Ortssensitiver Detektor für hochenergetische Photonen bei höchsten Raten

von

Michael Konrad

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im

Physikalischen Institut

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

im März 2001

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent:	Priv. Doz. Dr. R.W. Gothe
Koreferent:	Prof. Dr. B. Schoch

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau und dem Test eines Photonen-Detektorsystems. Die Anforderungen, die an dieses System gestellt wurden, war die ortsauflösende Detektion eines Photonen-Strahls bei höchsten Messraten. Eine Ortsrekonstruktion wird durch den modularen Aufbau des Detektors in Form eines 3×3-Gitters und mathematischen Schwerpunktsberechnungen erreicht. Höchste Messraten können mit einer geeigneten Wahl der Detektormaterialien und -Komponenten realisiert werden.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Čerenkovstrahlung

Schon sehr früh nach der Entdeckung der Radioaktivität wurde beobachtet, dass verschiedene Feststoffe und Lösungen von Mineralsalzen, die γ-Strahlung ausgesetzt werden, sichtbares Licht emittieren.
Im Jahre 1934 entdeckte P.A. Čerenkov bei der Untersuchug von Uranylsalz-Lösungen unter Einwirkung von radioaktiver Strahlung, dass diese Lichtemission auch bei reinen Flüssigkeiten zu beobachten sind.
Eine ausführliche Studie führte ihn zu der Erkenntnis, dass dieser Effekt sich von der Fluoreszenz unterscheidet. 1937 interpretierten Frank und Tamm dieses Leuchten auf der Basis der klassischen Elektrodynamik [Jel 53].

2.1.1 Qualitative Motivation

Die Entstehung der Strahlung läßt sich wie folgt beschreiben: bewegt sich ein geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit β in einem dielektrischen Medium mit dem Brechungsindex n, so polarisiert sein assoziierter elektromagnetischer Puls das Medium in der Nachbarschaft der Bahn.
Die Polarisation breitet sich mit der Geschwindigkeit $\frac{c}{n}$ aus. Bewegt sich das Teilchen mit einer höheren Geschwindigkeit als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes in diesem Medium, so entsteht durch Überlagerung der Polarisationswellen eine kegelförmige Schockwellenfront. Ein anschauliches Bild davon aus der Mechanik wäre die Überschalldruckwelle eines Düsenjets (s. Abb. 2.1).
Die Grenzgeschwindigkeit für Čerenkovstrahlung [Jel 53]

$$\beta n > 1 \tag{2.1}$$

entspricht zum Beispiel für Elektronen (Masse: m_e) einer kinetischen Energie von

$$T = m_e \left[(1 - \frac{1}{n^2})^{-\frac{1}{2}} - 1 \right] \tag{2.2}$$

Als Beispiel wird hier der Fall für einen Brechungsindex von n=1,8 betrachtet. In diesem Bereich liegt der Brechungsindex von dem als Medium benutzten Bleifluorid. Die Schwellenenergie für Elektronen oder Positronen ergibt sich in diesem Falle nach Gleichung 2.2 zu

$$E_{min} = 0.104\, MeV \tag{2.3}$$

Die Polarisationswellen breiten sich mit dem Winkel θ zur Bewegungsrichtung des Teilchens mit der Geschwindigkeit $\frac{c}{n}$ aus (s. Abb. 2.1. θ berechnet sich nach:

$$cos(\theta) = \frac{1}{\beta n} \tag{2.4}$$

Ansätze diese Strahlung als Bremsstrahlung von Comptonelektronen zu deuten, scheiterten an verschiedenen Schwierigkeiten, vor allem, da die beobachtete Intensität von der Berechneten stark abwich.[Zre 70]

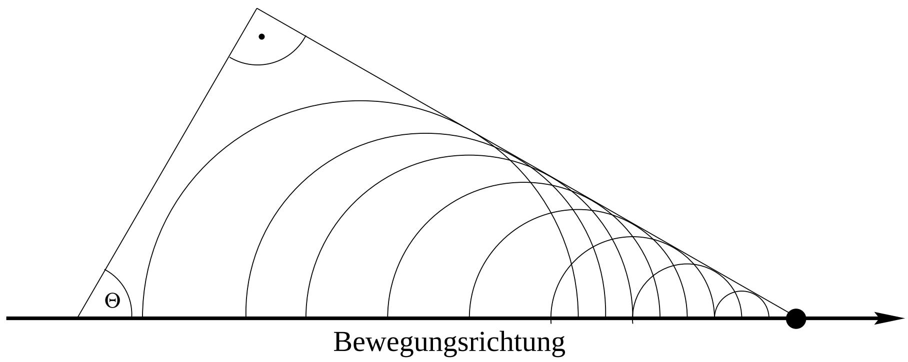


Abbildung 2.1: Wellenfrontentstehung in einem Čerenkov-Medium

2.1.2 Frequenzbereich

Die abgestrahlte der Energie pro Länge in Abhängigkeit zu ihrer Frequenz ω berechnet sich nach [Zre 70] folgendermaßen:

$$\frac{dE}{dl} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} (1 - \frac{1}{(\beta n)^2}) \omega \, d\omega \tag{2.5}$$

Für den Fall, dass n unabhängig von ω wäre, ergibt sich für die Frequenz und die Wellenlänge mit $\omega = 2\pi\nu$ sowie $\nu\lambda = c$

$$\frac{d^2E}{dx\, d\nu} \propto \nu \tag{2.6}$$

beziehungsweise

$$\frac{d^2E}{dx\, d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^3} \tag{2.7}$$

Für die erzeugten Quanten pro Frequenz folgt dann mit E = h ν

$$\frac{dN}{dl} = \frac{2\pi e^2}{hc^2} (1 - \frac{1}{(\beta n)^2}) d\nu \tag{2.8}$$

und

$$\frac{d^2N}{dx\, d\nu} \propto const. \tag{2.9}$$

beziehungsweise

$$\frac{d^2N}{dx\, d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2} \tag{2.10}$$

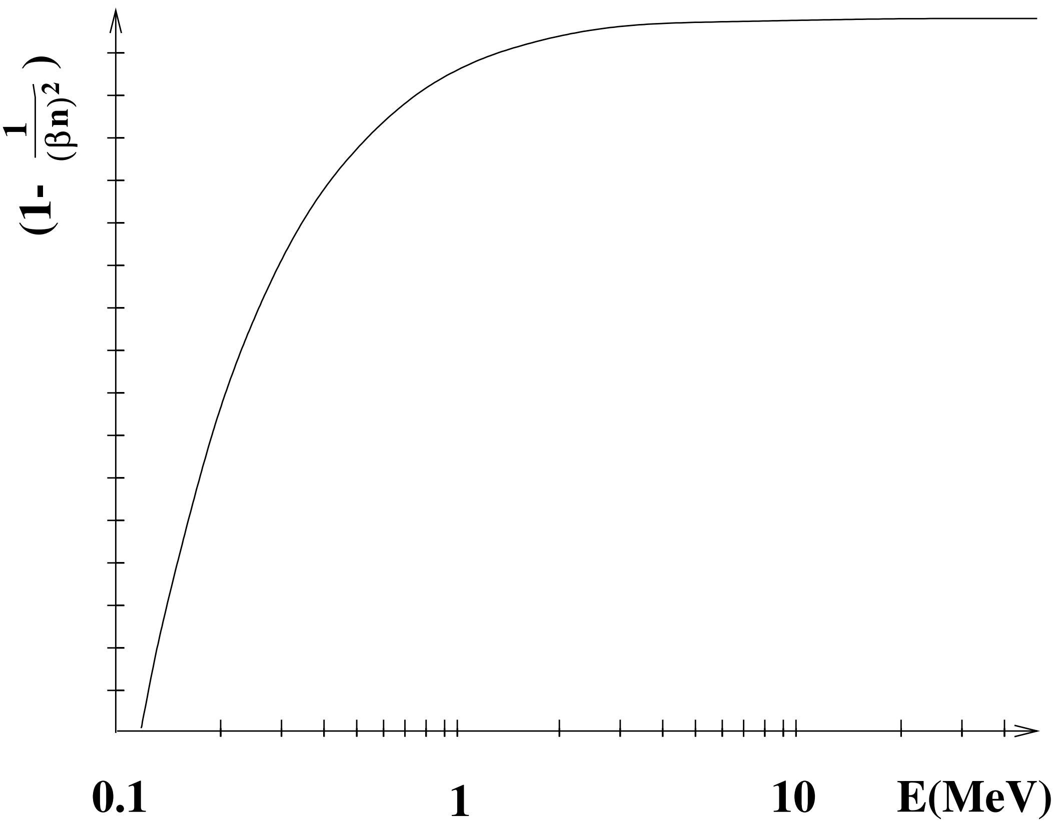


Abbildung 2.2: Graph für den Energieabhängigen Faktor 1-$\frac{1}{(n\beta)^2}$ (Ordinate) in Abhängigkeit von der kinetischen Energie in MeV des Elektrons oder Positrons (Abszisse)

2.2 Elektromagnetische Schauerbildung

Durchquert ein hochenergetisches Teilchen ein Medium, so verliert es auf seinem Weg aufgrund verschiedener Wechselwirkungen einen Teil seiner Energie. Die dabei erzeugten Sekundärteilchen erzeugen ihrerseits weitere Partikel, so dass sich ein Schauer von Teilchen entwickelt. Je nach Art der Primär- und Sekundärpartikel wird zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern unterschieden. Die hadronischen Schauer werden durch nukleare Wechselwirkungen hervorgerufen und meist von elektromagnetischen begleitet. Elektromagnetische Schauer werden durch hochenergetische Photonen oder Leptonen, im allgemeinen Elektronen oder Positronen, ausgelöst. Weil der Aufgabenbereich des hier vorgestellten Detektors vor allem der Nachweis von γ-Quanten ist, wird im weiteren Verlauf ausschliesslich auf die elektromagnetische Schauerbildung eingegangen. [Boc 90]

2.2.1 Wechselwirkungen und Teilchenproduktionen in EM-Schauern

Die wichtigsten Wechselwirkungen sind in der folgenden Aufzählung für Leptonen und Photonen zusammengefasst:

- Bremsstrahlung
  Abstrahlung von Photonen durch Beschleunigung eines Elektrons oder Positrons im Coulombfeld von Kernen
  $e^- + \text{Kern} \rightarrow e^- + \text{Kern} + \gamma$

- Ionisation
  durch elastische Stöße eines Elektrons an Hüllenelektronen werden diese beschleunigt.

- Diverse weitere Streuprozesse

  1. Møller-Streuung
     Streuung eines Elektrons an einem Elektron
     $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$
  2. Vielfachstreuung an Atomkernen
     $e^- + \text{Kern} \rightarrow e^- + \text{Kern}$
  3. Paarvernichtung
     Zerstrahlung eines Elektrons und Positrons in zwei γ-Quanten
     $e^- + e^+ \rightarrow 2\,\gamma$

- Paarerzeugung
  Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares im Coulombfeld eines Kerns durch ein γ-Quant mit einer Energie $\geq$ 1 MeV
  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$

- Photoeffekt
  Absorption eines Photons von einem Hüllenelektron
  $\gamma + e^- \rightarrow e^-$

- Comptoneffekt
  Inkohärente Streuung eines Photons an einem Hüllenelektron eines Atoms
  $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$

Bei hochenergetischen Elektronen oder Positronen dominiert bis zu einer Grenzenergie E_G der Bremsstrahlungsprozess den Energieverlust. Bei geringeren Energien hingegen überwiegen Ionisations- und Anregungsprozesse. Die Energieverluste durch Bremsstrahlung kann man mit Hilfe der materialabhängigen mittleren Strahlungslänge X_0 wie folgt beschreiben [Fra 79] [Leo 87].

$$\left|\frac{dE}{dx}\right|_{Brems} = -\frac{E}{X_0} \tag{2.11}$$

oder

$$E = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}} \tag{2.12}$$

mit

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4\alpha r_e^2 \rho N_A Z(Z+1)}{A} ln\left(\frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} - f(Z)\right) \tag{2.13}$$

und

α	:	Feinstrukturkonstante
e	:	Elementarladung
r_e	:	klassischer Elektronenradius
A	:	Massenzahl des Absorptionsmediums
Z	:	Kernladungszahl
ρ	:	Dichte des Absorbers
N_A	:	Avogadr-Kkonstante
f(Z)	:	Korrekturfunktion

Die Strahlungslänge X_0 gibt die von einem Elektron in einem Medium im Mittel zurückgelegte Strecke an, bei der die Anfangsenergie auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist. Eine Näherungsformel für X_0 ist [Boc 90]:

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} \left[\frac{g}{cm^2}\right] \tag{2.14}$$

Der Energieverlust durch Ionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Fra 79]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n}{m_e c^2 \beta^2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left[ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2\right] \tag{2.15}$$

mit

β	: v/c
e	: Elementarladung
n	: Elektronendichte
I	: mittleres Anregungspotential
m_e	: Elektronenmasse
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante

Bei hochenergetischen γ-Quanten dominiert die Paarbildung. Gelangt ein Photon mit einer Energie, die größer als die zweifache Ruheenergie des Elektrons ist, in das Coulombfeld eines Atomkernes, so ist es in der Lage, spontan ein Elektron-Positron-Paar zu erzeugen. Die mittlere Weglänge X_P, die das Photon dabei in dem Medium zurücklegt, hängt näherungsweise mit der mittleren Strahlungslänge wie folgt zusammen [Fra 79]

$$X_P = \frac{9}{7} X_0 \tag{2.16}$$

Die Ausbreitung von photoinduzierten, elektromagnetischen Schauern in SF5 Bleiglas wurde von Egidio Longo und Ignatio Sestili theoretisch mit Monte-Carlo-Simulationen untersucht [Lon 75].
Diese Untersuchungen werden hier zwar nur qualitativ auf PbF_2 angewendet, da jedoch die Berechnungsgrundlage für die Simulation die Strahlungslänge war, lassen sich auch quantitative Abschätzungen für Bleifluorid vornehmen.
Die longitudinale Entwicklung des Schauers für Elektronen und Positronen mit kinetischen Energien $\geq$ 0.5 MeV bei einer Energie des auslösenden Photons E_γ nach einem im Medium zurückgelegten Weg l wird durch die Funktion Π beschrieben. $\Pi(E_\gamma, 0.5, l)$ ist die Anzahl der erzeugten Elektronen am Ort l (in X_0), sie berechnet sich näherungsweise nach der Formel [Lon 75].

E_γ [MeV]	A	α	b
100	4.54	1.00	0.515
300	7.18	1.45	0.493
500	8.24	1.65	0.476
700	8.32	1.84	0.470
1000	8.58	2.03	0.468
5000	10.88	2.74	0.454

Tabelle 2.1: Liste der Werte der Parameter für Gleichung (2.17)

$$\Pi(E_\gamma, 0.5, l) = A \cdot l^\alpha e^{-bl} \tag{2.17}$$

Die Lage der Schauermaxima im Kristall ($l_{max}(X_0)$) in Abhängigkeit zur Energie der γ-Quanten berechnet sich nach [Lon 75]

$$\frac{l_{max}}{X_0} = 1.16\,[\ln(0.075E_\gamma) - 0.62] \tag{2.18}$$

Eine charakteristische materialabhängige Größe für die elektromagnetische Schauerbildung ist der Molière-Radius R_M [Boc 98]:

$$R_M = 0.0265 X_0\,(Z + 1.2) \tag{2.19}$$

Er ist ein Maß für die transversale Ausbreitung eines Schauers in einem Medium. Messungen zeigten, dass im Mittel nur ca 10% der Schauerenergie außerhalb von R_M und nur ca 1% außerhalb $3.5R_M$ deponiert wird.

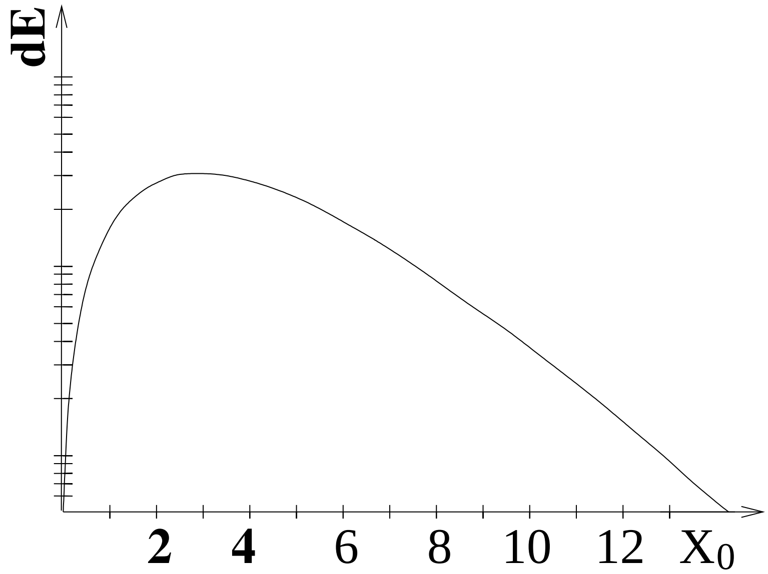


Abbildung 2.3: Anwendung der Formel (2.17) zur Darstellung der longitudinalen Schauerentwicklung nach einem zurückgelegten Weg l in Strahlungslängen

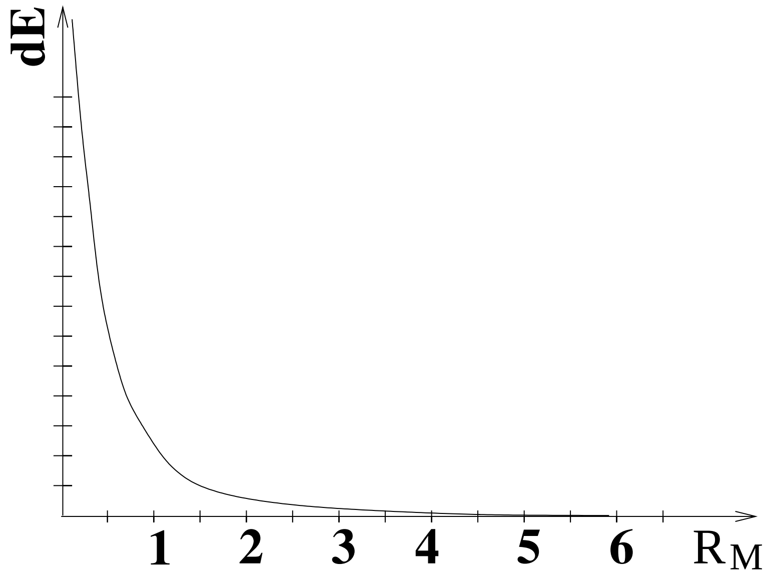


Abbildung 2.4: GEANT-Simulation der lateralen Schauerverteilung
Abszisse: Abstand vom Eintreffort in Einheiten von R_M; Ordinate: Energieverlust dE/dr in willkürlichen Einheiten. [Bau 99]

2.3 Energieauflösung und Ortsbestimmung

Eine Detektormatrix besteht aus einzelnen Detektorelementen der Abmessungen $a_i \cdot b_i \cdot c_i$. Die Elemente des in dieser Arbeit behandelten Detektors haben alle die gleiche Abmessung der quadratischen Stirnfläche und annähernd die gleiche Tiefe, so dass in der folgenden Betrachtung von einer quadratischen, regelmäßigen Struktur ausgegangen wird, also die Matrixelemente im Prinzip bis auf ihren Ort ununterscheidbar sind.

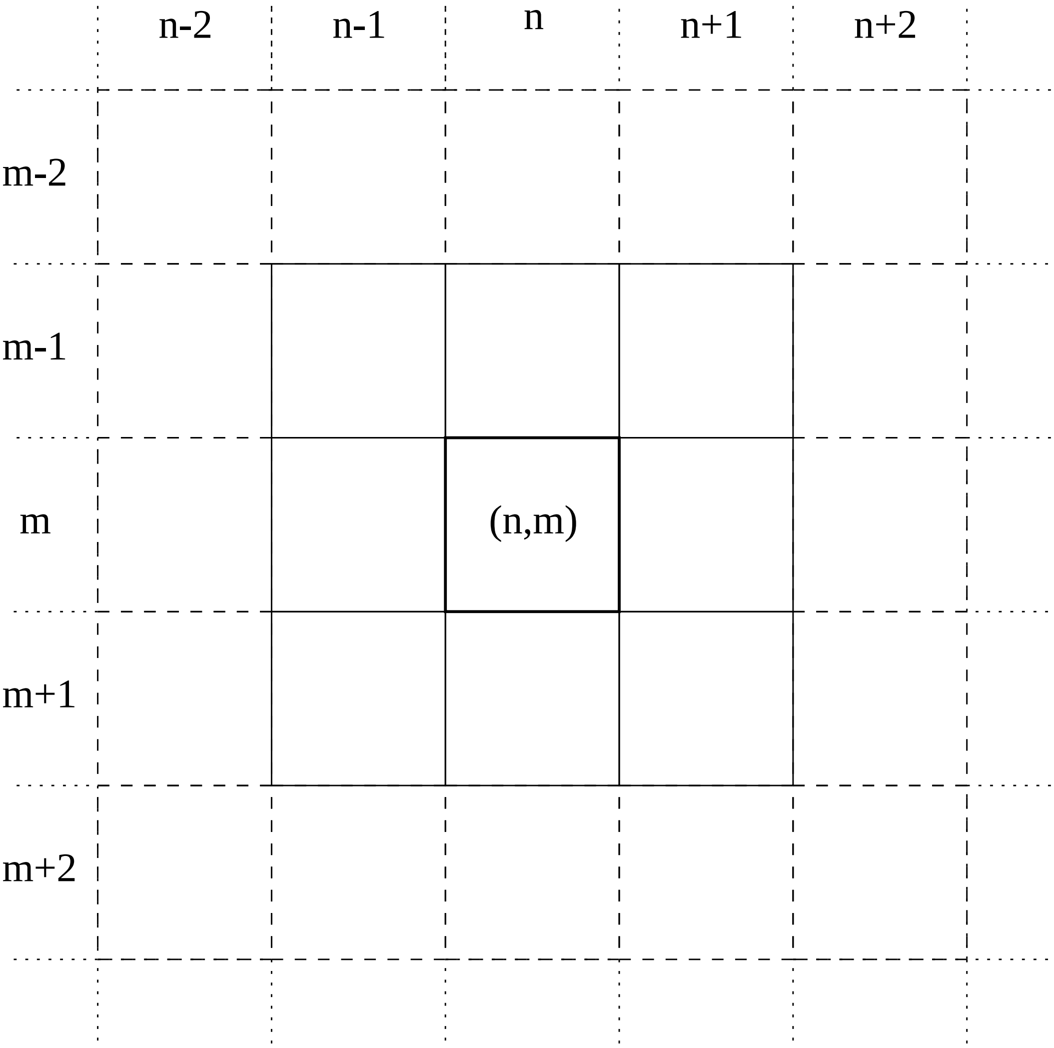


Abbildung 2.5: Skizzenhafter Aufbau der Detektormatrix

[Lon 75]

2.3.1 Energiedeposition in einer Detektormatrix

Entsteht durch das Auftreffen eines Teilchens mit der Energie E_{ges} auf den Kristall (n,m) in der Detektormatrix ein Schauer, kann durch dessen endliche Abmessung ein Teil der Schauerteilchen und so auch ein Teil von E_{ges} in benachbarte Regionen übergehen und kann so auch in den Nachbarkristallen nachgewiesen werden. Die Lichtemission der Schauerteilchen ist proportional zu der von ihnen deponierten Energie.

$$I_{(n,m)}^{Licht} \propto E_{(n,m)} \tag{2.20}$$

Die Energie E_{ges} ist also folglich im idealen Falle die Summe der Energieeinträge aller Matrixelemente.

$$E_{ges} = \sum_{n,m} E_{(n,m)} \tag{2.21}$$

Im realen Falle ist die gemessene Energie E_D gegenüber E_{ges} durch den Einfluss statistischer Effekte mit einem Fehler behaftet.

- Die Proportionalität (2.20) unterliegt aufgrund von Schauerfluktuationen dem Fehler ϕ_I
- Die Ausleseelemente (in diesem Falle Sekundärelektronenvervielfacher) transformieren das Licht in elektrische Ladung und verstärken diese mit dem Fehler ϕ_P
- Der Fehler von Vorgängen in der Ausleseelektronik wie Rauschen und Kalibrationsungenauigkeiten beträgt ϕ_E

So ergibt sich für die gemessene Energie

$$E_D = \sum_{n,m} E_{(n,m)} \pm \phi_I \pm \phi_P \pm \phi_E \tag{2.22}$$

Sei ΔE die statistische Breite (FWHM)[1] von E_D, so definiert man die Energieauflösung (ξ) des Detektorsystems bei der Energie E_D nach der Formel: [Leo 87]

$$\frac{1}{\xi} = \frac{\Delta E}{E_D} \tag{2.23}$$

Messungen der Universität Maiz ergaben eine Energieauflösung der benutzten Detektoren von $\frac{\Delta E}{E} = \frac{3.2\%}{\sqrt{E[GeV]}}$ [Ach 98]

[1] Full Width Half Maximum

2.3.2 Ortsbestimmung

Den in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen Effekt kann dazu benutzt werden mit einer Detektormatrix der Dimension 3×3 eine Ortsbestimmung für den Einschlagspunkt P eines Teilchens vorzunehmen. Durch die verschiedenen Energieeinträge in den einzelnen Detektormodulen lässt sich der Schwerpunkt des Schauers unter der Voraussetzung, dass seine Form zylindersymmetrisch ist, genauer berechnen als durch dei Größe der Kristalle vorgegeben. Diese vorausgesetzte Symmetrie bedingt, dass die horizontale und vertikale Positionsberechnung linear unabhängig und analog zueinander durchführbar sind.

Berechnung des Ortes

Seien E1-E3 die mit E_D normierten Summen der Energieeinträge der Spalten 1-3, E4-E6 die mit E_D normierten Summen der Energieeinträge der Zeilen 1-3 und seien die Mittelpunkte der Zeilen und Spalten folgenden Zahlenwerten in einer zweidimensionalen Zahlenebene zugeordnet (s. Abb. 2.6),

$$Pos_a = Spaltennr. - 0.5 \tag{2.24}$$

$$Pos_b = Zeilennr. - 0.5 \tag{2.25}$$

so ergibt sich der Schwerpunkt des Schauers P mit den Koordinaten P_a und P_b, der Wichtungsfunktion F und dem Fehler ΔP:

$$P_a = \sum_i i \cdot F(E_i) - 0.5 \tag{2.26}$$

$$P_B = \sum_j j \cdot F(E_{j+3}) - 0.5 \tag{2.27}$$

$$\Delta P = \frac{\sqrt{\sum i(\Delta F(E_i))^2 + (\Delta E\, P)^2}}{E_D} \tag{2.28}$$

Es wurden zur Berechnung des Punktes P zwei verschiedene Wichtungen der Kristallenergien benutzt.

