen des Instruments dargestellt.

Anhang B

Software

Programmkonzept und Strukturierung

Die Software zur Steuerung des Instruments und zur Analyse der Daten ist objektorientiert strukturiert. Objektorientierte (OO) Programmieretechnik unterscheidet sich von der klassischen (funktionalen) Methode durch die Bündelung von Daten mit Funktionen, welche diese Daten verändern können, zu Klassen. Für OO Programmierung ist die Aufteilung der Gesamtaufgabe auf einzelne Aufgabenstellungen (Klassen) äusserst wichtig. Diese Klassen sollten die Eigenschaft haben, möglichst wenig Information von anderen Klassen zur Lösung ihrer eigenen Aufgaben zu benötigen. Dabei wurde versucht, in der Klassenstruktur die Realität insofern nachzubilden, als einzelne Klassen (etwa MChip, MDetector oder V550Card) einer realen Einheit entsprechen. Dadurch kann das Programm problemlos skaliert werden, indem mehr Instanzen (Objekte) der Klassen allokiert werden, wenn reale Hardware hinzukommt. Zu dieser Flexibilität gehört auch, dass alle Objekte über Listen (Objekt-arrays) verwaltet werden.

Die Software für MEGA ist in C++ geschrieben und verwendet die ROOT-Klassenbibliothek von CERN (<http://root.cern.ch>) und den C++ Interpreter CINT. ROOT [BBFR96] stellt die meisten graphischen und mathematischen Funktionen zur Verfügung. Es ist verfügbar für die meisten Betriebssysteme und der Sourcecode ist frei erhältlich.

Beschreibung der einzelnen Klassen

Das Programm Megalyze (MEG_a AnaLYSE) steuert die Hardware von MEGA und analysiert die Daten von MEGA. Im folgenden werden die Aufgabenbereiche jeder Klasse (siehe auch Abb. B.1) näher beschrieben. Für tiefere Einblicke sei auf den (mehr oder weniger gut) dokumentierten Quellcode verwiesen.

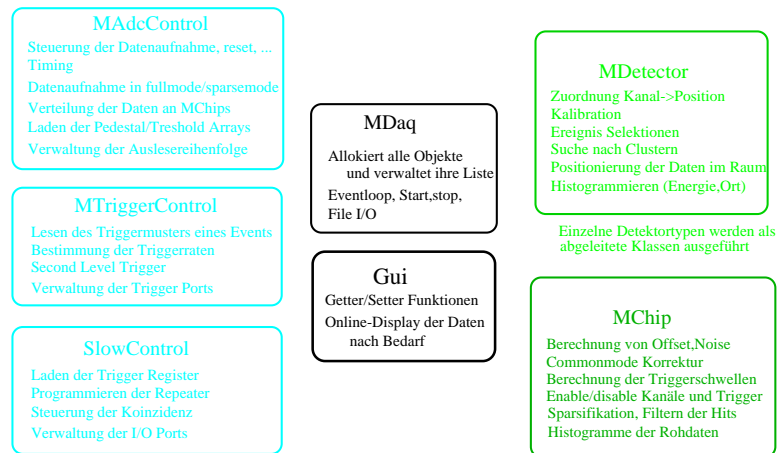


Abbildung B.1: Aufgabenverteilung auf die einzelnen Klassen von Megalyze. Die GUI Klasse ist unabhängig von allen anderen Klassen programmiert. Dadurch kann man Megalyze im C++ - Interpreter CINT auch als batch-Programm ausführen.

MChip Die MChip-Klasse berechnet aus Daten im random-Trigger-Modus Pedestal, Noise u.s.w. Bei getriggerten Ereignissen werden Signale, welche eine Schwelle überschreiten, in einen Hitvektor gefüllt und Spektren für jeden Kanal gefüllt. Falls Testpulse oder Triggerschwellen gemessen werden, werden die Daten ebenfalls in der MChip-Klasse gespeichert.

MDetector Diese Klassen bearbeitet alle Informationen, welche einzelne Detektoren betreffen. Für jeden Detektortyp wird eine Klasse abgeleitet, in denen dann die unterschiedlichen Funktionen zur Kalibration, oder Berechnung des Wechselwirkungsortes implementiert sind. Um die Schnittstelle zur graphischen Oberfläche zu vereinfachen, greift das GUI nur auf Daten und Funktionen der Klasse MDetector zu, nicht auf davon abgeleitete Klassen.

MEventData/MHit/MEventStat In den Event-Klassen werden die Daten aller Detektoren zu einem Event zusammengefasst. Daher bilden diese Klassen die Schnittstelle zur weiteren Analyse wie dem Tracking oder der Bildrekonstruktion. In der Eventstatistik-Klasse werden einfache Verteilungen über Ort, Energie, Anzahl der Wechselwirkungen u.s.w. gespeichert, die sich allein aus den Eventdaten, also ohne Kenntnis der Detektorgeometrie, bestimmen lassen.

MDAQ Als Mutter aller Objekte enthält sie Listen der vorhandenen Objekte im laufenden Programm. Von dieser Klasse existiert nur ein Objekt. In MDAQ läuft der Eventloop. Falls das GUI verwendet wird, wird nach jedem verarbeiteten Event an die graphische Oberfläche zurückgesprungen, um evtl. auf deren Ereignisse zu reagieren. Dateien zum Einlesen oder Abspeichern von Daten werden

hier geöffnet oder geschlossen. Um das Schreiben/Lesen der darin enthaltenen Daten kümmern sich die Klassen `MAdc` bzw. `MDetector`.

MAdcControl / MAdc Diese Klassen sind dazu da, um die analogen Daten einzulesen und die Auslese zu steuern. Ein `MAdcControl` Objekt entspricht einem Datenaufnahmesystem, bestehend aus einem Sequenzer- und mehreren ADC-Modulen. Ein `MAdc` Objekt entspricht einem ADC in einem ADC-Modul (welches zwei ADCs enthält). Jedes Objekt der `MAdc` Klasse hält eine Liste der Pointer aller `MChip` Objekte, die mit diesem ADC verbunden sind. An jedes dieser `MChip`-Objekte wird derjenige Teil der Daten weitergeleitet, der der Position des ASICs in der sequentiell ausgelesenen Reihenfolge der ASICs entspricht. Damit lässt sich die Reihenfolge der ausgelesenen TA-Chips verändern, ohne dass die weiteren Programmteile davon beeinflusst werden.

MSlowControl / MSlowChain Diese Klassen laden digitale Register in den TA ASICs und in den Repeaterkarten. Die Datenvektoren werden zweimal hintereinander geladen und der Ausgang jedes Registers zur Kontrolle zurückgelesen.

MTriggerControl Diese Klasse liest die Muster der Triggersignale und entscheidet daraufhin, ob das Ereignis gelesen oder verworfen werden soll. Zusätzlich können die Triggerraten der einzelnen Detektoren bestimmt werden, was zur Festlegung der Triggerschwellen und zur Überwachung dient.

VmeModules Sie stellen alle Fähigkeiten der Hardware (der VME-Karten) in Form von Funktionsaufrufen zur Verfügung und stellen sicher, dass keine sinnlosen Befehle, unerlaubte Zugriffe auf Register o. ä. möglich sind. Der Zugriff auf die Hardware geschieht über Memory-mapping zwischen dem Speicherbereich des Computers und dem Speicherbereich des VME Busses. Die Hardware der einzelnen VME Module wird über abgeleitete Klassen angesprochen, welchen die Anordnung der Register und die Bedeutung der Bits innerhalb der Register der jeweiligen Karte bekannt ist.

MMainWindow Über eine graphische Benutzeroberfläche können die Daten der anderen Klassen dargestellt oder Parameter in diesen Klassen verändert werden. In Abbildung B.2 ist ein Beispiel der GUI mit einigen der Menus dargestellt. Die Datenverarbeitung selbst ist aber vollständig unabhängig von der GUI. Daher können sämtliche Funktionalitäten auch über den Interpreter CINT im batch mode als Macro ausgeführt werden.

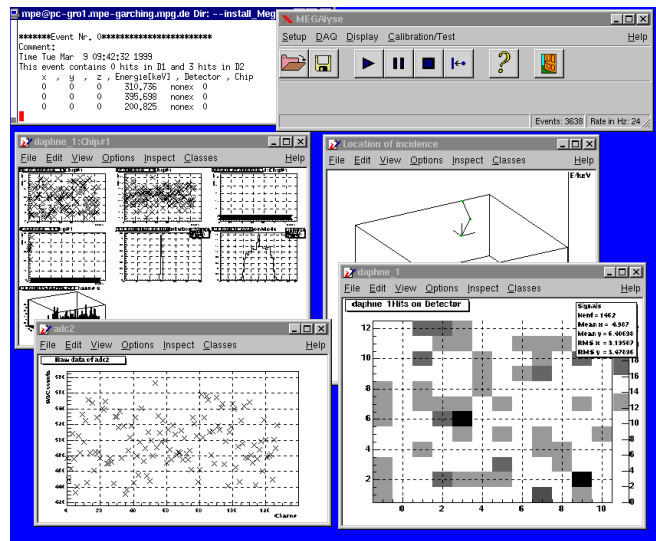


Abbildung B.2: Einige der Menüs und Darstellungen der Daten in der graphischen Oberfläche von Megalyze. Die meisten der dargestellten Daten werden aus einer Selektion von Chips bzw. Detektoren zusammengestellt welche aus einem Menü ausgewählt werden können. Von links nach rechts: rohe Adc-daten, Parameter eines TA1-Chips wie Offsets, Rauschen, Commonmode, Spektren, Parameter eines Detektors wie Ort und Energie der Wechselwirkungen, Darstellung des gesamten Events als ASCII-Tabelle und graphisch, Verteilung aller Events.

Algorithmen zur Datenreduktion

Für alle Kanäle jedes Detektors werden laufend Mittelwert, Standardabweichung (Sdev) und Common-Mode wie folgt bestimmt:

Pedestal (Offset) Jeder Verstärkerkanal besitzt, durch die Fertigungstoleranzen bedingt, einen eigenen Offset (=zeitlicher Mittelwert) welcher von den Daten subtrahiert werden muss. Dieser wird üblicherweise Pedestal genannt.

Für jeden Kanal wird laufend der Mittelwert (running average) berechnet:

$$Ped_{i+1} = \frac{(Ped_i * W) + Data_{i+1}}{W + 1} \quad (B.1)$$

Dabei ist:

i: der fortlaufende Index des i'ten random events.

Data: der Datenwert des i'ten random events

W: das Gewicht, das die Geschwindigkeit des Nachfolgens bei Änderung des Pedestals bestimmt. Wir verwenden den Wert 1000.

Sdev (Unkorrelierte Schwankungen) Für viele Messungen, nicht zuletzt zur Festlegung der Detektionsschwellen, ist das Berechnen der Standard-

abweichung jedes Kanals notwendig. Dies geschieht ebenfalls laufend (running variance):

$$\sigma_{i+1} = \sqrt{var_{i+1}} \quad \text{mit} \quad var_{i+1} = \frac{(var_i * W) + (Data_{i+1})^2}{W + 1} \quad (\text{B.2})$$

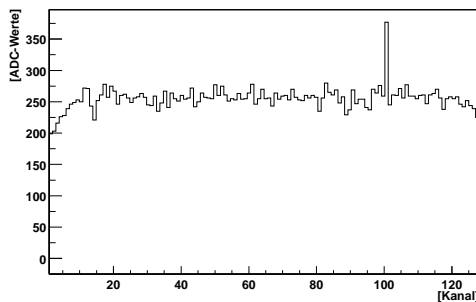
Common-Mode (Korrelierte Schwankungen) Korrelierte Störungen, die zum Messzeitpunkt alle Kanäle eines ASIC in gleichem Maße betreffen, können durch Mitteln über diejenigen Kanäle, welche kein Signal enthalten, korrigiert werden. Dies nennt man die Common-mode Korrektur (CMC). Der Common-Mode eines Ereignisses i ist die Differenz des Mittelwertes (über alle Kanäle eines ASIC gemittelt) dieses Ereignisses vom Mittelwert aller bisher gemessenen Ereignisse. Da für das Pedestal bereits die Daten der bisher gemessenen Ereignisse für jeden Kanal gemittelt wurden, wird der Pedestalwert (über alle Kanäle eines ASIC) gemittelt und vom Mittelwert der Messdaten abgezogen.

$$CM_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_{channel}} Data_i - \sum_{j=1}^{N_{channel}} Ped_{i-1}}{N_{channel}} \quad (\text{B.3})$$

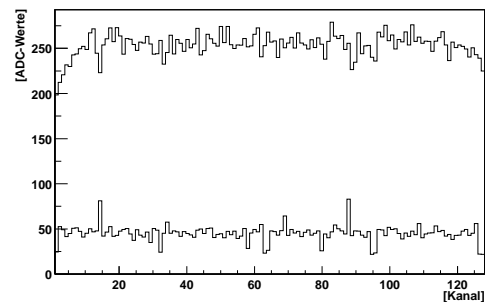
Durch das Subtrahieren des CM_i von den Daten des Ereignisses werden die korrelierten Schwankungen unterdrückt. Der CM wird sowohl während der Initialisierungsphase als auch während der getriggerten Datenaufnahme berechnet und subtrahiert.

Reduktion der Rohdaten Mittelwerte, Standardabweichungen und Common-Mode werden am einfachsten aus Datensätzen mit wenigen darin enthaltenen Signalen bestimmt. Für solche Datensätze wird der Trigger der Detektoren ignoriert und der Zeitpunkt des Hold-Signals vom Computer vorgegeben. Im normalen Datenaufnahme-Modus dagegen sollte in den Daten jedes Chips, der einen Trigger ausgelöst hat, mindesten ein Kanal ein Signal enthalten. Wegen der großen Menge an Verstärkerkanälen müssen möglichst früh (im Datenstrom) Hits von leeren Kanälen getrennt werden (Sparsifikation). Als Schwelle zwischen Hits und Nicht-Hits wird ein Vielfaches (das 6-fache) der Standardabweichung plus der Pedestalwert verwendet (Abbildung B.3). Das Datum jedes Kanals wird mit dieser Schwelle verglichen und aus allen Kanälen, welche unterhalb der Schwelle liegen, wird die Summe $S_{(Data < Schwelle)}$ berechnet. Aus diesen N Daten wird die Summe für die Common-Mode-Korrektur des Ereignisses berechnet. Im nächsten Schritt wird von jedem Signal das Pedestal des jeweiligen Kanals und der CommonMode des Ereignisses abgezogen:

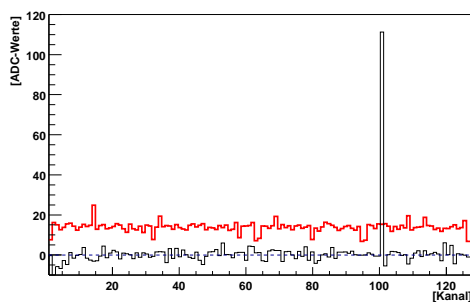
$$Data_{(k)} = Data_{(k)} - Ped_{(k)} - \frac{S_{(Data < Schwelle)} - \sum_{j=1}^{j(Data < Schwelle)} Ped_{(j)}}{N_{(Data < Schwelle)}}$$



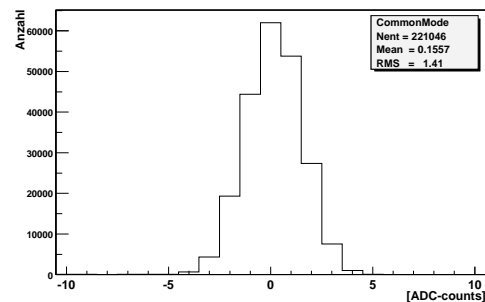
(a) Messdaten ohne Korrekturen. Ein Signal mit etwa 15000 Elektronen (660 keV Wechselwirkung in einem Szintillatormodul) ist sichtbar bei Kanal 101.