Lineare Wichtung

Bei dieser Wichtung ergeben sich die koordinaten des Punktes P linear durch die mit E_D normierte Energie mit F(E_i)=E_i zu

$$P_a = (\sum_{i=1}^{3} i \cdot E_i) - 0.5 \tag{2.29}$$

$$P_b = (\sum_{j=1}^{3} j \cdot E_{j+3}) - 0.5 \tag{2.30}$$

Die lineare Wichtung hat den Nachteil, dass durch den näherungsweisen exponentiellen Abfall der deponierten Energie in lateraler Entfernung von P die Mittelpunkte der Kristalle als Schauerschwerpunkt bevorzugt werden. 2.4

Logarithmische Wichtung

Die Funktion F der logarithmischen Wichtung und die Koordinaten des errechneten Ortes P ergeben sich nach [Jun 00]:

$$F(E_i) = max\,[0; C + ln(E_i)] \tag{2.31}$$

und

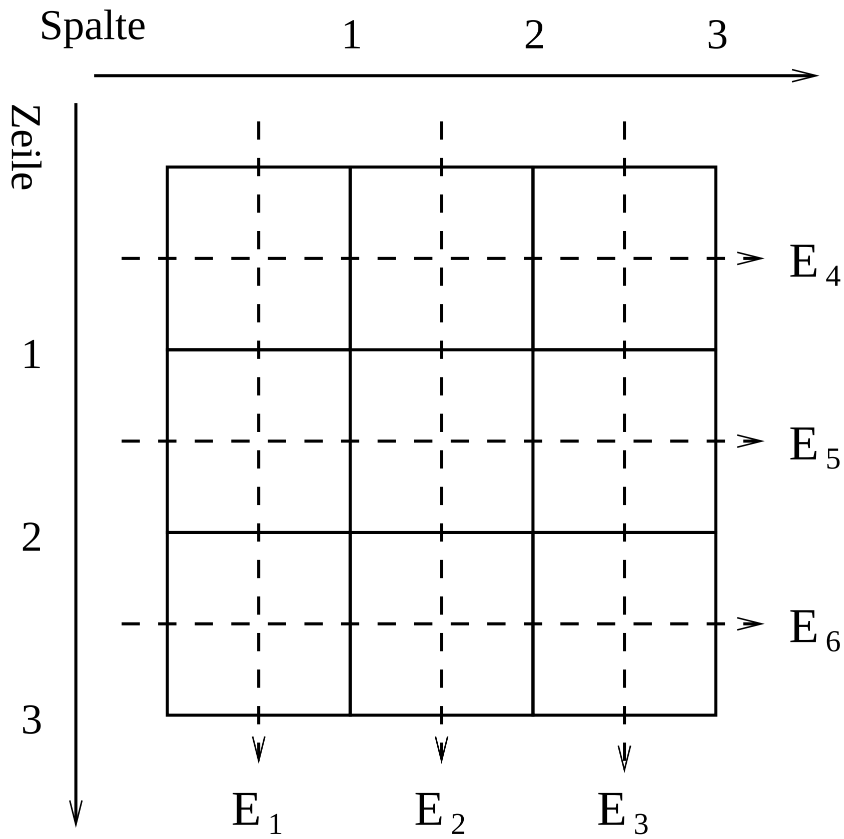


Abbildung 2.6: Spalten- und Zeilenenergien in einer 3 × 3 Detektormatrix

$$P_a = m \cdot \frac{\sum_{i=1}^{3} 2 \cdot F(E_i)}{\sum_{i=1}^{3} F(E_i)} + b \tag{2.32}$$

$$P_b = m \cdot \frac{\sum_{j=1}^{3} j \cdot F(E_{j+3})}{\sum_{j=1}^{3} F(E_{j+3})} + b \tag{2.33}$$

mit m und b als Skalierungsfaktoren, da die Werte bei Einschuss in die Randkristalle je nach C linear verzerrt werden. Die Energie in Randkristallen fällt bei der logarithmischen Ortsrekonstruktion im Gegensatz zur linearen stärker ins Gewicht. Trifft der Strahl nicht zentral, so sind die Energieverluste durch Energiefluktuation aus dem $3times3$Detektor in entgegengesetzte virtuelle Randmodule nicht mehr symmetrisch. Durch das Fehlen der Energieinformationen dieser Module und der logarithmischen Wichtung tendieren die errechneten Positionen daher eher zum zentralen Kristall.

Kapitel 3

Bauteile des Detektors

3.1 Čerenkov-Medien

Als Čerenkov-Medium wurden Kristalle aus Bleifluorid (PbF_2) der Firma OPTO-VAC benutzt. 1968 studierten Dally und Hofstadter die Benutzung dieser Materialien für die elektromagnetischen Kalometrie [Dal 68]. 1990 bestätigte Anderson das Fehlen von Szintillationsstrahlung bei Bleifluorid, das damit als reiner Čerenkovstrahler angesehen werden kann[And 90].
Vergleichstests von PbF_2, Bleiglas SF5 und Bleiwolframat ($PbWO_3$) wurden von der Universität Mainz durchgeführt [Gri 96].

Größe		Einheit	PbF_2	$PbWO_3$	SF 5
Dichte	ρ	(g/cm^3)	7.77	8.28	4.07
Brechungsindex	n		Tab.: 3.1	2.2	1.7
Strahlungslänge	X_0	(cm)	0.93	0.85	2.55
Molière Radius	R_M	(cm)	2.22	2.19	3.17
Kritische Energie	E_k	(MeV)	9.04	8.15	16.9
Schmelzpunkt		^{o}C	855	1123	
Abbruch Transmission	λ	(nm)	250	350	350

Brechungsindex von PbF_2						
λ [nm]	300	400	500	600	700	800
n	1.937	1.818	1.782	1.776	1.755	1.749

Tabelle 3.1: Technische Daten der Detektormaterialien und Brechungsindex von PbF_2 bei 20^o C

Diese Tests ergaben, dass SF5-Bleiglas als Čerenkov-Medium des Photon-Detektors keine Alternative zu Bleifluorid oder Bleiwolframat darstellt und zwar vor allem wegen des hohen Transmissionsverlustes, der bei starker Bestrahlung[1] nach einiger Zeit eintritt, man spricht in diesem Zusammenhang auch von "Braunbrennen" (s. Abb. 3.1).

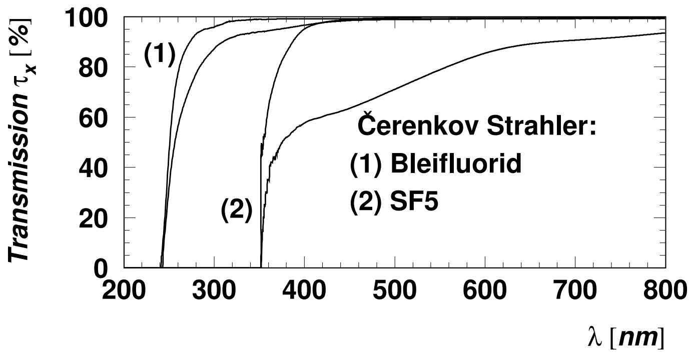


Abbildung 3.1: Transmissionskurven von PbF_2 Nr. 1 (Firma: Korth) und SF5 Nr. 2 vor (oberer Graph) und nach (unterer Graph) Absorption einer 200 Gy Dosis von einer $^{6}0$Co-Quelle

Auch Bleifluorid und Bleiwolframat erleiden bei starker Bestrahlung eine Abnahme der Transmission, die aber nach einiger Zeit durch thermische Effekte von selbst ausheilen kann. Diese Ausheilung kann durch Bestrahlung mit Halogenscheinwerfern beschleunigt werden (s. Abb. 3.2).

Jedoch liegt die Schwelle, bei der die Transmission abbricht, bei PbF_2 etwas weiter im Ultravioletten als bei Bleiwolframat, so dass hier aufgrund der größeren Frequenzbandbreite ebenfalls PbF_2 vorzuziehen ist. Weiterreichende Untersuchungen wurden im Rahmen des A4-Experimentes in der Universität Mainz vorgenommen. [Ach 98]
Die Abmessungen der einzelnen Kristalle betragen

Länge	Höhe	Breite
15-19 X_0	4/3 R_M	4/3 R_M
140-180 mm	25-30 mm	25-30 mm

Tabelle 3.2: Abmessung der Kristalle; da sie konisch sind, sind bei der metrischen Höhen/Breitenangabe die Maße der Stirn- und die Rückseite angegeben.

[Gri 96]

[1] im Bereich von einigen hundert Gray

3.2 Sekundärelektronenvervielfacher

Für die Messung von kurzen, schwachen Lichtpulsen benutzt man verschiedene Detektoren. Die gängigsten sind Halbleiterdetektoren, meist Photodioden oder Phototransistoren und Sekundärelektronenvervielfacher (SEV). Die Messungen dieser Arbeit wurden mit SEV-Röhren vorgenommen, weil die auftretenden Zählraten zu hoch für Halbleiterdetektoren sind.

3.2.1 Aufbau einer SEV-Röhre

Eine SEV-Röhre besteht aus einem evakuierten Volumen, welches auf der einen Seite von einem Eintrittsfenster aus Quarzglas begrenzt wird, auf das eine dünne Metallkathode aufgedampft wurde, einer Fokussierungsoptik, dem eigentlichen Sekundärelektronenvervielfacher, bestehend aus einer Kaskade von N Dynoden und einer Anode (s. Abb. 3.3).
Für unterschiedliche Anwendungen gibt es Vervielfacher verschiedenster Bauart und Dimension. In dieser Arbeit wird jedoch lediglich näher auf solche zylindrischer Bauart mit linear fokussierenden Dynoden eingegangen [Phi 94].

Ein Photon, das durch das Eintrittsfenster auf die Kathode trifft, konvertiert durch Photoeffekt mit einer Warscheinlichkeit von bis zu 30% [Val 70] in ein Elektron. Dieses wird durch eine Beschleunigungsspannung in Richtung der ersten Dynode beschleunigt. Die Fokussierungsoptik bündelt die so beschleunigten Elektronen durch elektrische Felder auf diese und erlaubt dadurch eine höhere Effek-

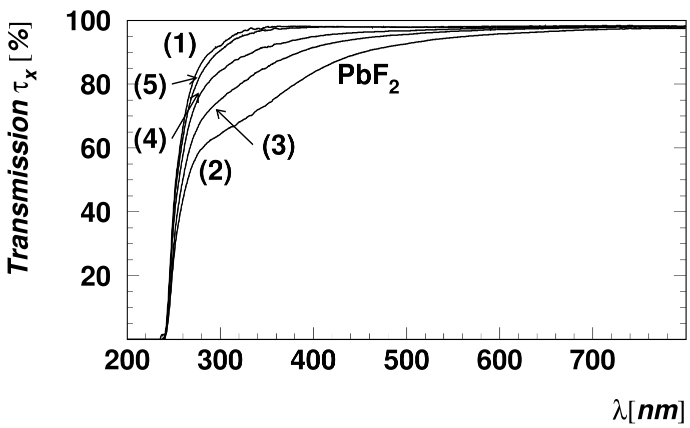


Abbildung 3.2: Transmissionskurven von Bleifluorid (Korth) im ursprünglichen Zustand (1), nach einer Bestrahlung durch ein ^{60}Co Präparat mit einer 1 kGy-Dosis (2), nach der natürlichen Ausheilung von einer Woche (3) und nach einer künstlichen Ausheilung mit einer Heliumlampe von 65 (4) und 240 Minuten (5) [Ach 98]

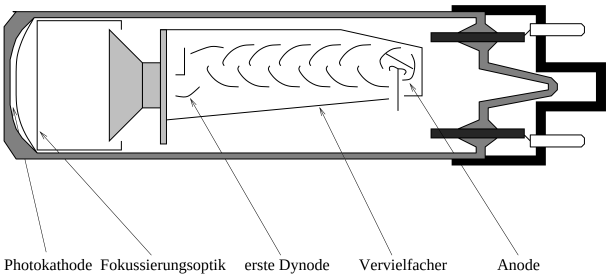


Abbildung 3.3: SEV-Röhre mit linear fokussierenden Dynoden

tivität. Auf der Dynodenoberfläche schlägt jedes dieser beschleunigten Elektronen eine Anzahl g_i von Sekundärelektronen heraus, die wiederum auf die nächste Dynode beschleunigt werden. Zuletzt erzeugt diese Elektronenkaskade in der Anode einen Strompuls mit der Ladung Q [Phi 94].

$$Q = ge \tag{3.1}$$

mit e der Elektronenladung und

$$g = \prod_{i=1}^{N} g_i \tag{3.2}$$

Der hier angegebene Wert ist idealisiert. In der Realität muss man für die Gesamtverstärkung g einen Mittelwert angeben. In den Datenblättern jeder SEV-Röhre ist ein durch Testmessungen ermittelter Wert für g zu finden.

3.2.2 Kennwerte

Die wichtigsten Kenngrößen eines SEV sind die Gesamtverstärkung g (gain), die Quanteneffizienz der Photokathode in Abhängigkeit zu der Frequenz ν der auftreffenden Lichtquanten, die Anzahl N der Dynoden, die Maximalspannung pro Dynode (für einen sicheren Betrieb) und die Dimensionierungsdaten der Spannungsteiler (siehe Abschnitt 3.3.1, Typ A, B und C)
Als SEV wurde das Modell XP2900 der Firma Photonis verwendet. Der von der Firma angegebene Anwendungsbereich ist die Szintillations- und Čerenkov-Licht-Detektion mit hoher Verstärkung und guter Zeitcharakteristik. [Pho 01]

3.3 Spannungsteiler

Zur Spannungsversorgung der einzelnen Dynoden des SEV benutzt man meist einen Spannungsteiler, der auf einer Serienschaltung von ohmschen Widerständen basiert.

Es gibt grundsätzlich zwei verschiedene Arten der Beschaltung, negative und positive Polarität, wobei positive Polarität meist zur Pulszählung und negative Polarität bei der Messung sehr kurzer Pulse benutzt wird. Im weiteren Verlauf werden daher lediglich Spannungsteiler negativer Polaritäten behandelt, d.h. die Kathode liegt auf negativer Spannung, die Anode auf Nulleiterniveau. [Phi 94a]

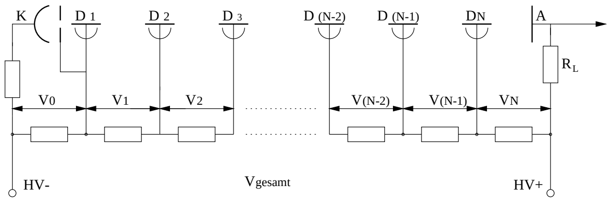


Abbildung 3.4: Basisaufbau Aufbau eines Spannungsteilers

3.3.1 Spannungsteilertypen

Die Einstellung der Teilspannungen kann durch geeignete Wahl der Widerstände vorgenommen werden. Für verschiedene Anwendungen gibt es verschiedene Dimensionierungen der Teilspannungen. Eine SEV-Röhre enthält in ihren Datenblättern meist drei Möglichkeiten. Die hier genannten Widerstandswerte beziehen sich auf die benutzte Röhre XP2900 der Firma Photonis.

A: Die Spannungen zwischen den einzelnen Dynoden sind im wesentlichen gleich. Das erlaubt die maximale Verstärkung bei einer gegebenen Versorgungsspannung. Die Anwendungsbereiche sind Photometrie und nukleare Spektrometrie.

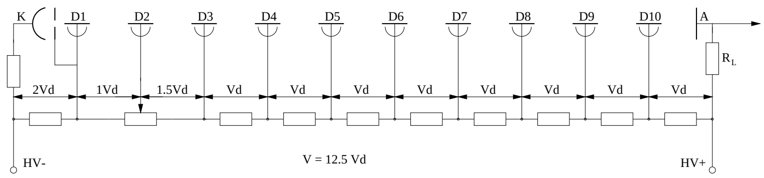


Abbildung 3.5: Spannungsteiler des Typs A für maximale Verstärkung

B: Die Dynodenspannung steigt progressiv zur Anode hin an. Im Bereich der letzten Dynoden kann die Spannung das 10-fache der Spannung zwischen den ersten Dynoden erreichen. Diese Dimensionierung erlaubt Anodenpulse mit Spitzenströmen von mehreren hundert Milliampere mit sehr guter Linearität. Die Verstärkung hingegen ist bei gleicher Versorgungsspannung sehr viel geringer als bei dem Typ A.

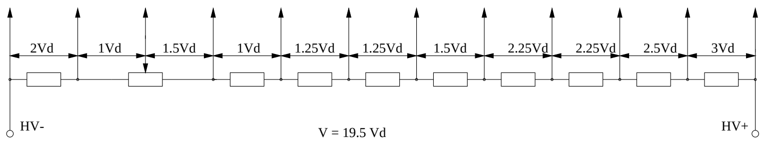


Abbildung 3.6: Spannungsteiler des Typs B für gute linearität

C: Die Spannung zwischen den Dynoden im ersten Teil der Röhre steigt nicht oder nur wenig an. Erst im letzten Teil nimmt sie rasch zu. Auf diese Weise wird die Zeitcharakteristik optimiert. Dieser Aufbau ist ein guter Kompromiss zwischen guter Gesamtverstärkung und guter Pulslinearität. Spannungsteiler des Typs C sind geeignet für schnelle Auslese bei hohen Ereignis-Raten.

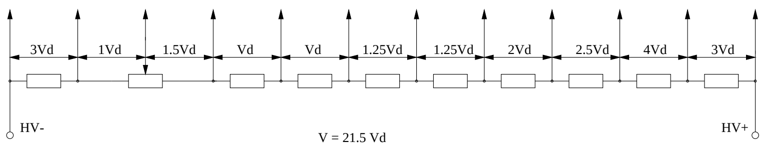


Abbildung 3.7: Spannungsteiler des Typs C für hohe Zeitaulösung

Die Werte der Spannungen der ersten drei Dynoden bei allen drei Typen ergeben sich aus gründen der Fokussierung der Elektronen auf die erste Dynode, und einer Einkopplung der Elektronenkaskade in den Sekundärelektronenvervielfacher. Der Gesamtwiderstand der Widerstandskette richtet sich nach der Betriebsspannung, der Grenzspannung der Dynoden und dem Anodenstrom der benutzten Röhre. Man muss dabei beachten, dass der Spannungsteilerstrom I_S um ein vielfaches größer ist als der Anodenstrom I_A. Eine sinnvolle Regel ist:

$$\frac{I_S}{I_A} \geq 100 \tag{3.3}$$

[Phi 94a]

3.3.2 Dynodenentkopplung mit Kapazitäten

Sobald zwischen den Dynoden D_i und D_{i+1} ein Strom fließt, sinkt die Spannung über dem Widerstand R_i. Um den Abfall zu kompensieren, kann man Kondensatoren als Ladungsreservoirs nutzen. Meist werden diese parallel zu den Widerständen geschaltet (s. Abb. 3.8).

Liefert die letzte Dynode D_N bei einem typischen Signal die Gesamtladung ΔQ_N und sei ΔU_N die entsprechende maximale Spannung, die von dieser Dynode toleriert werden kann, so ergibt sich für die benötigte Kapazität des Kondensators C_N:

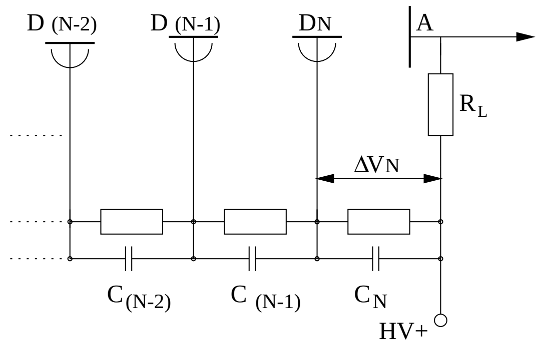


Abbildung 3.8: Dynodenentkopplung mit Kondensatoren

$$C_N \geq \frac{\Delta Q_N}{\Delta U_N} \tag{3.4}$$

Die Näherung der Kapazitäten der anderen Dynoden C_i berechnet sich rekursiv nach

$$C_i = \frac{C_{i+1}}{g_{i+1}} \tag{3.5}$$

Meist wird jedoch bei der realen Dimensionierung ein größerer Wert der Kapazitäten eingebaut. Die Ursache liegt in dem Lade- und Entladeverhalten des Kondensators. Besonders bei hohen Zählraten kann ein Kondensator mit kleiner Kapazität nicht die erforderliche Ladung in der erforderlichen Zeit liefern, wie ein Kondensator mit großer Kapazität (s. Abb. 3.9).

Ladespannung

$$U_C = U_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \tag{3.6}$$

Entladespannung

$$U_C = U_0 e^{-\frac{t}{RC}} \tag{3.7}$$

[Phi 94a]

3.3.3 Aktive Spannungsteiler

Bei sehr hohen Raten, etwa im MHz-Bereich, können die Kondensatoren die Teilspannungen nicht mehr aufrecht erhalten. Eine Möglichkeit, die Spannungen zu stabilisieren, sind aktive Elemente wie Transistoren. Die sehr hochohmige Widerstandskette (mehrere 10 MΩ) inklusive ihrer Kondensatoren wird in diesem Falle nur

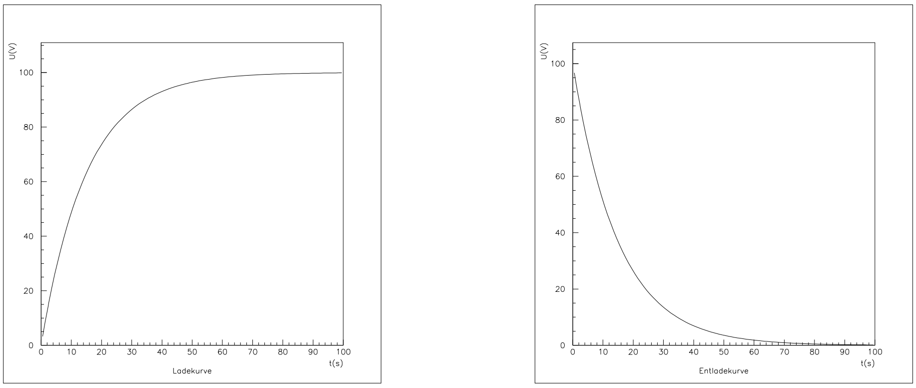


Abbildung 3.9: Lade- und Entladekurve eines Kondensators mit U_0=100 V

zur Spannungsteilung selber benötigt. Der Strom fließt über eine Transistorenkette aus P-Kanal DMOSFETs, deren Source/Gate Spannung durch eine Zehnerdiode stabilisiert wird.
Diese Beschaltung der Transistoren, die so als stromabhängige Schalter dienen, erlaubt eine schnelle Stromversorgung der einzelnen Dynoden (s. Abb. 3.10).

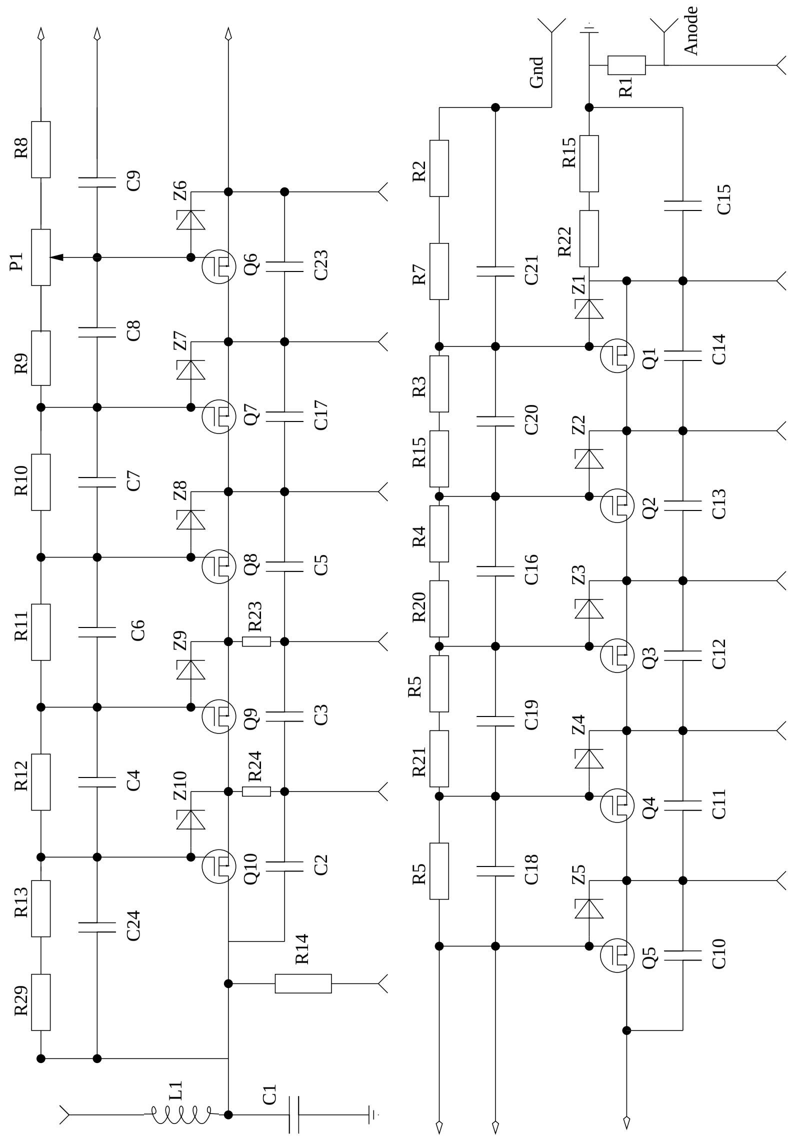


Abbildung 3.10: Schaltplan des benutzten Spannungsteilers [Par 97]

Kapitel 4

Aufbau der Apparatur

4.1 Aufbau des Detektors

Ein Detektormodul besteht aus einem Bleidifluoridkristall (s. Abs. 3.1), der an den Seiten von reflektierender, dünner Folie umschlossen und lichtdicht verpackt wurde, einem SEV XP2900, der mit optischem Zement an dessen Rückseite geklebt wurde. Ein aktiver Spannungsteiler, wie in Abschnitt (3.3.3) beschrieben, versorgt die Dynoden mit Spannung. Ein Rohr aus μ-Metall und ein umgebender Aluminiumrahmen schützen die elektronischen Komponenten des Moduls gegen mechanische Einwirkungen und schirmen sie gegen elektromagnetische Störungen ab (Abb.: 4.1).

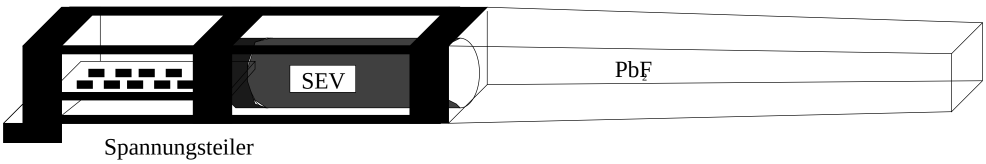


Abbildung 4.1: Skizze eines Detektormoduls

Neun dieser Module sind in dem Detektor in einer 3×3 Matrix, wie in Abbildung 4.2 gezeigt, zusammengefasst, wobei das Modul 1 zum Vergleich mit einer Röhre des Typs E2253 der Firma HAMAMATSU und einem Spannungsteiler der Bauart A ausgestattet wurde. Zum Schutz und zur Stütze der Module ist der ganze Detektor in einem stabilen Aluminiumgerüst untergebracht (s. Abb.: 4.2).

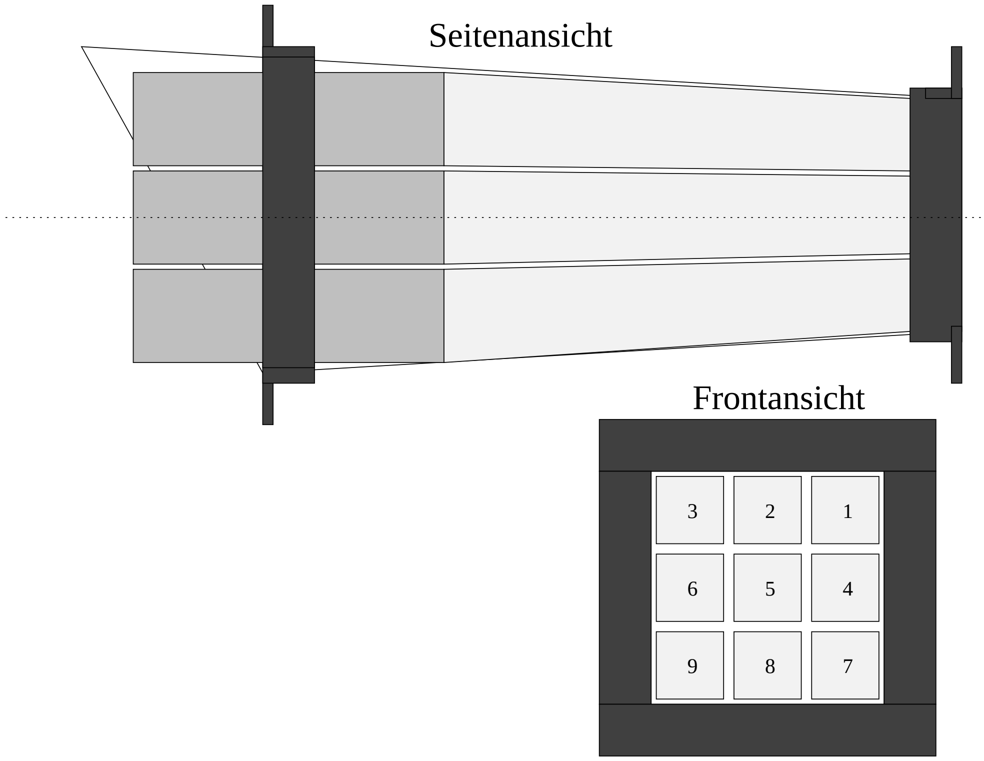


Abbildung 4.2: Skizze des Detektors

4.2 Betrieb

Der Detektor wird von einer 9-Kanal Hochspannungsversorgung gespeist, dabei ist zu beachten, dass die Spannung an den einzelnen Modulen 1400 Volt nicht übersteigt, da sonst mit einer Zerstörung der Spannungsteiler gerechnet werden muß.
Erste Aufnahmen ergaben die folgende, typische Pulsform, die in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Diese Form kommt, da der Kristall nicht szintilliert (s. Abs. 3.1), nur duch die zeitliche Länge des Čherenkovblitzes, seine geometrischen Abmessungen und die Signalumformung im Spannungsteiler zustande. Auffallend ist die kurze Anstiegs- und Abfallzeit des Signals (im Berech von ca 1.5 ns von Spitze zu Basis). Eine Halbwertsbreite von 5 ns, eine Basisbreite von ca 10 ns und eine Fußbreite von ca 20 ns ermöglichen eine theoretische Messrate von 50 MHz[1].

[1] ohne Dauerstrombelastung des Spannungsteilers

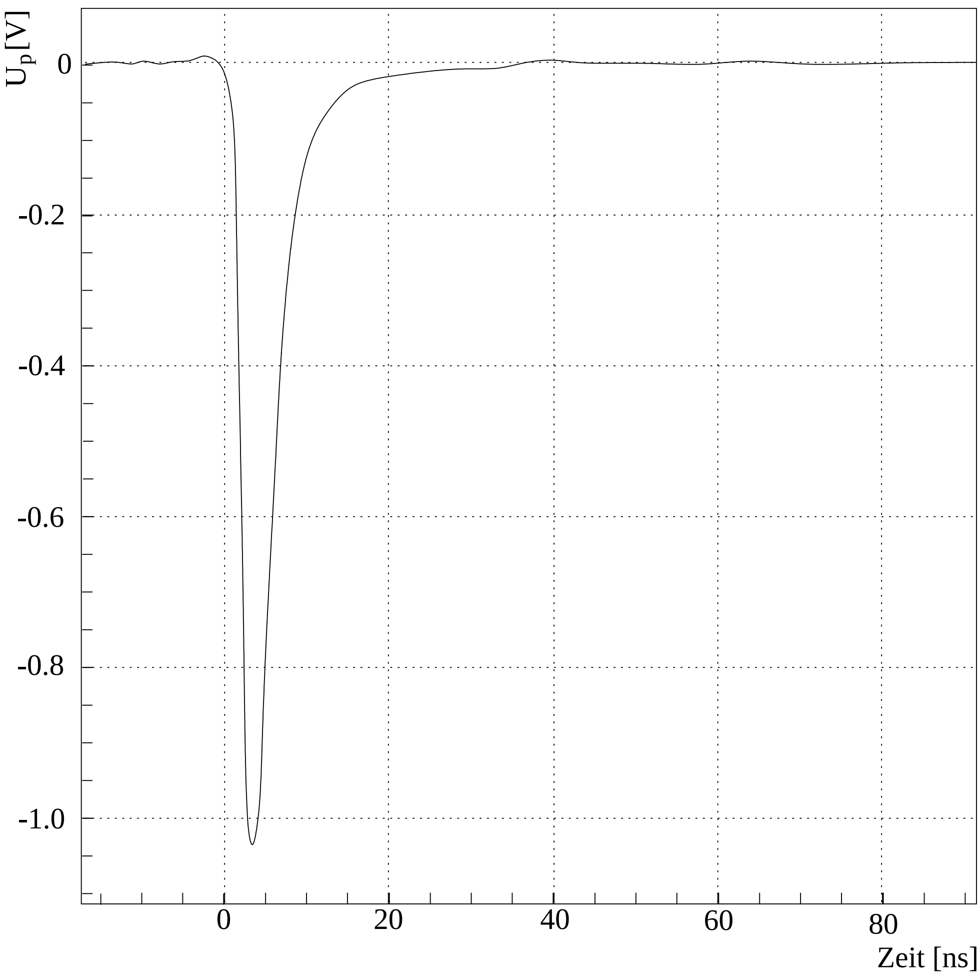


Abbildung 4.3: Oszilloskopsignal eines PbF_2-Moduls, auf der Ordinate ist Die Oszilloskopspannung angegeben

Kapitel 5

Test und Eichung der Apparatur

5.1 Test der Spannungsteiler

Zum Test des Verhältnisses der geflossenen Ladung zu der Pulshöhe und der Ratenfestigkeit von verschiedenen Spannungsteilertypen wurde ein Detektormodul mit einem definierten Lichtpuls der Frequenz ν und einer Ansteueramplitude U_D (Oszilloskopsignal des erzeugten Pulses) von einer grünen LED[1] bestrahlt. Die LED wurde dafür auf die Frontfläche des Kristalles aufgebracht und das Modul lichtdicht verschlossen. Die absolute Intensität des Diodenlichts ließ sich mit diesem Aufbau nicht direkt ermitteln, es wird jedoch im weiteren Verlauf lediglich auf den Vergleich verschiedener Modulpulse bei gleichen Ausgangsbedingungen Wert gelegt. Ein regelbarer Pulsgenerator lieferte der LED Signale der Länge 10 ns und definierter Spannung mit der Frequenz ν. Der erzeugende- (U_D) und der detektierte Puls (U_P) wurden auf einem Oszilloskop dargestellt und dieses auf das Signal des Pulsgenerators getriggert (s. Abb.5.1).

5.1.1 Proportionalität zwischen Pulshöhe und Pulsladung

Zur Berechnung der Ladung Q_P eines Modulpulses wurden die Oszilloskopsignale (Eingangswiderstand R = 50 Ω) in 2 Nanosekunden große Intervalle unterteilt (Δt) und die mittlere Spannung des Signals in einem Intervall U_i ermittelt. Für die Ladung Q_P ergibt sich: (s. Tab. 5.1)

$$Q_P = \int_{Impuls} I dt \approx \sum_i U_i \frac{\Delta t}{R} \tag{5.1}$$

Von Pulsen mit verschiedenen Gesamthöhen U_P wurde je die Gesamtladung Q_P ermittelt. Aus der Auftragung der verschiedenen Pulshöhen U_P gegen Q_P ergab

[1] Leuchtdiode HLMP 3950 der Firma HP

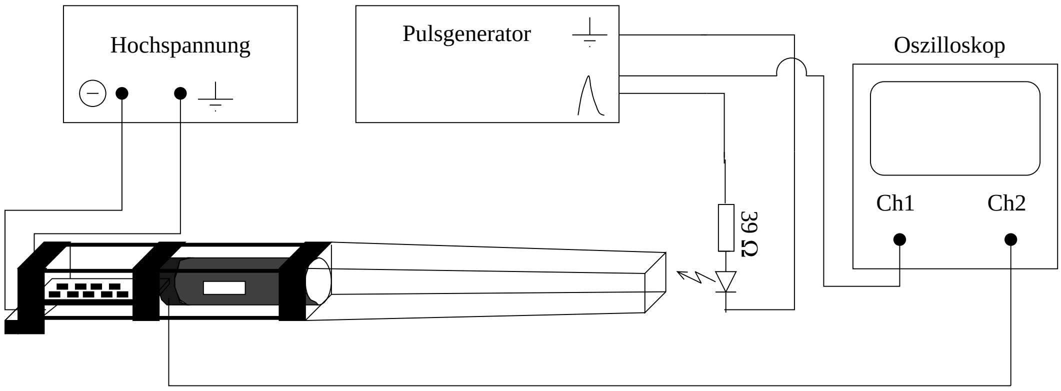


Abbildung 5.1: Skizze des Aufbaus zum Lichtpulsertest verschiedener Spannungsteiler

U_P [mV]	$\sum U_i$ [mV]	Q_P [nC]
100	702 ± 8	28.1 ± 0.3
200	1405 ± 10	56.2 ± 0.4
300	2030 ± 13	81.2 ± 0.5
400	2571 ± 16	102.9 ± 0.6
500	3500 ± 18	140 ± 0.7
600	4065 ± 18	162.6 ± 0.7
700	4653 ± 19	195.4 ± 0.8

Tabelle 5.1: Messtabelle zur Bestimmung des Proportionalitätsfaktors

sich, dass die Pulshöhe proportional zur geflossen Ladung ist (s. Abb. 5.2). Die angegebenen Fehler der Messpunkte resultieren aus einer Graphischen Auswertung von 7 representativen Oszillatorsignalen. Jedoch muss beachtet werden, dass die zeitliche Länge eines LED-Pulses ebenfalls mit einem Fehler von schätzungsweise 5% behaftet ist. Aus einem Geradenfit ergibt sich der Proportionalitätsfaktor K_{Prop}. Im weiteren Verlauf des Versuchs wurden aufgrund dieser Proportionalität nur noch die Pulshöhen gemessen.

$$Q_P = K_{Prop} \cdot U_P \tag{5.2}$$

$$K_{Prop} = (27,6 \pm 0,5) \left[\frac{nC}{V}\right] \tag{5.3}$$

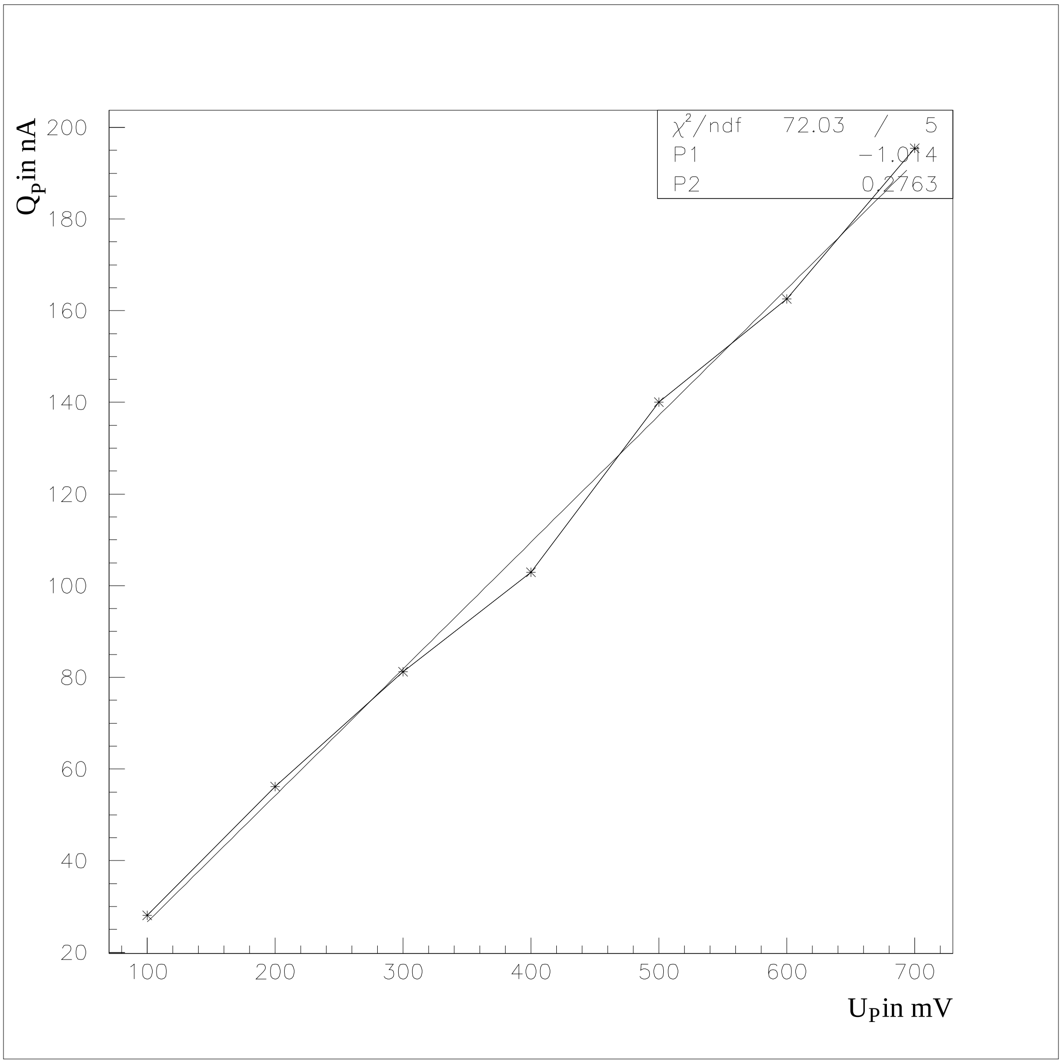


Abbildung 5.2: Auftragung der Pulshöhe U_P gegen die Pulsladung Q_P mit einer linearen Näherungsfunktion

5.1.2 Ratenfestigkeit

Die Ratenfestigkeit ist eine Größe, die angibt, welche Zählraten ein Detektor messen und auflösen kann. Die wichtigste Größe ist dabei der im Spannungsteiler geflossene Strom, der durch die Pulshöhe gemessen wird und die Pulsfrequenz. Die Pulsfrequenz ist bis zu einer Grenze ν_g für monoenergetische Pulse proportional zu dem im Spannungsteiler geflossenen Strom. Zur Untersuchung des Maximalstromes, der durch den Spannungsteiler fließen darf, so dass die Verstärkung des Systems SEV-

Röhre/Spannungsteiler nicht unter einen bestimmten Wert sinkt und damit der maximalen Frequenz ν_g, wurde derselbe Aufbau, wie zur Proportionalitätsbestimmung benutzt (s. Abb. 5.1). Die drei verglichenen Spannungsteilertypen waren:

1. der in (Abb.: 3.10) beschriebene aktive Spannungsteiler
2. ein passiver, kondensatorstabilisierter Spannungsteiler des Typs C
3. ein passiver in den letzten drei Stufen kondensatorstabilisierter Spannungsteiler für die HAMAMATSU-Röhre des Typs A

In der Messung wurde bei gleichbleibender Spannung U_D von 2V und gleichbleibender Pulslänge von ca 15 ns die Frequenz ν von 1 MHz bis zum Abfall des Signals gesteigert, bei den passiven Spannungsteilern begann der Frequenzbereich schon bei einigen 10 kHz. Die gemessene Signalhöhe U_P wurde dann gegen ν aufgetragen. Die Fehler der Messwerte sind schwer anzugeben, da allein die Oszilloskopsignale wegen der ungleichmäßigen LED-Signale besonders bei hohen Pulsfrequenzen (>1MHz) in einem Band mit ca 10% U_P schwanken und die Messwerte mit einer visuellen Schwerpunktfindung genommen wurden, trotzdem sind quantitative Tendenzen sehr wohl in den Graphen zu erkennen. (s. Abb. 5.3 und 5.4)
Bei den aktiven Spannungsteilern konnte bei Pulsen, die bei kleinen Frequenzen ein Signal der Höhe > 300 mV erzeugten, keine sinnvolle Verlaufskurve erzeugt werden, da die Spannung U_P nahezu gleich blieb und die Spannungsversorgung bei einer Abbruchfrequenz ν_{gs} einen automatischen Überlastschutz in der Hochspannungsversorgung aktivierte. Die Frequenzen ν_{gs} wurden gegen die Pulshöhen U_P aufgetragen. Auch hier besitzen die Oszilloskopsignale aufgrund ihrer Breite einen Fehler von 10% (s. Abb. 5.5)
Aus den Graphen erkennt man trotz der großen Fehler sehr gut Unterschiede in den Abbruchfrequenzen der benutzten aktiven und passiven Spannungsteiler. Während Passive bei Frequenzen um 1 MHz einen Sättigungszustand erreichen, beginnt dieser Zustand bei den Aktiven erst im Bereich von einigen 10 MHz.
Aus den Tests geht hervor, dass die theoretische Messrate von 50 MHz zumindest bei kleinen Pulshöhen (100-200 mV) erreicht werden kann.

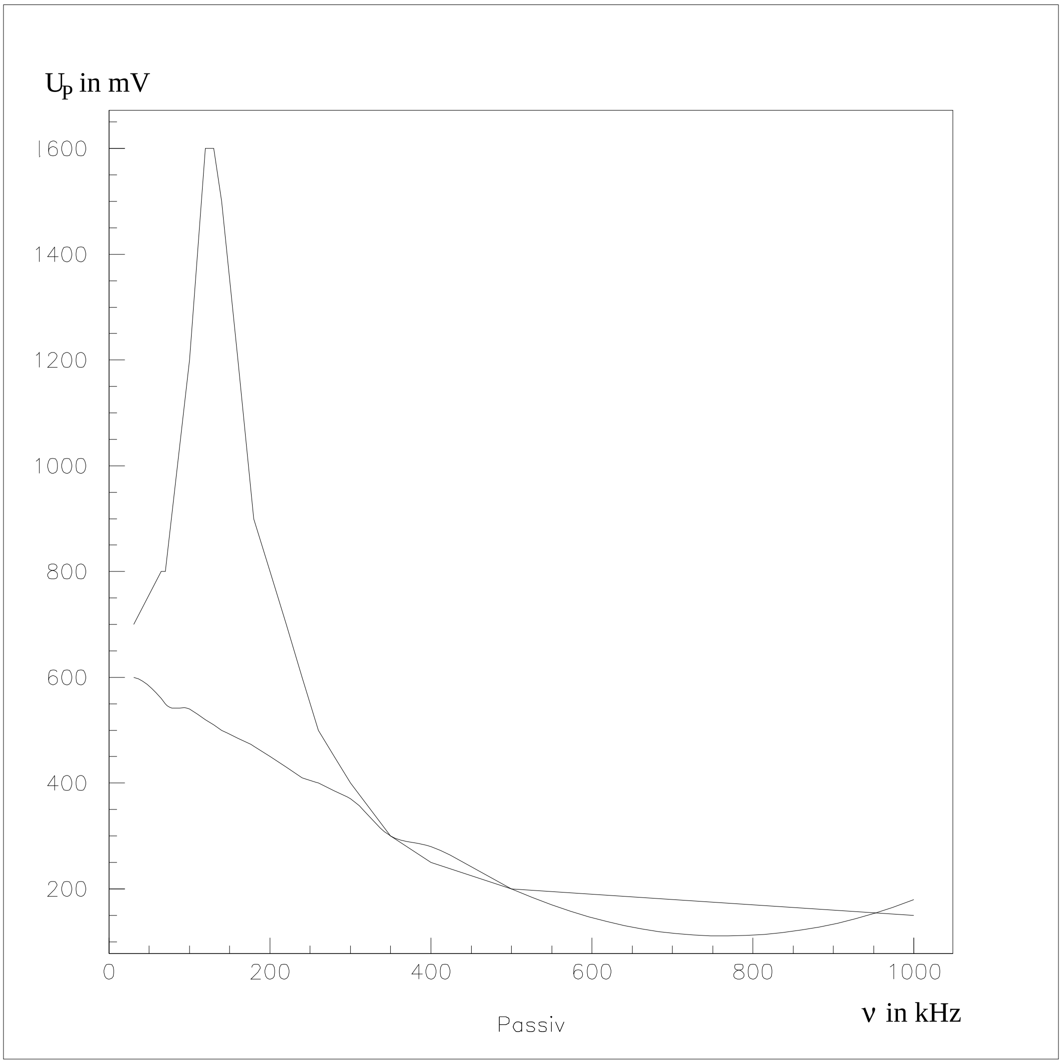


Abbildung 5.3: Auftragung der Pulshöhen der beiden passiven Spannungsteiler in Abhängigkeit zur Pulsfrequenz
obere Kurve: Passiv, Typ: C, Röhre Photonis
untere Kurve: Passiv Typ: A, Röhre HAMAMATSU

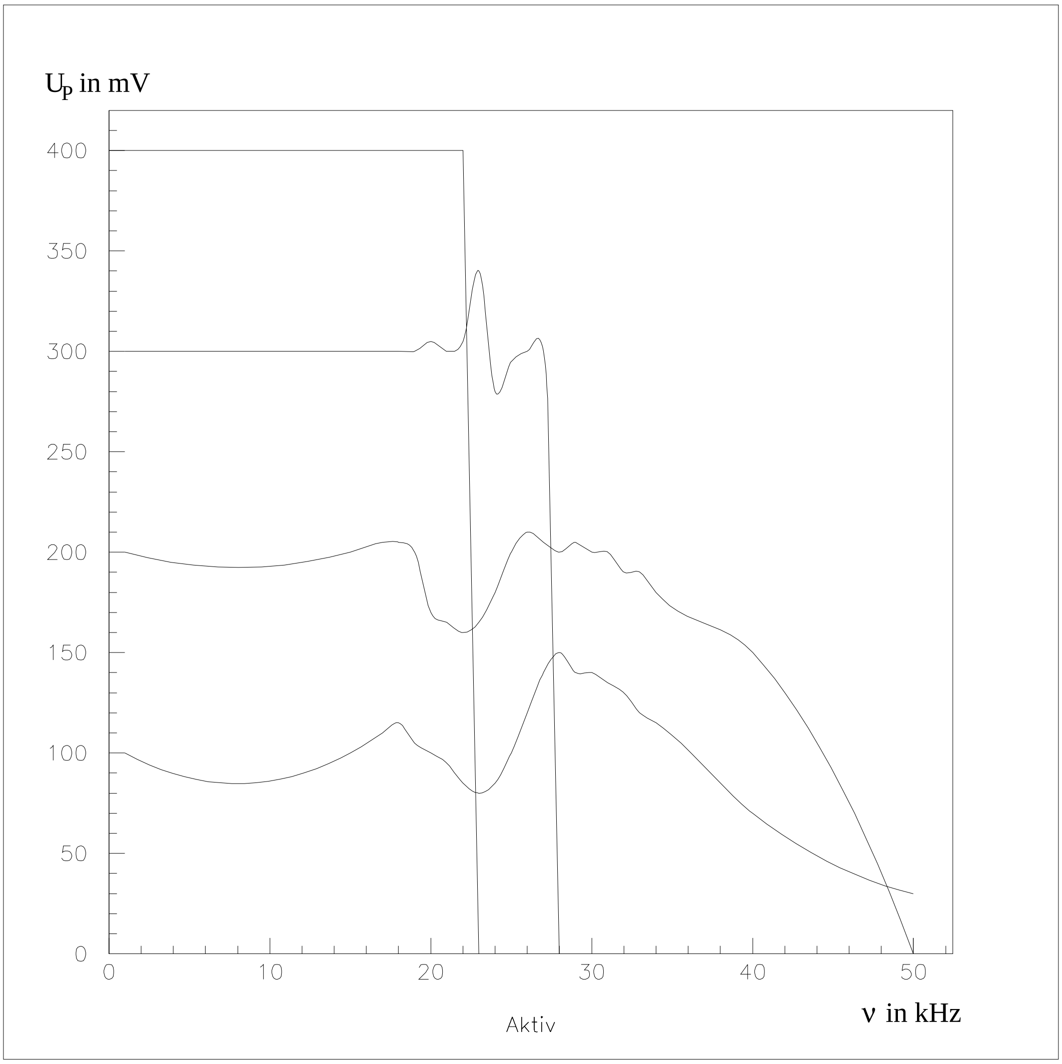


Abbildung 5.4: Auftragung der Pulshöhen des aktiven Spannungsteilers in Abhängigkeit zur Pulsfrequenz bei verschiedenen Betriebsspannungen; Zu erkennen ist bei den beiden oberen Kurven der Abbruch der Spannungsversorgung

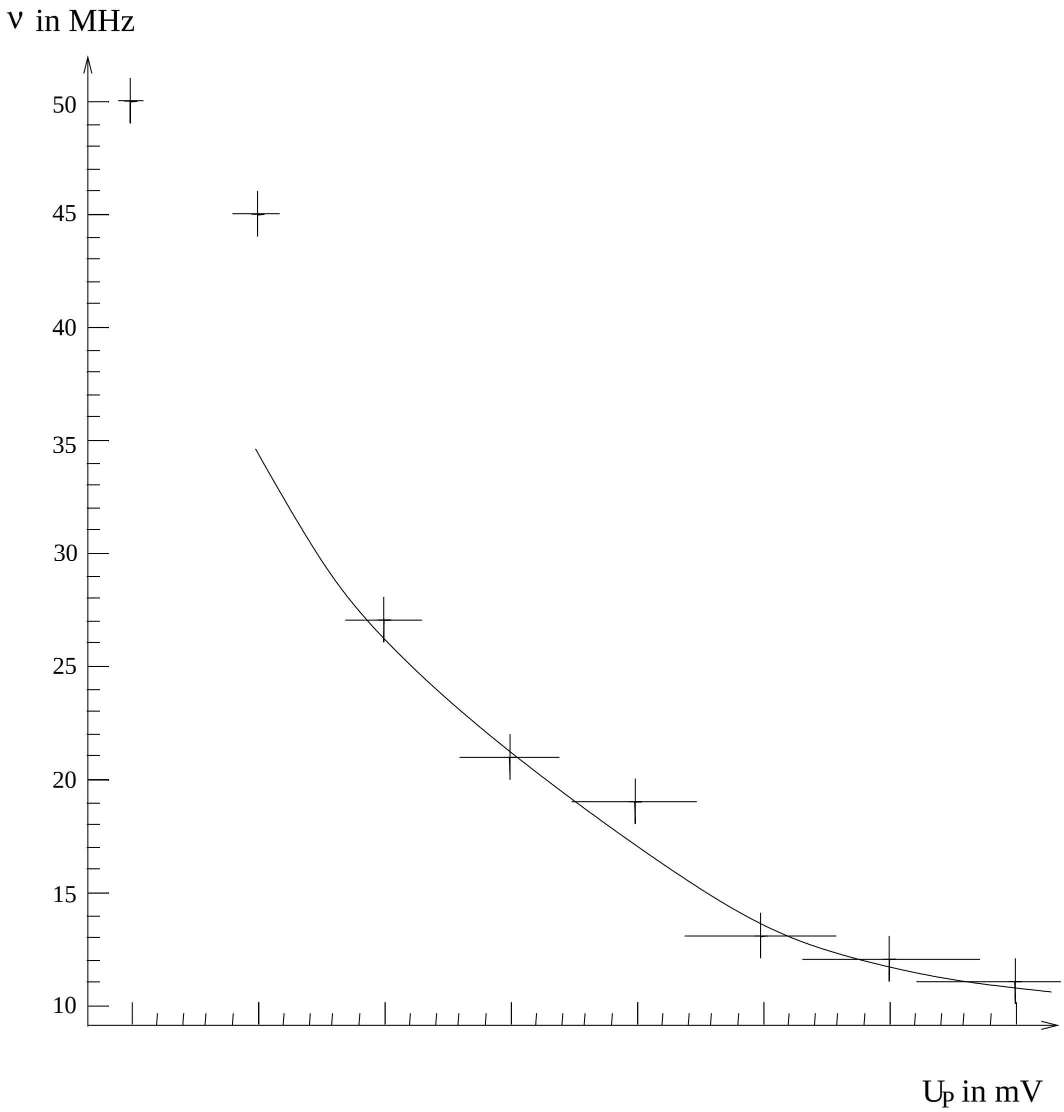


Abbildung 5.5: Graph der Frequenzen ν_{gs} gegen die Signalhöhe U_P

5.2 Lichtpulsereichung

Bei der Eichung wurde der gleiche Aufbau wie bei den vorangegangenen Tests der Spannungsteiler und der Ratenfestigkeit benutzt. Für eine grobe Primäreichung wurden die Detektormodule einzeln von der oben benutzten LED mit einem Lichtpuls der Frequenz 10 kHz und der Länge von ungefähr 15 ns bestrahlt. Die Spannung des Erregerpulses U_D betrug dabei 2V. Die Hochspannung der einzelnen Detektoren U wurde daraufhin so justiert, dass definierte Detektor-Pulshöhen (U_P) von 100 mV bis 1000 mV erreicht wurden (s. Tab. 5.2). Die Eichkurven ergeben sich dann aus der Auftragung von U und U_P (s. Abb. 5.6 und 5.7). Die Fehler dieser Messungen lagen wegen der niedrigen Pulsfrequenz bei ca 5%.
Diese Grobeichung wurde zur Präjustage des Detektors für die folgenden Versuchen (s. Abs. 7) benutzt.