(b) Pedestal (Mittelwert) und Standardabweichung (untere Linie, 10-fach vergrößert) aller Kanäle.



(c) Daten nach Abzug des Pedestals. Die dicke Linie zeigt die Schwelle (6-fache Standardabweichung) des jeweiligen Kanals an.



(d) Common-Mode: Verteilung des Mittelwerts aller Kanäle nach Abzug des Pedestal.

Abbildung B.3: Daten auf dem Weg zum Hit. (a) Rohe Daten wie sie im getriggerten Modus vom ADC gemessen werden. (b) Pedestal und Standardabweichung der Kanäle, berechnet aus einer großen Anzahl zufällig getriggelter Ereignisse. (c) Daten nach Abzug von Pedestal und Commonmode-Korrektur. Die Schwellen (6-fache Standardabweichung jedes Kanals) zur Unterscheidung von Hit und leeren Kanälen sind markiert, ein einzelner Hit mit einem Signal oberhalb der Schwelle ist sichtbar. (d) Verteilung des Common-Mode aus einer großen Anzahl Ereignisse.

Diese Vorgehensweise verhindert das unnötige Subtrahieren des Pedestal und Korrigieren des CM von Daten unterhalb der Detektionsschwelle. Es kann dafür auch eine geringere Anzahl (als N) der Kanäle herangezogen werden, wodurch zwar die Common-Mode-Korrektur etwas leidet, aber auch der Rechenaufwand sinkt.

Anhang C

Das MEGA-Instrument als Satellit

Empfindlichkeit der Instrumente Der MeV-Bereich gilt als der schwierigste Bereich innerhalb der “Multi-Wavelength“-Astronomie, in welcher Objekte im Licht von Mikrowellen bis zu höchsten Energien der γ -Strahlung betrachtet werden: In diesem Bereich ist der Photonenfluss niedrig, der instrumentelle Hintergrund im Bereich der nuklearen Linien (von einigen keV bis etwa 8 MeV) hingegen ist auf Grund der Aktivierung des Satellitenmaterials (durch Neutronen und kosmische Strahlung) hoch. Infolgedessen ist die Empfindlichkeit der Instrumente in diesem Bereich schlechter als in den Nachbarbereichen. Abbildung C.1 illustriert die Empfindlichkeit verschiedener älterer beziehungsweise neuer geplanter Missionen. Um die Empfindlichkeit von Instrumenten in verschiedenen Energiebereichen leichter vergleichen zu können, ist in Abbildung C.1 die Sensitivität mit E^2 multipliziert dargestellt, so dass der Photonenfluss eines astronomischen Objekts mit einem (typischen) Energiespektrum $\sim E^{-2}$ eine waagrechte Linie ergibt. Ein Objekt ist im jeweiligen Instrument nach der angegebenen Zeit mit mindestens 3σ Rauschabstand sichtbar, wenn sein Photonenfluss (Photonen/cm²s) in einem Energiebereich der Breite $\Delta E = E$ oberhalb der gezeichneten Kurve liegt. Abbildung C.1 macht vor allem deutlich, dass es ein Defizit an Empfindlichkeit zwischen den Energiebereichen der Instrumente INTEGRAL und GLAST geben wird. Es ist offensichtlich, dass ein fortgeschrittenes Instrument mit der als ‘Goal‘ markierten Empfindlichkeit notwendig sein wird, um die kontinuierliche Untersuchung von Quellen im Energiebereich von harter Röntgenstrahlung bis zu Energien von GeV sicherzustellen. Diese Empfindlichkeit zu erreichen, ist das Ziel der Entwicklung von MEGA.

Industriestudie zu MEGA Um die technische Machbarkeit von MEGA zu untersuchen, wurde Anfang 2000 bei der Firma Jena-Optronik GmbH eine Studie in Auftrag gegeben. Das vollständige Ergebnis dieser Studie kann unter [(DJ)] eingesehen werden. Ziel der Studie war, neben Fragen wie Kosten, Startmöglichkeiten und Organisation, den Stromverbrauch und die dafür notwendige Solarzellenflä-

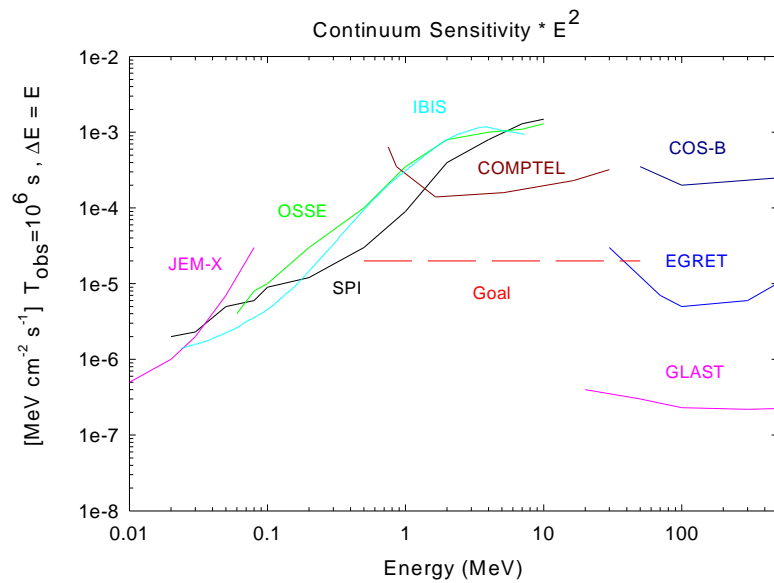


Abbildung C.1: Empfindlichkeit für Punktquellen mit kontinuierlichem Spektrum einiger bisher gebauter (*JEM-X*, *OSSE*, *COMPTEL*, *COS-B*, *EGRET*) bzw. geplanter (*IBIS*, *SPI*, *GLAST*) Instrumente. Die Empfindlichkeit bezeichnet denjenigen Photonenfluss, welcher nach der angegebenen Zeit (10^6 s) mit einem Signal von 3σ über dem Hintergrund detektiert werden kann. Die waagrechte Linie zeigt das Entwicklungsziel für ein zukünftiges Instrument im mittleren Energiebereich an.

che abzuschätzen. Außerdem benötigte man für die Suche nach einer Trägerrakete und darauffolgend der Auswahl möglicher Orbits, eine Abschätzung von Gewicht und Größe des gesamten Satelliten.