Signalhöhe [mV]	Betriebsspannung der Module [V]								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
100	436	810	810	910	870	850	780	820	810
200	470	890	880	990	955	990	850	900	880
300	496	940	940	1050	1010	990	920	950	930
400	518	980	980	1090	1080	1030	960	990	930
500	552	1010	1010	1110	1080	1060	1000	1020	1010
600	/	1040	1040	1140	1110	1090	1020	1050	1030
700	/	1060	1070	1160	1140	1120	1040	1080	1060
800	/	1080	1090	1180	1160	1140	1060	1100	1080
900	/	1100	1110	1200	1180	1160	1080	1120	1100
1000	/	1120	1120	1220	1200	1180	1100	1140	1120

Tabelle 5.2: Messtabelle der Betriebsspannungen der einzelnen SEV-Röhren bei verschiedenen Signalverstärkungen

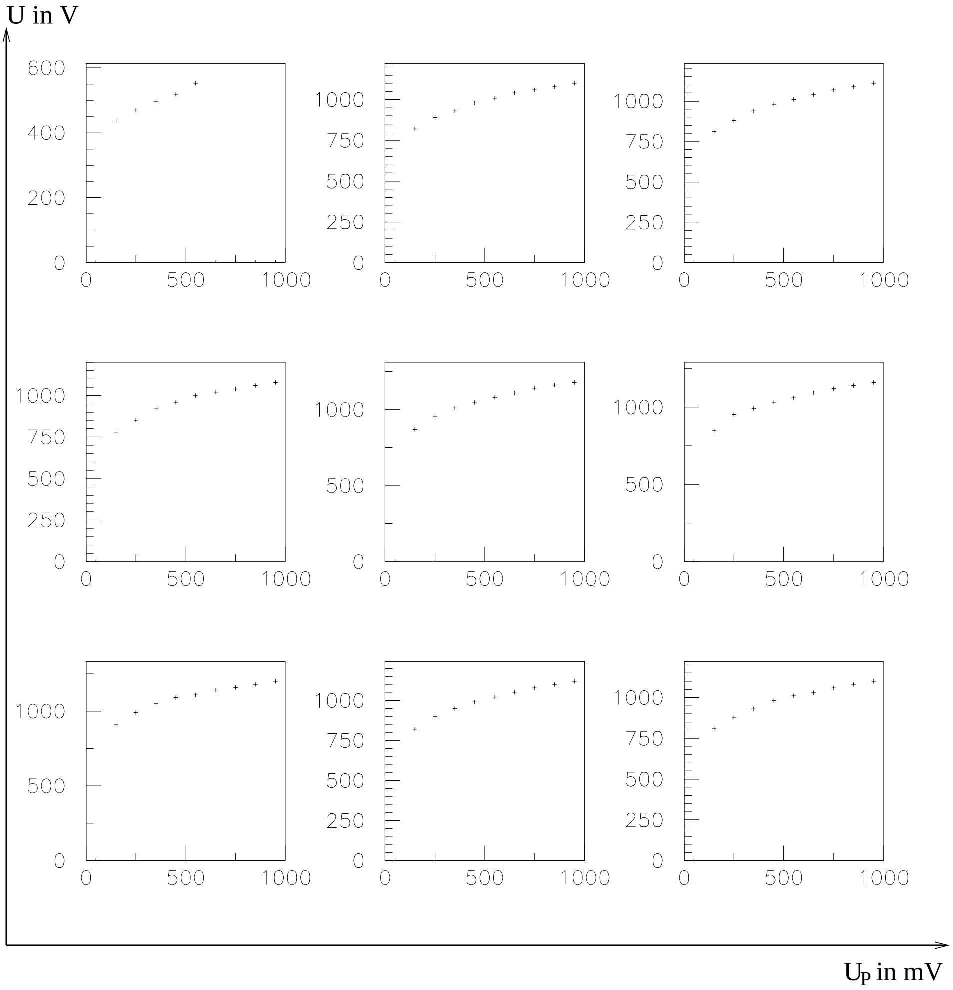


Abbildung 5.6: Verstärkungseichkurven der einzelnen Module
Abszisse: Signalhöhe [mV]
Ordinate: Modulspannung [V]

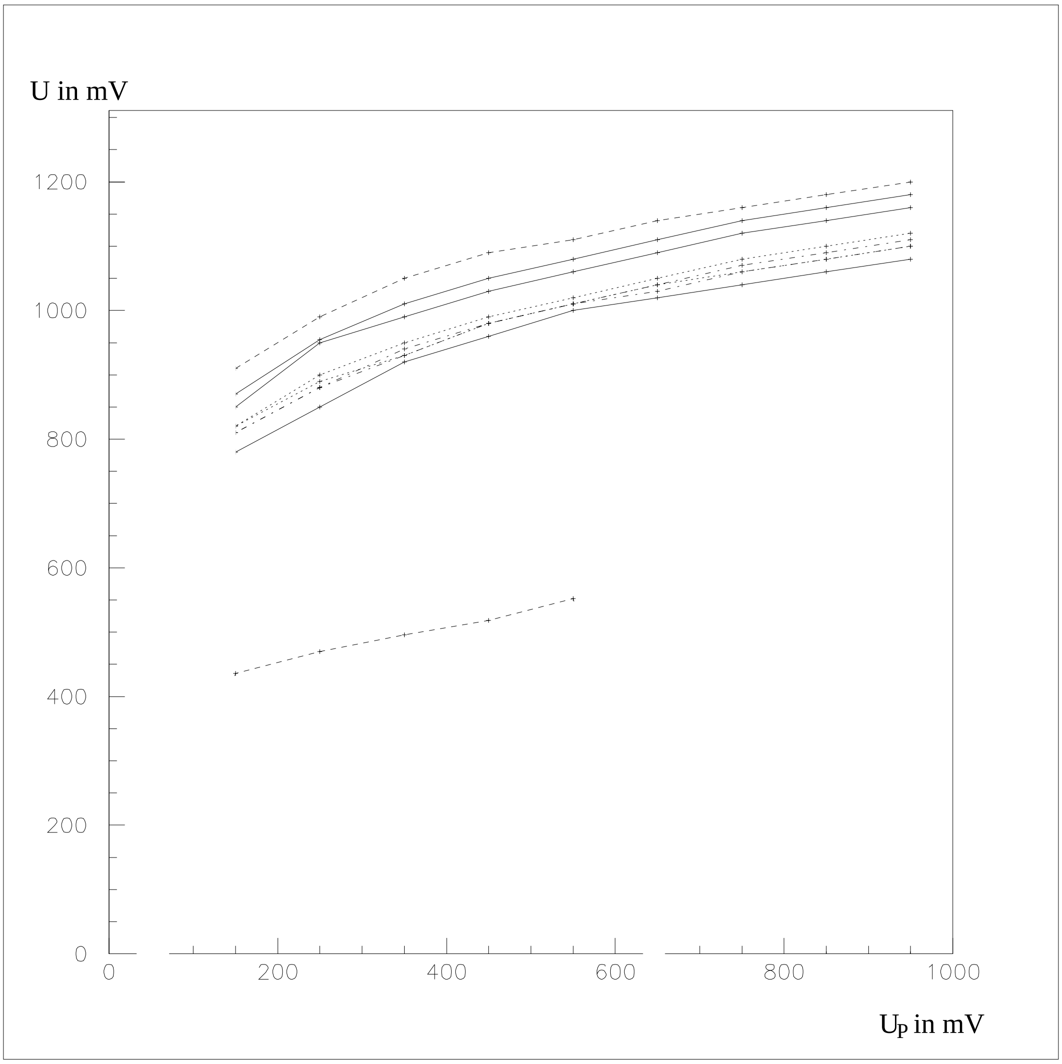


Abbildung 5.7: Eichkurvenvergleich der verschiedenen Detektormodule die oberen Graphen sind die Auftragungen der Werte der aktiven Spannungsteiler, die untere ist die des Passiven Spannungsteilers

Kapitel 6

Teststrahl

Erste Testmessungen für den Photon-Veto-Detektor wurden am Elektronen-Teststrahl am Bonner 2.5-GeV-Synchrotron [Tes] durchgeführt, dazu gehörten vor allem Versuche zur Orts- und Energieauflösung der Apparatur. Eine Beschreibung der Anlage und deren Bedienung ist in Anhang B zu finden.

6.1 Messanordnung

Der Detektor wurde in 410 cm Entfernung vom Elektronen-Austrittsfenster auf einem Hubtisch mit vertikaler Skala montiert, der eine vertikale Verstellung mit einer Genauigkeit von 1 mm ermöglichte. Ein Schiebetisch in Verbindung mit einer horizontalenn Skala ermöglicht eine horizontale Justage, ebenfalls mit einer Genauigkeit von 1 mm.
Zwei in Koinzidenz geschaltete Szintillatoren markieren Elektronen, die von dem Magneten (s. Abs. B um einen Winkel von 21^o abgelenkt werden. Durch deren Dimensionierung, der erste Szintillator mit 0.5 cm Durchmesser befindet sich ca 10 cm hinter dem Austrittsfenster, der Zweite mit ebenfalls 1 cm Durchmesser im Abstand von 385 cm, 25 cm vom Detektor entfernt, betrug die Abweichung vom 21^o Winkel 0.2^o. So liegt der resultierende Energiefehler im Bereich von einigen Promille und fällt so bei den Messungen mit dem Detektor nicht ins Gewicht (s. Abb. 6.1).

Die Signale des Detektors wurden mit ADC[1]- und TDC[2]-Modulen ausgelesen, die die Ladung des Detektorpulses und seine Ankunftszeit in der Elektronik bestimmten. Nachdem die Koinzidenz ein Bereitschaftssignal an die Elektronik sandte und ein so genanntes Gate[3] an den ADC- und TDC-Modulen öffnete, wurden die Detektormodule von der Elektronik ausgelesen. Dabei muss beachtet werden, dass

[1] Analog Digital Converter
[2] Time Digital Converter
[3] Tor

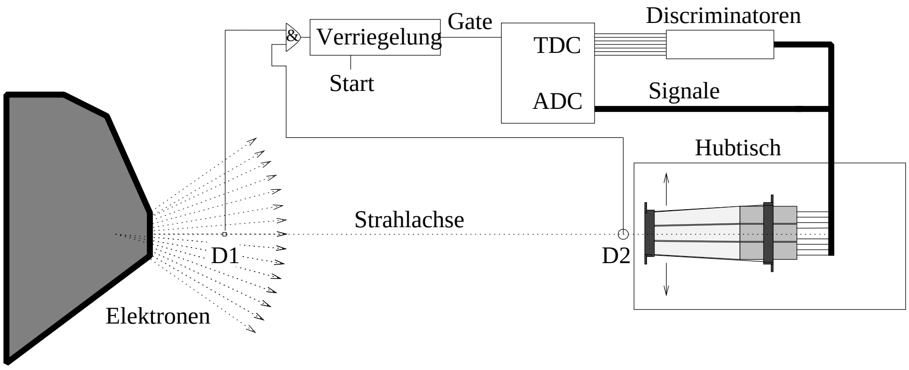


Abbildung 6.1: Skizzierter Messaufbau zur Orts- und Energieauflösung im Teststrahlbereich

das Detektorsignal erst nach einer Aktivierungszeit von ca 10 ns nach dem Gate die ADCs und TDCs erreicht, da die Module eine Zeit von 1 bis 10 ns zur Vorbereitung benötigen. Während der Auslese und dem Datentransfer zum Rechner wurde die gesamte Apparatur durch eine Verriegelungsschaltung gesperrt (s. Abb. 6.2).

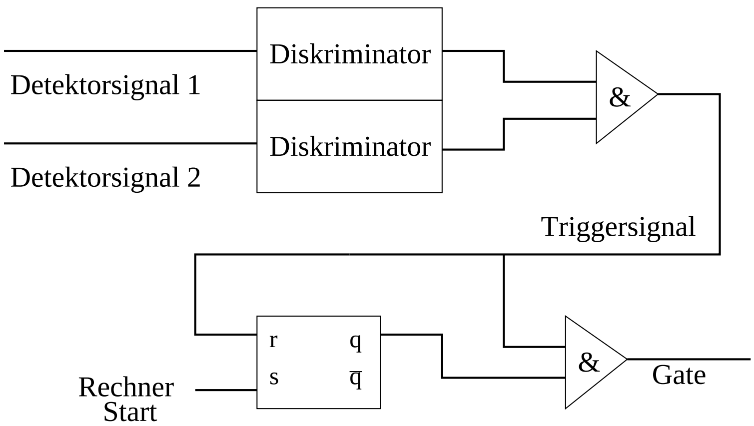


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau einer Verriegelungselektronik

6.2 Messungen am Teststrahl

Für 5000 Ereignisse wurden die ADC- und TDC-Informationen der neun Module und die TDC-Informationen der Koinzidenz gemessen. Die TDC-Spektren wurden dabei lediglich zu Überprüfungszwecken aufgenommen. Die Messungen wurden für verschiedene Detektorpositionen wiederholt (siehe Graphik 6.5).
In der Abbildung 6.3 sind als Beispiel die ADC-Spektren der neun Module bei der Einschussposition 5 bei einer Elektronenenergie von 600 MeV bei 5000 Ereignissen aufgetragen.

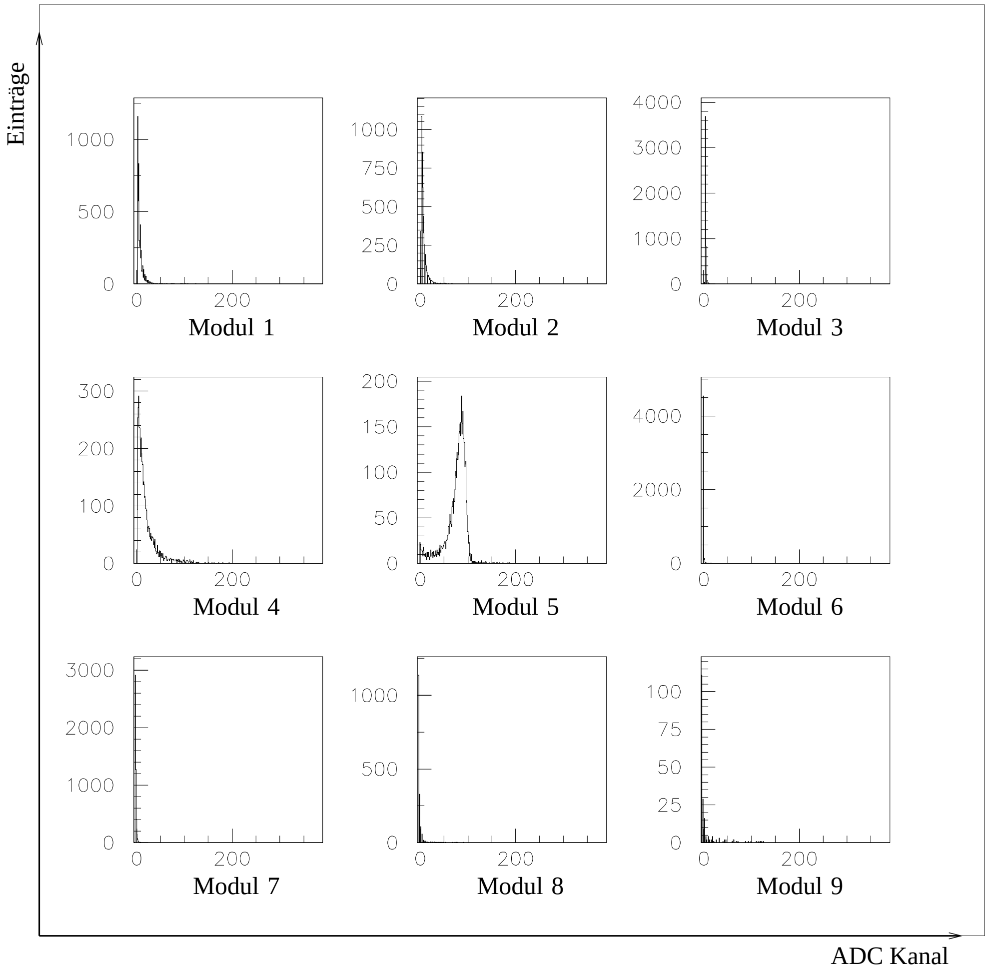


Abbildung 6.3: ADC-Spektren der einzelnen Detektormodule bei einer etwas links von der Mitte liegenden Einschussposition

6.2.1 Energieeichung

Die Spannungen der Detektormodule wurden zum Test der ADC-Spektreneichung auf zufällige Werte swischen 1100 V und 1300 V gesetzt. Durch die Verschiebung des Detektors in horizontaler und vertikaler Richtung war in den Modulen 5, 6, 8 und 9 ein Peak mit voller Elektronenenergie zu erkennen, der der Eichung diente. Eine Eichung der anderen Module wurde bei der Bestimmung der Enerieauflösung durchgeführt.
Vor der Energieeichung wurde zuerst der durch Rauschen in den Kabeln und der Elektronik entstandene Untergrund im ADC-Spektrum korrigiert. Dazu wurde der Nullpunkt des ADC in den Schwerpunkt des Rauschpeaks verschoben. Der Betrag diese Verschiebung in ADC-Kanälen wird als Schwellenwert bezeichnet. Diese Schwellenwerte sind in Tabelle 6.1 zu finden.
Für die Eichung selber wurden die Maxima der Peaks voller Energiedeposition durch einen Eichfaktor auf einen definierten ADC-Kanal transformiert. Die Eichfaktoren auf den ADC-Kanal 92 sind ebenfalls in Tabelle 6.1 zu finden.

ADC-Nummer	Schwelle	Eichfaktor
1	14	0.71
2	2.5	1.20
3	10.5	1.33
4	6.5	1.00
5	11	1.00
6	1.5	0.71
7	15.5	/
8	12.5	2.56
9	6.5	2.79

Tabelle 6.1: Auftragung der Schwellenwerte und Eichfaktoren der Detektormodule. Die Eichfaktoren in den Kristallen 1 bis 3 sind Vermutungen, da keine Peaks bei voller Energiedeposition in ihnen erkennbar waren, in Kristall 7 war bei allen Messungen nicht viel mehr als Rauschen erkennbar.

6.3 Energieauflösung

Aufgrund der Schauerverluste bei Strahllagen am Rande der Detektormatrix wurden hier vor allem Messreihen betrachtet, bei denen der Elektronenstrahl fast mittig auf Kristall 5 der Detektormatrix auftraf.
Eine Energiekalibration am Teststrahl konnte nicht exakt vorgenommen werden, da

die Messzeit nicht ausreichte, Messungen bei mehreren und vor allem höheren Energien vorzunehmen. Die Messraten lagen bei einer Synchrotronenergie von 1.2 GeV schon bei 600 MeV bei 5 bis 10 Hz, bei 700 MeV sogar unter 1 Hz. Zur Berechnung der Energieauflösung ξ addiert man zuerst die ADC-Einträge eines Ereignisses aller neun Detektormodule nach der Schwellenkorrektur und der Kalibrierung. ξ ergibt sich dann nach Abschnitt 2.23.

Ergebnisse

Die Breite der Summenpeaks bei verschiedenen Messungen betrug in Kanälen

$$\Delta K_S = 18 \pm 1 \tag{6.1}$$

Die Schwerpunkte befanden sich bei

$$K_S = 100 \pm 5 \tag{6.2}$$

Dem ADC-Kanal 100 wurde die Teilchenenergie von 600 MeV zugeordnet, so folgt für die Energieauflösung des 600 MeV-Peaks:

$$\frac{1}{\xi} = (18 \pm 1)\% \tag{6.3}$$

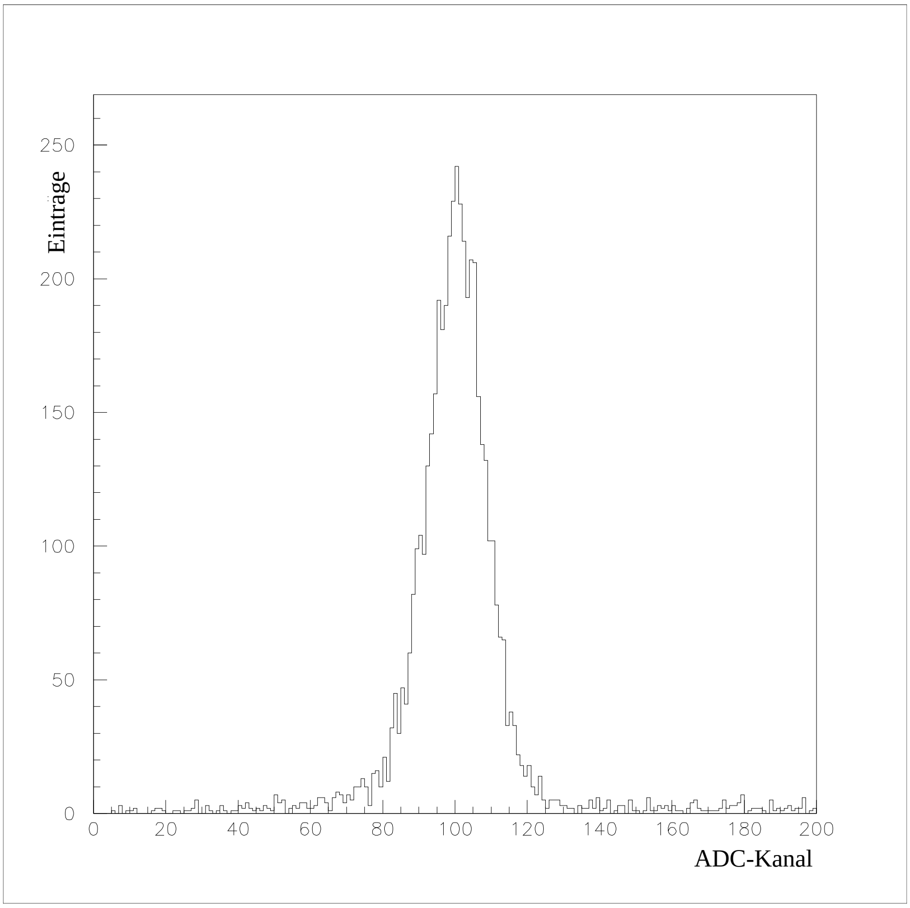


Abbildung 6.4: ADC-Summenpeak bei zentralem Einschuss mit 600 MeV in die Detektormatrix

6.4 Ortsbestimmung des Strahls

Der Detektor wurde durch den Hubtisch und die Horizontalverstellung auf einen bestimmten Ort P_r gefahren und durch die Koinzidenz getriggert ausgelesen (s. Abb. 6.5). So konnte dieser definierte Ort mit einem nach Abschnitt 2.3.2 errechneten verglichen werden. In Tabelle 6.2 sind die vorgegebenen Messpunkte in Skalenwerten und in relativen Kristallpositionen P_r angegeben. Sie errechnen sich mit dem Mittelpunkt (112, 214) wie folgt:

$$P_{rx} = (Skalenwert_{horizontal} - 74.5)/25 \tag{6.4}$$

$$P_{ry} = (Skalenwert_{vertikal} - 174)/25 \tag{6.5}$$

Mit den zwei in Abschnitt 2.3.2 beschriebenen Wichtungen wurde versucht, diese Orte zu rekonstruieren.

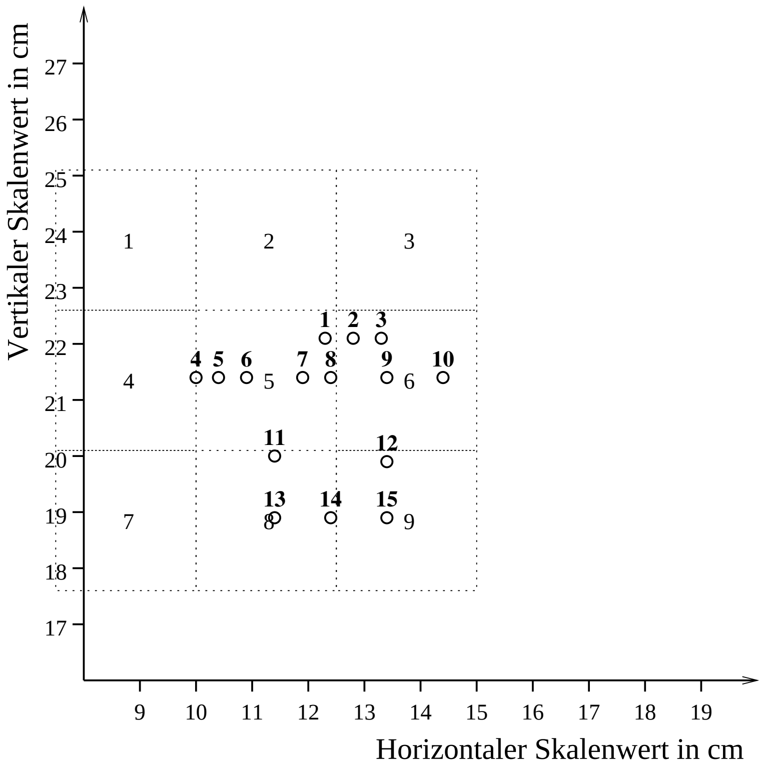


Abbildung 6.5: Auftragung der verschiedenen Strahlpositionen auf dem Detektor in horizontalen und vertikalen Skalenwerten

Messung	Reale Position [mm]		Transformierte Position	
	X	Y	X	Y
1	123	221	1.94	1.88
2	129	221	2.18	1.88
3	133	221	2.34	1.88
4	100	214	1.02	1.6
5	104	214	1.18	1.6
6	109	214	1.38	1.6
7	119	214	1.78	1.6
8	124	214	1.98	1.6
9	134	214	2.38	1.6
10	144	214	2.78	1.6
11	114	200	1.58	1.04
12	134	199	2.38	1.0
13	114	189	1.58	0.6
14	124	189	1.98	0.6
15	134	189	2.38	0.6

Tabelle 6.2: Positionen des Strahles auf dem Detektor

6.4.1 Lineare Wichtung

Den gemittelten Treffpukt P berechnet man analog zu Abschnitt 2.3.2 mit den Summen der Einträge in den, den Kristallen zugeordneten, Intervallen in horizontaler und vertikaler Richtung Normiert mit der Gesamtenergie E.

In der Auftragung der errechneten Orte mit linearer Wichtung (s. Abb. 6.6) sieht man deutlich, dass die Kristallmittelpunkte bevorzugt behandelt werden. Die Schwerpunkte der errechneten Orte für die Detektorpositionen von 1 bis 15 mit jeweils 5000 Ereignissen pro Messung sind in Abbildung 6.7 aufgetragen und in der Tabelle 6.3 zusammengefasst.