Als Vorgabe für die Studie wurde die Auslegung von MEGA, wie sie auch in Abbildung 1.10 dargestellt ist, mit einem Tracker aus 32 Lagen Detektoren und einem Kalorimeter, bestehend aus Szintillationskristallen mit $5,5 \times 5,5 \text{ mm}^2$ großen Pixeln, gewählt. Die Dicke des Kalorimeters sollte an den Seiten 4 cm und am Boden 8 cm betragen.

Der mechanische Aufbau dieser “baseline“-Konfiguration des Instruments, ist in Abbildung C.2 dargestellt. Der Tracker im Zentrum von MEGA wird, anders als beim Prototypen, von oben gehalten und in das “topfförmige” Kalorimeter eingehängt. Dies bietet den Vorteil, dass jeder der beiden Detektoren einzeln getestet werden kann. Nach dem Testen können die beiden Detektoren ineinandergefügt werden, ohne die Verbindungen zur Elektronik lösen zu müssen. Das Kalorimeter ist in einzelne Module unterteilt, welche an der Innenseite von Seitenplatten bzw. oberhalb der Bodenplatte angebracht sind. An den Ecken des Kalorimeters befinden sich Stützpfeiler, an welchen sowohl die Seitenplatten des Kalorimeters als auch die Grundplatte des Trackers befestigt sind (vergleiche auch Abbildung C.4 b).

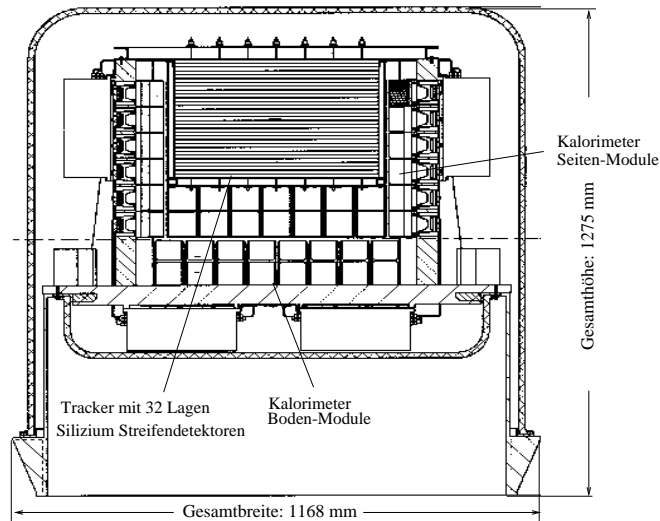


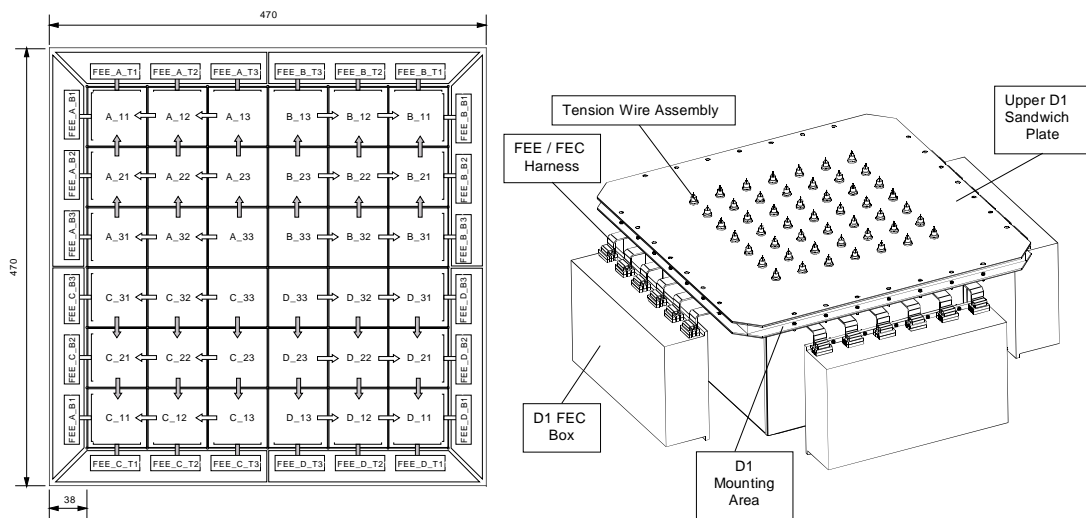
Abbildung C.2: Querschnitt des Instruments MEGA. Das gesamte Instrument wiegt etwa 650 kg und verbraucht etwa 214 W elektrische Leistung. Der Tracker besteht aus 32 Lagen Silizium-Streifenzählern mit insgesamt 98304 ausgelesenen Streifen. Das seitliche Kalorimeter besteht aus 15488, das am Boden aus 10164 CsI Kristallen.

Der D1-Detektor Der D1-Detektor besteht aus 32 Detektorlagen im Abstand von 10 mm. Jede Lage beinhaltet 6x6 Wafer doppelseitiger Silizium-Streifendetektoren, welche auf einen gefrästen Kunststoffrahmen geklebt werden. Eine Prinzipskizze einer Detektorlage ist in Abbildung C.3(a) zu sehen. Eine Lage besteht aus vier Gruppen, welche aus 3x3 Wafern gebildet wird. In Abbildung C.3(a) sind diese mit A,B,C,D markiert. Die Wafer jeder Gruppe sind untereinander (in Richtung der Pfeile) und zu der entsprechenden Ausleseelektronik (FEE) verbunden. Insofern entspricht eine solche Lage genau vier Detektorlagen des Prototyp-Trackers nebeneinander. Während im Prototypen jedoch jeweils fünf untereinanderliegende Detektoren elektrisch zusammengefasst sind, werden nun vier nebeneinanderliegende Gruppen über eine gemeinsame Elektronik versorgt. Dies bietet vermutlich sowohl Vorteile bei Fertigung und Test der Detektoren, als auch eine einfachere Verkabelung, da die elektrischen Verbindungen zwischen den Gruppen auf den Hybridboards erfolgen kann. Eine Detektorlage besitzt damit 24 ASICs mit jeweils 128 Kanälen, insgesamt jeweils 2 x 768 ausgelesene Streifen auf p- und n-Seite.

Der Stapel aus Detektoren ist zwischen einer oberen und einer unteren CFRP-Sandwichplatte eingespannt, welche seitlich mit diagonalen Streben verbunden ist. Die Detektorlagen werden zusätzlich durch gespannte Drähte gehalten, die die Platten zwischen den CFRP-Sandwichplatten zusammendrücken. Eine Strukturanalyse einzelner D1-Lagen zeigte, dass Steifigkeit und Festigkeit der Kunststoffrahmen und Siliziumplatten für die Startlast ausreichend sind.

Die obere CFRP-Platte bildet die Grundplatte des Trackers und wird nach dem Einhängen in das Kalorimeter an dessen Stützstrukturen befestigt. Der komplette Tracker wird durch leitfähige Seitenwände elektrisch abgeschirmt. Diese Seitenwände gewährleisten außerdem, zusammen mit den CFRP-Platten, eine lichtdichte Abdeckung (vergleiche Abbildung C.3 b).

Insgesamt besitzt der Tracker $32 \times 24 \times 128 = 98304$ Verstärkerkanäle mit einer Verlustleistung von 35 W, welche in den ASICs umgesetzt wird (entsprechend unserer Messwerte in Tabelle A.1). Die Versorgungselektronik der ASICs des Trackers befindet sich außerhalb des eigentlichen Trackers und des Kalorimeters, da in dieser eine Verlustleistung von etwa $6 \times 25 = 150$ Watt entsteht [(DJ)], welche von dort leichter abgeführt werden kann.



(a) Anordnung der Detektoren auf einer Detektorlage

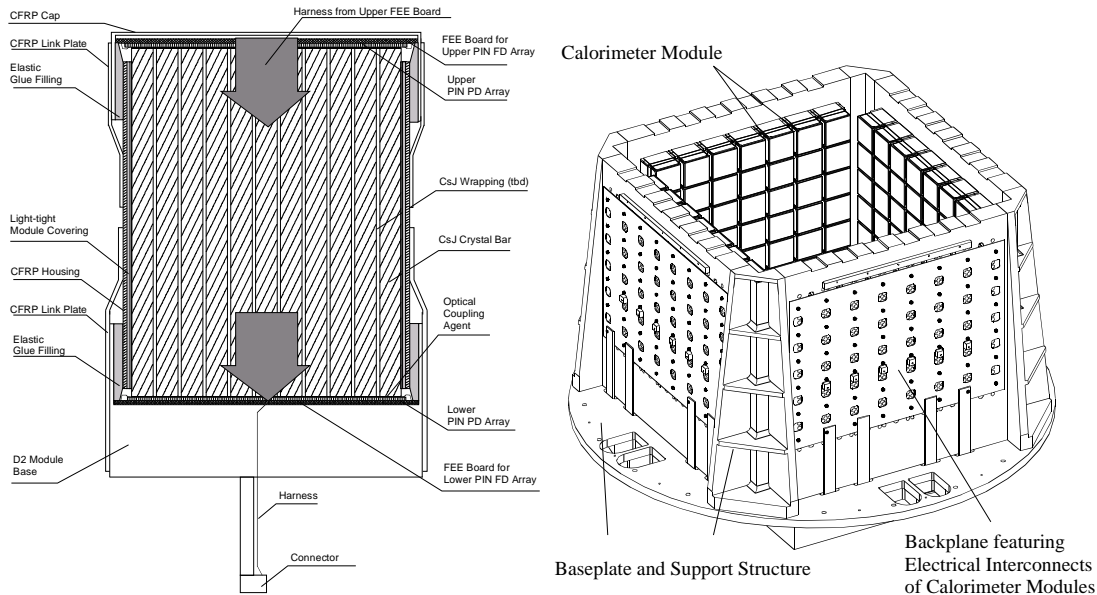
(b) Gehäuse des D1-Detektors mit außen liegenden Boxen der FEC-Elektronik.

Abbildung C.3: Mechanischer Aufbau des D1-Detektors.

Der D2-Detektor Die Detektoren des Kalorimeters sind in ähnlich große Module segmentiert, wie sie im Prototypen verwendet werden. Jedes der Seitenmodule besteht aus einer Matrix von Kristallen von 4 cm Länge und $5,5 \times 5,5$ mm Breite. Die Bodenmodule bestehen aus einer Matrix von Kristallen mit 8 cm Länge. Bei diesen Kristallen sind Photodioden an beide Endflächen gekoppelt. Entsprechend Abbildung C.3 a ist jeder Kristallblock lichtdicht mit Aluminiumfolie und Kohlenfaserschichten umhüllt, wobei die Endflächen der Kristalle frei bleiben. An diese Fläche werden die Photodioden optisch gekoppelt und die Anordnung an eine Basisplatte befestigt. Die mechanische Fixierung der Umhüllung an die Basisplatte erfolgt über Kohlefaserlagen. Die ASICs auf der Rückseite der

Hybridboards sowie die Bondverbindung entlang der Kanten der Photodioden werden vergossen. Jedes Modul wird mit seiner Basisplatte an der Seitenplatte bzw. Grundplatte des Kalorimeters befestigt.

Die elektrische Verbindung der einzelnen Module erfolgt auf der Rückseite der Seitenplatten, wo jedes Modul über einen Stecker mit der Verdrahtungsplatine verbunden wird.



(a) Gehäuse der D2 Module. Dargestellt ist ein Bodenmodul mit 8 cm langen Kristallen.

(b) Anordnung der einzelnen D2 Module an der Innenseite der Tragestruktur..

Abbildung C.4: Mechanischer Aufbau des D2-Detektors. Der D1-Detektor wird von oben in den D2-Detektor eingehängt und an der Tragestruktur befestigt.

Antikoinzidenzsystem Der Antikoinzidenzschild hat die Aufgabe, mittels eines Plastiksintillators, hochenergetische geladene Teilchen zu detektieren und sollte idealerweise den D1- und D2-Detektor vollständig umgeben. Wenn ein geladenes Teilchen auf den Plastiksintillator trifft, wird ein Veto-Signal erzeugt, und alle Ereignisse, die während dieser Zeit in den Detektoren gemessen werden, werden verworfen.

Für den oberen Antikoinzidenzschild ist wie bei EGRET ein kuppelförmiger Plastiksintillator von 15 mm Dicke vorgesehen. Der untere Antikoinzidenzschild liegt unterhalb des D2-Bodenmoduls und ragt über den oberen Veto-Schild hinaus. Das Szintillationslicht beider Schilde wird mit Photomultipliern gemessen, welche entlang der Kanten der Plastiksintillatoren montiert sind.

Satellitenplattform Der Satellitenbus für MEGA basiert auf einem existierenden System für Kleinsatelliten-Missionen. In Deutschland wurde ein geophysikalischer Forschungssatellit namens CHAMP unter der Leitung von DJO gebaut und im Juli 2000 erfolgreich gestartet. Viele der Subsysteme von CHAMP (Lagekontrolle, Stromversorgung, Temperaturkontrolle, Sternsensoren, GPS) waren die Grundlage für die Studie. In Abbildung C.5 (a) ist der Satellit MEGA in Startkonfiguration dargestellt. Die Solarzellen sind eingeklappt, so dass MEGA beispielsweise in die Fairing einer KOSMOS-Rakete passen würde. Der Satellitenbus basiert auf einer zylindrischen Struktur, welche an beiden Enden konusförmige Flansche als Interface zu Instrument und Rakete enthält. Innerhalb des Zylinders befinden sich die Kaltgastanks für die Lageregelung und außerhalb des Zylinders die Elektronik des Satelliten. Die Sternsensoren befinden sich oberhalb der Solarzellen, so dass sie bei zenithal ausgerichteter Flugposition ständig den offenen Himmel sehen können. In ausgeklappter Position, wie in Abbildung C.5(b) abgebildet, liefern die Solarzellen eine mittlere Leistung von etwa 500 Watt. Diese Leistung ist ausreichend, um MEGA kontinuierlich auf der Tag- und Nachtseite betreiben zu können.