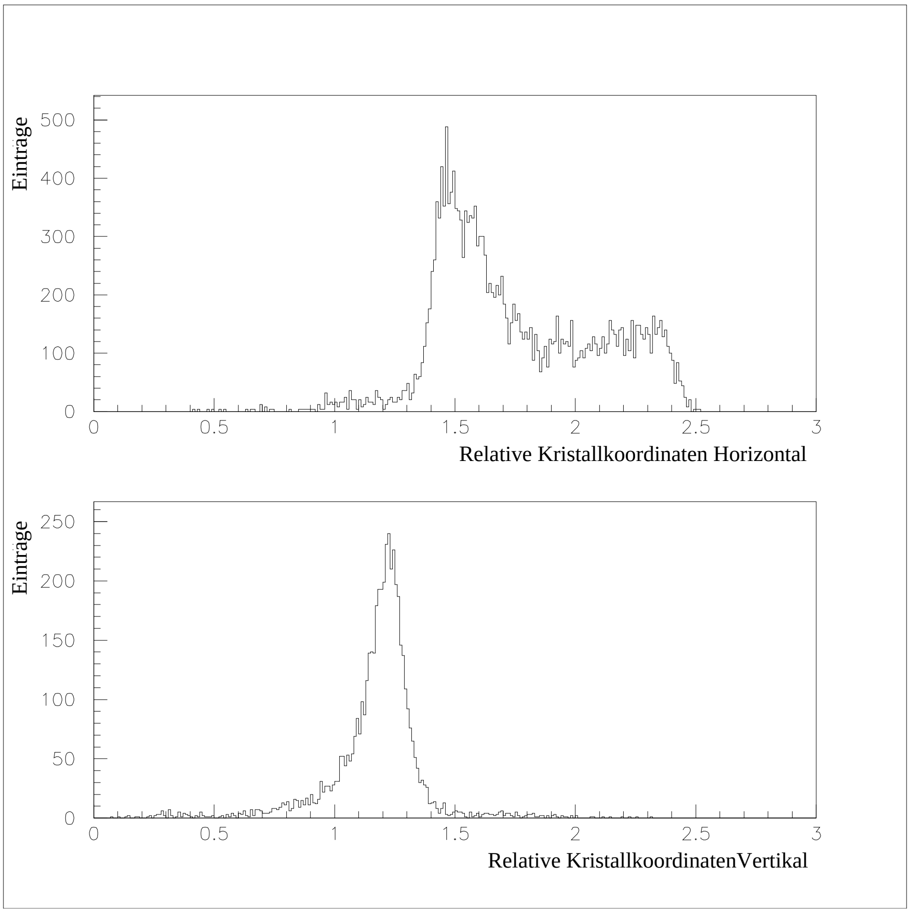


Abbildung 6.6: Beispiel für eine Ortsrekonstruktion mit linearer Wichtung für die horizontale und vertikale Koordinate im Detektor bei Einschussposition 8

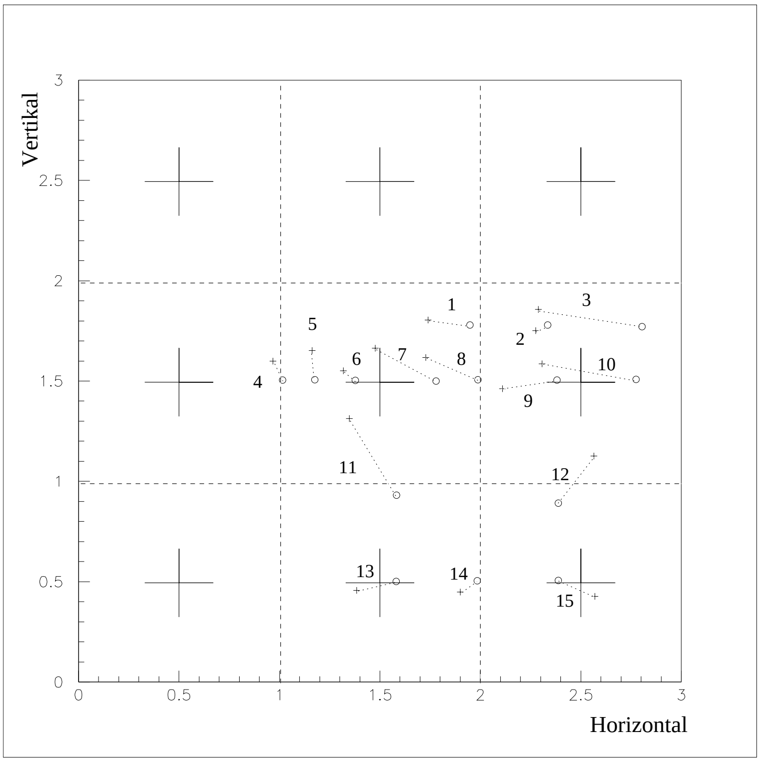


Abbildung 6.7: Auftragung der errechneten Ortsschwerpunkte mit linearer Wichtung

6.4.2 Logarithmische Wichtung

In der Auftragung der errechneten Orte mit logaritmischer Wichtung nach Abschnitt 2.3.2 (Abb.: 6.8), sieht man im Gegensatz zur Linearen einen einen einzelnen Peak mit dem Schwerpunkt P(x,y) und Einträge in den Bins, die der Mitte der Matrixelemente entsprechen. P_M ist der Schwerpunkt all dieser Einträge.
Horizontal: m=1.2824; b=0.5
Vertikal : m=1; b=0.1

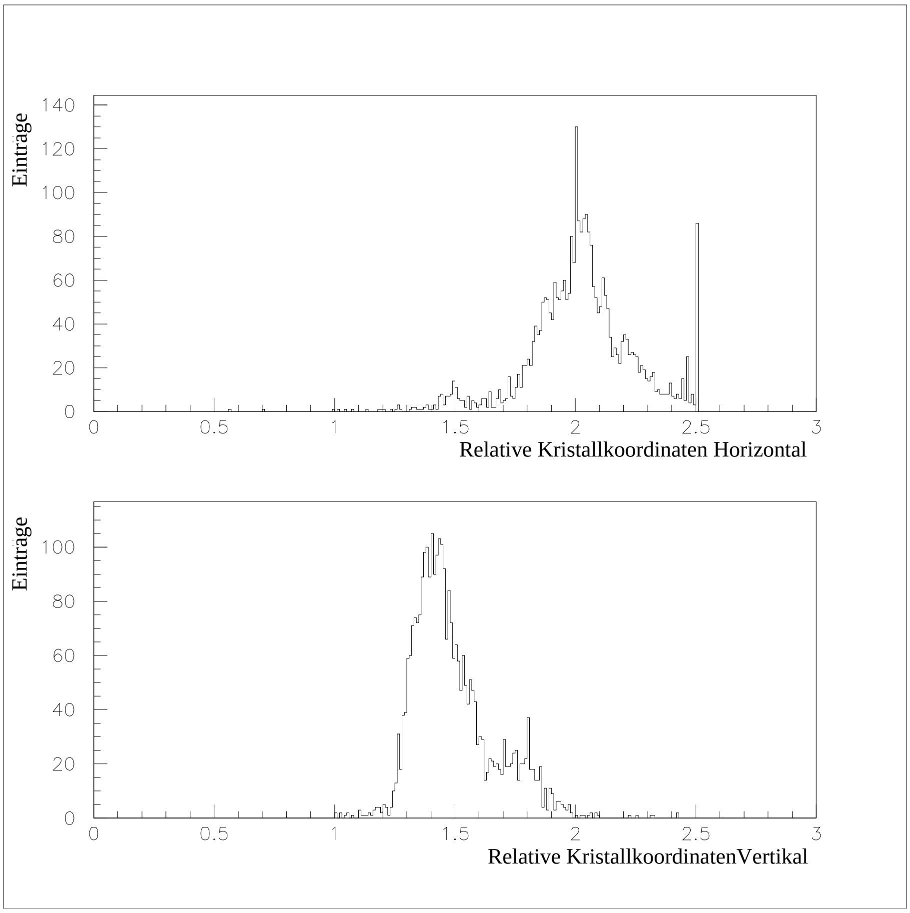


Abbildung 6.8: Beispiel für eine Ortsrekonstruktion mit logarithmischer Wichtung für die horizontale und vertikale Koordinate im Detektor

Die Schwerpunkte der errechneten Orte für die Detektorpositionen von 1 bis 15 mit jeweils 5000 Ereignissen pro Messung sind in Abbildung 6.7 aufgetragen und in der Tabelle 6.3 zusammengefasst.

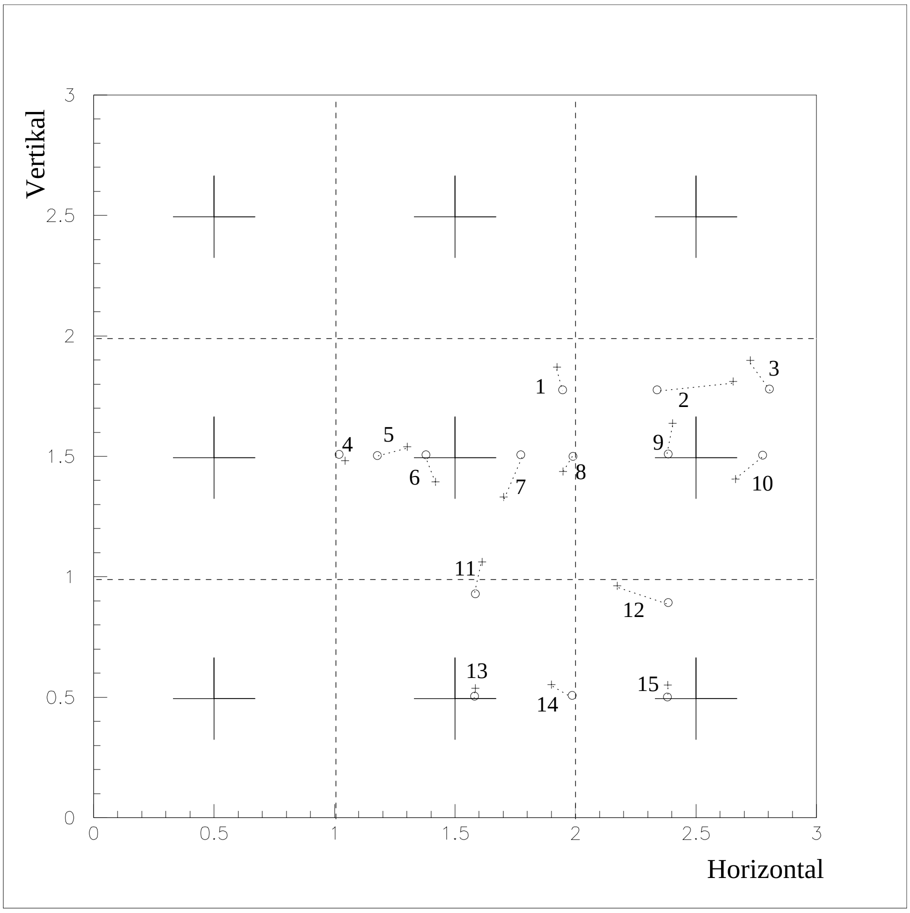


Abbildung 6.9: Auftragung der errechneten Ortsschwerpunkte mit logarithmischer Wichtung

6.4.3 Ergebnisse

Aus den Auftragungen der Schwerpunkte der errechneten Orte erkennt man schon eine Tendenz der richtigen Zuordnung, jedoch ist die Abweichung der errechneten zu den realen Punkten bei der linearen Wichtung sehr ungenau. Bei der logarithmischen Wichtung dagegen sind diese Fehler viel kleiner. Die Quellen dieser Fehler liegen vor allem in einer ungenauen Eichung der Module begründet. Dies war jedoch die ie erste Datennahme und die Einstellung des Detektors erfolgten rekursiv aus seinen eigenen Messdaten, so muss man einige Fehler in Kauf nehmen. Diese Tests ergaben wichtige Informationen für die Messungen am Gamma-Veto-Messplatz in der SAPHIR-Bereich.

Messung	X-Koordinate			Y-Koordinate		
	real	lin	log	real	lin	log
1	1.94	1.75	1.92	1.88	2.01	1.88
2	2.18	2.29	2.65	1.88	2.05	1.81
3	2.34	2.27	2.27	1.88	1.96	1.89
4	1.02	0.97	1.05	1.6	1.80	1.48
5	1.18	1.16	1.41	1.6	1.86	1.40
6	1.38	1.32	1.30	1.6	1.76	1.54
7	1.78	1.48	1.71	1.6	1.86	1.33
8	1.98	1.72	1.94	1.6	1.82	1.44
9	2.38	2.11	2.40	1.6	1.67	1.63
10	2.78	2.30	2.66	1.6	1.78	1.41
11	1.58	1.35	1.61	1.04	1.52	1.06
12	2.38	2.57	2.17	1.0	1.33	0.97
13	1.58	1.38	1.58	0.6	0.66	0.53
14	1.98	1.90	1.91	0.6	0.65	0.56
15	2.38	2.57	2.38	0.6	0.62	0.56

Tabelle 6.3: Errechnete Positionen des Strahles auf dem Detektor mit linearer und logarithmischer Wichtung

Kapitel 7

Messungen an CB-ELSA

In der Nacht vom 13.2.01 bis 14.2.01 fanden die Testmessungen am SAPHIR-Messplatz der Bonner Elektronenbeschleuniger Anlage ELSA[1] statt. Der benutzte Strahl war diesmal ein sehr intensiver γ-Strahl mit Energien bis 1.4 GeV. Der Detektor befand sich direkt vor dem γ-Veto des Crystal-Barrel-Experiments, in Abbildung 7.1 links neben Time Of Flight-Spektrometer (TOF) erkennbar.

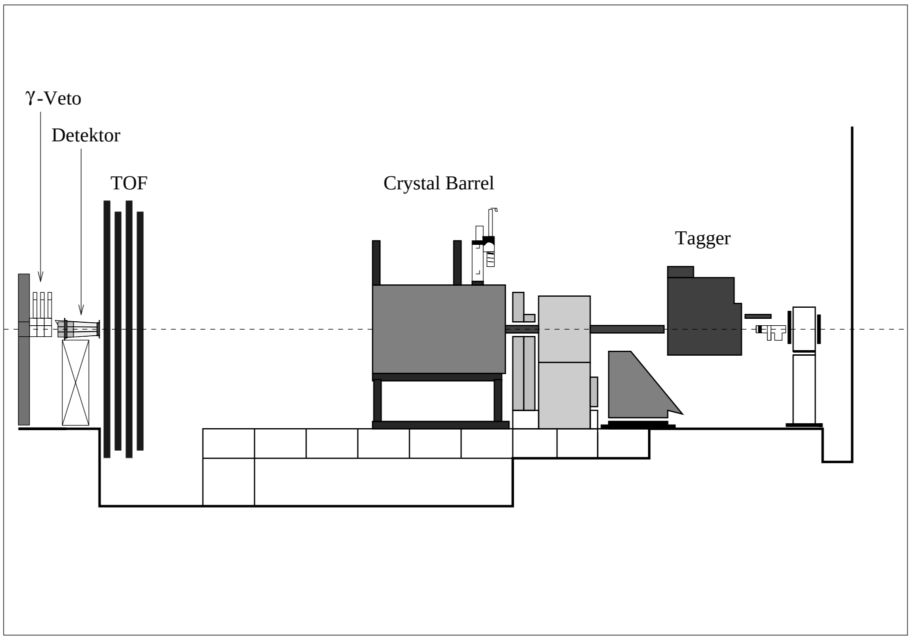


Abbildung 7.1: Aufbau des Crystal-Barrel-Experimentes; ganz links ist der Detektor zu erkennen.

[1] ELectron Stretcher and Accelerator

Der monoenergetischen Elektronenstrahl von ELSA mit einer Energiebreite im Bereich von Promille wurde durch Resonanzextraktion kontinuierlichüber die CB-Beamline geführt und traf dort auf ein Kupfer-Radiator wählbarer Dicke. Durch Wechselwirkung einiger Elektronen mit dem Radiator entstanden Bremsstrahlungsphotonen.
Der Strahl aus Elektronen und Photonen durchläuft den CB-Tagger[2], ein System, bestehend aus einem Dipolmagneten, der den ankommenden Elektronenstrahl, dem Elektronenimpuls entsprechend nach unten ablenkt und einer Reihe von Szintillator-Latten, im folgenden als Tagger-Latten bezeichnet, in denen die Elektronen je nach Ablenkungswinkel nachgewiesen werden (s. Abb. 7.2).

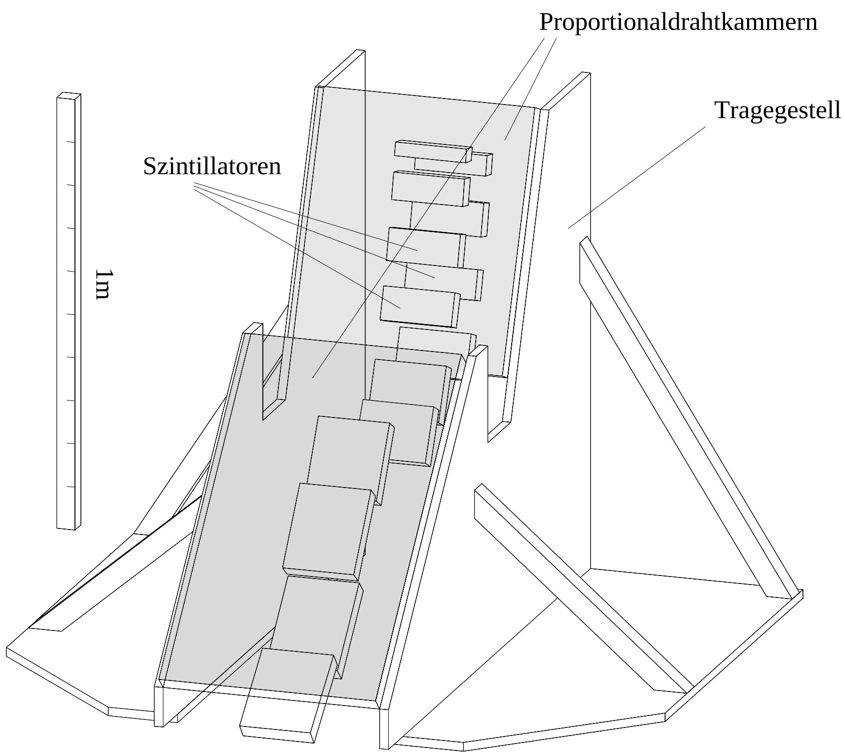


Abbildung 7.2: Blick auf die Tagger-Latten deren Nummerierung von unten nach oben erfolgt

Aus der Messung des Ablenkwinkels der Elektronen konnten so ihre Impulse und damit auch die der Bremsstrahlungsphotonen bestimmt werden. Das bedeutet durch

[2]Tagger: Photonenmarkierungsanlage (von to tag: markieren)

Triggerung auf eine bestimmte Taggerlatte konnte man einen quasi monoenergetischen γ-Strahl markieren.

7.1 Aufbau

Der Detektor war diesmal in der Vertikalrichtung fest montiert und war über seine gesamte Breite in der Horizontalen beweglich. Mit der schon bei den Teststrahluntersuchungen benutzten Skala konnte seine Position mit einer Genauigkeit von 0.5 mm eingestellt werden. Der Detektor wurde im Strahl von Position 220 mm bis 270 mm bewegt, was einer Abtastung von der Mitte von Kristall 4 bis zur Mitte von Kristall 6 entspricht. Als Trigger fungierten die Tagger-Latten 5, 11 und eine Koinzidenz aus den sich teilweise überlagernden Latten 11 und 12. Wie bei den Messungen im Teststrahl wurden die ADC- und TDC-Signale der Detektormodule aufgenommen.
Zusätzlich wurde eine Ratenmessung mit einem logischen ODER aller Taggerlatten als Signal, einem diskriminierten Signal des zentralen Detektormoduls 5, und einem periodischen Signal mit der Frequenz 1 kHz als Trigger bei verschiedenen γ-Intensitäten durchgeführt. Die Triggersignale dienten nach Durchführung durch die Verriegelungsschaltung als ADC- und TDC-Gates. Die Detektorsignale wurden nach einem Delay von 75 ns durch einen Signalteiler in zwei Signale aufgespalten, eins als Analogsignal für die ADC-Spektren und das andere als diskriminiertes Signal für die TDC-Spektren. Das ADC-Signal musste wieder mit 75 ns verzögert werden, um ca 10 ns nach dem Gate den ADC zu erreichen. Die TDC-Signale wurden, da sie durch den Diskriminator 25 ns "verloren" um 50 ns verzögert.

7.2 Messung

Gemessen wurden wie auch vorher im Teststrahl (s. Abs 6.2) die ADC- und TDC-Informationen der neun Module für 20000 Events bei einer Maschinenenergie von 1.4 GeV. Die TDC-Spektren wurden auch hier lediglich zu Überprüfungszwecken aufgenommen. In den folgenden Graphen der ADC-Spektren der neun Module bei den Einschusspositionen 225 (Links), 250 (Mitte) und 265 (Rechts) bei einer Elektronenenergie von ca 1 GeV sind auf der Abszisse die Kanäle und auf der Ordinate die Einträge aufgetragen. (Abb.: 7.3 bis 7.5)

7.2.1 ADC-Kanal Eichung

Die Einstellung der Spannungen der Detektormodule geschah nach den Ergebnissen der Grobeichung. Für die Auswertung wurden die aufgenommenen ADC-Spektren aus den Daten der Messung selbst relativ geeicht.

Die Rausch-Peak Positionen, hier wieder als Schwellen bezeichnet, sind in Tabelle 7.1 zu finden. Die Unterschiede zwischen den Schwellen von den Messungen mit den Latten 5 und 11 zu denen mit der Koinzidenz 11+12 kamen zustande, da bei letzterer mit einer zusätzlichen Signalverzögerung gearbeitet werden musste.
Danach wurde in den ADC-Spektren der einzelnen Kristalle der Schwerpunkt des γ-Peaks bei voller Energiedeposition bestimmt. Der Peak war bei verschiedenen horizontalen Positionen des Detektors in den Kristallen 4, 5 und 6 gut zu erkennen. Die Spektren konnten nun auf rechnerische Weise geeicht werden, indem man die Schwerpunkte durch einen modulabhängigen Eichfaktor auf einen definierten ADC-Kanal verschob und die restlichen Einträge mit diesem Faktor multipliziert. Die Signale der Detektormodule 1, 2, 3, 7, 8, und 9 konnten hier nur durch deren Grobeichung als justiert angesehen werden.

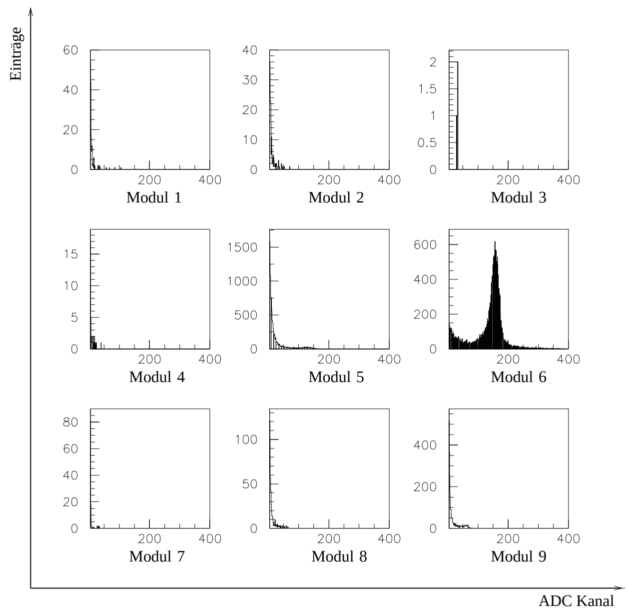


Abbildung 7.3: ADC-Spektren bei rechter Einschussposition

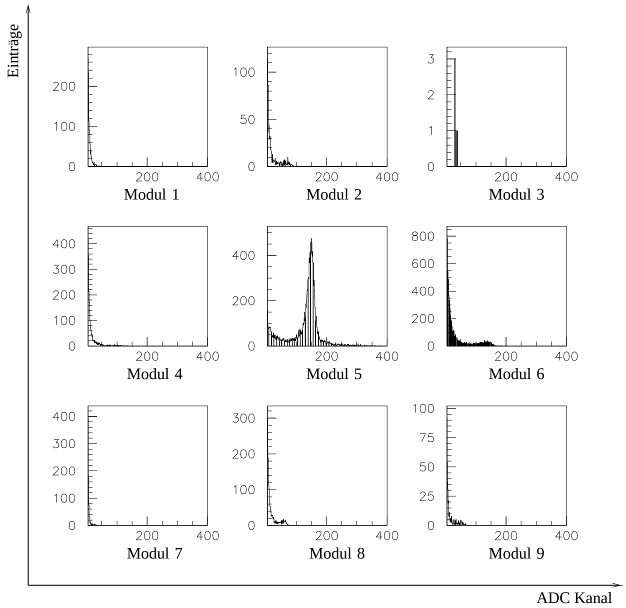


Abbildung 7.4: ADC-Spektren bei zenraler Einschussposition

ADC-Nummer	Schwellen		
	Latte 5	Latte 11	Latten 11+12
1	42	42	52
2	27	27	39
3	33	33	52
4	37	37	58
5	31	31	51
6	39	39	58
7	35	35	56
8	34	34	52
9	26	26	44

Tabelle 7.1: übersicht über die ADC-Schwellen

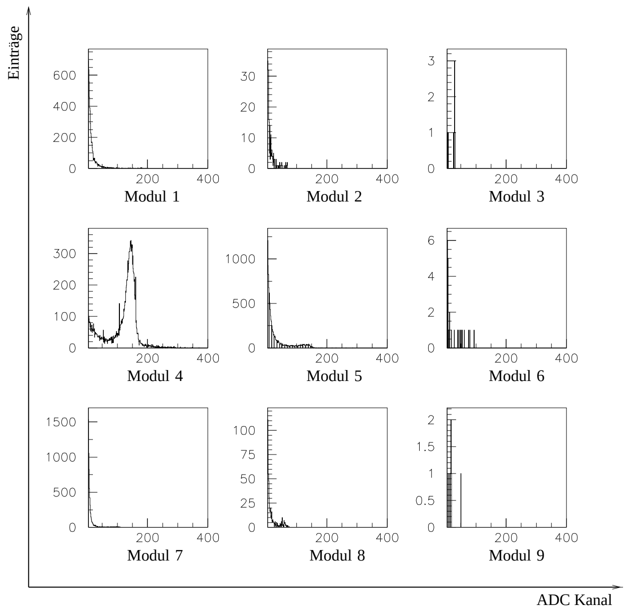


Abbildung 7.5: ADC-Spektren bei linker Einschussposition

7.3 Energieauflösung

Zur Untersuchung der Energieauflösung wurden die entsprechenden Spektren bei den Positionen 240 bis 255 mm bei zwei verschiedenen Energien untersucht. Bei diesen Einstellungen gab es fast nur Einträge im zentralen Modul 5, was dafür spricht, dass der Strahl fast genau die Mitte des Detektors traf. Damit ist die Wahrscheinlichkeit am geringsten, dass Teile des Schauers nach außen entwichen. Zudem wurden bei der Position 246 mm, die als die zentrale Position ermittelt wurde, Spektren mit der Triggerkoinzidenz der Latten 11 und 12 aufgenommen.
Die Zuordnung Energie/Kanal konnte hier ebenfalls nur bei zwei Energien aufgenommen werden, die durch die Tagger-Latten 5 und 11 vorgegeben wurden. An die graphische Auftragung der Spektren wurde eine Gaussverteilung angepasst. Die Schwerpunkte und Halbwertsbreiten (FWHM)[3] sind in der Tabelle 7.2 zusammengefasst. Ein Beispielgraph ist in Abbildung 7.6 zu finden.

Die Energie, mit der die γ-Quanten durch die Tagger-Latte markiert wurden wird hier aus den Daten des laufenden CB-ELSA-Experiments abgeleitet (s. Abb. 7.7).
Danach ist die Photonenenergie bei Latte 11 ca 580 MeV und bei Latte 5 ca 1030 MeV. Zur Abschätzung des Fehlers der Energieauflösung gebe ich den Fehler der Photonenenergie mit 10% an. Eine Energieeichung der Kanäle (E gegen K) ergibt die Beziehung:

$$E = 7.89 \cdot K - 154.2 \tag{7.1}$$

Die folgenden Energieauflösungen $\frac{1}{\xi}$ der drei Energien sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

Trigger	ADC-Kanäle		Energie [MeV]		Auflösung
	Schwp.	FWHM	Schwp.	FWHM	
Taggerlatte 5	150 ± 3	26 ± 1	1030 ± 103	205 ± 8	$(18 \pm 2)\%$
Taggerlatte 11	93 ± 2	19 ± 1	580 ± 58	149 ± 8	$(26 \pm 3)\%$
Koinzidenz 11/12	86	22	520	174	28%

Tabelle 7.2: Schwerpunkte der Energiesumme und FWHM in ADC-Kanälen und Energie; Energieauflösung

Die geringen Energieauflösungen kommen durch Fehler in der Eichung der Kristalle 1-3 und 7-9 zustande. Wäre es möglich gewesen, den Detektor in der vertikalen zu bewegen, hätten diese durch Kalibrierung dieser Module wesentlich verbessert werden können.

[3]Full Width Half Maximum

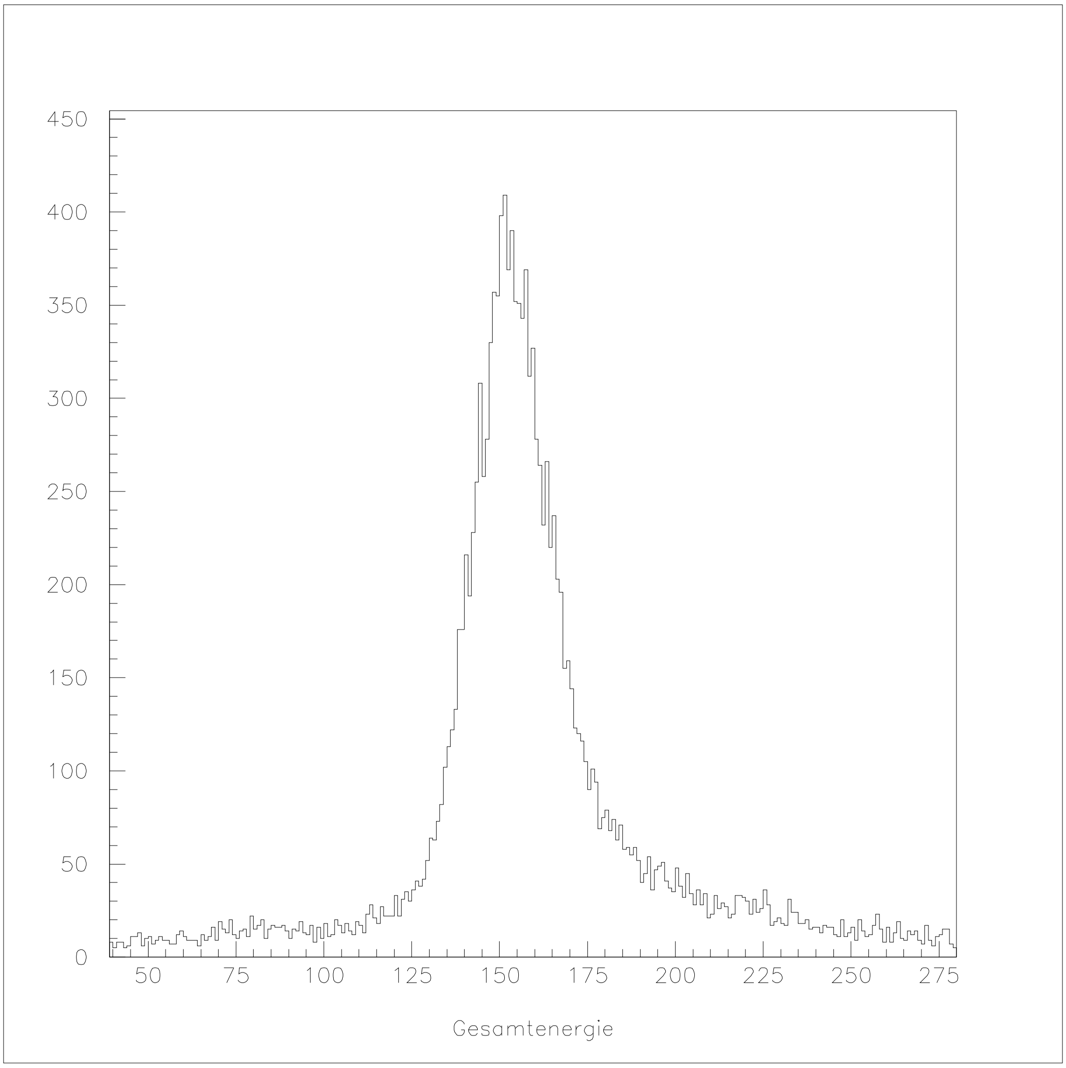


Abbildung 7.6: Spektrum der Gesamtenergie bei der Position 245; Trigger war Tagger-Latte 5

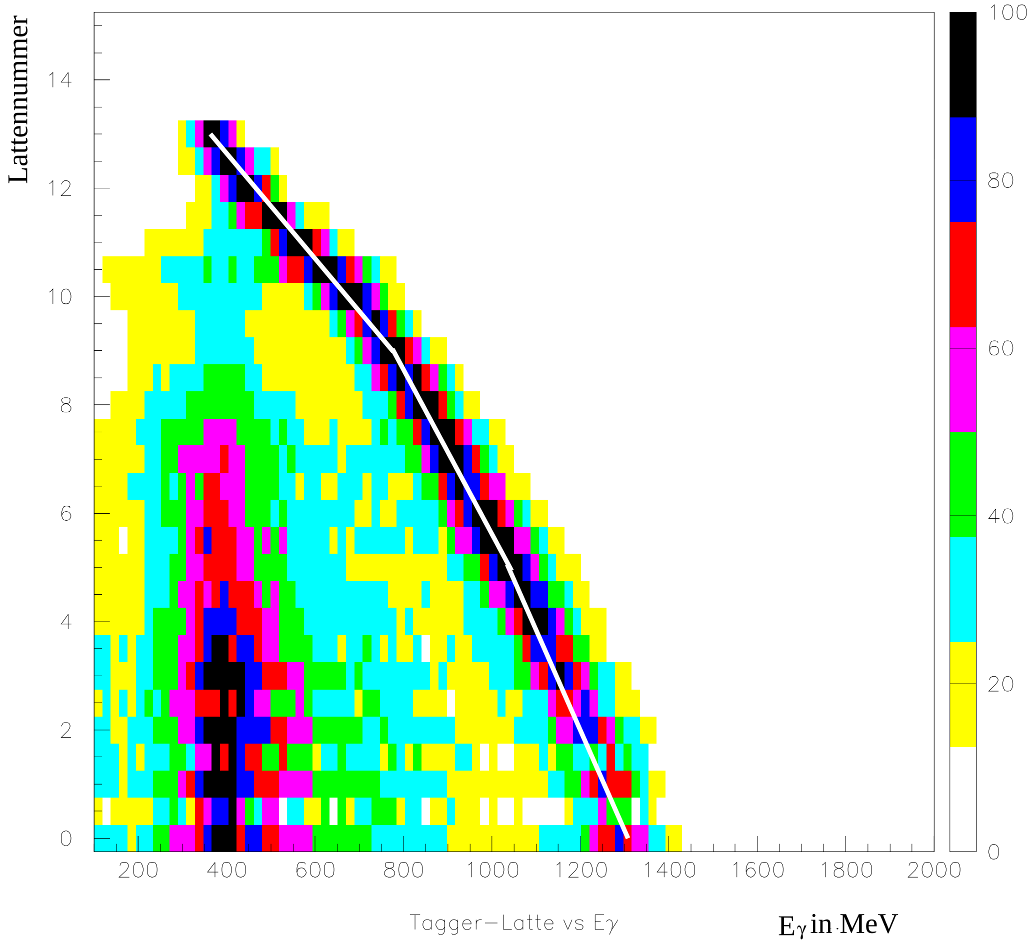


Abbildung 7.7: Photonenenergie in Abhängigkeit der Tagger-Latte bei einer Elektronenenergie von 1.4 GeV

7.4 Ortsauflösung

Der Detektor wurde durch die Horizontalverstellung wie in Abschnitt 7.1 beschrieben von Position 220 mm bis 270 mm in Intervallen von 5 mm bewegt. Getriggert wurde auf Tagger-Latte 5. Die Transformation auf die relative Matrixposition (im Folgenden als reale Position P_r bezeichnet) errechnet sich analog zu Formel (6.4) mit der relativen Mittelposition 246 (s. Tab. 7.3).

$$P_r = (Skalenwert_{horizontal} - 208.5)/25 \tag{7.2}$$

Mit den zwei unterschiedlichen Wichtungen (siehe Abs. 2.3.2) wurde versucht, die realen Orte zu rekonstruieren.

7.4.1 Lineare Wichtung

Bei den berechneten Ortsspektren der Positionen 220 mm bis 270 mm bei linearer Wichtung, die im Anhang A.1 zu finden sind, sieht man auch hier deutlich, dass die Kristallmittelpunkte bevorzugt behandelt werden (s. Abb. A.1). Bildet man jedoch wie in den Teststrahlversuchen die Summen der Einträge (S_i) und die Gesamtsumme S, so kann man den Punkt P folgendermaßen bestimmen:

$$P_M = \sum_i^3 \frac{iE_i}{E_{ges}} - 0.5 \tag{7.3}$$

7.4.2 Logarithmische Wichtung

Bei den berechneten Ortsspektren der Positionen 220 mm bis 270 mm bei logarithmischer Wichtung, die im Anhang A.2 zu finden sind, sieht man wie bei den Teststrahlmessungen im Gegensatz zur Linearen einen einzelnen Peak mit dem Schwerpunkt P(x,y) und Einträge in den Kanälen, die der Mitte der jeweiligen Matrixelemente entsprechen. Diese kommen dadurch zustande, dass die gesamte Energie eines γ-Quants in einem Kristall deponiert wurde (s. Abb. A.2). Zur genauen Berechnung des Strahlmittelpunktes wird auch hier der Mittelwert aller Einträge bestimmt, wobei P wie in Abschnitt 2.3.2 berechnet wurde. Die Skalierungsfaktoren (Kapitel 2.3.2) betragen:

$$m = 1.1844 \tag{7.4}$$

$$b = -0.245 \tag{7.5}$$

7.4.3 Vergleich

Aus den jeweils 20000 berechneten Orten einer Messung wurden für beide Wichtungen die Schwerpunkte P_M bestimmt. In der Tabelle 7.3 sind die realen Positionen und diese Schwerpunkte bei linearer und logarithmischer Wichtung aufgetragen.
Die Zuordnung der realen Orte P_r zu den Errechneten P_M bei linearer Wichtung (s. Abb. 7.8) zeigt trotz einer Welligkeit, deren Ursachen noch in der Art der Wichtung begründet liegen, eine eineindeutige Beziehung zwischen P_r und P_M. Bei einer Zuordnung von P_r zu P_M bei logarithmischer Wichtung sieht man eine sehr gute Proportionalität (s. Abb. 7.9) zwischen den beiden. Ignoriert man die beiden äußeren Einträge, deren systematische Fehler aufgrund der Schauerverluste recht groß ist, beträgt die relative Abweichung (ΔO) von P_r zu P_M 0.02. Dies entspricht nach 7.2 einer Ortsgenauigkeit von ca 0.5 mm.

Skalenwert [mm]	P_r	Lin.	Log.
220	0.46	0.64	0.66
225	0.66	0.62	0.68
230	0.86	0.83	0.86
235	1.06	1.08	1.04
240	1.26	1.30	1.26
245	1.46	1.45	1.45
250	1.66	1.56	1.64
255	1.86	1.73	1.85
260	2.06	1.97	2.07
265	2.26	2.23	2.29
270	2.46	2.37	2.43

Tabelle 7.3: Vorgegebene Strahlpositionen auf dem Detektor im Vergleich zu den Errechneten mit logarithmischer- (Log.) und linearer (Lin.) Wichtung

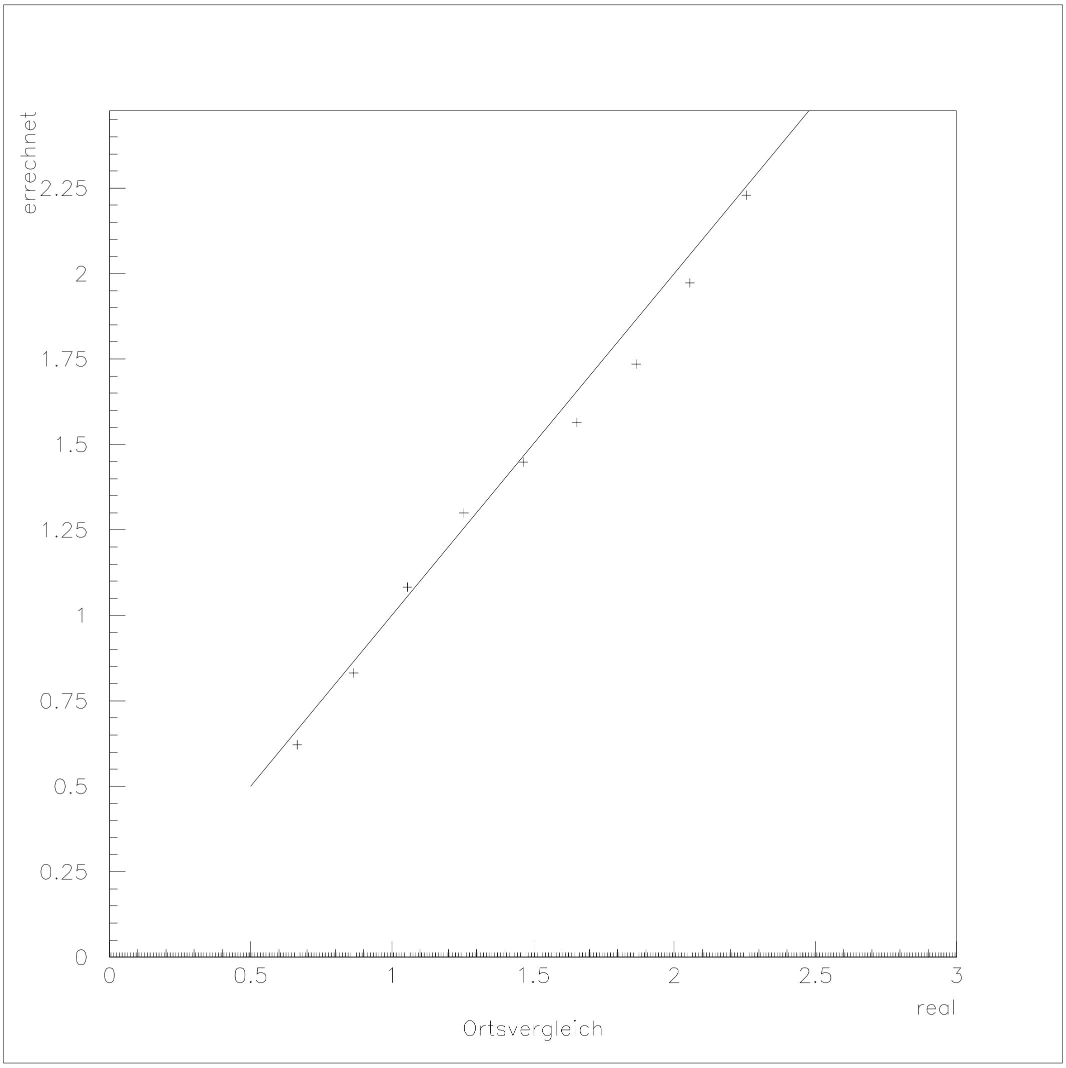


Abbildung 7.8: Zuordnung des realen Ortes (Abszisse) zu dem Errechneten (Ordinate) bei linearer Wichtung

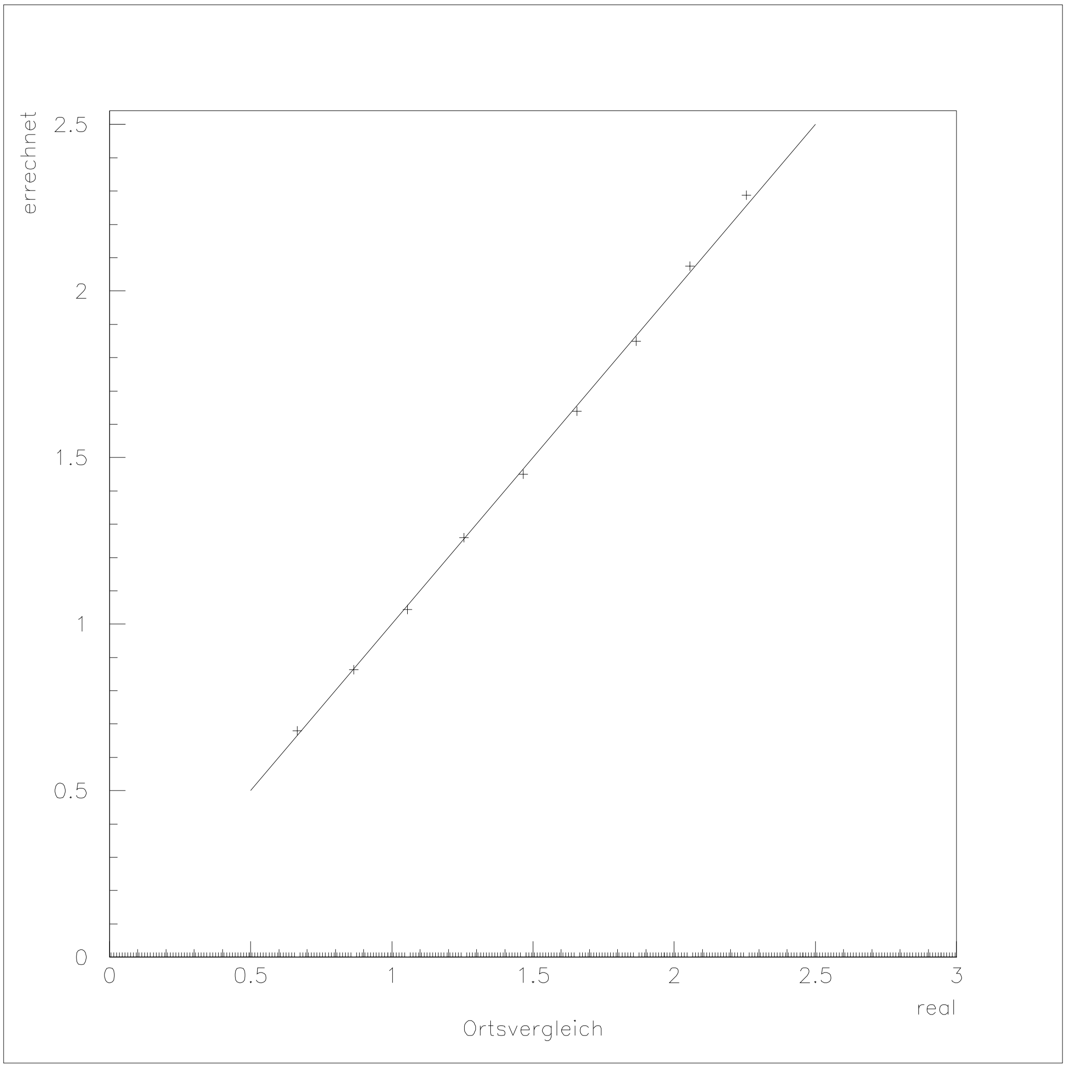


Abbildung 7.9: Zuordnung des realen Ortes (Abszisse) zu dem Errechneten (Ordinate) bei logarithmischer Wichtung

7.5 Ratenfestigkeit

Zur Bestimmung der Ratenfestigkeit (siehe 5.1.2) wurde das Signal des Detektormoduls 5 bei zentraler Detektorposition und das logische ODER aller Tagger-Latten in einem Zähler registriert, der mit einer Frequenz von 1 kHz ausgelesen wurde. Dabei wurde die Betriebsspannung des Moduls nicht verändert. Die Messungen fanden bei verschiedenen Strahlintensitäten statt, die mit unterschiedlichen Radiatoren erreicht wurden (s. Tab. 7.4).

Radiator
$\frac{1}{1000}$ Strahlungslänge
$\frac{3}{1000}$ Strahlungslänge
$\frac{1}{100}$ Strahlungslänge

Tabelle 7.4: Liste der verschiedenen Radiatoren nach erzeugter Intensität geordnet

7.5.1 Ergebnisse

Ein Vergleich der aufgenommenen Raten des Detektors und dem Tagger-ODER in Anhang A.3 zeigt, dass die Messrate des Detektors stets größer als die des Tagger-ODER war. Dies liegt daran, dass der Tagger nur Photonen aus dem Energiebereich $\frac{E_\gamma}{E_0}$ von (22 % - 92 %) markierte, der Detektor sah Photonen aus dem Bereich (D_S - 100%), der durch eine niedrige Diskriminatorschwelle D_S begrenzt wurde.
Zum Vergleich werden die Zählraten beider Systeme gegeneinander in ein Diagramm aufgetragen (siehe dazu Anhang C), wobei sich der Detektor auf der Y-und der Tagger auf der X-Achse befindet (Abb.: 7.10).
Da das Verhältnis der Messraten beider Detektoren aufgrund der Form des Bremsstrahlspektrums ($\frac{const}{E}$) ohne Nebeneffekte konstant ist, kann man an Abweichungen von einem konstanten Verlauf in eine Konstante auf Sättigungseffekte schliessen.
Wie man deutlich erkennen kann, geht keiner der beiden Detektoren in Sättigung.

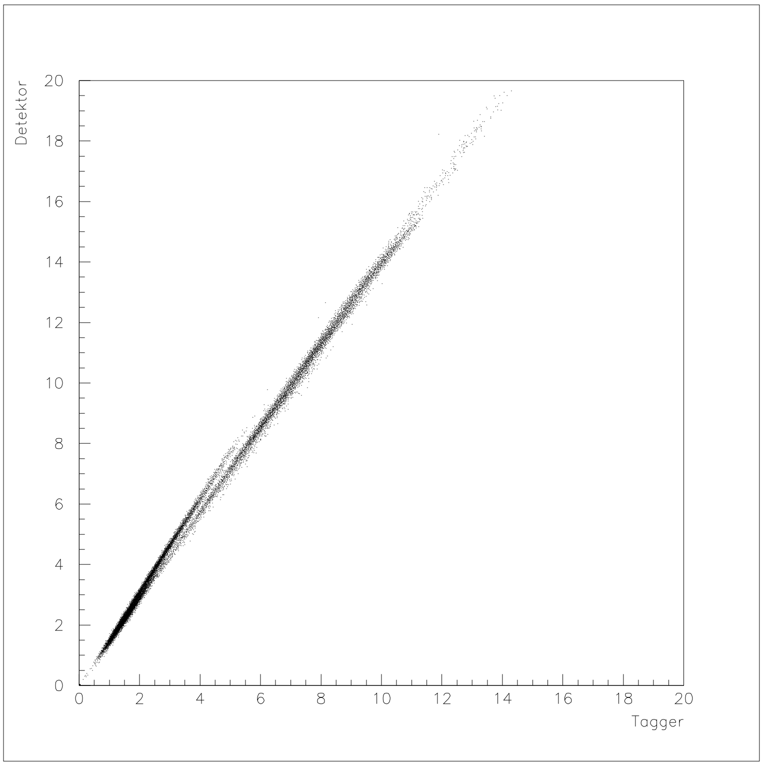


Abbildung 7.10: Vergleich der Detektor- mit den Tagger-Raten

Kapitel 8

Mobile Detektor Testeinheit

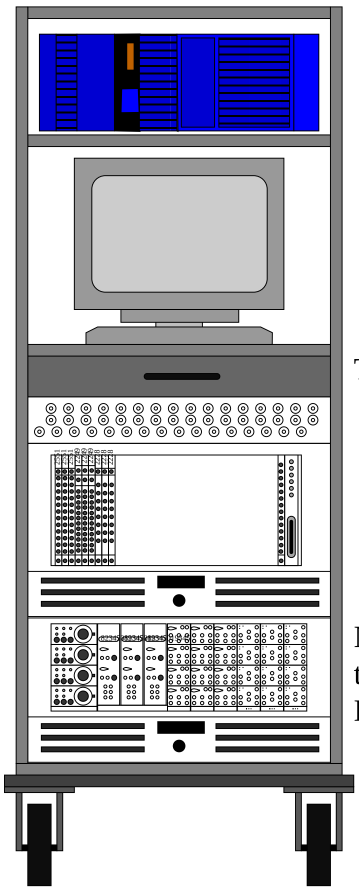


Abbildung 8.1: Skizze der Mobilen Detektor Testeinheit

Die MDT[1] ist ein bewegliches Rack, in dem sich eine Hochspannungsversorgung, eine Ausleseelektronik und ein Rechner inklusive Auslesesoftware befinden. Sie kann zum Test von Detektormodulen und defekten Ausleseelektroniken herangezogen werden. Dabei ist es möglich, durch Kombination einzelner interner Komponenten eine komplette Datennahme zu simulieren.

8.1 Software

Das Programm camac.cc enthält alle Objekte, die man zu einer normalen Auslese benötigt. Die Steuerbefehle für das CAMAC-Crate (LAM, SRQ, etc) sind im Objekt CamacController zusammengefasst. Das Objekt CamacModule enthält Befehle, die sich auf die einzelnen Cratemodule beziehen:

8.1.1 CamacController

waitForLam:
: Durchläuft bis zum Empfang eines LAM (Look At Me) eine Warteschleife
Syntax in camac.cc:
camac.cc.waitForLam ()

inhibit:
: Setzt das Inhibit Flag
Syntax in camac.cc:
camac.cc.inhibit ()

getX:
: Gibt den Wert des X-Flags (Kommando akzeptiert) wieder
Syntax in camac.cc:
camac.cc.getX ()

getQ:
: Gibt den Wert des Q-Flags (Antwort generiert) wieder
Syntax in camac.cc:
camac.cc.getQ ()

getData:
: Gibt den Wert des letzten verschickten Datenpakets wieder
Syntax in camac.cc:
camac.cc.getData ()

[1] Mobile Detektor Testeinheit

getLam:

Gibt den Inhalt des LAM-Flags wieder
Syntax in camac.cc:
camac.cc.getLam ()

enableServiceRequest:

Schaltet den Service Request (SRQ), die Abfrage der Module nach LAM, X, Q und Data ein
Syntax in camac.cc:
camac.cc.enableServiceRequest ()

disableServiceRequest:

Schaltet den SRQ ab
Syntax in camac.cc:
camac.cc.disableServiceRequest ()

cnaf:

Eröffnet die Möglichkeit, einem beliebigen CAMAC-Modul einen Befehl zu senden. Die Module werden mit Nr. (n) und Kanal (a) angesprochen.
Die Funktion (f) muß man dem Handbuch des jeweiligen Moduls entnehmen. Mit Data können dem Modul auch gegebenenfalls Daten gesendet werden, diese Variable ist optional.
Syntax in camac.cc:
camac.cc.cnaf (f,a,n,Data)

8.1.2 CamacModule

Für die folgenden Befehle kann man auch die Funktion cnaf verwenden, außerdem stellen diese Abkürzungen eine bequeme Möglichkeit dar, eigene Abfragen zu schreiben.

Modul Definieren:
Ein Modul wird mit der folgenden Deklaration definiert
CamacModule * Modulname

Modul Einrichten:
Um einem virtuellen Modul ein Physikalisches zuzuweisen,
bedient man sich der Funktion insertModule. Dabei ist die
Nummer (n), von 1-23, für die Art des Moduls entscheidend.
Syntax in camac.cc:
Modulname=camac.insertModule (n)

Schreiben:
Die Funktion “write” ist vor allem für Bitregister gedacht.
Man kann mit ihr einfach ein Datenpaket (Data) in ein solches
Register hineinschreiben.
Syntax in camac.cc:
Modulname → write (Data)

Lesen:
Die Funktion “read” greift sehr einfach auf einzelne Kanäle (a)
von Modulen zu. Bei dieser Funktion sollte man, wenn man ADCs, TDCs
oder Scaler auslesen möchte, erst eine waitForLam-Schleife durchlaufen.
Syntax in camac.cc:
Data = Modulname → read (a)

clear:
Löscht den Wert (Data) eines Moduls
Syntax in camac.cc:
Modulname → clear ()

LAM einschalten:
Ermöglicht einem Modul, ein LAM zu senden
Syntax in camac.cc:
Modulname → enable_Lam

LAM ausschalten:

Nimmt einem Modul die Möglichkeit ein LAM zu senden
Syntax in camac.cc:
Modulname $\rightarrow$ disable_Lam

LAM testen:

Testet das LAM eines Modules durch eine virtuelle Stimulanz
Syntax in camac.cc:
Modulname $\rightarrow$ test_Lam

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden hauptsächlich die Zählraten und die Ortsauflösung des Detektors beschrieben.
Abhängig von der Höhe der gemessenen Pulse konnten bei Lichtpulsertests Raten von 50 MHz aufgelöst werden. Bei einem Vergleich mit dem CB-Tagger, einem Detektorkomplex konnten bis zu den höchsten Raten, die erzeugt werden konnten, bis 18 MHz keine Sättigungseffekte eines Detektorsystems nachgewiesen werden. Meiner Vermutung nach können bei Optimierung der Spannungsteiler, ich denke da an einen Hybridaufbau SMD-herkömmliche Bauteile, Raten von bis zu 100 MHz erreicht werden.
Eine Ortsrekonstruktion für den Schwerpunkt eines auftreffenden Strahls ergab bei einer guten Kalibration der Messapparatur und 20000 Ereignissen eine Abweichung von 0.5 mm. Bei einer schnellen Ausleseelektronik existiert daher die Möglichkeit einen online Strahlmonitor mit einer Frequenz von wenigen Hz zu konstruieren, der zur Strahljustage verwendet werden kann. Eine weitere Idee ist die Kopplung des Detektors mit Elementen der Strahlführung, mit der die Strahljustage automatisiert werden könnte.
Wie aus dieser Arbeit hervorgeht, ist der Detektor geeignet als Veto-Detektor oder Zähler für Teilchenraten von bis zu 100 MHz eingesetzt zu werden. Auch kann er die Funktion eines präzisen online Strahlmonitores wahrnehmen.