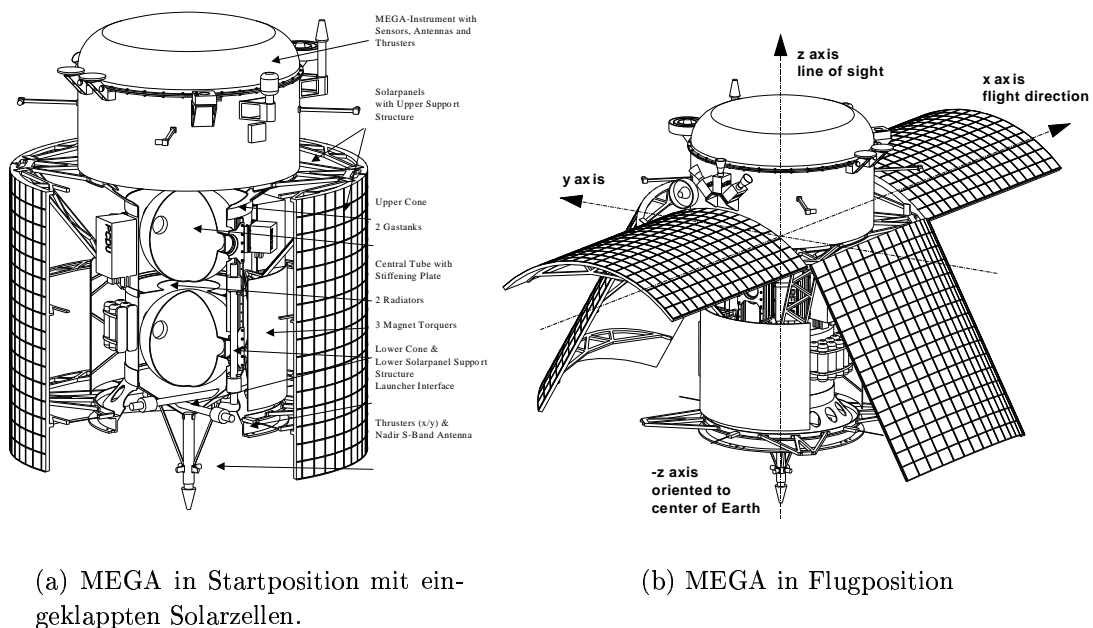
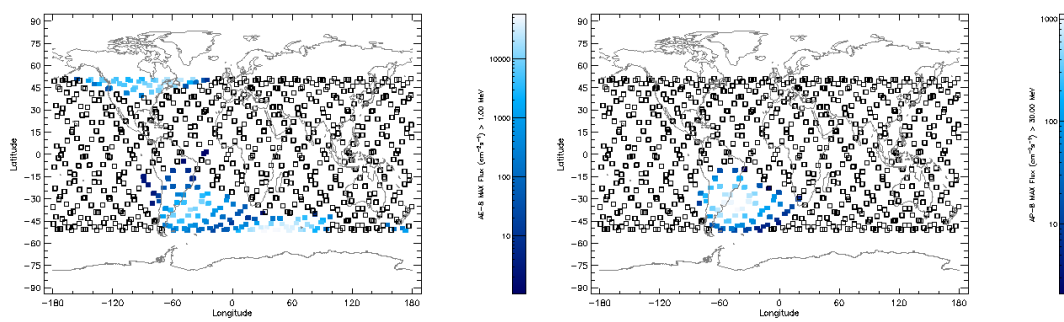


Abbildung C.5: MEGA auf einer Kleinsatellitenplattform.

Orbit Der ideale Orbit für ein γ -Strahlen Teleskop liegt äquatorial im niederen Erdorbit (LEO) bei etwa 500 - 600 km Höhe. Die äquatoriale Bahnneigung bewirkt, dass das Instrument zu keinem Zeitpunkt durch die *South Atlantic Anomalie* (SAA), eine geologisch bedingte Störung des Erdmagnetfeldes über

dem südlichen Atlantik fliegt. In diesem Bereich reichen, wie in Abbildung C.6 dargestellt, die im Erdmagnetfeld gefangenen hochenergetischen Elektronen und Protonen bis in tiefere Schichten herab, so daß dort deren Raten gewaltig ansteigen. Die Instrumente von GRO, welches mit einem Space-Shuttle von Florida aus auf einen um 28° geneigten Orbit gestartet war, wurden während dieser Passgen stets ausgeschaltet. Der dadurch entstandene Verlust an Messzeit fiel weit weniger ins Gewicht als die durch die Strahlenbelastung im Satellitenmaterial erzeugte Aktivierung, die vor allem COMPTEL, welches Energien im Bereich der radioaktiven Linien messen wollte, zu schaffen machte. Der Anstieg der Triggerraten und deren Abfall nach der Passage mit den charakteristischen Zerfallszeiten der durch die Aktivierung entstandenen Isotope ist in [Wei98] sehr genau beschrieben.



(a) Rate der Elektronen mit mehr als 1 MeV kinetischer Energie.

(b) Raten von Protonen mit mehr als 30 MeV kinetischer Energie.

Abbildung C.6: Raten von im Erdmagnetfeld gefangenen Elektronen und Protonen bei einer Höhe des Orbits von 500 km. Die Bilder wurden von SPENVIS, dem Simulationsprogramm der ESA erzeugt.

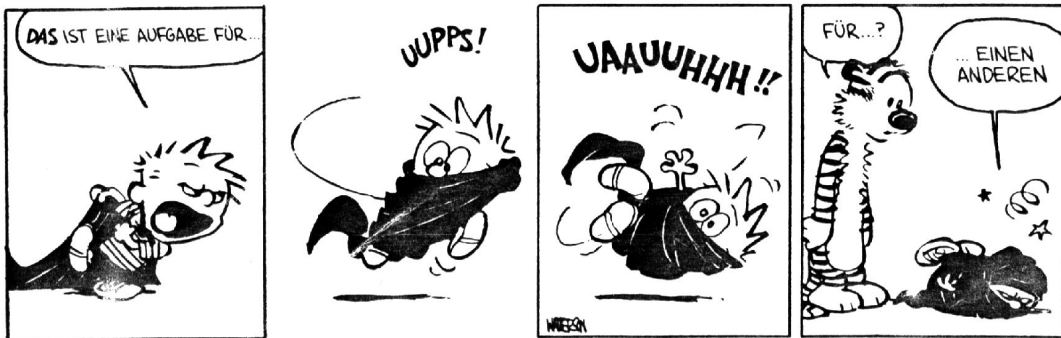
Da MEGA über ein weites Gesichtsfeld verfügt, bietet sich eine Ausrichtung des Instruments in stets erdabgewandter, auf den Zenith gerichteter Orientierung an. Diese Orientierung bietet den Vorteil, dass in keiner Lage Quellen durch die Erde abgedeckt, bzw. durch die aus Erdrichtung emittierte Strahlung überschattet, werden. Ausserdem liegt bei Zenithorientierung der Erdhorizont mit der von dort emittierten Albedostrahlung stets unter maximal großen Winkeln. Bei der Datenanalyse von COMPTEL wurden üblicherweise (nach [Obe98] und [Weied]) alle Ereignisse verworfen, deren Ereigniskreise bis auf 5° an den Erdhorizont heranreichten.

Die Tatsache, dass bei Zenithorientierung die Quellen durch das Gesichtsfeld hindurchwandern, spielt bei einem Instrument, das ohnehin sein Bild aus einzelnen gemessenen Photonen zusammensetzt, keine wesentliche Rolle. Lediglich die Effizienz des Instruments muss bei einer gegebenen Quellposition für jede Position des Satelliten im Orbit berücksichtigt werden.