Literaturverzeichnis

[Jel 53] J.V. Jelley; *Čerenkov Radiation*, Progress in Nuclear Physics 3 (Frisch, Otto R.[ed])(1953)

[Zre 70] V.P. Zrelov; *Čerenkov Radiation in High-Energy Physics*, Part 1: Čerenkov Radiation in isotropic and Anisotropic Media (1970)

[Boc 90] R.K. Bock et al.; *Data Analysis Techniques for High-Energy Physics Experiments*, Abschnitt 2.5 finding of Particle Showers (1990)

[Fra 79] H. Frauenfelder E.M. Henley; *Teilchen und Kerne; subatomare Physik*, Oldenbourg Verlag GmbH (1979)

[Leo 87] W.R. Leo; *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Kap. 2 (1987)

[Lon 75] E. Longo und I. Sestili; *Monte Carlo Calculation of Photon-Initiated Electromagnetic Showers in Lead Glass*, Nuclear Instruments and Methods 128 283-307 (1975)

[Boc 98] R.K. Bock; *The Particle Detector Brief Book*, Springer Verlag oder http://rd11.web.cern.ch/RD11/rkb/titleD.html (1998)

[Bau 99] S. Baunack; *Echtzeitkalibration des elektromagnetischen A4-Kalorimeters*, Institut für Kernphysik Mainz (1999)

[Ach 98] P. Achenbach et al.; *Radiation Resistance and Optical Properties of Lead Fluoride Čerenkov Crystals*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 416, 357-363 (1998)

[Gri 96] K. Grimm; *Untersuchungen von Detektormaterialien zur Eignung als Kalorimeter für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*, Mainz (1996)

[Dal 68] E.B. Dally, R. Hofstadter; *A Lead Fluoride Čherenkov Shower Counter*, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-15(3) 76-81 (1968)

[And 90] D.F. Anderson; *Lead Fluoride: An Ultra-Compact Čerenkov Radiator for EM Calorimeter*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 290, 385-389 (1990)

[Jun 00] J. Junkersfeld; *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion* $\gamma p \rightarrow p\pi^0$, Bonn (2000)

[Phi 94] Philips Photonics; *Photomultiplier Tubes Principles & Applications*, Kapitel: 1,2 und 4; Philips (1994)

[Phi 94a] Philips Potonics; *Photomultiplier Tubes Principles & Applications*, Kapitel: 5; Philips (1994)

[Val 70] J.M. Schonkeren; *Photomultipliers Part 1*, Valvo GmbH Hamburg (1970)

[Pho 01] Photonis; *Photonis Imaging Sensors*, www.Photonis.com

[Par 97] Université Paris-Sud; *Schaltplan PN#SEP: MAMI, Philips 2900P, Nr.:684.22.05.97*, Institut de physique nucleaire Service Electronique Physique 91406 ORSAY Cedex (1997)

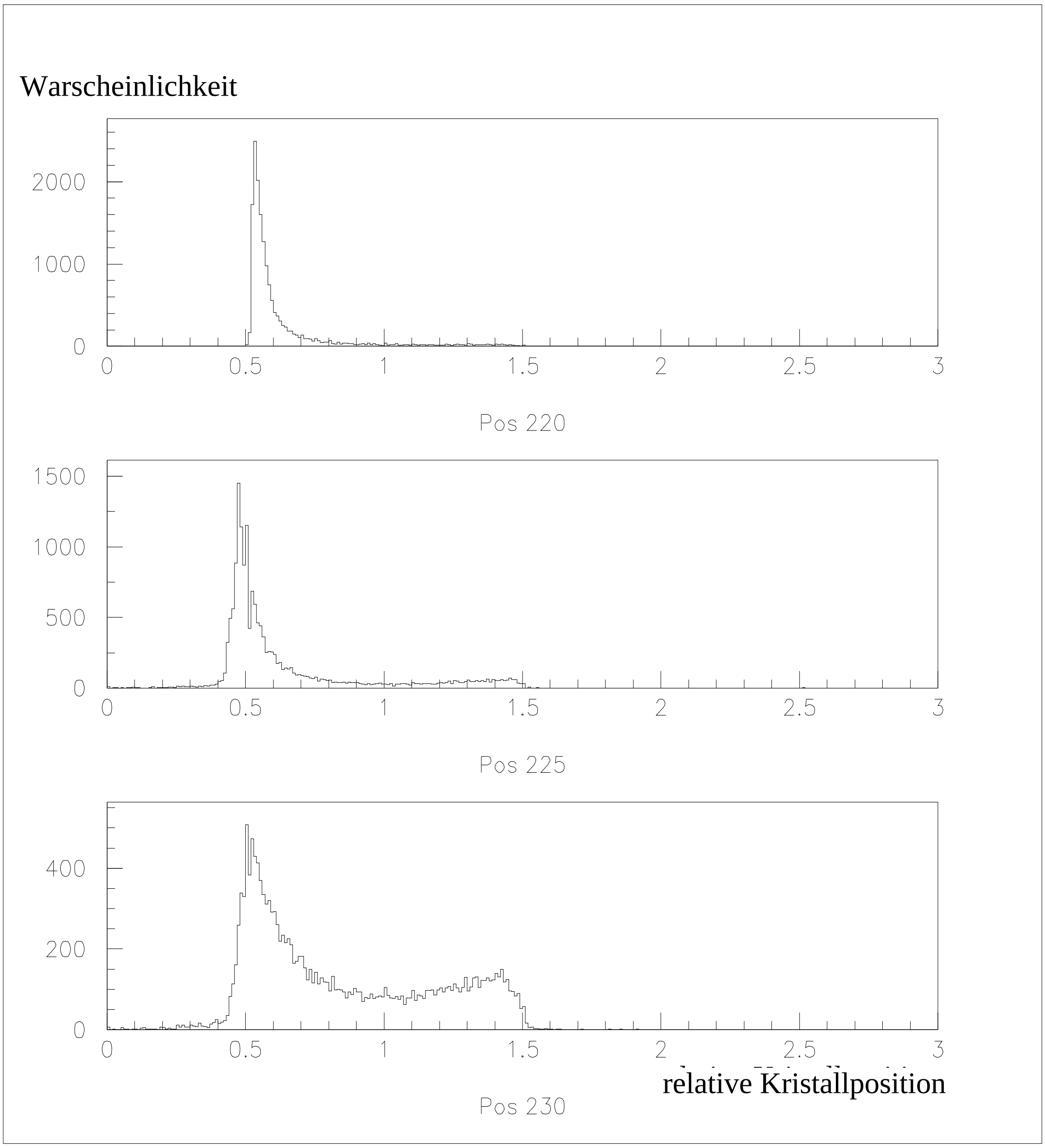
[Tes] ELSA Bonn; *Der Elektronen-Teststrahl am Bonner 2.5 GeV Synchrotron*, Beschreibung und Anleitung

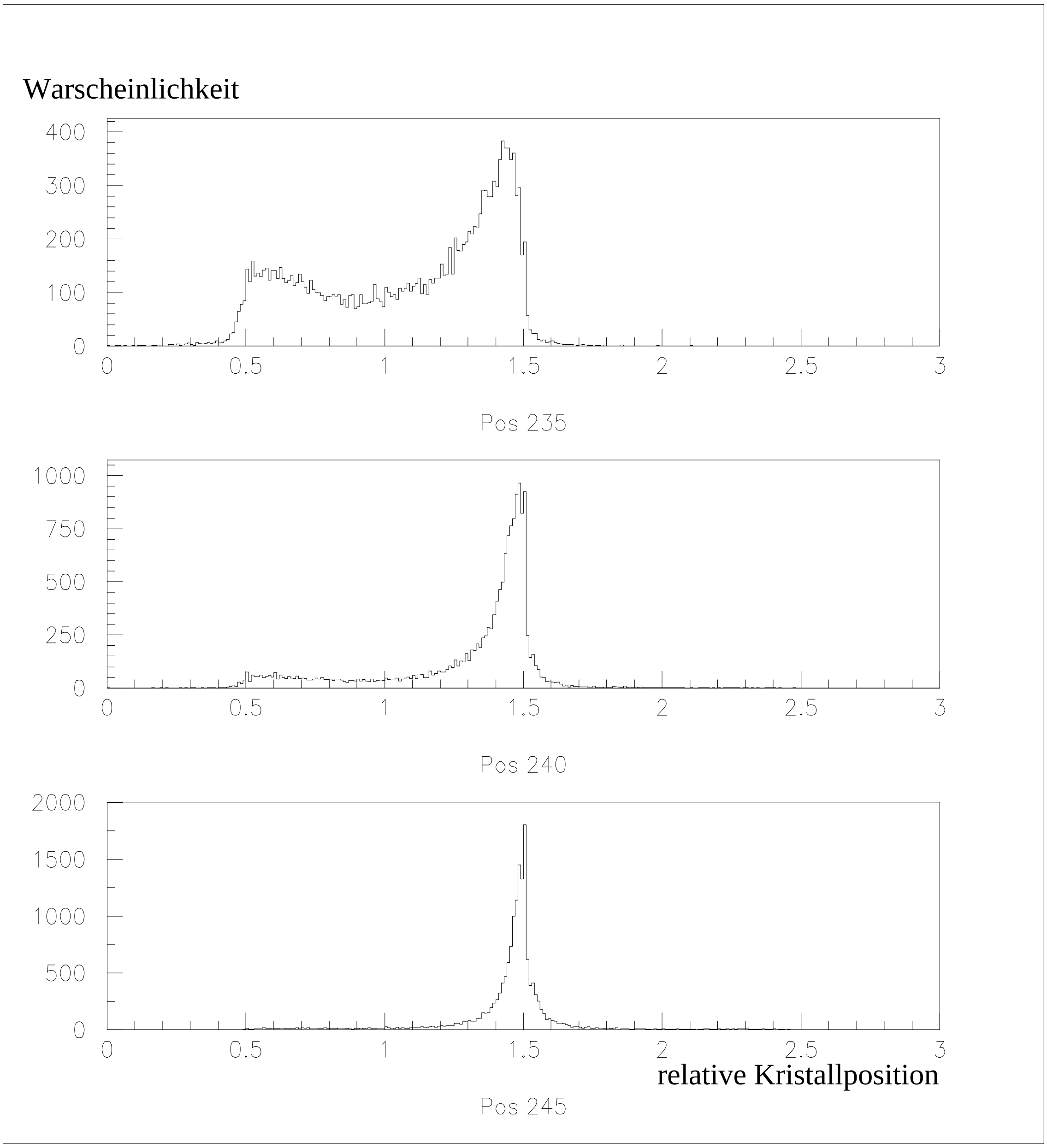
Anhang A

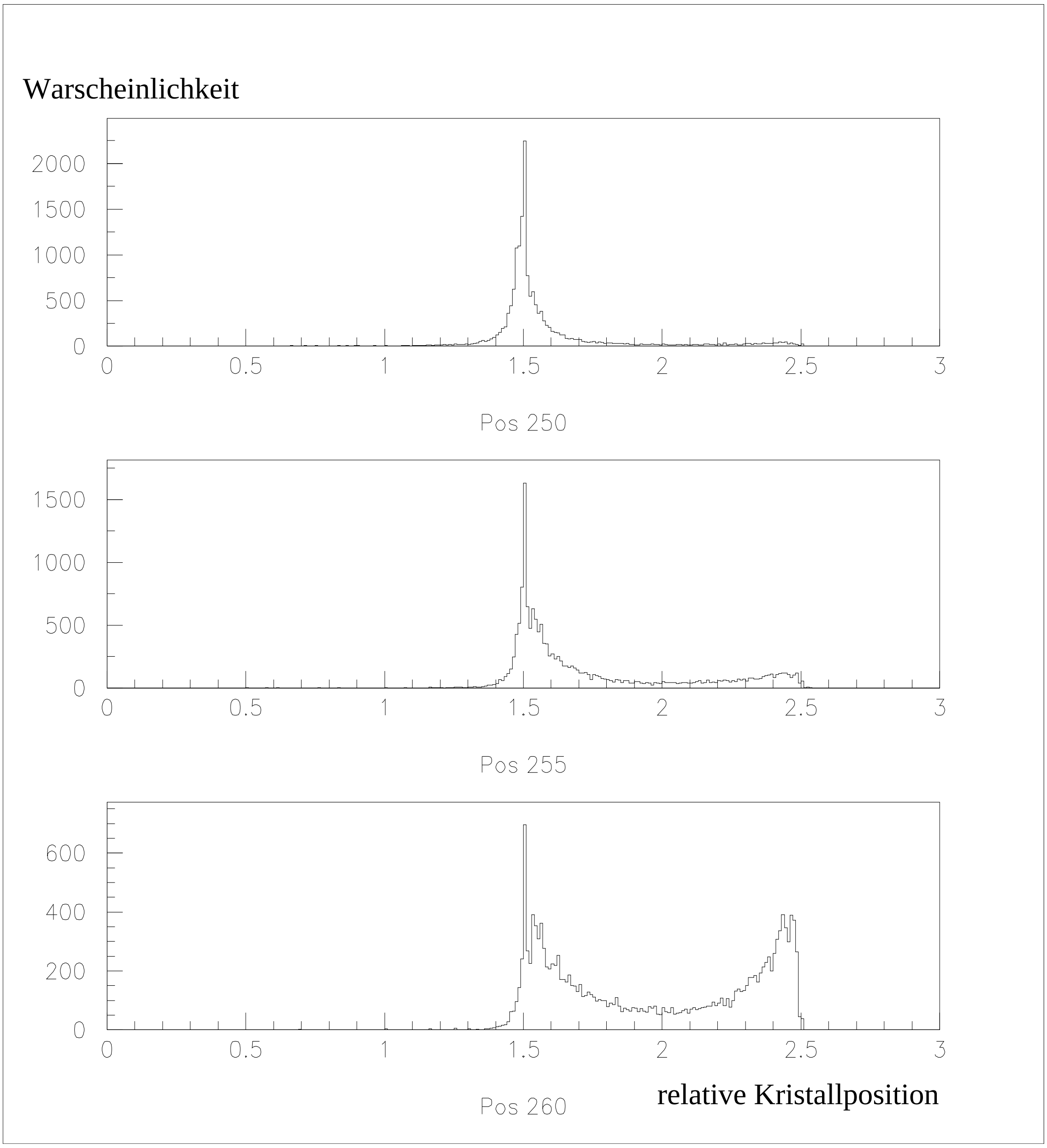
Messungen an CB-ELSA

Graphen der berechneten Orte pro Ereignis für die verschiedenen Skalenpositionen 220 (Pos 220) bis 270 (Pos 270) in relativen Kristallkoordinaten bei linearer- und logarithmischer Wichtung;

A.1 Messwerte bei linearer Wichtung


Warscheinlichkeit
2000
1000
0
0 0.5 1 1.5 2 2.5 3
Pos 220
1500
1000
500
0
0 0.5 1 1.5 2 2.5 3
Pos 225
400
200
0
0 0.5 1 1.5 2 2.5 3
relative Kristallposition
Pos 230


Warscheinlichkeit
400
300
200
100
0
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
Pos 235
1000
750
500
250
0
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
Pos 240
2000
1500
1000
500
0
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
relative Kristallposition
Pos 245


Warscheinlichkeit
2000
1500
1000
500
0
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
Pos 250
1500
1000
500
0
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
Pos 255
600
400
200
0
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
Pos 260
relative Kristallposition

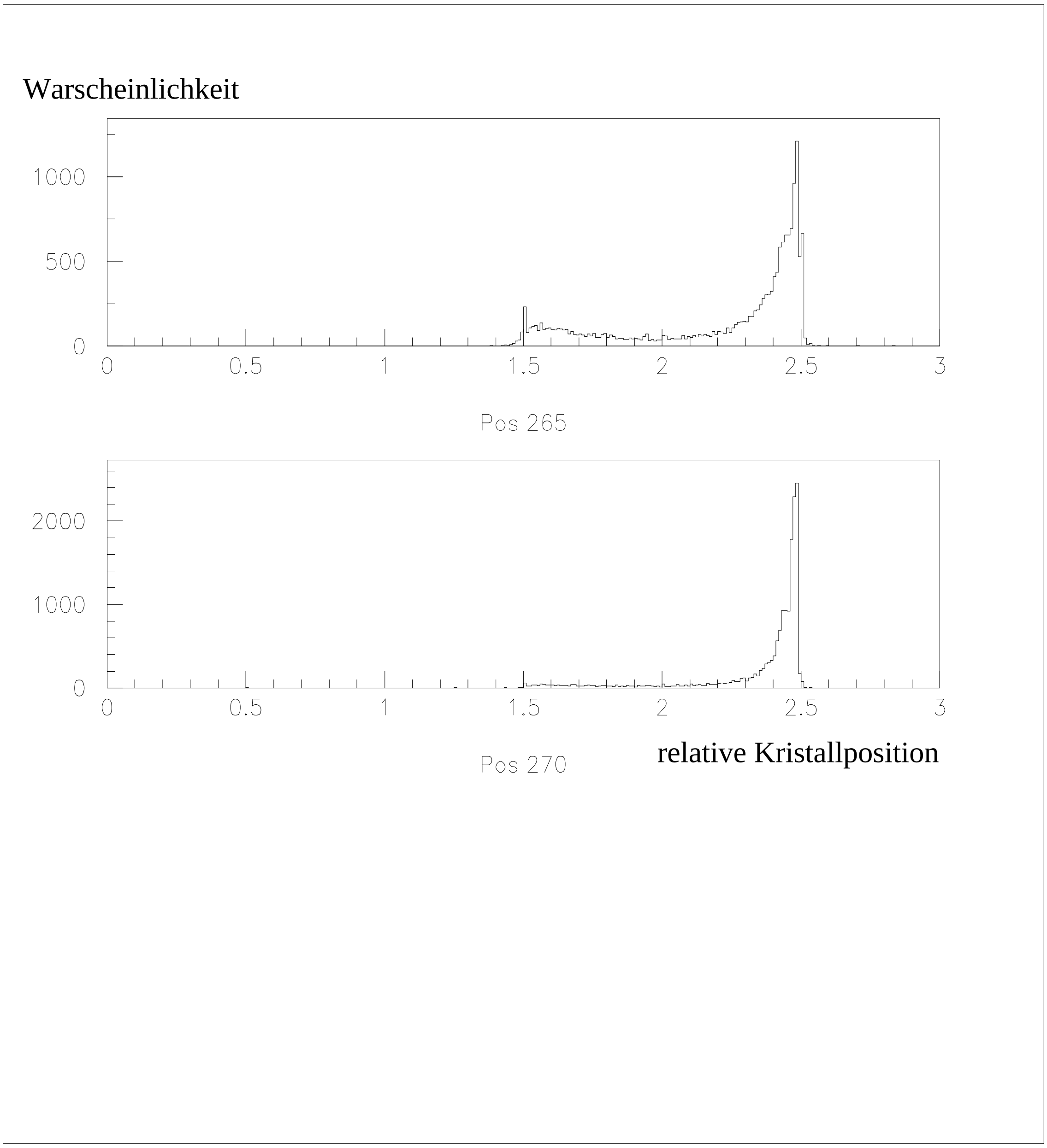
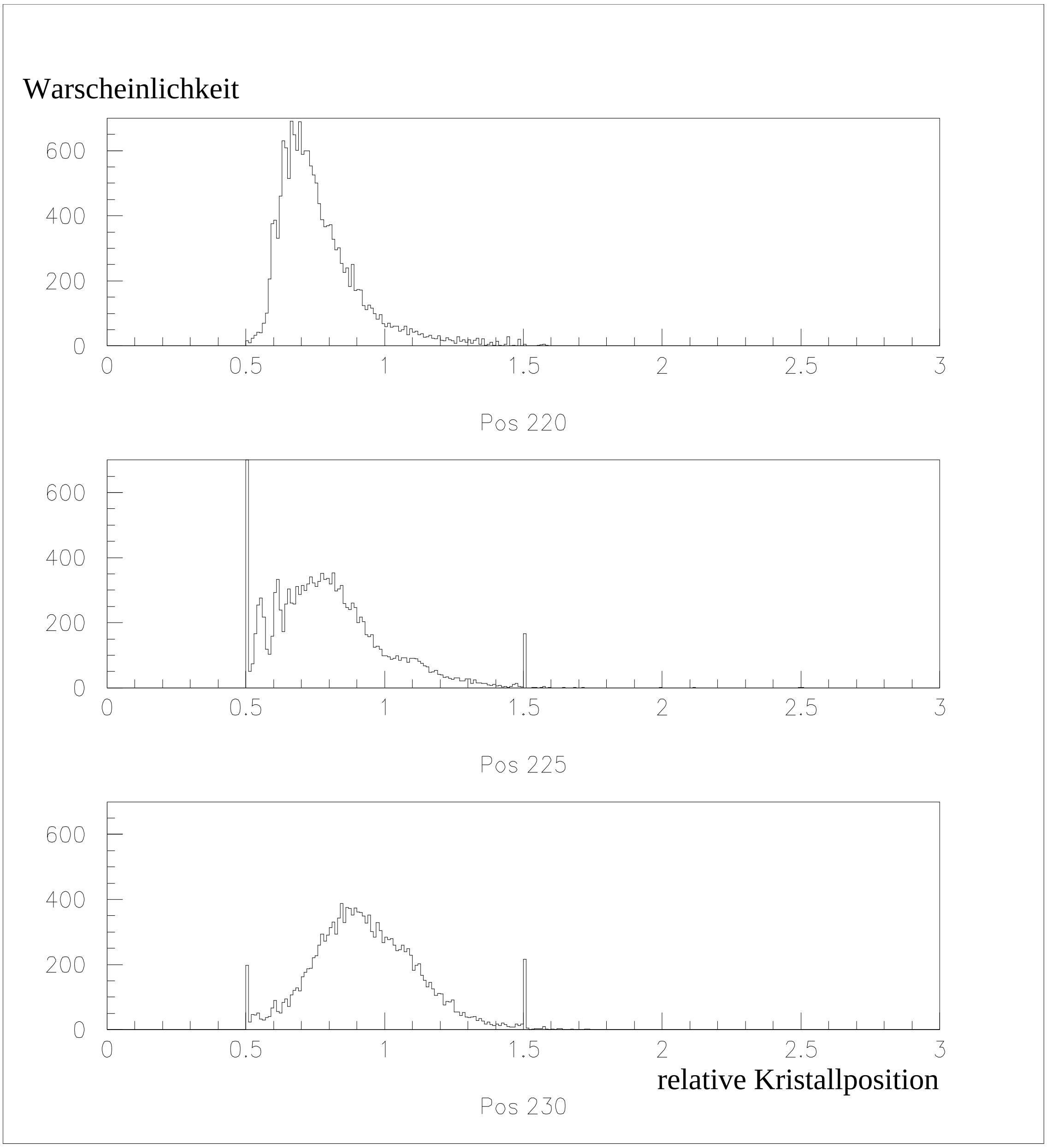
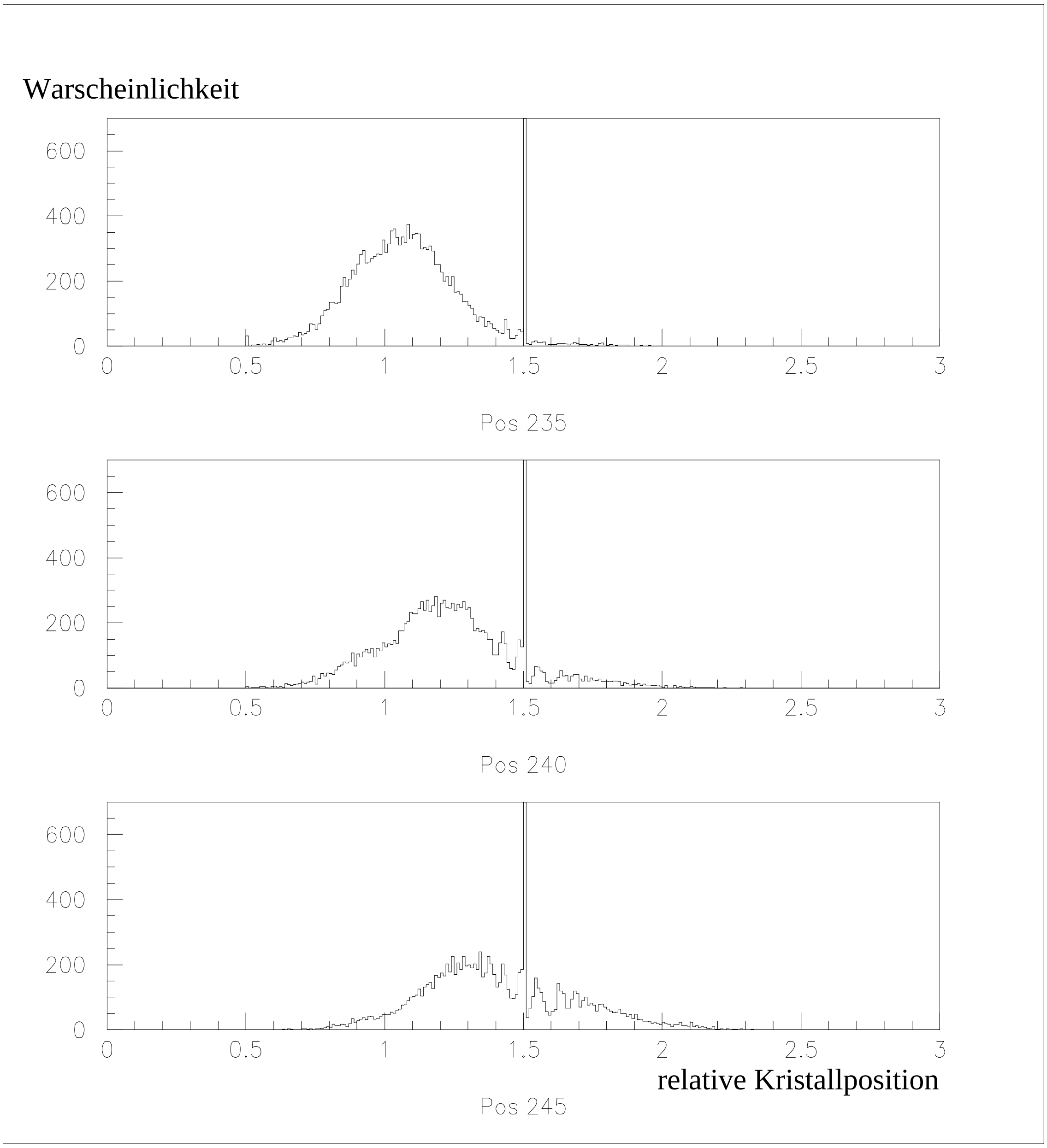
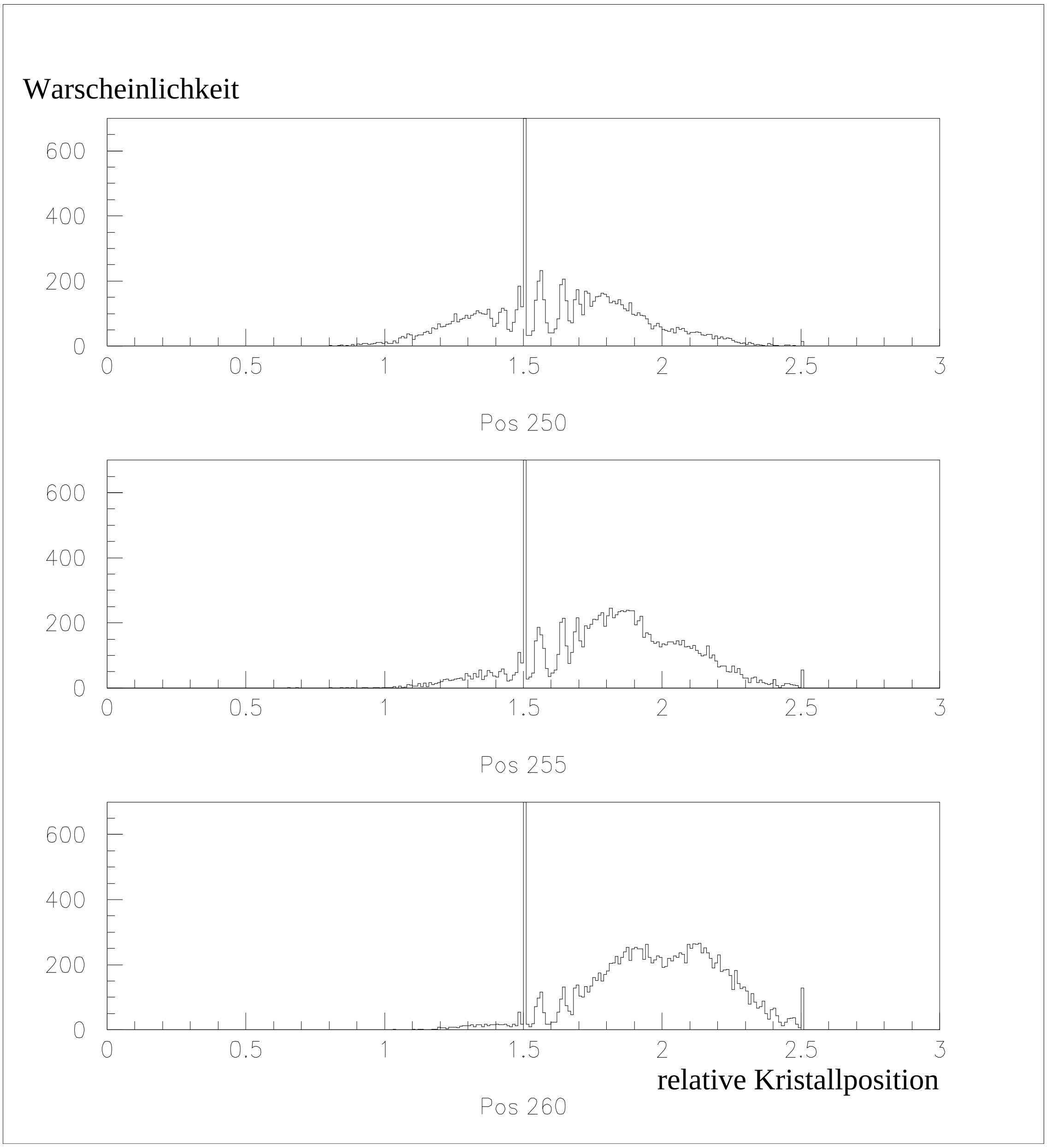


Abbildung A.1: Graphische Auftragung der zugeordneten Orte bei linearer Wichtung.