Danksagung

Am Gelingen dieser Arbeit haben zahlreiche Leute Anteil, denn ohne die Hilfsbereitschaft von Wissenschaftlern und Technikern des MPE wäre der Aufbau des MEGA-Prototypen und meine Doktorarbeit an diesem Instrument nicht möglich gewesen. Mein herzlicher Dank geht dafür an alle Beteiligten, doch insbesondere danke ich

- meinem Doktorvater Prof. V. Schönfelder, der mich sowohl mit seiner einmaligen Erfahrung mit Compton-Teleskopen geleitet hat, als uns auch durch seine Unterstützung den Aufbau des Prototypen ermöglichte.
- Dr. G. Kanbach, der die Betreuung meiner Arbeit und die Leitung des MEGA-Projekts übernahm, und mit großer Ausdauer versuchte, mir die Sterne näher zu bringen. Selbst wenn mein Verständnis in dieser Sache nie wirkliche Höhenflüge erreichte, hatten wir auch genügend erdnahe physikalische Probleme zu knacken. Außerdem überzeugte er mich, dass man Vortragsfolien frühestens am Abend vor der Konferenz beginnen sollte, um die Spontaneität ihrer Darstellung nicht zu gefährden. Vielen Dank auch für die sorgfältige Korrektur.
- meinen Mitdoktoranden R. Andritschke, der dafür sorgte, dass wir nicht an elektronischen Klippen scheiterten und A. Zoglauer, der die Aufgabe übernahm, aus wirren Daten scharfe Bilder zu berechnen, für täg- und nächtliche Arbeits- und Diskussionsbereitschaft.
- L. Pichl, der unter anderem alle Siliziumscheiben dorthin klebte, wo sie hin sollten, F. Schrey, der immer für einen guten Kontakt zu Werkstatt und Ingenieuren sorgte und allen Mitarbeitern der Werkstätten des MPE, die tatkräftig am Zusammenbau der vielen Detektoren mithalfen.
- meiner Zimmerkollegin und Mitdoktorandin Trixi, die mich und das MEGA-Team unter anderem mit beneidenswerten Spektren verwirrte.
- Dr. P. Bloser, der das MEGA-Projekt weiterführt, für die äusserst angenehme Zusammenarbeit. So sind wir alle sehr gespannt auf den kommenden Ballonflug des Prototypen, doch ..



Literaturverzeichnis

- [All00]ALLIER, C. P.: *Micromachined Si-well Scintillator Pixel Detectors*. Doktorarbeit, Technisch Universität Delft, 2000.
- [And00]ANDRITSCHKE, R.: *Aufbau und Eichung für das Gammateleskop MEGA*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik, Technische Universität München, 2000.
- [Ang58]ANGER, H.O.: *Scintillation Camera*. Rev. of Scient. Instr., 29(1):27–33, 1958.
- [AOC98]APRILE, E., U. OBERLACK und C. CURIONI: *XENA – A Liquid Xenon Compton Telescope for Gamma-Ray Astrophysics in the MeV Regime*. Proceedings of SPIE, **3446**, 88, 1998.
- [BB⁺93]BRUN, R., F. BRUYANT und OTHERS: *GEANT3 User's guide*. Data handling Division of the Program Library, CERN, Genf, Schweiz, 1993.
- [BBFR96]BRUN, R., N. BUNCIC, V. FINE und F. RADEMAKERS: *ROOT-Tutorials and ROOT-Overview*. Code CERN, 1996.
- [BCD⁺93]BIRD, A., T. CARTER, A. DEAN, D. RAMSDEN und B. SWINYARD: *The Optimisation of Small CsI(Tl) Gamma-ray Detectors*. Trans. Nuc. Sci., 40:395, 1993.
- [Ber93]BERGMANN UND SCHÄFER: *Optik, Lehrbuch der Experimentalphysik*. Walter de Gruyter, 9. Auflage, 1993.
- [Bic88]BICHSEL, H.: *Straggling in Thin Silicon Detectors*. Review of modern physics, 60:663–699, 1988.
- [BN94]BROWN, L.S. und D.L. NORDSTROM (Herausgeber): *Physical Review D Particles and Fields*, Band 50. The American Physical Society, 1994. Part I, Review of Particle Properties, S. 1259.
- [CA35]COMPTON, A. H. und S. K. ALLISON: *X-rays in Theory and Experiment*. D. Van Nostrand Company, Inc., New York, 1935.
- [CHL⁺98]CLINTHORNE, N., C. HUA, J. LEBLANC, S. WILDERMAN und L. ROGERS: *Choice of scattering detectors for compton scatter cameras*. J. Nucl. Med Supplement, 5:51, 1998.
- [CJC⁺87]CAROLI, E., J.B.STEPHEN, G. DI COCCO, L. NATALUCCI und A. SPIZZICHINO: *Coded Aperture Imaging in X- and Gamma-ray Astronomy*. Space Science Reviews, 45:349–403, 1987.
- [Cos98]*Simulation Study of COSMIC-A Compton Telescope All Sky Monitor Concept for Low-Energy Gamma-Ray Astronomy*, 1998.
- [(DJ)](DJO), DAIMLER-CHRYSLER JENA OPTRONIK: *Die MEGA Pre-Phase A Studie ist unter <http://www.gamma.mpe-garching.mpg.de/MEGA/mega-documents.html> verfügbar* .
- [ea98]AL., A. IYUDIN ET: *Emission from ^{44}Ti associated with a previously unknown Galactic Supernova*. Nature, 396:142–144, 1998.
- [EAJW91]E.NYGDARD, P. ASPELL, P. JARRON und P. WEILHAMMER: *CMOS low noise amplifier for microstrip readout design and results*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, Seiten 506–516, 1991.
- [Eva55]EVANS, R. D.: *The Atomic Nucleus*. McGraw-Hill, 1955.

- [FT97]FICHEL, C. und J. TROMBKA: *Gamma-Ray-Astrophysics New Insight Into the Universe*. NASA Reference Publication 1386, 1997.
- [G.L91]G.LUTZ: *Correlated Noise in Silicon Strip Detector Readout*. Nuclear Instrument and Methods, A 309:545–551, 1991.
- [Gru96]GRUPEN, C.: *Particle Detectors*. ISBN 0-521-55216-8. Cambridge University Press, 1996.
- [G.Z48]G.Z.MOLIERE: *Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II: Mehrfach- und Vielfachstreuung*. Zeitschrift der Naturforschung, 3a:78, 1948.
- [Hei54]HEITLER, W.: *The Quantum Theory of Radiation*. University Press Oxford, third Auflage, 1954.
- [hH00]HUA, CHIA HO: *Compton Imaging System Development and Performance Assessment*. Doktorarbeit, The University of Michigan, 2000.
- [Hil01]*Hilger Analytical, Westwood, Margate, Kent CT9 4JL, England*, 2001.
- [HLM88]HOLL, I., E. LORENZ und G. MAGERAS: *A measurement of the light yield of common inorganic scintillators*. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 35(1):105–109, Februar 1988.
- [HMAP01]HUBER, J.S., W.W. MOSES, M.S. ANDREACO und O. PETERSON: *A LSO Scintillator Array for a PET Detector Module with Depth of Interaction Measurement*. Proceedings of IEEE Nuclear Science Symposium, 2001.
- [HMD⁺97]HUBER, J.S., W.W. MOSES, S.E. DERENZO, M.H. HO, M.S. ANDREACO, M.J. PAULUS und R. NUTT: *Characterisation of a 64 Channel PET Detector Using Photodiodes for Crystal Identification*. IEEE Trans. N.S., 44:1197–1201, 1997.
- [JGP⁺00]JOHNSON, W. N., J. E. GROVE, B. F. PHILIPS, J. AMPE, S. SINGH und E. PONSLET: *The Construction and Performance of the CsI Hodoscopic Calorimeter for the GLAST Beam Test Engineering Module*. Proceedings of IEEE NSS, 2000.
- [Kem80]KEMMER, J. *NIM A*, 169:499, 1980.
- [Kno88]KNOLL, G. F.: *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 1988.
- [KsO72]KANAYA, K. und S. OKAYAMA: *Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets*. Journal of Physics D, 5:43–57, 1972.
- [Lan44]LANDAU, L.: *On the Energy Loss of fast Particles by Ionisation*. J. Exp. Phys. (USSR), 8:201, 1944.
- [Leb99]LEBLANC, J.: *Experimental Results from the C-SPRINT Prototype Compton Camera*. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1999.
- [Lec96]LECHNER, P. *Nuclear Instruments and methods A*, 346, 1996.
- [Leo87]LEO, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1987.
- [Lon92]LONGAIR, M. S.: *High Energy Astrophysics*, Band 1. Cambridge University Press, 2. Auflage, 1992.
- [Lut95]LUTZ, G.: *Silicon Radiation Detectors*. NIM, A367:21–33, 1995.
- [Lut00]LUTZ, G.: *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer, 1 Auflage, 2000.
- [Man86]MANFREDI, E. GATTI P.: *Processing the Signals from Solid-State Detectors in Elementary Particle Physics*, Band 9. La Rivista del nuovo Cimento, 1986.

- [Mei99]MEIER, D.: *CVD Diamond Sensors for Particle Detection and Tracking*. Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Januar 1999.
- [MK50]MODESITT, G. und H. KOCH: *Nuclear Impulse in Electron Pair Creation*. Physical Review, 77(2):175, January 1950.
- [Muk76]MUKOYAMA, T.: *Range of Electrons and Positrons*. Nuclear Instruments and Methods, 134:125–127, 1976.
- [Nef00]NEFZGER, C.: *Entwicklung von Methoden zur Auswertung von Einzel-Ereignissen des neuartigen Gamma-Teleskops MEGA*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik, Technische Universität München, 2000.
- [OAC⁺00]OBERLACK, U., E. APRILE, A. CURIONI, V. EGOROV und K. GIBONI: *Compton scattering sequence reconstruction algorithm for the liquid xenon gamma-ray imaging telescope (LXeGRIT)*. SPIE, 4141:168–177, 2000.
- [OBC98]ORDONEZ, C., A. BOLOZDYNYA und W. CHANG: *Doppler Broadening of energy spectra in Compton scatter cameras*. Proceedings of IEEE NSS, 1998.
- [Obe98]OBERLACK, U.: *Über die Natur der galaktischen ²⁶Al-Quellen*. Doktorarbeit, Technische Universität München und Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, 1998.
- [Ols63]OLSEN, H.: *Opening Angles of Electron-Positron Pairs*. Physical Review, 131(1):406–415, July 1963.
- [O’N96]O’NEILL, T.: *Tracking, imaging and polarimeter properties of the TIGRE instrument*. Astron.Astrophys. Supplement, 120:661, 1996.
- [Ove98]OVERDICK, M.: *Digital Autoradiography using Silicon Strip Detectors*. Doktorarbeit, Friedrich Wilhelm Universität Bonn, 1998.
- [Par94]PARTICLE DATA GROUP: *Review of Particle Properties*. Phys. Review, D50, 1994.
- [Pei92]PEISERT, A.: *Silicon Microstrip Detectors*. CERN, internal notes, 1992.
- [Rad84]RADEKA, V.: *Semiconductor Position-sensitive Detectors*. Nucl. Instr. and Meth., 226:209–218, 1984.
- [Rui79]RUIZ, C.: *Response of Plastic Scintillation Counters to Relativistic Heavy Ions*. Nim, 159:55–60, 1979.
- [RWG⁺86]REHAK, P., J. WALTON, E. GATTI, J.KEMMER und OTHERS: *Progress in Semiconductor Drift Detectors*. Nim, A248:367–378, 1986.
- [SAS⁺00]SCHOPPER, F., R. ANDRITSCHKE, H. SHAW, C. NEFZGER, A. ZOGLAUER, V. SCHÖNFELDER und G. KANBACH: *CsI Calorimeter with 3-D Position Resolution*. Nuc. Inst. and Methods, 442(A):394–399, 2000.
- [Sch93a]SCHÖNFELDER V. ET AL.: *Instrument Description and Performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory*. Astroph. J. Suppl. Series, 86:657–692, 1993.
- [Sch93b]SCHOONEVELD, E.: *Position-Sensitive Silicon Radiation Detectors*. Doktorarbeit, Delft University of Technology, 1993.
- [Sch96]SCHOPPER, F.: *Silizium Pad-Detektoren für eine Compton-Kamera*. Diplomarbeit, Technische Universität München, 1996.

- [Sch01]SCHÖNFELDER, V. (Herausgeber): *The Universe in Gamma Rays*. ISBN 3-540-67874-3. Springer-Verlag, 1 Auflage, 2001.
- [SP71]STERNHEIMER, R. M. und R. F. PEIERLS: *Review über elektronische Wechselwirkungen*. Phys. Rev., 3B:3081, 1971.
- [Ste49]STEARNS, M.: *Mean Square Angles of Bremsstrahlung and Pair Production*. Physical Review, 76(6):836–839, 1949.
- [Str89]STRÜDER, L.: *Entwicklung neuartiger Halbleiterdetektoren zum Nachweis ionisierender Strahlung*. Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für Physik, 1989.
- [Sze81]SZE, S.: *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, second Auflage, 1981.
- [Tho93]THOMPSON, D.: *Calibration of the Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET) for the Compton Gamma-ray Observatory*. The astrophysical Journal supplement series, 86:629–656, June 1993.
- [v. 85]v. BALLMOOS, P.: *Beobachtung von Centaurus A im MeV-Gammabereich*. Doktorarbeit, Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, 1985.
- [v. 98]v. BALLMOOS, P.: *Gamma-Ray Lens Telescopes for the Observation of Nuclear Transitions*. Mem. Soc. Astron. It., 1998.
- [Var80]VARENDORF, M.: *Anwendung der Maximum-Entropie Methode zur Bildrekonstruktion von Compton-Teleskop-Daten aus der Region des galaktischen Zentrums*. Doktorarbeit, TU München und MPI für extraterrestrische Physik., 1980.
- [Ved98]VEDRENNE, G.: *The SPI Spectrometer for the Integral Mission*. Physica Scripta, 1998.
- [vGGV98]VON KIENLIN, A., M. GALEAZZI, F. GATTI und S. VITALE: *A monolithic superconducting micro-calorimeter for X-ray detection*. Nucl. Instr. and Meth., A412:135–139, 1998.
- [vLDvE⁺00]LOEF, E. VAN, P. DORENBOS, C. W. VAN EIJK, K. KRÄMER und H. GÜDEL: *A high resolution scintillator: Ce³⁺ activated LaCl₃*. Ap. Phys. Lett., 77(10):1467–1468, 2000.
- [WCFR98]WILDERMAN, S.J., N.H. CLINTHORNE, J. FESSLER und W.L. ROGERS: *Listmode Maximum Likelihood Reconstruction of Compton Scatter Camera Images in Nuclear Medicine*. Presented at IEEE NSS and MIC, Toronto, Ontario, 1998.
- [Wei98]WEIDENSPÖTNER, G.: *The Origin of the Cosmic Gamma-Ray Background in the COMPTEL Energy Range*. Doktorarbeit, Technische Universität München und Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, 1998.
- [Weied]WEIDENSPÖTNER G. ET AL: *The COMPTEL instrumental line background*. Astronomy and Astrophysics, to be published.
- [Wes79]WEST, R. C.: *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, 1978-1979.
- [Wil51]WILSON, ROBERT R.: *The Range and Straggling of High Energy Electrons*. Physikal Review, 84(1):100–103, 1951.
- [WRKE98]WILDERMAN, S.J., W.L. ROGERS, G.F. KNOLL und J.C. ENGDAHL: *Fast Algorithm for List Mode Back-Projection of Compton scatter cameras*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 45:957–961, 1998.
- [Zog00]ZOGLAUER, A.: *Methoden der Bildrekonstruktion für das Comptonteleskop MEGA*. Diplomarbeit, Fakultät für Physik, Technische Universität München, 2000.