A.2 Messwerte bei logarithmischer Wichtung




Warscheinlichkeit
600
400
200
0
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
Pos 235
Pos 240
Pos 245
relative Kristallposition


Warscheinlichkeit
600
400
200
0
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
Pos 250
Pos 255
Pos 260
relative Kristallposition

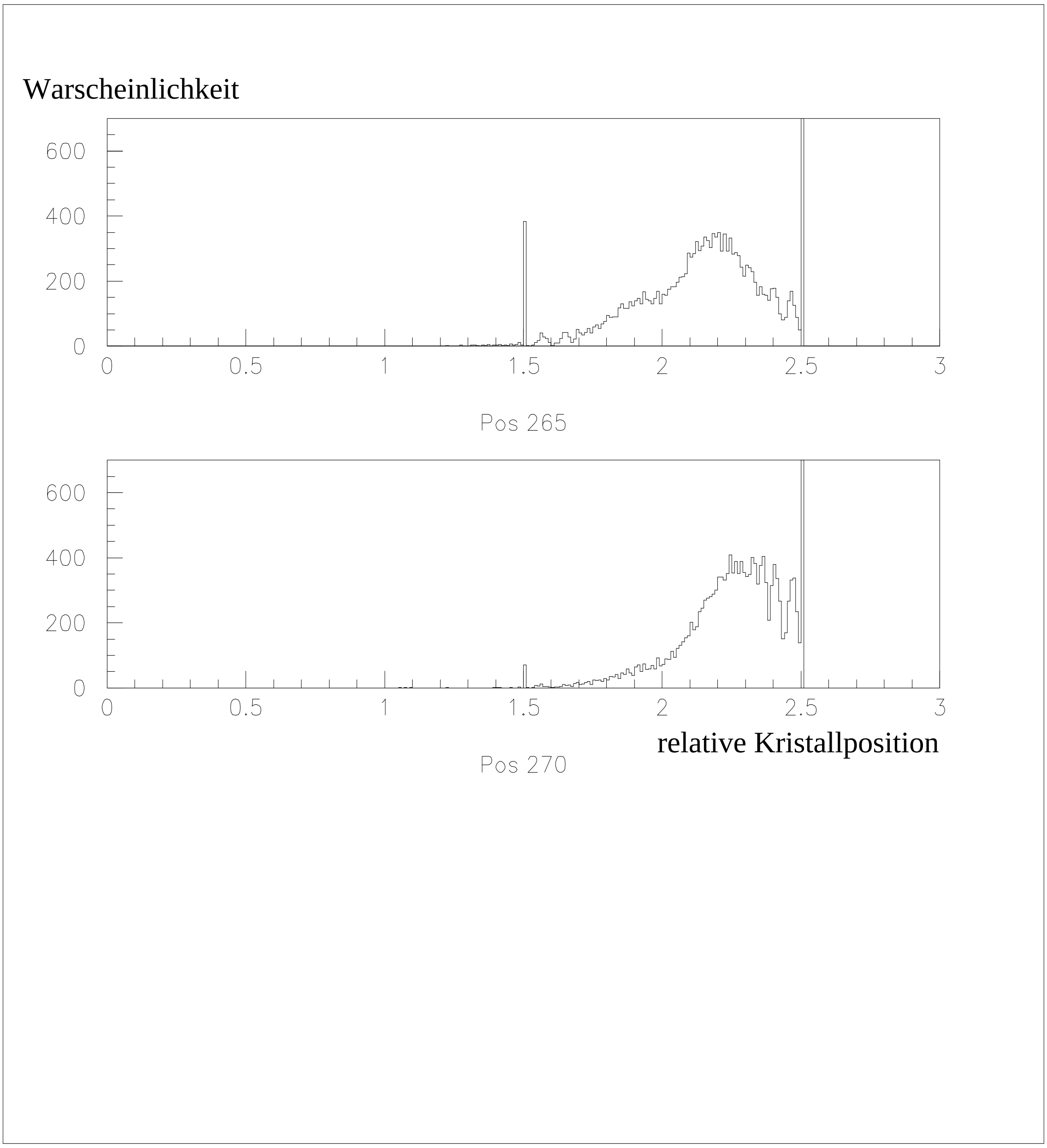
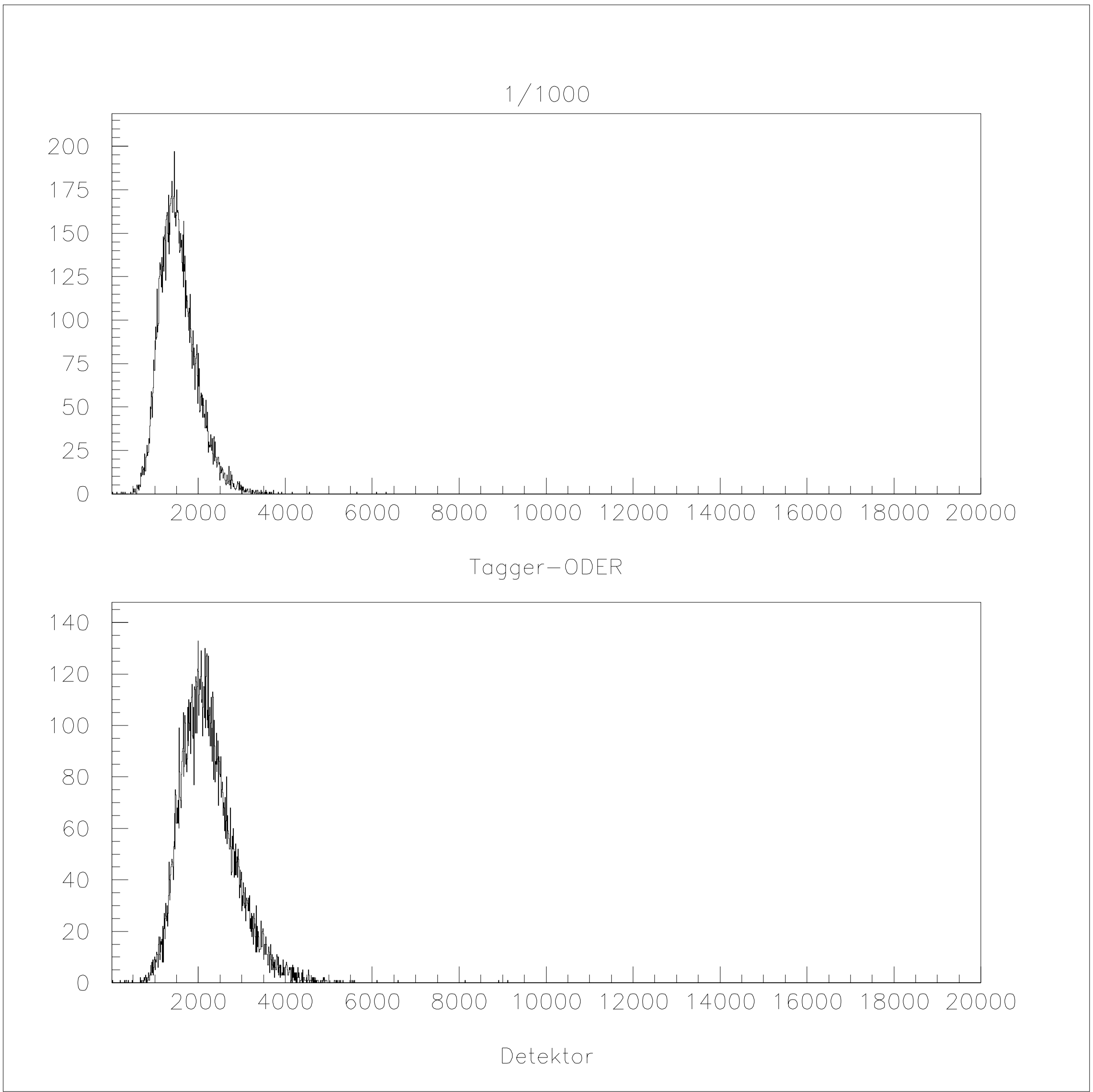
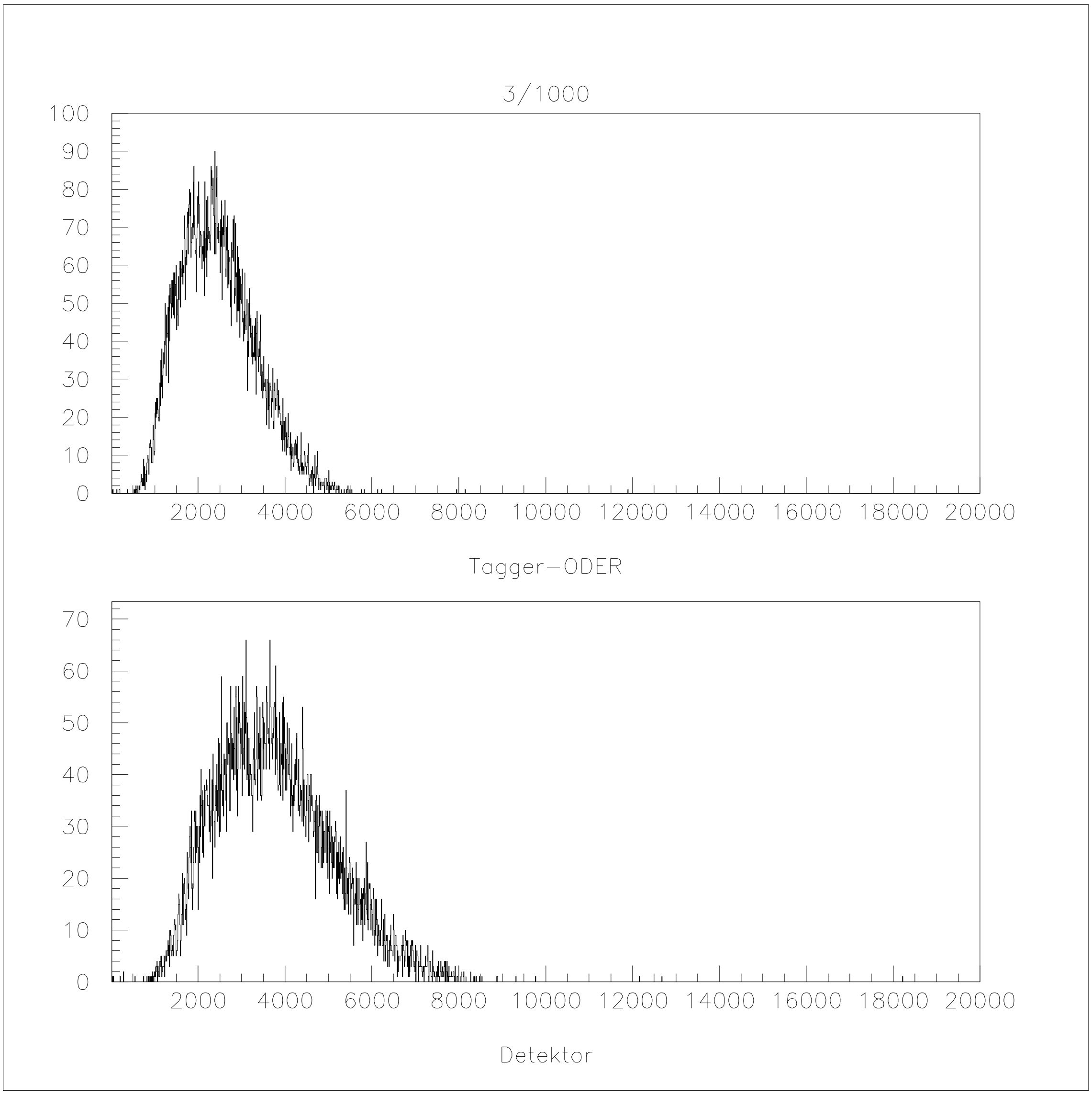


Abbildung A.2: Graphische Auftragung der zugeordneten Orte bei logarithmischer Wichtung.

A.3 Ratenmessung




3/1000
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
2000 4000 6000 8000 10000 12000 14000 16000 18000 20000
Tagger−ODER
70
60
50
40
30
20
10
0
2000 4000 6000 8000 10000 12000 14000 16000 18000 20000
Detektor

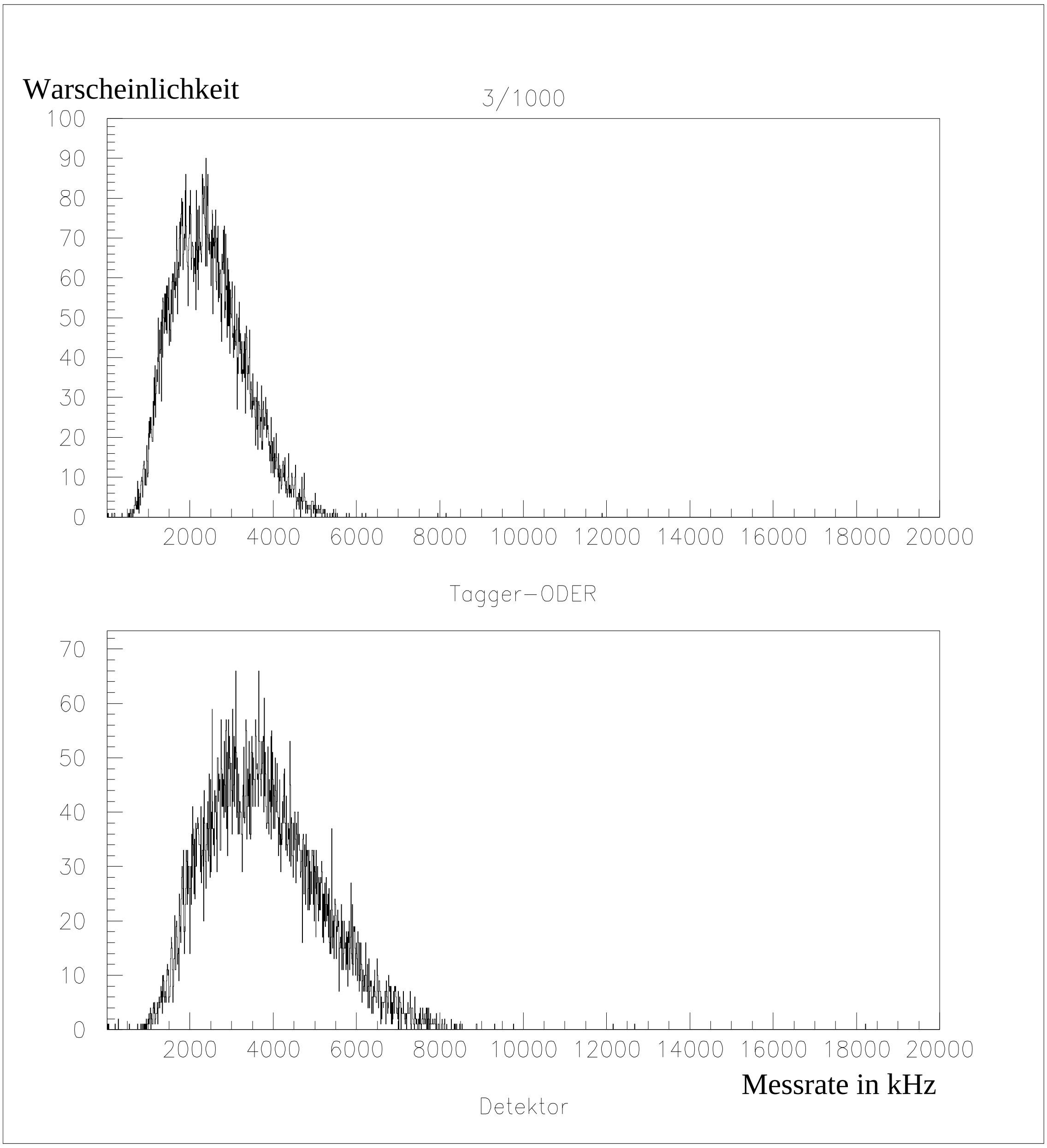


Abbildung A.3: Graphische Auftragung der gemessenen Raten von Tagger-ODER und Detektor

Anhang B

Betrieb des Teststrahls

B.1 Aufbau der Apparatur

Im Strahl des Elektronen-Synchrotrons werden durch ein rotierendes Target aus Wolframdraht Bremsstrahlungsquanten erzeugt. Die Intensität des γ-Strahls kann man durch Veränderung der Eindringtiefe des Targets in den Strahl variieren. Die Energieverteilung der erzeugten Photonen folgt dabei einem $\frac{1}{E}$-Verlauf mit der Maximalenergie E_0 des im Synchrotron umlaufenden Elektronenstrahls. Durch ein Austrittsfenster im Strahlrohr treten die γ-Quanten in ein System bestehend aus zwei 30 cm langen Kollimatoren mit veränderlichem Querschnitt ein. Durch ein Fenster tritt der Strahl in ein Vakuum (10^{-2}) ein. Ein Reinigungsmagnet, genannt "Sweepy", trennt den Untergrund des kollimierten γ-Strahls, bestehend aus geladenen Teilchen, ab. Nach der Säuberung treffen die Quanten auf ein Aluminium-Target bestehend aus einer dünnen Folie mit ca $\frac{1}{100}$ Strahlungslänge. Dort konvertieren ca 1% der γ zu e^+/e^--Paaren. In einem Ablenkmagneten verden diese abgelenkt. Die Ablenkung ist dabei abhängig vom Impuls der Leptonen, d.h. nach dem Magneten entsteht ein Fächer von Elektronen und Positronen. Durch Regelung der Magnetstromstärke und damit des Magnetfeldes kann die Beziehung Ablenkwinkel zum Impuls der Teilchen definiert werden. Die Elektronen treten daraufhin nach rechts, die Positronen nach links orientiert durch weitere Fenster aus dem Vakuum aus in die Tesstrahl-Area.
Eine Impulseichung des Ablenkmagneten ergab für den Messwinkel von 21 Grad ein Verhältnis von

$$166\frac{A}{GeV} \tag{B.1}$$

Die Sromstärke des Magneten kann an dem Steuer-Rack des Teststrahls im ELSA-Besprechungsraum der mit einer Grob- und Feineinjustierung eingestellt werden. Dazu siehe Tabelle B.1. Der Strom kann an einer Digitalanzeige abgelesen

Spannung [V]	Magnetstrom [A]	Sollimpuls [MeV]
0.0439	33.2	200
	49.8	300
0.878	66.4	400
	83	500
0.1316 99.6	600	
	116.2	700
0.1755	132.8	800
	149.4	900
0.2194	166	1000
0.2414	182.6	1100
0.2633	199.2	1200
	215.8	1300
0.3072	232.4	1400
	249.0	1500
0.3510	265.6	1600
	282.2	1700
0.3949	298.8	1800

Tabelle B.1: Sollimpuls der Elektronen in Abhängigkeit zum Magnetstrom

werden. Da die Anzeige nur ganze Ampere darstellen kann, besteht die Möglichkeit, über zwei Ausgänge die Stromstärke zusätzlich mit einem Voltmeter zu überprüfen. Der Umrechnungsfaktor für das Voltmeter beträgt:

$$1.3217\frac{V}{kA} \tag{B.2}$$

[Tes]

B.1.1 Einschalten

Vor Beginn muß das Interlock für den Testbereich gesetzt werden. Dafür müssen 2 in der Teststral-Area befindliche Baken und die Zutrittstür aktiviert werden. Nach setzen des Interlocks ist es möglich, mit drei Schlüsseln aus dem ELSA-Kontrollraum in den Teststrahlbereich zu gelangen. Danach wird das hinter dem Ablenkmagneten gelegene Sweepy Netzgerät eingeschaltet und am Handrad ein Strom von ca 300 A eingestellt. Nun kann von der Maschinengruppe das rotierende Wolframtarget in den Synchrotronstrahl gebracht werden, dabei ist darauf zu achten, dass der Strahlenpegel am Aufzug West nicht zu sehr ansteigt. Als letztes wird der Ablenkmagnet nach folgender Prozedur eingeschaltet:

- Schwarze Taste “Hilfsbetrieb” drücken → Lampe “Hilfsbetrieb” leuchtet auf.
- Schwarze Taste “Anlage Ein” drücken → Lampe “Anlage Ein” leuchtet auf.
- Magnetstrom an den Tasten für die Grob- und Feineinstellung regeln.
- Beamshutter für den Bereich E3 öffnen

[Tes]

Zum Ausschalten des Teststrahls wird nach der Umgekehrten Methode vorgegangen. Zuerst wird der Beamshutter geschlossen und das Target herausgefahren. Als nächstes kann man den Ablenkmagneten mit “Anlage aus” herunterfahren und wenn sein Strom auf null gesunken ist, ihn mit “Hilfsbetrieb aus” ausschalten. Nachdem die Strahlung im Teststrahlbereich abgeklungen ist, eine gute Wartezeit ist ca 20 Minuten, was der doppelten Halbwertszeit des möglicherweise angeregten Luftstickstoffs entspricht, wird der Strom des Sweepy an dem Handrad auf null gedreht und das Netzgerät ausgeschaltet.

[Tes]

Anhang C

Raten

C.1 Theorie zum Detektorvergleich

Seien A und B zwei Detektoren, die das selbe Bremsstrahlspektrum S_B messen. Habe ferner das Spektrum die Form

$$N = \frac{K}{E} \tag{C.1}$$

mit der Teilchenanzahl N bei einer bestimmten Energie E und dem Ratenfaktor K und detektieren A und B unterschiedliche Energiebereiche von S_B (Intervalle a_1-a_2 und b_1 bis b_2) so ergeben sich die Zählraten aus

$$N_A = K \int_{a_1}^{a_2} \frac{dE}{E} \tag{C.2}$$

und

$$N_B = K \int_{b_1}^{b_2} \frac{dE}{E} \tag{C.3}$$

Da a_1, a_2, b_1 und b_2 Konstanten sind, ist das Verhältnis N_A/N_B Proportional. Trägt man in einem Diagramm N_A gegen N_B auf (Abb.: C.1), so ergibt sich eine Grade mit der Steigung m

$$m = log\left(\frac{a_2 b_1}{a_1 b_2}\right) \tag{C.4}$$

Sinkt nun bei einem der beiden Detektoren die Messrate bei hohen Teilchenraten, so macht sich das im Diagramm folgendermaßen bemerkbar: geht A in Sättigung wird die ehemalige Gerade bei steigenden N_B flacher, geht B in Sättigung wird sie steiler. (Abb.: C.1)

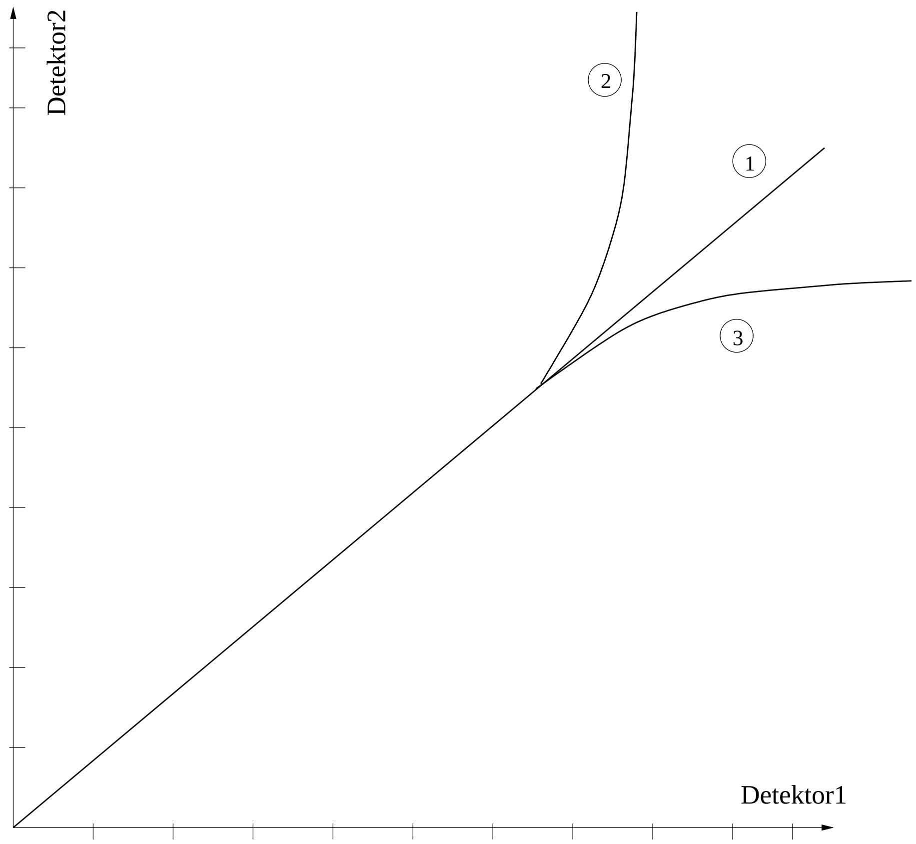


Abbildung C.1: Vergleich der beiden Messraten von A und B
1: Keine saturation, 2: B geht in Sättigung, 3: A geht in Sättigung

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis