

Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik

Aufbau und Test  
eines Szintillationsfaser-Detektors  
für das neue Vorwärtsspektrometer an ELSA

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Dipl. Phys. Sabine Böse

aus Schwelm

Bonn, Januar 2016





Angefertigt mit Genehmigung  
der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Beck  
2. Gutachter: Prof. Dr. Kai-T. Brinkmann  
Tag der Promotion: 29.01.2016  
Erscheinungsjahr: 2016



## Zusammenfassung

Im physikalischen Fokus des BGO-OD-Experiments an der Beschleunigeranlage ELSA in Bonn steht die Mesonphotoproduktion an Nukleonen. Ein Ziel ist die genaue Bestimmung der Anregungsspektren von Protonen und Neutronen. Hierfür sollen die Zerfallsprodukte von zuvor mit Photonen angeregten Nukleonen registriert werden. Mit dem BGO-OD-Experiment sollen vor allem Reaktionen nachgewiesen werden, deren geladene Endprodukte unter kleinen Vorwärtswinkeln, d.h.  $\Theta \leq 10^\circ$ , aus dem Target emittiert werden. Hierfür wurde ein Vorwärtsspektrometer aufgebaut, welches dazu dient, Impuls und Flugzeit der Teilchen zu messen. Dafür müssen die Spuren der Teilchen präzise rekonstruiert werden können. Dies wird über verschiedene ortssensitive Detektoren realisiert, welche sich vor und hinter einem Dipolmagneten mit großem Öffnungswinkel befinden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Szintillationsfaserdetektor aufgebaut, der einen Punkt von den zwei Punkten liefert, aus denen die Spur vor dem Magneten gebildet wird.

Der Szintillationsfaserdetektor besteht aus 640 szintillierenden Fasern, welche die Eintrittsöffnung des Dipolmagneten des Vorwärtsspektrometers abdecken. Sie sind in zwei um  $90^\circ$  zueinander verdrehten Faserlagen so angeordnet, dass eine aktive Fläche von  $66,4 \text{ cm} \times 53,6 \text{ cm}$  entsteht. Die Lichtsignale aus den Fasern werden mit 16-fach Photomultipliern ausgelesen und gelangen von dort über Diskriminatoren zu TDCs, die ein Zeitsignal und ein Triggersignal liefern. Diese Signale werden dazu verwendet, den durch die Fasern gelieferten Durchstoßpunkt zeitlich der Spur eines Zerfallsproduktes zuzuordnen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zunächst die einzelnen Komponenten des Detektors entworfen. Durch den Entwurf wurde die erforderliche Orts- und Zeitauflösung von  $\leq 2 \text{ mm}$  bzw.  $\leq 2 \text{ ns}$  sowie ein modularer Aufbau, der eine einfache Wartbarkeit gewährleistet, erfüllt. Vor dem Zusammenbau wurde jede einzelne Faser getestet, sowie die Behandlung der Faserenden optimiert. Die Photomultiplier wurden auf Übersprecher hin untersucht. Für den Zusammenbau wurde ein Rahmen konstruiert, sodass die Fasern und Photomultiplier präzise befestigt werden können und die gewünschte aktive Fläche entsteht.

Im Folgenden wurde der vollständige Detektor in das Experiment integriert und an das Magnetfeld des Dipolmagneten angepasst. Im nächsten Schritt wurde der Detektor in Teststrahlzeiten auf seine Funktionalität überprüft und es wurden erste Daten aufgenommen.

Die bei den Komponententests erzielten Ergebnisse und eine erste Analyse der Daten aus den Teststrahlzeiten werden in dieser Arbeit vorgestellt. Bei der Analyse hat die Zeitauflösung eine Breite von  $\sigma = (1,132 \pm 0,0001) \text{ ns}$  und eine mittlere Effizienz der horizontalen Lage von  $94,1\%$  und der vertikalen von  $93,7\%$  mit jeweils einem Fehler von  $0,7\%$  wurde ermittelt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der neue Szintillationsfaserdetektor vollständig einsatzbereit ist und die an ihn gestellten Bedingungen erfüllt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Physikalische Grundlagen . . . . .	1
1.1.1. Die starke Kraft . . . . .	2
1.1.2. Vorhersagen der Anregungszustände . . . . .	3
1.1.3. Polarisationsobservablen . . . . .	6
1.2. Das BGO-OD-Experiment im Sonderforschungsbereich/Transregio 16 . . . . .	8
1.2.1. Zielsetzung des BGO-OD-Experiments . . . . .	9
<b>2. Das BGO-OD-Experiment an ELSA</b>	<b>17</b>
2.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA . . . . .	17
2.2. Der Aufbau des BGO-OD . . . . .	18
2.2.1. Bremsstrahltarget . . . . .	19
2.2.2. Photonenmarkierungsanlage . . . . .	20
2.2.3. Target . . . . .	22
2.2.4. BGO-Ball . . . . .	22
2.2.5. Spurrekonstruktion im BGO-Ball . . . . .	23
2.2.6. MOMO-Detektor . . . . .	23
2.2.7. Čerenkov-Detektor . . . . .	24
2.2.8. Dipolmagnet . . . . .	24
2.2.9. Driftkammern . . . . .	25
2.2.10. TOF-Detektor . . . . .	26
<b>3. Der Szintillationsfaser-Detektor</b>	<b>29</b>
3.1. Energieverlust in Materie . . . . .	35
3.1.1. Detektoren . . . . .	36
3.2. Die szintillierenden Fasern . . . . .	39
3.3. Die Photomultiplier . . . . .	40
3.4. Design des Detektors . . . . .	42
3.4.1. Fasern . . . . .	42
3.4.2. Module . . . . .	45
3.4.3. Haltestruktur . . . . .	51

---

3.5. Ausleseelektronik . . . . .	61
3.5.1. Diskriminatoren . . . . .	62
3.5.2. TDC . . . . .	64
<b>4. Tests zum Detektoraufbau</b>	<b>67</b>
4.1. Allgemeiner Aufbau und elektronische Bauteile . . . . .	67
4.2. Die szintillierenden Fasern . . . . .	69
4.2.1. Farbe . . . . .	69
4.2.2. Funktionalität . . . . .	70
4.2.3. Enden der Fasern . . . . .	73
4.3. Die Module des SciFis . . . . .	75
4.3.1. Ratentests aller Module mit der $^{90}\text{Sr}$ -Quelle . . . . .	75
4.3.2. Effizienzbestimmung einzelner Fasern in einem Modul mit Hilfe von Elektronen aus ELSA . . . . .	76
4.4. Die Photomultiplier . . . . .	82
4.5. Abschirmung . . . . .	83
<b>5. Teststrahlzeiten und Messungen am installierten Detektor</b>	<b>87</b>
5.1. Teststrahlzeit im Januar 2010 . . . . .	87
5.1.1. Messungen ohne Magnet . . . . .	87
5.1.2. Messungen mit Magnet . . . . .	89
5.2. Magnetfeldmessung . . . . .	94
5.3. Teststrahlzeit im April 2010 . . . . .	95
5.4. Ratentests mit einer $^{90}\text{Sr}$ -Quelle . . . . .	97
5.5. Umbau der Photomultiplierhalterung der horizontalen Lage . . . . .	97
5.6. Teststrahlzeiten 2011 . . . . .	98
5.7. Teststrahlzeiten 2012 . . . . .	103
5.7.1. Effizienzbestimmung des gesamten Detektors . . . . .	103
5.7.2. Zeitauflösung . . . . .	110
<b>6. Simulationen</b>	<b>115</b>
6.1. Magnetfeldsimulation mit eckigen Rohren . . . . .	116
6.2. Magnetfeldsimulation mit runden Rohren . . . . .	117
6.3. Simulationen mit einem zusätzlichen $\mu$ -Metallrohr . . . . .	119
<b>7. Überwachungsmethoden</b>	<b>123</b>
7.1. LED-Pulser . . . . .	123
7.2. Selbst-Trigger . . . . .	125

---

<b>8. Datenanalyse mit dem gesamten Detektorsystem</b>	<b>127</b>
8.1. Spurrekonstruktion im Vorwärtsspektrometer bei eingeschaltetem Magneten . . . . .	127
8.2. Datenanalyse zusätzlich mit BGO-Daten . . . . .	132
<b>9. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>137</b>
<b>A. Datenblatt zu den szintillierenden Fasern</b>	<b>139</b>
<b>B. Datenblatt zum Photomultiplier H6568 von Hamamatsu</b>	<b>143</b>
<b>C. Färben der szintillierenden Fasern</b>	<b>149</b>
<b>D. Ratentests der Module</b>	<b>151</b>
<b>E. Nummerierung und Position der Module</b>	<b>155</b>
<b>F. Ergebnisse zu den Übersprechertests für drei Photomultiplier</b>	<b>157</b>
<b>G. LED-Pulser</b>	<b>165</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>167</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>171</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>173</b>





# 1. Einleitung

## 1.1. Physikalische Grundlagen

In den letzten Jahrhunderten war die genaue Untersuchung des Aufbaus der Materie ein wichtiges Thema. Dabei wurden immer kleinere Bausteine entdeckt. Zunächst wurde das Atom als unteilbar angesehen, jedoch stellte sich später in Streuexperimenten heraus, dass es aus einem Atomkern und einer Elektronenhülle besteht. Der Atomkern wiederum ist aus Protonen und Neutronen, den Nukleonen aufgebaut. Auch diese erwiesen sich in tiefinelastischen Streuprozessen [Rob90] als nicht elementar, sondern sind aus Quarks und Gluonen zusammengesetzt.

Das heutige Standardmodell der Elementarteilchenphysik nimmt an, dass es vier Arten von Teilchen gibt, aus denen die uns bekannte Materie zusammengesetzt ist. Es sind dies die Leptonen, zu denen unter anderen die Elektronen und Neutrinos gehören, die Quarks, die für die verschiedenen Wechselwirkungen ursächlichen Austauschbosonen und das Higgs-Boson. Die Leptonen und Quarks und ihre jeweiligen Antiteilchen werden als Elementarteilchen bezeichnet und sind in Tabelle 1.1 aufgeführt. Alle Teilchen, die aus Quarks zusammengesetzt sind, werden als Hadronen bezeichnet. Hierbei wird zwischen Baryonen, die aus 3 Quarks zusammengesetzt sind, und Mesonen, die aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, unterschieden.

	Familien		
Leptonen	e	$\mu$	$\tau$
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
Quarks	u	c	t
	d	s	b

**Tabelle 1.1:** Die Elementarteilchen

Um den Aufbau unserer Materie zu verstehen, muss nicht nur bekannt sein, woraus sie besteht, sondern auch wie die Bausteine miteinander wechselwirken. Dies geschieht durch die vier fundamentalen Kräfte bzw. Wechselwirkungen. Durch die starke Kraft werden die Quarks zu einem Hadron zusammen gebunden, die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt unter anderem die Bindung zwischen Elektronen und dem Atomkern im Atom, die schwache Kraft ermöglicht den  $\beta$ -Zerfall und die Gravitationskraft

beschreibt die Anziehung zwischen Massen. Alle fundamentalen Kräfte wirken durch den Austausch von Bosonen, wodurch eine Ladung übertragen wird. Für jede Wechselwirkung sind andere Bosonen verantwortlich, wodurch unterschiedliche Stärken und Reichweiten der Kräfte zustande kommen. In Tabelle 1.2 sind die vier fundamentalen Kräfte mit ihren jeweiligen Austauschbosonen und den Teilchen, zwischen denen sie wirken, aufgelistet.

Kraft	wirkt auf	Austauschbosonen	Ladung	Beispiel
elektromagnetische	el. geladene Teilchen	Photonen	elektrische	Atom
starke	Quarks	Gluonen	Farbe	Proton
schwache	Quarks, Leptonen	$W^+, W^-, Z^0$	schwache	$\beta$ -Zerfall
Gravitation	Masse	Graviton	Masse	Sonnensystem

**Tabelle 1.2:** Die fundamentalen Kräfte

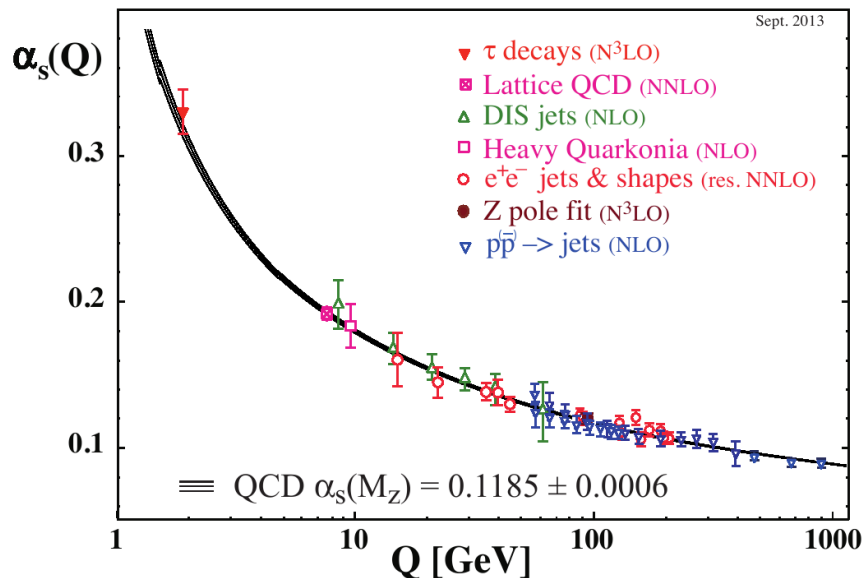
Ziel der Physik ist es, diese Kräfte zu verstehen und mathematisch beschreiben zu können. Die elektromagnetische und die schwache Kraft werden zusammengefasst und mit der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Bei der Beschreibung der starken Kraft treten bisher allerdings Probleme auf. Im Gegensatz zu den anderen Kräften tragen hier nämlich die Austauschbosonen selber Ladung und können somit mit sich selbst wechselwirken. Dies führt zu einer großen Variation der Kopplungsstärke  $\alpha_s$  in Abhängigkeit vom Impulsübertrag. Diese Variation führt dazu, dass die mathematische Beschreibung der starken Kraft, die sogenannte Quantenchromodynamik (QCD) nur in einem begrenzten Bereich, nämlich für kleine Werte von  $\alpha_s$  bzw. große Impulsüberträge, störungstheoretisch lösbar ist.

### 1.1.1. Die starke Kraft

Bisher konnte kein Quark als freies Teilchen nachgewiesen werden, sondern nur in gebundenen Zuständen. Dies hängt mit der laufenden Kopplungskonstante der starken Kraft  $\alpha_s$  (siehe Abbildung 1.1) zusammen. Bei großen Impulsüberträgen, welche einer Untersuchung bei kleinen Abständen gleichbedeutend sind, wird  $\alpha_s$  klein und die Quarks können sich nahezu frei bewegen. Dies wird als *asymptotische Freiheit* bezeichnet, bei der die QCD über störungstheoretische Ansätze lösbar ist. Für kleine Impulsüberträge bzw. große Abstände wird  $\alpha_s$  groß. Dies führt dazu, dass Quarks nur in gebundenen Zuständen existieren können, was mit *Confinement*<sup>1</sup> bezeichnet wird. Ansätze zur Lösung der QCD

<sup>1</sup>to confine: engl. einsperren

sind hier die Gitter-QCD [Edw11] und die chirale Störungstheorie [Sch02].



**Abbildung 1.1:** Messungen der Kopplungskonstante  $\alpha_s$  aufgetragen gegen den Impulsübertrag  $Q$  [PDG14].

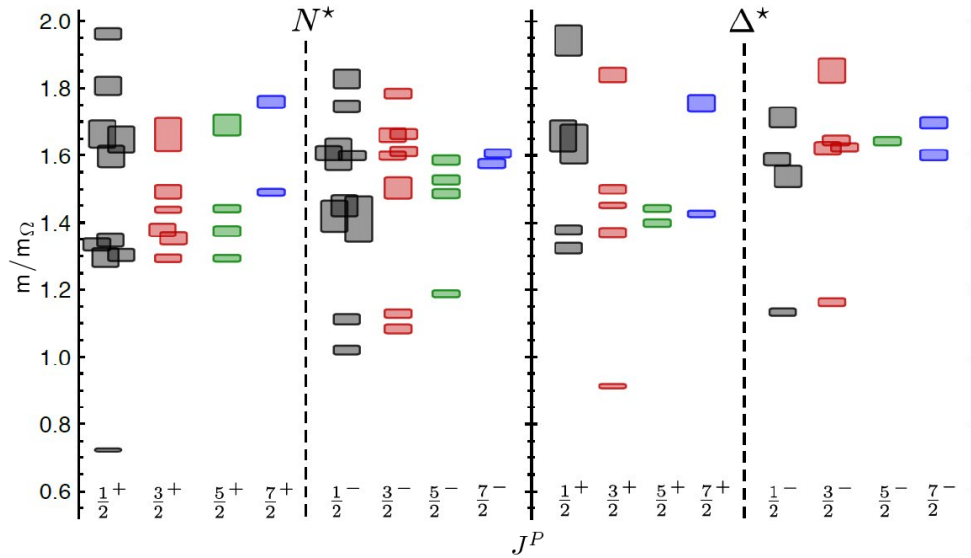
Die Ladung der starken Kraft ist die sogenannte Farbladung, sie kann (anti)rot, (anti)blau oder (anti)grün sein. Bisher wurden nur Teilchen die farbneutral sind nachgewiesen. Dies bedeutet, dass bei Mesonen das Quark eine Farbe trägt und das Antiquark die entsprechende Antifarbe und bei Baryonen müssen die drei Quarks jeweils eine andere Farbe tragen.

### 1.1.2. Vorhersagen der Anregungszustände

Um die Bindung innerhalb der Hadronen zu verstehen, werden Experimente durchgeführt, bei denen die einfachsten Baryonen, die Nukleonen, welche nur aus u- und d-Quarks bestehen, angeregt werden. Über die Zerfallsprodukte können die Anregungszustände nachgewiesen und anschließend mit den aus Nukleonmodellen vorhergesagten Anregungszuständen verglichen werden. Die Massen und Quantenzahlen der Anregungszustände können durch Quarkmodelle oder Gitterrechnungen vorhergesagt werden. Je besser die gemessenen Anregungszustände zu den vorhergesagten passen, um so wahrscheinlicher ist, dass die Annahmen in den Quarkmodellen und der Gitterrechnung richtig sind. Die Annahmen in den Quarkmodellen unterliegen einem iterativen Prozess, das heißt sie werden immer wieder an die gemessenen Anregungszustände angepasst.



die Pionmasse bei dieser Rechnung  $m_\pi = 396$  MeV beträgt. Die Ergebnisse müssen also noch auf die physikalische Pionmasse extrapoliert werden. Des Weiteren sind in diesen Rechnungen noch keine Zerfälle von Resonanzen berücksichtigt. Auch ohne Extrapolation und Zerfälle werden hier bei hohen Energien schon mehr Resonanzen vorhergesagt, als experimentell gefunden worden sind.



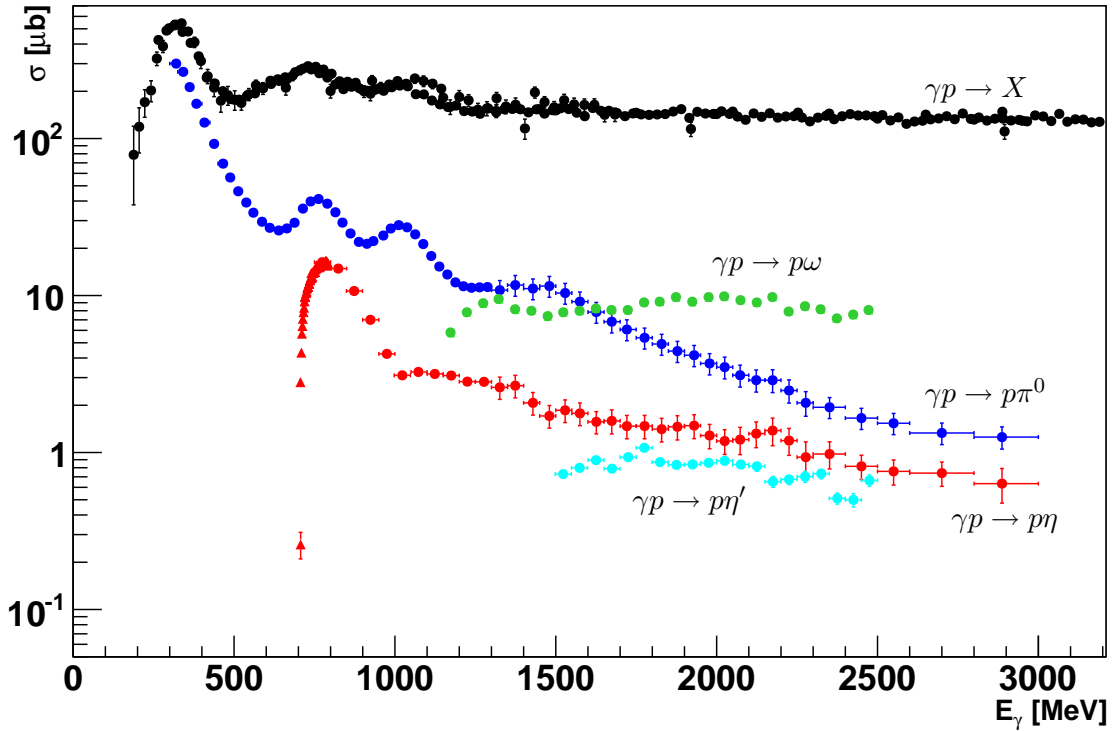
**Abbildung 1.3:** Spektrum der Nukleon- (Isospin  $\frac{1}{2}$ ) und der  $\Delta$ - (Isospin  $\frac{3}{2}$ ) Resonanzen nach [Edw11] zu definiertem Gesamtdrehimpuls  $J$  und Parität  $P$  für eine Gitterrechnung bei einer Pionmasse von  $m_\pi = 396$  MeV. Die Massen der Resonanzen sind relativ zur Masse des  $\Omega$ -Baryons angegeben.

Um die Unterschiede zwischen den Vorhersagen und den Messungen zu verstehen und um die fehlenden Resonanzen zu finden, müssen neue Experimente durchgeführt werden. Vor allem wurden bei bisherigen Experimenten Pionen benutzt, um die Nukleonen anzuregen, das heißt z.B.  $\pi N \rightarrow \Delta^*, N^*$ . Bei neuen Experimenten geschieht die Anregung der Nukleonen mit reellen Photonen. Dadurch können neue angeregte Zustände bzw. Resonanzen, die nicht an ein Pion koppeln, entstehen.

Mit der Photoproduktion am Proton beschäftigen sich mehrere Experimente: CLAS@JLab (Newport News, USA), CB@MAMI (Mainz) und CBELSA/TAPS und BGO-OD an ELSA (Bonn). CBELSA/TAPS ist dabei auf den Nachweis von neutralen Endzuständen spezialisiert und BGO-OD auf gemischt neutral-geladene Endzustände.

In Abbildung 1.4 ist der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion am Proton gegen die Energie des eingestrahlteten Photons aufgetragen. Zusätzlich sind die Anteil für

verschiedene Endzustände zu sehen. Es ist deutlich zu erkennen, dass die verschiedenen Endzustände unterschiedlich stark zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragen und dass sie andere Energieabhängigkeiten zeigen. Ziel der Experimente ist es, die verschiedenen Endzustände voneinander zu trennen und die jeweils beteiligten Resonanzen aus den einzelnen Wirkungsquerschnitten zu extrahieren. Im niedrigen Energiebereich sind die resonanten Strukturen leicht zu erkennen. Zu höheren Energien müssen zusätzlich zum Wirkungsquerschnitt sogenannte Polarisationsobservablen gemessen werden, um die jeweils beteiligten Resonanzen identifizieren zu können.



**Abbildung 1.4:** Totaler Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion am Proton (schwarz [PDG10]), von  $\pi^0$  (blau [HvP07]), von  $\eta$  (rote Dreiecke [Kru95], rote Kreise [Bar07]), von  $\eta'$  (hellblau [Cre05]) und von  $\omega$  (grün [Wil13]).

### 1.1.3. Polarisationsobservablen

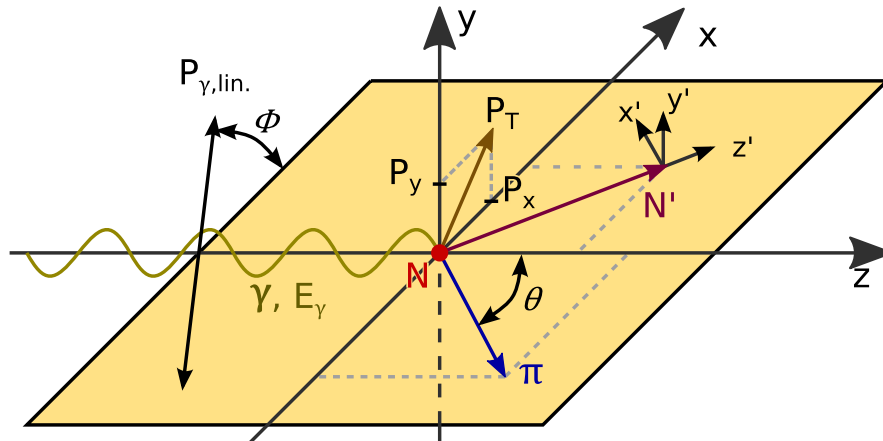
In Tabelle 1.3 sind die in der Photoproduktion von pseudoskalaren Mesonen zugänglichen Polarisationsobservablen aufgelistet. Zum Beispiel kann mit linear polarisierten Photonen die Photonasymmetrie  $\Sigma$  untersucht werden. Die Doppelpolarisationsobservable  $E$  kann mit zirkular polarisierten Photonen und einem longitudinal polarisierten Nukleonentarget untersucht werden [Got13].

Photon Polarisation		Target			Rückstoß			Target + Rückstoß			
		$x$	$y$	$z$	$x'$	$y'$	$z'$	$x'$	$x'$	$z'$	$z'$
unpolarisiert	$\sigma$	-	$T$	-	-	$P$	-	$T_{x'}$	$L_{x'}$	$T_{z'}$	$L_{z'}$
linear	$\Sigma$	$H$	$P$	$G$	$O_{x'}$	$T$	$O_{z'}$	-	-	-	-
zirkular	-	$F$	-	$E$	$C_{x'}$	-	$C_{z'}$	-	-	-	-

**Tabelle 1.3:** Polarisationsobservablen in der Ein-Meson-Photoproduktion von pseudo-skalaren Mesonen [Wun12].

Zum besseren Verständnis ist in Abbildung 1.5 das zu Grunde liegende Koordinatensystem zu sehen am Beispiel der Reaktion  $\gamma N \rightarrow N' \pi$ .

Der Ursprung des  $x$ -,  $y$ -,  $z$ -Koordinatensystems liegt im Targetnukleon  $N$ , die  $z$ -Richtung wird dabei von der Flugrichtung des auftreffenden Photons  $\gamma$  vorgegeben. Die  $x$ -Richtung liegt in der Reaktionsebene, die durch die Impulse des Rückstoßnukleons  $N'$  und des austretende Pions  $\pi$  aufgespannt wird. Senkrecht auf dieser Ebene steht die  $y$ -Richtung unter der Berücksichtigung, dass ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht. Der Ursprung des  $x'$ -,  $y'$ -,  $z'$ -Koordinatensystems liegt im austretenden Nukleon  $N'$ , die  $z'$ -Richtung wird durch dessen Flugrichtung vorgegeben. Die  $y'$ -Richtung ist gleich der  $y$ -Richtung. Zusammen mit  $y'$ - und  $z'$ -Richtung bildet sich mit der  $x'$ -Richtung wieder ein rechtshändiges Koordinatensystem.



**Abbildung 1.5:** Koordinatensystem der Reaktion  $\gamma N \rightarrow N' \pi$ . [Hon15]

Mit Hilfe der Polarisationsobservablen kann der Wirkungsquerschnitt mit Target- und Strahlpolarisation mit folgender Formel dargestellt werden [BDS75]:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta, \phi) = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) \right)_{\text{unpol}} & \left[ 1 - P_\gamma^{\text{lin}} \boldsymbol{\Sigma}(E_\gamma, \theta) \cdot \cos(2\phi) \right. \\
& + P_x \cdot \left( -P_\gamma^{\text{lin}} \mathbf{H}(E_\gamma, \theta) \cdot \sin(2\phi) + P_\gamma^{\text{circ}} \mathbf{F}(E_\gamma, \theta) \right) \\
& + P_y \cdot \left( +P_\gamma^{\text{lin}} \mathbf{P}(E_\gamma, \theta) \cdot \cos(2\phi) - \mathbf{T}(E_\gamma, \theta) \right) \\
& \left. - P_z \cdot \left( -P_\gamma^{\text{lin}} \mathbf{G}(E_\gamma, \theta) \cdot \sin(2\phi) + P_\gamma^{\text{circ}} \mathbf{E}(E_\gamma, \theta) \right) \right] \quad (1.1)
\end{aligned}$$

mit

$P_\gamma^{\text{lin}}$	: Grad der Linearpolarisation des Photons
$P_\gamma^{\text{circ}}$	: Grad der Zirkularpolarisation des Photons
$P_x, P_y, P_z$	: Grad der Targetpolarisation

Werden nun z.B. ein linear polarisierter Photonenstrahl und ein in z-Richtung polarisiertes Target bei einer Messung benutzt, vereinfacht sich die Formel zu:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta, \phi) = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{unpol}}(E_\gamma, \theta) & \left[ 1 - P_\gamma^{\text{lin}} \boldsymbol{\Sigma}(E_\gamma, \theta) \cdot \cos(2\phi) \right. \\
& \left. + P_z \cdot P_\gamma^{\text{lin}} \mathbf{G}(E_\gamma, \theta) \cdot \sin(2\phi) \right] \quad (1.2)
\end{aligned}$$

Aus den gemessenen Zählraten können nun über die unterschiedliche  $\phi$ -Winkelabhängigkeit die Observablen  $\boldsymbol{\Sigma}$  und  $\mathbf{G}$  bestimmt werden.

Durch die Wahl verschiedener Polarisationskombinationen aus Photonenstrahl-, Target- und Rückstoßpolarisation lassen sich somit alle Observablen bestimmen. Wird nun ein geeigneter Satz dieser Observablen ausgewählt, ein sogenanntes vollständiges Experiment, können damit die beitragenden Amplituden bzw. Partialwellen bis auf eine Phase berechnet werden [ChT97], [WBT14], [Ome81].

## 1.2. Das BGO-OD-Experiment im Sonderforschungsbereich/Transregio 16

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) fördert mehrere Sonderforschungsbereiche (SFB), damit langfristig konzipierte Forschungsvorhaben durch Konzentration und Koordination der in einer Hochschule vorhandenen Kräfte bearbeitet werden können. Eine Variante eines solchen Bereichs ist ein Sonderforschungsbereich/Transregio (SFB/TR), der von mehreren Hochschulen gemeinsam beantragt wird [DFG10].

Der SFB/TR 16 beschäftigt sich mit der elektromagnetischen Anregung subnuklearer Systeme, mit denen die Natur und innere Struktur von Hadronen untersucht werden kann. Schwerpunkt des SFBs ist die Untersuchung des Anregungsspektrums des Nukle-



ons mit Hilfe von Polarisationsfreiheitsgraden in der Photoproduktion von Mesonen.

Arbeitsgruppen aus Bonn, Bochum und Gießen tragen diesen SFB/TR und werden dabei von Arbeitsgruppen aus Basel, Erlangen, Groningen und St. Petersburg unterstützt. Standort des experimentellen Aufbaus ist an der Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA in Bonn.

Der gesamte Bereich ist in vier Projekte aufgeteilt, A - Hadroneigenschaften, B - Hadron-dynamik, C - Hadronstruktur und D - Instrumentierung, wobei jedes dieser Projekte wiederum mehrere Unterprojekte hat. Das Projekt A1 beinhaltet das CBELSA/TAPS-Experiment. Im Rahmen des Projektes B1 wurde eine neue Kollaboration gegründet, die BGO-OD<sup>3</sup>-Kollaboration [SFB10]. Diese baut und betreut das BGO-OD-Experiment.

Die Stärke der Experimente an ELSA liegt in der Nutzung von polarisierten Photonen, polarisierten Targets und in Zukunft in der Messung der Polarisation des auslaufenden Nukleons (Rückstoßpolarisation).

### 1.2.1. Zielsetzung des BGO-OD-Experiments

Die BGO-OD Kollaboration beschäftigt sich im Speziellen mit der Photoproduktion von Mesonen an Protonen und Neutronen. Angeregte Zustände des Nukleons scheinen nicht nur von Quarks und deren Interaktion beeinflusst zu sein, sondern auch von Mesonen, weshalb die Untersuchung von Mesonen nahe der Reaktionsschwelle sehr interessant ist. Mit dem BGO-OD-Experiment lassen sich besonders gut gemischt neutral-geladene Endzustände untersuchen, die z.B.  $K^+$ -Mesonen und geladene Endzustände aus Zerfällen von neutralen Mesonen enthalten. Mit Hilfe eines sowohl linear als auch zirkular polarisierbaren Photonenstrahls und der Messung der Rückstoßasymmetrie lassen sich Doppelpolarisationsexperimente ohne ein polarisiertes Target (siehe Tabelle 1.3) durchführen. Mit diesen Möglichkeiten können folgende Reaktionen und Observablen untersucht werden:

- Photoproduktion von  $\eta, \eta', \omega, \phi$  und  $K$  Mesonen an Protonen und Neutronen
- Photonasymmetrien  $\Sigma$  bei der Photoproduktion von  $\eta, \eta'$  und Kaonen
- Rückstoßpolarisation von Protonen bei der Photoproduktion von  $\pi^0$  und  $\eta$
- Induzierte und transferierte Polarisation von produzierten Hyperonen
- Zerfälle von angeregten Hyperonen, z.B.  $\Lambda(1405)$
- Mediumeffekte von Pseudoskalar- und Vektormesonen im Kern

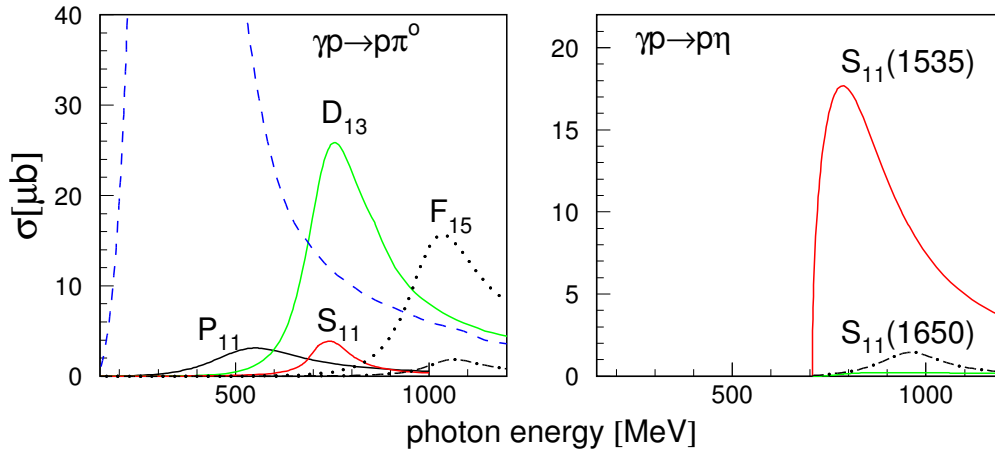
<sup>3</sup>Aus BGO ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ , Bi: Bismut, Ge: Germanium, O: Sauerstoff) besteht das Hauptkalorimeter, welches vor einem offenen Dipolmagneten (engl.: **open dipol**) platziert ist.

### $\eta$ und $\eta'$ Photoproduktion

Bei der  $\eta$  und  $\eta'$  Photoproduktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  und  $\gamma p \rightarrow p\eta'$  gibt es neutrale und geladene Zerfallskanäle. Im Vergleich zum CBELSA/TAPS-Experiment ist es mit dem BGO-OD-Experiment möglich, zusätzlich auch die gemischt neutral-geladenen Zerfallskanäle zu messen. Für die beiden oben genannten Mesonen sind die Zerfallskanäle laut [PDG12] im folgenden aufgelistet, wobei die grün markierten Zerfallskanäle gemäß den Anträgen [PAC12-05] und [PAC12-06] gemessen werden sollen (r n = rein neutral, g n-g = gemischt neutral-geladen).

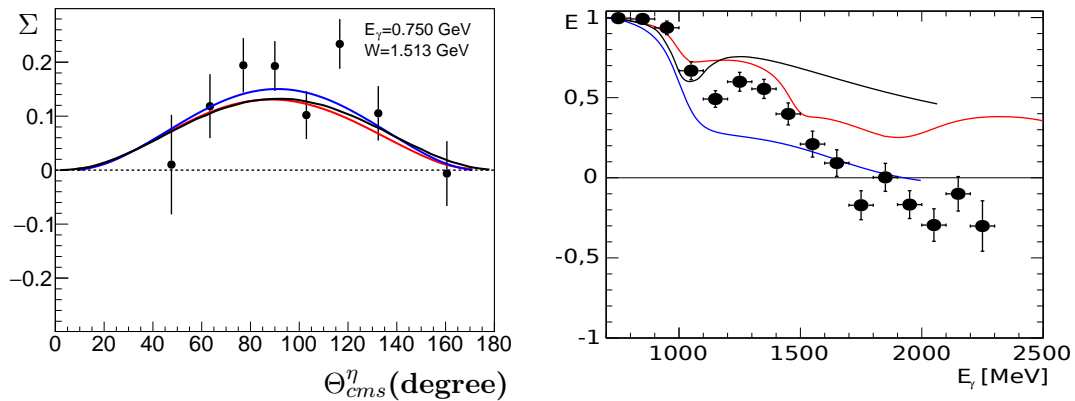
$$\begin{array}{l}
 \eta \rightarrow \left\{ \begin{array}{ll}
 \gamma\gamma & \Gamma = 39,31\% \text{ r n} \\
 \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma & \Gamma = 32,57\% \text{ r n} \\
 \pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-2\gamma & \Gamma = 22,74\% \text{ g n-g} \\
 \pi^+\pi^-\gamma & \Gamma = 4,60\% \text{ g n-g}
 \end{array} \right. \\
 \\
 \eta' \rightarrow \left\{ \begin{array}{ll}
 \pi^+\pi^-\eta & \Gamma = 43,4\% \left\{ \begin{array}{ll}
 \pi^+\pi^-\gamma\gamma & \Gamma = 17,06\% \text{ g n-g} \\
 \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-6\gamma & \Gamma = 14,14\% \text{ g n-g} \\
 \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow 2\pi^+2\pi^-2\gamma & \Gamma = 9,87\% \text{ g n-g} \\
 \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\gamma & \Gamma = 2,0\% \text{ g n-g}
 \end{array} \right. \\
 \rho^0\gamma & \Gamma = 29,3\% \\
 \pi^0\pi^0\eta & \Gamma = 21,6\% \left\{ \begin{array}{ll}
 \pi^0\pi^0\gamma\gamma \rightarrow 6\gamma & \Gamma = 8,49\% \text{ r n} \\
 \pi^0\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 10\gamma & \Gamma = 7,04\% \text{ r n} \\
 \pi^0\pi^0\pi^+\pi^-\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-6\gamma & \Gamma = 4,91\% \text{ g n-g} \\
 \pi^0\pi^0\pi^+\pi^-\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-5\gamma & \Gamma = 0,99\% \text{ g n-g}
 \end{array} \right. \\
 \omega\gamma & \Gamma = 2,75\% \\
 \gamma\gamma & \Gamma = 2,18\% \text{ r n}
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

Bei der Untersuchung des  $\eta$ -Zerfalls sind im Energiebereich von der Produktionsschwelle ( $E_{\text{Schwelle}}^{\eta}=707\text{ MeV}$ ) bis 1200 MeV weniger Resonanzen gefunden worden als z.B. beim  $\pi^0$  ( $E_{\text{Schwelle}}^{\pi}=144,7\text{ MeV}$ , siehe Abbildung 1.6). Da das  $\eta$  ein isoskalares Meson ( $I=0$ ) ist und der totale Isospin  $I$  unter der starken Kraft erhalten bleibt, muss der angeregte Zwischenzustand  $N^*$   $I=1/2$  haben. Dies bedeutet, dass das Betrachten des Endzustandes  $p\eta$  wie ein Isospinfilter wirkt, da der Zerfall  $\Delta^* \rightarrow p\eta$  wegen der Isospinerhaltung verboten ist. Zum Endzustand  $p\eta$  tragen also nur  $N^*$  Resonanzen bei, nicht jedoch  $\Delta^*$  Resonanzen.



**Abbildung 1.6:** Berechnete Breit-Wigner Verteilung der Resonanzen im Energiebereich von der Produktionsschwelle bis 1200 MeV für  $\pi^0$ (links)- und  $\eta$ (rechts)-Photoproduktion am Proton [Kru03].

An der  $\eta$ -Produktionsschwelle dominiert die  $S_{11}(1535)$ -Resonanz im totalen Wirkungsquerschnitt. Die anderen Resonanzbeiträge können nur über Polarisationsobservablen untersucht werden, die sensitiv auf Interferenzen mit der dominanten  $S_{11}(1535)$  sind. Mit dem BGO-OD-Experiment kann die Untersuchung der  $\eta$ -Strahlasymmetrie an einem Proton innerhalb eines Flüssig-Wassertoff-Targets bis auf Photonenergien von 1,8 GeV im Vergleich zu schon vorhandenen Daten [Kru11] erweitert werden und vorhandene Daten zur  $\eta'$ -Strahlasymmetrie [San14] können überprüft werden.



**Abbildung 1.7:** Polarisationsobservablen  $\Sigma$  und  $E$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \eta$ . links: Strahlasymmetrie  $\Sigma$  als Funktion des Polarwinkels  $\Theta_{CMS}^\eta$  im CMS [Grü15]. rechts: Observable  $E$  als Funktion der Strahlenergie  $E_\gamma$  [Mül15]. Bei beiden Bildern: rote Kurve: BnGa 2011-2, schwarze:  $\eta$ -MAID, blaue:  $\eta$ -SAID.

In den Abbildungen 1.7 sind die Polarisationsobservablen  $\Sigma$  als Funktion des Polarwinkels  $\Theta_{cms}^{\eta}$  im CMS<sup>4</sup> und  $E$  als Funktion der Strahlenergie für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\eta$  zu sehen.  $\Sigma$  ist positiv und hat keinen Nulldurchgang. An der Produktionsschwelle hat die Observable  $E$  den Wert 1 und fällt zu höheren Photonenenergien ab. Beides kann durch die Dominanz der  $S_{11}(1535)$ -Resonanz erklärt werden, was im Folgenden für die Observable  $E$  diskutiert wird.

Hierfür werden zunächst die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\frac{1}{2}}$  und  $\sigma_{\frac{3}{2}}$  eingeführt. Der Spin des Photons  $S_{\gamma} = 1$  und der Spin des Protons  $S_p = \frac{1}{2}$  können entweder gleichgerichtet oder entgegengesetzt sein. Sind sie gleichgerichtet addieren sich die Spin-Z-Projektionen  $S_{\gamma}^z$  und  $S_p^z$  im CMS zur Gesamt-Spin-Z-Projektion  $S^z = \frac{3}{2}$  (bzw.  $-\frac{3}{2}$ ) und der Gesamtdrehimpuls der Resonanz beträgt mindestens  $J = \frac{3}{2}$ , sind sie entgegengesetzt ergibt sich  $S^z = \frac{1}{2}$  (bzw.  $-\frac{1}{2}$ ) als Spin der Resonanz und der Gesamtdrehimpuls kann auch  $J = \frac{1}{2}$  betragen.

Zum Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\frac{3}{2}}$  tragen nur Reaktionen in denen Resonanzen mit  $J \geq \frac{3}{2}$  produziert werden bei. Zum Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\frac{1}{2}}$  tragen zusätzlich Reaktionen in denen Resonanzen mit  $J = \frac{1}{2}$  erlaubt sind bei (siehe Tabelle 1.4).

$S_{\gamma}$	$S_p$	$S_{\gamma}^z$	$S_p^z$	$S^z$	$\sigma$	$J$
$\Rightarrow$	$\Rightarrow$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\sigma_{\frac{3}{2}}$	$\geq \frac{3}{2}$
$\Leftarrow$	$\Leftarrow$	-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$\sigma_{\frac{3}{2}}$	$\geq \frac{3}{2}$
$\Rightarrow$	$\Leftarrow$	1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\sigma_{\frac{1}{2}}$	$\geq \frac{1}{2}$
$\Leftarrow$	$\Rightarrow$	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\sigma_{\frac{1}{2}}$	$\geq \frac{1}{2}$

**Tabelle 1.4:** Die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\frac{1}{2}}$  und  $\sigma_{\frac{3}{2}}$ .  $S_{\gamma}$  und  $S_p$  bezeichnet den Spin des Photons und des Protons ( $\Rightarrow$ : Spin in Z-Richtung,  $\Leftarrow$ : Spin gegen die Z-Richtung).  $J$  ist der Gesamtdrehimpuls der Resonanz.  $S_{\gamma}^z$ ,  $S_p^z$  und  $S^z$  sind die Spin-Z-Projektionen vom Photon, Proton und der Resonanz.

Die Dominanz der  $S_{11}(1535)$ -Resonanz, also einer Resonanz  $L_{2I_2J}$  mit Pion-Bahndrehimpuls  $L=0$  (S-Welle), Isospin  $I = \frac{1}{2}$  und Spin  $J = \frac{1}{2}$  bedeutet, dass der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\frac{1}{2}}$  viel größer als der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\frac{3}{2}}$  ist:  $\sigma_{\frac{1}{2}} \gg \sigma_{\frac{3}{2}}$ .

Für die Observable  $E$  bedeutet dies, dass sie in diesem Fall gegen 1 geht:

$$E_{(\sigma_{\frac{1}{2}} \gg \sigma_{\frac{3}{2}})} = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} \rightarrow \frac{\sigma_{\frac{1}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}}} \rightarrow 1 \quad (1.3)$$

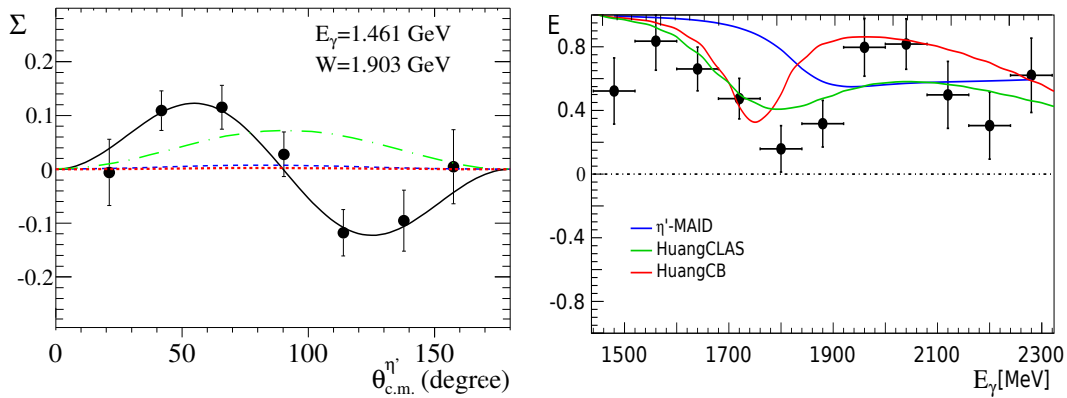
Für den anderen Fall, bei dem Resonanzen mit Spin  $J > \frac{1}{2}$  den Prozess an der Schwelle

<sup>4</sup>Schwerpunktsystem, engl.: Center of Mass System

dominieren, also  $\sigma_{\frac{1}{2}} \ll \sigma_{\frac{3}{2}}$ , geht  $E$  im Extremfall gegen  $-1$ .

$$E_{(\sigma_{\frac{1}{2}} \ll \sigma_{\frac{3}{2}})} = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} \rightarrow -\frac{\sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{3}{2}}} \rightarrow -1 \quad (1.4)$$

Bei der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta'$  sieht das Verhalten der beiden Observablen  $\Sigma$  und  $E$  anders aus (siehe Abbildung 1.8).  $\Sigma$  hat einen Nulldurchgang bei  $90^\circ$  und  $E$  weicht in Schwellennähe von 1 ab. Beides kann ein Hinweis auf Interferenzen einer S-Wellen- mit einer F-Wellen-Resonanzen oder einer P-Wellen- mit einer D-Wellen-Resonanzen im Bereich der  $\eta'$ -Produktionsschwelle sein.



**Abbildung 1.8:** Polarisationsobservablen  $\Sigma$  und  $E$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta'$ . links: Strahlasymmetrie  $\Sigma$  als Funktion des Polarwinkels  $\Theta_{CMS}^{\eta'}$  im CMS von GRAAL [San14], rot gepunktet Kurve [CYT03], blau gestrichelt [Hua13], grün gepunktet-gestrichelt [Try13], schwarz: Fit an die Daten. Rechts: vorläufige Ergebnisse zur Observablen  $E$  als Funktion der Strahlenergie  $E_\gamma$  von CBELSA/TAPS [Afz14]. Blaue Kurve  $\eta'$ -MAID [Tia07], grüne und rote Kurve [Hua13].

### Strangeness Photoproduktion

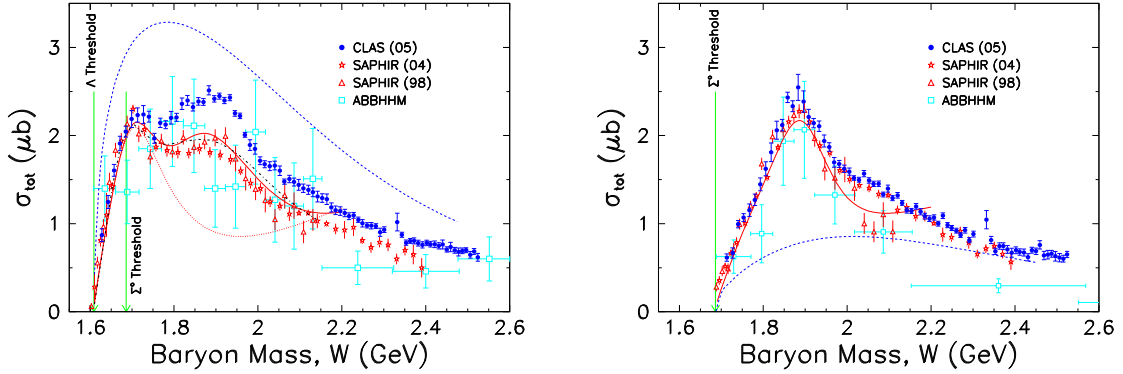
Auch bei der Strangeness Photoproduktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  entstehen gemischt neutral-geladene Endzustände, wie den Zerfallskanälen für  $K^+$ ,  $\Lambda$  und  $\Sigma^0$  zu entnehmen ist:

$$K^+ \rightarrow \begin{cases} \mu^+\nu_\mu & \Gamma = 63,55\% \\ \pi^0 e^+\nu_e & \Gamma = 5,07\% \\ \pi^0 \mu^+\nu_\mu & \Gamma = 22,74\% \\ \pi^+\pi^0 & \Gamma = 20,66\% \quad \text{g n-g} \end{cases}$$

$$\Lambda \rightarrow \begin{cases} p\pi^- & \Gamma = 63,9\% \\ n\pi^0 & \Gamma = 35,8\% \end{cases} \quad \text{g n-g}$$

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma \quad \Gamma = 100\% \quad \begin{cases} p\pi^-\gamma & \Gamma = 63,9\% \\ n\pi^0\gamma & \Gamma = 35,8\% \end{cases} \quad \text{g n-g}$$

Die bisher mit ABBHMM, SAPHIR und CLAS gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  sind in Abbildung 1.9 zu sehen. Deutlich sind die Differenzen in den Messdaten für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  (links) von CLAS und SAPHIR um die Schwerpunktsenergie 1,95 GeV zu erkennen. Hingegen stimmen die Daten für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  (rechts) von CLAS und SAPHIR(04) gut überein. Bisher gibt es noch keine Erklärung für die Differenzen [Wal14], was eine weitere Untersuchung motiviert.



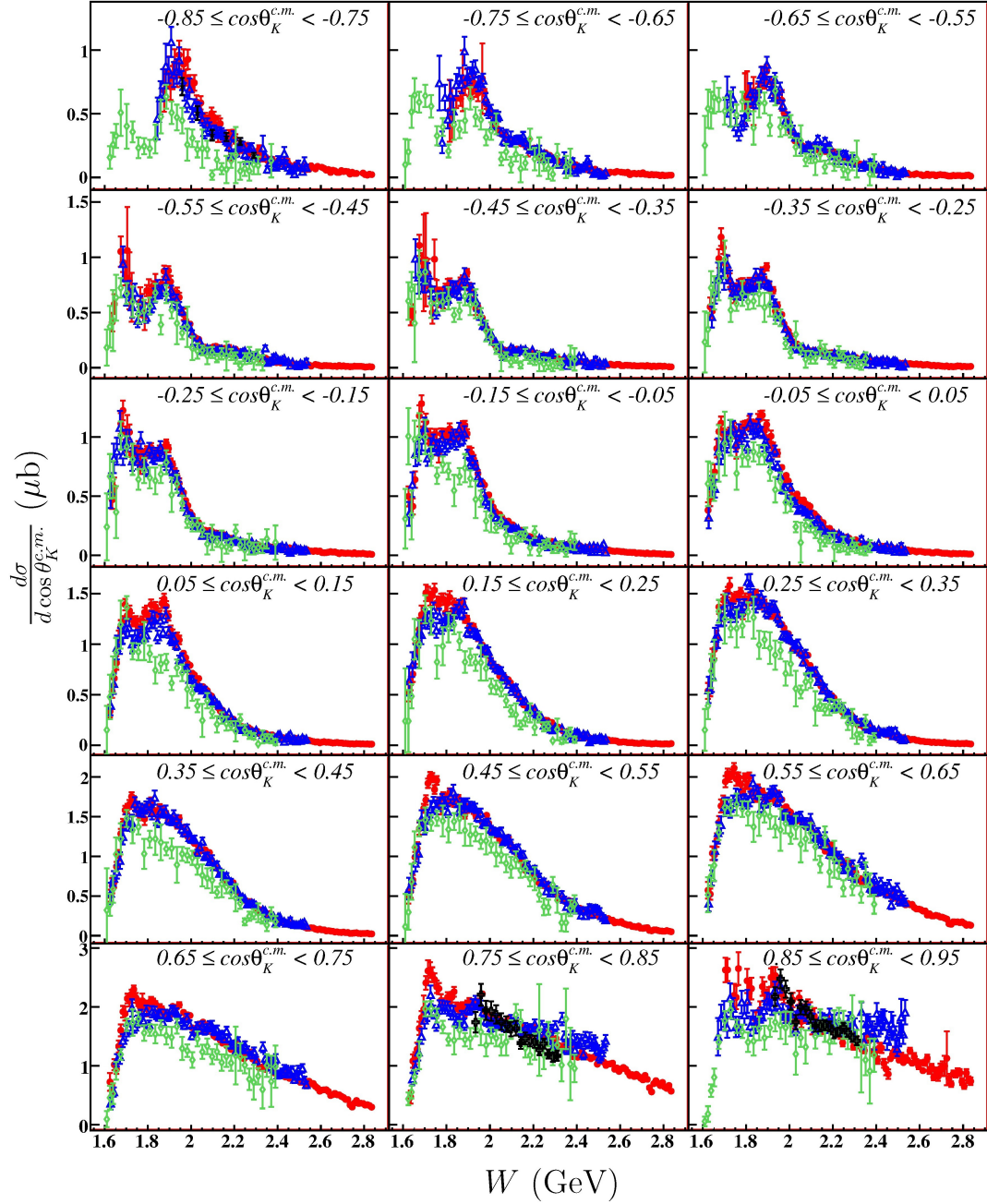
**Abbildung 1.9:** Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  (links) und  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  (rechts). Bild und blaue Punkte aus [Bra05], rote Dreiecke [Tra98], rote Sterne [Gal04], hellblaue Quadrate [Erb69].

Abbildung 1.10 zeigt den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ . Wieder ist der Wirkungsquerschnitt gegen die Schwerpunktsenergie  $W$  aufgetragen, aber diesmal für einzelne Bereiche von  $\cos\Theta_K^{c.m.}$ .

In allen Bereichen liegen die SAPHIR-Daten unterhalb der CLAS-Daten und es fällt auf, dass die Unterschiede zwischen den verschiedenen Datensätzen nicht in allen Winkelbereichen gleich groß sind. So ist der Unterschied zwischen den SAPHIR- und CLAS-Daten um  $90^\circ$ , also bei den Bereichen  $-0,15 \leq \cos\Theta_K^{c.m.} < -0,05$  und  $0,05 \leq \cos\Theta_K^{c.m.} < 0,15$ , größer als unter anderen Winkeln.

Auch wird deutlich, dass es im Bereich der Produktionsschwelle keine komplette Winkelakzeptanz für den CLAS Detektor gibt. Für kleine Vorwärts- und große Rückwärtswinkel existieren nur SAPHIR Daten. Das BGO-OD-Experiment ist sehr gut dafür geeignet

gerade für kleine Vorwärtswinkel, Daten mit einer besseren Statistik und somit kleineren Fehlern zu liefern.



**Abbildung 1.10:** Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie  $W$  für verschiedene Bereiche von  $\cos \Theta_K^{c.m.}$ . Datenpunkte: rot CLAS-g11 [McC10], blau CLAS-g1c [Bra06], grün SAPHIR [Gal04], schwarz LEPS [Sum06], [Hic07].





## 2. Das BGO-OD-Experiment an ELSA

In diesem Kapitel wird zunächst die Elektronen-Strecher-Anlage ELSA (siehe Abbildung 2.1) der Universität Bonn vorgestellt, mit der ein Elektronenstrahl mit einer maximalen Energie von 3,5 GeV zur Verfügung gestellt wird [Hil06]. Der wahlweise polarisierte oder unpolarisierte Elektronenstrahl kann an drei Experimentierplätze extrahiert werden. An einem von ihnen ist das BGO-OD-Experiment aufgebaut. Mit Hilfe des Bremsstrahlungsprozesses wird der Elektronenstrahl in einen Photonenstrahl konvertiert. Dieser trifft im Zentrum des Experimentaufbaus auf ein Flüssig-H<sub>2</sub><sup>1</sup>- oder -D<sub>2</sub><sup>2</sup>-Target. Ziel des BGO-OD-Detektoraufbaus ist es, die bei hadronische Reaktionen entstehenden Teilchen über den vollen Raumwinkel nachzuweisen.

### 2.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

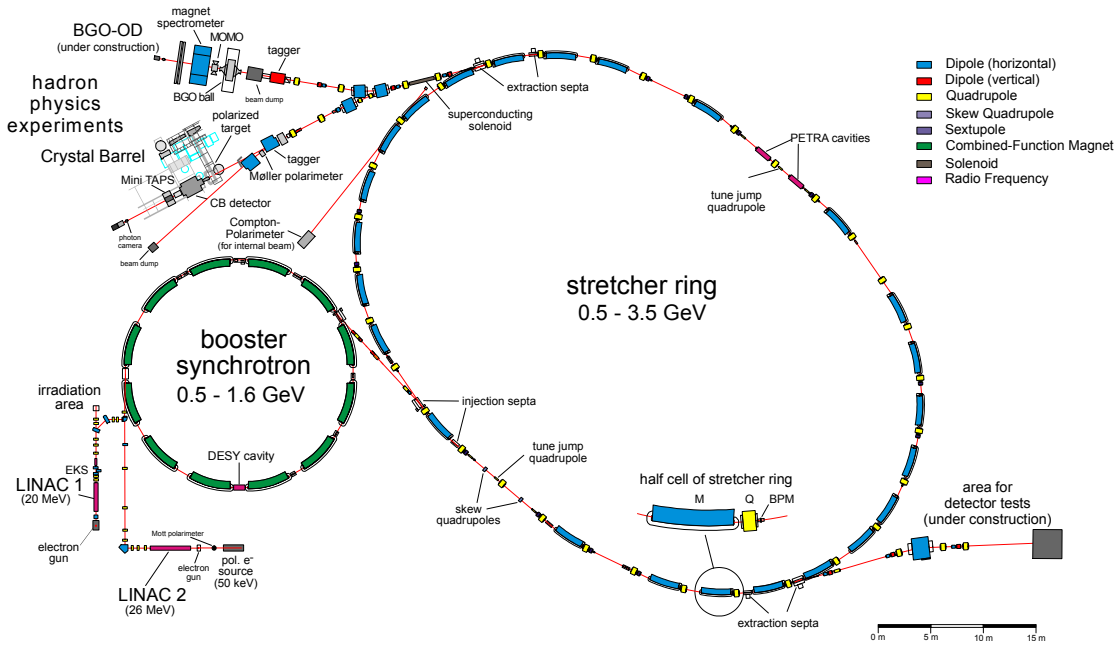
Die Elektronen-Stretcher-Anlage des Physikalischen Instituts der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn wurde 1988 fertiggestellt und seit dem immer weiter verbessert und ausgebaut, sodass sie heute auf dem aktuellen Stand der Technik ist. Unpolarisierte Elektronen aus einer thermischen Elektronenquelle oder bis zu 80 % polarisierte Elektronen aus einer GaAsP-Quelle werden in einem Linearbeschleuniger auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt. Von dort werden sie in ein sogenanntes Booster-Synchrotron injiziert. Die Elektronen werden hier in Elektronenpaketen bis auf 1,2 GeV beschleunigt. Die letzte Stufe ist der Stretcherring. Hier werden die Elektronenpakete aus dem Booster-Synchrotron in einen quasikontinuierlichen Strahl umgewandelt. Der Stretcherring kann in zwei verschiedenen Modi betrieben werden, im Stretcher-Modus oder im Nachbeschleunigermodus.

Der Nachbeschleunigermodus ist der für das Experiment relevante Modus. Ein Zyklus im Nachbeschleunigermodus besteht aus der Injektion in den Stretcherring, der anschließenden Beschleunigung auf bis zu 3,5 GeV, der Extraktion zum Experiment und der Vernichtung des restlichen, nicht extrahierten Elektronenstrahls. Damit das Verhältnis

---

<sup>1</sup>Wasserstoff

<sup>2</sup>Deuterium



**Abbildung 2.1:** Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, oben links ist der BGO-OD-Experimentaufbau zu sehen.

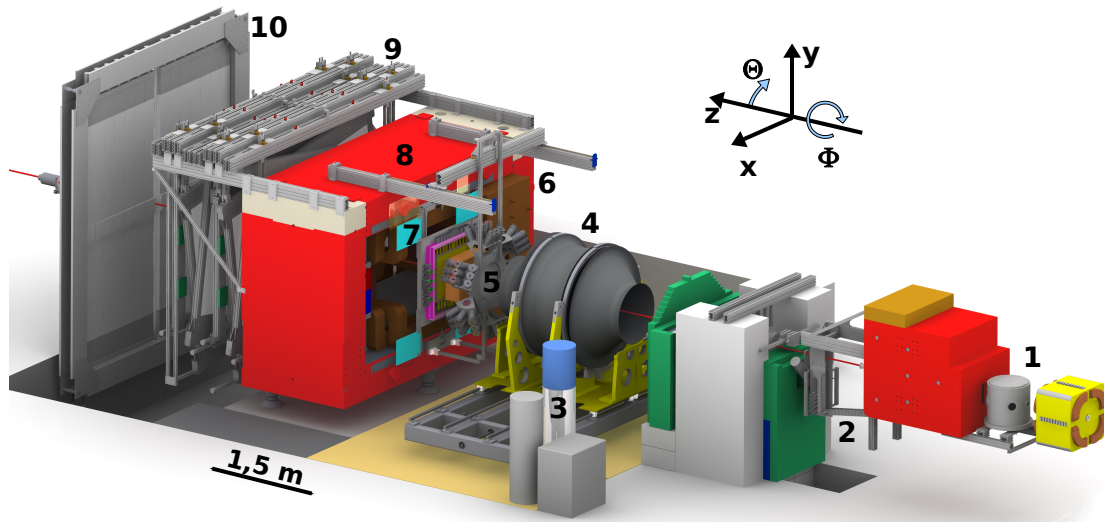
von Extraktionszeit zur restlichen Zykluszeit, das sogenannte Tastverhältnis, möglichst groß ist, werden vor dem Beschleunigen, auch Rampen genannt, mehrere Elektronenpakete akkumuliert und dann zusammen beschleunigt. Die Extraktion zum Experiment erfolgt mit Hilfe von 4 Luftquadrupolen. Der Strahl wird dazu zunächst aufgeweitet. Anschließend wird der innere Teil des Strahles wieder fokussiert und verbleibt in ELSA. Die Randelektronen werden vom Strahl getrennt und zum Experiment abgelegt. So können Extraktionszeiten von 1 s bis 30 s erreicht werden, bei einem Tastverhältnis von 75 % bis 95 %.

## 2.2. Der Aufbau des BGO-OD

Das BGO-OD-Experiment ist in Abbildung 2.2 zu sehen und setzt sich aus drei Teilen zusammen. Der erste Teil, die Photonenmarkierungsanlage, ist für die Produktion und Energiemarkierung des Photonstrahls mittels Bremsstrahlung zuständig. Der zweite Teil beinhaltet das zentrale Kalorimeter, den sogenannten BGO-Ball in dessen Zentrum sich ein Flüssig-H<sub>2</sub>-/-D<sub>2</sub>-Target befindet. Im BGO-Ball sind noch MWPCs<sup>3</sup> und SiStrips<sup>4</sup> geplant. Der Vorwärtsbereich des Aufbaus wird durch ein Spektrometer vervollständigt.

<sup>3</sup>Proportionalkammern: engl: **multi wire proportional chambers**

<sup>4</sup>Szintillations-Streifen-Detektoren

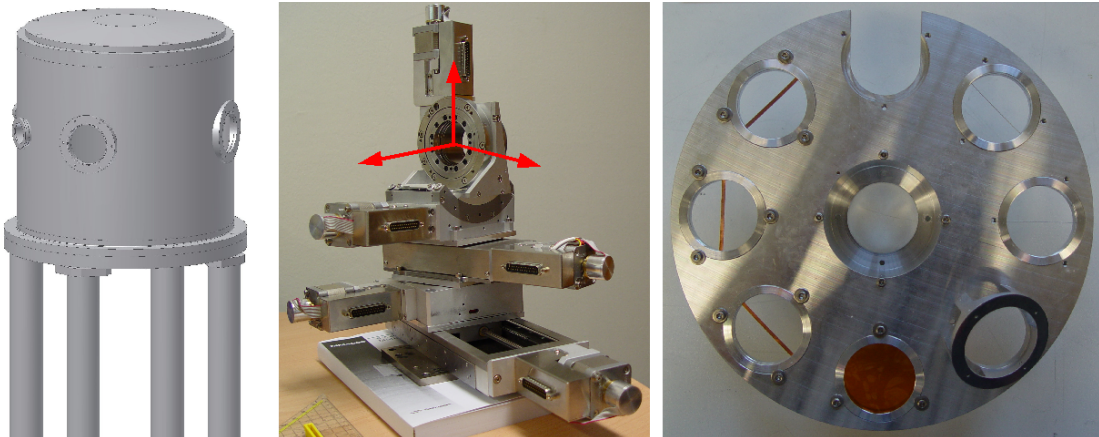


**Abbildung 2.2:** Schematischer Aufbau des BGO-OD-Experiments: 1. Bremsstrahl-target im Vakuumtank, 2. Photonenmarkierungsanlage, 3. Target inklusive Cryostat, 4. BGO-Ball, 5. MOMO, 6. Čerenkov-Detektor, 7. SciFi, 8. Magnet, 9. Driftkammern, 10. TOF.

Dieses besteht aus mehreren Detektoren zur Spurrekonstruktion um einen Dipolmagneten. Dem gesamten Experiment liegt ein Laborkoordinatensystem zugrunde, dessen Nullpunkt sich im Mittelpunkt des Reaktionstargets befindet. Entlang der Achse des Photonenstrahls in Richtung Magnet zeigt die X-Achse nach links, die Y-Achse nach oben und die Z-Achse in Strahlrichtung. Der polare Winkel wird mit  $\Theta$  bezeichnet und der azimutale Winkel mit  $\Phi$ .

### 2.2.1. Bremsstrahltarget

In Abbildung 2.3 rechts ist die Targetscheibe mit den verwendbaren Radiatoren und Strahlpositionsüberwachungselementen zu sehen. Es kann Kupfer in drei verschiedenen Dicken ( $50 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$  und  $200 \mu\text{m}$ ) und ein Diamant, der in die Mitte der Platte eingesetzt wird, als Bremsstrahltarget verwendet werden. Die Targetscheibe wird an der Halterung, die im mittleren Bild zu sehen ist, befestigt und lässt sich damit um die drei eingezeichneten Achsen drehen und in x- und y-Richtung bewegen, so dass alle Elemente in den Elektronenstrahl gefahren werden können. Damit können über den Bremsstrahlprozess Photonen erzeugt werden. In Abbildung 2.3 links ist der Goniometertank abgebildet, in dem sich die Halterung mit der Targetscheibe befindet [Bel11].



**Abbildung 2.3:** links: Goniometertank, mitte: eine in alle Richtungen bewegliche Halterung für die Targetscheibe, rechts: Targetscheibe mit Kupferradiatoren, einer  $125\ \mu\text{m}$  dicken Kaptonfolie, einem Chromoxschirm und Stahl-Nickel-Drähten zur Strahlpositionüberwachung.

Beim Bremsstrahlprozess wechselwirken die Elektronen mit den Atomen des Radiators und können dabei einen Teil ihrer Energie in Form eines Photons abgeben. Sind die Elektronen unpolarisiert und der Radiator amorph, gibt es keine Vorzugsrichtung für den elektrischen Feldvektor der Photonen, so dass im Mittel ein unpolarisierter Photonenstrahl entsteht [Kam10]. Weist der Radiator hingegen eine periodische Struktur auf, wie z.B. bei einem Diamanten, können linear polarisierte Photonen erzeugt werden. Zirkular polarisierte Photonen erhält man, wenn longitudinal polarisierte Elektronen auf eine amorphe Folie geschossen werden. Der Einbau einer amorphen Folie wird zur Zeit geplant. Mögliche Kombinationen von Elektronen und Radiatoren zur Erzeugung von Photonen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt.

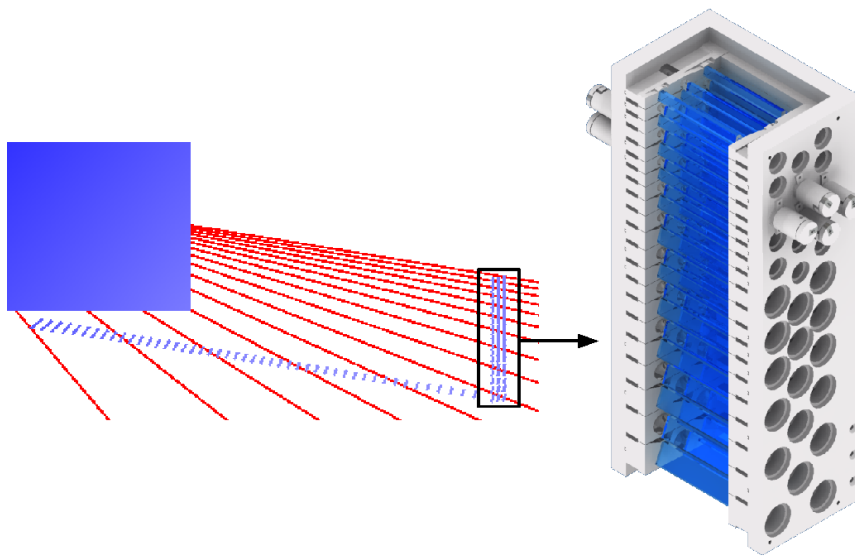
Elektronen	Radiator	Photonen
unpolarisiert	amorph	unpolarisiert
unpolarisiert	Diamant	linear polarisiert
polarisiert	amorphe Folie	zirkular polarisiert

**Tabelle 2.1:** Mögliche Kombinationen von Elektronen und Radiatoren zur Erzeugung von Photonen.

### 2.2.2. Photonenmarkierungsanlage

Um die Daten einer Reaktion im Experiment auswerten zu können, ist es von großem Nutzen, die Energie des Photons, das die Reaktion ausgelöst hat, zu kennen. Die Be-

stimmung dieser Energie  $E_\gamma$  geschieht durch die Photonenmarkierungsanlage (kurz: Tagger<sup>5</sup>). Sie besteht aus einem Dipolmagneten und mehreren szintillierenden Latten, die so angeordnet sind, dass sie Elektronen, die durch den Magneten abgelenkt werden, nachweisen können. Die Stärke der Ablenkung ist abhängig von dem Impuls  $P_{e^-}$  des abgelenkten Elektrons. Je höher der Impuls ist, desto kleiner ist die Ablenkung. Da die Elektronen relativistisch sind, kann ihr Impuls nahezu gleich ihrer Energie gesetzt werden  $P_{e^-} \approx E_{e^-}$ .



**Abbildung 2.4:** Photonenmarkierungsanlage: links: das blaue Quadrat stellt den Magneten dar, die roten Linien sind simulierte Elektronenbahnen und die blauen Balken sind die szintillierenden Leisten. rechts: Anordnung und Halterung der Taggerleisten (blau) und Photomultiplier (in den grauen Röhren) in Vorwärtsrichtung.

Mit Hilfe einer Simulation wird die optimale Anordnung der Szintillatoren bestimmt. In Abbildung 2.4 links ist ein Bild dieser Simulation zu sehen [Sie10]. In rot sind die Elektronenbahnen eingezeichnet und in blau die Positionen der szintillierenden Latten. Eine Realisierung dieser Positionierung für die Vorwärtsrichtung inklusive der Halterung für die Photomultiplier ist rechts in der Abbildung zu sehen. Der Tagger wird aus 120 Latten bestehen, die eine Länge von 10 cm haben und 5 mm dick sind. Ihre Breite variiert zwischen 9 mm und 38 mm je nach Position, um über den gesamten Nachweisbereich eine gleichmäßige Energieauflösung zu erhalten. Die Signale werden von Photomultipliern verarbeitet und an die Taggerelektronik weiter geleitet [Mes13]. Es wird der Energiebe-

<sup>5</sup>engl.: to tag = etwas markieren

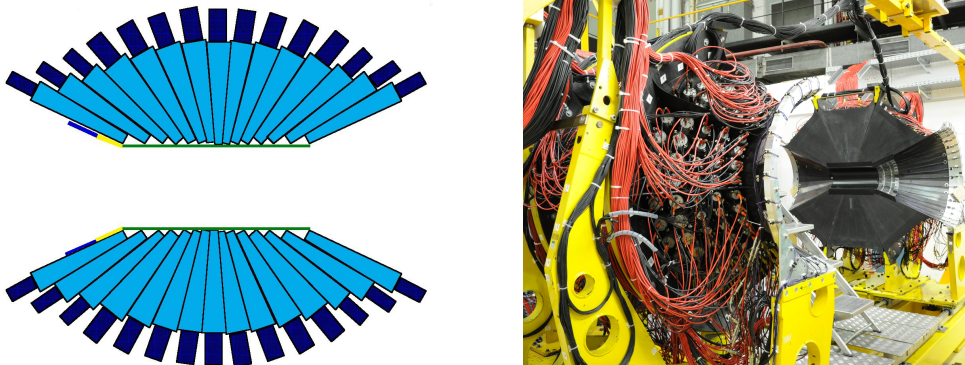
reich von 350 MeV bis 3150 MeV abgedeckt, bei einer maximalen Primärstrahlenergie von 3500 MeV [Bel12].

Die Energie des Photons  $E_\gamma$  wird über die Gleichung  $E_{e_{in}^-} = E_\gamma + E_{e_{out}^-}$  bestimmt. Hierbei ist  $E_{e_{in}^-}$  die Energie des Elektrons, das von ELSA geliefert wurde und  $E_{e_{out}^-}$  die Energie des abgelenkten Elektrons das durch den Tagger geflogen ist.

### 2.2.3. Target

Das Target befindet sich in einem Vakuum-Rohrsystem, das direkt an den Beamdump anschließt und vom BGO-Ball umgeben ist. Als Target können zwei verschieden lange Zylinder (6 und 11 cm) mit einem Durchmesser von 4 cm eingebaut werden, die entweder mit flüssigem Wasserstoff oder Deuterium gefüllt werden [Rom12].

### 2.2.4. BGO-Ball



**Abbildung 2.5:** BGO-Ball. links: Schnittzeichnung des BGO-Balls. rechts: Blick in den geöffneten BGO-Ball.

Der BGO-Ball besteht aus 480 BGO-Kristallen, die 24 cm lang sind, was 21 Strahlungslängen entspricht. Die Kristalle sind in 15 Ringen a 32 Kristallen aufgeteilt. Einen Schnitt durch diesen Aufbau ist in Abbildung 2.5 links zu sehen. Das Signal aus den Kristallen wird über eine optische Kopplung in einen Photomultiplier geleitet. Der Detektor deckt 90 % des gesamten  $4\pi$  Raumwinkels ab [Zuc92].

Für die Unterscheidung von neutralen und geladenen Teilchen steht im Inneren des BGOs ein Zylinder aus 32 szintillierenden Latten zur Verfügung.

Der Ball lässt sich auseinander schieben, um an das Reaktionstarget zu gelangen. Ein Photo vom geöffneten Zustand ist in Abbildung 2.5 rechts zu sehen.



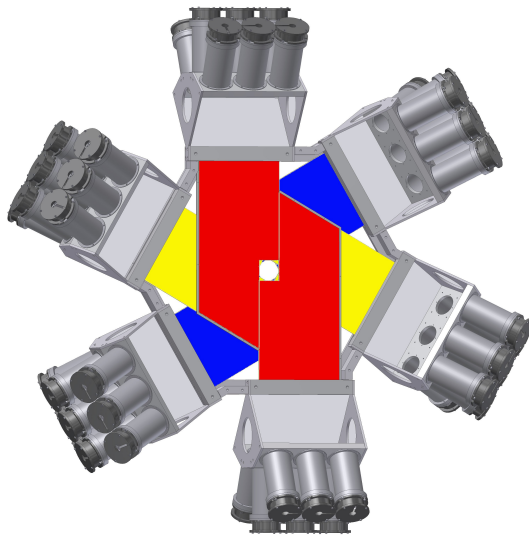
### 2.2.5. Spurrekonstruktion im BGO-Ball

Für die Spurrekonstruktion im BGO sind zwei Detektoren vorgesehen. Eine sich im Bau befindliche Vieldrahtproportionalkammer (MWPC<sup>6</sup>) [Ped13] und ein Silizium-Streifen-Detektor [Koo13]. Die MWPC wird so gebaut, dass sie Teilchen registriert, die danach den BGO treffen und der Streifendetektor registriert die Teilchen, die in Vorwärtsrichtung weiter fliegen.

Die MWPC besteht aus zwei Zylindern auf denen, um  $\pm 45^\circ$  zur z-Achse verdreht, insgesamt 272 Streifen angebracht sind, die als Kathoden dienen. In jedem Zylinder sind zwischen den Kathodenstreifen Anodendrähte parallel zur z-Achse gespannt. Im inneren Zylinder 160 und im äußeren 256. Der Detektor wird mit einem Gasgemisch aus 69,5 % Ar (Argon), 30 % C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (Ethan) und 0,5 % CF<sub>4</sub> (Tetrafluormethan) gefüllt.

Die genauen Dimensionen des Silizium-Streifen-Detektors sind noch nicht festgelegt. Er soll dazu dienen, möglichst nahe am Target Spurpunkte nachzuweisen, um zu erwartende Sekundärvertices zu berechnen.

### 2.2.6. MOMO-Detektor



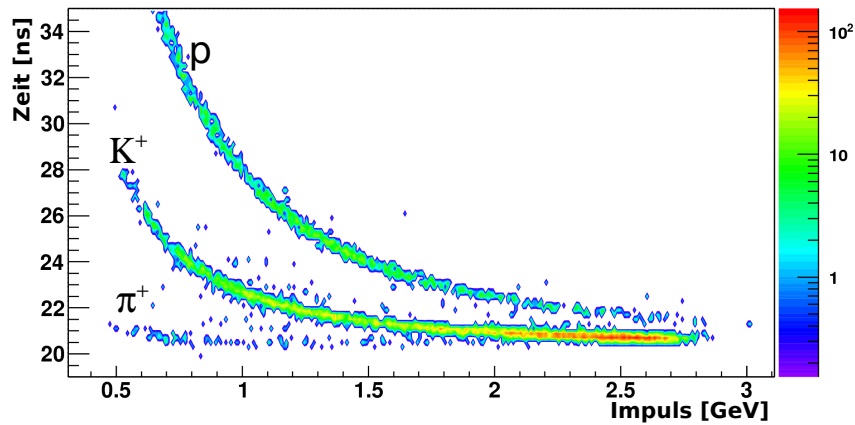
**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung des MOMO-Detektors. In rot, gelb und blau sind die drei Lagen des Detektors eingezeichnet. Die Photomultiplier befinden sich außen in den grauen Rohren.

Der MOMO-Detektor dient der Spurrekonstruktion vor dem Magneten. Er ist aus drei Lagen aufgebaut, die zueinander um  $60^\circ$  verdreht und in Abbildung 2.6 in rot, blau und gelb zu sehen sind. Jede dieser Lagen besteht aus 224 szintillierenden, runden Fasern mit einem Durchmesser von 2,5 mm. Die aktive Fläche dieses Detektors ist damit ein Sechseck, dessen Inkreis einen Durchmesser von 44 cm hat. Eine 5 cm große Öffnung in der Mitte lässt den primären Photonenstrahl ungehindert passieren [Joo96].

<sup>6</sup>Violdrahtproportionalkammer, engl: Multi Wire Proportional Chamber

### 2.2.7. Čerenkov-Detektor

Eine Simulation der Flugzeit von Kaonen, Pionen und Protonen in Abhängigkeit von ihrem Impuls ist in Abbildung 2.7 zu sehen. Wie zu erkennen ist, können sowohl Kaonen als auch Pionen bis zu einem Impuls von  $\approx 2$  GeV durch ihre Flugzeit von Protonen unterschieden werden. Untereinander ist diese Unterscheidung allerdings nur bis zu einem Impuls von  $\approx 1$  GeV möglich [B1P10]. Um diese auch bei höheren Impulsen unterscheiden zu können, ist ein Aerogel-Čerenkov-Detektor vorgesehen. Dieser Detektor besteht aus 5 cm dicken Aerogelplatten, die eine Fläche von  $46 \text{ cm} \times 46 \text{ cm}$  abdecken. Diese Platten weisen Pionen ab einem Impuls von  $0,4 \text{ GeV}$  nach, Kaonen erst ab  $1,5 \text{ GeV}$ . Das entstehende Čerenkovlicht wird von 12 Photomultipliern registriert. Bei Tests wurde eine Effizienz von  $99,5 \%$  erreicht [Mat07].



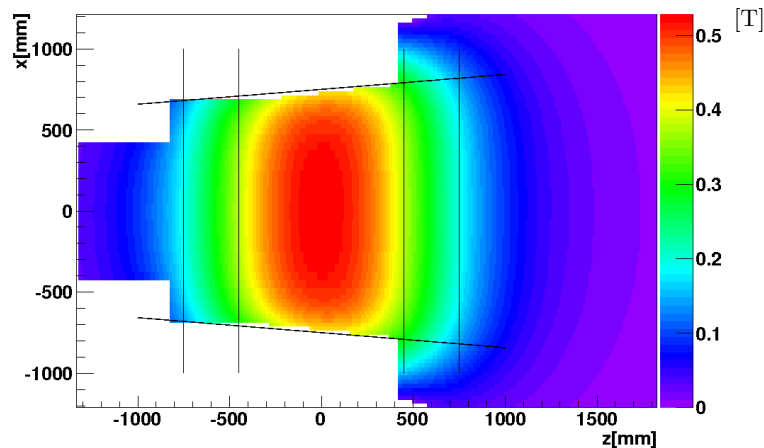
**Abbildung 2.7:** Simulation der Abhängigkeit der Flugzeit (Y-Achse [ns]) vom rekonstruierten Impuls (X-Achse [GeV]) für Protonen, Kaonen und Pionen bei der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ .

### 2.2.8. Dipolmagnet

Der Dipolmagnet ist  $2,8 \text{ m}$  hoch,  $3,9 \text{ m}$  breit,  $1,5 \text{ m}$  tief und wiegt  $100 \text{ t}$ . Seine Frontfläche ist  $2 \text{ m}$  vom Target entfernt. Damit deckt der Magnet horizontal einen Winkel von  $12,1^\circ$  ab und vertikal einen Winkel von  $8,2^\circ$ , bei einer inneren Öffnung (Gap) von  $84 \text{ cm} \times 150 \text{ cm} \times 150 \text{ cm}$ . Innerhalb dieses Gaps wird eine maximale magnetische Feldstärke von  $B_{max} = 0,5 \text{ T}$  bei einem maximal verfügbaren Strom von  $1340 \text{ A}$  erreicht. In Abbildung 2.8 ist eine Schnittansicht durch die X-Z-Ebene auf Höhe des Primärstrahls ( $Y=0$ ) der an der GSI<sup>7</sup> gemessenen Magnetfeldkarte zu sehen. Durch die Ablenkung im Magnetfeld lässt sich der Impuls der geladenen Teilchen berechnen.

<sup>7</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt





**Abbildung 2.8:** Magnetfeldkarte des Dipolmagneten der Messungen an der GSI. Schnittansicht durch die X-Z-Ebene auf Höhe des Primärstrahls ( $Y=0$ ). Die Farben repräsentieren die Feldstärke in Tesla bei maximalem Magnetfeld (1340A).

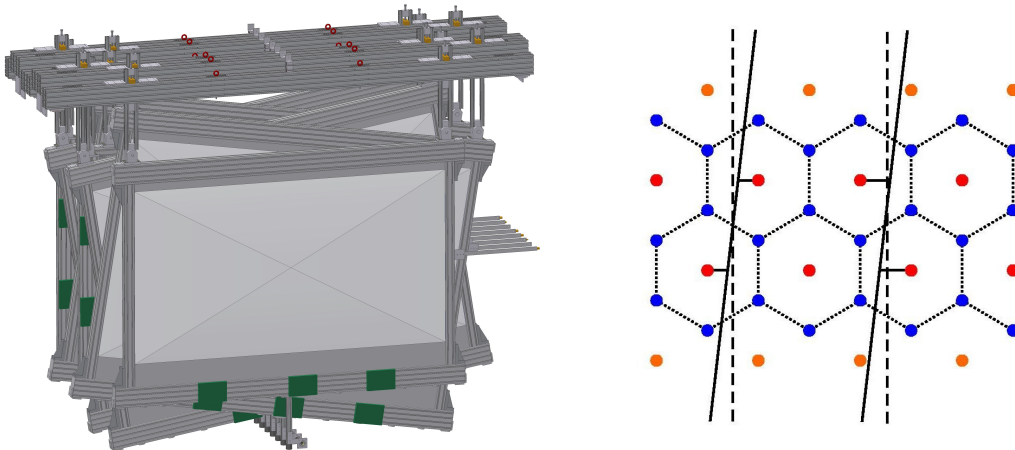
### 2.2.9. Driftkammern

Hinter dem Magneten befinden sich 8 doppelagige Driftkammern, von denen je zwei die gleiche Ausrichtung haben. Diese Ausrichtungen sind vertikal, horizontal, und  $-9^\circ$  und  $9^\circ$  gegenüber vertikal verkippt. Sie werden mit X0/X1, Y0/Y1, U0/U1 und V0/V1 bezeichnet. Die erste Kammer ist direkt hinter dem Magneten in einem Abstand von 3,7 m zum Target montiert, die letzte in einem Abstand von 4,7 m. Die aktive Fläche beträgt  $2456 \text{ mm} \times 1232 \text{ mm}$ . Je nach Ausrichtung bestehen die Kammern aus 144 bis 304 Drähten. Das Gasgemisch, mit dem die Kammern mit  $0,5 \frac{\text{l}}{\text{min}}$  gefüllt werden, besteht aus 70 % Ar und 30 %  $\text{CO}_2$  [Sch10].

Die Driftkammern werden an ein Trägersystem gehängt, das an dem Magneten befestigt ist. Diese Aufhängung ist in Abbildung 2.9 links zu sehen. Hier ist auch gut die oben genannte Verkipfung der einzelnen Lagen zu erkennen.

Wie beim MOMO-Detektor muss auch hier der primäre Photonenstrahl die Driftkammern passieren können, ohne ein Signal auszulösen. Damit die beim Durchflug des primäre Photonenstrahls produzierten  $e^+e^-$ -Paare nicht registriert werden, werden die inneren 6 Drähte mit Gold überzogen, wodurch ein insensitiver Bereich von  $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm}$  entsteht.

Die einzelnen Driftzellen in jeder Kammer haben eine hexagonale Form mit einem inneren Radius von 8,5 mm. Zwei Lagen von Driftzellen, wie sie in einer Driftkammer vorhanden sind und mögliche Teilchenbahnen sind in Abbildung 2.9 rechts zu sehen.



**Abbildung 2.9:** Driftkammern. links: Schematische Darstellung der aufgehängenen 8 Driftkammern. rechts: Anordnung der Drähte in einer Kammer. Die roten Drähte sind positiv geladen und die blauen negativ.

Die Kammern werden im St. Petersburg Nuclear Physics Institut (PNPI), Gatchina, Russland hergestellt. Dieses liefert auch die speziell für die Driftkammern hergestellte Ausleseelektronik.

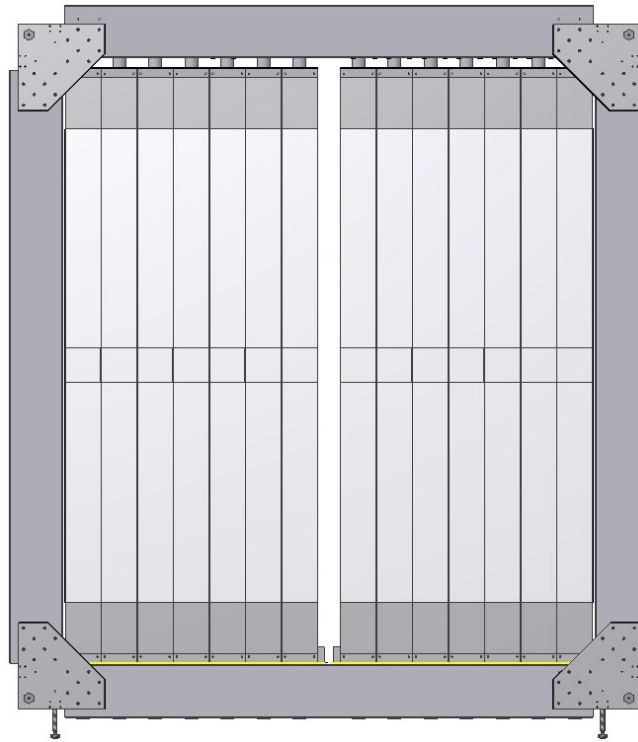
Bei einem ersten Test, bei dem nur die horizontale Lage installiert war, wurde eine Effizienz von 95 % für die Registrierung von geladenen Teilchen bei einer Versorgungsspannung von 2950 V erreicht.

Mit Hilfe dieser Kammern wird die Flugbahn von geladenen Teilchen hinter dem Magneten bestimmt.

### 2.2.10. TOF-Detektor

Der TOF<sup>8</sup>-Detektor befindet sich 5 m hinter dem Target und deckt den inneren Winkelbereich von  $\Theta \leq 12^\circ$  ab. Mit ihm wird die Flugzeit der beim Experiment entstehenden geladenen Teilchen gemessen. Er besteht zur Zeit aus 2 Wänden, die zusammen eine aktive Fläche von 3,4 m (horizontal)  $\times$  2,7 m (vertikal) haben. Eine dieser Wände ist in Abbildung 2.10 zu sehen. Eine dritte Wand befindet sich in Planung. Die Wände sind aus szintillierenden Latten aufgebaut, die 2,7 m bzw. 3,4 m lang, 20 cm bzw. 21,5 cm hoch und 20,5 cm bzw. 22 cm dick sind. Die Signale werden an beiden Enden der Latten mit Photomultipliern ausgelesen. Die Ankopplung von einer Latte an einen Photomultiplier erfolgt mit Hilfe eines Lichtleiters [Mei13].

<sup>8</sup>Flugzeitwand, engl: time of flight



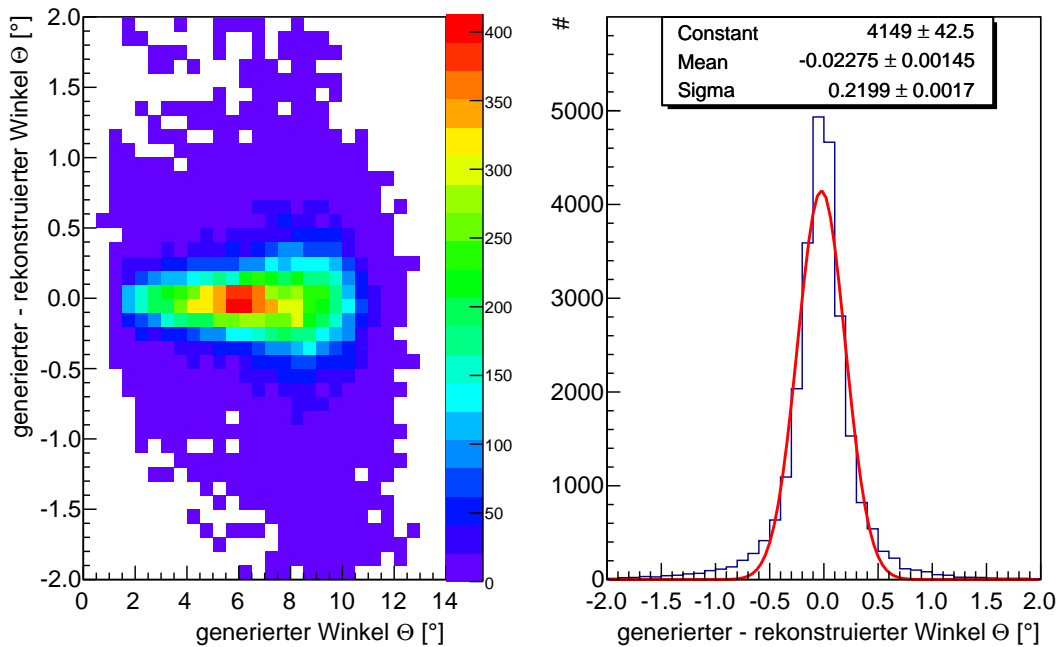
**Abbildung 2.10:** Flugzeitwand TOF. Halterahmen und szintillierende Latten.



### 3. Der Szintillationsfaser-Detektor

Mit dem BGO-OD-Experiment sollen vor allem Reaktionen nachgewiesen werden, deren geladene Endzustände unter kleinen Vorwärtswinkeln, d.h.  $\Theta \leq 10^\circ$  aus dem Target emittiert werden. Insbesondere Impuls und Flugzeit zur Identifikation der Reaktion sollen bestimmt werden. Die Flugzeit wird mit den TOF-Wänden bestimmt und die Impulsbestimmung geschieht hierbei mit Hilfe der Ablenkung im Spektrometermagneten.

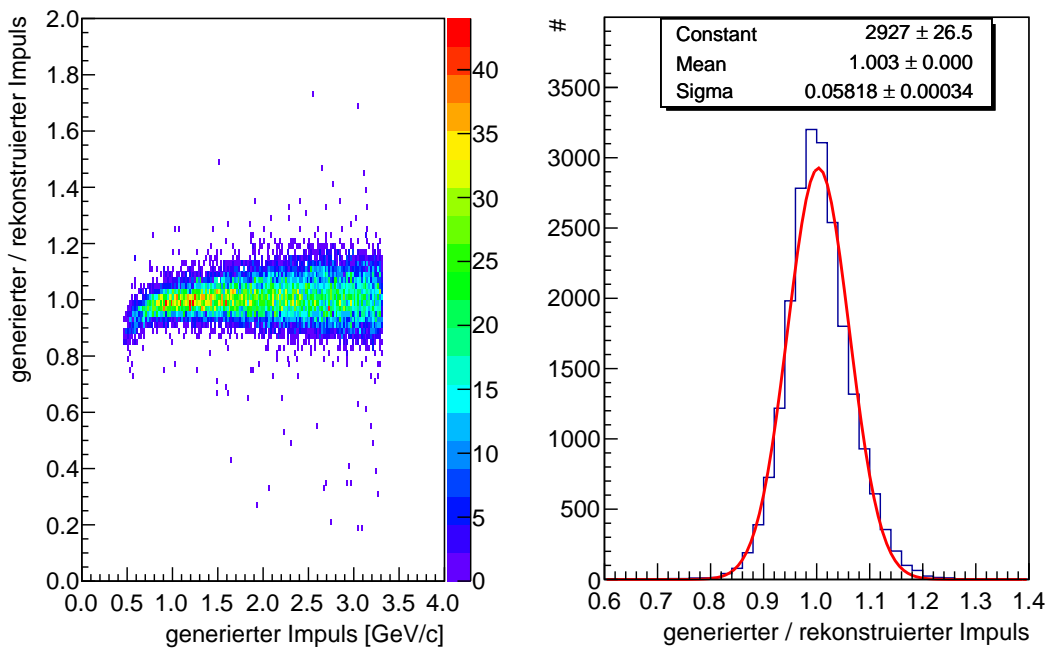
Mit Hilfe von Simulationen wird berechnet welche Bedingungen die Detektoren erfüllen müssen, um Reaktionen rekonstruieren zu können. Dabei werden mit der Simulation Protonen mit einem bekannten Impuls und einer bekannten Flugbahn generiert und es wird bestimmt, wie gut diese durch das Detektorsystem rekonstruiert werden. Für den Impuls und den Winkel der Flugbahn ist der Vergleich von generierten Ereignissen und daraus rekonstruierten in den Abbildungen 3.1 und 3.2 zu sehen.



**Abbildung 3.1:** Links ist die Differenz zwischen generiertem und rekonstruiertem Winkel  $\Theta$  gegen den generierten Winkel aufgetragen. Rechts die Verteilung aller Differenzen.

Dabei ist in Abbildung 3.1 links der Unterschied von generiertem und rekonstruiertem Winkel gegen den generierten Winkel aufgetragen. Rechts ist die Projektion des linken Diagramms auf die Y-Achse gezeigt. Eine an die Verteilung angefitzte Gaußkurve hat eine Breite von  $\sigma \approx 0,2^\circ$ . Der Winkel kann also mit einer Genauigkeit von  $0,2^\circ$  rekonstruiert werden.

In Abbildung 3.2 ist links das Verhältnis von generiertem und rekonstruiertem Impuls gegen den generierten Impuls aufgetragen. Der Gaußfit der Projektion hiervon hat eine Breite  $\sigma \approx 0,06$ . Der Impuls kann also mit einem Fehler von 6 % rekonstruiert werden.



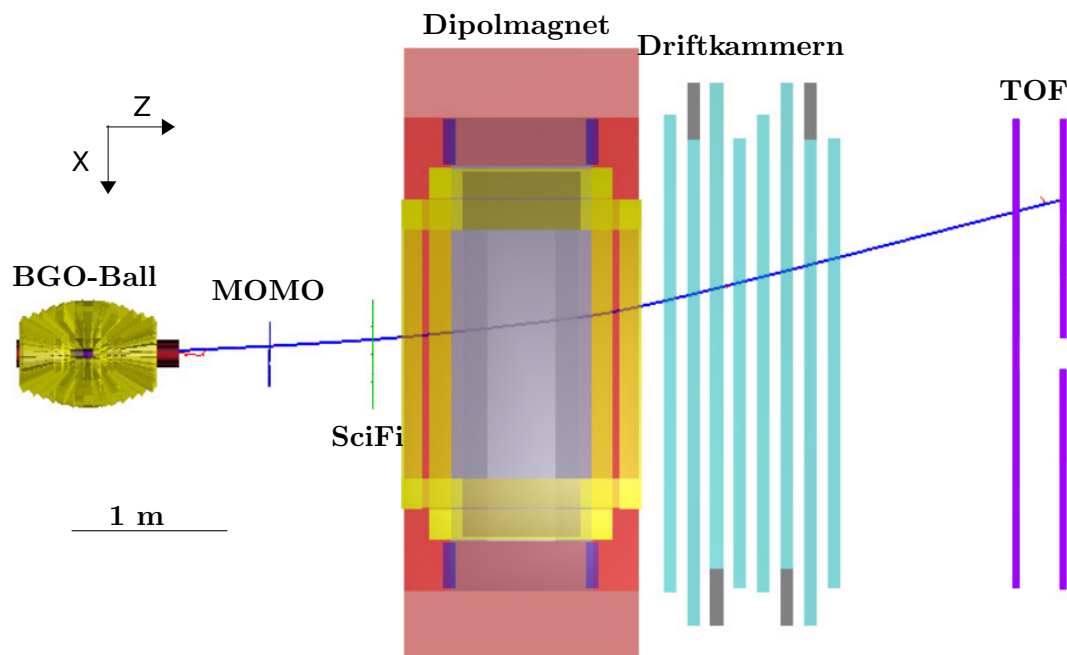
**Abbildung 3.2:** Verhältnis von generiertem und rekonstruiertem Impuls, links aufgetragen gegen den generierten Impuls und rechts das Verhältnis summiert über alle Impulse.

Der Impuls der Teilchen wird mit Hilfe des bekannten Magnetfeldes berechnet, wenn die Eintritts- und Austrittsflugbahn der Teilchen vor bzw. hinter dem Dipolmagneten bekannt sind. Die Bestimmung der Austrittsflugbahn geschieht mit Hilfe der Driftkammern. Die Eintrittsflugbahn soll mit zwei Detektoren, dem MOMO-Detektor und dem Szintillationsfaser-Detektor kurz SciFi <sup>1</sup> bestimmt werden, die jeweils einen Punkt im Raum liefern. Dabei sollen diese beiden Detektoren möglichst weit voneinander entfernt sein, um den Fehler, der bei der Bestimmung der Flugbahn auftritt, zu minimieren. Der

<sup>1</sup>engl.: Scintillating- Fiber-Detector, Szintillationsfaserdetektor

SciFi sollte daher so nah wie möglich vor dem Dipolmagneten installiert werden und dessen Öffnung abdecken und MOMO so nah wie möglich hinter dem BGO-Ball.

In Abbildung 3.3 ist eine simulierte Flugbahn durch alle Detektoren bei eingeschaltetem Magneten zu sehen. Ein Teilchen wird im Target in der Mitte des BGO-Balls erzeugt, fliegt dann gerade durch MOMO und den SciFi, wird im Magneten abgelenkt und passiert danach im geraden Flug die Driftkammern und die TOF-Wände.



**Abbildung 3.3:** Schnittansicht von oben auf das BGO-OD-Experiment ohne die Photonenmarkierungsanlage. Detektoren von links nach rechts: BGO (gelb), MOMO (blauer Strich), SciFi (grüner Strich), Magnet (rot/gelb), Driftkammern (türkis), TOF (lila). In blau ist eine simulierte Teilchenspur eingezeichnet.

In der folgenden Auflistung sind alle Anforderungen bzw. Bedingungen, die der SciFi erfüllen muss, zusammengefasst. Sie ergeben sich aus dem aktuellen Experiment (Punkte 1-6,10) und Erfahrungen aus vergangenen (Punkte 7-9).

- 1. Detektion von geladenen Teilchen:** Der Durchflugpunkt von geladenen Teilchen, die bei einer Reaktion im Target erzeugt wurden, soll bestimmt werden.
- 2. Abdeckung in Y-Richtung  $\pm 8^\circ$ :** Das Gap des Magneten hat einen Öffnungswinkel von  $\pm 8^\circ$  in Y-Richtung. Teilchen unter einem größeren Winkel treffen das Rückführjoch des Magneten und sind somit für eine Datenanalyse uninteressant.

- 3. Abdeckung in X-Richtung  $\pm 10^\circ$ :** Hier ist die begrenzende Komponente nicht der Magnet, sondern der das Target umgebende Detektor<sup>2</sup>. Alle Teilchen, die unter einem kleineren Winkel als  $\pm 10^\circ$  in X-Richtung produziert werden, treffen diesen nicht, fliegen somit in Vorwärtsrichtung und müssen vom SciFi detektiert werden.
- 4. Platzierung im Magnetfeld:** Der Detektor soll so nah wie möglich am Dipolmagneten installiert werden. Hier herrscht ein Magnetfeld von bis zu 90 mT. Die Auslese muss so platziert und/oder abgeschirmt werden, dass es keinen Unterschied macht, ob der Magnet angeschaltet ist oder nicht.
- 5. Ortsauflösung:  $\sigma \leq 2$  mm:** Simulationen der Winkelverteilung der Teilchen und der gewünschten Impulsauflösung bedingen eine Ortsauflösung von mindestens 2 mm.
- 6. Zeitauflösung:  $\sigma \leq 2$  ns:** Um die Daten des SciFis mit denen der anderen Detektoren synchron aufzunehmen, müssen die Signale innerhalb eines bestimmten Zeitfensters zur Verfügung gestellt werden.
- 7. Modularer Aufbau:** Bisherige Detektoren haben gezeigt, dass ein modularer Aufbau besser zur Fehlerbehebung geeignet ist. Es sollten also einzelne Teile, bzw. Module, des Detektors austauschbar sein.
- 8. soviel wie nötig, so wenig wie möglich** Die bisherigen Bedingungen sollten so erfüllt werden, dass dafür möglichst wenig Kanäle benötigt werden. Dadurch können Fehlerquellen eingeschränkt und Kosten minimiert werden.
- 9. Loch in der Mitte:** Damit der primäre Photonenstrahl kein Signal im Detektor auslöst bzw. der Detektor nicht ein zweites Target bildet, darf sich in einem Bereich um die Strahlachse, der einen Radius von 4 cm hat, kein Material befinden.
- 10. keine Veränderung der Teilchen** Die Teilchen sollen beim Durchflug durch den Detektor möglichst wenig Energie verlieren und nicht ihre Flugbahn ändern.

**Koordinatensysteme** Bei einem Fixed-Target-Experiment<sup>3</sup> - wie dem BGO-OD-Experiment - sind die Reaktionsprodukte in Vorwärtsrichtung geboosted, deshalb sind für manche Betrachtungen neben den Laborkoordinaten auch die Koordinaten des Schwerpunktsystem (CMS<sup>4</sup>) interessant. Welcher Winkel im CMS einem Winkel von  $8^\circ$  im Laborsystem entspricht, ist von der Masse des Teilchens und seiner kinetischen Energie abhängig.

Aus der Energie des Photons und der Masse des ruhenden Targetprotons  $M_p$  wird nach Gleichung  $E_{CMS} = \sqrt{2E_\gamma M_p + M_p^2}$  die zu Verfügung stehende Schwerpunkt-

<sup>2</sup>Beim Festlegen der Dimensionen des SciFis war als targetumgebender Detektor ein Detektor (der Crystal-Barrel-Detektor des CBELSA/TAPS Experiments) mit einem Öffnungswinkel von  $\pm 10^\circ$  vorgesehen. Dieser wurde später durch den BGO-Ball ersetzt.

<sup>3</sup>ruhendes Ziel, engl.: fixed Target

<sup>4</sup>Schwerpunktsystem, engl.: Center of Mass System



senergie  $E_{CMS}$  berechnet.

Werden von der Schwerpunktsenergie die Massen der Reaktionsprodukte, also z.B. bei der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  die Massen von  $p$  und  $\pi^0$ ,  $M_p = 938 \text{ MeV}$ ,  $M_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}$ , oder bei der Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  die Massen von  $K^+$  und  $\Lambda$ ,  $M_{K^+} = 494 \text{ MeV}$ ,  $M_\Lambda = 1116 \text{ MeV}$ , abgezogen, erhält man die Restenergie  $E_R$ , die als kinetische Energie im Verhältnis ihrer Massen auf die Reaktionsprodukte verteilt wird. Ist die Restenergie positiv, lässt sich daraus der Winkel  $\Theta_{CMS}$  für  $\Theta_{Lab} = 8^\circ$  berechnen, ist sie negativ, kann die Reaktion nicht stattfinden.

Die berechneten Winkel sind in Tabelle 3.1 für verschiedene Photonenergien  $E_\gamma^{in}$  und den daraus berechneten Schwerpunktsenergien aufgeführt. Wird zum Beispiel das Proton aus der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  mit einer Photonenergie  $E_\gamma = 350 \text{ MeV}$  im Laborsystem bei  $\Theta_{Lab} = 8^\circ$  registriert, hat es im CMS  $\Theta_{CMS} = 28,08^\circ$ . Wird hingegen das  $\pi^0$  im Laborsystem bei  $\Theta_{Lab} = 8^\circ$  gemessen, hat es im CMS  $\Theta_{CMS} = 15,01^\circ$ .

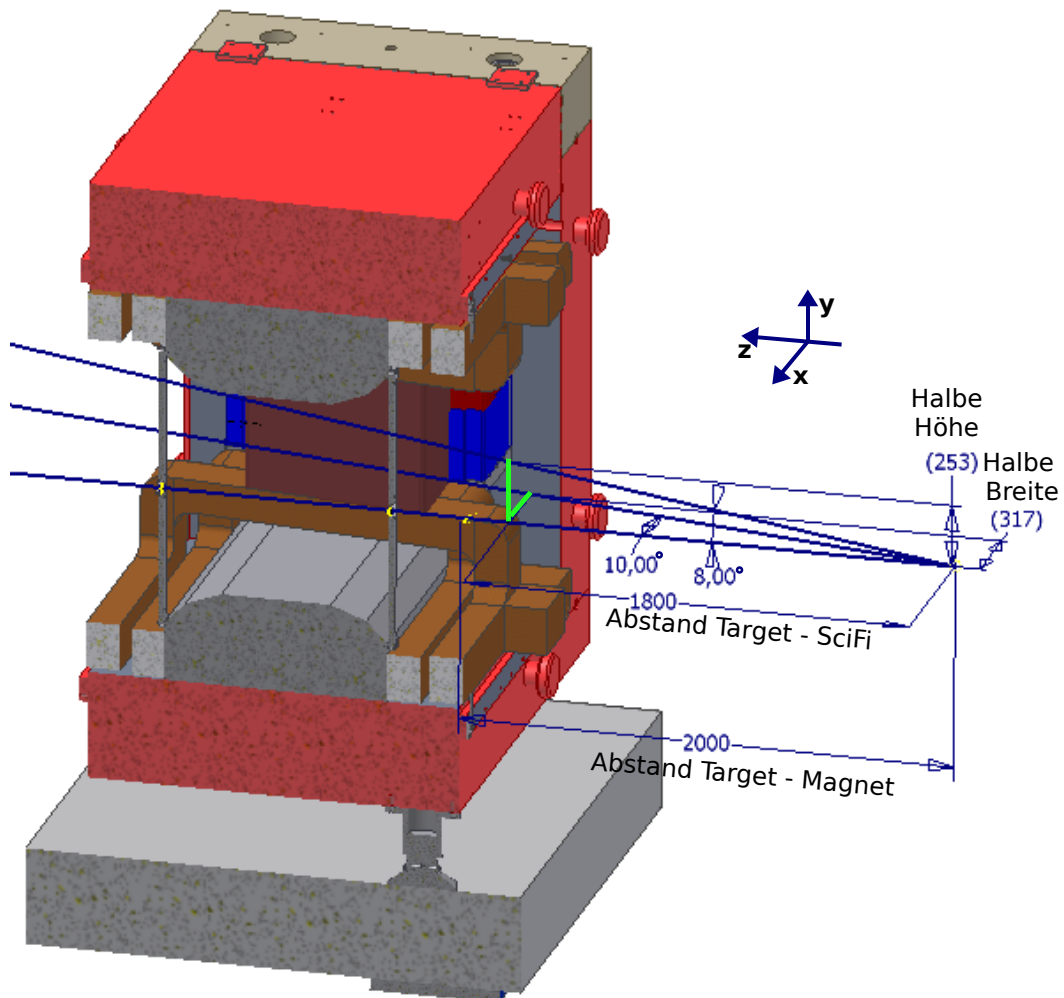
$E_\gamma^{in}$	$E_{CMS}$	$\gamma p \rightarrow p\pi^0$			$\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$		
		$E_R$	$\Theta_{CMS}^p$	$\Theta_{CMS}^{\pi^0}$	$E_R$	$\Theta_{CMS}^{K^+}$	$\Theta_{CMS}^\Lambda$
350	1240	167	28,08	15,01	-370	-	-
500	1348	275	25,26	17,77	-262	-	-
1000	1660	587	27,49	24,50	50	178,83	179,39
1500	1922	849	31,01	28,10	312	174,85	157,36
2000	2152	1079	33,73	30,10	542	170,54	170,81
2500	2360	1287	36,16	38,26	750	166,2	166,64
3000	2551	1478	36,31	38,62	941	159,19	162,45
3150	2606	1533	36,38	38,71	996	158,31	161,62

**Tabelle 3.1:** Winkel im CMS für  $\Theta_{Lab} = 8^\circ$  bei verschiedenen Photonenergien für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ .

Die benötigte Größe des SciFis lässt sich aus dem Abstand des Magneten zum Target und den Bedingungen 2 und 3 errechnen. Die Frontfläche des Magneten, an welcher der SciFi befestigt werden soll, ist 2 m vom Target entfernt. Zusammen mit den Bedingungen 2 und 3 ergibt sich damit eine abzudeckende Fläche von 51 cm (Y-Richtung)  $\times$  64 cm (X-Richtung). Dies ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Hier ist der Magnet, die beiden relevanten Winkel zur Bestimmung der SciFi-Fläche und die daraus resultierenden Dimensionen in X- und Y-Richtung jeweils nur in Richtung der positiven Achse in Millimetern zu sehen. Die Werte für X- und Y-Richtung, 317 mm und 253 mm, müssen also verdoppelt werden. Auf den nächsten vollen Zentimeter aufgerundet, ergeben sich die

oben aufgeführten Werte. Hierbei wird aufgerundet, da die SciFi-Fläche auf keinen Fall kleiner als die abzudeckende Fläche sein darf. Bei den bisherigen Berechnungen wurde ein punktförmiges Target angenommen, durch das Aufrunden wird auch berücksichtigt, dass das Reaktionstarget nicht punktförmig ist.

Als Position für den SciFi wird hier ein Abstand von 20 cm vor dem Magneten angenommen, was einen Abstand von 1,8 m zum Target bedeutet. Dieser Abstand ergibt sich aus der Abwägung zwischen einer möglichst nahen Positionierung zum Magneten, um den Fehler in der Flugbahnberechnung zu minimieren, einer möglichst entfernten Positionierung, um möglichst kleine Magnetfelder im Detektorbereich zu haben und dem Umstand, dass ein gewisser Platz benötigt wird, um den SciFi am Magneten zu befestigen.

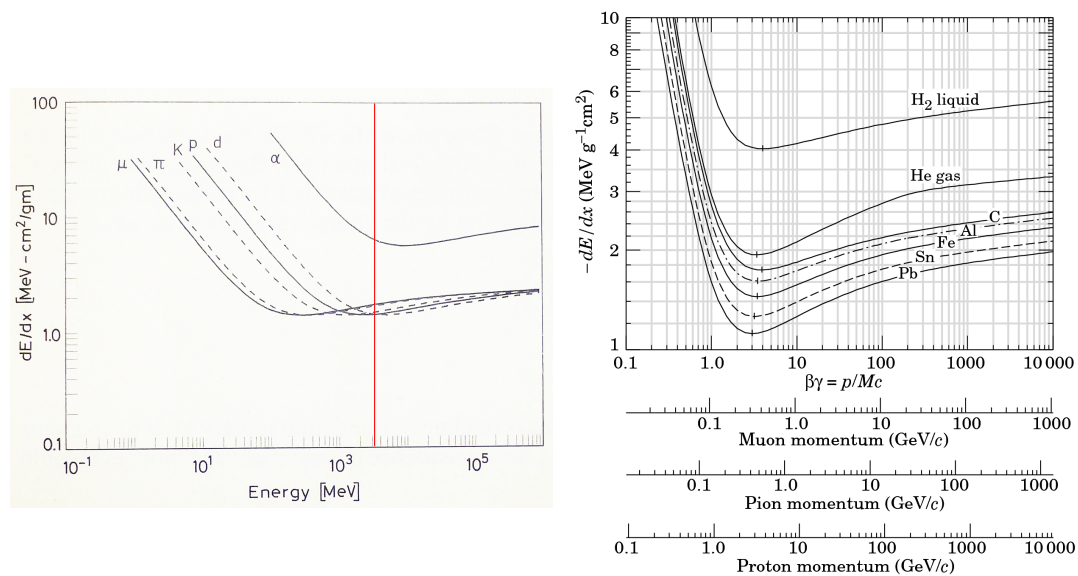


**Abbildung 3.4:** Öffnungswinkel des Magneten und des Kalorimeters und die sich daraus ergebenden halben Längen für den SciFi in X- und Y-Richtung, 317 mm und 253 mm.

### 3.1. Energieverlust in Materie

Es sollen geladene Teilchen, vor allem Protonen und Pionen und Kaonen nachgewiesen werden können. Um zu entscheiden, welche Art von Detektor sich am besten für den Nachweis dieser Teilchen geeignet ist, wird betrachtet, wie diese Teilchen mit Materie reagieren.

Die Bethe-Bloch-Formel, inklusive ihrer Korrekturen, beschreibt den mittleren Energieverlust pro Wegstrecke durch Materie für Teilchen, die schwerer als Elektronen sind, also zum Beispiel Protonen, Myonen oder Kaonen [Leo87]. Sie ist in Gleichung 3.1 aufgeführt und ihr Verlauf ist in Abbildung 3.5 zu sehen.



**Abbildung 3.5:** Verlauf der Bethe-Bloch-Formel als Funktion der kinetischen Energie für verschiedene Teilchen [Leo87] (links; rote Linie entspricht der maximal möglichen Photonenergie) und in verschiedenen Materialien [PDG12] (rechts).

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (3.1)$$

mit

$r_e$ : klassischer Elektronenradius

$m_e$ : Elektronenmasse

$N_a$ : Avogadrozahl

$I$ : Ionisierungspotential der Materie

$Z$ : Ordnungszahl der Materie

$A$ : Atommasse der Materie

$\rho$ : Dichte der Materie

$z$ : Anzahl der Ladungen der Teilchen

$\beta = \frac{v}{c}$	$C$ : Schalenkorrekturfaktor
$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$	$W_{max}$ : Maximaler Energieverlust bei einem Stoß
$\delta$ : Dichtekorrekturfaktor	

Im niedrigen Energie- bzw. Impulsbereich ist der Energieverlust der Teilchen hoch, mit zunehmender Energie nimmt er ab, um dann nach einem Minimum langsam wieder anzusteigen. Teilchen, die in dem Minimum liegen, werden minimal ionisierende Teilchen genannt.

Mit dem BGO-OD-Experiment wird ein Photonenenergiebereich bis 3150 MeV (siehe Kapitel 2.2.2 und Abbildung 3.5 rote Linie) abgedeckt. Die nachzuweisenden Kaonen und Pionen können minimal ionisierend sein, haben also nur einen minimalen Energieverlust. Ein Detektor sollte also so ausgelegt sein, dass er auf jeden Fall minimalionisierende Teilchen nachweisen kann. Alle anderen Teilchen kann er dann auch nachweisen, da diese ja einen größeren Energieverlust haben. Die Teilchen sollen aber nur einen möglichst geringen Teil ihrer Energie im Detektor hinterlassen, damit sie auch im nachfolgenden Teil des Experiments nachgewiesen werden können.

### 3.1.1. Detektoren

Es gibt mehrere Detektortypen die minimalionisierende Teilchen nachweisen können. Dies sind unter anderem Szintillationsdetektoren, Gasdetektoren, Halbleiterdetektoren und Čerenkov-Detektoren.

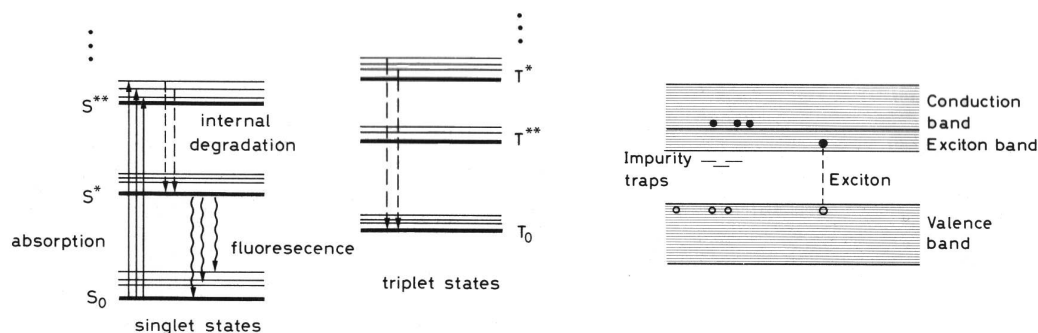
**Szintillationsdetektoren** Bei der Szintillation geben geladene Teilchen einen Teil ihrer Energie an das szintillierende Material ab. Diese Energie sorgt für eine Anregung des Materials. Beim Übergang in einen energetisch niedrigeren Zustand wird dann ein  $\gamma$ -Quant freigesetzt. Je nach Materialeigenschaften kann das  $\gamma$ -Quant das szintillierende Material durchqueren und aus dem Material austreten. Es kann dann mit geeigneten Detektoren nachgewiesen werden. Es gibt organische und anorganische Szintillatoren.

**Organische Szintillatoren** sind aromatische Kohlenwasserstoffverbindungen, die Benzol-Ringe  $C_6H_6$  enthalten. Übergänge von freien Valenzelektronen der Moleküle produzieren hier das Szintillationslicht. In Abbildung 3.6 links sind diese Übergänge zu sehen. Sie bestehen zwischen den angeregten Spin-Singlett Zustände  $S^*$ ,  $S^{**}$ , ..., und dem Grundzustand  $S_0$ . Die Reaktionszeit beträgt einige 1 ns. Die Spin-Triplett-Zustände  $T^*$ ,  $T^{**}$ , ..., gehen strahlungsfrei in ihren Grundzustand  $T_0$  über. Diese können unter gegenseitiger Wechselwirkung in Singlett Zustände übergehen:  $T_0 + T_0 \rightarrow S^* + S_0 + \text{Phononen}$ . Die

$S^*$  können sich nun wieder in ihren Grundzustand abregen, dies geschieht verzögert und bildet somit die langsame Komponente des Szintillatorlichts. Organische Szintillatoren kommen in Form von Kristallen, Flüssigkeiten und Plastik vor. Bei Kristallen ist das Ansprechverhalten von ihrer Orientierung abhängig, Flüssigkeiten verlieren durch kleinste Verunreinigungen an Effizienz. Plastikszintillatoren sind robust und können in jeder beliebigen Form, z.B. als Platten oder Fasern hergestellt werden.

**Anorganische Szintillatoren** sind kristalline Alkalihalogenide, die mit einem Wellenlängenschieber verunreinigt sind. Auf Grund der Bandstruktur des Festkörpers kommt es zur Szintillation (siehe Abbildung 3.6 rechts). Durch ein eintretendes Teilchen kann ein Valenzelektron in das Leitungsband angehoben werden und es entsteht ein freies Elektronen-Loch-Paar oder das Valenzelektron erzeugt ein so genanntes Exiton, einen Zustand knapp unterhalb des Leitungsbands, wodurch ein gebundenes Elektronen-Loch-Paar entsteht. Durch den Wellenlängenschieber entstehen Zustände zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband (Abbildung 3.6 rechts: Impurity traps<sup>5</sup>), die durch die Elektronen-Loch-Paare ionisiert werden können. Ein freies Elektron kann in die dabei entstandene Lücke fallen und sich dann über Ausstrahlung von Szintillationslicht in seinen Grundzustand abregen. Die Reaktionszeit hierfür beträgt  $\sim 500$  ns.

Anorganische Szintillatoren sind zum Teil stark hygroskopisch, weshalb sie luftdicht verpackt werden müssen, um eine Verschlechterung der Effizienz zu verhindern. Auf Grund ihrer hohen Dichte und Kernladungszahl kommt es zu einem hohen bis vollständigem Energieverlust der eintretenden Teilchen. Dadurch eignen sie sich besonders gut zur Energiemessung. [Gut03]



**Abbildung 3.6:** Übergänge in Szintillatoren. links: Energieniveaus eines organischen Szintillators, rechts: Bändermodell eines anorganischen Szintillators [Leo87].

<sup>5</sup>Verunreinigungen, engl.: Impurity traps

**Gasdetektoren** sind zum Beispiel Drahtkammern, Driftkammern oder TPCs<sup>6</sup>. Hier entsteht ein Signal durch Ionisation der in den Detektoren befindlichen Gasen. Die Ionen werden zu Drähten (Drahtkammern) oder Endkappen (z.B. TPCs) beschleunigt. Der Gasgehalt muss überwacht werden und die Ausleseelektronik muss für jeden Detektor eigens angepasst werden.

**Halbleiterdetektoren** sind zum Beispiel Siliziumstreifendetektoren oder Pixeldetektoren. Es sind Dioden, die in Sperrrichtung betrieben werden. Einfallende Teilchen erzeugen Elektronen-Loch-Paare. Diese werden durch das angelegte Feld zu den Elektroden bewegt, wodurch ein Stromimpuls entsteht. Sie sind sehr gut dazu geeignet auf kleinen Flächen eine hohe Ortsauflösung von bis zu 1  $\mu\text{m}$  zu erreichen [MzN06].

**Čerenkov-Detektoren** In Čerenkov-Detektoren erzeugt ein eintreffendes Teilchen Čerenkov-Licht, welches mit Photomultipliern nachgewiesen werden kann. Dazu wird allerdings ein großes Volumen benötigt, um genügend Licht für ein Signal zu sammeln. Dadurch ist keine Ortsauflösung möglich.

Vergleicht man die möglichen Detektoren miteinander, eignen sich am besten szintillierende Plastikfasern für den Bau des Detektors. Alle anderen Detektortypen sind entweder zu langsam (anorganische Szintillatoren), liefern keinen Punkt im Raum (Čerenkov-Detektoren), passen wegen ihrer Größe nicht (Halbleiterdetektoren) oder brauchen ein aufwendiges Überwachungssystem (Gasdetektoren).

Zum Nachweis des Lichtsignals aus den Fasern können Photomultiplier, Photodioden, APDs<sup>7</sup> oder SiPMs<sup>8</sup> verwendet werden. Photodioden sind aufgrund ihrer langsamen Signalverarbeitung nicht geeignet. APDs und SiPM sind stark temperaturabhängig oder brauchen einen Vorverstärker und müssten einzeln am Ende der Fasern angebracht werden. Diese Nachteile überlagern den Vorteil, dass sie in Magnetfeldern eingesetzt werden können. Die Zeit, bis ein Signal aus einem Photomultiplier sein Maximum erreicht hat, beträgt weniger als 1 ns [Leo87]. Meistens ist das Signal sogar schon vor dem Erreichen des Maximums groß genug, um verwendet zu werden. Photomultiplier arbeiten weitestgehend temperaturunabhängig und haben ein besseres Signal-zu-Rauschverhältnis als die anderen Detektoren. Mehrere Kanäle können zu einem Vielkanalphotomultiplier zusammengefasst werden, so dass sie einfacher zu handhaben sind.

Die erforderliche Zeitauflösung (Liste der Bedingungen Seite 31f Bedingung 6) kann demnach mit szintillierenden Plastikfasern, die von Photomultipliern ausgelesen wer-

<sup>6</sup>Zeitprojektionskammer, engl.: time projection chamber

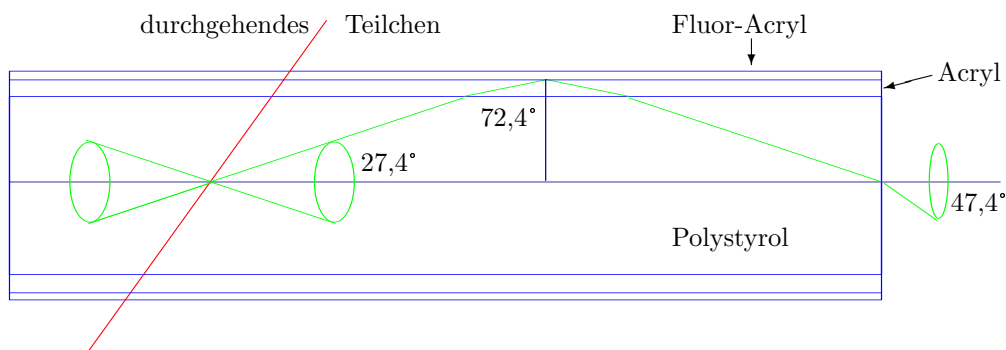
<sup>7</sup>Avalanche-Photodiode

<sup>8</sup>Silizium-Photomultiplier

den, erfüllt werden. Um die Bedingungen 5 und 9 zu erfüllen, muss eine geeignete Anzahl und Größe an szintillierenden Fasern unter Berücksichtigung von Bedingung 8 und 10 gewählt werden, so dass die Fläche  $51\text{ cm} \times 64\text{ cm}$  bis auf ein Loch in der Mitte abgedeckt wird. Um einen Punkt im Raum zu bestimmen, werden zwei Lagen von Fasern direkt hintereinander, um  $90^\circ$  zueinander verdreht, angeordnet. Mit nur zwei Lagen kann es zwar bei Treffern von mehreren Teilchen zu Doppeldeutigkeiten kommen, diese können aber durch die Spurrekonstruktion mit den anderen BGO-OD-Detektoren behoben werden. Das genaue Design des SciFis wird in Kapitel 3.4 vorgestellt.

### 3.2. Die szintillierenden Fasern

Als szintillierende Fasern für den Aufbau des SciFi-Detektors wurden runde BCF-12 Fasern der Firma Saint-Gobain Crystals (USA)<sup>9</sup> mit einem Durchmesser von 3 mm ausgewählt. Diese sind besonders gut geeignet, da ihre Abschwächlänge<sup>10</sup> von 2,7 m mehr als 4 mal so groß ist, wie die abzudeckende Breite des SciFis von 64 cm. Dadurch wird gewährleistet, dass noch genügend Licht aus der Faser austritt, um ein Signal im Photomultiplier auszulösen, welches sich deutlich vom Untergrund unterscheidet. Pro 1 MeV Energieverlust werden ca. 8000 Photonen emittiert, deren Emissionspeak bei 435 nm (blaues Licht) liegt.



**Abbildung 3.7:** Lichtverlauf in einer Faser (das Verhältnis von Kernmaterial zu Mantel ist nicht maßstabsgetreu).

Die Fasern bestehen aus einem Polystyrol-Kern und zwei dünnen Mänteln. Der innere Mantel besteht aus 0,09 mm dickem Acryl, was einen Brechungsindex von 1,49 hat. Der äußere Mantel ist aus 0,03 mm dickem Fluor-Acryl mit einem Brechungsindex von 1,42

<sup>9</sup>In Anhang A befindet sich das Datenblatt der verwendeten Fasern und anderer Fasern zum Vergleich

<sup>10</sup>Länge, nach der die Lichtintensität auf  $\frac{1}{e}$  der Anfangsintensität abgefallen ist.

hergestellt. Mit einem Wert von 1,60 hat der Kern den größten Brechungsindex [SGC11]. Durch die Abnahme des Brechungsindex wird das Licht, das aus dem Kernmaterial bis zu einem Winkel von  $27,4^\circ$  austritt, zurück in die Faser reflektiert. Dies geschieht durch eine Totalreflektion zwischen den Mänteln und ist in Abbildung 3.7 zu sehen. Ein Kugelausschnitt mit dem Winkel  $27,4^\circ$  hat einen Anteil von 5,5 % des gesamten  $4\pi$ -Raumwinkels. Es wird also 5,5 % des Lichts so emittiert, dass es in der Faser verbleibt.

Laut der Bethe-Bloch Formel haben minimalionisierende Teilchen einen Energieverlust von  $1\text{-}2 \text{ MeV} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ . Da die Dichte der Fasern  $\rho_{Faser} = 1,05 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  beträgt, geben die minimalionisierenden Teilchen somit eine Energie von  $1\text{-}2 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$  an das Material ab. Bei einem zentralem Durchflug durch eine 3 mm dicken Faser werden also 2400 bis 4800 Photonen in den gesamten  $4\pi$ -Raumwinkels emittiert, wovon 5,5 %, also 132 bis 264 Photonen in der Faser verbleiben.

Beim ungünstigsten Fall, nämlich dass diese Photonen am Photomultiplier abgewandten Ende der Faser entstehen, erreichen den Photomultiplier in etwa 100 bis 200 Photonen<sup>11</sup> bei einer Abschwächlänge ( $\lambda$ ) von 2,7 m und einem Abstand von 76 cm<sup>12</sup>.

### 3.3. Die Photomultiplier

Zur Verarbeitung der Lichtsignale aus den Fasern werden 16-fach Photomultiplier von Hamamatsu benutzt. Ein Bild dieses Photomultipliers ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Der Photomultiplier steckt in einem schwarzen Plastikgehäuse, das  $3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm} \times 4,5 \text{ cm}$  groß ist. 16 graue Signalkabel und ein rotes HV<sup>13</sup>-Kabel treten auf der Rückseite des Gehäuses aus. Die Photomultiplier wurden mit 1,2 m langen Kabeln ohne Signalstecker und HV-Buchsen geliefert. Die Signalkabel wurden mit Lemo<sup>14</sup>-Steckern, die zu den verwendeten Diskriminatoren (3.5.1) passen, und das HV-Kabel mit einer Lemo-Buchse bestückt.

Die Kathode des Photomultipliers ist in 16 Pixel unterteilt, von denen jedes eine Fläche von  $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$  hat. Damit ist ein Pixel groß genug, um eine Faser mit einem Durchmesser vom 3 mm abzudecken. Die genauen Spezifikationen dieser Photomultiplier sind im dazugehörigen Datenblatt in Anhang B zu finden.

<sup>11</sup>  $\text{Anzahl}(x) = \text{Anzahl}_0 \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}} = 264 \cdot e^{-\frac{76 \text{ cm}}{2,7}} \approx 200$

<sup>12</sup> 64 cm in X-Richtung + 12 cm zum Aufbiegen der Fasern (siehe Kapitel 3.4.2)

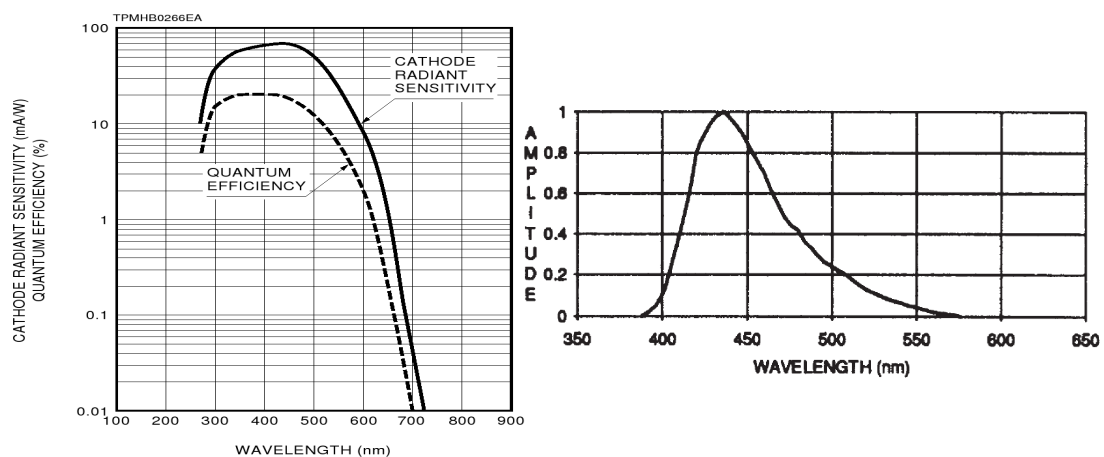
<sup>13</sup> Hochspannungversorgung, engl.: HV = high voltage

<sup>14</sup> LEMO Elektronik GmbH München





**Abbildung 3.8:** Der Photomultiplier H6568 von Hamamatsu. Oben: ein Photomultiplier mit 16 grauen Signalkabeln und Lemo-Steckern und einem roten HV-Kabel mit einer Lemo-Buchse. Unten: der Photomultiplier ohne seine schwarze Plastikhülle, welche zur Reduktion von Lichteinstrahlung verwendet wird. Hier kann auch der Spannungsteiler erkannt werden.

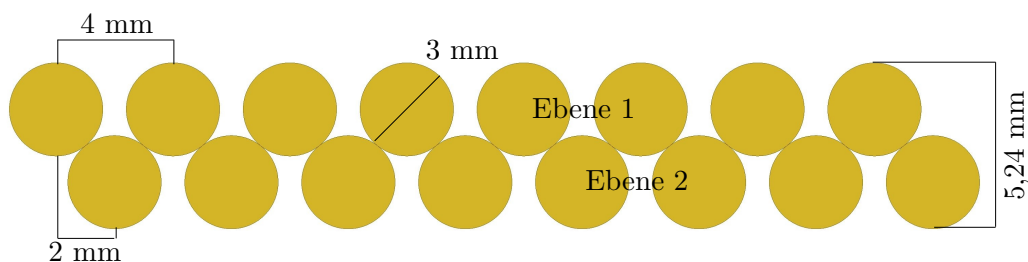


**Abbildung 3.9:** Vergleich der Konversionswahrscheinlichkeit zur Erzeugung von Photoelektronen (links durchgezogene Kurve) und der Quanteneffizienz (links gestrichelte Kurve) der Photomultiplier [HAM01] mit dem Emissionsspektrum der Fasern [SGC11] (rechts).

Das Emissionsspektrum der Fasern, das bei 435 nm sein Maximum hat, harmoniert sehr gut mit der Konversionswahrscheinlichkeit zur Erzeugung von Photoelektronen<sup>15</sup> des Photomultipliers, deren Maximum bei ca. 440 nm liegt, und der Quanteneffizienz<sup>16</sup> des Photomultipliers, deren Maximum zwischen 320 nm und 440 nm liegt. Die Konversionswahrscheinlichkeit, die Quanteneffizienz und das Emissionsspektrum der Fasern sind in Abbildung 3.9 zu sehen.

### 3.4. Design des Detektors

#### 3.4.1. Fasern



**Abbildung 3.10:** Anordnung der Fasern in den beiden Ebenen einer Lage.

Um eine Fläche mit runden Fasern abzudecken, reicht es nicht, die Fasern nebeneinander zu legen, denn dort, wo die Fasern sich berühren, würde eine Lücke entstehen. Auch kann es sein, dass bei einem Treffer ganz am Rand der Faser nicht genug Licht produziert wird, um ein Signal zu generieren. Die Fasern müssen folglich zueinander versetzt in zwei Ebenen angeordnet werden. Umso mehr Fasern verwendet werden eine vorgegebene Fläche abzudecken, bzw. umso kleiner der Faserdurchmesser ist, um so besser ist die Ortsauflösung. Im Gegensatz dazu sorgen mehr Fasern für höhere Kosten und mehr Fehlerquellen.

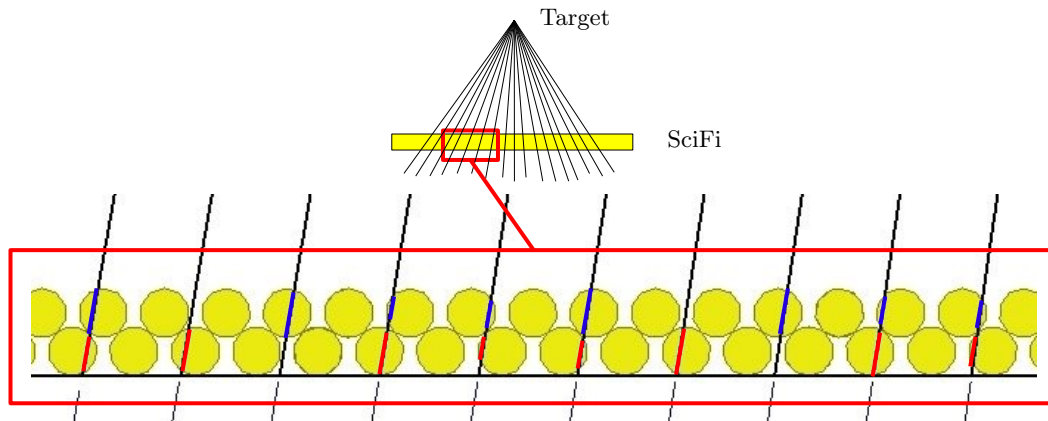
Um die Bedingung eines Auflösungsvermögens von  $\leq 2$  mm zu erfüllen und dafür möglichst wenige Fasern zu benutzen, wurde die Anordnung der Fasern, wie sie in Abbildung 3.10 zu sehen ist, gewählt. Der Abstand zweier Fasern zueinander in einer Ebene beträgt 4 mm wodurch eine 5,24 mm dicke Lage aus zwei Ebenen entsteht.

Es wurde berechnet, wieviel von einer Faser und wieviele Fasern (eine oder zwei) unter welchem Winkel bei der Anordnung wie in Abbildung 3.10 getroffen werden. In Abbildung 3.11 ist diese Durchflugstrecke für verschiedene Winkel in rot und blau für die beiden Ebenen einer Lage in die Fasern eingezeichnet. Es wurden dabei Teilchenbahnen aus einem punktförmigen Target in  $0,2^\circ$ -Schritten generiert. Je nach Winkel wird mehr

<sup>15</sup> engl.: cathode radiant sensitivity

<sup>16</sup> engl.: quantum efficiency

oder weniger von einer Faser getroffen, unter bestimmten Winkeln wird sogar nur eine Ebene getroffen.

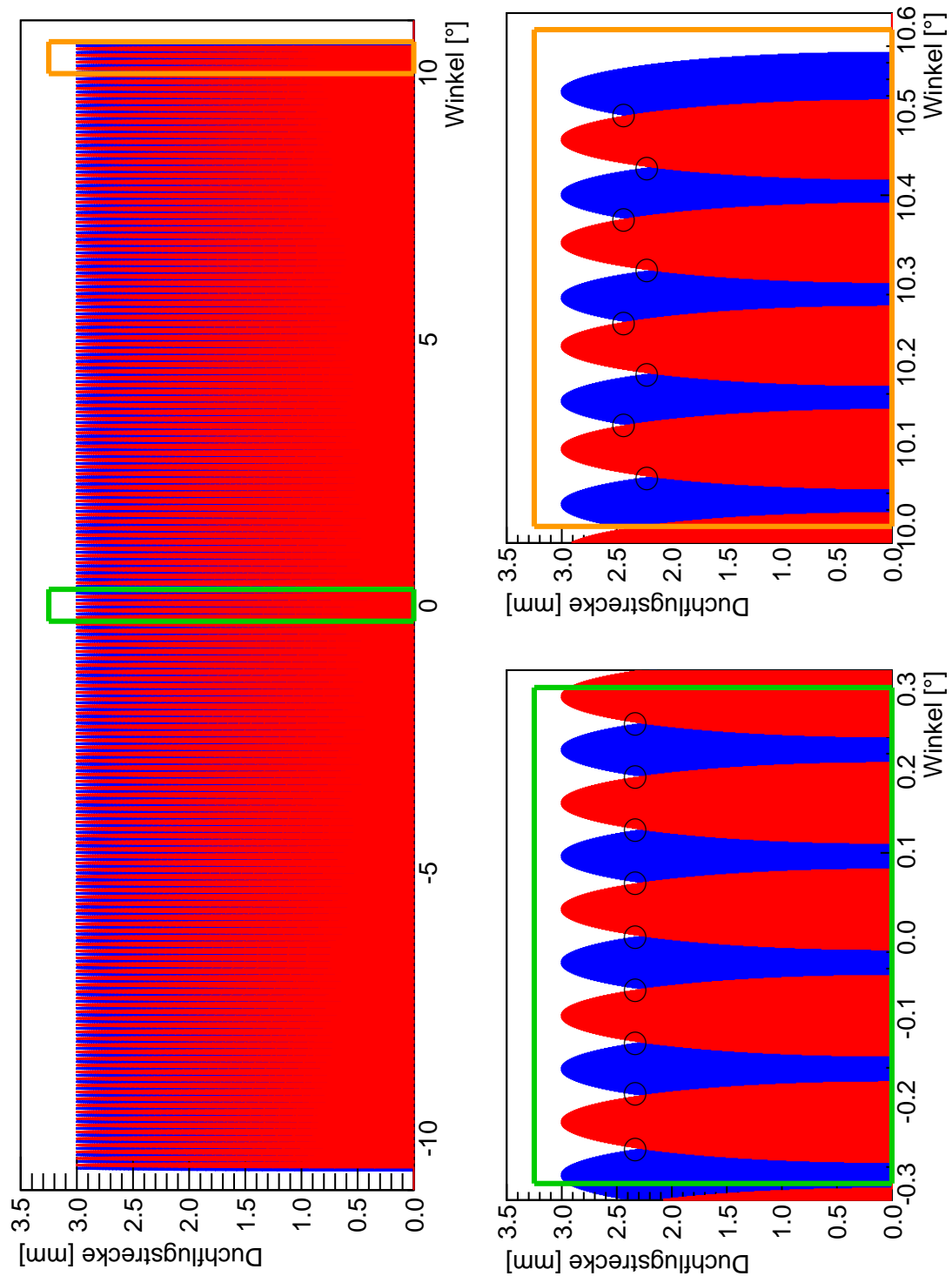


**Abbildung 3.11:** Durchflugstrecke durch die Fasern in rot und blau für die beiden Ebenen. Die Winkel der eingezeichneten Teilchenbahnen (schwarz) ändern sich in  $0,2^\circ$ -Schritten.

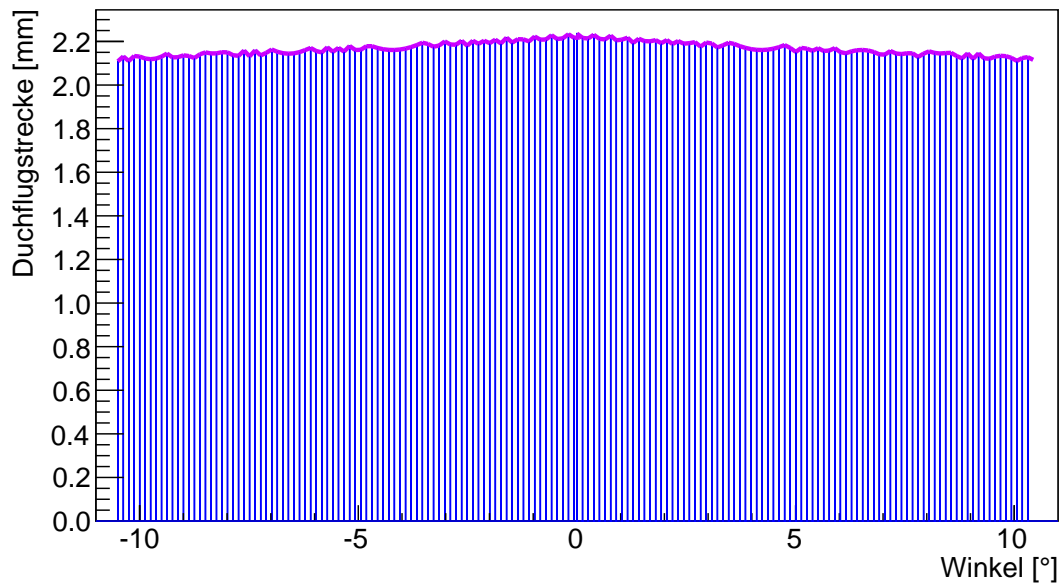
Für alle Winkel wurde die Durchflugstrecke berechnet und in ein Diagramm eingetragen. Dies ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Hier ist die Durchflugstrecke durch die beiden Ebenen einer Lage in Abhängigkeit vom Austrittswinkel aus dem Target zu sehen. Man erkennt, dass die gesamte Fläche lückenlos abgedeckt wird. Dies ist auch der Fall, wenn ein ausgedehntes Target, wie es in Kapitel 2.2.3 beschrieben wurde, benutzt wird.

Da die Ebenen hintereinander angeordnet sind, ist die Verteilung zu großen Winkeln hin nicht symmetrisch. Dies wird in den beiden Ausschnitten in Abbildung 3.12 deutlich, die beiden Ebenen verschieben sich zueinander. Im linken Ausschnitt sind die Schnittpunkte der blauen und roten Ebene alle auf einer Höhe. Im rechten Bild sind diese Schnittpunkte abwechselnd höher oder niedriger (schwarze Kreise). Die Anordnung ist aber für den gewünschten Bereich so gewählt, dass sich die hintere Ebene nie ganz hinter die vordere schiebt, wodurch Lücken entstehen würden.

Die oben erwähnten Schnittpunkte sind auch der Ort der minimalen Durchflugstrecke durch die Ebenen. In Abbildung 3.13 sind diese minimalen Stellen eingezeichnet und zwar nur die von den niedrigeren schwarzen Kreisen. Das Minimum hier beträgt 2,1 mm, das heißt, es kann nie weniger als 2,1 mm in beiden Ebenen gleichzeitig getroffen werden. Wird in einer Ebene weniger getroffen, wird dafür in der anderen mehr getroffen. Somit sind nie weniger als 2,1 mm pro Faser für die Erzeugung des Nachweissignals vorhanden. Wird die Berechnung der Photonenzahl wie in Kapitel 3.2 für eine Durchflugstrecke von 2,1 mm durchgeführt, treten noch 63 bis 126 Photon aus der Fasern aus, wenn die Faser am dem Photomultiplier abgewandten Ende getroffen wird.



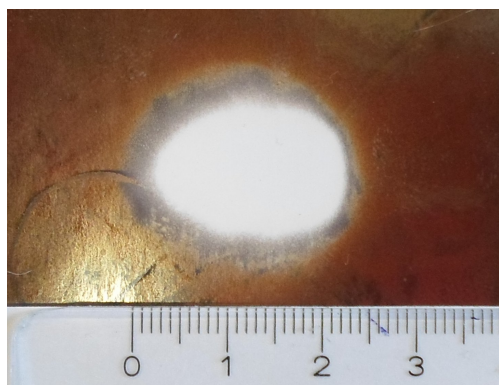
**Abbildung 3.12:** Durchflugstrecke durch die Fasern, in rot und blau die beiden Ebenen einer Lage. Links für den gesamten Detektor, rechts für zwei Ausschnitte ( $0^\circ$  und  $10^\circ$ ).



**Abbildung 3.13:** Minimale Durchflugstrecke durch die Fasern aufgetragen gegen den Winkel der Flugbahn.

### 3.4.2. Module

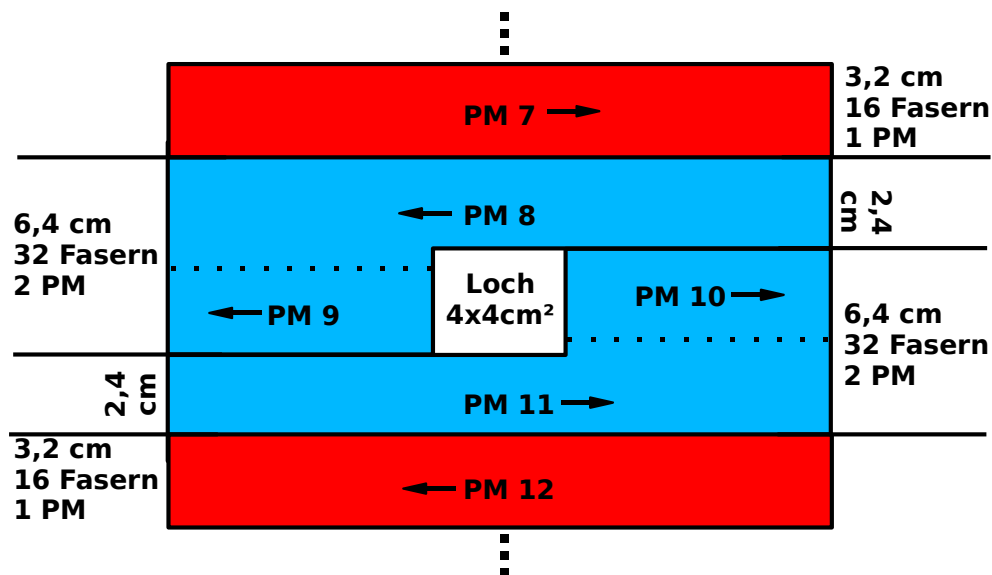
Neben den Bedingungen, eine Fläche von  $51\text{ cm} \times 66\text{ cm}$  abzudecken und ein Ortsauflösung von  $\leq 2\text{ mm}$  zu haben, soll der einfache Austausch von Fasern und Photomultiplier gewährleistet sein. Da 16-fach Photomultiplier verwendet werden, liegt es nahe, 16 Fasern zu einem austauschbaren Modul zusammenzufassen. Dieses Modul hat durch die Anordnung der Fasern aus Abbildung 3.10 eine Breite von 32 mm.



**Abbildung 3.14:** Bild des Primärphotonenstrahls auf Höhe des SciFis ohne Target.

Eine weitere Bedingung, die es zu erfüllen gilt, ist eine Öffnung in der Mitte des Detektors, damit der Primärstrahl passieren kann, ohne den Detektor zu treffen. Auf Höhe des SciFi wurde zu Beginn des Experimentaufbaus ein Strahlphoto gemacht. Dies ist in Abbildung 3.14 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass der Primärstrahl (weißer Fleck) 2 cm breit ist. Unter der Annahme der gaußförmigen Verteilung des Strahlprofils sind diese 2 cm die Breite  $\sigma$  der Verteilung. Um einen Abstand von  $2\sigma$  vom Maximum des Primärstrahl zu erhalten, wurde eine Größe von  $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$  für die Öffnung im SciFi festgelegt. Bei dem gewählten Faserabstand von 2 mm in einem Modul ist die Öffnung demnach so breit wie 20 Fasern und somit breiter als ein Modul. Um nun die Öffnung in der Mitte zu erhalten, müssen zwei Module aus je 32 Fasern hergestellt werden. 12 Fasern eines dieser Module sind genau so lang, wie bei den anderen Modulen und sorgen für die Stabilität und Befestigung des Moduls. Die restlichen 20 Fasern enden 2 cm vor der Mitte des Detektors (siehe Abbildung 3.19).

Wie mit diesen Modulen die Öffnung entsteht, ist in Abbildung 3.15 zu sehen. Gezeigt ist ein Ausschnitt des Detektors, der aus zwei normalen Modulen mit jeweils 16 Fasern in rot und zwei mittleren Modulen mit jeweils 32 Fasern in blau besteht. Die Anordnung aller Module und deren Nummerierung ist in Anhang E zu sehen.



**Abbildung 3.15:** Anordnung der Module in der Mitte des Detektors, die das Loch für den Primärstrahl bilden. In rot normale Module mit je 16 Fasern und in blau die mittleren mit je 32 Fasern.

Da die Photomultiplier mit ihrer Halterung (3.4.3) 5 cm breit sind, sind sie breiter als die Module (3,2 cm) und können somit nicht nebeneinander auf einer Seite angeordnet werden. Die Module der horizontalen Lage müssen also abwechselnd einmal rechts und einmal links ausgelesen werden (vertikal: oben und unten). Dies ist in Abbildung 3.15 durch die Pfeile gekennzeichnet. Nur die beiden Photomultiplier der mittleren Module müssen nebeneinander an einer Seite platziert werden. Wegen der wechselseitigen Auslese der normalen Module und da die Module nicht spiegelsymmetrisch sind, müssen für eine Lage zwei verschiedene Modulvarianten hergestellt werden. Folglich gibt es 8 verschiedene Module, die in unterschiedlichen Mengen vorhanden sein müssen. Dies ist in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

	rechts/oben ausgelesen		links/unten ausgelesen	
horizontal	normal	7	normal	7
	mitte	1	mitte	1
vertikal	normal	9	normal	9
	mitte	1	mitte	1

**Tabelle 3.2:** Modulvarianten.

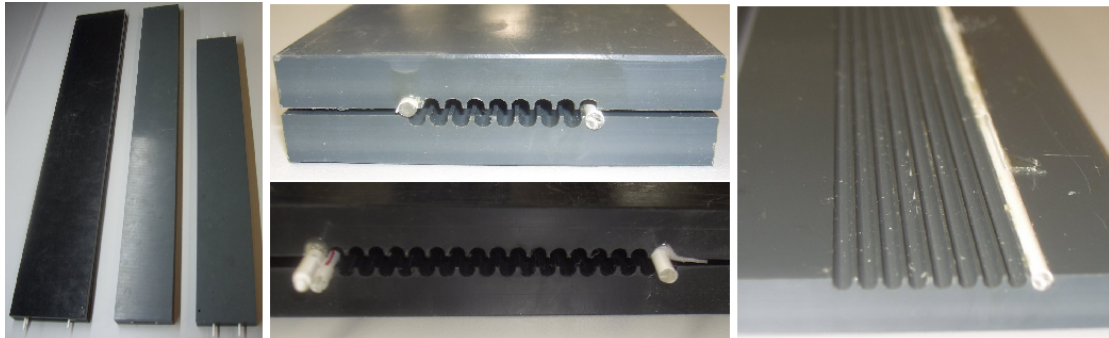
Bevor die Fasern zu Modulen zusammen geklebt wurden, wurde jede einzelne Faser mit weißer Farbe angestrichen und auf ihre Funktionalität getestet. Die Beschreibung dieses Tests ist in Kapitel 4.2 zu finden. Die weiße Farbe erfüllt dabei hauptsächlich die Aufgabe, die Fasern gegeneinander zu isolieren. Ohne diese Farbe könnte an den Stellen, an denen sich die Fasern berühren, Licht von der einen Faser in die andere gelangen. Ebenso wirkt diese Schicht wie ein dritter Mantel, so dass mehr Photonen zurück in die Faser reflektiert werden. Eine Beschreibung der Vorgehensweise und Bilder, wie die Fasern angestrichen wurden, sind in Anhang C zu finden.

Um die Module herzustellen, wurden Schablonen angefertigt, in denen die Fasern zusammengeklebt werden können. Diese sind in Abbildung 3.16 zu sehen. Es gibt 3 verschiedene Schablonen: jeweils eine für die normalen horizontalen (schmal, lang), für die normalen vertikalen (schmal, kurz) und für die mittleren (breit, lang) Module. Damit benachbarte Module aneinander passen, wurden nicht 16 Faserbahnen in die Schablonen gefräst, sondern 18. In die äußeren Beiden wurde jeweils eine Faser geklebt, so dass ein Abdruck davon am Rand des Moduls entsteht. Hier hinein passt genau die Außenfaser eines Nachbarmoduls.

Bei der Herstellung eines Moduls wurde zunächst eine dünne Klarsichtfolie in die untere Hälfte der Schablone gelegt, damit das Modul nicht an der Schablone festklebt. Anschließend wurden die ersten 8 Fasern mit Hilfe eines Spachtels mit einer dünnen Schicht



Kleber<sup>17</sup> bestrichen. Darauf wurden die restlichen 8 Fasern gelegt. Den Abschluss bildete eine zweite Klarsichtfolie, auf welche die obere Hälfte der Schablone gesetzt wurde. Das Ganze wurde mit 4 Schraubstöcken zusammengepresst und über Nacht getrocknet. Nach dem Trocknungsvorgang wurde das fertig zusammengeklebte Modul vorsichtig aus der Schablone gelöst. Die Klarsichtfolie ließ sich sehr einfach von den Fasern abziehen.



**Abbildung 3.16:** Schablonen zur Herstellung der Module. Links: die drei verwendeten Schablonen für die mittleren, langen und kurzen Module. Mitte: Blick auf die Frontfläche zweier Schablonen. Außen sind Fasern fest eingeklebt, die einen Abdruck in den Modulen hinterlassen, in die das Nachbarmodul genau hineinpasst. Rechts: Blick in eine Schablone. Es sind die Ausfräsungen für die 8 Fasern einer Ebene und die fest eingeklebte Faser zu sehen.

Das Ende eines Moduls, welches vom Photomultiplier wegzeigt, wurde zunächst auf die gewünschte Länge zugeschnitten und dann auf einer Tellerpoliermaschine in 4 Schritten mit Schleifpapier der Körnungen 800, 1200, 2400 und 4000 nass poliert und abschließend mit derselben weißen Farbe wie der Rest der Fasern angestrichen. In Tests, die in Kapitel 4.2.3 beschrieben werden, hatte sich diese Behandlung der Enden als die beste Lösung herausgestellt.

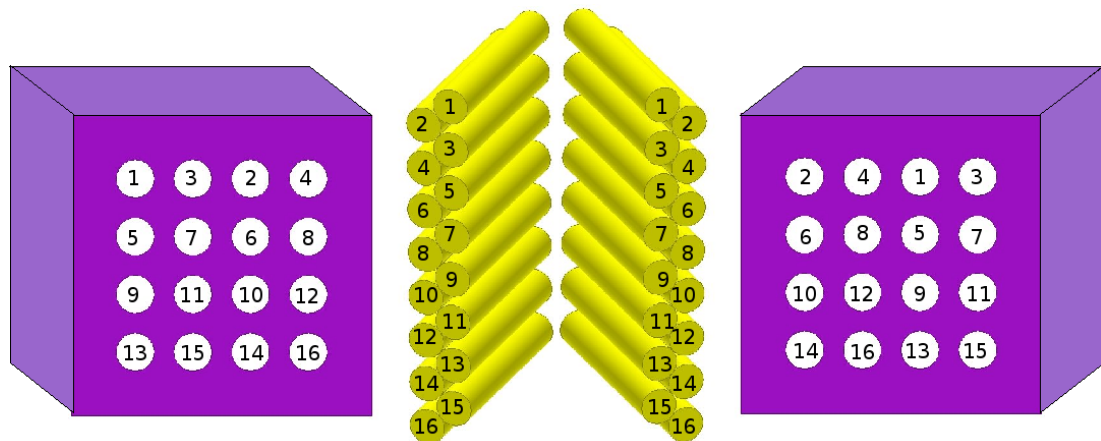
Damit jeweils eine Faser auf einem Photomultiplierpixel endet, müssen die nebeneinander liegenden Fasern aufgebogen werden und jede Faser muss einem Pixel zugeordnet werden. Diese Zuordnung ist in Abbildung 3.17 zu sehen.

Für die rechtsseitige und linksseitige Auslese wurden dabei leicht unterschiedliche Zuordnungen gewählt. Für die vertikale Lage entspricht die rechtsseitige Auslese der von oben und die linksseitige der von unten. Die Fasern können nur bis zu einem gewissen Grad gebogen werden, es ist zum Beispiel nicht möglich eine Anordnung zu wählen, bei

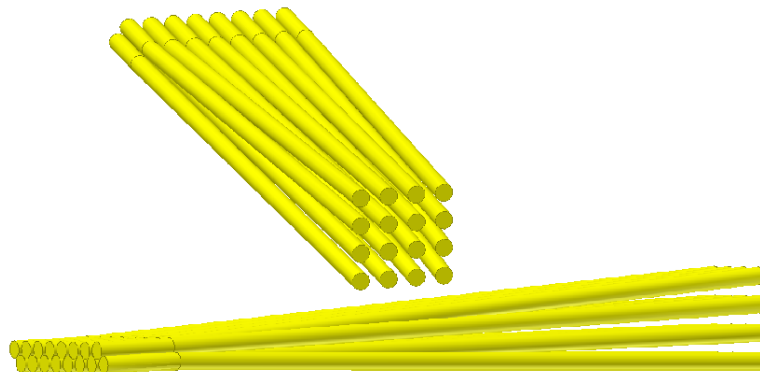
<sup>17</sup>UHU plus endfest 300 2-K-Epoxidharzkleber



der Faser 1 und Faser 16 auf zwei nebeneinander liegende Pixel zeigen. Dabei müssten Fasern so stark gebogen werden, dass die Gefahr bestünde, dass sie brechen. Die Zuordnungen sind also so gewählt, dass die Fasern möglichst wenig gebogen werden. Für eine der zwei Anordnungen ist das Aufbiegen in Abbildung 3.18 aus zwei Richtungen zu sehen.



**Abbildung 3.17:** Zuordnung der Fasern auf die 4×4 Matrix des Photomultipliers für linksseitige und rechtsseitige Auslese.



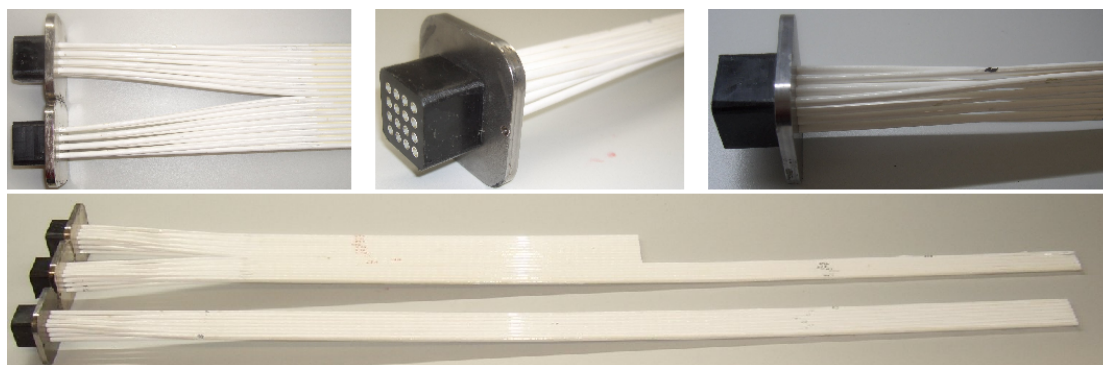
**Abbildung 3.18:** Aufbiegung der Fasern eines Moduls zur Verbindung an die 16-fach Photomultiplier.

Die Fasern wurden in einen PVC-Block eingeklebt, so dass die Fasern genau den gleichen Abstand zueinander haben wie die Pixel eines Photomultipliers. Es musste dabei darauf geachtet werden, dass der PVC-Block den richtigen Abstand zum Modulende hat. Die Strecke, auf der die Fasern aufgebogen werden, muss außerhalb der aktiven Fläche des

Detektors liegen. Sie sollte möglichst kurz sein, damit es hier nur zu wenigen Treffern kommt. Unter Berücksichtigung der Biegsamkeit der Fasern wurde eine Länge von 12 cm für die normalen Module festgelegt. Da die Fasern bei den mittleren Modulen stärker gebogen werden müssen, weil hier der Photomultiplier nicht mittig auf das Modulende ausgerichtet werden kann, wurde hier eine Länge von 15 cm gewählt.

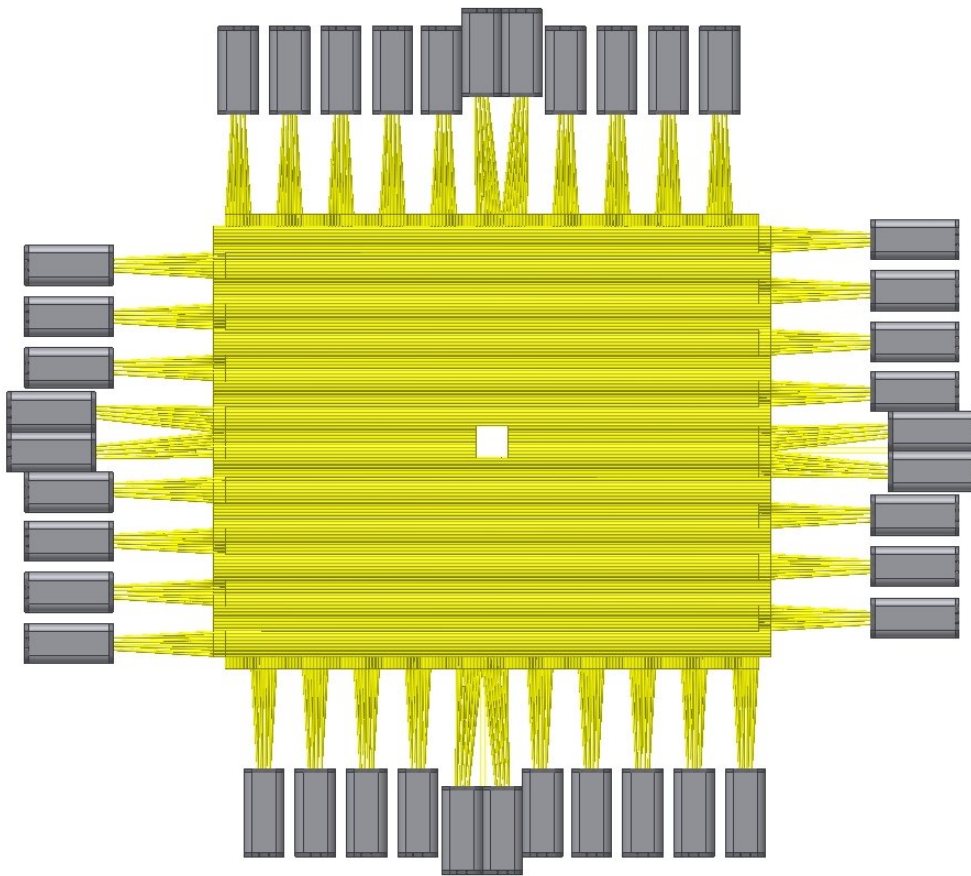
Die aus dem Block herausstehenden Fasern wurden mit diesem bündig abgeschnitten und ebenso wie das andere Ende poliert, so dass die Fasern mit dem Block eine plane Fläche bilden. Wird diese nun mittig gegen das Eintrittsfenster eines Photomultipliers gedrückt, tritt Licht aus einer Faser in ein Pixel ein.

In Abbildung 3.19 sind Bilder der fertigen Module zu sehen. Es ist ein normales und ein mittleres Modul gezeigt. Ein Modul besteht jeweils aus den Fasern, einer Eisenplatte, in die 16 Löcher für die Fasern gefräst sind, und dem PVC-Block mit dem die Faserenden an die Photomultiplier angepasst werden. Die Eisenplatte dient als Deckel für die Photomultiplierhalterungen (siehe Kapitel 3.4.3) und wird an diese angeschraubt.



**Abbildung 3.19:** Fertige Module mit Eisendeckel und PVC-Block. Oben links: Ende eines mittleren Moduls mit 32 Fasern, die auf 2 Photomultiplier geleitet werden. Oben mitte: Blick auf die polierte Frontfläche eines Moduls. Oben rechts: Aufbiegung der Fasern (Vergleiche Abbildung 3.18). Unten: ein mittleres und ein normales Modul.

Werden nun die 14 bzw. 18 normalen und 2 mittleren Module für die beiden Lagen angeordnet, ergibt dies eine Fläche von  $53,6 \text{ cm} \times 66,4 \text{ cm}$ , die aus 640 Fasern besteht, welche von 40 Photomultipliern ausgelesen werden. Aufgeteilt sind sie in 288 Fasern mit 18 Photomultipliern für die horizontale Lage und 352 Fasern mit 22 Photomultipliern für die vertikale. An Abbildung 3.20 ist die Anordnung aller Module und Photomultiplierhalterungen zu sehen.



**Abbildung 3.20:** Anordnung der Module und der Photomultiplierhalterungen für beide Lagen.

### 3.4.3. Haltestruktur

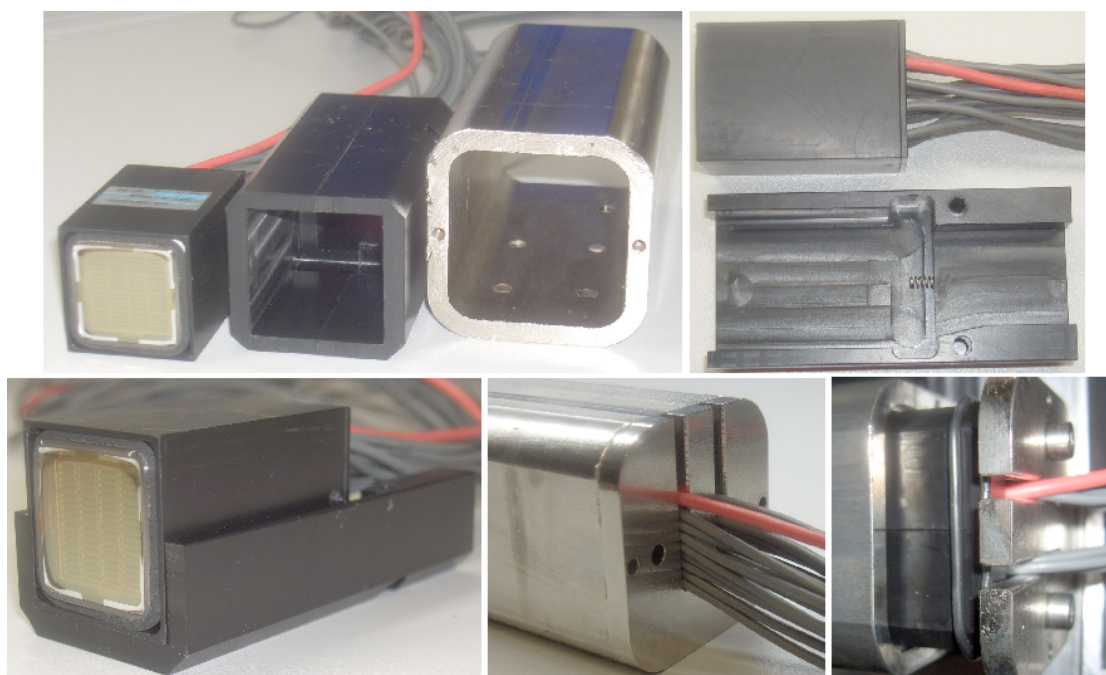
Die Haltestruktur des SciFis muss mehrere Aufgaben erfüllen. Da der SciFi direkt vor dem Magneten installiert wird, müssen die Photomultiplier von dem Magnetfeld abgeschirmt werden. Am einfachsten ist es, Haltestruktur und Abschirmung zu kombinieren. Ein Material, das sich hierfür eignet, ist Eisen. Zunächst war für beide Lagen die gleiche Haltestruktur für die Photomultiplier vorgesehen. Wie sich allerdings in ersten Tests herausstellte, funktionierte die Abschirmung der Photomultiplier mit dieser Struktur nur für die vertikale Lage. Die aufgetretenen Probleme und die Schritte zur Lösung werden in Kapitel 5 näher erläutert. Hier wird direkt die endgültige Lösung vorgestellt.

Die Haltestruktur muss folgende Bedingungen erfüllen:

1. Justierbarkeit: Der Detektor muss in allen drei Raumrichtungen justierbar sein.
2. Abschirmung: Die Photomultiplier müssen vor dem Magnetfeld geschützt werden.

3. Positionierung: Die Module müssen so positioniert werden, dass sie eine Fläche an der gewünschten Stelle bilden und die Photomultiplier müssen auf die Modulenden ausgerichtet werden.
4. Die Module und Photomultiplier müssen leicht zu erreichen und damit austauschbar sein.

### Photomultiplierhalterung



**Abbildung 3.21:** Halterung der Photomultiplier der vertikalen Lage. Oben links: Photomultiplier, PVC-Halterung und Eisenrohr. Oben rechts: Photomultiplier und eine Seite der PVC-Halterung mit der kleinen Druckfeder, die den Photomultiplier auf das Modul drückt. Unten links: Photomultiplier in der PVC-Halterung. Unten mitte: Austritt der Kabel des Photomultipliers aus dem Eisenrohr durch Schlitze im Deckel. Unten rechts: nicht ganz geschlossener Deckel, so dass der Gummiring zur Abdichtung zu sehen ist.

In Abbildung 3.21 ist die Halterung der Photomultiplier für die vertikale Lage zu sehen. Sie besteht aus einem Eisenrohr, das  $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$  groß ist, eine Länge von 12 cm und eine Wanddicke von 5 mm hat. Der Photomultiplier wird darin von zwei PVC-Schalen mittig gehalten. Diese Schalen sind mit dem Deckel, durch den die Kabel durch Schlitze geführt werden, verbunden. In den Schalen sind Federn angebracht, die den Photomultiplier auf das Ende des zugehörigen Moduls drücken. Um den Photomultiplier zu



wecheln, müssen bei dieser Konstruktion nur 4 Schrauben gelöst werden. Damit keinerlei Licht in das Eisenrohr eindringen kann, wurde dieses mit einem Gummiring auf der kabelaustretenden Seite abgedichtet. Zuvor wurde hierfür eine Einfräsung am Rohr vorgenommen.



**Abbildung 3.22:** Halterung der Photomultiplier der horizontalen Lage. Oben links:  $\mu$ -Metallrohr mit blauem Tape, Photomultiplier ohne Plastikhülle mit Druckfeder und Deckel und Führung zwischen Photomultiplier und Modulende. Oben rechts: Photomultiplier im  $\mu$ -Metallrohr. Unten links: Photomultiplier vor dem runden Eisenrohr. Unten rechts: Blick in des Eisenrohr auf das Ende eines Moduls.

Für die horizontale Lage werden runde Eisenrohre mit einem Außendurchmesser von 5 cm, einer Länge von 10 cm und einer Wanddicke von 5 mm als Halterung für die Photomultiplier verwendet. Um hier dafür zu sorgen, dass die Photomultiplier auf das zugehörige Modul gepresst werden und nicht dagegen verdreht sind, befindet sich eine Feder zwischen dem Photomultiplier und dem Deckel und es wurde eine spezielle Führung, in der sich weder der Photomultiplier noch das Modulende selbständig drehen kann, hergestellt. Das eine Ende dieser Führung wird auf das Modulende gesteckt und in das andere Ende kommt der Photomultiplier. Zu Erhöhung der Abschirmfunktion

wird zusätzlich ein 6 cm langes  $\mu$ -Metallrohr (siehe Kapitel 6.3) zwischen dem Eisenrohr und dem Photomultiplier installiert. Um die Wirksamkeit der Abschirmfunktion des  $\mu$ -Metallrohrs zu gewährleisten, wurde dieses zudem mit blauem Isolierband umwickelt, um jeden Kontakt zum Eisenrohr zu verhindern. Durch den zugehörigen Deckel werden die Kabel durch ein 10 mm großes Loch nach außen geführt.

In Abbildung 3.22 ist die Halterung der Photomultiplier für die horizontale Lage zu sehen. Die oberen beiden Bilder zeigen den Photomultiplier mit Druckfeder und Deckel sowie das mit Isolierband umwickelte  $\mu$ -Metallrohr und die Führung aus schwarzem PVC, links einzeln und rechts so ineinander geschoben, wie sie im Betrieb sind. Damit der Photomultiplier in das Rohr passt, musste die Hülle des Photomultipliers entfernt werden. Das Bild unten rechts zeigt einen Blick in das Eisenrohr mit  $\mu$ -Metallrohr und Führung. Hier ist das polierte Ende eines Fasermoduls zu erkennen. Links sind ein Photomultiplier und ein Eisenrohr gezeigt.

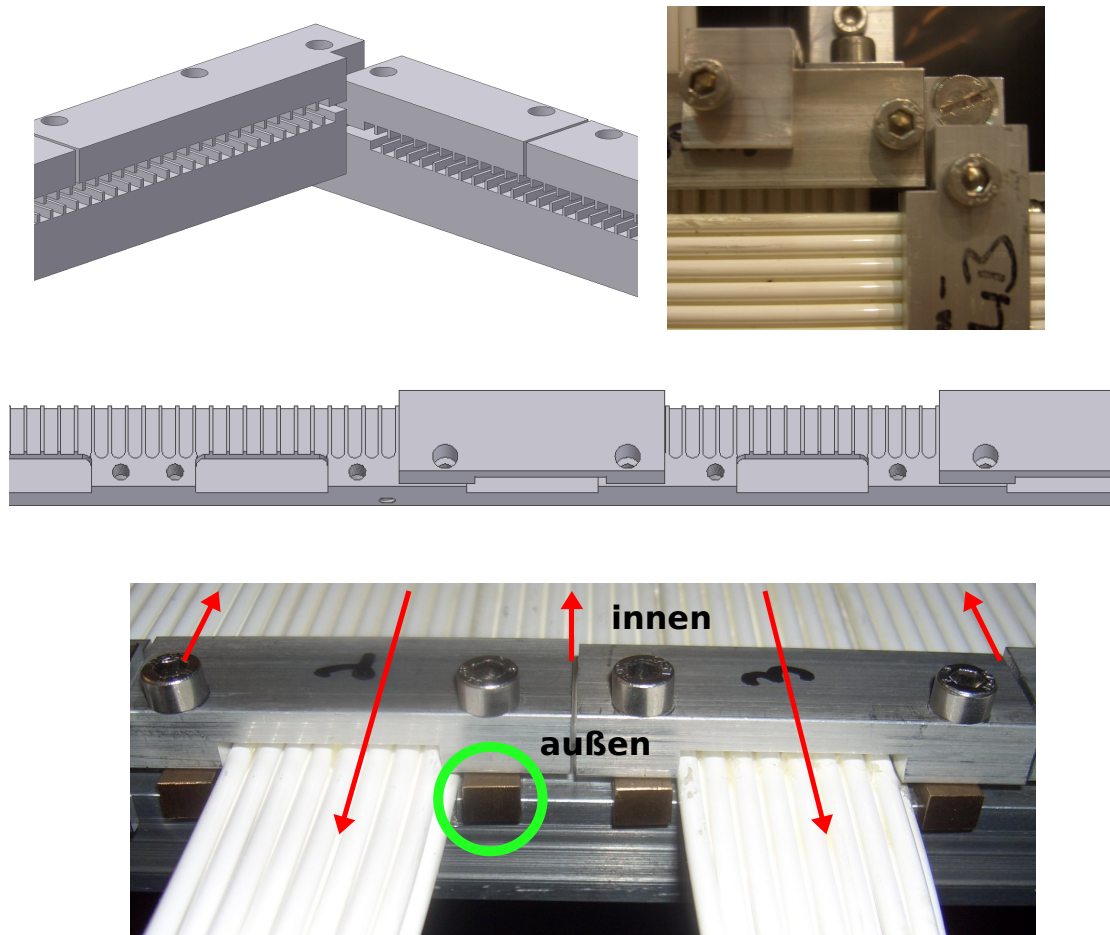
Die andere Seite, sowohl der eckigen als auch der runden Rohre, wird von einer 5 mm dicken Eisenplatte, die die gleichen Maße wie die eckigen Rohre hat, verschlossen. Diese Platte ist fest mit den Fasern verklebt und gehört somit zu einem Modul. Diese Platten passen alle zu den eckigen Rohren, weil bei der Herstellung der Module ein Einsatz von runden Rohren noch nicht vorgesehen war.

### Rahmen

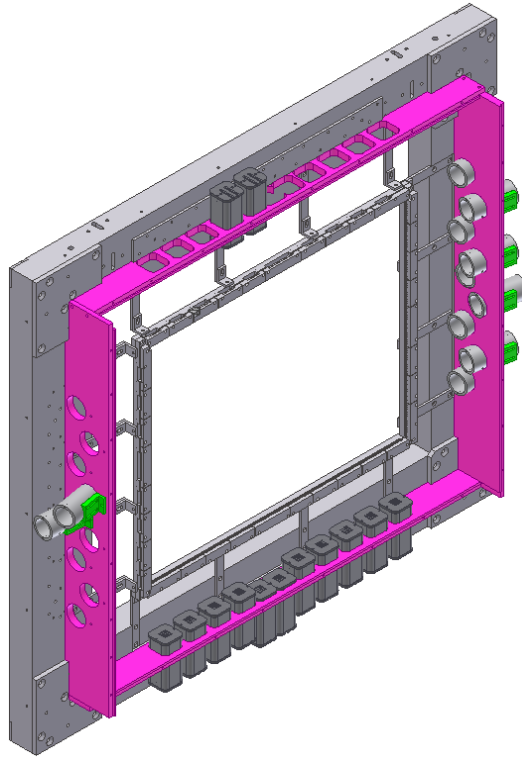
Die gesamte Halterung besteht aus zwei Rahmen, einem der die Photomultiplier und einem der die Module hält. Der Rahmen für die Module besteht aus einem festen Unterbau und darauf festschraubbaren Einzelstücken. In alle Bauteile sind Aussparungen für die Fasern gefräst. In Abbildung 3.23 sind mehrere Ausschnitte dieser Halterung zu sehen. Oben wird gezeigt, wie die beiden Lagen übereinander angeordnet sind. Der Rahmen hat einen Versatz, so dass die horizontale Lage genau vor der vertikalen installiert wird. Mittig und unten sind der Unterbau und die abnehmbaren Einzelstücke zu sehen. Diese überdecken jeweils ein Modul, welches auf der anderen Seite ausgelesen wird und unter dem Bauteil endet, und die Hälfte der Nachbarmodule, die darunter durchgehen und beim Photomultiplier auf dieser Seite (außen) enden. Die roten Pfeile kennzeichnen die Ausleserichtung.

Auf den Bildern ist zu erkennen, dass die Löcher zur Befestigung der Einzelstücke nicht mittig sind, sondern nach außen versetzt angebracht. Werden die Einzelstücke festgeschraubt, wird dadurch nur ein Druck auf die Außenseite ausgeübt. Beim ersten Zusammenbau hat sich herausgestellt, dass dieser Druck für die richtige Ausrichtung der Module zueinander ungünstig ist. Um den Druck auf die Innenseite zu verlagern, wur-

den kleine Kupferblöcke entworfen, die etwas dicker als ein Modul sind. Diese wurden zwischen dem Rahmen und den Einzelstücken so installiert, dass nun der Druck beim Festschrauben auf die Rahmeninnenseite ausgeübt wird. Die Kupferblöcke haben ein Loch, durch das die Schraube gesteckt wird, wodurch sie gehalten werden.



**Abbildung 3.23:** Der Rahmen zur Befestigung der Module. Oben: die Ecke des Rahmens ist zu sehen. Durch den Rahmen werden die horizontalen und vertikalen Fasern übereinander angeordnet. Mitte: Skizze des Rahmens von der Seite. Es gibt einen durchgehenden Unterbau und Einzelstücke, die darauf geschraubt werden. Die Löcher zum Festschrauben sind nicht mittig auf diesen Einzelstücken, sondern im Bezug auf den Detektormittelpunkt nach außen verschoben. Unten: Blick auf die Außenseite des Rahmens mit befestigten Modulen. Zwischen dem Unterbau und den Einzelstücken sind die Kupferblöcke (grün eingekreist), die für Druck auf die Innenseite sorgen, zu sehen. Die roten Pfeile kennzeichnen die Ausleserichtung des Lichts zum Photomultiplier des jeweiligen Moduls.



**Abbildung 3.24:** Halterahmen des SciFi-Detektors. Unten und oben werden die eckigen Rohre von hinten an den Rahmen geschraubt. Links und rechts werden die runden Rohre mit Hilfe der Winkelstücke (grün) an den Aluplatten (pink) befestigt.

Die Rohre, in denen sich die Photomultiplier befinden, werden an einen größeren Rahmen, der aus u-förmigen Aluminiumprofilen und Aluplatten mit Löchern für die Rohre besteht, geschraubt.

In Abbildung 3.24 sind beide Rahmen, der zum Halten der Photomultiplier und der für die Module, mit teilweise eingebauten Rohren zu sehen. Die eckigen Rohre werden von hinten an den Rahmen und die runden Rohre mittels der grünen Winkelstücke an die Aluplatten (pink) geschraubt. Die mittleren Rohre sind weiter nach außen geschoben, weil hier die Doppelmodule enden. Für diese reicht die 12 cm Strecke zum Aufteilen der Fasern auf die Photomultiplierpixel nicht aus, da hier die Fasern nicht nur nach oben und unten gebogen werden mussten, sondern auch zur Seite.

Warum die runden Rohre nicht nebeneinander wie die eckigen angeordnet sind, wird in Kapitel 5 erklärt.

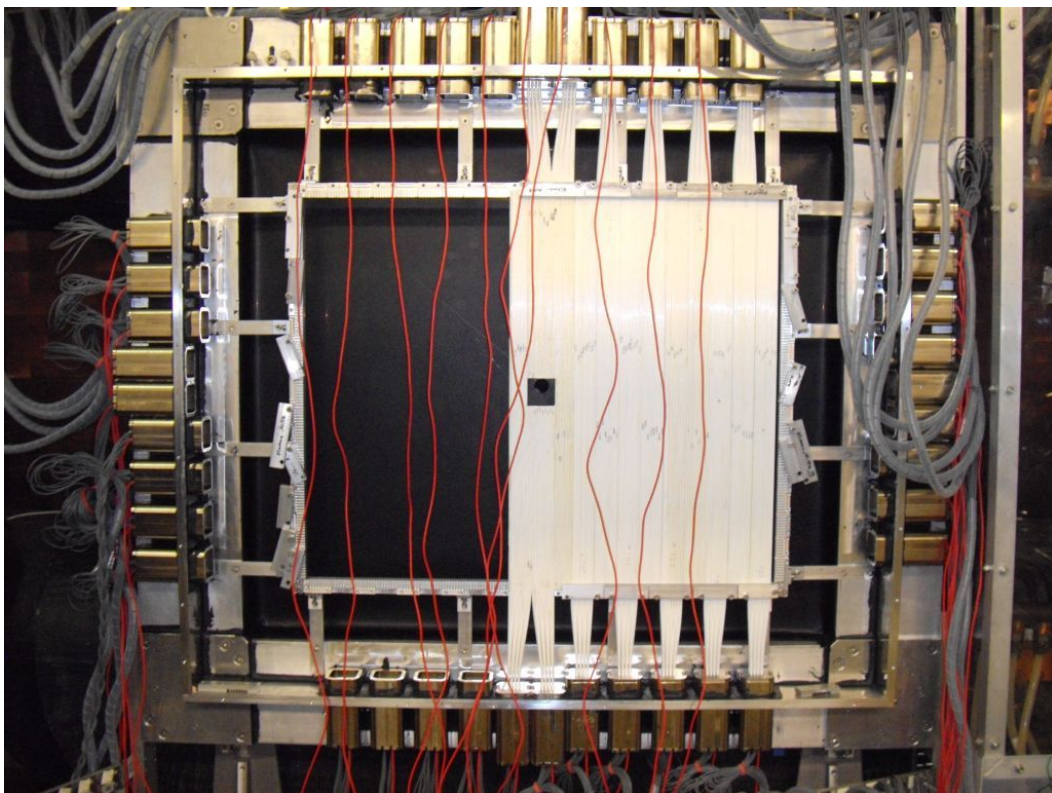
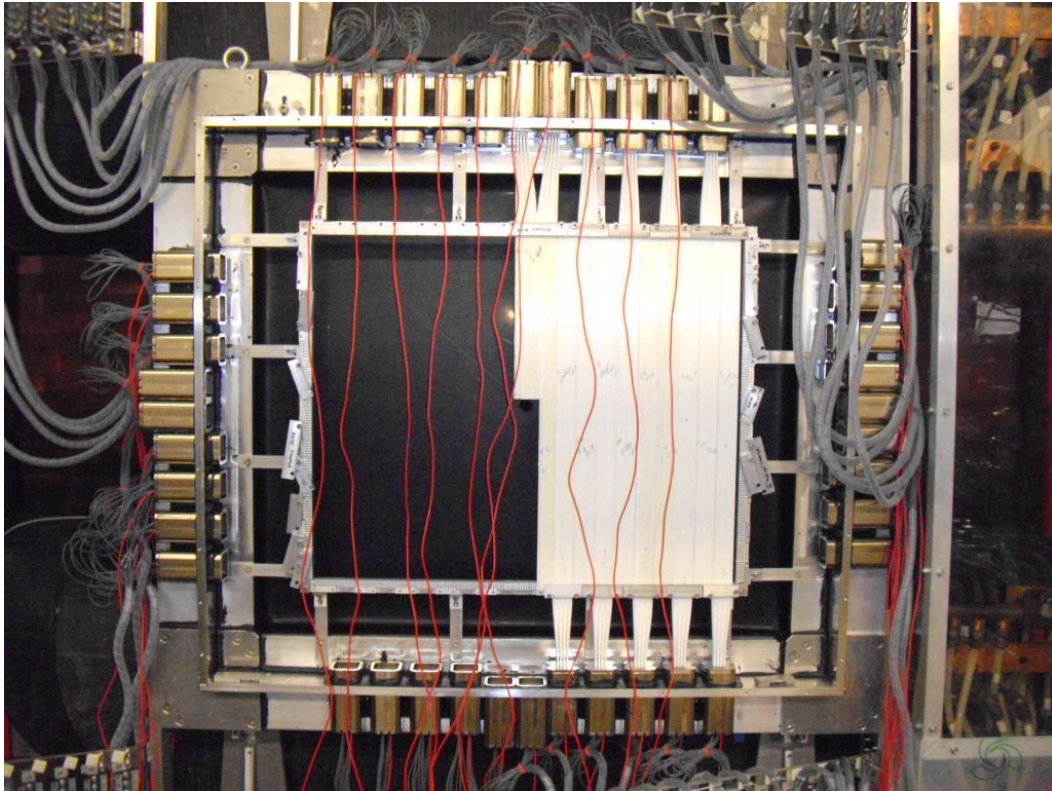
Befestigt wird der SciFi-Detektor direkt am Magneten. Mit Zug- und Druckschrauben kann der Detektor in Y- und Z-Richtung justiert werden. In X-Richtung kann der Detektor auf einer Schiene verschoben werden. Zur Justage werden zwei dünne Drähte in X-



und Y-Richtung mittig vor den Detektor gespannt, in dem sie unter zwei Schrauben, die zum Rahmen gehören, geklemmt werden. Sie bilden genau in der Mitte des Detektors ein Kreuz. Dieses kann mittels eines Theodoliten angepeilt werden, um zu überprüfen, ob der Detektor zum Gesamtexperiment richtig ausgerichtet ist.

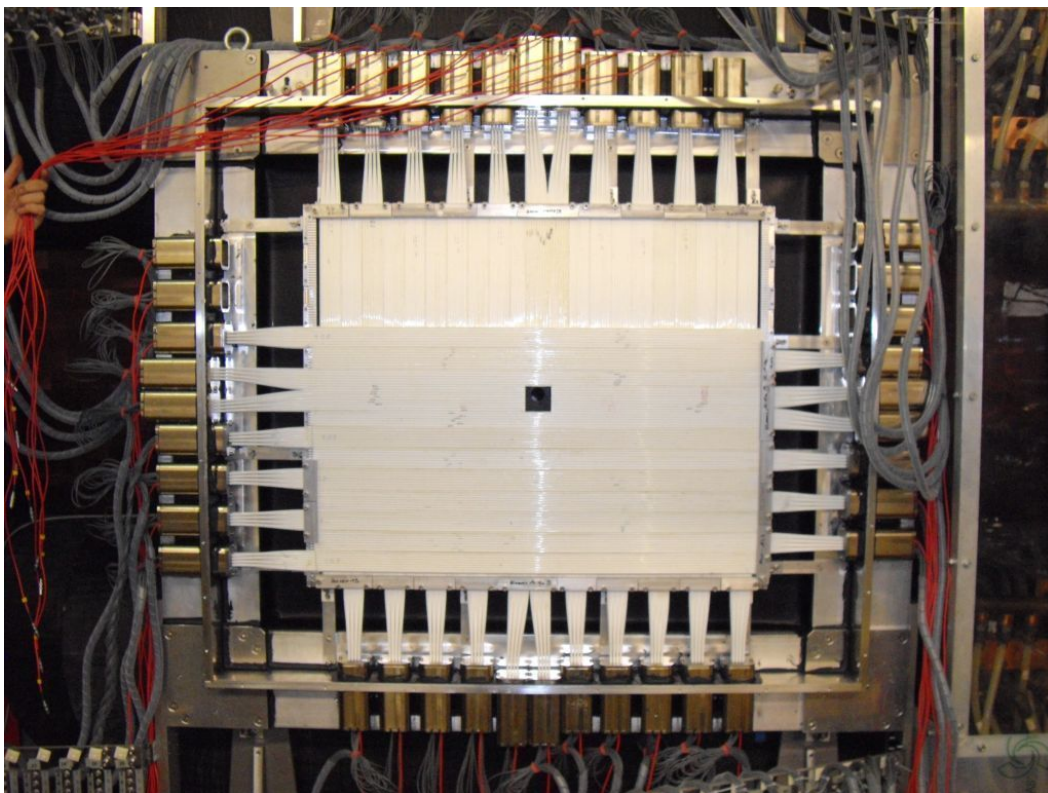
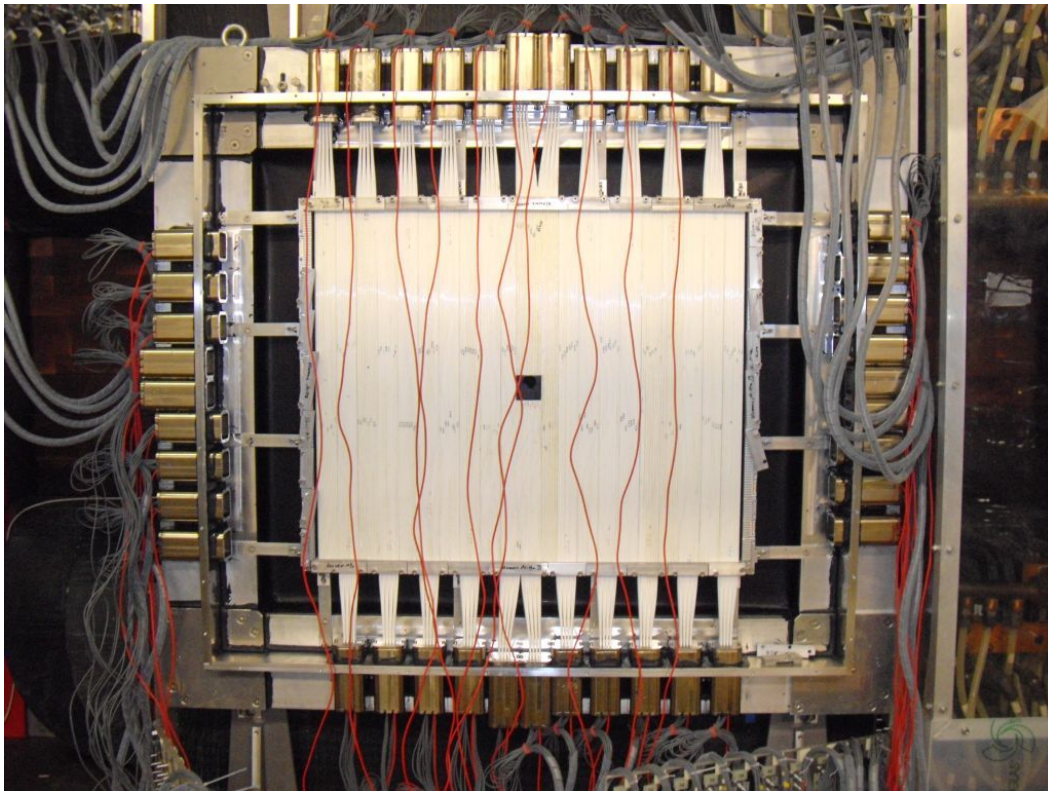
Licht kann durch die weiße Farbe in die Fasern eintreten und ein Signal im Photomultiplier auslösen. Um dies auszuschließen, muss der Detektor lichtdicht sein. Hierfür wurde an dem rückwärtige Ende des Halterahmens zwei schwarze lichtdichte Folien geklebt. In der Mitte befindet sich eine wiederverschließbare Öffnung von 5 cm x 5 cm. Durch diese kann durch den Detektor hindurchgeschaut werden, was zur Überprüfung der Positionen anderer Detektoren nötig ist. An den vorderen Teil des Halterahmens wird ein Rahmen, an dem ebenfalls zwei schwarze lichtdichte Folien geklebt sind, festgeschraubt. Dieser Rahmen ist abnehmbar, damit man immer wieder an die Fasern gelangen kann ohne jedesmal die Folien neu verkleben zu müssen.

In den Abbildungen 3.25 und 3.26 sind Fotos vom Einbau der Module in den Halterahmen mit eckigen Rohren zu sehen. Man kann erkennen, wie sich durch den Einbau der mittleren Module die Öffnung in der Mitte des Detektors bildet. Die roten Kabel sind die HV-Kabel der Photomultiplier und die grauen sind Bündel aus den 16 Signalkabeln. Hier ist auch die horizontale Lage noch mit eckigen Rohren bestückt. Nach den ersten Teststrahlzeiten wurden diese durch runde Rohre ersetzt.



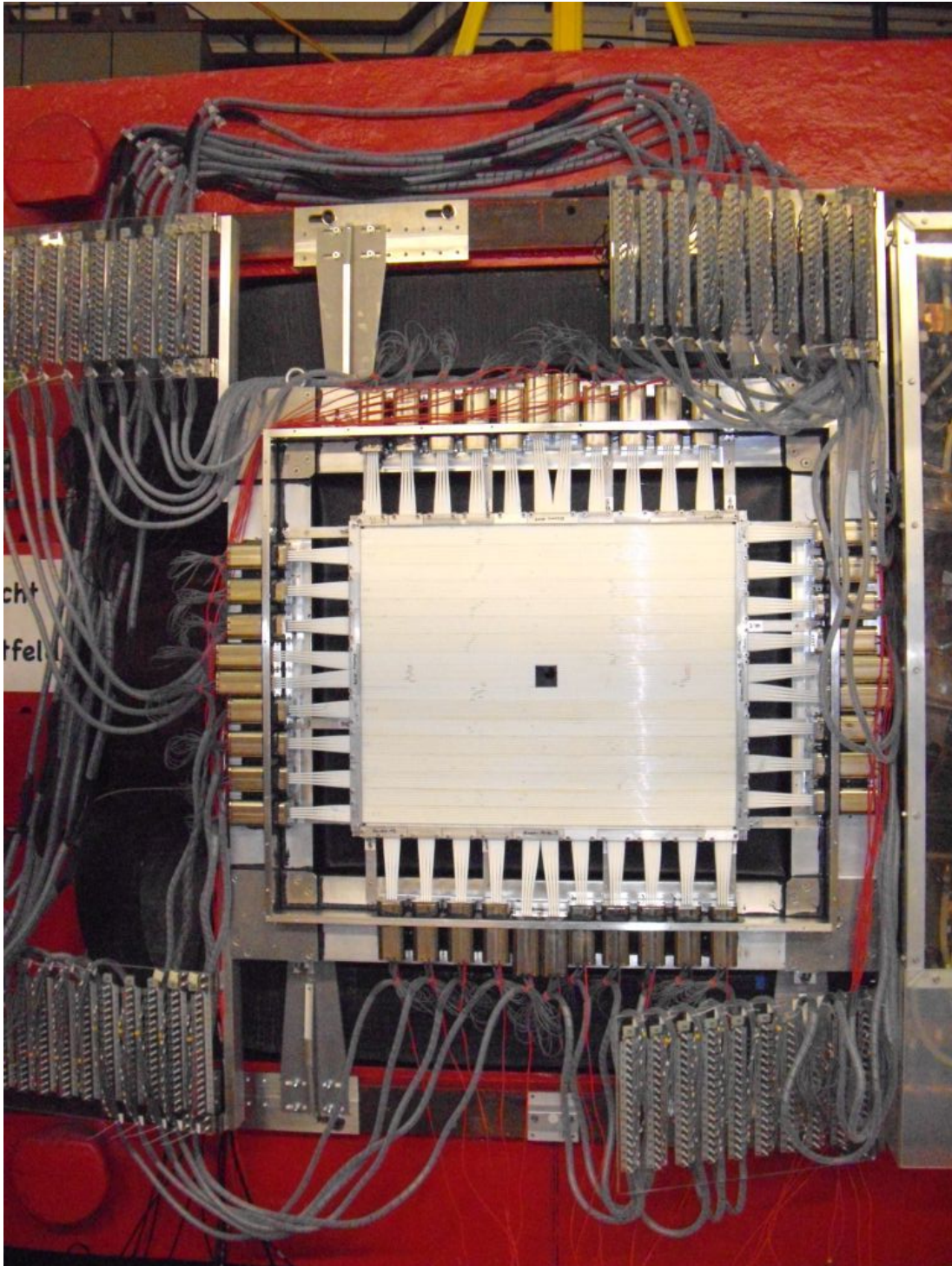
**Abbildung 3.25:** Einbau der vertikalen Module in den Halterahmen.





**Abbildung 3.26:** Einbau der horizontalen Module in den Halterahmen.





**Abbildung 3.27:** Foto des vollständig bestückten SciFi-Detektors.

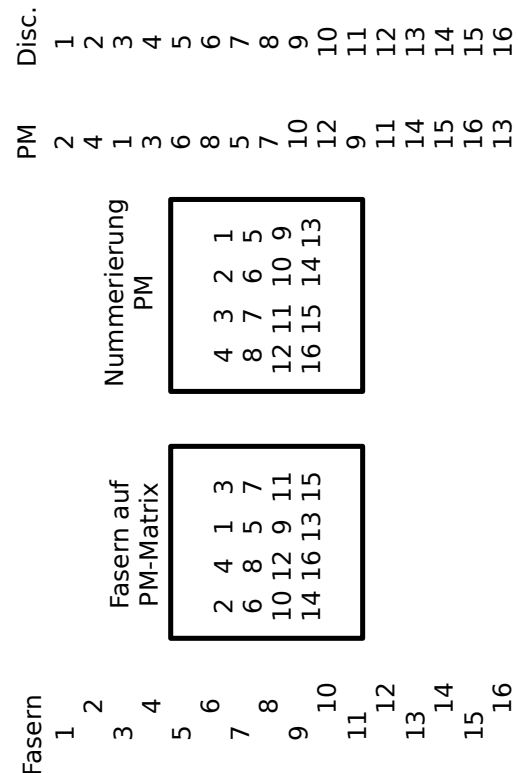
Abbildung 3.27 zeigt ein Bild des gesamten Detektors nach dem ersten Zusammenbau.

### 3.5. Ausleseelektronik



**Abbildung 3.28:** Bild der Steckerplatten mit den Lemo-Kupplungen. Von vorne werden die Signalkabel der Photomultiplier eingesteckt (Nummerierung richtig herum zu lesen) von hinten die Lemo-Kabel (Nummerierung spiegelverkehrt, weil sie durch die Plexiglasplatte durchscheint), die zu den Diskriminatoren führen.

Die Signalkabel der Photomultiplier werden auf vier Steckerplatten, die um den Detektor installiert sind, geführt. Auf diesen Steckerplatten sind Lemo-Kupplungen installiert. In die eine Seite werden die Signalkabel gesteckt, in die andere Seite 5m lange Lemo-Kabel, welche von 1 bis 16 durchnummeriert sind und weiter zur Ausleseelektronik führen. Ein Ausschnitt solch einer Steckerplatte ist in Abbildung 3.28 zu sehen. Die Zuordnung der Kabel ist dabei so gewählt, dass Faser Nr.1 mit Diskriminatorkanal Nr.1



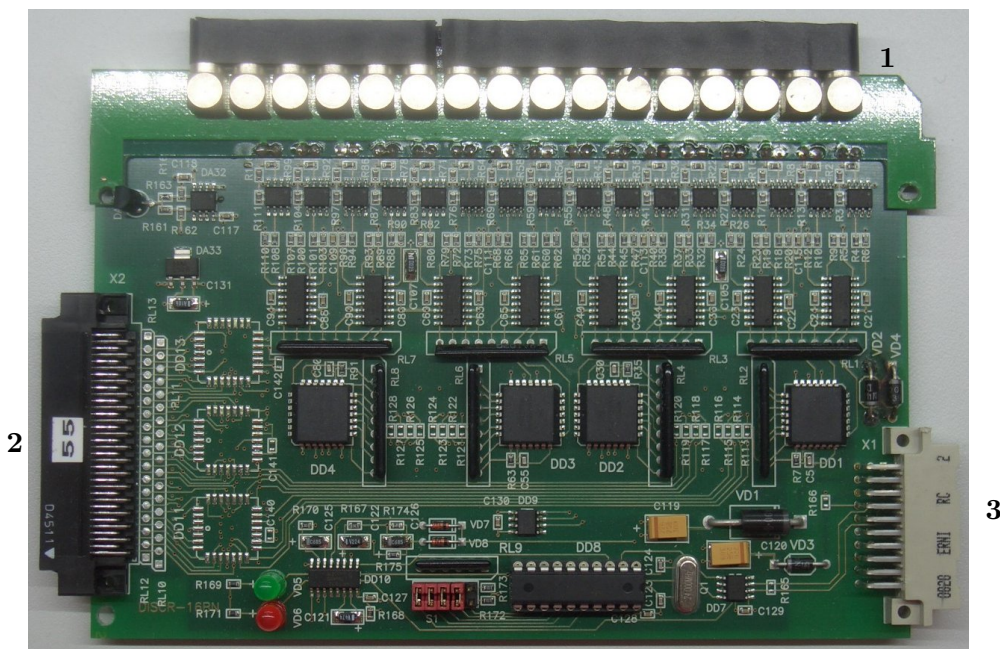
**Abbildung 3.29:** Nummerierung Fasern → PM → Diskriminatoren: Faser Nr.1 ist mit Diskriminatorkanal Nr. 1 verbunden.



verbunden ist. Aus den unterschiedlichen Zuordnungen zwischen Photomultipliern und Fasern für rechte und linke Auslese (siehe Abbildung 3.17) ergeben sich damit mehrere Kombinationenmöglichkeiten. Es ist auch darauf zu achten, dass der Photomultiplier richtig in seinem Eisenrohr steckt und nicht verdreht ist. Eine möglich Kombination von Fasernummer über die Photomultipliernummerierung zum Diskriminatorkanal ist in Abbildung 3.29 zu sehen.

Die erste Stufe der Ausleseelektronik besteht aus Diskriminatoren, die zweite aus TDCs<sup>18</sup>. Ein Diskriminator liefert ein Ausgangssignal, wenn das Eingangssignal über einer wählbaren Schwelle liegt. Das Ausgangssignal ist dabei immer das gleiche, egal wieviel größer das Eingangssignal als die Schwelle ist. Der TDC hat einen sogenannten Gate-Eingang und mehrere Signaleingänge. Das Ausgangssignal ist die Zeitdifferenz zwischen dem Gate-Signal und dem Signal am Eingang.

### 3.5.1. Diskriminatoren



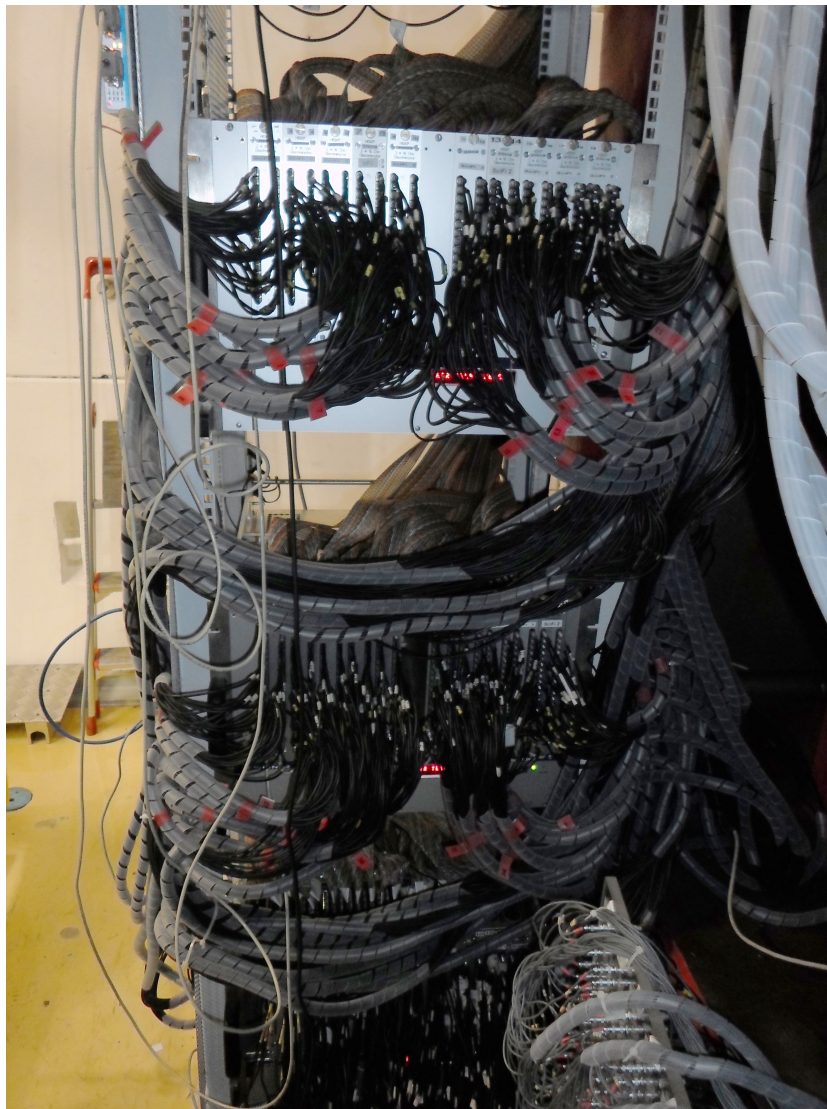
**Abbildung 3.30:** Bild des Diskriminators mit 16 Eingangsbuchsen (1), einem LVDS Ausgangsstecker (2) und einem Stecker zum Setzen der Schwellen und für die Versorgungsspannung (3).

Das Design der Diskriminatoren wurde im PNPI, Gatchina, Russland entworfen. Ein Bild dieses leading edge<sup>19</sup> Diskriminators ist in Abbildung 3.30 zu sehen. Oben befinden

<sup>18</sup>TDC: wandelt eine Zeitspanne in ein digitales Signal, engl.: **T**ime to **D**igital **C**onverter

<sup>19</sup>Vorderflanke, engl.:leading edge; Schwellenauslösender Diskriminator

sich die 16 Eingangsbuchsen für die analogen Signale aus den Photomultipliern. An dem schwarzen Stecker links kann das LVDS<sup>20</sup>-Ausgangssignal abgegriffen werden, über den hellgrauen Stecker rechts können die Schwellen gesetzt werden. Für die Auslese des SciFis wurden 44 Module neu hergestellt. Zwei werden jeweils zusammen in einem NIM<sup>21</sup>-Einschub installiert. Für die gesamte Auslese werden 20 dieser Einschübe gebraucht, welche auf zwei NIM-Crates<sup>22</sup> verteilt sind. Diese befinden sich in einem Schrank direkt neben dem SciFi. Ein Bild davon mit Verkabelung ist in Abbildung 3.31 zu sehen.



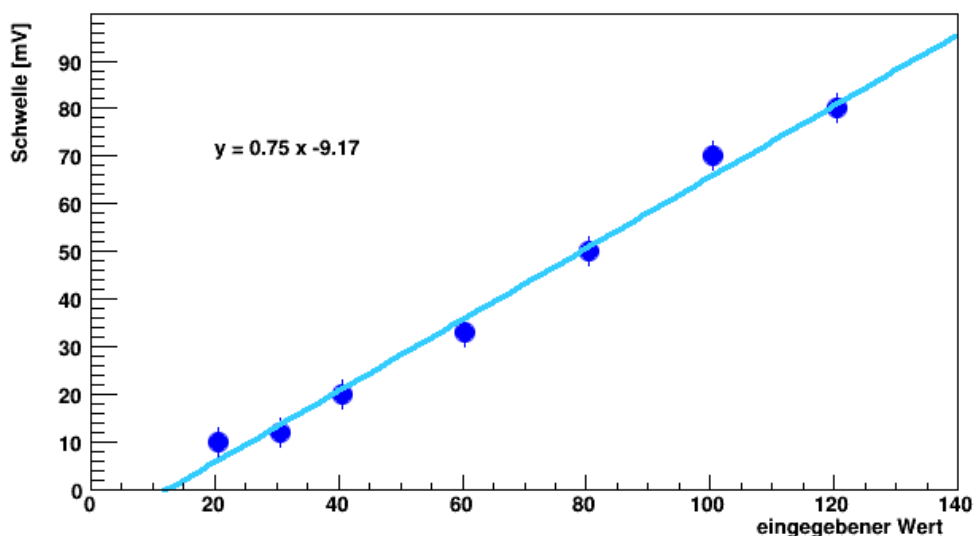
**Abbildung 3.31:** Diskriminatoren mit Verkabelung.

<sup>20</sup>engl.: Low Voltage Differential Signaling

<sup>21</sup>engl.: Nuclear Instrument Module

<sup>22</sup>Überrahmen, engl.: crate

Die Schwelle jedes Kanals kann mit Hilfe der sogenannten Slowcontrol einzeln gesetzt werden. Es kann ein Slowcontrol-Wert zwischen 0-255 gewählt werden, wobei für Werte, die kleiner als 20 sind, die Schwelle nicht klar definiert ist. Es sollten also nur Werte über 20 gewählt werden. In Abbildung 3.32 ist zu sehen, durch welchen Slowcontrol-Wert (hier 0 bis 140) welche Schwelle gesetzt wird.



**Abbildung 3.32:** Einstellung der Diskriminatorschwellen. Auf der X-Achse sind die Werte, die einem PC übergeben werden, aufgetragen, auf der Y-Achse die daraus resultierenden Schwellenwerte in mV.

Das LVDS-Signal kann sowohl positiv als auch negativ abgegriffen werden. Für den SciFi wird nur das negative Signal verwendet. An dieser Stelle ließe sich allerdings die Elektronik sehr einfach um ein weiteres Bauteil, zum Beispiel einem Zähler erweitern, in dem dafür das positive Signal genutzt würde. Die Breite des LVDS-Signals beträgt 20 ns.

### 3.5.2. TDC

Die Weiterleitung der Signale aus den Diskriminatoren an die TDCs erfolgt über 15 m lange Twisted-Pair-Flachbandkabel<sup>23</sup>.

Als TDCs wurden bisher zwei verschiedene Typen benutzt. Bis Dezember 2012 wurden Multihit-TDCs von CAEN (Mod V1190A) verwendet. Seit Januar 2013 werden ELB-VME-VFB6 von den ELB-Elektroniklaboratorien Bonn benutzt. Der Wechsel war nötig,

<sup>23</sup>Kabel mit verdrehten Adernpaaren



da nach den ersten Strahlzeiten beschlossen wurde, den SciFi in den Trigger einzugliedern.

Der Trigger ist das Startsignal für die Datenaufnahme. Erst wenn dieser ein Signal liefert, werden die Daten, welche von allen Detektoren geliefert werden, gespeichert. Im gesamten Experiment lieferten zunächst 3 Detektoren ein Triggersignal, der Tagger, der BGO-Ball und TOF. Diese Signale können entweder einzeln als Trigger verwendet werden oder in Kombination als ODER oder UND. Damit auch ein Detektor vor dem Magneten in Vorwärtsrichtung zum Trigger beiträgt, sollte entweder der MOMO-Detektor oder der SciFi ein weiteres Triggersignal liefern. Der MOMO-Detektor wurde für ein anderes Experiment optimiert und deckt dadurch nicht den ganzen Vorwärtsbereich ab, sodass für den Trigger der SciFi besser geeignet ist. Von den CAEN TDCs kann kein Signal, das als SciFi-Triggersignal genutzt werden kann, geliefert werden, von den ELB-VME-VFB6 schon. Ein weiterer Vorteil der ELB-VME-VFB6 ist, dass sie integrierte Zähler haben.

Es werden zwei SciFi-Triggersignale generiert, eins aus dem ODER aller horizontalen Fasern und eins aus dem ODER aller vertikalen Fasern.

#### **TDCs von CAEN**

- Binsgröße = 100 ps
- Fenster =  $3 \mu\text{s}$
- 128 Eingangskanäle (4 Flachbandkabel) pro TDC
- 5 TDCs für den gesamten SciFi

#### **ELB-VME-VFB6 TDC**

- Binsgröße = 35 ps
- Fenster =  $1,2 \mu\text{s}$
- 96 Eingangskanäle (3 Flachbandkabel) pro TDC
- 7 TDCs für den gesamten SciFi
- Ein TDC liefert ein NIM-Signal, das ein ODER aller 96 Eingangskanäle ist und das für den Trigger benutzt werden kann.
- Das ODER aus den 4 NIM-Signalen der TDCs, die Signale von den vertikalen Fasern erhalten, ergibt den SciFi<sub>vertikal</sub>-Trigger. Das ODER aus den 3 NIM-Signalen der TDCs, die Signale von den horizontalen Fasern erhalten, ergibt den SciFi<sub>horizontal</sub>-Trigger.
- Es ist ein Zähler für jeden Kanal integriert.

Ein Bild der beiden eingebauten TDC Typen mit Verkabelung ist in Abbildung 3.33

zusehen. Oben sind die ELB-VME-VFB6 TDC installiert und der SciFi angeschlossenen, unten die TDCs von CAEN, die Signale vom MOMO erhalten.

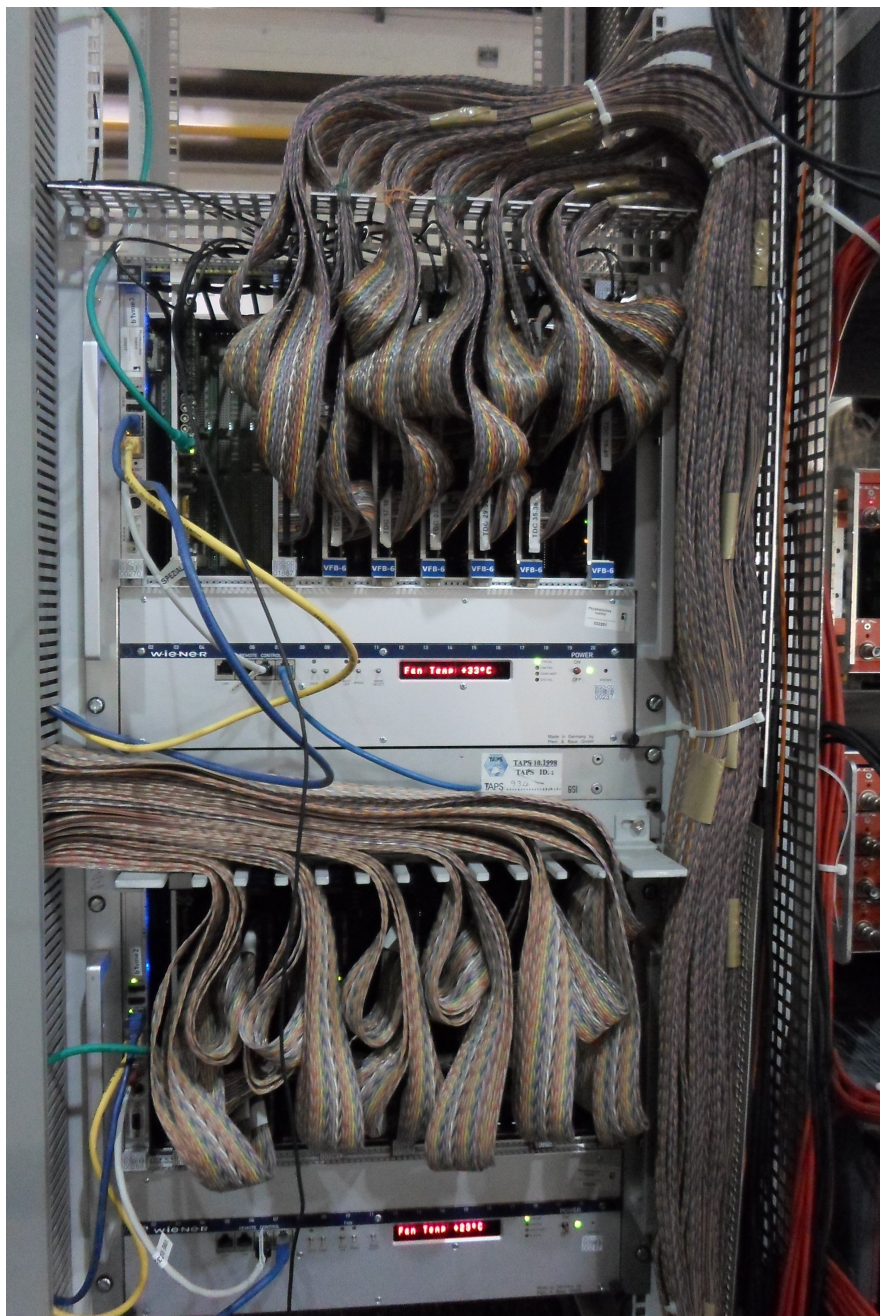


Abbildung 3.33: TDCs mit Verkabelung. oben SciFi, unten MOMO.

## 4. Tests zum Detektoraufbau

Die szintillierenden Fasern, die daraus erstellten Module und die Photomultiplier wurden vor dem Zusammenbau bzw. Einbau in das Experiment getestet. Die verschiedenen Tests, beispielsweise zur Funktionalität der einzelnen Fasern oder der Effizienz der Module, sind im Folgenden aufgeführt. Zunächst wird der allgemeine Aufbau vorgestellt und die elektronischen Bauteile, die benutzt wurden, beschrieben. Im Anschluss werden für jeden Test die genauen Aufbauten skizziert und die Ergebnisse vorgestellt.

### 4.1. Allgemeiner Aufbau und elektronische Bauteile

Bei den Tests wurde das Lichtsignal aus der/den zu testenden Faser/Fasern auf einen der 16fach Photomultiplier geleitet. Zur weiteren Verarbeitung des Signals aus dem Photomultiplier wurde entweder ein ADC<sup>1</sup>, ein TDC<sup>2</sup> oder ein Zähler verwendet:

- ADC

Ein ADC hat einen sogenannten Gate-Eingang und mehrere Signaleingänge. An das Gate wird ein Signal, auch Trigger genannt, gegeben, das die Datenaufnahme der Signaleingänge startet. Das Triggersignal kann entweder von der zu testenden Faser selbst geliefert werden, indem ihr Signal mit einem Signalteiler geteilt wird. Die eine Hälfte wird über einen Diskriminator auf das Gate gegeben, die andere auf einen Signaleingang. Oder das Triggersignal kann von anderen speziell angeordneten Szintillatoren geliefert werden. Das Spektrum weist meistens zwei Peaks auf, einen Pedestalpeak und einen Signalpeak. Der Pedestalpeak wird aufgenommen, wenn ein Triggersignal vorliegt, aber kein Signal am Signaleingang. Die Position des Pedestalpeaks hängt vom ADC ab und kann verändert werden. Um also den wahren Messwert zu erhalten, wird an beide Peaks eine Gaußkurve angefitet und der Scheitelwert der Gaußkurve des Pedestalpeaks wird vom Scheitelwert der Gaußkurve des Signalpeaks abgezogen: Messwert = Signal - Pedestal.

- TDC

Ein TDC hat ebenfalls einen Gate-Eingang und mehrere Signaleingänge. Im Unterschied zum ADC muss hier zuvor das Signal am Signaleingang diskriminiert

---

<sup>1</sup>Wandelt ein analoges Signal in ein digitales um; engl.: analog to digital converter

<sup>2</sup>Wandelt ein Zeitsignal in ein digitales um; engl.: time to digital converter

werden. Im Spektrum ist hier die Zeitdifferenz zwischen dem Gate-Signal und dem Signal am Signaleingang zu sehen.

- Zähler

Mit einem Zähler können Raten in einer bestimmten, am Zähler einstellbaren Zeit aufgenommen werden.

Es wurden verschiedene Mittel zur Erzeugung eines Signals in einer Faser benutzt, zum einen kosmische Strahlung zum anderen Elektronen aus einer Strontium-90-Quelle oder aus ELSA:

- kosmische Strahlung

Der für die Tests nutzbare Teil der kosmischen Strahlung trifft mit einer Rate von  $\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{min}}$  auf die Erde auf und hinterlässt als minimalionisierende Teilchen eine Energie von  $2 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$  [PDG10]. Daraus ergibt sich für eine 3 mm breite Faser eine Maximale Rate von 0,5 Hz bei einem Meter Länge und eine Energie von 0,6 MeV. Der Vorteil der Nutzung kosmischer Strahlung ist, dass sie Dank ihrer hohen Energie mehrere Meter aus szintillierendem Material durchdringt. Es können folglich verschiedenste Triggerbedingungen aus mehreren Szintillatoren aufgebaut werden. Einen großen Nachteil jedoch stellt die geringe Rate da. Um eine, für eine Analyse ausreichende Statistik zu erhalten (mehrere 1000 Ereignisse), muss eine Messung über mehrere Stunden oder Tage erfolgen.

- Strontium 90

Strontium 90 kurz  $^{90}\text{Sr}$  ist ein Betastrahler mit einer Zerfallsenergie von 2,3 MeV. Elektronen mit dieser Energie haben eine Reichweite von ca. 10 mm in den Fasern [Gru93]. Die Quelle hat eine Stiftform und ist damit sehr gut zu handhaben. Sie kann punktgenau und an jedem Ort eingesetzt werden. Der Vorteil hierbei ist die hohe Rate, der Nachteil die geringe Reichweite.

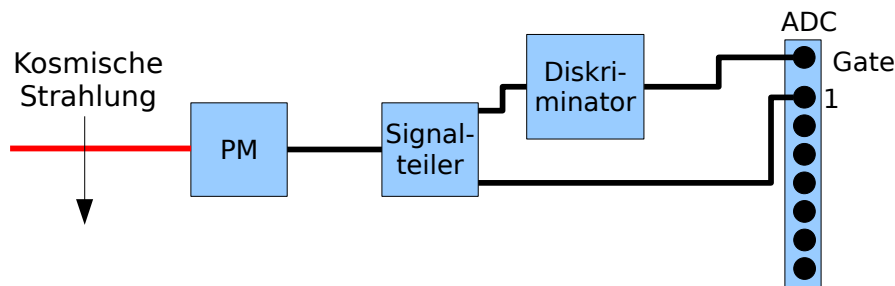
- Elektronen

Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, existiert noch ein zweiter Strahlplatz an den Elektronen aus ELSA extrahiert werden können; dort befindet sich das CBELSA/TAPS-Experiment. Während einer Strahlzeit an diesem Experiment wurde ein Testaufbau hinter dem zum CBELSA/TAPS-Experiment gehörenden Tagger aufgebaut, so dass die aus dem Tagger austretenden Elektronen den Testaufbau treffen. Dies geschieht mit einer Rate von mehreren kHz, was einen Vorteil bei der Benutzung von diesen Elektronen ausmacht. Ebenso ist ihre Energie groß genug, mehrere Zentimeter aus szintillierendem Material zu durchdringen. Nachteilig ist jedoch, dass diese Methode nur bei laufendem Experiment möglich ist und einen an das Experiment angepassten Aufbau benötigt.

## 4.2. Die szintillierenden Fasern

### 4.2.1. Farbe

Um die Lichtausbeute zu erhöhen und die Fasern einfacher handhaben zu können, wurden die Fasern mit weißer Farbe überzogen. Es wurde weißer, wasserverdünnbarer Buntlack von Glasurit als Farbe verwendet. Dieser beschädigt die Fasern nicht, ist einfach zu handhaben und günstig in der Anschaffung.



**Abbildung 4.1:** Aufbau zum Testen der Farbmischung. In rot ist die zu testende Faser dargestellt.

Die Farbschicht sollte möglichst dünn sein, um wenig Untergrund zu produzieren, aber dick genug, um die Lichtausbeute zu erhöhen. Hierzu wurden Tests mit verschiedenen starken Verdünnungen durchgeführt. Der Testaufbau ist in Abbildung 4.1 zu sehen. In der rot gekennzeichneten Faser wurde durch ein kosmisches Teilchen ein Signal erzeugt, welches mit einem Photomultiplier verarbeitet wurde. Das Signal aus dem Photomultiplier wurde aufgeteilt, um zum einen über einen Diskriminator das Gate-Signal für den ADC zu liefern und zum andern, vom ADC ausgelesen zu werden.

Es wurden 25 cm lange Fasern mit folgenden Farb-Wasser-Mischungen überzogen: 1:0, 3:1, 2:1, 3:2. Es wurde kein nennenswerter Unterschied in den ADC-Spektren der verschiedenen Mischungen festgestellt. Die Spektren sind in Abbildung 4.2 zu sehen. Der Mittelwert der 4 P-S-ADC-Werte beträgt 248,5, wovon die einzelnen Werte höchstens um 3,8% abweichen. Für die endgültige Lackierung der Fasern wurde eine Mischung von 3:1 gewählt, also 3 Teile Farbe und ein Teil Wasser. Diese Mischung eignete sich am besten, da sie sehr gut an der Faser haften blieb (nicht abfloss), dabei aber flüssig genug war, um keine Unebenheiten zu bilden. Um die 700 Fasern mit Farbe zu überziehen, wurden die 1 m und 1,2 m langen Fasern einzeln in die Farbe getaucht und über Nacht zum Trocknen aufgehängt. Bilder davon sind in Anhang C zu sehen.

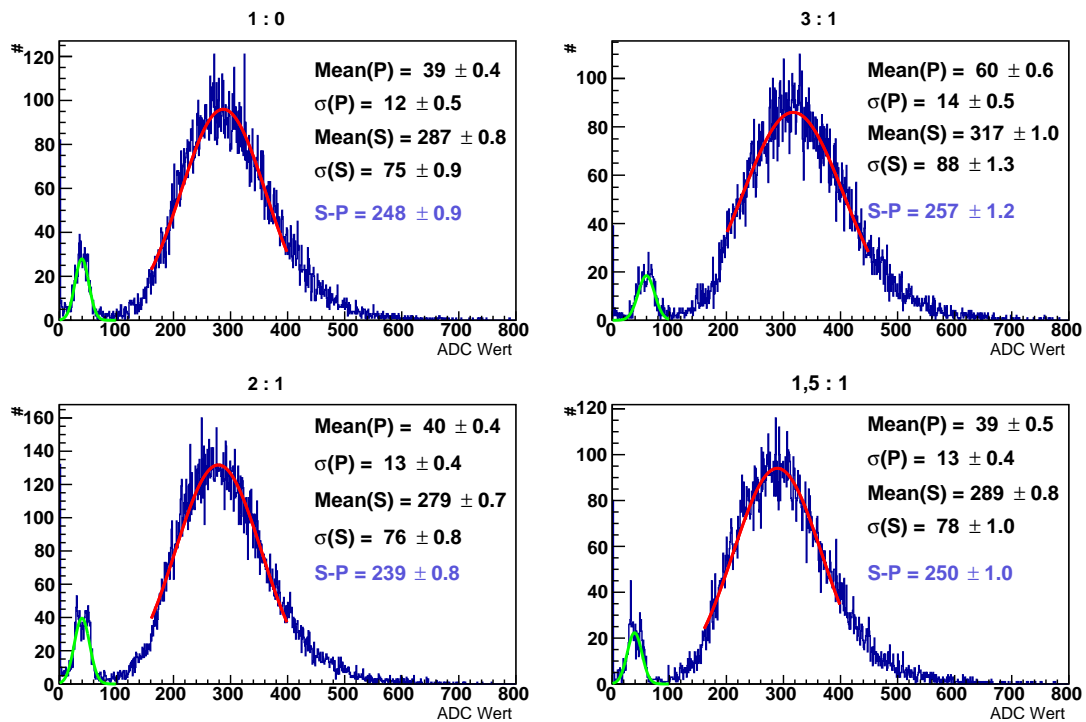


Abbildung 4.2: ADC Spektren der verschiedenen Farbmischungen. P = Pedestal, S = Signal.

#### 4.2.2. Funktionalität

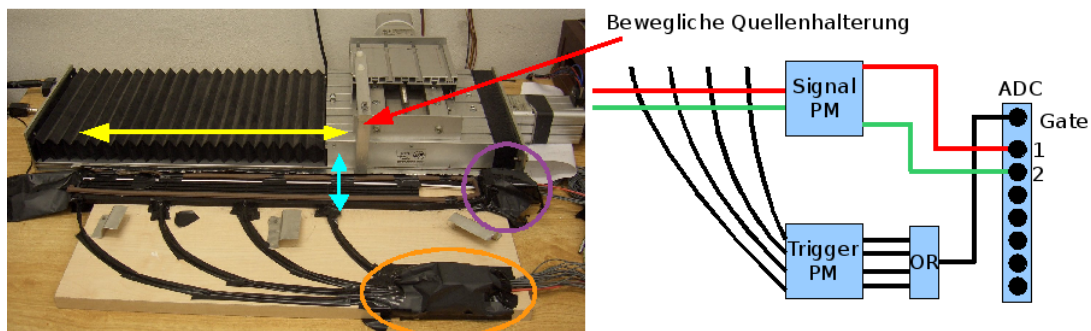
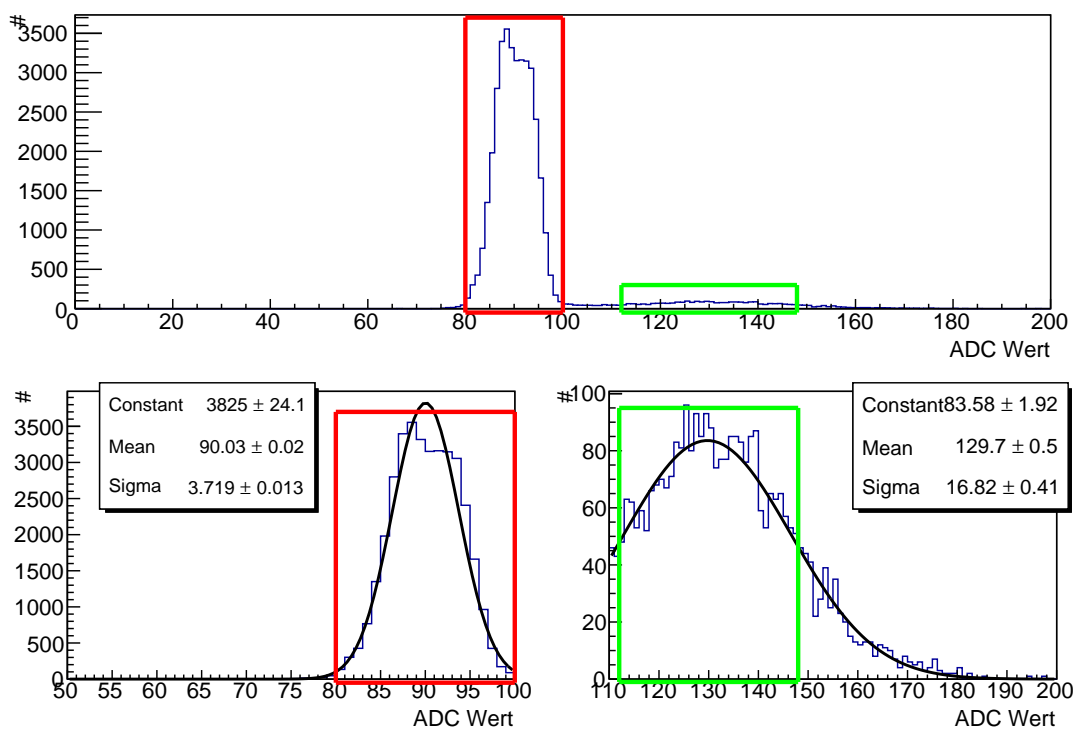


Abbildung 4.3: Aufbau zum Test der einzelnen Fasern. Links ist ein Photo des Aufbaus gezeigt und rechts die schematische Zeichnung davon. Mit dem lila eingekreisten Photomultiplier wurden die zu testenden Fasern (rot und grün) ausgelesen, mit dem orange eingekreist Photomultiplier die 4 Triggerfasern (schwarz). Die Quelle kann entlang des gelben und blauen Pfeils bewegt werden.

Nach abgeschlossener Lackierung aller Fasern, wurde jede einzelne getestet, indem ein ADC-Spektrum mit der in Abbildung 4.3 zu sehenden Anordnung aufgenommen wur-

de. Im Bild links ist ein Foto der Apparatur zu sehen, rechts eine schematische Skizze. Für diesen Test wurde eine in zwei Richtungen bewegliche Halterung benutzt, in die die oben beschriebene  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle eingeschraubt werden konnte. Die Quelle konnte somit entlang einer Faser oder von einer Faser zu einer anderen bewegt werden. Davor wurde eine PVC-Halterung für mehrere Fasern angebracht. Mit einem Photomultiplier wurden die zu testenden Fasern und eine Vergleichsfaser ausgelesen, mit einem weiteren Photomultiplier die vier Triggerfasern.

Es wurden die ADC-Spektren von zwei Fasern aufgenommen, der zu testenden, welche immer gewechselt wurde und einer fest installierten Vergleichsfaser. Durch die Vergleichsfaser konnten die Werte der anderen Fasern normiert werden. Eventuelle Schwankungen in der Elektronik durch z.B. Temperaturunterschiede während der mehrtägigen Messungen der 700 Fasern konnten somit in der Datenanalyse ausgeglichen werden. Es wurde ein Programm geschrieben, mit dem für beide Fasern für eine feste Anzahl von Triggern ein ADC-Spektrum aufgenommen wurde.

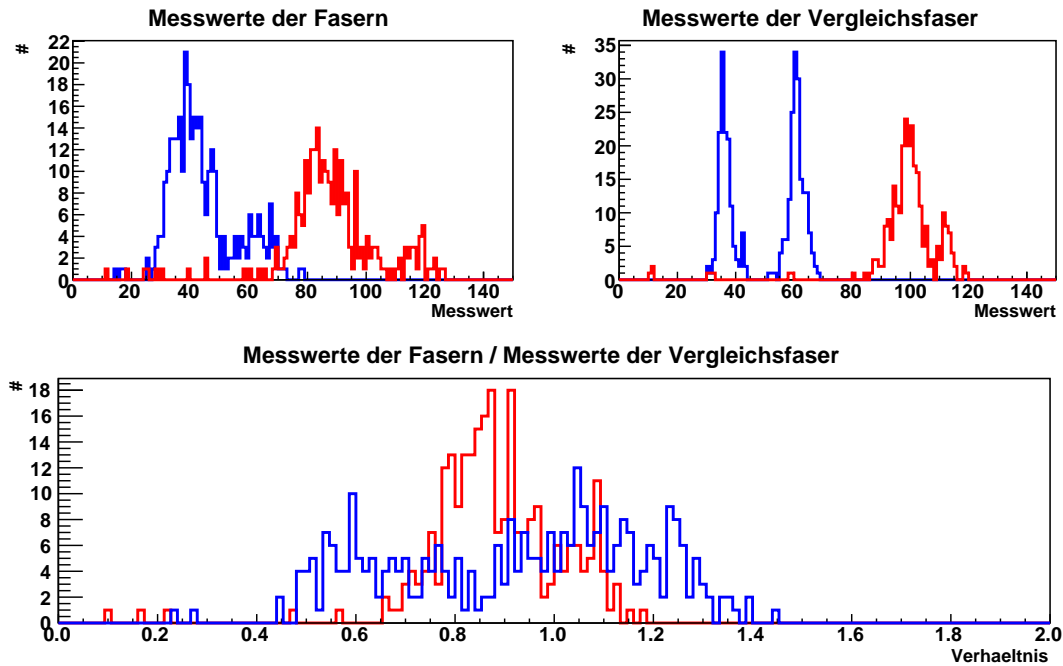


**Abbildung 4.4:** ADC-Werte einer 1 m langen Faser. Der Pedestalpeak ist in rot umrahmt, der Signalpeak in grün. Oben ist das gesamte Spektrum gezeigt und unten die Ausschnittsvergrößerungen der Peaks.

In Abbildung 4.4 ist als Beispiel die Auswertung für eine Faser zu sehen. Das obere Bild zeigt das gesamte ADC-Spektrum. Bei den unteren Bildern wurde jeweils in



den Pedestalpeak bzw. den Signalpeak hineingezoomt und ein Gaußfit angewendet. Die Messwerte (Signalpeak-Pedestalpeak) aller Fasern wurden in Histogramme eingetragen, die in Abbildung 4.5 oben gezeigt werden.



**Abbildung 4.5:** Verteilung der Messwerte der Fasern, der Vergleichsfasern und deren Verhältnis für die 1 m langen Fasern in blau und die 1,2 m langen in rot.

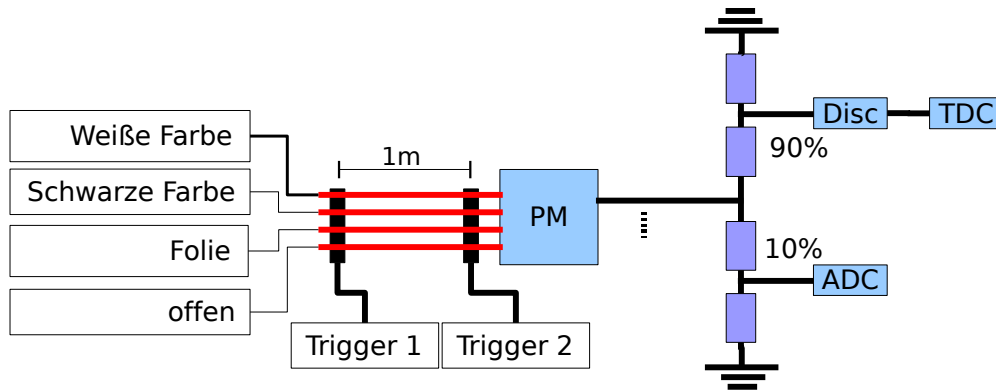
In Abbildung 4.5 oben links sind die Messwerte für jede Faser zu sehen, rechts die Werte der Vergleichsfaser in blau für die 1 m langen und in rot für die 1,2 m langen Fasern. Das untere Diagramm zeigt das Verhältnis von Faser zur Vergleichsfaser. Bei den Vergleichsfasern der 1 m langen Faser (blau) fällt auf, dass zwei Peaks zu sehen sind. Dieser Effekt kann teilweise auf Raumtemperaturschwankung während der mehrtägigen Messung, welche Photomultiplier und ADCs beeinflusst hat, zurückgeführt werden. Da er aber bei den Messwerten nicht ebenso deutlich zu sehen ist, kann er nicht vollständig erklärt werden. Dies ist aber insoweit kein Problem, da es beim Bilden des Verhältnisses von Faser zur Vergleichsfaser nur dazu führen kann, dass eigentlich gute Fasern als schlecht einsortiert werden.

Für die beiden Längen wurden von dem höchsten Verhältnis absteigend 16 Fasern zu einem Modul zusammen gefasst. Module mit einer schlechteren Lichtausbeute, also einem schlechteren Verhältnis, können mit einem Photomultiplier mit einer höheren Spannung ausgelesen werden, damit bei allen Modulen gleiche Ergebnisse erzielt werden. Die Mo-



dule mit dem schlechteren Verhältnis wurden beim Zusammenbau des Detektors in der jeweiligen Lage außen platziert.

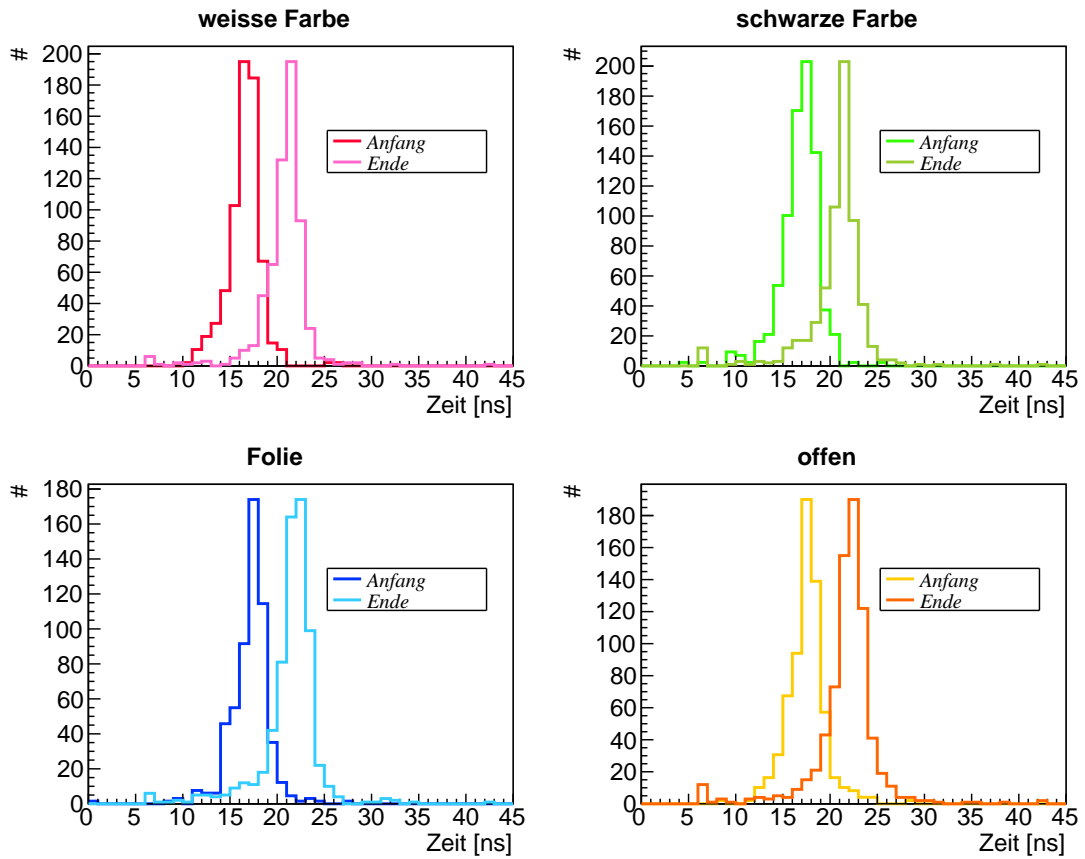
### 4.2.3. Enden der Fasern



**Abbildung 4.6:** Testaufbau zur Messung der verschiedenen behandelten Faserenden.

Um das Ende der Fasern zu verschließen, kamen mehrere Möglichkeiten in Frage. Einerseits weiße Farbe oder Mylarfolie, um das Licht, welches in die falsche Richtung läuft, zu reflektieren und auch einzufangen, andererseits schwarze Farbe, um dieses Licht zu absorbieren. Ob Reflexion oder Absorption besser ist, hängt von der Geschwindigkeit des Lichts in der Faser und der Verarbeitungszeit im Photomultiplier ab. Um dies zu testen wurden vier Fasern mit verschiedenen Enden hergestellt. Mit Hilfe der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle wurde in diesen Fasern an zwei verschiedenen Stellen ein Lichtsignal erzeugt, welches von einem der 16-fach Photomultiplier verarbeitet wurde. In Abbildung 4.6 ist der Aufbau für diesen Test skizziert. Der Abstand der beiden Triggerszintillatoren betrug 1 m. Das Signal jeder Faser wurde zu 90 % über einen Diskriminator zu einem TDC geleitet und dabei so stark verzögert, dass es innerhalb des Gates durch einen der Trigger anlag. Die restlichen 10 % wurden zu einem ADC geleitet.

In Abbildung 4.7 sind die aufgenommenen TDC Spektren zu sehen. Es ist jeweils das Signal wenn Trigger 1 (1 m entfernt vom Photomultiplier, Ende) benutzt wurde, und das bei Trigger 2 (nah am Photomultiplier, Anfang) eingezeichnet. Alle Faserenden wurden zunächst poliert und dann weiter behandelt. Links oben wurde das Ende der Faser mit der weißen Farbe bestrichen, die auch in Kapitel 4.2.1 benutzt wurde, rechts oben wurde schwarze Farbe benutzt. Links unten wurde auf das Ende der Faser aluminisierte Mylarfolie geklebt und rechts unten wurde das Ende offen gelassen. An jeden der in den Spektren zu sehenden Peaks wurde eine Gaußkurve angefitet. Die Schwerpunkte dieser Fits sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.



**Abbildung 4.7:** TDC Spektren mit unterschiedlich behandelten Enden: rot: weiße Farbe, grün: schwarze Farbe, blau: mit Mylarfolie, orange: offen.

	Scheitelpunkt der Gaußfits [ns]			
	weiß	schwarz	Folie	offen
Trigger 1	$29,6 \pm 1,4$	$29,9 \pm 1,6$	$28,7 \pm 1,5$	$28,5 \pm 1,4$
Trigger 2	$26,1 \pm 1,3$	$25,8 \pm 1,3$	$25,5 \pm 1,3$	$25,1 \pm 1,2$
Trigger 1 - Trigger 2	$3,6 \pm 1,9$	$4,1 \pm 2,1$	$3,2 \pm 2,0$	$3,4 \pm 1,9$

**Tabelle 4.1:** Peakpositionen der TDC Spektren.

Tabelle 4.1 zeigt, dass sich für alle Fasern innerhalb der Fehlergrenzen die gleichen Werte ergeben. Das heißt, bei einem Trigger ist jeweils nur ein Peak an der selben Stelle zu sehen. Man erhält also durch reflektiertes Licht, bei weißer Farbe oder Mylarfolie keinen zweiten Peak.

Um das Eintreten von Streulicht zu vermeiden, sollten die Faserenden nicht offen gelassen werden. Da das Streichen mit Farbe einen geringeren Aufwand als das Bekleben mit Mylarfolie darstellt und bei Mylarfolie die Gefahr besteht, dass Licht aus einer Faser in eine Nachbarfaser gespiegelt wird, wurden die Faserenden mit weißer Farbe gestrichen.

### 4.3. Die Module des SciFis

#### 4.3.1. Ratentests aller Module mit der $^{90}\text{Sr}$ -Quelle

Modul	1		2		39		40	
PM Kanal	mit Quelle	ohne Quelle	mit Quelle	ohne Quelle	mit Quelle	ohne Quelle	mit Quelle	ohne Quelle
1	16,7	0,49	16,4	0,68	18,8	0,62	19,3	0,45
2	15,3	0,21	10,3	0,17	11,3	0,16	13,5	0,18
3	24,3	0,22	22,6	0,22	22,7	0,20	23,4	0,20
4	27,1	0,26	23,5	0,25	27,9	0,27	23,7	0,23
5	11,0	0,19	10,4	0,20	11,2	0,17	12,6	0,17
6	10,9	0,16	10,0	0,17	11,9	13,00	12,4	0,15
7	20,3	0,16	21,6	0,15	20,4	0,15	22,2	0,16
8	27,0	0,31	25,9	0,30	29,7	0,29	25,9	0,23
9	11,1	0,23	12,0	0,29	12,6	0,25	14,9	0,28
10	10,7	0,20	11,3	0,20	11,0	0,20	12,0	0,20
11	29,4	0,41	29,5	0,57	29,1	0,48	30,6	0,41
12	20,9	0,19	20,9	0,13	22,4	0,15	22,1	0,16
13	10,1	0,18	11,5	0,19	12,8	0,19	11,4	0,18
14	9,7	0,14	9,4	0,13	10,0	0,13	10,7	0,12
15	18,1	0,16	19,8	0,16	20,5	0,14	20,2	0,14
16	18,1	0,21	23,1	2,01	25,9	0,21	23,6	0,17

**Tabelle 4.2:** Raten von den jeweiligen 16 Fasern von vier verschiedenen Modulen, sowohl mit Quelle als auch ohne (Rauschen). Die Zahlen 1-16 bezeichnen den Photomultiplierkanal.

Nach dem Zusammenkleben der Module, wurden diese auf eventuelle Fehler getestet. In einer lichtdichten Holzkiste wurde jedes Modul nacheinander mit demselben Photomultiplier verbunden und für je 100s wurden die Zählraten einmal ohne eine Quelle und einmal mit einer Quelle aufgenommen. Die Quelle befand sich bei jeder Messung

an der gleichen Position, mittig, 20 cm über dem jeweiligen Modul. Die Raten dieses Tests sind für 4 Module in Tabelle 4.2 und für alle Module in Anhang D aufgeführt. Die Nummerierung der Module ist Anhang E zu entnehmen. Die Zahlen 1-16 bezeichnen hier den jeweiligen Photomultiplierkanal und nicht die Fasernummer im Modul.

Wie schon beschrieben, ist die Reichweite der  $\text{Sr}^{90}$ -Quelle nicht sehr groß. Bei der Anordnung der Fasern in einem Modul (siehe Abbildung 3.10) führt das dazu, dass die untere Ebene des Moduls eine kleinere Rate als die obere sieht. Ebenso erreicht die weiter außen gelegenen Fasern eine geringere Rate als die Inneren. Dies führt zu einem Faktor drei Unterschied in den Zählraten pro Modul. Beim Vergleich der Raten in einem Photomultiplierkanal für die verschiedenen Module wird deutlich, dass alle Module die gleichen Raten liefern.

Das Zusammenkleben der Fasern zu den Modulen hat demnach zu keinen Fehlern geführt und alle Fasern arbeiten vergleichbar.

#### 4.3.2. Effizienzbestimmung einzelner Fasern in einem Modul mit Hilfe von Elektronen aus ELSA

Für diesen Test wurden zwei Module (Y und Z genannt) zwischen sechs Szintillationszählern angeordnet. Ein schematischer Aufbau der Elektronik ist in Abbildung 4.8 zu sehen und der Aufbau ist in Abbildung 4.9 gezeigt. Der gesamte Aufbau wurde so hinter dem Tagger des CBELSA/TAPS Experiments installiert, dass die Taggerelektroden die Module trafen. An drei Stellen der Module (orange Kreise) kann deren Effizienz bestimmt werden.

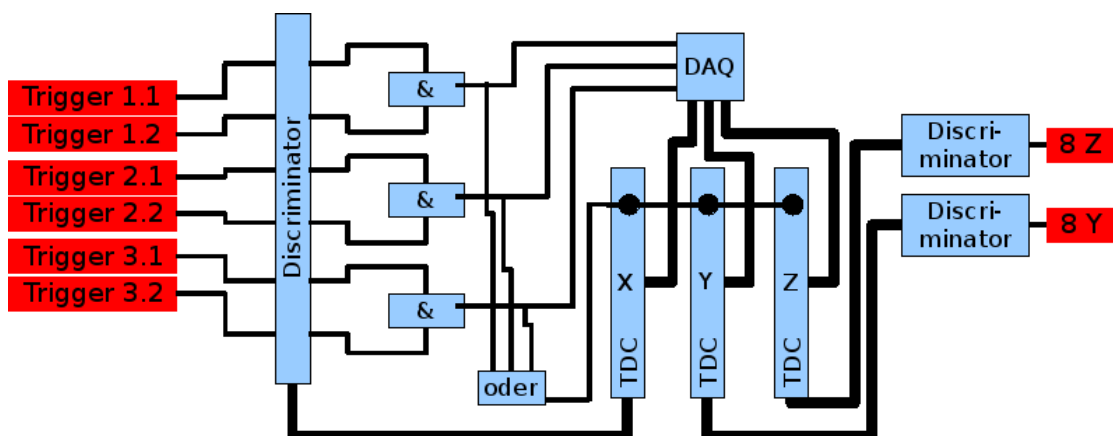
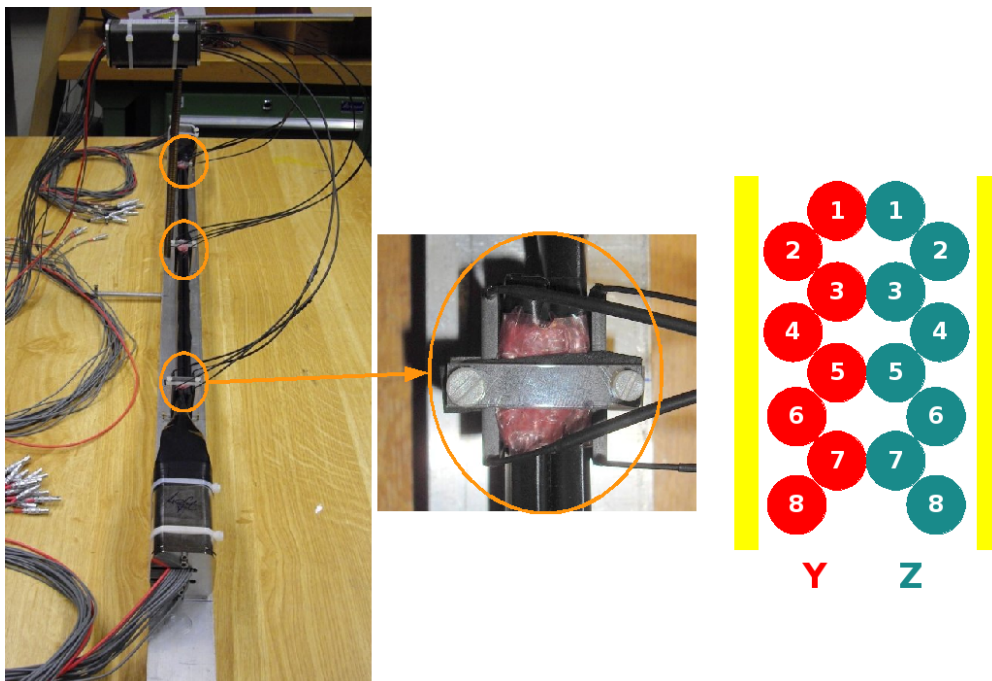


Abbildung 4.8: Schematischer Aufbau der Elektronik zur Effizienzbestimmung einzelner Fasern.

Die Signale der Triggerszintillatoren (siehe Abbildung 4.8) wurden über Wellenlängenschieber und Lichtleiter auf einen dritten 16-fach Photomultiplier geleitet, der oberhalb der Module angebracht wurde. Die weitere Verarbeitung dieser 6 Signale und der jeweils 8 Signale der mittleren Fasern der Module ist ebenfalls in Abbildung 4.8 zu sehen.

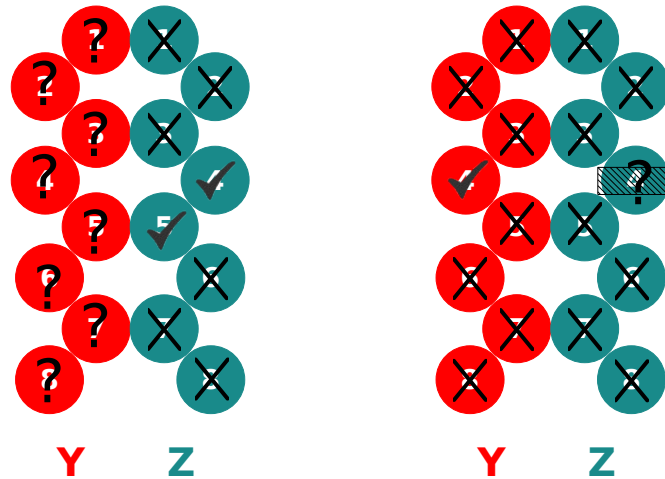
Bei allen Messungen war die erste Triggerbedingung, dass die beiden Triggerszintillatoren (gelb in Abbildung 4.9) an einer orange eingekreisten Stelle ein Signal gesehen hatten. War diese Bedingung erfüllt, wurde die Datenaufnahme gestartet.



**Abbildung 4.9:** Aufbau zur Effizienzbestimmung einzelner Fasern. Auf dem Foto im linken Bild ist der Gesamtaufbau gezeigt. Ganz vorne und ganz hinten sind eckige Eisenrohre, in denen sich die Photomultiplier befinden, die die Module auslesen, zu sehen. Die Module sind in schwarze Folie gewickelt, um sie lichtdicht einzuschließen. Die orangenen Kreise kennzeichnen die Stellen, an denen die Effizienz der Module bestimmt wurde. Ein Foto von einer dieser Stellen ist im mittleren Bild zu sehen und im rechten Bild ist der schematische Aufbau skizziert. In gelb sind die beiden Triggerszintillationszählern eingezeichnet in rot und grün die jeweils 8 Fasern der Module Y und Z.

In der Analyse konnten noch weitere Bedingungen, im Weiteren Analysetrigger (AT) genannt, an die Daten gestellt werden. In Abbildung 4.10 sind zwei dieser Analysetriggerbedingungen zu sehen. Es wurde zum Beispiel verlangt, dass aus den Z-Fasern nur die Fasern Z4 oder Z5 ( $Z4 \vee Z5$ ) ein Signal geliefert haben (Abbildung 4.10, links). Aus der Anzahl dieser Analysetrigger und der Anzahl aller Treffen in den Y-Fasern, kann dann die Effizienz des ODERs der Y-Fasern bestimmt werden.

Die Effizienz einzelner Fasern kann nur eingeschränkt bestimmt werden. Dies ist in Abbildung 4.10, rechts zu sehen. Wird als Analysetrigger ein Treffer in Y4 UND keiner in einer anderen Y-Faser UND keiner in Z1, Z2, Z3, Z5, Z6, Z7 und Z8 verlangt, kann damit die Effizienz der gestrichelten Fläche von Z4 bestimmt werden.



**Abbildung 4.10:** Analysetrigger der Effizienzmessung. links: Trigger nur  $Z4 \vee Z5$ , Effizienz von Z ODER. rechts: Trigger nur Y4 UND nicht Z1,2,3,5,6,7,8; Effizienz von der gestrichelten Fläche von Z4.

Die Analysetrigger und die sich daraus ergebenden Effizienzen sind in Tabelle 4.3 zu sehen.

Bei der Datennahme, deren Auswertung in Tabelle 4.3 zu sehen ist, waren die Module so ausgerichtet, dass zuerst das Y-Modul und dann das Z-Modul getroffen wurde. Diese Ausrichtung erklärt die geringere Effizienz der Z-Fasern im Vergleich zu den Y-Fasern. Wenn eine Z-Faser den Trigger geliefert hat, muss ein Teilchen aus geometrischen Gründen zuvor eine Y-Faser getroffen haben. Wenn auf eine Y-Faser getriggert wird, kann das Teilchen allerdings in der Y-Faser gestreut werden, sodass es zwischen zwei Z-Fasern durchfliegt oder bei den Einzeltriggern nicht die gefragte Z-Faser trifft. Dies hat zu Folge, dass die gemessene Effizienz der Z-Faser geringer ist als die Wahre.

AT	# AT	ausge.	# ausge.	Effizienz [%]	Fehler [%]
Y4√Y5	341474	Z ODER	326988	95,76	0,23
Y3√Y4√Y5√Y6	769780	Z ODER	722790	93,9	0,15
Z4√Z5	387652	Y ODER	384674	99,23	0,23
Z3√Z4√Z5√6	878482	Y ODER	869155	98,94	0,15
Y1	166434	Z1	148851	89,44	0,32
Y2	80998	Z2	71275	88	0,45
Y3	71189	Z3	59594	83,71	0,46
Y4	90818	Z4	83701	92,16	0,44
Y5	88373	Z5	81570	92,3	0,45
Y6	96096	Z6	77189	80,33	0,39
Y7	96713	Z7	67662	69,96	0,35
Y8	209737	Z8	165772	79,04	0,26
Z1	221552	Y1	182309	82,29	0,26
Z2	75020	Y2	71275	95,01	0,5
Z3	61817	Y3	59594	96,4	0,55
Z4	84749	Y4	83701	98,76	0,48
Z5	83192	Y5	81570	98,05	0,48
Z6	80124	Y6	77189	96,34	0,49
Z7	72957	Y7	67662	92,74	0,49
Z8	176662	Y8	165772	93,84	0,32

**Tabelle 4.3:** Auswertung der Effizienzmessung: als Trigger wurde immer verlangt, dass die unter Trigger gekennzeichnete Faser ein Signal gesehen hat und keine zusätzliche aus demselben Modul. Sind mehrere Fasern unter Trigger aufgeführt, wurde ein ODER aus diesen als Trigger benutzt. Bei den Einzeltriggern wird zusätzlich verlangt, dass auch aus dem Modul, in dem die ausgewertete Faser ist, keine andere Faser ein Signal liefert.

Bei einer weiteren Messung wurden die Module andersherum ausgerichtet, sodass zuerst das Z-Modul und dann das Y-Modul getroffen wurde. Diese Daten sind in Tabelle 4.4 aufgeführt und zeigen, dass hier der Effekt wie erwartet genau andersherum ist. Die Y-Fasern haben eine geringere Effizienz als die Z-Fasern.

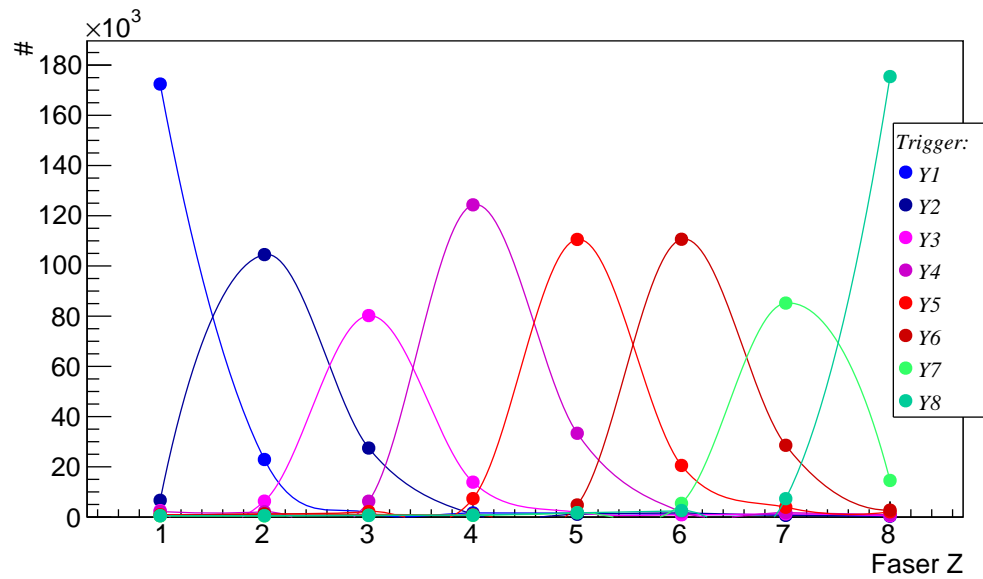
In beiden Auswertungstabellen fällt auf, dass die Effizienz der einzelnen Fasern in einem Modul zur Mitte hin höher ist als außen. Dies lässt sich durch die Hitverteilung in allen Fasern in einem Modul, wenn eine Faser im anderen Modul den Trigger geliefert hat, erklären. Diese Hitverteilung ist in Abbildung 4.11 zu sehen und die zugehörigen Raten sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

AT	# AT	ausge.	# ausge.	Effizienz [%]	Fehler [%]
Y4√Y5	217609	Z ODER	216029	99,27	0,3
Y3√Y4√Y5√Y6	510912	Z ODER	506591	99,15	0,2
Z4√Z5	187086	Y ODER	165408	88,41	0,3
Z3√Z4√Z5√Z6	449915	Y ODER	395736	87,96	0,19
Y1	67442	Z1	63589	94,29	0,52
Y2	49505	Z2	48056	97,07	0,62
Y3	45639	Z3	44811	98,19	0,65
Y4	44522	Z4	43701	98,16	0,66
Y5	47851	Z5	47294	98,84	0,64
Y6	55548	Z6	54431	97,99	0,59
Y7	56159	Z7	53858	95,9	0,58
Y8	99839	Z8	85492	85,63	0,4
Z1	107496	Y1	69076	64,26	0,31
Z2	64102	Y2	48056	74,97	0,45
Z3	58493	Y3	44811	76,61	0,48
Z4	51685	Y4	43701	84,55	0,55
Z5	56975	Y5	47294	83,01	0,52
Z6	69543	Y6	54431	78,27	0,45
Z7	69306	Y7	53858	77,71	0,45
Z8	113238	Y8	85492	75,5	0,34

**Tabelle 4.4:** Auswertung der Effizienzmessung: Im Vergleich zu Tabelle 4.3 wurde die Reihenfolge der Module vertauscht. Hier wurde zuerst das Z-Modul und dann das Y-Modul getroffen.

Als Analysetrigger wurde ein Signal aus nur einer Y-Faser und sonst keiner anderen Y-Faser verlangt. Für jede Y-Faser ist die Hitverteilung in allen Z-Fasern in einer anderen Farbe dargestellt. Wenn also z.B. auf Y5 getriggert wird, gibt es dazu passende Ereignisse in Z1 bis Z8. Um nun die Effizienz von Z5 zu erhalten, wird der Trigger weiter eingeschränkt, indem zusätzlich verlangt wird, dass keine andere Z-Faser ein Signal geliefert hat. Im Falle von Z5 wird also die mögliche Trefferfläche nach oben und unten begrenzt. Im Falle von Y1 und Z1 bzw Y8 und Z8 ist diese Beschränkung aber nur in eine Richtung möglich, weil es keine Fasern 0, -1, .. bzw. 9, 10, ... gibt. Für die äußeren Fasern gibt es also geometrische Möglichkeiten die Triggerfaser zu treffen, aber nicht die Faser, deren Effizienz bestimmen werden soll. Deshalb ist die Effizienz der äußeren Fasern kleiner als die der inneren.





**Abbildung 4.11:** Hitverteilung in den Z-Fasern, wenn eine Y-Fasern den Trigger geliefert hat.

AT ↓	nur Z1	nur Z2	nur Z3	nur Z4	nur Z5	nur Z6	nur Z7	nur Z7
Y1	172450	6660	2565	2165	936	589	459	526
Y2	22912	104525	6332	2071	1123	1246	432	556
Y3	1635	27473	80238	6303	2173	1056	726	601
Y4	1635	1097	13891	124342	7332	969	666	737
Y5	1550	1100	1849	33356	110564	4807	1727	1665
Y6	1057	1649	902	2108	20547	110634	5436	2590
Y7	828	680	1254	1759	3882	28570	85211	7307
Y8	547	346	510	904	2072	2739	14573	175430

**Tabelle 4.5:** Trefferanzahl in den Z-Fasern, wenn eine Y-Faser den Trigger geliefert hat.

Werden nur die mittleren Fasern Y4, Y5, Z4 und Z5 betrachtet, ergibt sich hier eine gemittelte Effizienz von  $98,45\% \pm 1,12\%$ .

#### 4.4. Die Photomultiplier

	PM Nr. 2186	PM Nr. 2071	PM Nr. 2231																																																
700 V	<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td>0,4</td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td><b>100</b></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> </table> <p><math>\Sigma = 0,4</math></p>							0,4				<b>100</b>						<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td>0,5</td><td></td></tr> <tr><td></td><td>1,3</td><td><b>100</b></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td>1,1</td><td></td></tr> </table> <p><math>\Sigma = 2,9</math></p>							0,5			1,3	<b>100</b>				1,1		<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td><b>100</b></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> </table> <p><math>\Sigma = 0</math></p>											<b>100</b>					
		0,4																																																	
		<b>100</b>																																																	
		0,5																																																	
	1,3	<b>100</b>																																																	
		1,1																																																	
		<b>100</b>																																																	
750 V	<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td>0,5</td></tr> <tr><td></td><td></td><td>4,2</td><td>0,5</td></tr> <tr><td></td><td>3,4</td><td><b>100</b></td><td>3,1</td></tr> <tr><td></td><td>1,1</td><td>4,8</td><td>1,3</td></tr> </table> <p><math>\Sigma = 18,9</math></p>				0,5			4,2	0,5		3,4	<b>100</b>	3,1		1,1	4,8	1,3	<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td>1,7</td><td>4,8</td><td>0,6</td></tr> <tr><td></td><td>4,6</td><td><b>100</b></td><td>2,6</td></tr> <tr><td></td><td>2,1</td><td>5,8</td><td>1,2</td></tr> </table> <p><math>\Sigma = 23,4</math></p>						1,7	4,8	0,6		4,6	<b>100</b>	2,6		2,1	5,8	1,2	<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td></td><td>0,5</td><td></td></tr> <tr><td></td><td>0,5</td><td><b>100</b></td><td>0,6</td></tr> <tr><td></td><td></td><td>0,8</td><td></td></tr> </table> <p><math>\Sigma = 2,4</math></p>							0,5			0,5	<b>100</b>	0,6			0,8	
			0,5																																																
		4,2	0,5																																																
	3,4	<b>100</b>	3,1																																																
	1,1	4,8	1,3																																																
	1,7	4,8	0,6																																																
	4,6	<b>100</b>	2,6																																																
	2,1	5,8	1,2																																																
		0,5																																																	
	0,5	<b>100</b>	0,6																																																
		0,8																																																	
800 V	<table border="1"> <tr><td></td><td>0,7</td><td>0,9</td><td>1,4</td></tr> <tr><td></td><td>1,5</td><td>5,7</td><td>1,5</td></tr> <tr><td></td><td>4,8</td><td><b>100</b></td><td>5,4</td></tr> <tr><td></td><td>2,1</td><td>8,9</td><td>2,7</td></tr> </table> <p><math>\Sigma = 35,6</math></p>		0,7	0,9	1,4		1,5	5,7	1,5		4,8	<b>100</b>	5,4		2,1	8,9	2,7	<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td>1,8</td><td>6,2</td><td>1,4</td></tr> <tr><td></td><td>5,7</td><td><b>100</b></td><td>4,2</td></tr> <tr><td>0,8</td><td>2,7</td><td>8,4</td><td>2,3</td></tr> </table> <p><math>\Sigma = 33,5</math></p>						1,8	6,2	1,4		5,7	<b>100</b>	4,2	0,8	2,7	8,4	2,3	<table border="1"> <tr><td></td><td></td><td></td><td></td></tr> <tr><td></td><td>1,2</td><td>4,9</td><td>0,7</td></tr> <tr><td></td><td>3,6</td><td><b>100</b></td><td>6,9</td></tr> <tr><td></td><td>1,1</td><td>6,1</td><td>1,1</td></tr> </table> <p><math>\Sigma = 25,6</math></p>						1,2	4,9	0,7		3,6	<b>100</b>	6,9		1,1	6,1	1,1
	0,7	0,9	1,4																																																
	1,5	5,7	1,5																																																
	4,8	<b>100</b>	5,4																																																
	2,1	8,9	2,7																																																
	1,8	6,2	1,4																																																
	5,7	<b>100</b>	4,2																																																
0,8	2,7	8,4	2,3																																																
	1,2	4,9	0,7																																																
	3,6	<b>100</b>	6,9																																																
	1,1	6,1	1,1																																																

**Tabelle 4.6:** Übersprecher in den Photomultipliern. Auf den rot gekennzeichneten Kanal wurde das Signal gelegt. Die Zahlen in den anderen Kanälen geben an, zu wieviel Prozent der jeweilige Kanal angesprochen hat, wenn der rote Kanal ein Signal geliefert hat. Unter jeder Matrix ist die Summe über alle Übersprecher eingetragen.

Bei einem 16-fach Photomultiplier ist es sehr wichtig, dass ein Signal aus einem Pixel bzw. Kanal nicht auf einen anderen überspricht. Es wurde getestet, wie die angelegte Spannung mit diesen Übersprechern zusammenhängt. Dafür wurde das Eintrittsfenster eines Photomultipliers bis auf ein Pixel in der Mitte mit schwarzem Tape zugeklebt. Auf dieses eine offene Pixel wurde das Ende einer szintillierenden Faser gerichtet. Mit Hilfe der  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle wurde in der Faser ein Lichtsignal erzeugt, das dann das Photomultiplierpixel traf. Bei angelegten Spannungen von 700, 750 und 800 V wurden die Ereignisse in allen 16 Kanälen gezählt. Dafür wurden die Signale über einen Diskriminator, bei dem für alle Kanäle die selbe Schwelle (Slowcontrol-Wert 40, Kapitel 3.5.1) eingestellt wurde, auf einen Zähler gegeben.

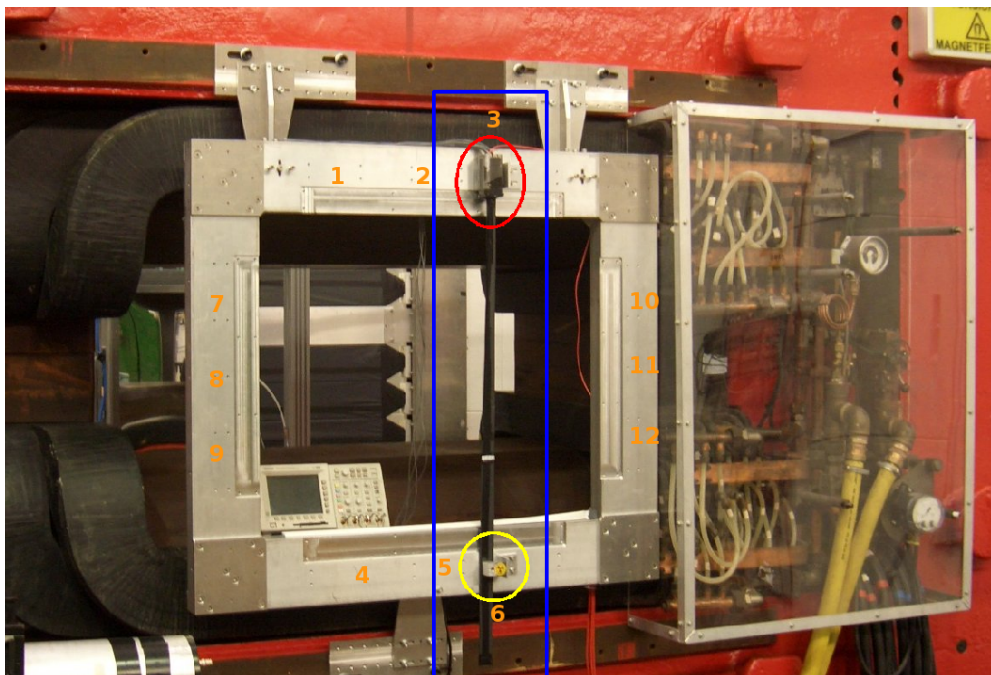
In Tabelle 4.6 sind die Ergebnisse dieses Tests für drei verschiedene Photomultiplier aufgeführt (in Anhang F ist diese Tabelle für alle getesteten Photomultiplier zu sehen).

Je höher die angelegte Spannung ist, desto mehr Übersprecher finden statt. Auffällig ist, dass nicht nur direkte Nachbarn ansprechen, sondern auch schräg versetzte Kanäle ausgelöst werden können. Auch sind Unterschiede in den verschiedenen Photomultipliern zu sehen.

Als Ergebnis lässt sich sagen, dass die Betriebsspannung der Photomultiplier 700 V nicht überschreiten sollte.

## 4.5. Abschirmung

Wie in den Bedingungen an den SciFi gefordert (siehe Seiten 31f), muss der SciFi nahe am Magneten installiert werden. In den Photomultiplier werden die Elektronen von einer Dynode zur nächsten beschleunigt. Auf ihrem Weg dürfen sie durch ein Magnetfeld nicht so stark abgelenkt werden, dass sie die nächste Dynode nicht mehr erreichen. Wenn die Photomultiplier also in einem Magnetfeld betrieben werden sollen, muss dieses entweder so klein sein oder so stark abgeschwächt werden, dass es die Flugbahn der Elektronen im Photomultiplier nicht beeinflusst.



**Abbildung 4.12:** Aufbau zum Test der Abschirmung durch ein Eisenrohr gegen das Magnetfeld. Rot ist der Photomultiplier eingekreist, gelb die Halterung für die  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle. In orange ist die Nummerierung aller Positionen angegeben.

Der Magnet wurde zunächst in seiner ursprünglichen Größe aufgebaut, das heißt, mit einem Öffnungswinkel von  $5^\circ$ . Später wurde der Magnet auf einen Öffnungswinkel von  $8,2^\circ$  umgebaut. Erste Tests, um die Photomultiplier gegen das Magnetfeld abzuschirmen, wurden mit dem Magneten mit dem kleineren Öffnungswinkel gemacht. Dieser erzeugte auf Grund seines geringeren Öffnungswinkels ein stärkeres Magnetfeld. Eine erfolgreiche Abschirmung mit dem kleineren Magneten sollte also auch für den umgebauten Magneten funktionieren.

Als Abschirmung wurde ein eckiges Rohr aus Eisen getestet (siehe Kapitel 3.4.3). In diesem wurde einer der 16-fach Photomultiplier platziert, der mit einem 16-fach Modul verbunden wurde. Dieser Aufbau wurde an 12 verschiedenen Stellen der Haltestruktur installiert. Eine Position ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Mit der Quelle wurde ein Signal erzeugt und Zählraten mit und ohne Magnetfeld aufgenommen. An der Position des Photomultipliers (ohne Eisenrohr) wurden zudem alle drei Komponenten des Magnetfeldes mit einer Hallsonde gemessen.

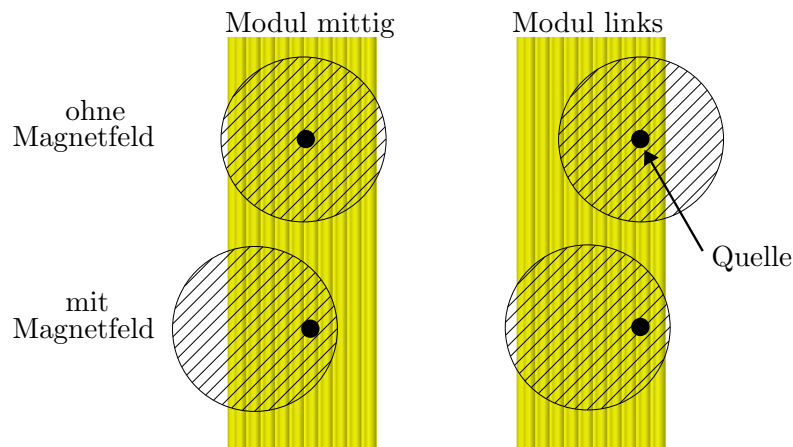
Position		$B_x$ [mT]	$B_y$ [mT]	$B_z$ [mT]	$Z = \text{Zählrate} \frac{\text{mit}}{\text{ohne}} [\%]$	$\Delta Z [\%]$	
1	oben	links	-6	34	-106	106	1,97
2		mitte	0	35	-106	100	6,2
3		rechts	6	34	-106	105	2,02
4	unten	links	6	34	106	94	0,51
5		mitte	0	35	106	92	0,49
6		rechts	-6	34	106	90	0,49
7	links	oben	-15	-50	-100	108	0,64
8		mitte	0	-100	0	107	0,65
9		unten	15	-50	100	108	0,64
10	rechts	oben	15	-50	-100	99	0,66
11		mitte	0	-100	0	86	0,56
12		unten	-15	-50	100	83	0,53

**Tabelle 4.7:** Magnetfeld- (mT) und Zählratenmessungen (%) mit einem eckigen Eisenrohr an verschiedenen Positionen.

Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Tabelle 4.7 zusammengefasst. Das Magnetfeld ist in mT angegeben und das Verhältnis der Zählraten  $\frac{\text{mit}}{\text{ohne}}$  in % (die Messwerte ohne Magnetfeld werden also an jeder Position als 100 % angenommen). Die angegebenen Fehler sind statistisch aus den Zählraten berechnet worden.

Der Messung liegen auch systematische Fehler zu Grunde, die durch den Aufbau entstehen. Die Photomultiplierhalterung und die Quelle wurden fest montiert, das andere

Ende des Moduls wurde nur unter die Halterung für die Quelle geschoben. Dabei war eine immer gleiche Positionierung des Moduls in Bezug auf die Quelle nicht gewährleistet. Die Elektronen wurden schon auf der kurzen Strecke (1 cm) von der Quelle zum Modul abgelenkt, wenn der Magnet angeschaltet war. Das Magnetfeld verläuft von oben nach unten, die Elektronen werden also nach links abgelenkt. Das Trefferbild der Elektronen auf dem Modul verschiebt sich also. Wurde das Modul in Bezug auf die Quelle nach links ausgerichtet, können mit eingeschaltetem Magnetfeld mehr Elektronen das Modul treffen. War das Modul mittig oder rechts ausgerichtet, werden es weniger (siehe Abbildung 4.13). Die niedrigen Prozentzahlen an den Positionen 11 und 12 lassen auf eine sehr ungünstige Ausrichtung des Moduls zur Quelle an diesen Stellen schließen. Trotz des systematischen Fehlers zeigt diese Messung, dass der Photomultiplier auch bei eingeschaltetem Magnetfeld Signale liefert.



**Abbildung 4.13:** Trefferflächen der Elektronen (schwarz gestreift) aus der  $^{90}\text{Sr}$  Quelle (schwarzer Punkt). In gelb ist das Modul dargestellt.



## 5. Teststrahlzeiten und Messungen am installierten Detektor

Es wurden verschiedene Teststrahlzeiten durchgeführt, unter anderem im Januar und April 2010, im Mai und November 2011 und im Juli 2012. Bei diesen Teststrahlzeiten wurden Daten mit dem SciFi-Detektor aufgenommen. Zwischen den Strahlzeiten wurden Ratentests mit einer radioaktiven Quelle und Magnetfeldmessungen durchgeführt.

### 5.1. Teststrahlzeit im Januar 2010

Bei der Teststrahlzeit im Januar 2010 war der gesamte SciFi-Detektor mit eckigen Rohren (siehe Kapitel 3.4.3) aufgebaut und alle Kabel angeschlossen. Die TDC-Auslese stand zwar noch nicht an ihrem endgültigen Platz, war aber über die, für den endgültigen Platz benötigten, 15 m Flachbandkabel angeschlossen.

Als Trigger konnte der Tagger, eine TOF-Wand oder ein  $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$  großer Szintillationsdetektor, der mit einem Photomultiplier ausgelesen wurde und direkt vor dem SciFi installiert war, genutzt werden.

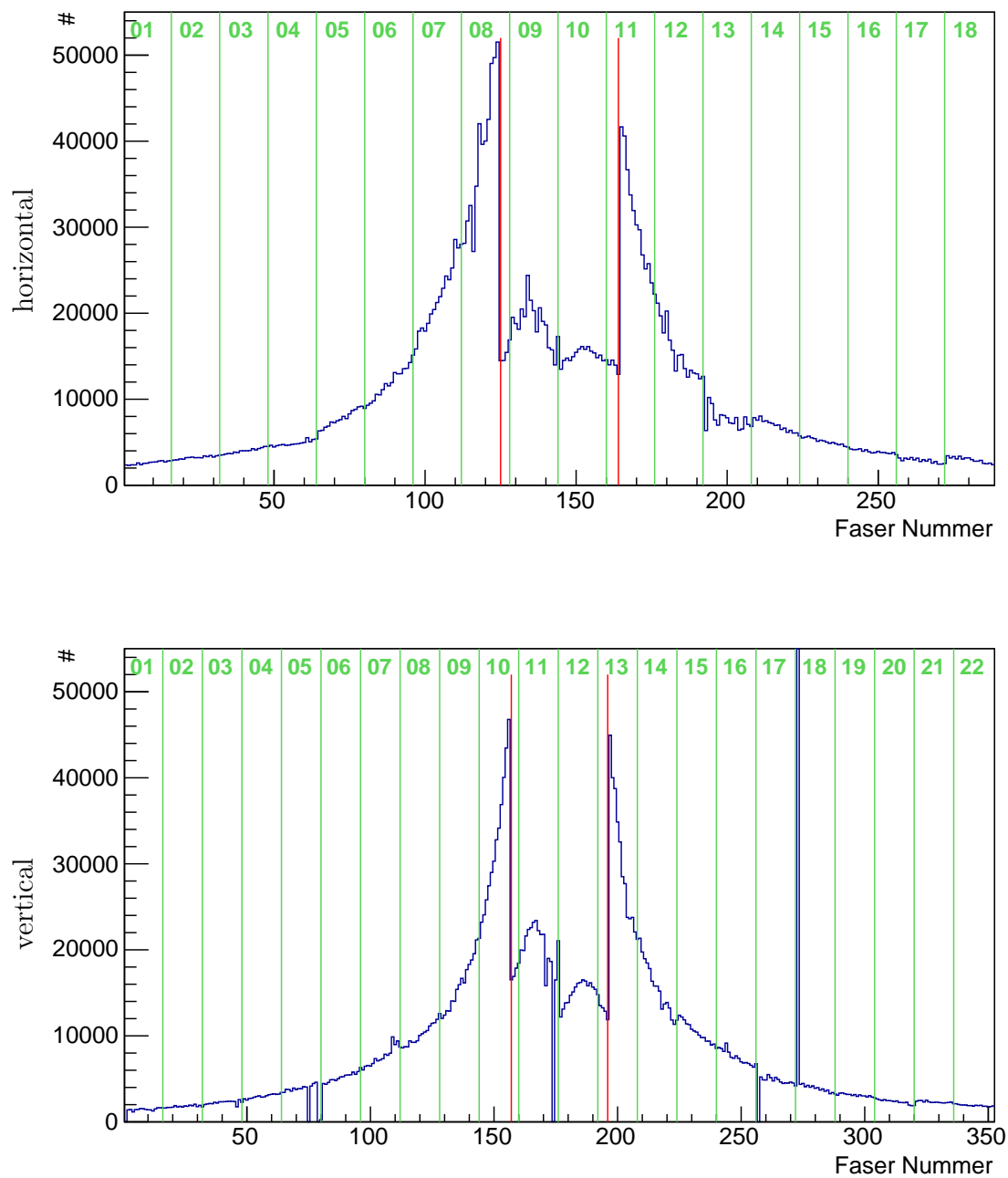
#### 5.1.1. Messungen ohne Magnet

In Abbildung 5.1 sind die Hitspektren des SciFi-Detektors zu sehen, im oberen Bild die horizontale Lage mit 288 Fasern und im unteren die vertikale Lage mit 352 Fasern.

Man kann für beide Lagen sehr gut die erwartete höhere Rate zur Mitte, und somit zum Strahl hin, sehen. Da die Fasern innerhalb der roten Linien kürzer sind, setzt sich diese Erhöhung nicht ganz bis in die Mitte fort.

Zu Anfang der Strahlzeit gab es mehrere nicht funktionierende Fasern, die entweder rauschten oder kein Signal lieferten. Zum Ende der Strahlzeit konnte dies auf eine rauschende Faser und 5 Fasern ohne Signal reduziert werden.

Das Hitspektrum kann auch dazu genutzt werden, die Strahlposition zu überprüfen. Wenn der Strahl in der richtigen Position ist, also mittig durch den Detektor geht, sollten die höchsten Peaks innerhalb einer Lage die gleiche Höhe haben. Die Spektren in Abbildung 5.1 zeigen, dass der Strahl während dieser Datennahme in Strahlrichtung nach links und nach unten verschoben war.



**Abbildung 5.1:** Hitspektrum des SciFi-Detektors. Oben die horizontale Lage, unten die vertikale Lage. Die Grenzen zwischen den Modulen sind in grün eingezeichnet. Die Nummern sind die Nummern der Photomultiplier. Zwischen den roten Linien befinden sich die kurzen Fasern, die 2 cm vor der Mitte des Detektors enden.



### 5.1.2. Messungen mit Magnet

Nachdem der Magnet angeschaltet und das stärkste zu erreichende Magnetfeld eingestellt wurde, lieferten mehrere Photomultiplier der horizontalen Lage kein Signal mehr. Die Photomultiplier in der Mitte der horizontalen Lage wurden nicht ausreichend gegen das, durch ein Strom von 1328 A im Magneten erzeugte Magnetfeld, abgeschirmt. Das Magnetfeld innerhalb der Eisenrohre lenkt die Elektronen aus der Kathode so stark ab, dass diese nicht mehr die erste Dynode des Photomultipliers erreichen.

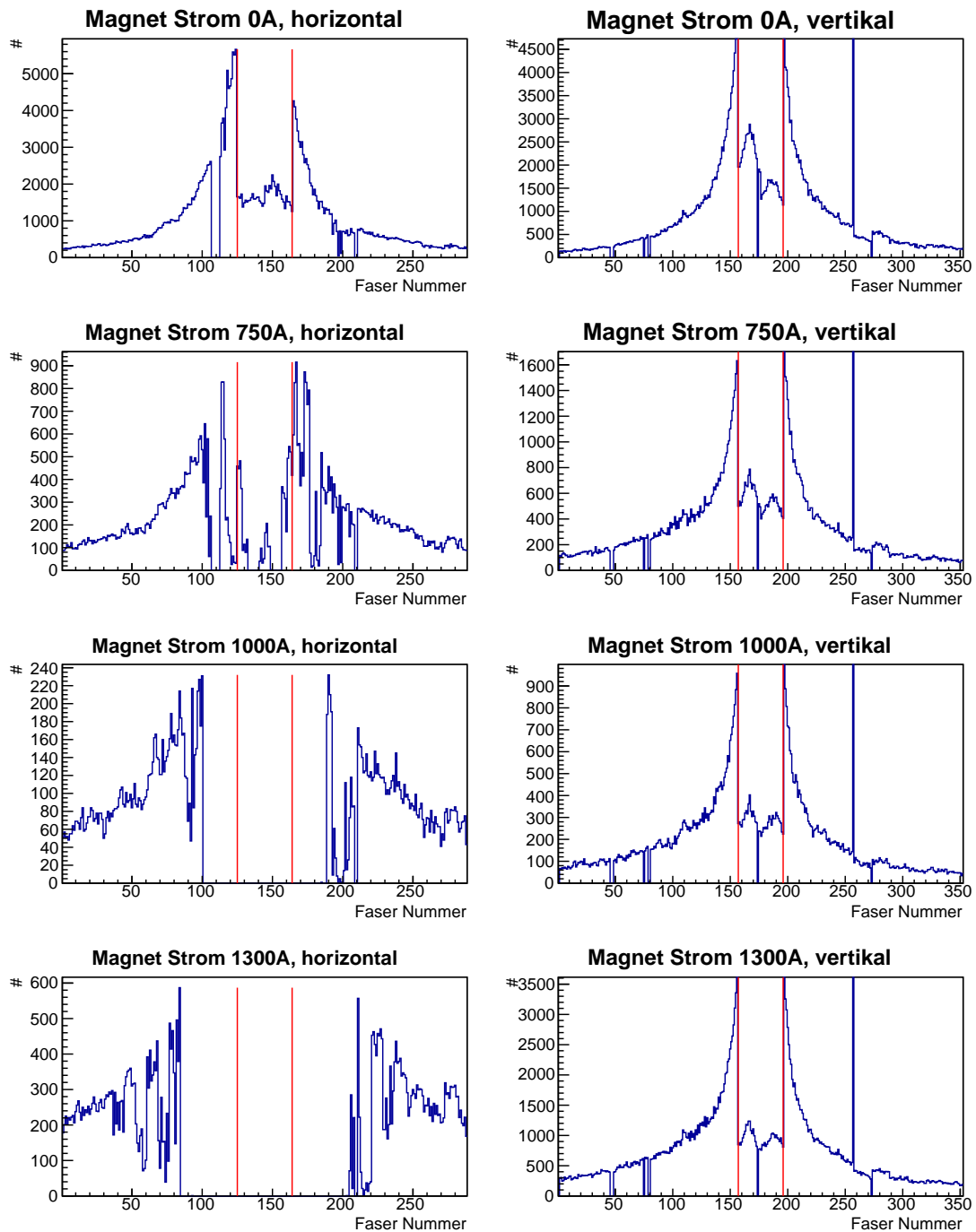
Um herauszufinden ab welchem Strom dieses Problem auftritt, wurden Daten mit verschiedenen Magnetströmen aufgenommen. Im Gap des Magneten ist bei den Koordinaten  $X = -73$  cm,  $Y = 0$  cm und  $Z = 275$  cm (in Bezug auf den Magneten mittig am linken Rand des Gaps) eine Hallsonde installiert, die permanent das Magnetfeld misst. Messwerte dieser Sonde sind in Tabelle 5.1 in Abhängigkeit vom angelegten Strom zu sehen. In den folgenden Abbildungen wird immer der angelegte Strom benutzt.

Magnetstrom [A]	Magnetfeld [mT]
1328	450
1300	429
1200	400
1100	370
1000	304
750	253
500	154
-500	-173
-750	-263
-1000	-344
-1300	-438

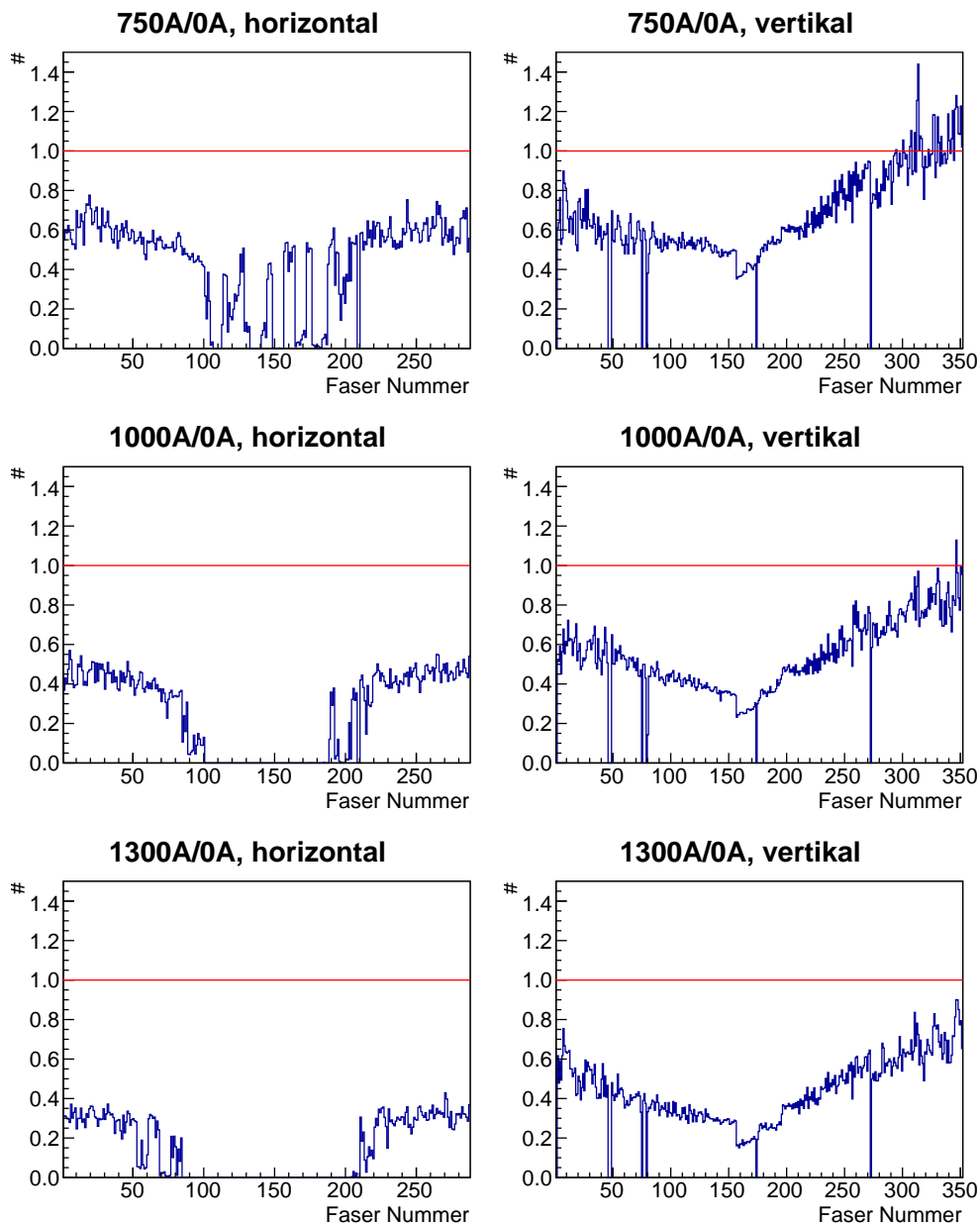
**Tabelle 5.1:** Verhältnis von angelegtem Strom zu induziertem Magnetfeld (mit dem ersten Netzteil).

Die Hitspektren dieser Tests sind in Abbildung 5.2, unterteilt in horizontale und vertikale Lage, zu sehen. Schon ab einem Strom von 750 A, also bei der Hälfte des für die spätere Datennahme gewünschten Stroms, treten Probleme in der horizontalen Lage auf.

In Abbildung 5.3 sind die normierten Spektren zu sehen. Hierfür wurden die Spektren aus Abbildung 5.2 zunächst auf eine gleiche Anzahl an Triggerereignissen normiert und danach wurde jeweils ein Spektrum mit Magnet durch das Spektrum ohne Magnet geteilt. Man erkennt zusätzlich zu dem Ausfall der mittleren Photomultiplier, dass die Raten in den äußeren Photomultiplier bei Erhöhung des Magnetfeldes abnehmen.



**Abbildung 5.2:** Hitspektren bei verschiedenen Magnetströmen. Links für die horizontale Lage und rechts für die vertikale. Die roten Linien kennzeichnen die kurzen Fasern.

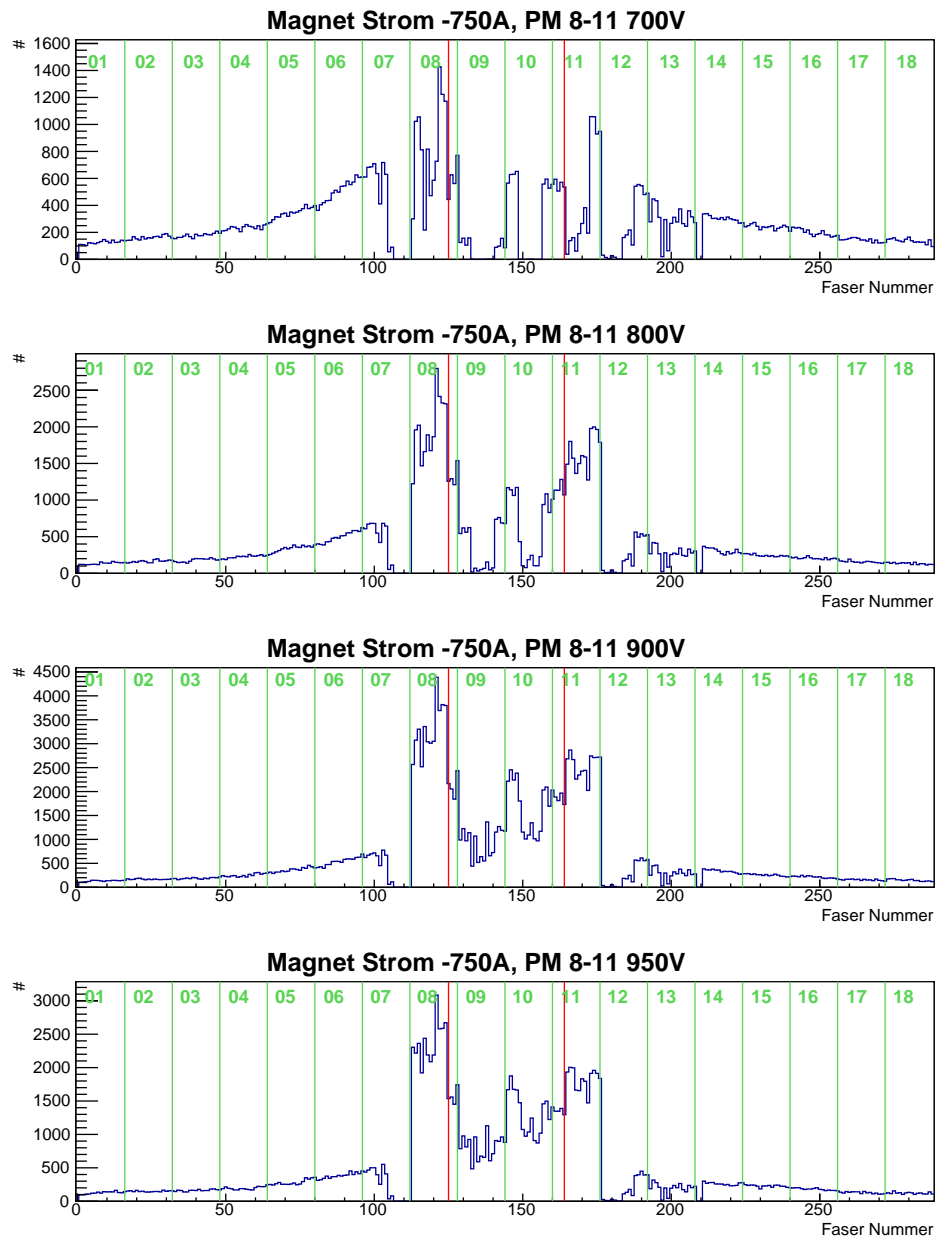


**Abbildung 5.3:** Normierte Hitspektren bei verschiedenen Magnetströmen.

Bei ideal abgeschirmten Photomultiplier sollte der normierte Wert bei 1 (rote Linie) liegen. Das dies auch nicht für die vertikale Lage der Fall ist, liegt an der Triggerbedingung für diese Messung. Es wurde auf ein UND aus dem Tagger und einer TOF-Wand getriggert, also auf geladene Teilchen in Vorwärtsrichtung. Dies sind hauptsächlich Protonen, welche bei eingeschaltetem Magnetfeld nach rechts, das heißt zu hohen Fasernummern

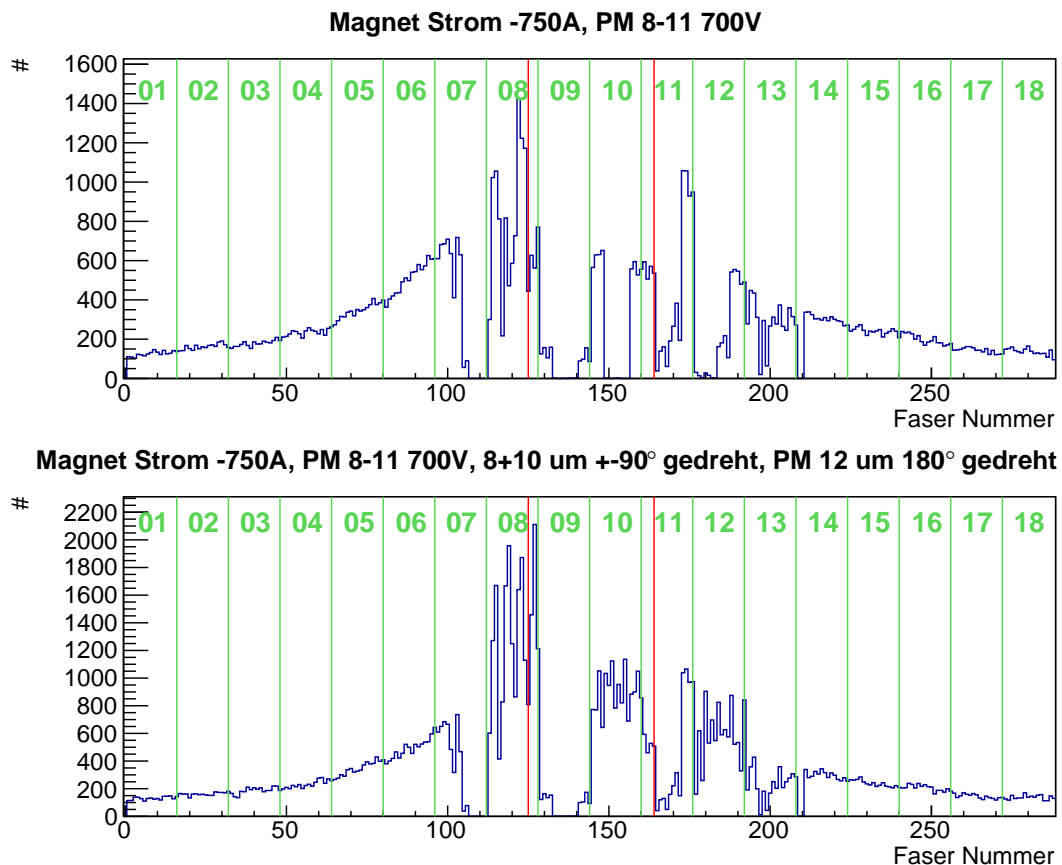
in der vertikalen Lage, abgelenkt werden. Deshalb weisen die Spektren der vertikalen Lage eine Verringerung der Rate bei niedrigen und einer Erhöhung bei hohen Fasernummern auf, wenn das Spektrum mit durch das ohne Magnet geteilt wird.

Als nächstes wurde getestet, ob dem Ausfall der Photomultiplier mit einer Erhöhung der Versorgungsspannung der Photomultiplier entgegengewirkt werden kann.



**Abbildung 5.4:** Hitspektren der horizontalen Lage mit eingeschaltetem Magnet bei verschiedenen Photomultiplierspannungen.

In Abbildung 5.4 sind die Hitspektren der horizontalen Lage bei einem festen Magnetstrom von 750 A zu sehen. Geändert wurde die Spannung für die Photomultiplier 8, 9, 10, und 11. Hier ist zu erkennen, dass die Photomultiplier bei einer Erhöhung der Spannung wieder ein Signal liefern. Wird der Magnetstrom allerdings wieder auf den Maximalwert eingestellt, liefern die Photomultiplier auch bei 950 V kein Signal. Es ist demnach - auch im Hinblick auf die Übersprecher innerhalb der Photomultiplier (siehe Kapitel 4.4) - keine Lösung, die Photomultiplier mit 950 V zu betreiben.



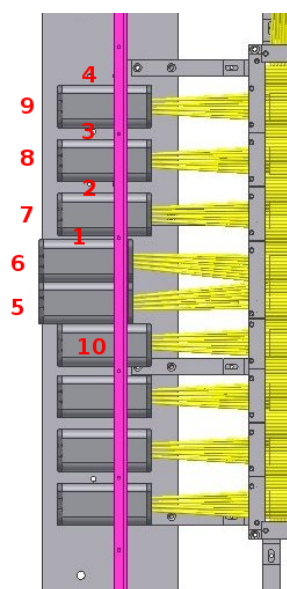
**Abbildung 5.5:** Hitspektren der horizontalen Lage mit eingeschaltetem Magnet bei verschiedenen Photomultiplierpositionen.

Es wurde auch getestet, wie die Positionierung der Photomultiplier zum Magnetfeld die Funktionalität beeinflusst. Der Photomultiplier kann innerhalb des Rohres um die Achse senkrecht zum Eintrittsfenster gedreht und somit in vier verschiedenen Ausrichtungen zum Magnetfeld positioniert werden. In Abbildung 5.5 sind die Hitspektren dieses Tests zu sehen. Photomultiplier 8 und 10 wurden um  $90^\circ$  bzw.  $-90^\circ$  gedreht und Photomultiplier 12 um  $180^\circ$ .

Es ist zu erkennen, dass die neue Position für Photomultiplier 10 und 12 besser ist als die alte. Aber auch in dieser Position arbeitet der Photomultiplier nicht mehr, wenn das Magnetfeld seinen Maximalwert hat.

## 5.2. Magnetfeldmessung

Um herauszufinden, wie stark die Magnetfelder sind, die abgeschirmt werden müssen, wurde das Feld an verschiedenen Stellen bei verschiedenen Stromstärken mit einer Hallsonde gemessen. Die 10 verschiedenen Positionen sind in Abbildung 5.6 zu sehen. Bei Position 10 wurde die Hallsonde mittig in das Eisenrohr gehalten und es wurde ohne und mit dem Eisendeckel, der das Eisenrohr verschließt (siehe Kapitel 3.4.3), gemessen. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die Zahlen geben die Y-Komponente des Magnetfeldes in mT wieder.



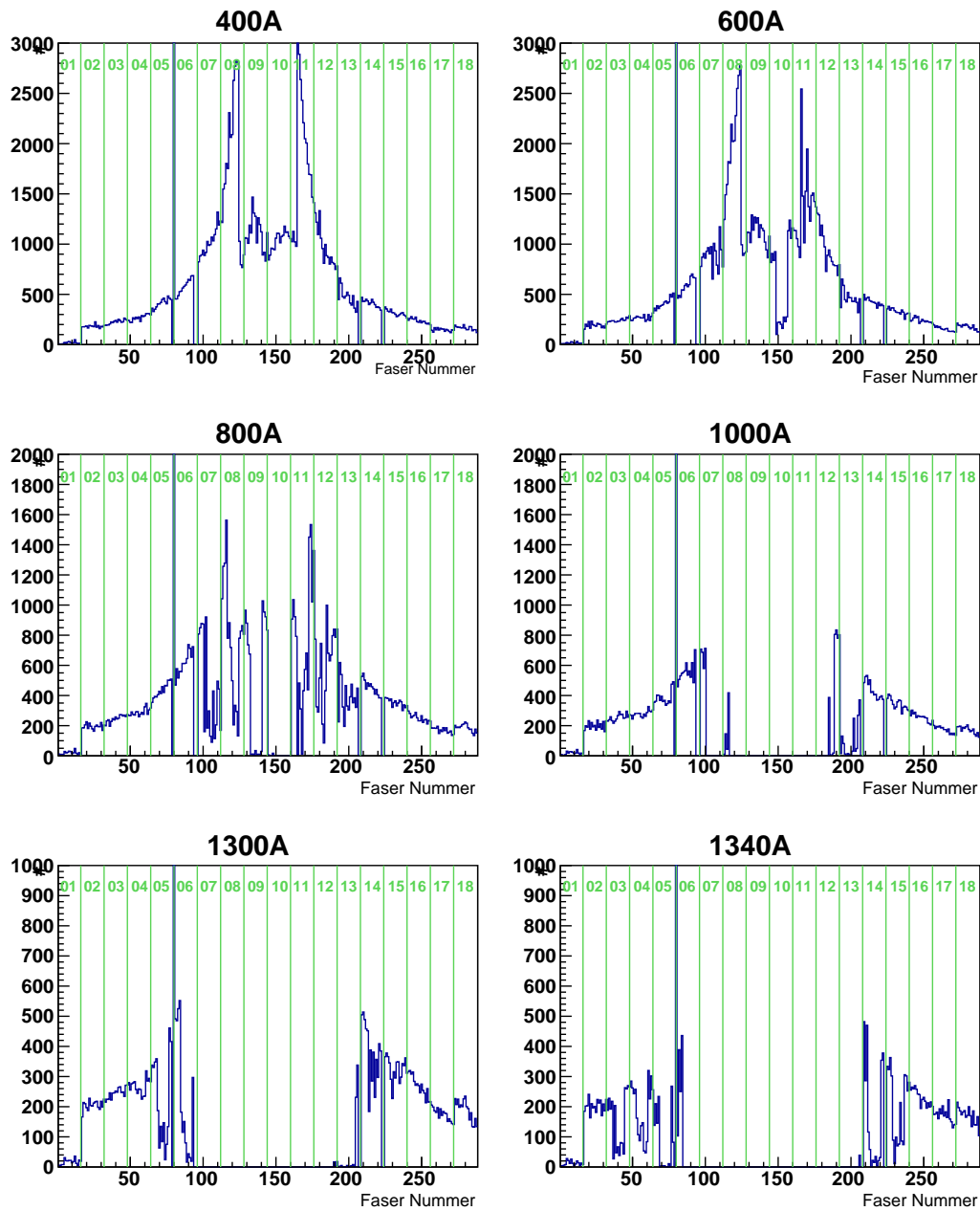
**Abbildung 5.6:** Hallsondenpositionen.

Magnetstrom	500A	1000A	1300A
Position	ohne Eisendeckel		
1	160	460	516
2	150	260	314
3	117	214	364
4	45	104	120
5	18	44	65
6	22	42	61
7	26	61	75
8	26	45	62
9	20	36	48
10	7,7	50	80
	mit Eisendeckel		
10			50

**Tabelle 5.2:** Magnetfeldmessungen, alle Angaben in mT.

Beim Vergleich der Werte mit denen in Tabelle 4.7 ist deutlich zu erkennen, dass durch die Nebeneinanderreihung von mehreren Eisenrohren mit einem geringen Abstand (außen) bis gar keinem Abstand (in der Mitte), das Magnetfeld im Bereich der Rohre verstärkt wird. Bei nur einem Eisenrohr (siehe Kapitel 4.5) musste maximal ein Magnetfeld von 100 mT abgeschirmt werden. Dieser Wert hat sich auf 500 mT erhöht, nachdem alle Eisenrohre installiert wurden.

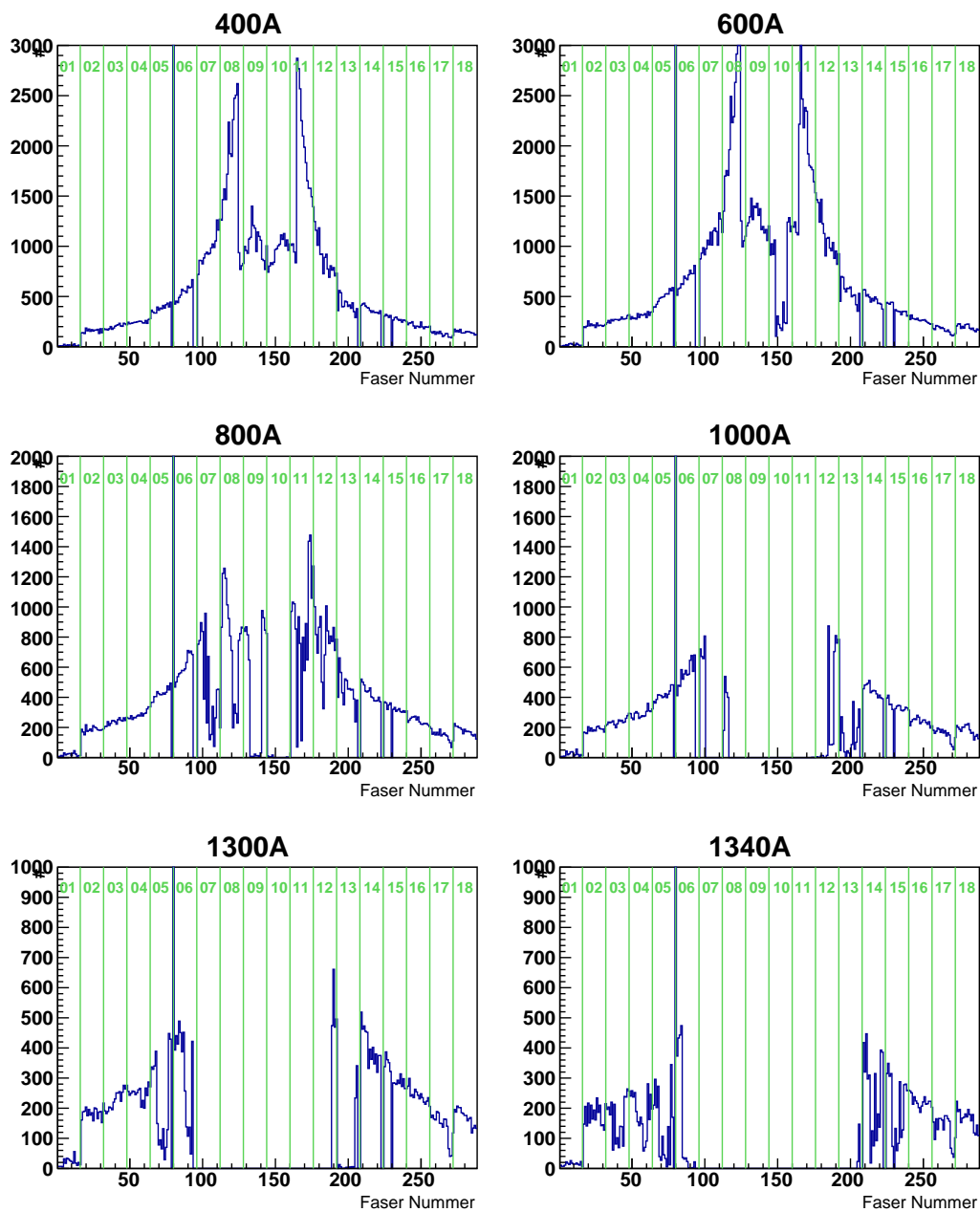
### 5.3. Teststrahlzeit im April 2010



**Abbildung 5.7:** Hitspektren der horizontalen Lage bei verschiedenen Magnetströmen mit einer Eisenplatte zwischen dem Magneten und dem SciFi.

Eine Idee zur Lösung des Problems war, den Magnetfeldlinien einen anderen Weg als durch die Eisenrohre zu geben. Dafür wurde eine 2 cm dicke Eisenplatte installiert,

einmal zwischen dem SciFi und dem Magneten und einmal vor dem SciFi. Diese Platte war breiter als die Eisenrohre und deckte diese somit komplett ab. Die Ergebnisse beider Messungen sind in Abbildung 5.7 und 5.8 für verschiedene Magnetströme zu sehen. Erkennbar ist, dass beide Methoden nicht zum gewünschten Erfolg führen.



**Abbildung 5.8:** Hitspektren horizontalen Lage bei verschiedenen Magnetströmen mit einer Eisenplatte vor dem SciFi.



## 5.4. Ratentests mit einer $^{90}\text{Sr}$ -Quelle

Zwischen den Strahlzeiten wurden Ratentests durchgeführt. Hierfür wurden mit einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle Signale in den Fasern erzeugt und die Raten in festen Zeitintervallen gemessen, ähnlich wie in Kapitel 4.3.1.

Die bisherigen Versuche, die Stärke des Magnetfeldes zu reduzieren, zielten darauf ab, das Magnetfeld außerhalb der Rohre zu verändern, und damit indirekt das Feld in den Rohren. Eine andere Möglichkeit ist, das Magnetfeld in den Rohren direkt zu beeinflussen. Hierfür wurden zum einen Versuche mit kleinen Permanentmagneten ( $1 \times 1 \times 0,4 \text{ cm}^3$ ), die in den Rohren installiert wurden, gemacht. Zum anderen wurden Spulen hergestellt, indem dünner Kupferdraht auf eine Aluminiumhalterung aufgewickelt wurde. Die Dimensionen der Spulen waren so ausgerichtet, dass sie zwischen der Innenwand der Rohre und dem Photomultiplier platziert werden konnten, nachdem ein Teil der Photomultiplierhalterung ausgefräst wurde. Die Spulen hätten den Vorteil, dass sie ausgeschaltet werden können, wenn Daten ohne Magnetfeld aufgenommen werden.

Auch mit diesen beiden Methoden sanken die Raten auf 0 bei maximalem Magnetfeld.

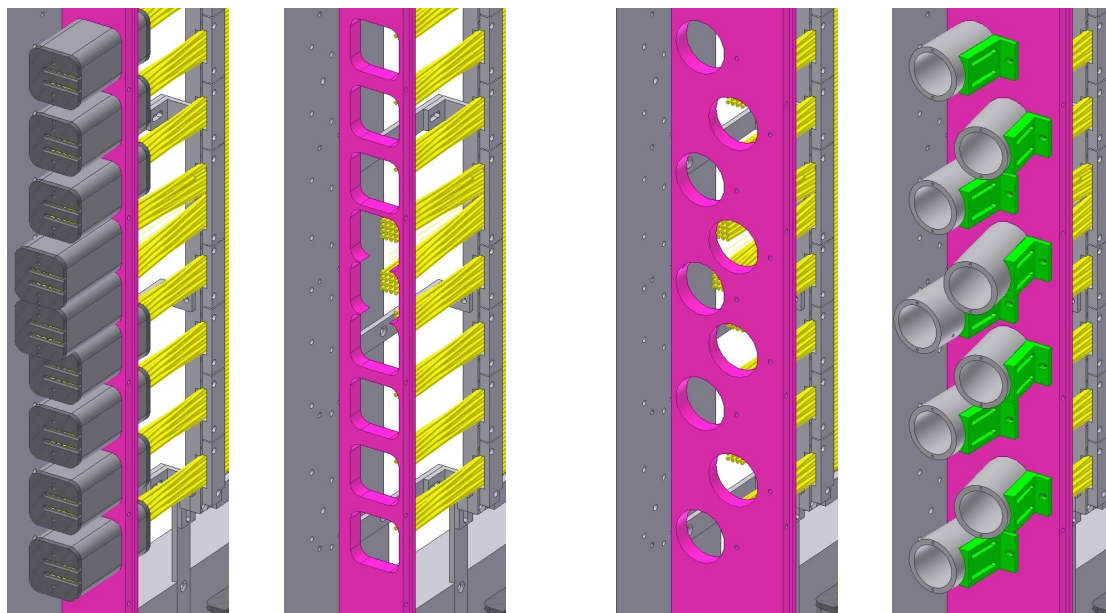
## 5.5. Umbau der Photomultiplierhalterung der horizontalen Lage

Magnetfeldsimulationen (siehe Kapitel 6) zeigten, dass das Magnetfeld durch die Anordnung der Eisenrohre so stark verstärkt wurde, dass die eigentlich erwünschte Abschwächung für das Feld am Ort der Photomultiplier nicht genug war. Die Eisenrohre wirken wie ein Rückführjoch, in dem sich alle nahe liegenden Magnetfeldlinien sammeln. Um das Magnetfeld zu reduzieren, müsste dieses Rückführjoch aufgebrochen werden. Hierfür wurden die eckigen Eisenrohre zum einen durch runde Rohre, die einen höheren Abschwächfaktor als eckige haben, ersetzt, zum anderen wurden diese Rohre zueinander verkippt, sodass keine zusammenhängende Eisenfläche mehr entsteht.

Nach Möglichkeit sollte das Grundgerüst des Detektors erhalten bleiben und nur die Befestigung der Eisenrohre geändert werden. In dem vorhandenen Aufbau war Platz, um die Rohre um  $2,4^\circ$  nach hinten zu kippen. Nach vorne wurden sie soweit gekippt, wie es der Biegeradius der szintillierenden Fasern zuließ, was eine Verkippung von  $10^\circ$  bedeutete. Eine schematische Zeichnung dieses Umbaus ist in Abbildung 5.9 zu sehen.

Nach dem Umbau zeigten erste Ratentests mit einer Quelle, dass nun der gesamte Detektor bei eingeschaltetem Magnetfeld Signale lieferte. Mit der Quelle kann allerdings immer nur ein kleiner Teil des Detektors getestet werden. Unterschiede in den Zählraten

mit und ohne Magneten bei der gleichen Position der Quelle können daher rühren, dass die Teilchen aus der Quelle schon abgelenkt werden, bevor sie den Detektor erreichen (siehe Abbildung 4.13). Um diese Fehlerquelle ausschließen zu können, wurden weitere Teststrahlzeiten benötigt.



**Abbildung 5.9:** Umbau der Photomultiplierhalterung von eckigen (links) auf runde Rohre (rechts). Ganz links ist die alte Halterung dargestellt, daneben die alte Lochplatte mit den Aussparungen für die eckigen Rohre. Daneben ist die neue Lochplatte zu sehen, in welche die Aussparungen für die runden Rohre im benötigten Winkel, abwechselnd nach vorne und hinten verkippt, eingefräst wurden. Ganz rechts ist die endgültige Halterung mit den runden Rohren zu sehen.

## 5.6. Teststrahlzeiten 2011

Die erste Strahlzeit nach dem Umbau fand im Mai 2011 statt. Mit den neu positionierten runden Photomultiplierhalterungen lieferte der Detektor bei allen Magnetfeldstärken ein Signal, was in Abbildung 5.10 zu sehen ist. Hier sind die Hitspektren für die horizontale Lage und die vertikale Lage bei verschiedenen Magnetströmen von 750 A bis zum maximalen Magnetfeld bei 1340 A zu sehen.

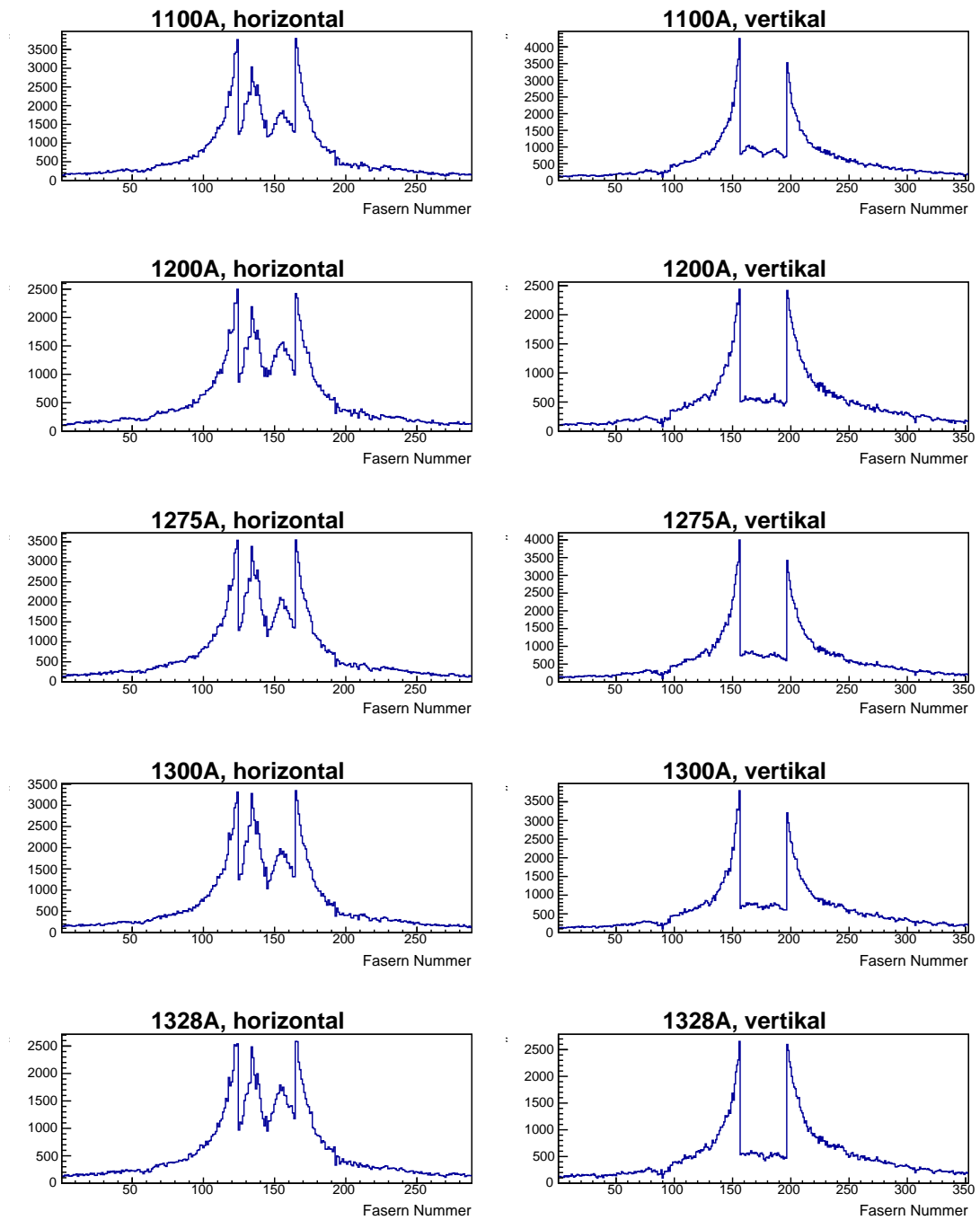
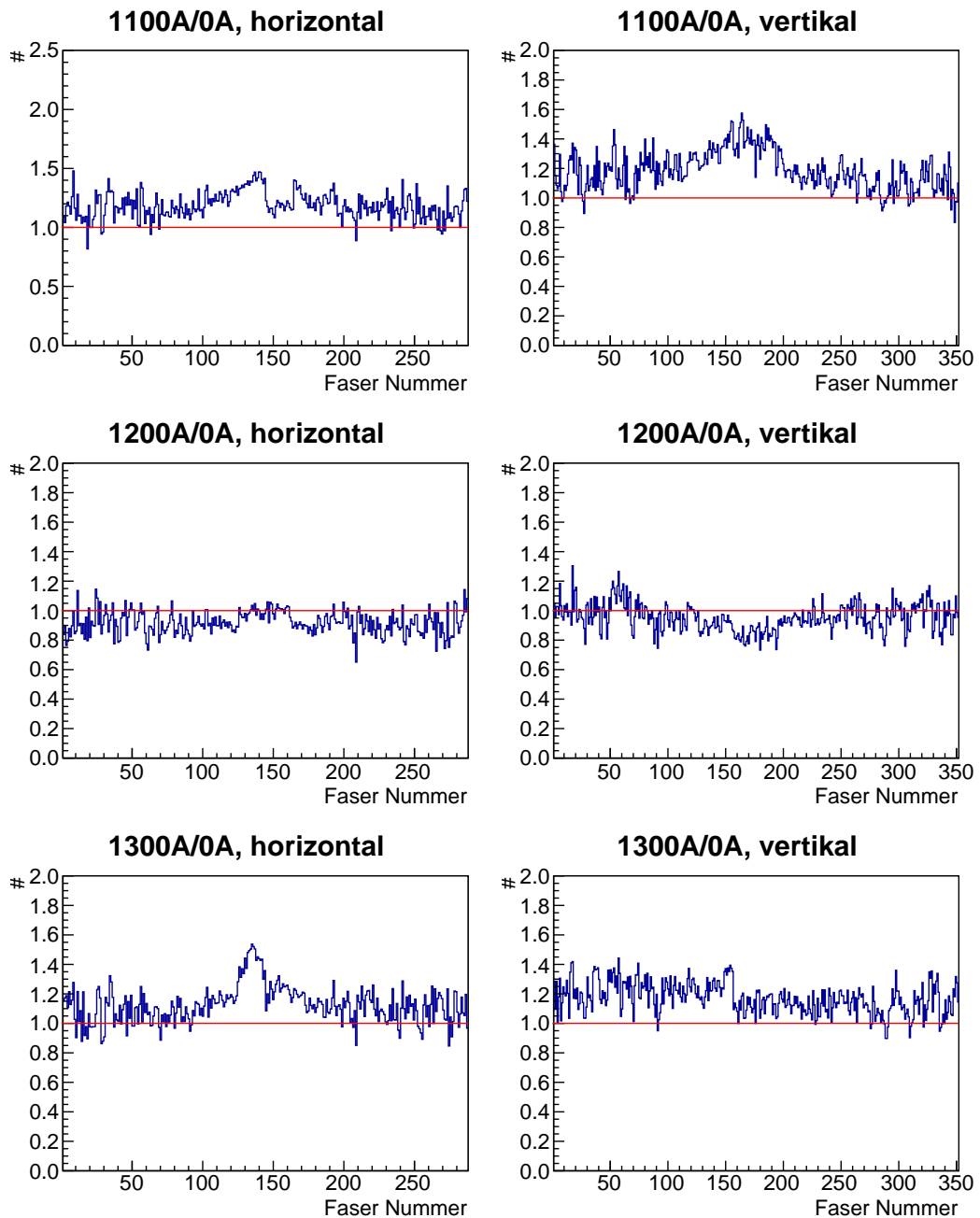


Abbildung 5.10: Hitspektrum bei verschiedenen Magnetströmen nach dem Umbau.



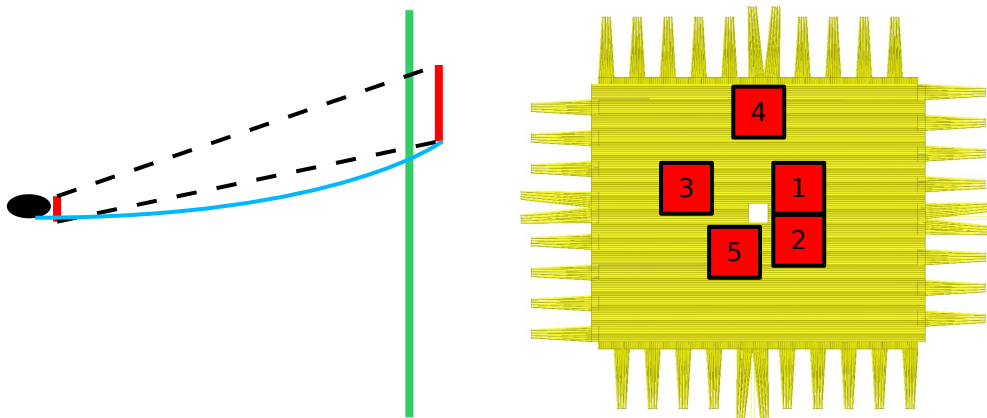
**Abbildung 5.11:** Hitspektrum bei verschiedenen Magnetströmen nach dem Umbau, jeweils normiert auf das Spektrum ohne Magnet.

In Abbildung 5.11 sind die Spektren wieder auf eine feste Anzahl an Triggerereignissen normiert und durch das Spektrum ohne Magnet geteilt worden. Bei dieser Datennahme wurde ein anderer Trigger benutzt als in Abbildung 5.3, nämlich ein UND aus dem Tagger und dem BGO-Ball. Bei diesem Trigger wird kein Teilchen bevorzugt, so dass

eine gleichmäßige Verteilung zu erwarten ist. Dies ist in den Spektren zu erkennen, und der gewünschte Wert 1 (rote Linie) wird erreicht.

Eine zweite Strahlzeit fand im November statt. Hierfür wurde eine neue Triggermöglichkeit aufgebaut, um nun auch die Effizienz des Detektors zu bestimmen. Ein  $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$  großer Szintillator wurde direkt hinter dem Target installiert und über einen Lichtleiter mit einem Photomultiplier ausgelesen. Ein zweiter  $13\text{ cm} \times 13\text{ cm}$  großer Szintillator wurde an mehreren Stellen an der Rückseite der SciFis befestigt. Wird nun auf ein UND aus beiden Szintillatoren getriggert, kann bei ausgeschaltetem Magnetfeld die Effizienz für eine bestimmte Fläche des SciFis aus den aufgenommenen Daten berechnet werden. Eine Skizze des Aufbaus ist in Abbildung 5.12 links zu sehen. In dieser Seitenansicht ist das Target schwarz, die Triggerszintillatoren rot und der SciFi grün eingezeichnet. Ohne Magnet gibt es nur Teilchenbahnen zwischen den schwarz gestrichelten Linien. Die blaue Kurve zeigt eine Teilchenbahn, die bei eingeschaltetem Magneteten möglich ist. Teilchen können den Szintillator direkt hinter dem Target treffen und von da eine Flugbahn haben, die so gebogen ist, dass sie den Szintillator hinter dem SciFi treffen, aber nicht die Fläche im SciFi, für die die Effizienz bestimmt werden soll. Bei eingeschaltetem Magnetfeld kann also nicht die wirkliche Effizienz bestimmt werden sondern nur eine eingeschränkte Effizienz.

Im rechten Bild in Abbildung 5.12 sind die fünf Messpositionen des größeren Triggerszintillators eingezeichnet.



**Abbildung 5.12:** Aufbau und Abdeckung des Spezialtriggers. Links: Seitenansicht des Aufbaus. Das Target ist schwarz, die Triggerszintillatoren rot und der SciFi grün. Ohne Magnet gibt es nur Teilchenbahnen zwischen den schwarz gestrichelten Linien. Die blaue Kurve zeigt eine Teilchenbahn, die bei eingeschaltetem Magneteten möglich ist. Rechts: Frontalansicht mit eingezeichneten Messpositionen des Triggerszintillators hinter dem SciFi.

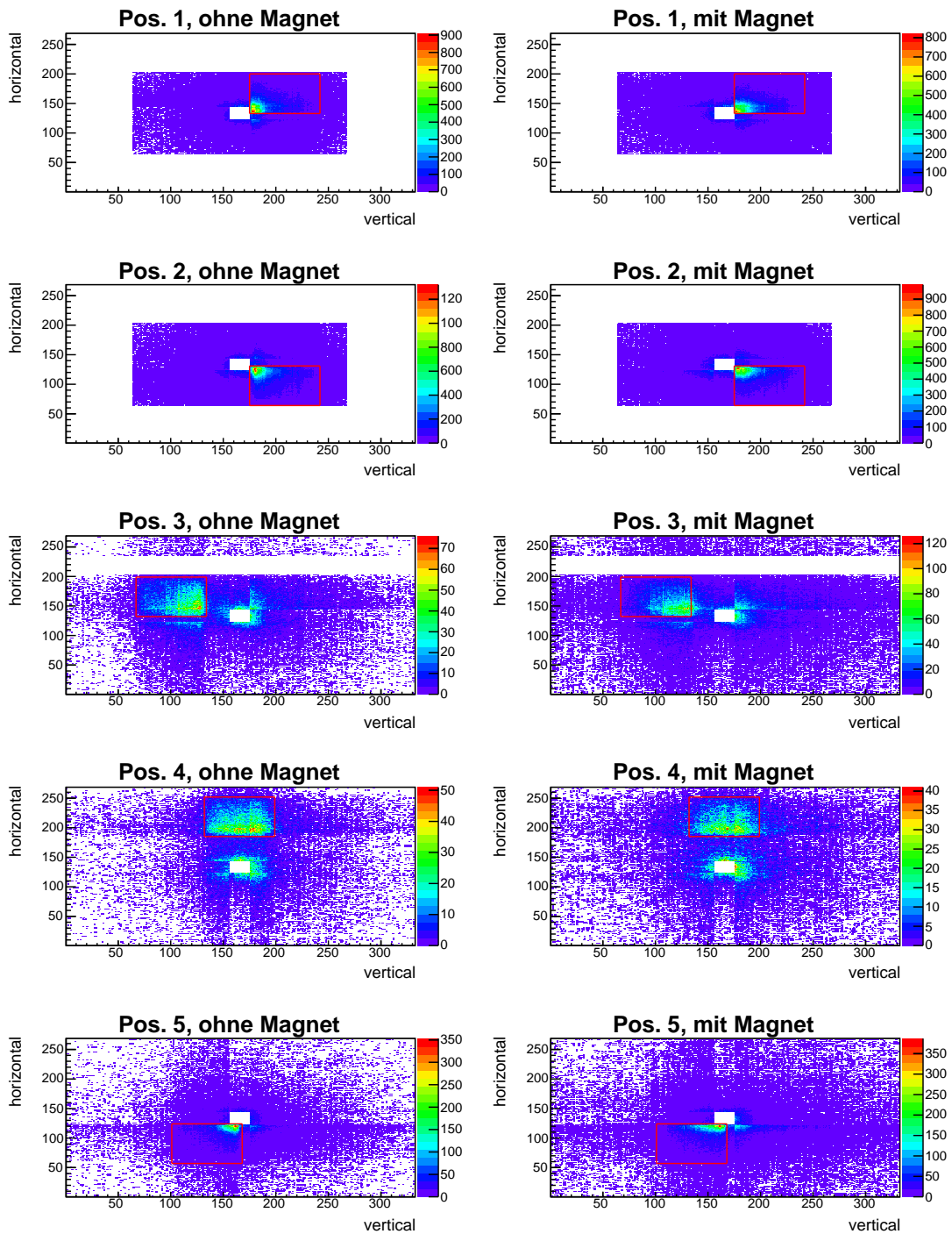


Abbildung 5.13: XY-Spektren für verschiedene Positionen des Spezialtriggers mit und ohne Magnet.

In Abbildung 5.13 sind die XY-Spektren dieser Messungen für die fünf verschiedenen Positionen zu sehen. Zu Anfang der Strahlzeit standen nicht alle TDCs für den SciFi zur Verfügung, so dass nur die inneren Fasern angeschlossen waren. Dies ist bei den Positionen 1 und 2 erkennbar. Bei der Position 3 hat ein 16er Block kein Signal geliefert. Bei den letzten beiden Positionen konnte der ganze Detektor ausgelesen werden.

In Tabelle 5.3 sind die Effizienzen für die jeweiligen Positionen ohne Magnetfeld und die eingeschränkten Effizienzen mit Magnetfeld zu sehen. Die geringere Effizienz für die Position 3 ist auf den fehlenden 16er Block zurückzuführen, der knapp neben der Triggerfläche liegt. Den Effekt, dass ein Teilchen bei eingeschaltetem Magneten beide Trigger auslösen kann, ohne die gewünschte Fläche zu treffen, wird dadurch deutlich, dass die eingeschränkten Effizienzen kleiner als die Effizienzen ohne Magnetfeld sind.

Position	ohne Magnetfeld			mit Magnetfeld		
	Trigger	SciFi	Effizienz	Trigger	SciFi	Effizienz
1	10427	10004	95,94±0,21	260	226	86,92±2,77
2	19328	18696	96,73±0,14	430	410	95,35±1,12
3	2841	2537	89,25±0,72	92	67	72,83±8,74
4	2492	2262	90,77±0,70	69	56	81,16±7,15
5	3049	2838	93,08±0,53	177	157	88,70±3,02

**Tabelle 5.3:** Anzahl an Triggerereignissen und Treffer im SciFi und die daraus berechneten Effizienzen des SciFis mit einem Spezialtrigger.

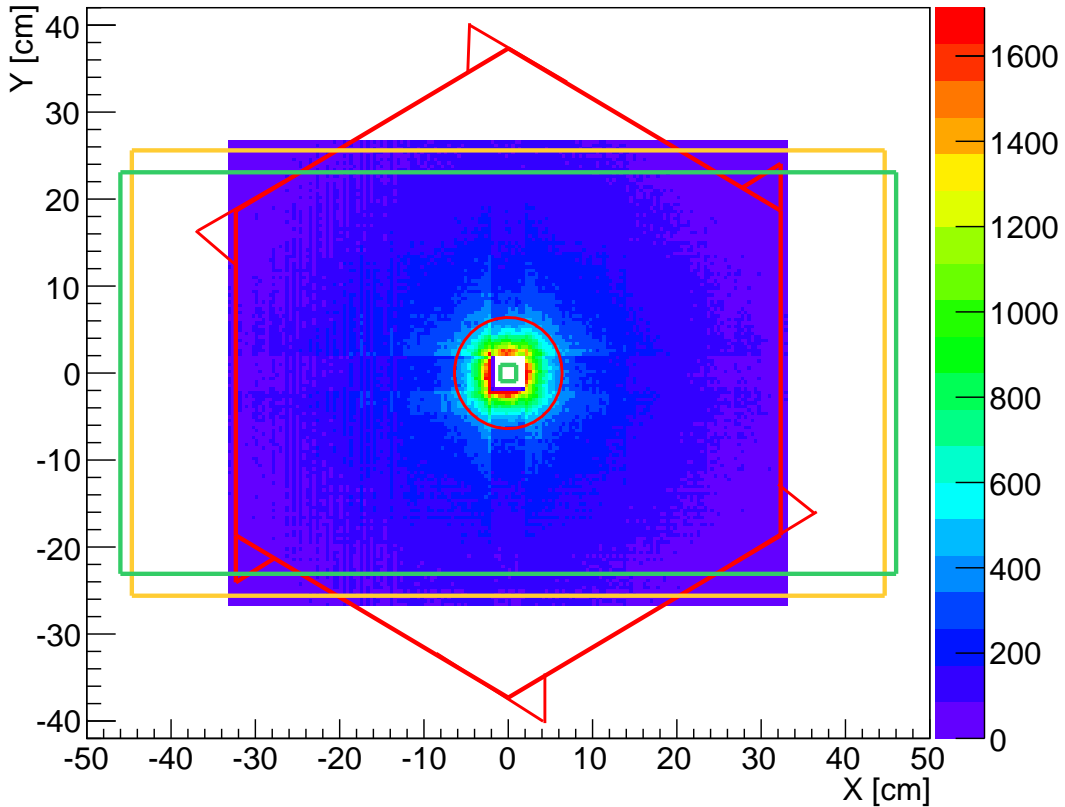
## 5.7. Teststrahlzeiten 2012

### 5.7.1. Effizienzbestimmung des gesamten Detektors

Zur Untersuchung der Effizienz des gesamten Detektors, wurden Daten des MOMO-Detektors und der Driftkammern genutzt. Es steht ein Datensatz mit 62 Millionen Triggerereignissen (61 Stunden) zur Verfügung. Von diesen kam es bei 6 Millionen Events zu einem Treffer im SciFi. Bei dem hier gewählten Trigger Tagger-UND-BGO treffen also nur rund 10% den SciFi. Nach der Datenselektion, die im folgenden vorgestellt wird, blieben 708675 Events übrig.

**Datenselektion** Zunächst wird eine Teilchenspur aus dem MOMO-Detektor und den Driftkammern rekonstruiert. Anschließend wird geprüft, ob es einen zu dieser Spur passenden Treffer im SciFi gibt. Aus dem Verhältnis der Anzahl der zu den Spuren passenden SciFi-Treffer  $S_{\text{Treffer}}$  und der Anzahl der Spuren die durch MOMO und die

Driftkammern laufen,  $MD_{\text{Spur}}$ , kann dann die Effizienz des SciFi-Detektors berechnet werden. Rein geometrisch müssen alle Teilchen, die eine Spur durch MOMO und die Driftkammer bilden, den SciFi getroffen haben.



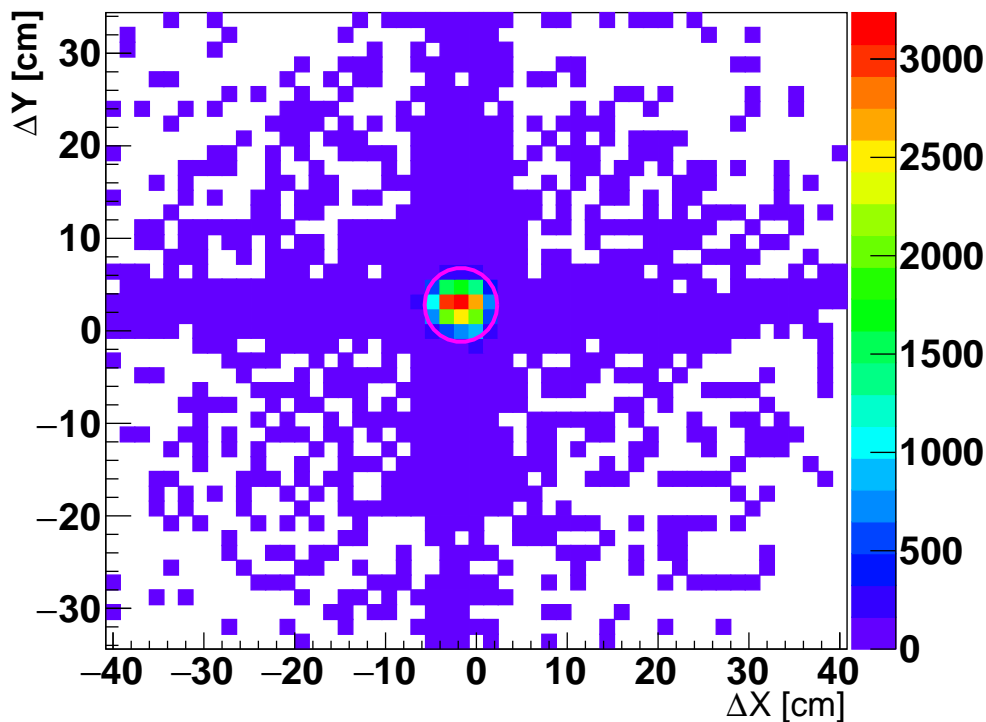
**Abbildung 5.14:** Treffer im SciFi aufgetragen gegen die XY-Ebene und die Umrisse von MOMO (rot), der Magnetöffnung (orange) und der letzten Driftkammern (grün) auf Höhe des SciFis.

Dies ist in Abbildung 5.14 zu sehen. Es ist dargestellt, wie der SciFi von MOMO, dem Magneten und den Driftkammern abgedeckt wird. Zu sehen ist das SciFi Trefferbild in der XY-Ebene. Zusätzlich sind in rot der Umriss der aktiven Fläche des MOMO-Detektors, in orange die Öffnung des Magneten und in grün der Umriss der aktiven Fläche der letzten Driftkammer, projiziert auf die XY-Ebene an der Z-Position des SciFis, eingezeichnet. Innerhalb des roten Sechsecks hat der MOMO drei Lagen, innerhalb der roten Dreiecke, jeweils an den Ecken des Sechsecks nur zwei. Als Startpunkt der Spuren wurde das dem SciFi abgewandte Ende der Targetzelle gewählt. Spuren, die weiter hinten im Target beginnen, decken einen kleineren Winkelbereich des SciFis ab. Es ist also die geometrisch möglich größte Projektion eingezeichnet. Mögliche Spuren werden



horizontal von MOMO und vertikal von den Driftkammern eingegrenzt. Zu beachten ist, dass durch die Öffnung in der Mitte von MOMO der strahlnahe SciFi-Bereich nicht abgedeckt wird.

In der Datenanalyse wird zunächst aus Treffern in den Driftkammern eine Spur, die sogenannte  $D_{\text{Spur}}$ , gebildet. Ebenso wird aus dem Targetmittelpunkt und einem MOMO-Treffer eine Spur  $M_{\text{Spur}}$  gebildet. Dann wird überprüft, ob diese beiden Spuren übereinstimmen. Ist dies der Fall, wird aus beiden Spuren die Spur  $MD_{\text{Spur}}$  gebildet. Als nächstes werden die XY-Koordinaten der  $MD_{\text{Spur}}$  auf Höhe des SciFis mit den Koordinaten eines zeitgleichen Treffers in SciFi  $S_{\text{Treffer}}$  verglichen. In Abbildung 5.15 ist die Differenz  $MD_{\text{Spur}}^Y - S_{\text{Treffer}}^Y$  gegen  $MD_{\text{Spur}}^X - S_{\text{Treffer}}^X$  aufgetragen.

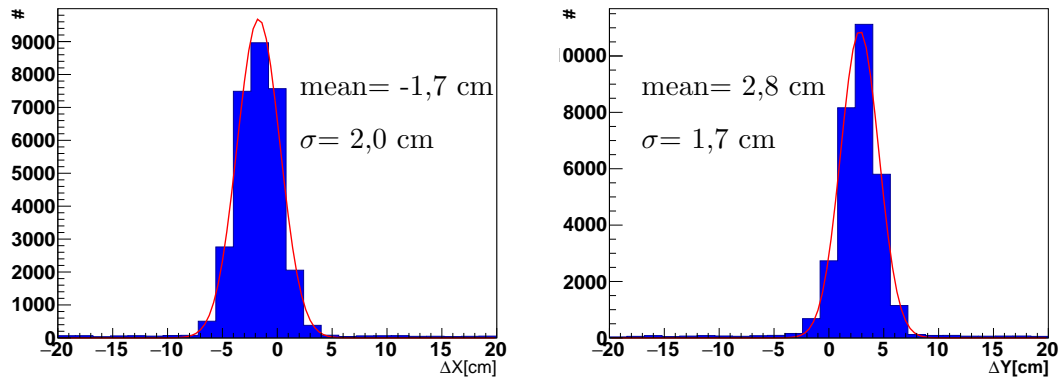


**Abbildung 5.15:** Unterschied in den XY-Koordinaten zwischen einer rekonstruierten Spur und einem Treffer im SciFi.

Die Projektion sowohl auf die X- als auch auf die Y-Achse der dargestellten Verteilung ergibt zwei gaußförmige Diagramme. Sie sind in Abbildung 5.16 zu sehen.

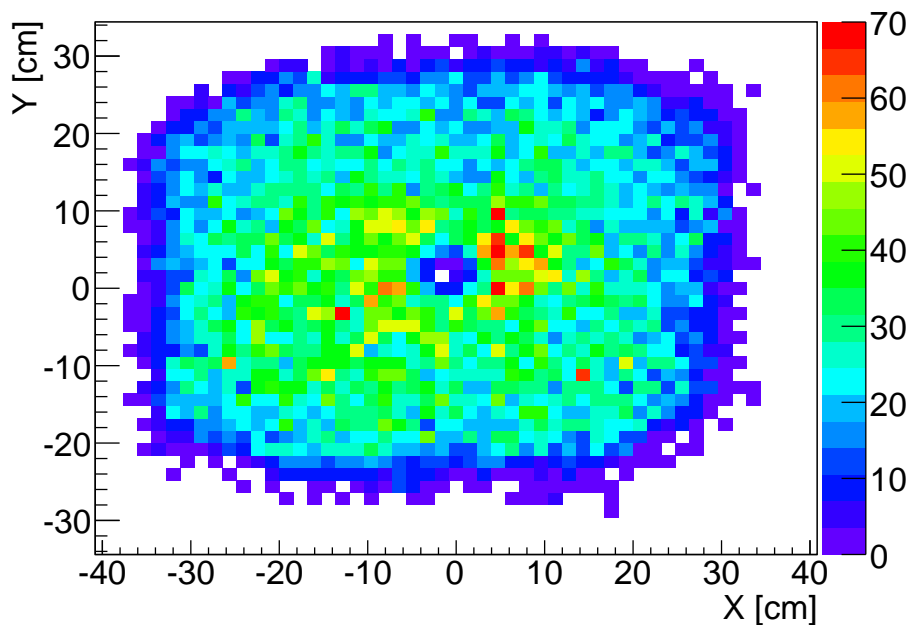
Der pinke Kreis in Abbildung 5.15 kennzeichnet die Grenze zwischen zur  $MD_{\text{Spur}}$  passenden Treffern in SciFi (innerhalb) und nicht passenden (außerhalb). Der Radius dieses Kreises ist die doppelte Breite der breiteren Gaußkurve der Projektionen und beträgt

4 cm. Treffer in SciFi, die weniger als 4 cm von der  $MD_{\text{Spur}}$  entfernt sind, werden also als zur  $MD_{\text{Spur}}$  gehörend angesehen.

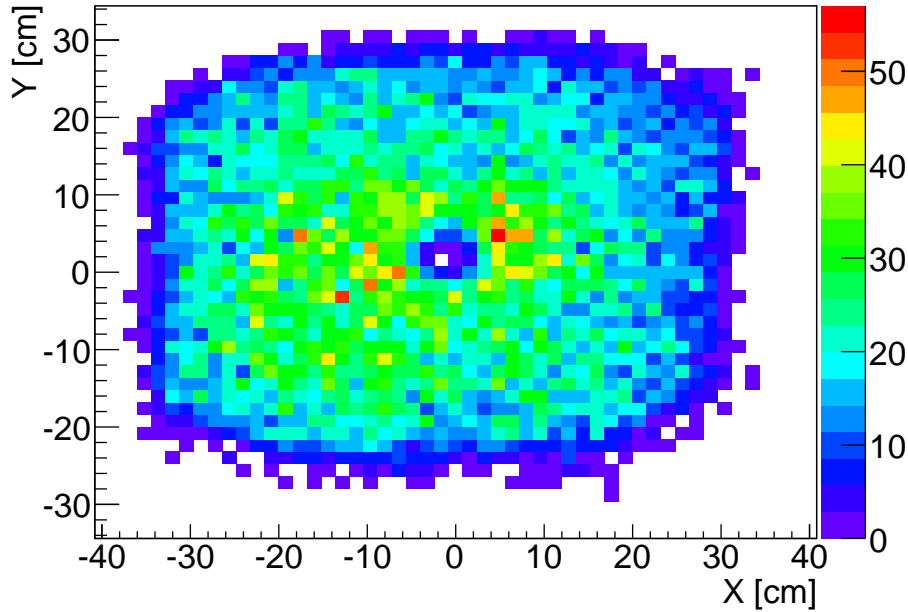


**Abbildung 5.16:** Projektion des Unterschieds in der X-Koordinate (links) und Y-Koordinate (rechts) zwischen einer rekonstruierten Spur und einem Treffer im SciFi.

Nun werden zwei Diagramme angelegt, welche die Hitanzahl pro XY-Koordinaten der  $MD_{\text{Spur}}$  auf Höhe des SciFis darstellen. Diese sind in Abbildung 5.17 und 5.18 zu sehen. In Abbildung 5.17 werden alle Spuren zwischen MOMO und den Driftkammern eingetragen, in Abbildung 5.18 nur die Spuren, die einen passenden Treffer im SciFi haben.



**Abbildung 5.17:** Hitverteilung aller Spuren zwischen MOMO und den Driftkammern aufgetragen gegen die XY-Koordinaten einer Spur auf Höhe des SciFi.



**Abbildung 5.18:** Hitverteilung der Spuren zwischen MOMO und den Driftkammern, die einen passenden Treffer im SciFi haben.

Wird das Diagramm aus Abbildung 5.18 durch das aus Abbildung 5.17 geteilt, ergibt sich die Effizienz des SciFi, aufgetragen gegen XY-Koordinaten. Dabei berechnen sich die Werte der einzelnen Bins nach folgender Formel:

$$E = \frac{SMD}{MD} \quad (5.1)$$

Wobei mit  $MD$  alle Spuren durch MOMO und die Driftkammern bezeichnet wird und mit  $SMD$  alle Spuren durch MOMO und die Driftkammern, die einen passenden Treffer im SciFi haben. Über Gauß'sche Fehlerfortpflanzung kann der Fehler  $\Delta E$  der Effizienz  $E$  aus den Spuren nach folgenden Formeln berechnet werden:

$$\Delta E = \sqrt{(E'_{SMD} \Delta SMD)^2 + (E'_{MD} \Delta MD)^2} \quad (5.2)$$

$$E'_{SMD} = \frac{1}{MD}, \quad \Delta SMD = \sqrt{SMD} \quad (5.3)$$

$$E'_{MD} = \frac{-SMD}{MD^2}, \quad \Delta MD = \sqrt{MD} \quad (5.4)$$

In Abbildung 5.19 ist die Effizienz  $E$  gegen die XY-Koordinaten aufgetragen und in Abbildung 5.20 ist deren Fehler  $\Delta E$  zu sehen.

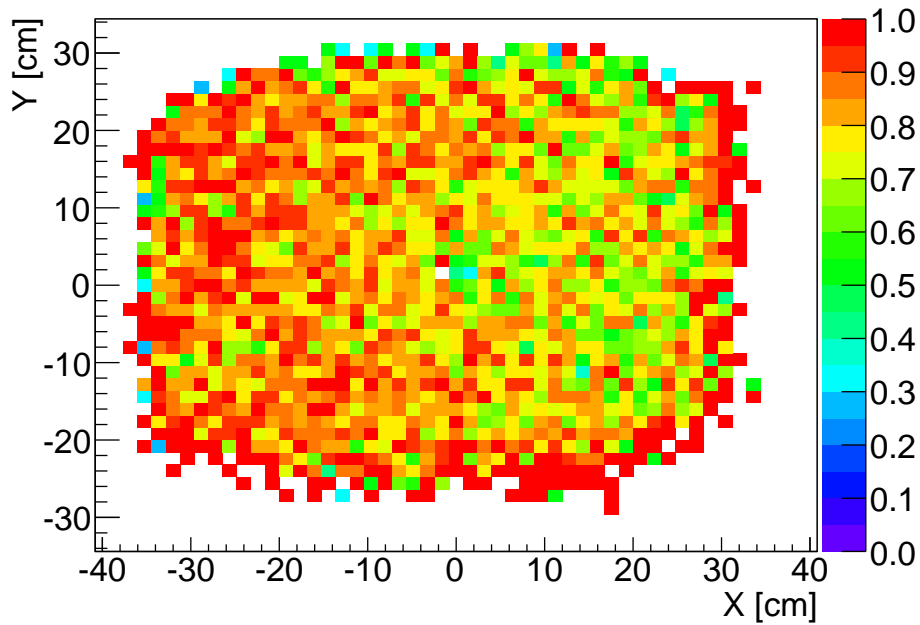


Abbildung 5.19: Effizienz des gesamten SciFis.

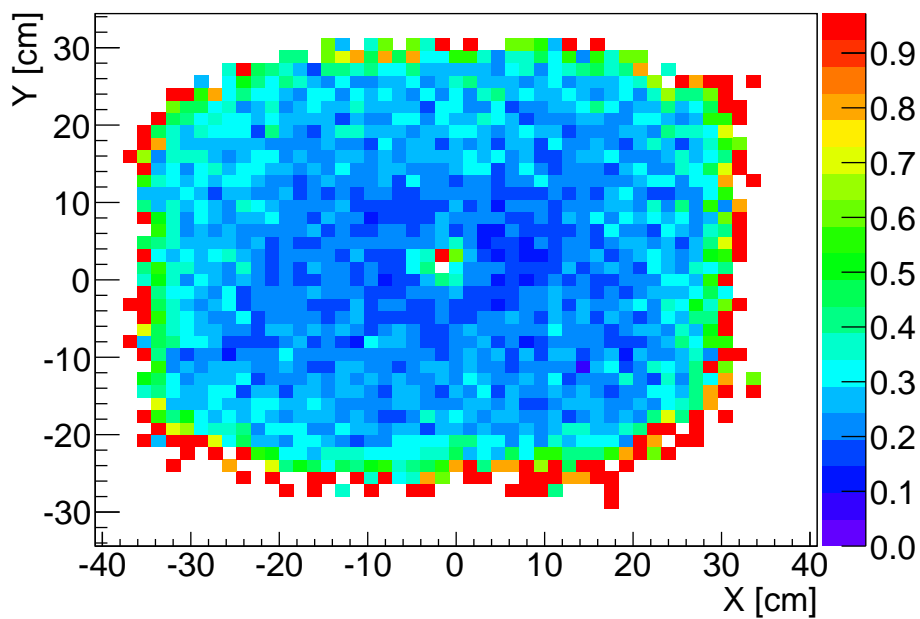


Abbildung 5.20: Fehler der Effizienz des gesamten SciFis.

In den Abbildungen 5.21 und 5.22 sind die Effizienzen getrennt nach der horizontalen und vertikalen Lage aufgetragen.

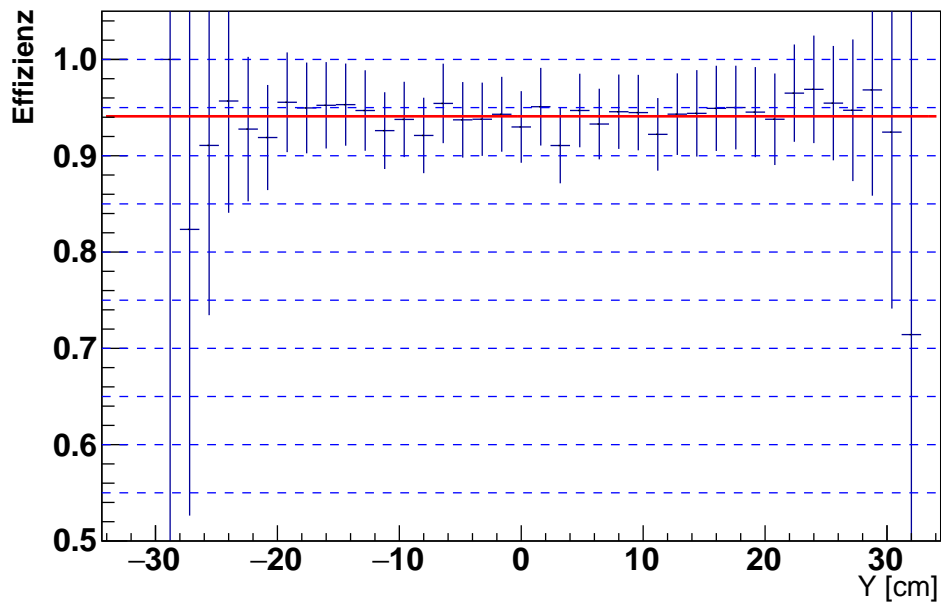


Abbildung 5.21: Effizienzen des SciFis der horizontalen Lage. Die rote Linie ist ein Mittelwertfit (Fit pol0) an die Daten.

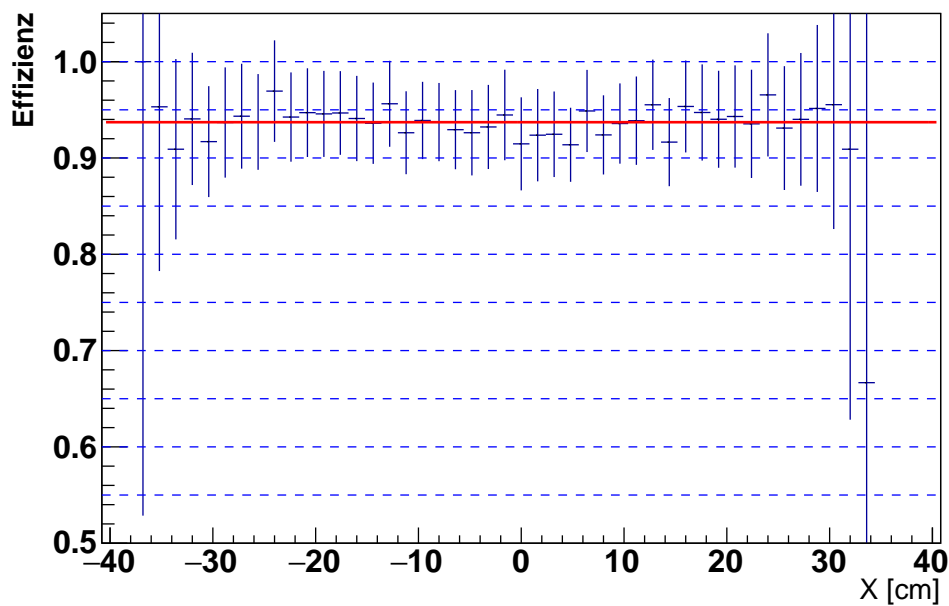


Abbildung 5.22: Effizienzen des SciFis der vertikale Lage. Die rote Linie ist ein Mittelwertfit (Fit pol0) an die Daten.

**Auswertung der Diagramme** Für die Darstellung der Ergebnisse (Abbildungen 5.17, 5.18, 5.19 und 5.20) wurde eine Pixelgröße von  $16\text{ mm} \times 16\text{ mm}$  gewählt. Bei einer klei-

neren Auflösung wird die Anzahl an Ereignissen pro Pixel mit dem zur Verfügung stehenden Datensatz so gering, dass eine sinnvolle Auswertung nicht möglich ist. Bei Betrachtung der Gleichungen 5.1 bis 5.4 wird deutlich, dass bei kleinen Werten für SMD und MD der Fehler der Effizienz größer wird.

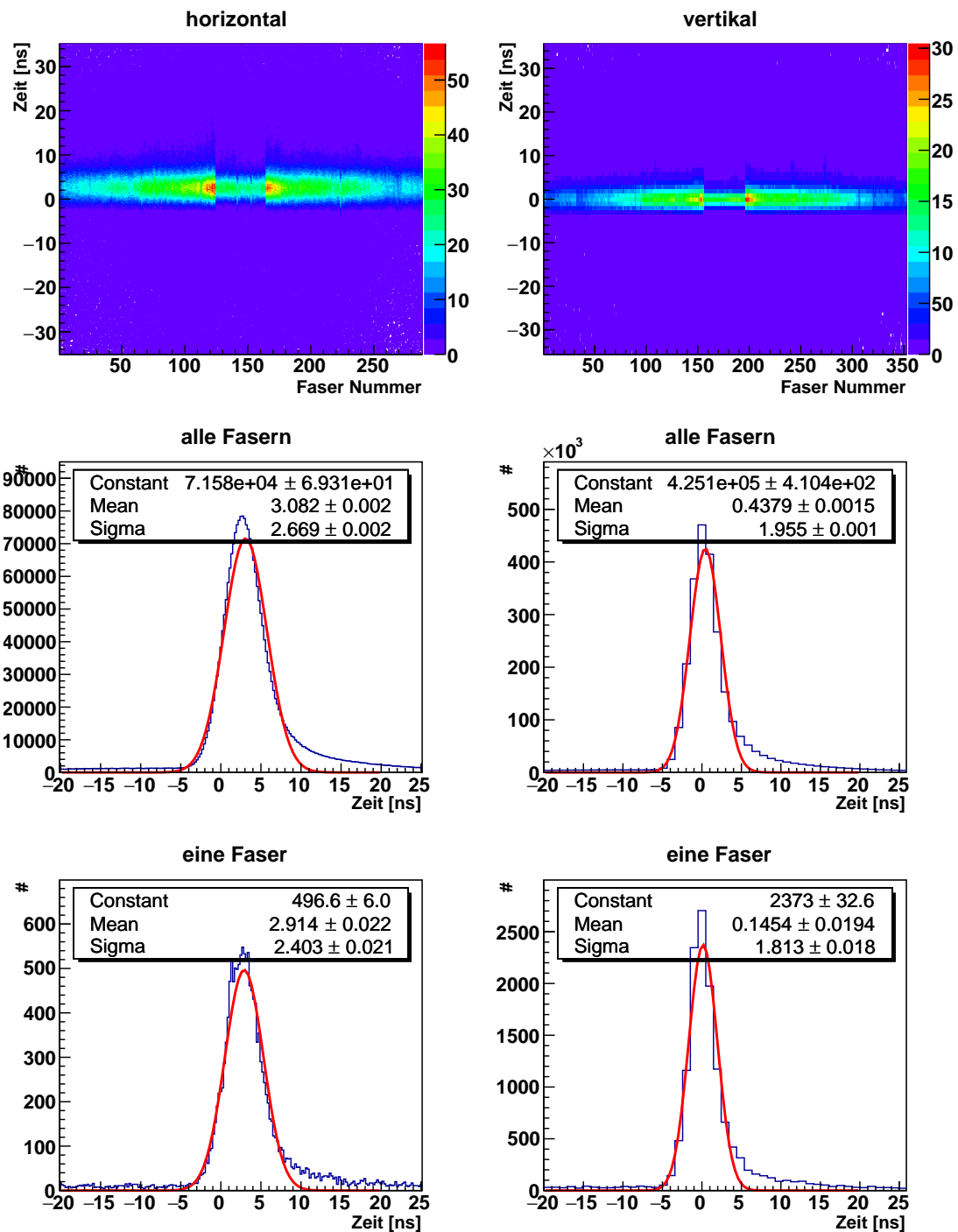
Bei dem Vergleich der Abbildungen 5.14 mit den Ergebnissen, ist gut zu erkennen, wie die "Ecken" der SciFi-Daten durch MOMO abgeschnitten werden. Die schlechte Effizienz in der Mitte des SciFis ist auf die Öffnung im MOMO zurückzuführen, die am Rand auf die geringeren Datenraten an diesen Stellen. Das es am Rand geringere Raten gibt, lässt sich auch an den größeren Fehlern der Effizienz erkennen.

Wird der SciFi nicht pixelweise sondern getrennt nach den Lagen (Abbildungen 5.21 und 5.22) untersucht, beträgt die Effizienz der horizontalen Lage im Mittel 94,1 % und die der vertikalen 93,7 % (rote Linien) mit jeweils einem Fehler von 0,7 %. Auch hier sieht man, dass die Effizienzen zum Rand hin größere Fehler haben, weil ihr die Raten per Bin, die durcheinander geteilt wurden, geringer sind.

### 5.7.2. Zeitauflösung

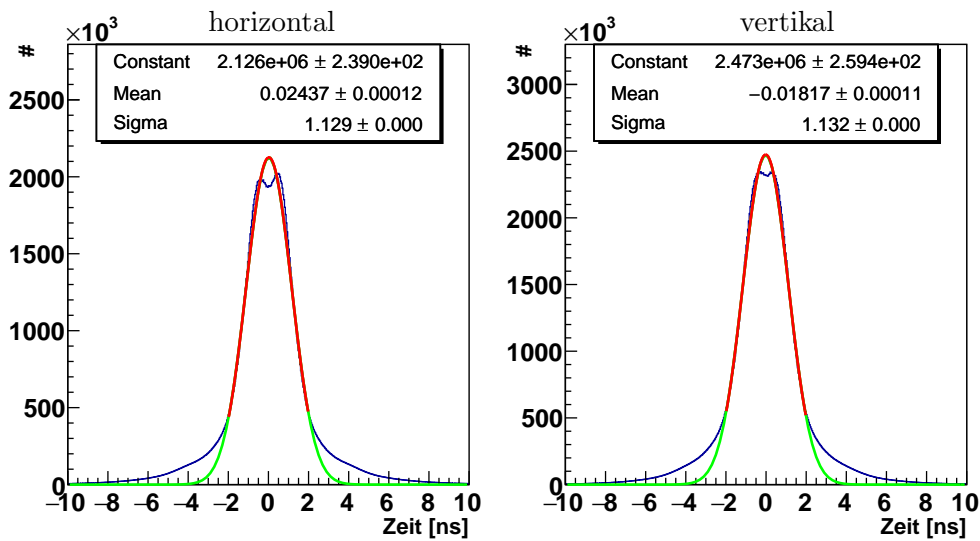
Die Zeitauflösung für den SciFi ist in Abbildung 5.23 zu sehen. Jeweils für die horizontale und vertikale Lage ist die Zeitverteilung aufgetragen gegen die Fasernummer (oben), die Zeitverteilung für alle Fasern (mittig) und die Zeitverteilung für eine einzelne Faser (unten) zu sehen. Das mittlere Bild ist dabei die Projektion des Oberen auf die Y-Achse und das untere Bild ist eine Faser davon. Wird eine Gaußkurve an die Daten gefittet, beträgt die Breite  $\sigma = (2,669 \pm 0,002)$  ns für alle Fasern der horizontalen Lage und  $(1,955 \pm 0,001)$  ns für alle Fasern der vertikalen Lage. Der Unterschied ist auf die unterschiedlichen Längen der Fasern der beiden Lagen zurückzuführen. Die längeren, horizontalen Fasern haben eine schlechtere Zeitauflösung.

Bei der Betrachtung dieser Diagramme muss die Triggerbedingung bei der Datennahme berücksichtigt werden. Es wurde auf eine Koinzidenz zwischen Tagger und BGO-Ball getriggert. Das Triggersignal des BGO-Balls wird von einem Diskriminator geliefert. Hierfür werden die Werte aus den BGO-Kristallen analog addiert. Diese Summe wird dann an den Diskriminator geleitet, welcher nur ein Signal ausgibt, wenn die Summe über einer bestimmten Schwelle liegt. Die Anstiegszeit in den Kristallen ist relativ lang, so dass die Triggersignale des BGO-Balls keine scharfe Verteilung haben, sondern um einen Mittelwert schwanken. Diese Schwankungen werden noch dadurch verstärkt, dass die Kabellängen der einzelnen Kristallen nicht gleich sind und in der Analyse noch optimal angepasst werden müssen. Die wahre Zeitauflösung des SciFis wird also durch das schwankende Triggersignal des BGO-Balls verbreitert.



**Abbildung 5.23:** Zeitspektren des SciFis für die horizontalen Fasern (links) und die vertikalen Fasern (rechts). Oben ist die Zeit gegen die jeweilige Fasernummer aufgetragen. In der Mitte ist die Projektion davon auf die Y-Achse für alle Fasern zu sehen und unten ein Beispiel der Faser 124 horizontal und Faser 156 vertikal.

Eine Verbreiterung geschieht auch durch die unterschiedlichen Flugzeiten der verschiedenen Teilchen mit unterschiedlichen Energien. So können Protonen mit Energien bis zu 3150 MeV emittiert werden. Aus der relativistischen Energie-Impulsbeziehung haben diese eine Geschwindigkeit von 0,96 c. Protonen, die gerade noch den SciFi erreichen, müssen eine Energie von 400 MeV haben. Diese haben eine Geschwindigkeit von 0,34 c. Protonen mit weniger Energie bleiben vorher in der Luft oder in MOMO stecken. Bei einer Flugstrecke von 1,8 m vom Target bis zum SciFi beträgt der Flugzeitunterschied zwischen den schnellsten und den langsamsten Protonen 9,7 ns.



**Abbildung 5.24:** Zeitdifferenz in zu einem Cluster gehörenden Fasern. Innerhalb des roten Bereiches der Gaußkurve wurde gefittet.

Um eine Zeitauflösung für den SciFi zu bekommen, die unabhängig von der Teilchenflugzeit ist, kann der Zeitunterschied in einem SciFi-Cluster betrachtet werden. Trifft ein Teilchen den SciFi, trifft es fast immer zwei Fasern einer Lage (siehe Kapitel 3.4.1). Aus den beiden getroffenen Fasern wird ein Cluster gebildet. In Abbildung 5.24 ist die Zeitdifferenz, der beiden Fasern zueinander für die horizontale Lage und die vertikale Lage zu sehen. Sie beträgt  $(1,129 \pm 0,0001)$  ns bzw.  $(1,132 \pm 0,0001)$  ns. Die Bedingung einer Zeitauflösung von weniger als 2 ns wird also erfüllt.

In beiden Bildern ist zu erkennen, dass der Gaußfit rechts und links jeweils eine Schulter hat. Dieser Untergrund entsteht, wenn ein Cluster aus zwei Fasern gebildet wird, die nebeneinander liegen, aber zu verschiedenen Modulen gehören. Da benachbarte Module zu unterschiedlichen Seiten ausgelesen werden, ist die Laufzeit in den beiden getroffenen Fasern unterschiedlich. Durch die Verwendung von leading edge Diskriminatoren und der

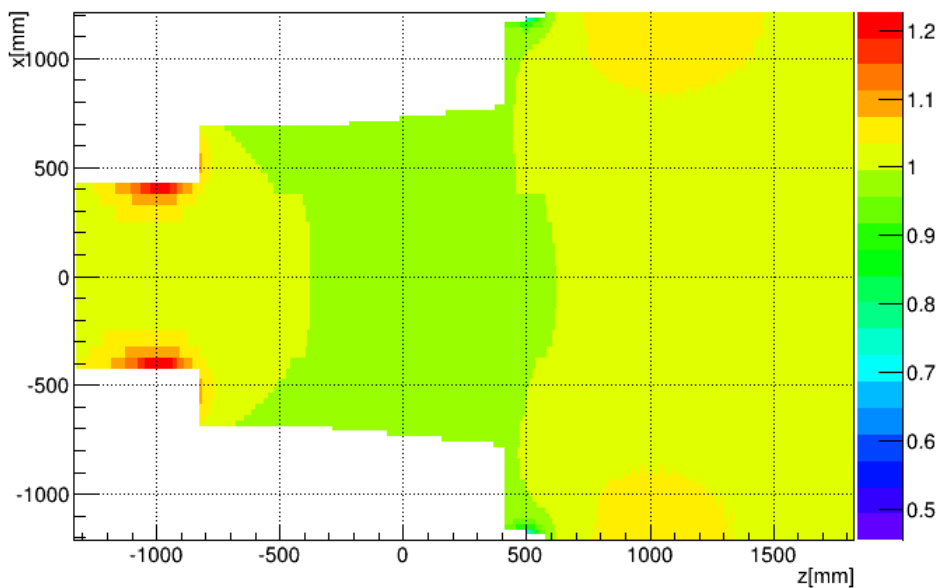


Anordnung der Fasern in zwei Ebenen (siehe Abbildung 3.10) entstehen die Doppelpeaks an der Spitze der Daten.



## 6. Simulationen

In diesem Kapitel werden verschiedene Magnetfeldsimulationen vorgestellt. Wie in Kapitel 5 beschrieben, traten bei den ersten Messungen mit eingeschaltetem Magneten Probleme am Detektor auf. Die horizontal ausgerichteten Photomultiplier rechts und links vom Detektor lieferten keine Signale mehr. Um herauszufinden, woran das liegt, wurde das Magnetfeld um den Magneten und den Detektor simuliert. Mit Hilfe dieser Simulationen konnte das Magnetfeld im Inneren der Eisenrohre vorhergesagt werden. Die Simulation wurden mit den Messungen, die an der GSI durchgeführt wurden verglichen, um sicherzustellen, dass die Simulation plausible Werte liefert. In Abbildung 6.1 ist das Verhältnis der Magnetfeldwerte der gemessenen Feldkarte und der simulierten Werte zu sehen. Die maximalen Abweichungen liegen im Bereich weniger Prozent.

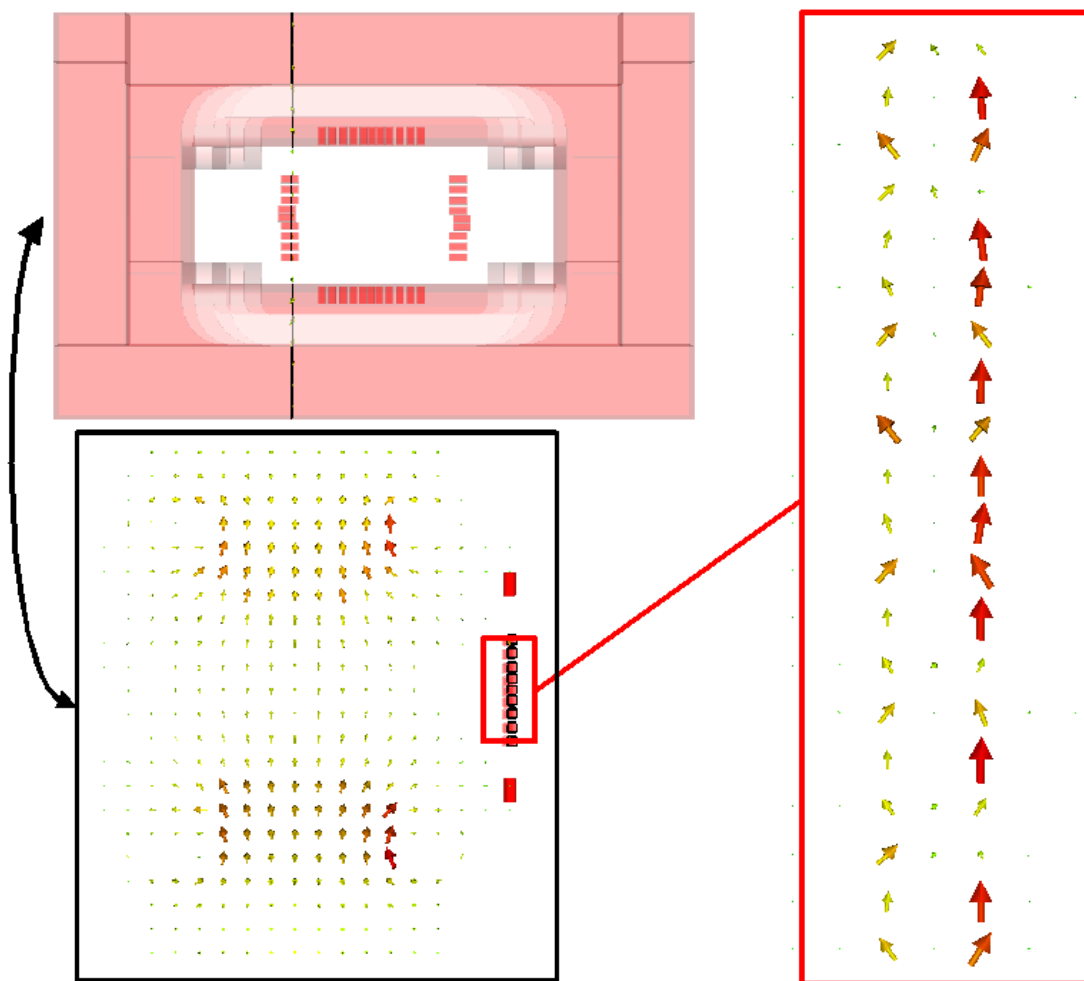


**Abbildung 6.1:** Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Magnetfeld: aufgetragen ist der Wert des simulierten Feldes geteilt durch das gemessene, in der XZ-Ebene auf Höhe des Primärstrahls.

Anschließend wurden Änderungen an der Simulation vorgenommen, um das Magnetfeld innerhalb der Eisenrohre soweit zu verringern, dass die Photomultiplier wieder Signale liefern konnten. Dies wird im Folgenden beschrieben.

## 6.1. Magnetfeldsimulation mit eckigen Röhren

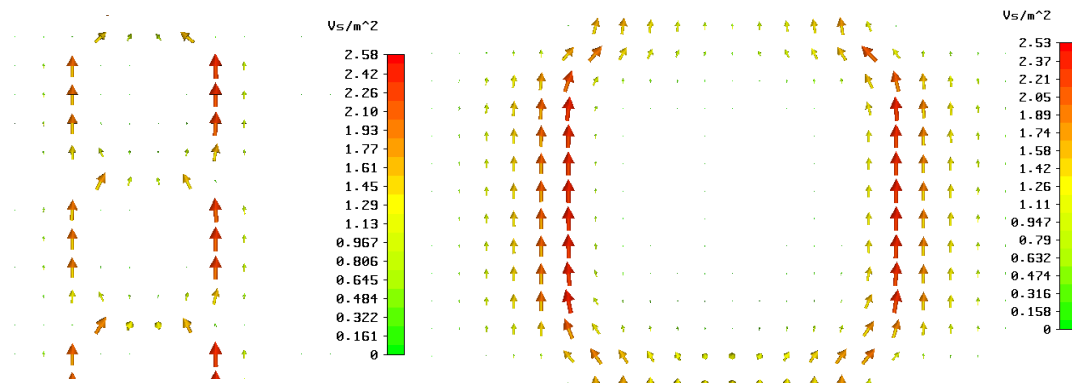
Zunächst wurde der Detektor in der ursprünglichen Form simuliert. Dafür wurde die Zeichnung der Eisenteile des Detektors aus Autocad Inventor [AIn] in das Simulationsprogramm CST [CST] importiert. Mit dem Programm kann ein beliebiger Stromfluss in den Magnetspulen simuliert werden. Hierfür muss festgelegt werden, für welches Volumen und in welcher Auflösung das Magnetfeld berechnet werden soll. Die Simulation des Magnetfelds dauert 1 bis 2 Tage.



**Abbildung 6.2:** Magnetfeldsimulation mit eckigen Röhren. Oben links: Frontalansicht auf den Magneten. Vor dem Magneten sind die Eisenrohre des SciFis zu sehen. Unten + rechts: simuliertes Magnetfeld, die Pfeile geben die Richtung und Stärke des Magnetfeldes wider.

Abbildung 6.2 zeigt diese Simulation. Oben links ist der Magnet zu sehen, mit den davor befindlichen Eisenrohren. Unten ist die seitliche Projektion auf eine Fläche (schwarzer Linien im oberen Bild) zu sehen, welche die Eisenrohre auf Höhe der darin befindlichen Photomultiplier senkrecht schneidet. Hier wurde der Magnet ausgeblendet, sodass an seiner Position nur noch das Magnetfeld dargestellt ist. Die Pfeile geben die Richtung und Stärke des Magnetfeldes wieder. Umso größer und röter die Pfeile sind, um so stärker ist das Magnetfeld an dieser Stelle. Der rechte Ausschnitt zeigt nur das Magnetfeld in den Eisenrohren. Deutlich sind die eckigen Rohre erkennbar. Das Magnetfeld bildet an der rechten Seite der Rohre praktisch eine zusammenhängende Feldlinie.

Abbildung 6.3 zeigt einen Teil der Rohre in feinerer Auflösung. Zudem werden hier in der Legende die Werte des Magnetfeldes aufgeführt. Die Legende bezieht sich immer auf den gezeigten Ausschnitt und geht bis zum maximalen Wert des Ausschnittes. In dem Material der Eisenrohre wird also ein Magnetfeld von bis zu 2,59 T induziert. Bei einer stärkeren Vergrößerung der Rohre sagt die Simulation ein Magnetfeld von 0,060 T am Ort der Photomultiplier voraus.



**Abbildung 6.3:** Simuliertes Magnetfeld, die Pfeile geben die Richtung und Stärke des Magnetfeldes wieder.

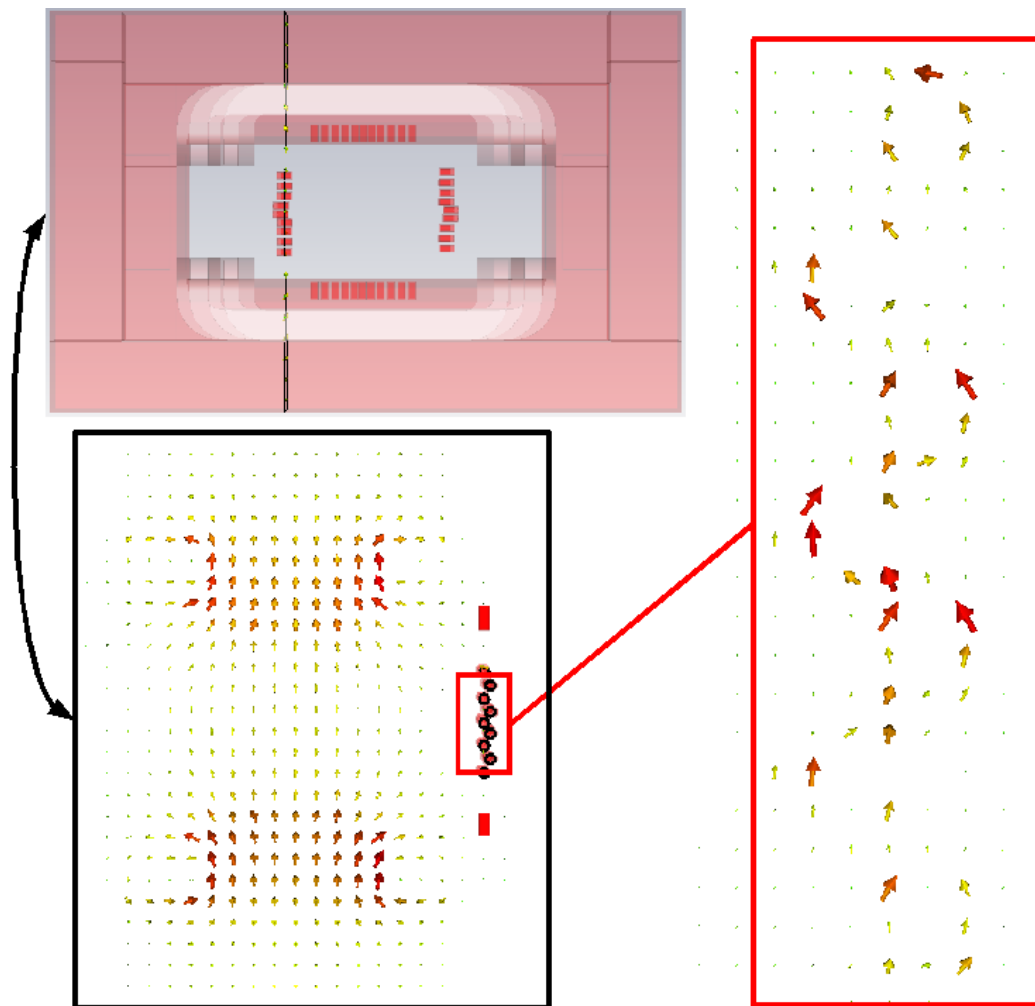
## 6.2. Magnetfeldsimulation mit runden Rohren

Bei gleicher Materialstärke haben runde Rohre eine bessere Abschirmung im Vergleich zu eckigen Rohren, weil es bei runden Rohren nicht zu einer Aufstauung der Feldlinien an den Ecken kommen kann. Deshalb wurden die eckigen Rohre durch runde Rohre ersetzt. Da die eckigen Rohre eine Dicke von 50 mm haben, wurden runde Rohre mit einem Außendurchmesser von 50 mm gewählt.

Um zu verhindern, dass die Rohre zusammen wieder eine durchgängige Eisenfläche bilden, wurden sie gegeneinander verkippt angebracht. In dem vorhandenen Aufbau war Platz, um die Rohre um  $2,4^\circ$  nach hinten zu kippen. Nach vorne wurden sie soweit

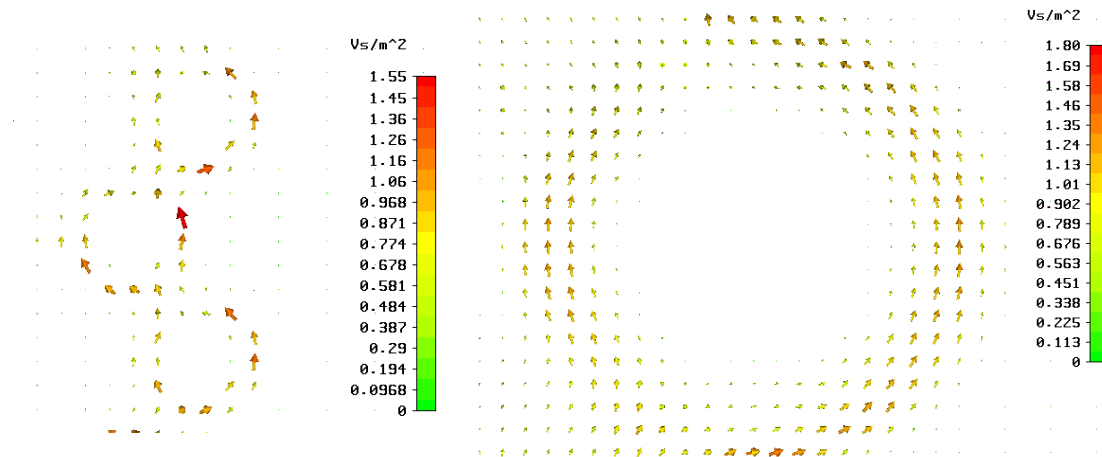
gekippt, wie es der Biegeradius der szintillierenden Fasern zuließ, was eine Verkipfung von  $10^\circ$  bedeutete.

Abbildungen 6.4 und 6.5 zeigen die neue Simulation für die runden Rohre. In Abbildung 6.4 ist deutlich der Unterschied zu den eckigen Rohren zu erkennen. Es ist keine durchgängige Magnetfeldlinie von unten nach oben mehr zu sehen.



**Abbildung 6.4:** Magnetfeldsimulation mit runden Rohren. Oben links: Frontalansicht auf den Magneten. Unten und rechts: simuliertes Magnetfeld, die Pfeile geben die Richtung und Stärke des Magnetfeldes wieder.

Die Simulation in Abbildung 6.5 zeigt nur noch einen Maximalwert von 1,8 T. Das Magnetfeld im Inneren der Rohre wird jetzt mit 0,004 T vorhergesagt. Das Magnetfeld ist also um den Faktor 10 kleiner.



**Abbildung 6.5:** Simuliertes Magnetfeld, die Pfeile geben die Richtung und Stärke des Magnetfeldes wieder.

### 6.3. Simulationen mit einem zusätzlichen $\mu$ -Metallrohr

Man kann den Abschirmfaktor für die Photomultiplier noch erhöhen, indem innerhalb der Eisenrohre ein weiterer Zylinder aus  $\mu$ -Metall platziert wird. Der Abschirmfaktor  $AF$  hängt dann von den äußeren  $D_{\text{au\ss en}}$  und inneren  $D_{\text{innen}}$  Durchmessern des Eisenrohres und des  $\mu$ -Metallzylinders und der Permeabilität  $\mu_{\text{Fe}}$  und  $\mu_{\mu}$  der Materialien ab.

Der Abschirmfaktor  $AF$  ist definiert als  $AF = \frac{H_a}{H_i}$ , wobei  $H_a$  die äußere Feldstärke und  $H_i$  die Feldstärke im Inneren des Gehäuses ist. Für einen Zylinder mit der Permeabilität  $\mu$  der quer zur Feldrichtung angeordnet wird, ergibt sich daraus [Vac75]:

$$AF = \frac{\mu}{4} \left( 1 - \left( \frac{D_{\text{innen}}}{D_{\text{au\ss en}}} \right)^2 \right) + 1. \quad (6.1)$$

$\mu_{\text{Fe}}$  liegt zwischen 4.900 und 19.400 und  $\mu_{\mu}$  beträgt 100.000 [Stö98]. Es gilt also  $\mu \gg 1$ . Dadurch vereinfacht sich Gleichung 6.1 zu:

$$AF = \mu \left( 1 - \left( \frac{D_{\text{innen}}}{D_{\text{au\ss en}}} \right)^2 \right). \quad (6.2)$$

Bei zwei ineinander geschobene Zylinder  $Z_{\text{gro\ss}}$  und  $Z_{\text{klein}}$  errechnet sich der Gesamtabschirmfaktor aus:

$$AF = AF_{Z_{\text{gro\ss}}} \cdot AF_{Z_{\text{klein}}} \cdot \frac{D_{\text{innen}}^{\text{gro\ss}} - D_{\text{au\ss en}}^{\text{klein}}}{D_{\text{innen}}^{\text{gro\ss}}}. \quad (6.3)$$

Mit dem äußeren Eisenrohr und dem inneren  $\mu$ -Metallzylinder ergibt sich aus Gleichung 6.3:

$$AF = \mu_{Fe} \cdot \left(1 - \left(\frac{D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}}}{D_{\text{außen}}^{\text{Eisen}}}\right)^2\right) \cdot \mu_{\mu} \cdot \left(1 - \left(\frac{D_{\text{innen}}^{\mu}}{D_{\text{außen}}^{\mu}}\right)^2\right) \cdot \left(\frac{D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}} - D_{\text{außen}}^{\mu}}{D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}}}\right). \quad (6.4)$$

Gleichung 6.4 kann so zusammengefasst werden, dass der Abschirmfaktor von zwei Faktoren abhängt. Einer,  $AF_{\mu}$ , hängt nur von der Permeabilität der Materialien ab, der andere,  $AF_{\text{Geometrie}}$ , nur von der Geometrie der beiden Rohre.

$$AF = AF_{\mu} \cdot AF_{\text{Geometrie}}, \quad (6.5)$$

mit

$$AF_{\mu} = \mu_{Fe} \cdot \mu_{\mu} \quad (6.6)$$

und

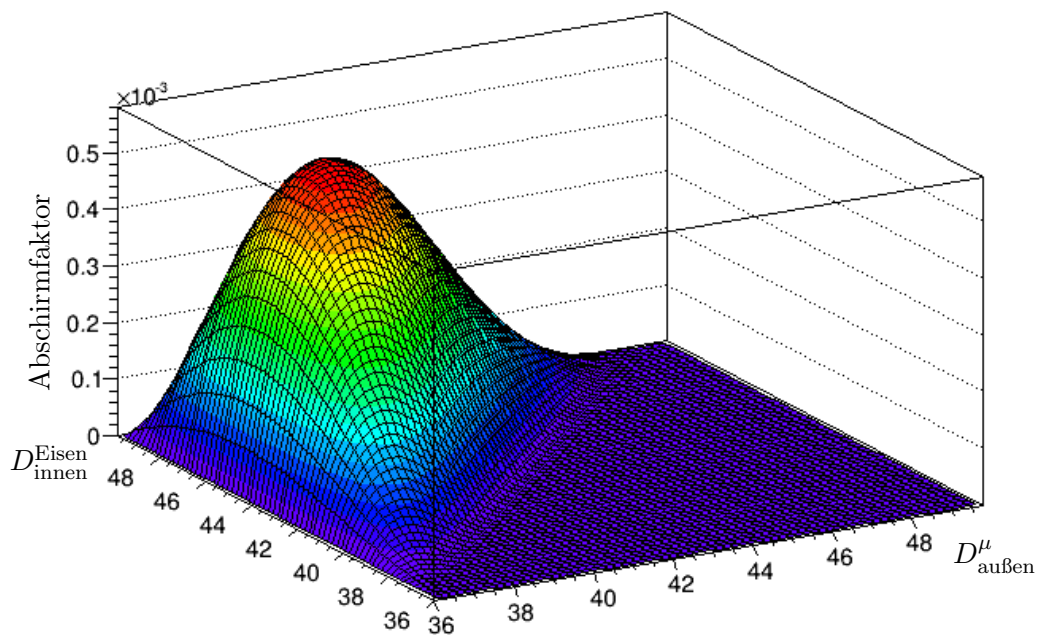
$$AF_{\text{Geometrie}} = \left(1 - \left(\frac{D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}}}{D_{\text{außen}}^{\text{Eisen}}}\right)^2\right) \cdot \left(1 - \left(\frac{D_{\text{innen}}^{\mu}}{D_{\text{außen}}^{\mu}}\right)^2\right) \cdot \left(\frac{D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}} - D_{\text{außen}}^{\mu}}{D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}}}\right). \quad (6.7)$$

Geometrisch müssen zwei Bedingungen erfüllt werden. Zum einen darf der äußere Durchmesser des Eisenrohres  $D_{\text{außen}}^{\text{Eisen}}$  nicht größer als 50 mm sein, weil die eckigen Rohre eine Dicke von 50 mm haben und so durch die runden ersetzt werden sollen, dass keine großen Änderungen am Rahmen vorgenommen werden müssen. Zum anderen darf der innere Durchmesser des  $\mu$ -Metallzylinders  $D_{\text{innen}}^{\mu}$  nicht kleiner als 36 mm sein, damit der Photomultiplier noch hineinpasst. Dadurch ergibt sich folgende Formel für  $AF_{\text{Geometrie}}$ :

$$AF_{\text{Geometrie}} = \left(1 - \left(\frac{D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}}}{50\text{mm}}\right)^2\right) \cdot \left(1 - \left(\frac{36\text{mm}}{D_{\text{außen}}^{\mu}}\right)^2\right) \cdot \left(\frac{D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}} - D_{\text{außen}}^{\mu}}{D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}}}\right). \quad (6.8)$$

$AF_{\text{Geometrie}}$  in Abhängigkeit von  $D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}}$  und  $D_{\text{außen}}^{\mu}$  ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Das Maximum liegt bei  $D_{\text{außen}}^{\mu} = 40$  mm und  $D_{\text{innen}}^{\text{Eisen}} = 44,8$  mm.





**Abbildung 6.6:** Darstellung des Abschirmfaktors in Abhängigkeit des inneren Durchmessers des Eisenrohres und des äußeren Durchmessers des  $\mu$ -Metallzylinders.

Gängige Eisenrohre mit einem Außendurchmesser von 50 mm haben eine Wandstärke von 5 mm, also einen Innendurchmesser von 45 mm. Diese entsprechen hinreichend genau den Werten der Simulation. Da  $\mu$ -Metall sehr teuer in der Anschaffung ist, wurde zunächst vorhandenes  $\mu$ -Metall in der nächsten Teststrahlzeit eingesetzt. Dieses war 1 mm stark und wurde so aufgewickelt, dass Zylinder mit einer Wandstärke von 2 mm entstanden.

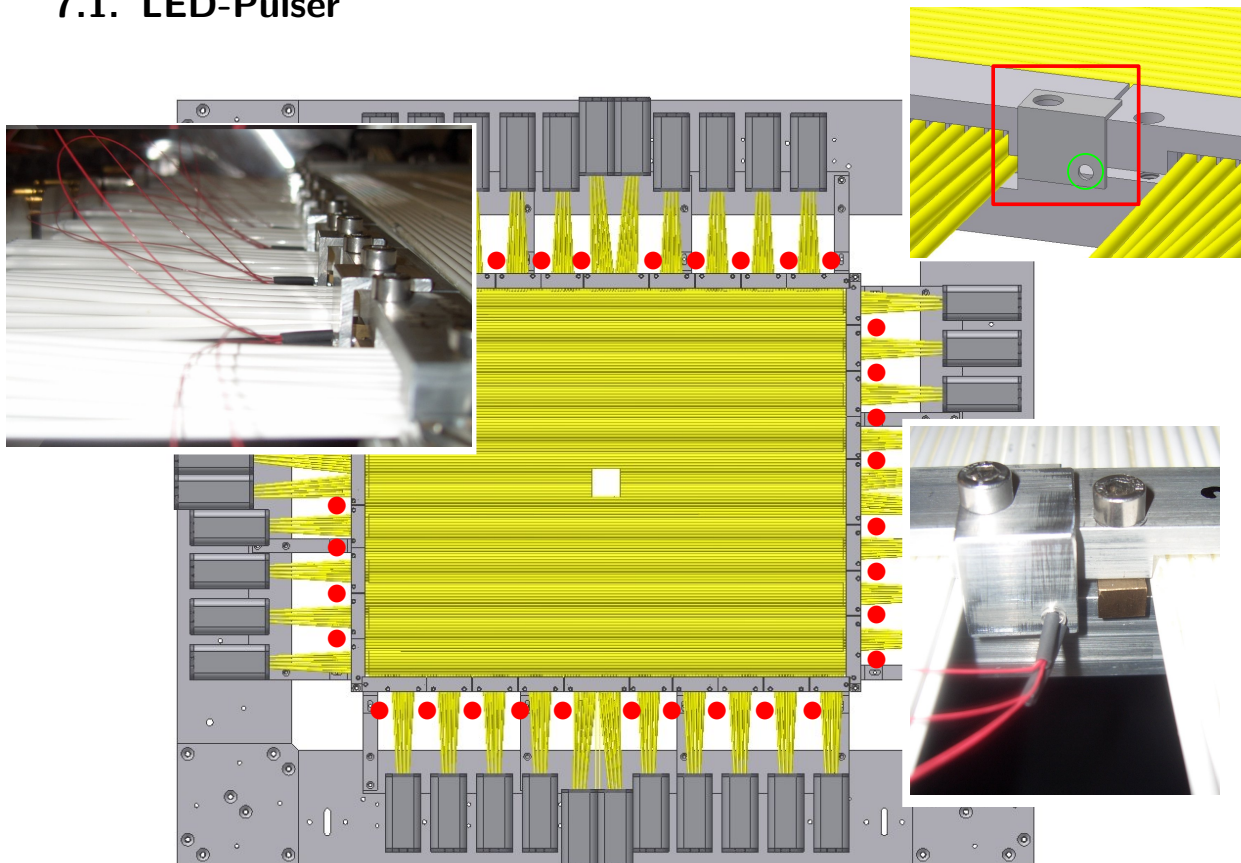
Die Daten dieser Strahlzeit sind in Kapitel 5.6 zu sehen und zeigen, dass der Detektor mit dieser zwar nicht optimalen Kombination aus Eisenrohren und  $\mu$ -Metallzylindern gut funktioniert.



## 7. Überwachungsmethoden

Um die Funktionalität aller Kanäle auch ohne Strahl zu überprüfen, stehen zwei Überwachungsmethoden zur Verfügung: zum einen ein LED<sup>1</sup>-Pulser und zum andern, seit dem Einbau der ELB-VME-VFB6 TDC, ein Selbst-Trigger auf kosmische Strahlung.

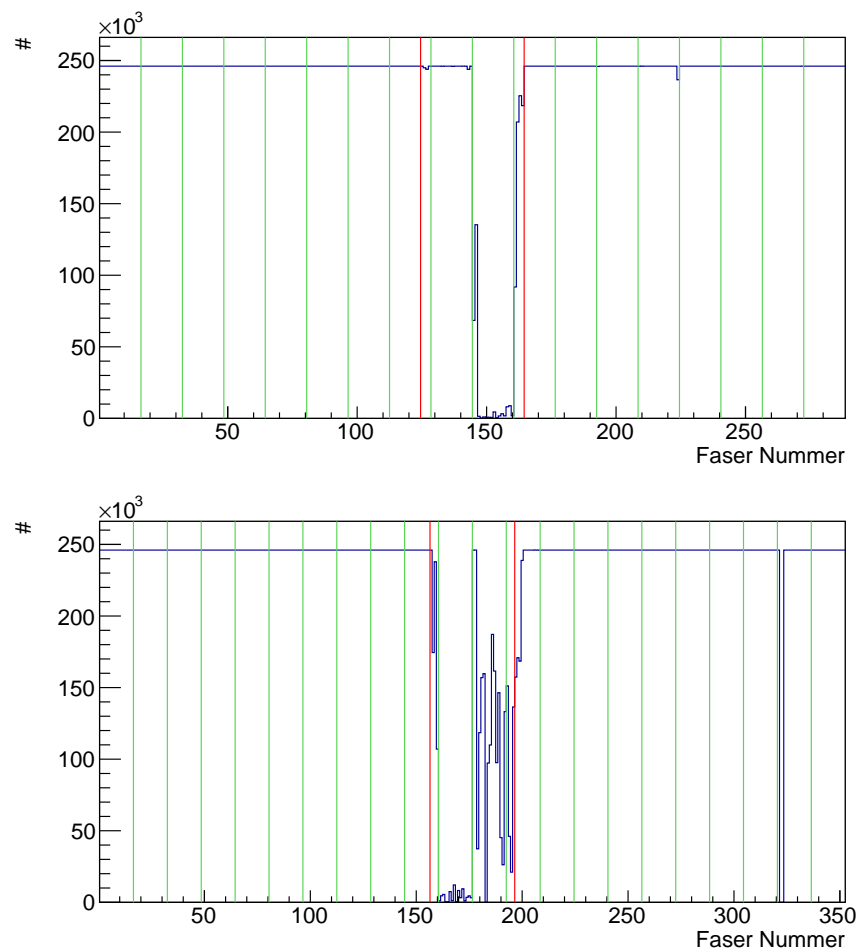
### 7.1. LED-Pulser



**Abbildung 7.1:** Position und Halterung der LEDs. Die roten Punkte kennzeichnen die Positionen aller LEDs. In den Ausschnitten rechts ist die Halterung einer LED, oben schematisch und unten als Foto mit eingebauter LED, zu sehen. Links ist ein Bild von allen LEDs auf einer Seite des Detektors gezeigt.

<sup>1</sup>Leuchtdiode, engl.: light-emitting diode

Innerhalb des Rahmens des SciFis wurde ein LED-Pulser-System eingebaut. Vor jedem offenen Ende eines Moduls (außer vor den zentralen Modulen mit den kurzen Fasern) wurde eine LED so installiert, dass ihr Licht durch die weiße Farbe am Ende des Moduls in die Fasern eintreten kann. In Abbildung 7.1 ist die Position und Halterung dieser LEDs zu sehen. Die Halterung wird am Halterahmen für die Module befestigt und die LED wird in dem ausgesparten Loch eingeklemmt. Vor den kurzen Fasern können keine LEDs angebracht werden, weil sich diese direkt im Primärstrahl befinden würden. Um hier ein Signal zu erhalten, wurde eine LED an der rückseitigen Folie in die obere linke Ecke befestigt. Von hier kann Streulicht in die kurzen Fasern eintreten.

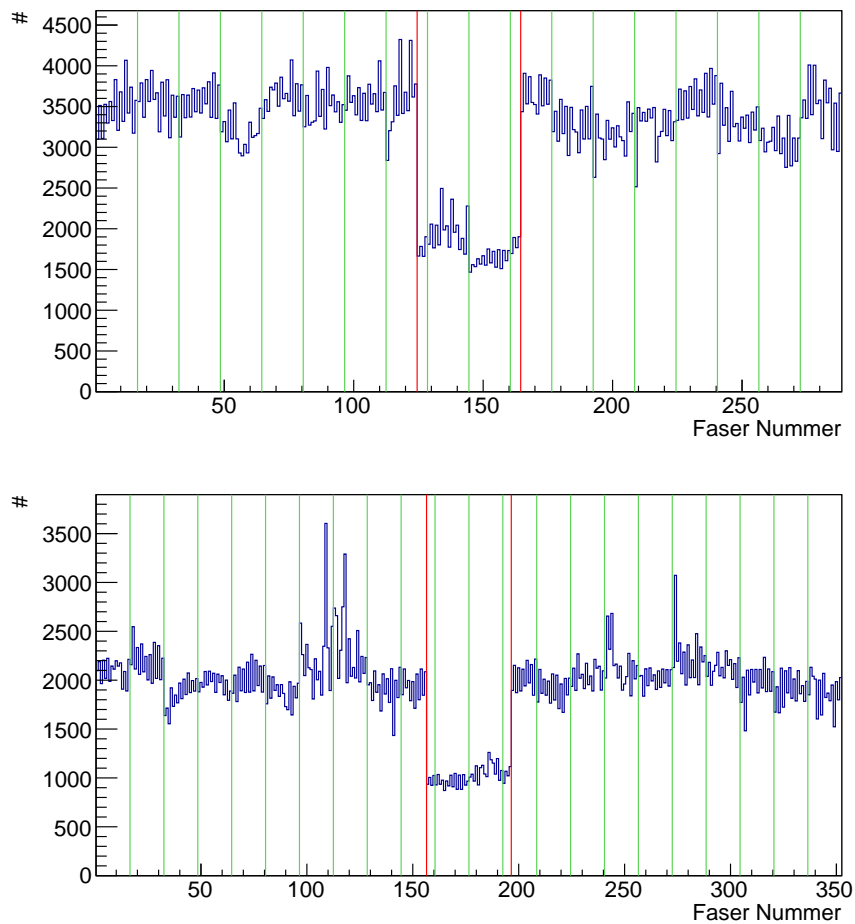


**Abbildung 7.2:** Hitspektren für die horizontale (oben) und vertikale (unten) Lagen des SciFi-Detektors mit dem LED-Pulser. Zwischen den roten Linien befinden sich die kurzen Fasern, die grünen Linien kennzeichnen die Grenzen zwischen den Photomultipliern.

Spektren des SciFis, die mit dem LED-Pulsler aufgenommen wurden, sind in Abbildung 7.2 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass fast alle langen Fasern alle LED-Pulse erkennen. Bei den kurzen Fasern trifft das zum Teil auch zu, aber das Streulicht, das hier ein Signal auslösen soll, ist nicht für alle Fasern ausreichend. Mit dieser Methode können also nur die langen Fasern getestet werden.

Die Elektronik des LED-Pulsers besteht aus einem NIM-Einschub, der über die Slowcontrol an- und ausgeschaltet werden kann und ein Triggersignal an die Datenakquisition (DAQ) liefert. Eine schematische Zeichnung der Elektronik ist in Anhang G zu sehen.

## 7.2. Selbst-Trigger



**Abbildung 7.3:** Hitspektren für die horizontale (oben) und vertikale (unten) Lagen des SciFi-Detektors aufgenommen mit dem Selbst-Trigger.

Nachdem die neuen ELB-VME-VFB6 TDC eingebaut worden sind, ist es möglich, auf den SciFi-Detektor zu triggern. Bei einem SciFi-Selbst-Trigger wird auf ein ODER aus allen Fasern des Detektors getriggert. Läuft dieser Trigger ohne Strahl, werden Ereignisse, die von kosmischer Strahlung (siehe Kapitel 4.1) verursacht worden sind, aufgenommen. Mit Hilfe dieses Selbst-Triggers können nun auch die kurzen Fasern getestet werden.

Die Spektren für die horizontalen und vertikalen Fasern sind in Abbildung 7.3 zu sehen. Die kurzen Fasern haben eine geringere Rate, weil sie eine kleinere Fläche, die von der kosmischen Strahlung getroffen werden kann, bilden.

Mit Hilfe dieser Spektren können die Versorgungsspannung der Photomultiplier aneinander angepasst werden. Alle langen Fasern sollten nahezu die gleiche Rate haben. Ist dies für alle 16 Fasern, die zu einem Photomultiplier gehören, nicht der Fall, kann dies über eine Veränderung der Photomultiplierspannung verändert werden. Zeigt nur eine einzelne Faser eine andere Rate als der Durchschnitt aller Raten, kann bei dieser Faser die Diskriminatorschwelle angepasst werden (siehe Kapitel 3.5.1). Hat die Faser eine höhere Rate (sie rauscht), wird die Schwelle erhöht, ist die Rate zu klein, kann die Schwelle auf einen niedrigeren Wert gesetzt werden.

## 8. Datenanalyse mit dem gesamten Detektorsystem

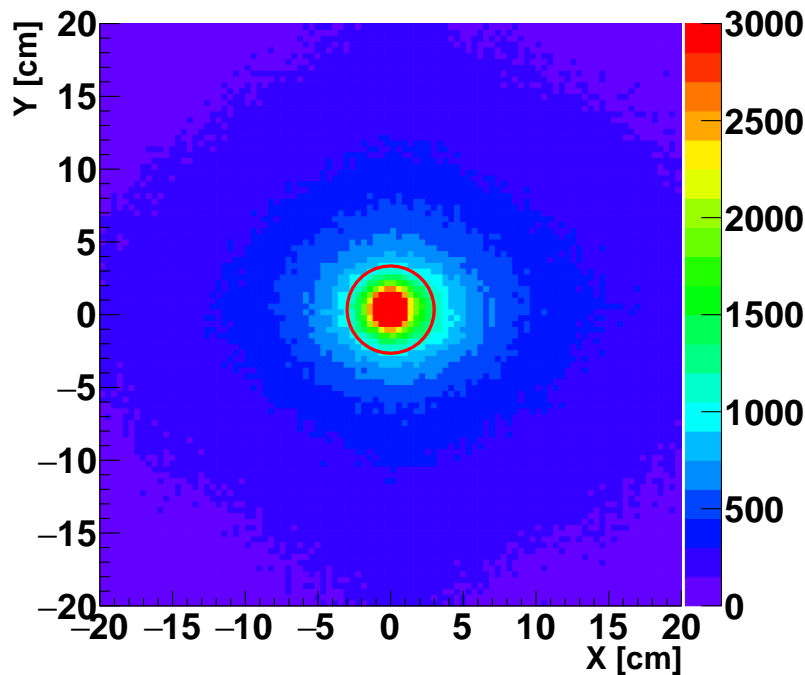
In mehreren Schritten wurden Daten mit dem gesamten Detektorsystem bei eingeschaltetem Magneten analysiert. Die Daten wurden bei einer Einschussenergie von ELSA von 2,9 GeV aufgenommen und das Magnetfeld innerhalb der Öffnung des Magneten betrug während der Messung 216 mT (Hallsondenmessung bei den Koordinaten  $X = -73$  cm,  $Y = 0$  cm und  $Z = 275$  cm; in Bezug auf den Magneten mittig am linken Rand der Öffnung). Die Daten wurden auf Treffer im BGO-Ball und Spuren durch das Vorwärtsspektrometer untersucht. Die Spuren im Vorwärtsspektrometer wurden mit den Daten aus MOMO, der aus drei um  $60^\circ$  zueinander verdrehten szintillierenden Faserlagen besteht (siehe Kapitel 2.2.6), und SciFi vor dem Magneten und mit den 8 Driftkammern (siehe Kapitel 2.2.9) hinter dem Magneten gebildet.

### 8.1. Spurrekonstruktion im Vorwärtsspektrometer bei eingeschaltetem Magneten

Die Spurrekonstruktion im Vorwärtsspektrometer geschieht in mehreren Schritten, die im Folgenden aufgelistet sind:

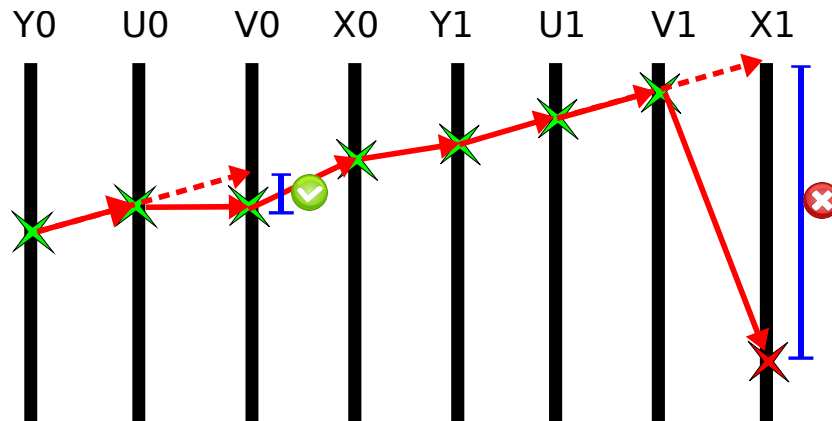
1. Spurbildung vor dem Magneten
  - a) Bildung eines Clusters in SciFi, erst einzeln in den Lagen  $C_{\text{SciFi}}^{\text{horizontal}}$  und  $C_{\text{SciFi}}^{\text{vertikal}}$  und dann aus diesen beiden ein Cluster  $C_{\text{SciFi}}$ .
  - b) Bildung eines Clusters in MOMO, erst einzeln in den Lagen  $C_{\text{MOMO}}^0$ ,  $C_{\text{MOMO}}^{-60}$  und  $C_{\text{MOMO}}^{+60}$  und dann aus diesen dreien einen Cluster  $C_{\text{MOMO}}$ .
  - c) Bildung einer Spur,  $\text{Spur}_{\text{MS}}$ , vor dem Magneten aus  $C_{\text{MOMO}}$  und  $C_{\text{SciFi}}$ .
  - d) Überprüfung, ob  $\text{Spur}_{\text{MS}}$  ihren Ursprung im Target hat. Der Ursprung muss innerhalb eines Kreises von 3 cm Radius um  $X=0$  und  $Y=0$  bei  $Z=0$  sein (Abbildung 8.1 roter Kreis).
2. Spurbildung hinter dem Magneten
  - a) Bildung eines Punktes in jeder der 8 Driftkammern.
  - b) Bildung von Spuren zwischen zwei Punkten aus allen Kombinationen aus den 8 Punkten.

- c) Überprüfung, ob diese Spuren übereinstimmen. Eine Spur zwischen Kammer A und Kammer B wird dabei bis Kammer C verlängert. Der Auftreffpunkt in C darf vom rekonstruierten Punkt in C um  $x = \pm 5$  cm und um  $y = \pm 0,2$  cm abweichen.
  - d) Bildung einer Spur,  $\text{Spur}_{\text{Drift}}$  aus allen Punkten die innerhalb der Fehlergrenzen zu einer Spur gehören (Abbildung 8.2).
3. Bildung einer Spur durch das gesamte Vorwärtsspektrometer.
- a) Überprüfung, ob die beiden Spuren  $\text{Spur}_{\text{MS}}$  und  $\text{Spur}_{\text{Drift}}$  in der YZ-Ebene eine Linie bilden (Abbildung 8.3). Schaut man seitlich in den Magneten, also auf die YZ-Ebene, sollte keine Ablenkung durch das von oben nach unten laufende Magnetfeld zu erkennen sein. Die Winkel  $\alpha$  der Spuren und der Abstand  $\Delta Y$  in der Mitte des Magneten bei  $Z = 275$  cm zueinander sollte nahezu Null sein.
  - b) Überprüfung, ob die Spuren sich innerhalb des Magneten treffen (Abbildung 8.4). Da das Magnetfeld nach hinten und vorne nahezu symmetrisch ist, sollte der Scheitelpunkt der gebogenen Spuren, und somit auch der Schnittpunkt von  $\text{Spur}_{\text{MS}}$  und  $\text{Spur}_{\text{Drift}}$  in Z-Richtung in der Mitte des Magneten liegen.

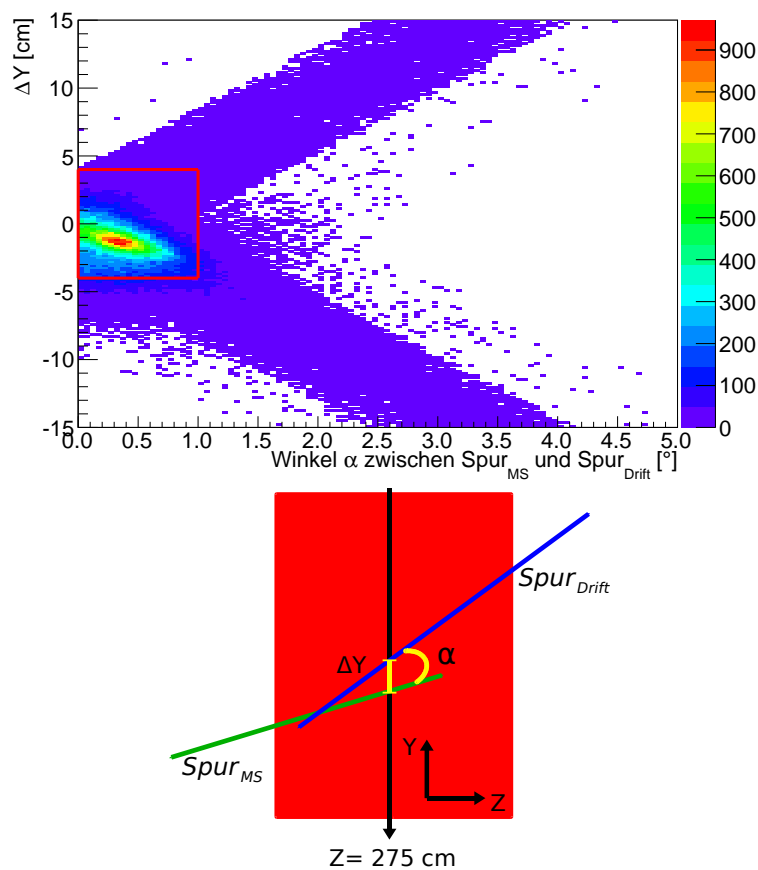


**Abbildung 8.1:** XY-Koordinaten der Spur  $\text{Spur}_{\text{MS}}$  auf Höhe des Targets ( $Z=0$ , Targetradius = 2 cm). Der rote Kreis kennzeichnet den erlaubten Bereich 3 cm um das Target.

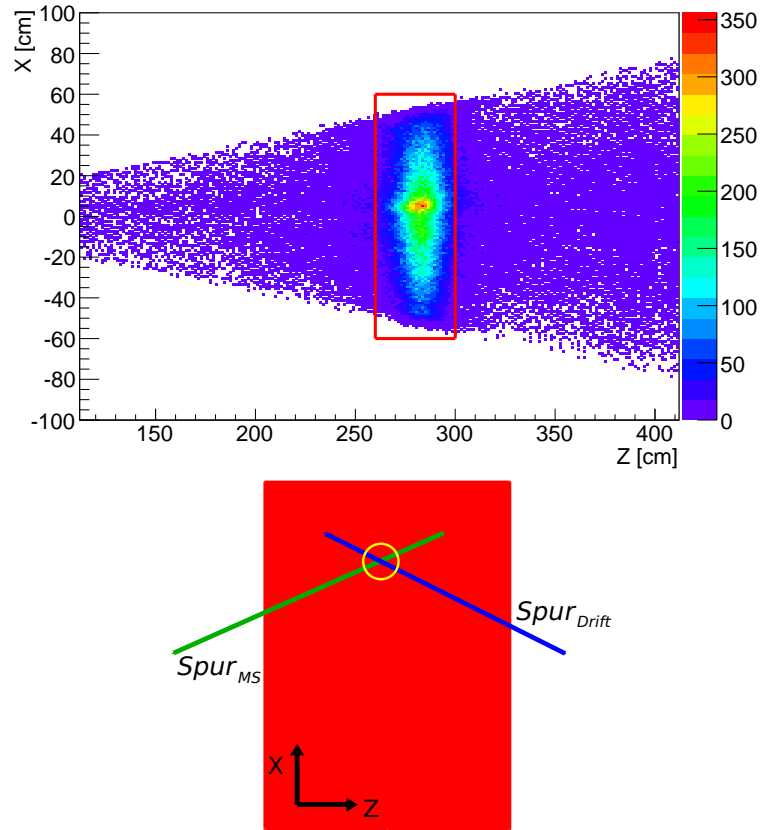




**Abbildung 8.2:** Überprüfung und Konstruktion der Spur<sub>Drift</sub>. Die Treffer in den ersten 7 Driftkammern (grün) passen innerhalb der Fehlergrenzen zu einer Spur, der Treffer in der letzten nicht. Es wird eine Spur nur aus den ersten 7 Driftkammern gebildet.



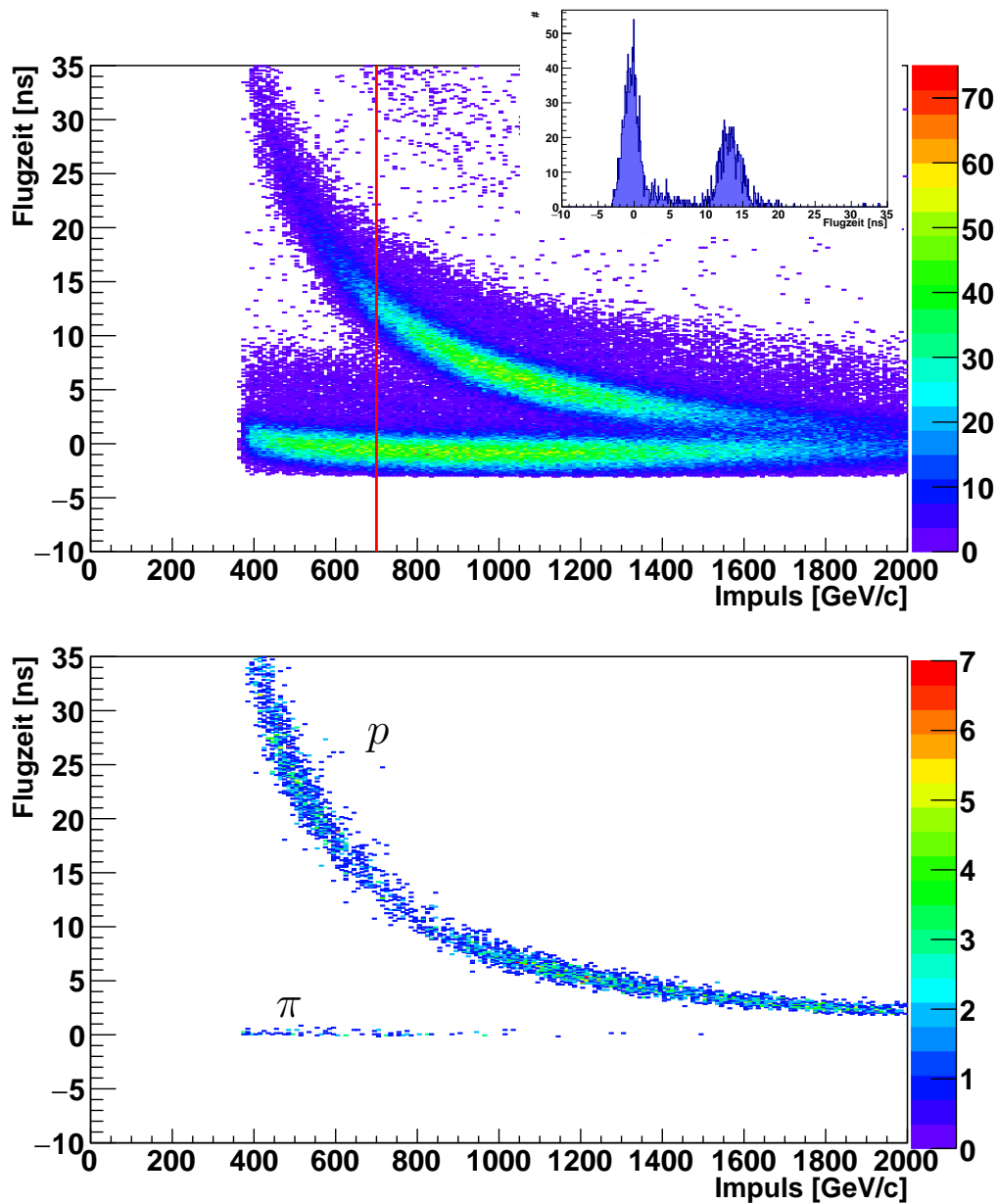
**Abbildung 8.3:** Spurreüberprüfung in der YZ-Ebene. Oben: der Abstand  $\Delta Y$  aufgetragen gegen Winkel  $\alpha$  zwischen Spur<sub>MS</sub> und Spur<sub>Drift</sub>. Unten: Skizze vom Blick auf die YZ-Ebene, eingezeichnet sind der Winkel  $\alpha$  und der Abstand  $\Delta Y$ .



**Abbildung 8.4:** Spürüberprüfung in der XZ-Ebene. Oben: Die X- und Z-Koordinaten des Kreuzungspunkts der  $Spur_{MS}$  und  $Spur_{Drift}$ . Unten: Skizze vom Blick auf die XZ-Ebene, der Kreuzungspunkt der Spuren ist eingekreist.

Wenn die XY-Koordinaten der  $Spur_{MS}$  bei  $Z=0$  in einem Radius von 3 cm um den Nullpunkt liegen, der Winkel  $\alpha < 1^\circ$  ist, der Abstand  $\Delta Y$  zwischen -4 cm und 4 cm liegt und der Schnittpunkt der  $Spur_{MS}$  und  $Spur_{Drift}$  in einem Bereich zwischen -60 cm und 60 cm in X-Richtung und 260 cm und 300 cm in Z-Richtung liegt, werden die Spuren für die weitere Analyse verwendet. Der Impuls der Teilchen, die die Spuren hinterlassen haben, kann dann rekonstruiert werden. Die gewählten Grenzen sind noch sehr grob und werden noch verfeinert. Im Moment müssen sie aber so gewählt werden, da die Ausrichtung der Detektoren noch nicht perfekt ist. Dies wird dadurch deutlich, dass der Schwerpunkt der Verteilung in Abbildung 8.3 nicht bei  $\Delta Y=0$  liegt.

In Abbildung 8.5 ist die mit TOF rekonstruierte Flugzeit gegen den rekonstruierten Impuls für alle Reaktionen, die bei einem BGO-Tagger-Trigger möglich sind, einmal für gemessene Daten (Dezember 2014) und für simulierte Daten (1000000 wirkungsquerschnitts verteilte  $p\pi^0$ -Ereignisse) aufgetragen.



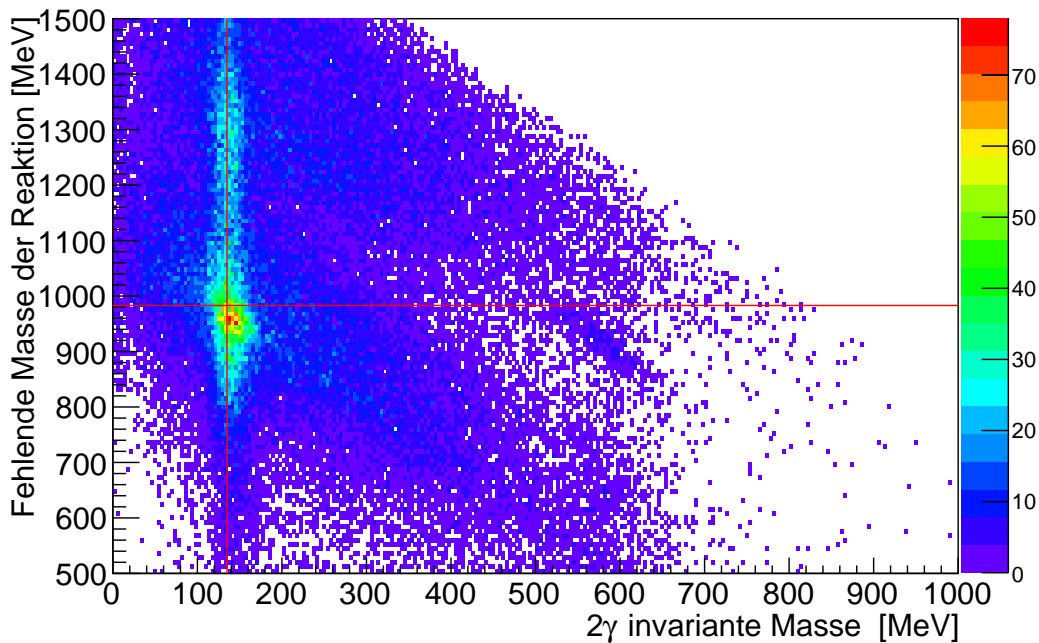
**Abbildung 8.5:** Rekonstruierte Flugzeit aufgetragen gegen den rekonstruierten Impuls. oben: Daten, der Ausschnitt zeigt die Projektion auf die Y-Achse entlang der roten Linie, unten: Simulation.

Sowohl in den Daten als auch in der Simulation sind gut die Bänder für Pionen und Protonen zu sehen. In den Daten ist allerdings noch Untergrund, der zum Beispiel von Elektronen oder Positronen gebildet wird, vorhanden.

Protonen, die in Vorwärtsrichtung durch das Spektrometer fliegen, haben entweder sehr viel oder sehr wenig Energie in der Reaktion erhalten, dies wird dadurch deutlich, dass

das Protonenband in der Simulation in der Mitte ( $\sim 700$  MeV bis  $800$  MeV) dünner ist als bei niedrigeren und höheren Energien. In den Daten sind die Protonen mit niedrigen Energien nicht vorhanden, weil sie TOF nicht erreichen, sondern in den Detektoren davor oder in der Luft ihre gesamte Energie verlieren. Dieser Energieverlust ist in den Simulationen noch nicht eingebaut.

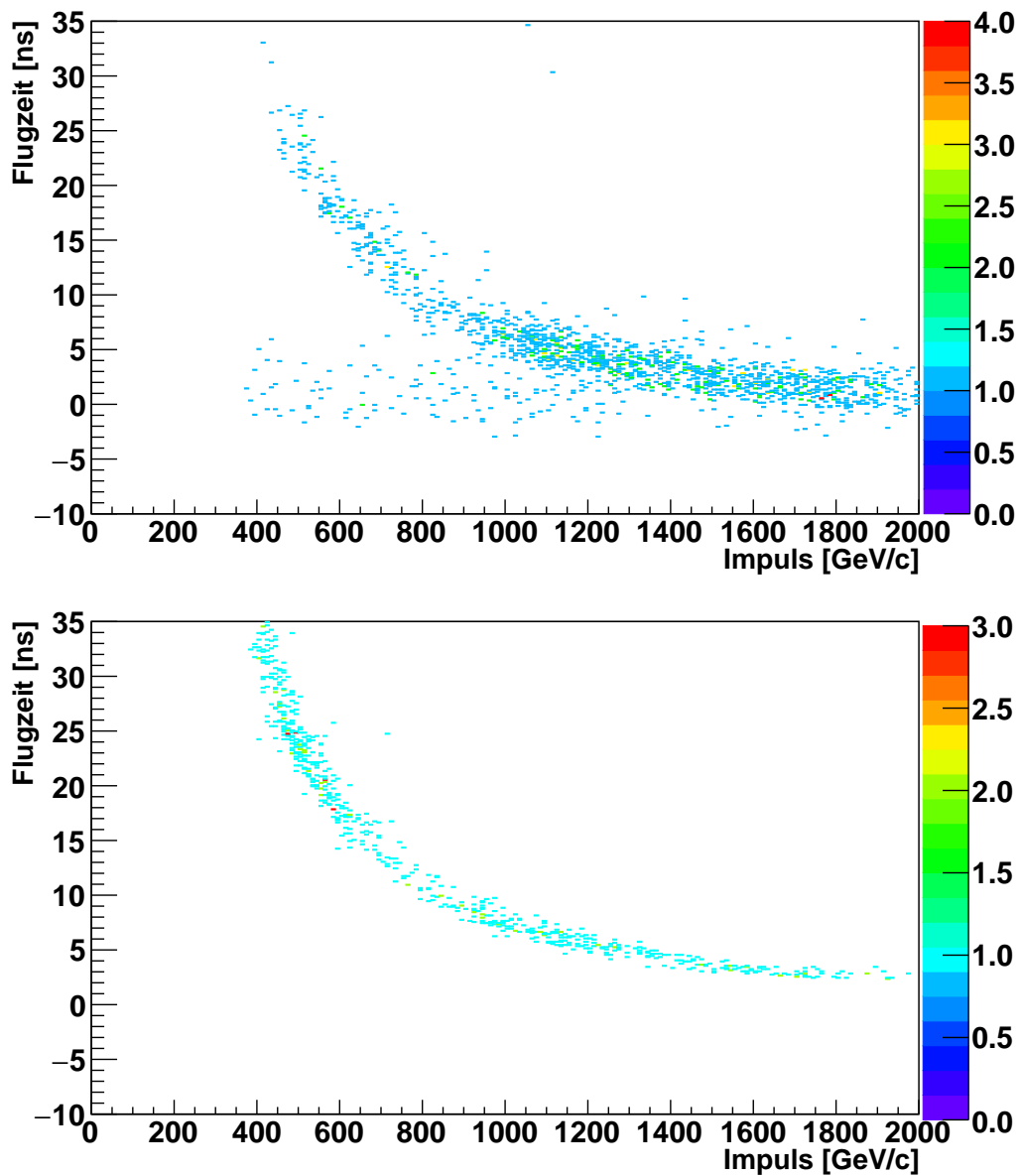
## 8.2. Datenanalyse zusätzlich mit BGO-Daten



**Abbildung 8.6:** Fehlende Masse einer Reaktion aufgetragen gegen die  $2\gamma$  invariante Masse im BGO-Ball. Horizontale rote Linie bei  $m_{\text{Proton}} = 983$  MeV, vertikale Linie bei  $m_{\pi^0} = 135$  MeV

Bei der Betrachtung der BGO-Ball Daten werden im Folgenden nur die Reaktionen berücksichtigt, bei denen ein  $\pi^0$  im BGO-Ball rekonstruiert werden konnte. Es sollen also 2 Photonen im BGO-Ball registriert worden sein, die zusammen die Masse eines  $\pi^0$ ,  $m_{\pi^0} \approx 135$  MeV, ergeben. Die fehlende Masse, im Bezug auf die im Tagger registrierte Photonenergie, einer solchen Reaktion ist in Abbildung 8.6 gegen die invariante Masse der 2 Photonen im BGO-Ball aufgetragen. Auf der X-Achse ist ein Band bei  $\sim 135$  MeV, also bei der  $\pi^0$ -Masse, zu sehen und auf der Y-Achse eine Überhöhung bei  $\sim 983$  MeV, der Masse eines Protons,  $m_{\text{Proton}} \approx 983$  MeV [PDG12]. Die wahrscheinlichste Reaktion bei der ein  $\pi^0$  entsteht ist  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ , deshalb weist das Spektrum sein Maximum bei der

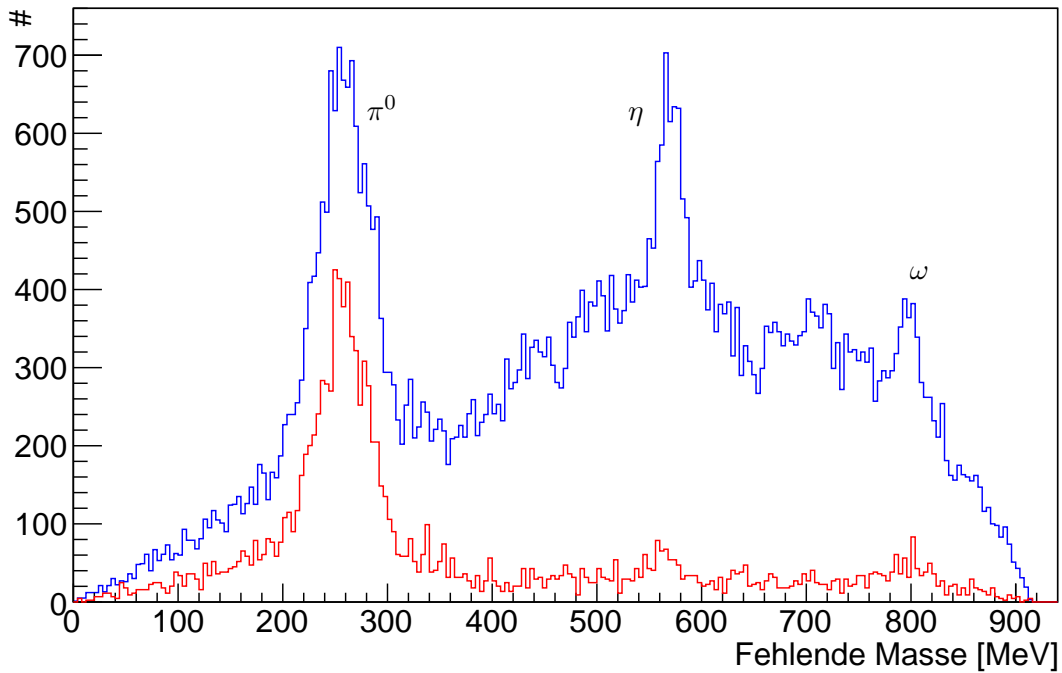
Protonmasse und der Pionmasse auf. Es gibt aber auch Reaktionen, die mehrere  $\pi^0$  im Endzustand haben. Diese werden durch die weiteren Ereignisse im Pionband oberhalb der Protonmasse dargestellt.



**Abbildung 8.7:** Rekonstruierte Flugzeit aufgetragen gegen den rekonstruierten Impuls. Im BGO-Ball konnten zwei Photonen zu einem Pion rekonstruiert werden und eine geladene Spur ist im Vorwärtsspektrometer vorhanden (oben: Daten, unten: Simulation).

Nun werden aus diesen Daten nur diejenigen Reaktionen ausgewählt, bei denen eine geladene Spur im Vorwärtsspektrometer vorhanden ist. In Abbildung 8.7 ist für diese

Daten wieder die Flugzeit gegen den Impuls der Teilchen aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass von dem vorherigen simulierten Diagramm (Abbildung 8.5) nur der Teil, der die Protonen wiedergibt, übrigbleibt. Dies entspricht genau den Erwartungen, wenn Daten der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  analysiert werden. Bei den Daten sind hauptsächlich auch nur noch Protonen vorhanden. Da bei der Analyse nur nach einer geladenen Spur gefragt wird und nicht explizit nach einem Proton gefragt werden kann, gibt es aber auch Daten auf Höhe des Pionbandes, die z.B. das  $\pi^+$  aus der Reaktion  $\gamma p \rightarrow n \pi^+ \pi^0$  widerspiegeln.



**Abbildung 8.8:** Hitverteilung der fehlenden Masse in den Reaktionen. In blau für alle Reaktionen und in rot für Reaktionen bei denen ein Pion aus zwei Photonentreffern im BGO-Ball rekonstruiert werden konnte.

Bei dem Datensatz zuvor wurde mit zwei Photonen im BGO-Ball und dem energiemarkierten Photon im Tagger die fehlende Masse des Protons berechnet. Mit der Flugzeit und dem Impuls von Teilchen im Vorwärtsspektrometer und der Energie des energiemarkierten Photons im Tagger kann auf ähnliche Weise die fehlende Masse einer Reaktion z.B. die Masse des  $\pi^0$  bestimmt werden. Diese ist in Abbildung 8.8 zu sehen. Die fehlende Masse ist in blau für alle Reaktionen und in rot nur für Reaktionen mit Protonen, die durch das Vorwärtsspektrometer geflogen sind und bei denen die invariante Masse der Photonen im BGO-Ball der Pionmasse entspricht, zu sehen. Sowohl die rote als auch

die blaue Kurve haben einen Peak bei  $\sim 250$  MeV. Die blaue Kurve hat zusätzlich Peaks bei  $\sim 560$  MeV und  $\sim 800$  MeV.

Bei der Betrachtung dieser fehlenden Masse ist zu beachten, dass Energieverluste der Teilchen, die TOF erreichen, noch nicht berücksichtigt werden. Die Energie, die die Teilchen bei der Durchquerung der Luft und von MOMO und SciFi verlieren, muss zu deren rekonstruierter Energie noch hinzugerechnet werden. Dadurch wird sich der Wert der fehlenden Masse verringern. Der nicht berücksichtigte Energieverlust macht sich besonders bei kleinen Energien bemerkbar, hier hat der rekonstruierte Impuls die größte Abweichung vom wahren Impuls (siehe Abbildung 3.2). Deshalb ist besonders die Pionmasse von 135 MeV auf 250 MeV verschoben. Die Massen für ein  $\eta$ ,  $m_\eta = 548$  MeV, und für ein  $\omega$ ,  $m_\omega = 783$  MeV, stimmen besser mit den Peaks der blauen Kurve überein. Die Analysen der ersten Daten mit dem BGO-OD-Experiment zeigen, dass der Aufbau sehr gut geeignet ist, die Photoproduktion von Mesonen am Nukleon zu untersuchen. Alle Detektorkomponenten des Experiments haben ihre Designwerte erreicht, speziell das Vorwärtsspektrometer erlaubt die Impulsmessung von geladenen Teilchen, wie zum Beispiel  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  und Protonen mit einer Impulsauflösung  $\frac{\Delta p}{p}$  von 1,5 %.





## 9. Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem BGO-OD-Experiment an der Beschleunigeranlage ELSA werden die Anregungsspektren von Proton und Neutron untersucht. Hierfür werden über den Bremsstrahlprozess mit den in ELSA beschleunigten Elektronen Photonen erzeugt. Die Photonen treffen in einem Flüssig-H<sub>2</sub>- oder -D<sub>2</sub>-Target auf Nukleonen und regen diese an. Die beim nachfolgenden Zerfall entstehenden Teilchen werden mit den Detektoren des BGO-OD-Experiments nachgewiesen. Vor allem Reaktionen, deren geladene Endprodukte unter kleinen Vorwärtswinkeln, d.h.  $\Theta \leq 10^\circ$ , aus dem Target emittiert werden, sollen registriert werden. Hierfür wurde als Teil des Gesamtaufbaus ein Vorwärtsspektrometer installiert. Es dient dazu, Impuls und Flugzeit der Teilchen nachzuweisen. Das Vorwärtsspektrometer besteht aus Detektoren zur Spurrekonstruktion und einem großen Dipolmagneten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde einer der Detektoren zur Spurrekonstruktion, ein Szintillationsfaserdetektor (SciFi), aufgebaut. Dieser liefert einen präzisen Durchstoßpunkt der Spuren, die ein Teilchen im Detektorsystem zurücklegt.

Unter Berücksichtigung der verschiedenen Bedingungen, die der Detektor für den Gebrauch im Experiment erfüllen soll, wurden Szintillationsmaterial und Photomultiplier ausgewählt und ein Design für den Aufbau festgelegt.

Der Szintillationsfaserdetektor besteht aus 640 szintillierenden Fasern und deckt die Eintrittsöffnung des Dipolmagneten des Vorwärtsspektrometers ab. Die Fasern sind auf zwei Lagen verteilt, die um  $90^\circ$  zueinander verdreht sind. Die aktive Fläche beträgt  $66,4 \text{ cm} \times 53,6 \text{ cm}$ . Jeweils 16 Fasern sind zu einem Modul zusammengefasst. Durch den modularen Aufbau des Detektors ist eine einfache Wartbarkeit gewährleistet. Die Lichtsignale aus den Fasern werden mit 16-fach Photomultipliern ausgelesen und gelangen von dort über Diskriminatoren zu TDCs. Die TDCs liefern ein Zeitsignal und ein Signal für den Eventtrigger. Die Zeitinformationen werden dazu verwendet, den durch die Fasern gelieferten Durchstoßpunkt zeitlich der Spur eines Zerfallsproduktes zuzuordnen. Alle Fasern wurden vor dem Einbau einzeln auf ihre Funktionalität untersucht. Nach dem Zusammenbau der 16-fach Module wurde nochmals getestet, ob alle Fasern weiterhin funktionstüchtig sind. Die Photomultiplier wurden auf Übersprecher zwischen verschiedenen Kanälen hin untersucht und die Spannungsversorgung wurde daraufhin angepasst. Bei Effizienzmessungen mit Elektronen am CBELSA/TAPS-Strahlplatz wurde ein Effizienzmittelwert von  $98,84 \pm 1,12\%$  für einzelne Fasern in einem Modul ge-

messen.

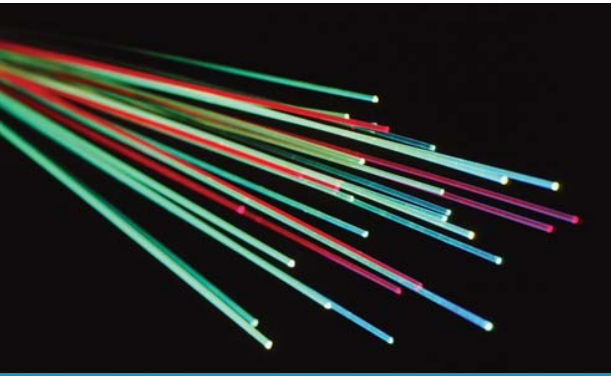
Bei ersten Tests am BGO-OD-Strahlplatz funktionierte der innere Bereich der horizontalen Lage des Detektors aufgrund des Magnetfeldes des Dipolmagneten nicht mehr. Durch Simulationen, in denen ein neues Design für die Magnetfeldabschirmung festgelegt wurde, wurde der Detektor an das Magnetfeld angepasst und entsprechend dem neuen Design umgebaut. Damit konnte eine vollständige Funktionsfähigkeit auch bei maximalem Magnetfeld hergestellt werden.

Nachdem das gesamte Vorwärtsspektrometer aufgebaut war, konnte die Effizienz des gesamten SciFis mit Hilfe der benachbarten Detektoren während einer Strahlzeit gemessen werden. Dabei wurde eine mittlere Effizienz der horizontalen Lage von 94,1% und der vertikalen von 93,7% mit einem Fehler von jeweils 0,7% erreicht. Die Breite der Zeitauflösung betrug  $\sigma = (1,132 \pm 0,0001)$  ns.

Die Daten, die der hier aufgebaute Szintillationsfaserdetektor liefert, müssen nun mit den Daten der anderen Detektoren zusammengeführt werden, um die Spuren der geladenen Teilchen rekonstruieren zu können. Aus dem Winkel dieser Spuren zueinander und dem bekannten Magnetfeld kann der Impuls der Teilchen berechnet werden. Erste Schritte dieser Datenanalyse sind fertig gestellt [Jud12] und werden noch verfeinert. Im Moment wird nur ein konstantes Magnetfeld innerhalb des Magneten angenommen und die Driftzeit in den Zellen der Driftkammern wird noch nicht berücksichtigt. Die Analyse soll in Zukunft verbessert werden, indem über den Ort des Treffers die Laufzeit der Lichtsignale in den Fasern berücksichtigt wird. Damit lässt sich die Zeitauflösung weiter optimieren.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der neue Szintillationsfaserdetektor vollständig einsatzbereit ist und die an ihn gestellten Bedingungen erfüllt. Mit Hilfe der von dem Detektor gelieferten Daten und dem restlichen BGO-OD-Experiment können hadronische Ereignisse gemessen und die gesuchten Teilchen rekonstruiert werden. In der letzten Strahlzeit wurden  $10^9$  Ereignisse aufgenommen und erste Analysen der Observablen  $\Sigma$  sehen vielversprechend aus.

## **A. Datenblatt zu den szintillierenden Fasern**



# Plastic Scintillating Fibers

Saint-Gobain Crystals manufactures a variety of plastic scintillating, wavelength-shifting and light-transmitting fibers used for research and industry. Scintillating fibers are well-suited for such applications as:

- Neutron imaging
- Particle discrimination
- Calorimeters
- Cosmic ray telescopes
- Real-time imaging systems
- Flow cells
- Tracking detectors

## Product Development Timeline –

- 1989** Introduced various formulations of fibers to the already established plastics product line. Developed clad, plastic scintillating fiber capability.
- 1991** Development of plastic fiber arrays.
- 1992** Development of blue-emitting fibers with enhanced radiation resistance and green-emitting fibers with fast decay times.
- 2000** Development of new techniques for specialized fiber arrays.

## Standard Fibers, Single-clad –

Our standard fibers consist of a polystyrene-based core and a PMMA cladding as diagrammed on page 3. External EMA (optional) is often used to eliminate optical crosstalk.

The scintillating core contains a combination of fluorescent dopants selected to produce the desired scintillation, optical and radiation-resistance characteristics. Often, one property is enhanced while another is mildly compromised. In small fibers ( $\leq 0.5\text{mm}$ ), the fluor concentration is increased, usually at the expense of light attenuation length.

Scintillation efficiency is generally kept near maximum, which for BCF-10, BCF-12 and

BCF-20 is 2.4% (nominal). This means that these fibers yield about 8,000 photons per MeV from a minimum ionizing particle. The trapping efficiency, however, permits the collection of less than 4% of the photons for passage down the fiber.

## Multi-clad Fibers –

This special class of fibers has a second layer of cladding that has an even lower refractive index and, thus, permits total internal reflection at a second boundary. The additional photons guided by multi-clad fibers increase the output signal up to 60% over conventional single-clad fibers. All of Saint-Gobain Crystals' fibers can be supplied in either single-clad or multi-clad variations.

## Single-clad Fibers Properties –

Core material: .....	Polystyrene	Trapping efficiency, round fibers: .....	3.44% minimum
Core refractive index: .....	1.60	Trapping efficiency, square fibers: .....	4.4%
Density: .....	1.05	No. of H atoms per cc (core): .....	$4.82 \times 10^{22}$
Cladding material: .....	Acrylic	No. of C atoms per cc (core): .....	$4.85 \times 10^{22}$
Cladding refractive index: .....	1.49	No. of electrons per cc (core): .....	$3.4 \times 10^{23}$
Cladding thickness, round fibers: .....	3% of fiber diameter	Radiation length: .....	42 cm
Cladding thickness, square fibers: .....	4% of fiber size	Operating temperature: .....	-20°C to +50°C
Numerical aperture: .....	0.58	Vacuum compatible: .....	Yes

## Multi-clad Fibers Properties –

Second cladding material: .....	Fluor-acrylic	Numerical aperture: .....	0.74
Refractive index: .....	1.42	Trapping efficiency, round fibers: .....	5.6% minimum
Thickness, round fibers: .....	1% of fiber diameter	Trapping efficiency, square fibers: .....	7.3%
Thickness, square fibers: .....	2% of fiber size		

### Optical Cladding –

PMMA (polymethylmethacrylate, C<sub>5</sub>H<sub>8</sub>O<sub>2</sub>) is the standard cladding material for Saint-Gobain Crystals' fibers. It has a density of 1.2 g/cc and a refractive index of 1.49. Standard thicknesses are:

- > Round fiber,  $\geq 0.20\text{mm}$  diameter = 3% of fiber OD
- > Square fiber, 0.20mm to 3mm = 4% of fiber side
- > Square fiber,  $\geq 3.5\text{mm}$  = 2% of fiber side

The refractive indices of the core and cladding and the cross section of the fiber determine the trapping efficiency.

In round fibers, the trapping efficiency also depends on the distance between the fiber axis and the scintillation event. The trapping efficiency of Saint-Gobain Crystals' round fibers ranges from 3.4% for events occurring at the fiber axis to ~7% for events near the core-cladding interface. For square fibers, the trapping efficiency is 4% and is independent of the scintillation event's location in the fiber.

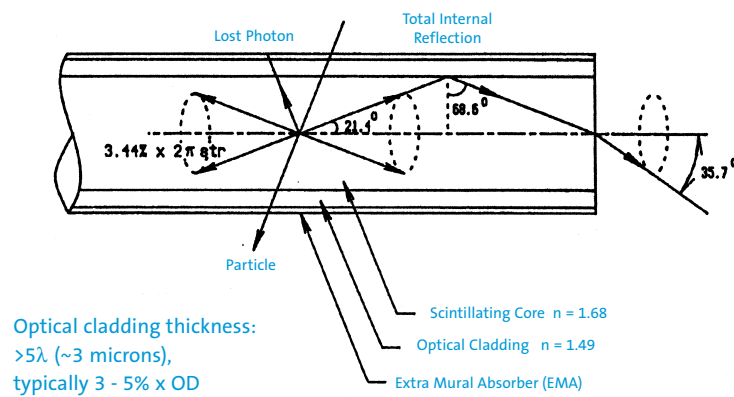
### EMA (Extra Mural Absorber) –

White or black coatings may be applied to the outer fiber surface primarily to eliminate crosstalk among closely packed fibers.

Our coatings are typically 10 to 15 microns thick.

An EMA coating decreases the overall signal intensity obtained from a fiber, irrespective of its length. This effect is greatest with black EMA, as well as with short fibers. The coating can interfere with useful light-piping in the cladding. Black EMA applied at the near end of fibers can be used to flatten out position dependent response. White EMA is used in the construction of short fiber imaging bundles.

### A Typical Round Scintillating Fiber –



### Standard Sizes and Formulations –

Standard sizes range from 0.25mm to 5mm square or round cross sections. We can supply fiber as pre-cut straight canes or on spools (for the smaller cross sections), as well as as an assembly. Below are the properties of our standard fiber formulations.

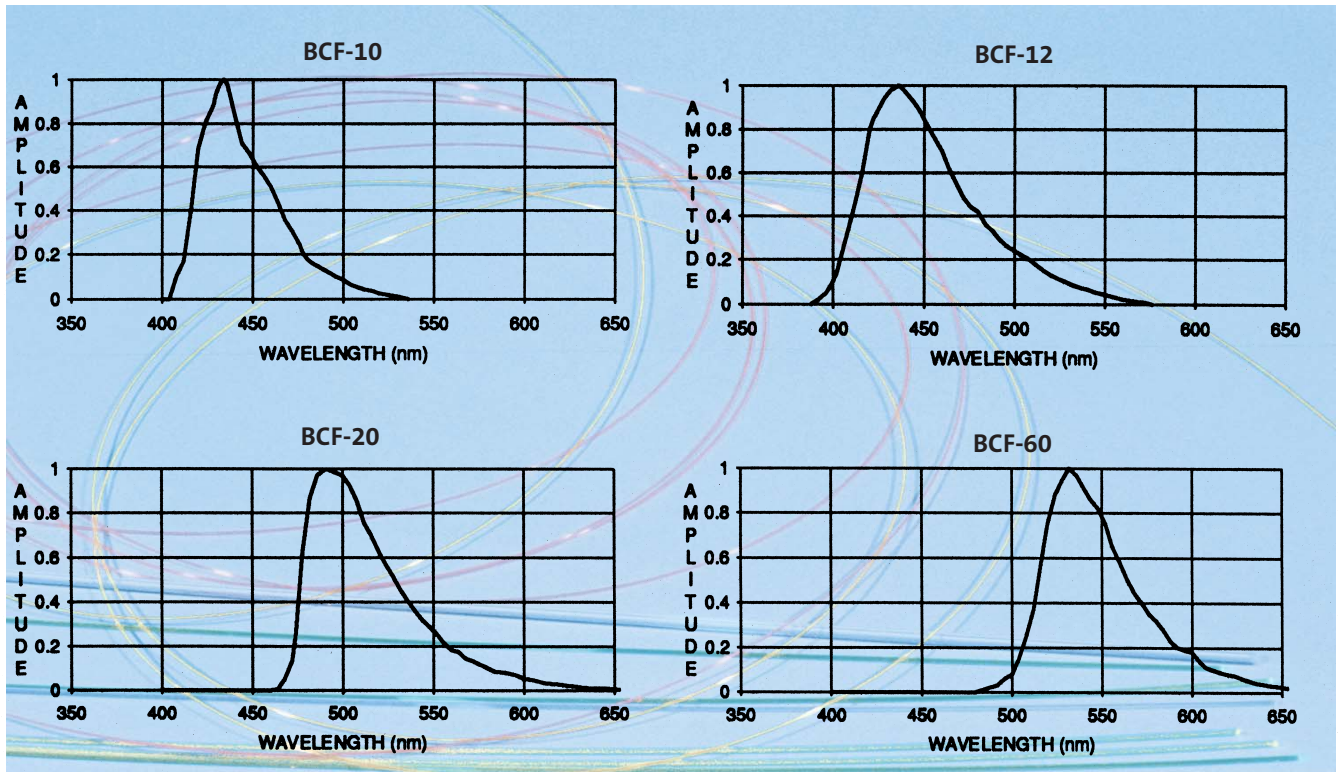
Fiber	Emission Color	Emission Peak, nm	Decay Time, ns	1/e Length m*	No. of Photons per MeV**	Characteristics/Applications
BCF-10	Blue	432	2.7	2.2	~8000	General purpose; optimized for diameters $>250\mu\text{m}$
BCF-12	Blue	435	3.2	2.7	~8000	Improved transmission for use in long lengths
BCF-20	Green	492	2.7	$>3.5$	~8000	Fast green scintillator
BCF-60	Green	530	7	$>3.5$	~7100	3HF formulation for increased radiation hardness
BCF-91A	Green	494	12	$>3.5$	N/A	Shifts blue to green
BCF-92	Green	492	2.7	$>3.5$	N/A	Fast blue to green shifter
BCF-98	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	Clear waveguide

\*For 1mm diameter fiber; measured with a bialkali cathode PMT

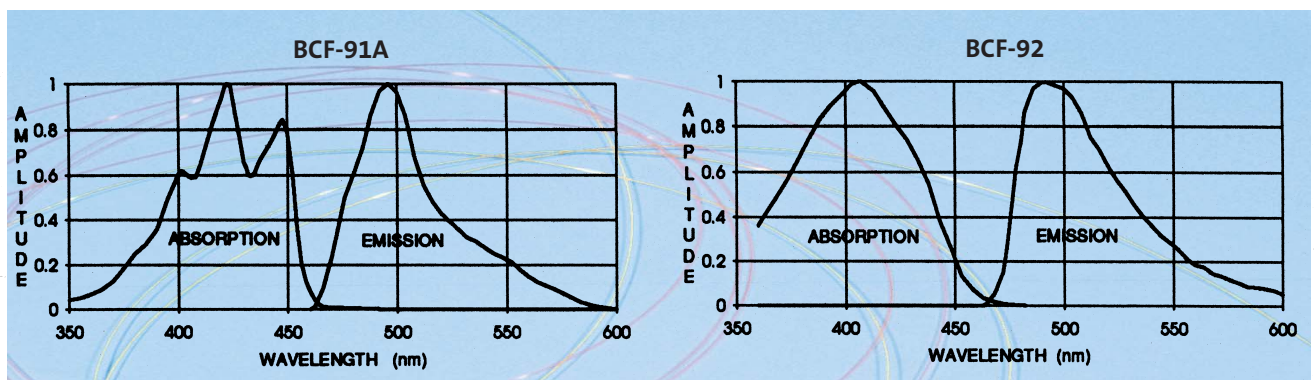
\*\* For Minimum Ionizing Particle (MIP), corrected for PMT sensitivity

# Technical Data

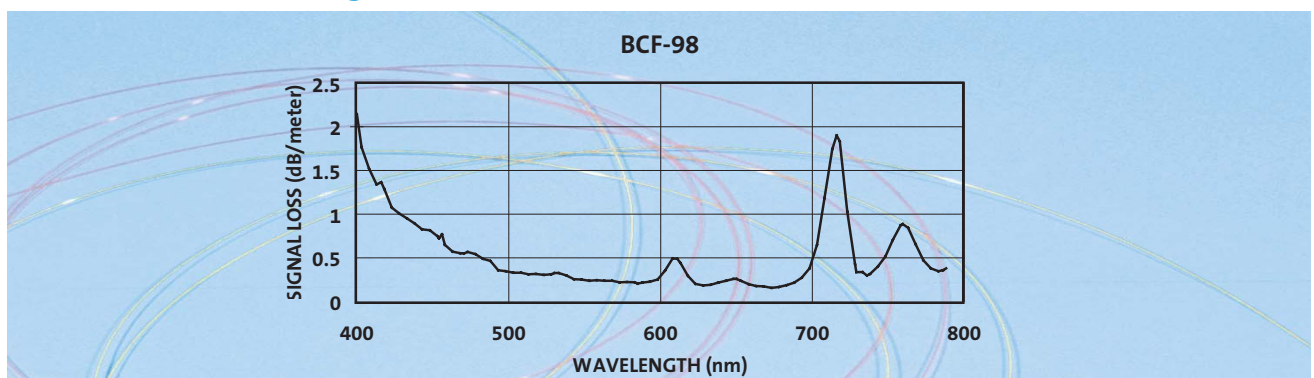
## Emission Spectra –



## Optical Spectra –



## Attenuation vs. Wavelength –



## **B. Datenblatt zum Photomultiplier H6568 von Hamamatsu**

### 4 × 4 Multianode, High Speed Response, Low Cross-talk Newly Developed “Metal Channel Dynode”

#### GENERAL

Parameter		Description / Value	Unit
Spectral Response		300 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Photocathode	Material	Bialkali	—
	Minimum Effective Area	18.1 × 18.1	mm
Window Material		Borosilicate glass	—
Dynode	Structure	Metal channel dynode	—
	Number of Stages	12	—
Anode Size		4 × 4	mm
Weight(Including Cable)		Approx.130	g

#### MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	1000	V dc
Average Anode Current		0.01	mA

#### CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856K)	—	70	—	μA/lm
	Blue (CS-5-58 filter)	—	8	—	μA/lm-b
Anode Sensitivity	Luminous (2856K)	—	230(50)	—	A/lm
Gain		—	3.3 × 10 <sup>6</sup> (0.7 × 10 <sup>6</sup> )	—	—
Anode Dark Current per Channel (after 30 min. storage in darkness)		—	1(0.5)	—	nA
Time Response (per Channel)	Anode Pulse Rise Time	—	0.83	—	ns
	Transit Time Spread (FWHM)	—	0.3	—	ns
Pulse Linearity per Channel (±2 % deviation)		—	0.5(5)	—	mA
Cross-talk (4 × 4 mm Aperture)		—	1	—	%
Uniformity Between Each Anode		—	1.3	—	—

**NOTE:** Anode characteristics are measured with the voltage distribution ratio shown below.

( ) : Measured with the special voltage distribution ratio (Tapered Bleeder) shown below.

#### VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	...	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
H6568	1	1	1	1	1	1	1...1	1	1	1	1	1
H6568-10 (Tapered Divider)	1.5	1.5	1.5	1	1	1	1...1	1	1	2	3.6	

Supply Voltage: 800 V dc, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode



# MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY H6568, H6568-10

Figure 1: Typical Spectral Response

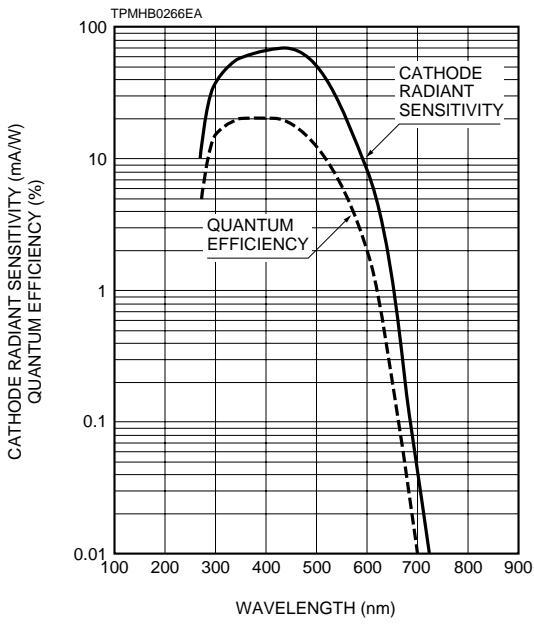


Figure 2: Typical Gain and Anode Dark Current

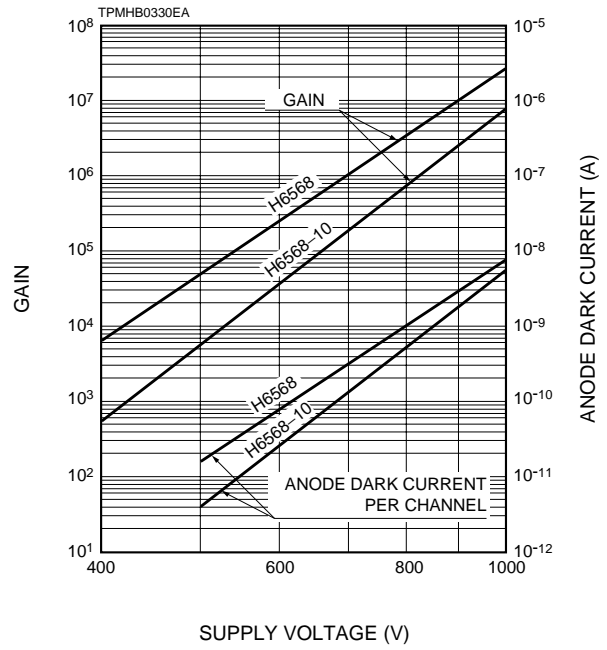


Figure 3: Typical Time Response

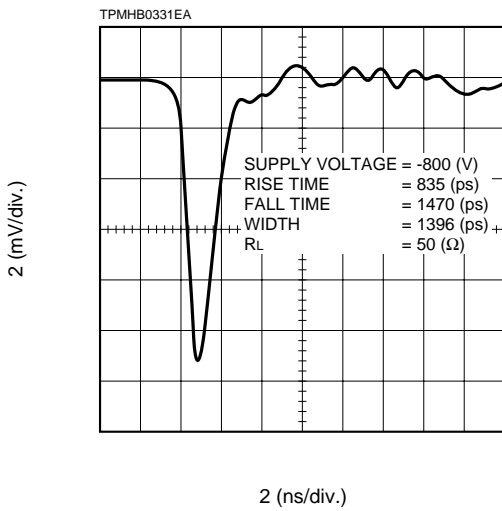


Figure 4: Typical T.T.S.Characteristic

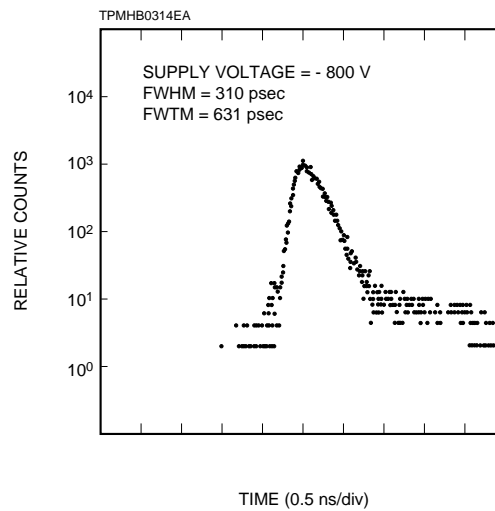
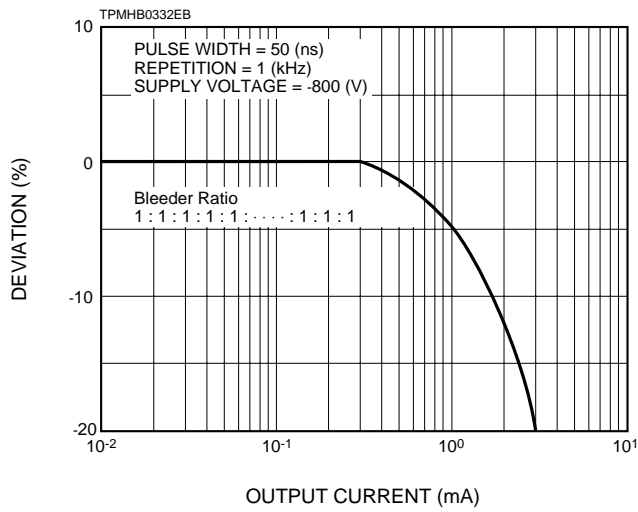
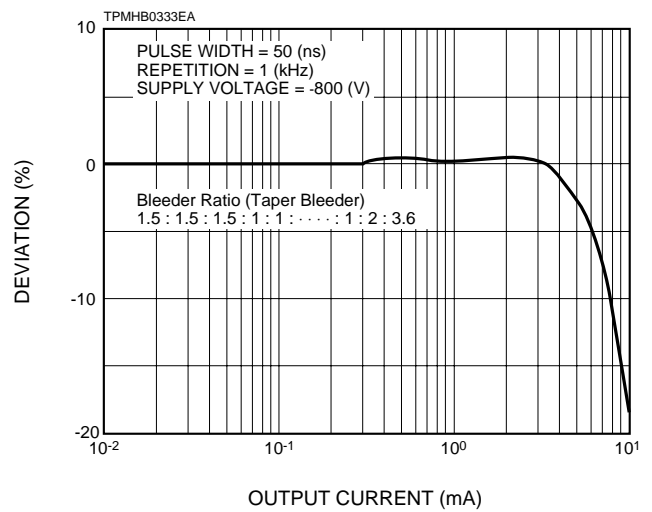


Figure 5: Pulse Linearity per Channel



**H6568**



**H6568-10**

Figure 6: Anode Uniformity (Example)

100	97	97	92
89	82	66	70
66	72	66	76
70	68	69	96

Supply Voltage: 800 V  
 Light Source: W Lamp (uniform DC light)  
 Full Illumination

Figure 7: Anode Cross-talk (Example)

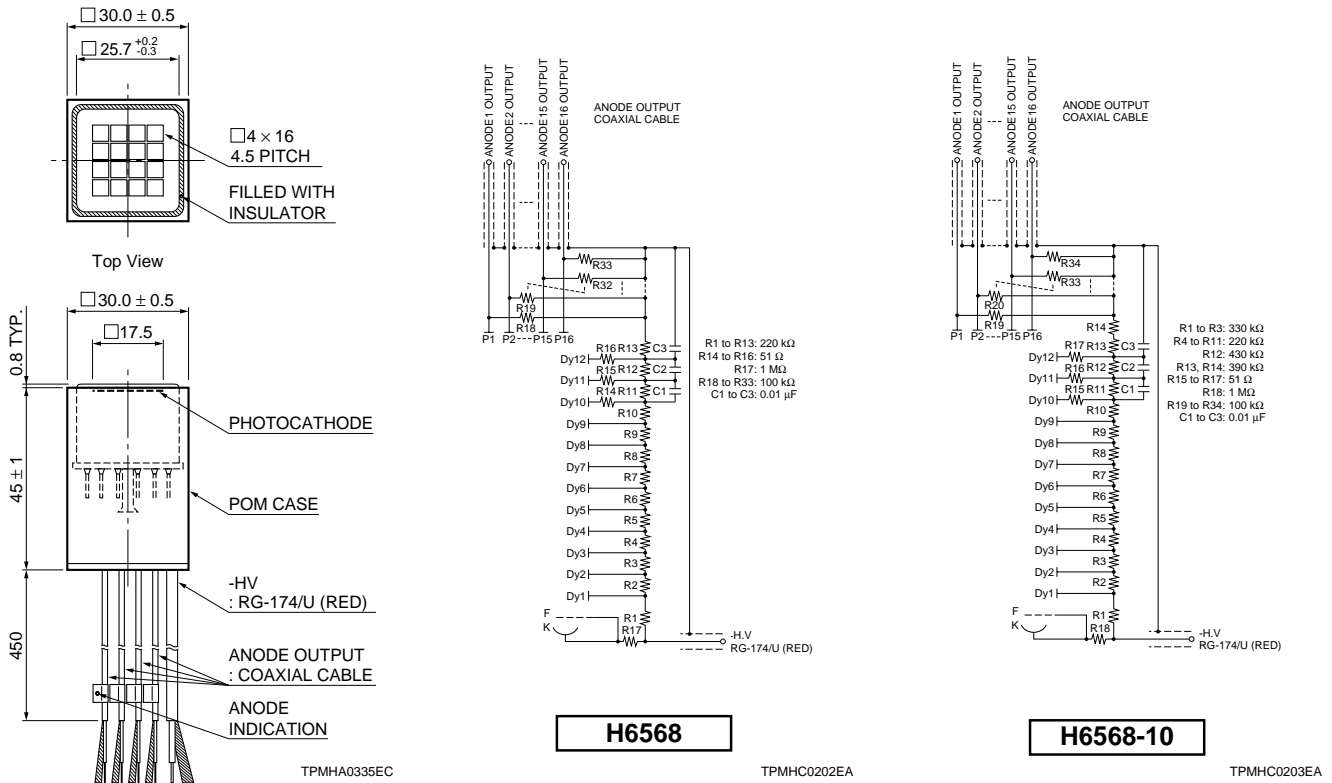
0.1	0.8	0.1	*
0.5	100	0.3	*
0.1	0.3	0.1	*
*	*	*	*

Aperture 4 × 4 mm

Supply Voltage: 800 V  
 Light Source: W Lamp (uniform DC light)  
 Spot Illumination: 4 × 4 mm

# MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY H6568, H6568-10

Figure 8: Dimensional Outline and Circuit Diagram (Unit: mm)



**⚠ WARNING ~ High Voltage ~**

The product is operated at high voltage potential. Further, the metal housing of the product is connected to the photocathode (potential) so that it becomes a high voltage potential when the product is operated at a negative high voltage (anode grounded). Accordingly, extreme safety care must be taken for the electrical shock hazard to the operator or the damage to the other instruments.

\* PATENT: USA Pat. No. 5410211      PATENTE PENDING: JAPAN 11, USA 1, EUROPE 2

**HAMAMATSU**      HOME PAGE URL <http://www.hamamatsu.com>

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Center

314-5, Shimokanzo, Toyooka-village, Iwata-gun, Shizuoka-ken, 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205

U.S.A.: Hamamatsu Corporation: 360 Foothill Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218 E-mail: [usa@hamamatsu.com](mailto:usa@hamamatsu.com)

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH: Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658 E-mail: [info@hamamatsu.de](mailto:info@hamamatsu.de)

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L.: 8, Rue du Saule Trapu, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Cedex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10 E-mail: [infos@hamamatsu.fr](mailto:infos@hamamatsu.fr)

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited: 2 Howard Court, 10 Tewin Road Welwyn Garden City Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: 44-(0)1707-294888, Fax: 44-(0)1707-325777 E-mail: [info@hamamatsu.co.uk](mailto:info@hamamatsu.co.uk)

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB: Smidesvägen 12, SE-171-41 SOLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01 E-mail: [info@hamamatsu.se](mailto:info@hamamatsu.se)

Italy: Hamamatsu Photonics Italia: S.R.L.: Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741 E-mail: [info@hamamatsu.it](mailto:info@hamamatsu.it)

TPMH1137E09

JAN. 2001 IP

Printed in Japan (1000)



## C. Färben der szintillierenden Fasern



**Abbildung C.1:** Schrank und Gestell zum Trocken der Farbe auf den Fasern.

Die Fasern wurden in 1 m und 1,2 m Länge bestellt und einzeln in ein mit Farbe gefülltes Rohr getaucht und zum abtropfen aufgehängt. Als Farbe wurde wasserverdünnbarer Weißlack von Glasurit benutzt. Dieser wurde mit soviel Wasser verdünnt, dass er zum einen flüssig genug war um abzutropfen, zum andern aber genug Farbe an den Fasern haften blieb. Hierfür hat sich das Mischungsverhältnis von 3:1 (Farbe:Wasser) als optimal herausgestellt.



## D. Ratentests der Module

Wie in 4.3.1 beschrieben wurden alle Module nach dem Zusammenkleben getestet. Die Ergebnisse dieser Tests sind in den folgenden Abbildungen zu sehen. Bei allen Messungen wurde der gleiche Photomultiplier (Nr.40) benutzt, eine Spannung von 730 V und eine Schwelle der Diskriminatoren von 40. Angegeben ist die Rate in 10 Hz. Die Nummerierung der Module ist dieselbe wie in Anhang E.

	horizontal						vertikal									
	A(8)		A(9)		B(10)		B(11)		A(28)		A(29)		B(30)		B(31)	
	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise
1	18,3	0,56	16,6	0,59	17,4	0,59	17,4	0,62	17,0	0,51	15,2	0,61	14,6	0,48	14,0	0,63
2	11,1	0,18	11,0	0,12	11,5	0,12	15,1	0,19	14,0	0,18	11,4	0,13	9,5	0,09	8,9	0,14
3	22,5	0,16	21,3	0,15	20,8	0,11	20,6	0,21	20,7	0,19	19,6	0,14	20,5	0,13	20,1	0,16
4	22,5	0,34	22,7	0,20	22,2	0,14	22,6	0,25	23,1	0,21	21,2	0,18	21,5	0,16	21,2	0,21
5	11,3	0,21	11,6	0,13	10,4	0,21	11,1	0,21	10,6	0,2	10,7	0,14	10,8	0,13	9,4	0,18
6	11,4	0,14	10,9	0,13	90,8	0,14	9,9	0,17	10,1	0,15	9,7	0,09	10,3	0,10	8,7	0,14
7	19,7	0,14	20,8	0,12	21,1	0,10	20,1	0,17	19,5	0,15	20,3	0,09	20,3	0,11	18,9	0,13
8	24,7	0,29	23,9	0,24	24,4	0,19	22,0	0,29	23,2	0,23	21,5	0,25	22,0	0,18	23,3	0,21
9	12,4	0,22	13,2	0,27	12,1	0,20	12,5	0,28	11,9	0,25	12,9	0,25	12,6	0,21	9,6	0,25
10	11,5	0,22	11,8	0,15	11,8	0,14	12,0	0,19	10,9	0,19	11,5	0,15	11,0	0,10	9,6	0,18
11	27,7	0,48	29,1	0,47	31,4	0,33	28,4	0,52	26,9	0,43	28,7	0,54	26,4	0,39	25,4	0,54
12	20,2	0,17	21,4	0,10	21,2	0,17	19,5	0,18	20,3	0,14	19,2	0,10	19,6	0,09	20,3	0,14
13	10,1	0,14	15,3	0,14	10,2	0,10	10,4	0,14	9,9	0,10	9,9	0,13	13,1	0,10	7,7	0,13
14	10,3	0,07	10,3	0,10	10,3	0,08	9,9	0,11	10,1	0,09	11,0	0,08	9,8	0,09	7,7	0,08
15	19,6	0,11	19,5	0,13	19,4	0,10	18,7	0,10	18,8	0,09	17,8	0,11	18,9	0,08	17,5	0,10
16	22,2	0,09	20,6	0,15	23,0	0,13	21,4	0,16	20,1	0,14	20,9	0,13	20,6	0,12	19,5	0,11

Abbildung D.1: Test der mittleren Module.

horizontal																												
8(1)		9(2)		11(3)		13(4)		15(5)		16(6)		18(7)		19(12)		17(13)		10(14)		14(15)		7(16)		12(17)		2(18)		
	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise
1	16,7	0,49	16,4	0,68	15,4	0,67	15,3	0,59	19,2	0,55	17,8	0,48	18,4	0,40	18,3	0,54	13,0	0,63	19,8	0,62	18,2	0,58	17,4	0,57	16,0	0,61	16,7	0,64
2	15,3	0,21	10,3	0,17	9,4	0,18	10,5	0,23	14,4	0,16	9,6	0,18	8,6	0,20	14,4	0,24	9,5	0,26	9,9	0,22	14,6	0,22	13,3	0,20	14,1	0,24	13,3	0,21
3	24,3	0,22	22,6	0,22	23,0	0,16	20,3	0,16	23,1	0,21	21,6	0,23	22,7	0,21	22,1	0,24	21,6	0,32	23,0	0,27	21,3	0,22	23,0	0,27	21,7	0,25	22,9	0,23
4	27,1	0,26	23,5	0,25	28,8	0,29	28,1	0,34	32,8	0,29	22,6	0,23	30,7	0,27	24,0	0,28	29,0	0,31	28,6	0,28	22,7	0,25	24,4	0,30	22,4	0,25	23,4	0,28
5	11,0	0,19	10,4	0,20	10,7	0,13	9,5	0,17	10,6	0,16	10,6	0,16	10,7	0,17	11,2	0,25	9,3	0,19	9,6	0,20	11,8	0,24	11,6	0,23	10,6	0,24	11,4	0,24
6	10,9	0,16	10,0	0,17	10,4	0,12	9,2	0,11	10,5	0,18	9,8	0,10	9,7	0,16	11,0	0,18	8,7	0,18	10,2	0,18	10,7	0,18	10,2	0,20	10,0	0,18	10,0	0,17
7	20,3	0,16	21,6	0,15	19,8	0,20	20,0	0,17	19,1	0,14	20,2	0,15	21,0	0,17	20,0	0,16	19,8	0,17	19,8	0,17	21,6	0,17	21,3	0,78	20,3	0,19	21,1	0,19
8	27,0	0,31	25,9	0,30	29,3	0,30	26,0	0,35	28,5	0,27	24,4	0,19	30,1	0,23	23,6	0,28	28,4	0,35	28,3	0,35	25,7	0,29	25,3	0,34	23,3	0,35	26,9	0,35
9	11,1	0,23	12,0	0,29	10,3	0,34	10,9	0,31	10,6	0,22	12,1	0,31	11,8	0,21	13,7	0,32	10,1	0,26	11,4	0,33	21,1	0,34	13,3	0,32	11,4	0,33	10,3	0,31
10	10,7	0,20	11,3	0,20	10,3	0,22	10,5	0,18	10,8	0,21	11,0	0,20	10,5	0,21	11,6	0,24	9,2	0,24	10,5	0,24	12,0	0,23	11,5	0,26	10,6	0,23	10,2	0,23
11	29,4	0,41	29,5	0,57	28,7	0,68	28,6	0,52	31,1	0,50	26,5	0,42	29,3	0,38	30,3	0,45	27,4	0,56	28,2	0,66	30,1	0,57	30,5	0,48	28,8	0,50	30,5	0,62
12	20,9	0,19	20,9	0,13	21,4	0,12	19,9	0,21	23,0	0,18	20,5	0,10	21,7	0,16	21,3	0,20	21,1	0,12	20,8	0,19	20,8	0,22	21,6	0,19	21,6	0,16	20,2	0,20
13	10,1	0,18	11,5	0,19	12,9	0,21	11,9	0,21	9,0	0,17	11,5	0,25	11,9	0,19	10,7	0,25	10,0	0,16	11,5	0,26	8,9	0,23	9,1	0,24	10,3	0,22	8,7	0,23
14	9,7	0,14	9,4	0,13	8,7	0,11	8,4	0,17	10,4	0,14	8,5	0,13	8,9	0,14	9,7	0,13	8,0	0,12	9,9	0,16	10,0	0,18	9,2	0,13	9,2	0,14	8,5	0,18
15	18,1	0,16	19,8	0,16	19,3	0,12	18,8	0,17	18,3	0,17	18,0	0,18	19,8	0,18	19,9	0,20	16,4	0,13	19,1	0,21	18,6	0,20	19,4	0,20	19,7	0,17	20,1	0,20
16	22,2	0,21	23,1	0,21	25,4	0,24	24,6	0,31	26,3	0,22	21,4	0,20	27,7	0,21	23,2	0,23	25,5	0,18	26,8	0,27	23,0	0,26	22,0	0,25	20,1	0,23	22,8	0,26

Abbildung D.2: Test der horizontalen Module.



Abbildung D.3: Test der vertikalen Module.

		vertikal																																			
		2(19)		4(20)		6(21)		17(22)		15(23)		13(24)		11(25)		9(26)		7(27)		8(32)		10(33)		12(34)		14(35)		16(36)		18(37)		5(38)		3(39)		1(40)	
		Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise	Quelle	Noise
1		17,8	0,57	21,8	0,42	20,8	0,69	16,7	0,69	19,5	0,62	19,9	0,54	22,1	0,59	21,2	0,51	17,1	0,67	18,5	0,58	21,3	0,62	20,9	0,50	19,2	0,58	19,1	0,66	20,3	0,57	18,0	0,66	18,8	0,62	19,3	0,45
2		10,7	0,15	15,7	0,17	10,3	0,16	14,1	0,18	10,3	0,16	13,1	0,21	11,2	0,17	14,1	0,15	10,7	0,17	13,6	0,16	11,8	0,18	13,8	0,16	11,2	0,15	15,8	0,18	10,8	0,16	14,1	0,17	11,3	0,16	13,5	0,18
3		22,1	0,19	23,7	0,21	23,1	0,22	22,9	0,19	23,2	0,23	22,0	0,18	22,8	0,19	23,4	0,20	21,1	0,18	22,9	0,17	23,4	0,20	25,6	0,21	22,2	0,19	23,9	0,19	23,1	0,19	22,8	0,20	22,7	0,20	23,4	0,20
4		22,1	0,20	23,4	0,23	25,3	0,24	23,2	0,24	22,7	0,24	24,0	0,26	22,0	0,23	23,7	0,22	14,8	0,22	22,0	0,22	22,3	0,21	26,2	0,21	16,2	0,22	23,0	0,21	22,5	0,21	27,3	0,24	27,9	0,27	23,7	0,23
5		11,4	0,16	11,6	0,20	12,9	0,20	11,2	0,20	12,7	0,17	12,3	0,17	11,9	0,19	13,0	0,21	11,7	0,20	12,2	0,21	12,4	0,17	13,0	0,20	11,6	0,15	10,9	0,17	12,4	0,18	11,8	0,17	11,2	0,17	12,6	0,17
6		11,0	0,14	12,2	0,16	11,2	0,14	10,7	0,16	11,3	0,11	11,2	0,15	11,8	0,17	11,8	0,15	10,3	0,14	11,8	0,14	11,8	0,15	12,0	0,14	10,4	0,13	11,2	0,15	10,6	0,13	11,4	0,14	11,9	0,13	12,4	0,15
7		21,2	0,17	22,1	0,17	20,9	0,14	22,0	0,14	21,3	0,14	20,8	0,15	21,5	0,16	20,8	0,17	21,3	0,14	21,6	0,16	20,9	0,12	21,2	0,12	21,1	0,16	22,1	0,17	21,6	0,13	20,9	0,12	20,4	0,15	22,2	0,16
8		24,7	0,26	25,9	0,23	25,4	0,27	25,2	0,28	25,3	0,28	25,4	0,26	25,3	0,25	25,1	0,25	27,1	0,29	23,6	0,26	24,1	0,24	25,0	0,25	29,1	0,26	25,1	0,26	24,9	0,25	27,5	0,29	29,7	0,29	25,9	0,23
9		11,8	0,27	14,2	0,23	13,5	0,28	13,4	0,33	14,1	0,32	13,5	0,32	14,2	0,31	13,4	0,26	12,4	0,26	14,0	0,34	14,3	0,32	13,7	0,30	12,7	0,25	13,6	0,31	13,1	0,27	11,7	0,26	12,6	0,25	14,9	0,28
10		11,3	0,15	13,0	0,18	11,7	0,19	12,0	0,20	11,5	0,17	11,6	0,16	11,6	0,19	11,8	0,19	11,3	0,20	11,7	0,17	12,4	0,19	21,1	0,17	11,2	0,17	10,8	0,19	10,9	0,17	12,6	0,19	11,0	0,20	12,0	0,20
11		30,5	0,41	30,7	0,38	30,1	0,50	29,6	0,57	28,4	0,49	29,2	0,48	29,6	0,53	31,0	0,46	29,4	0,45	29,1	0,51	30,3	0,46	30,2	0,43	29,4	0,45	28,2	0,50	30,5	0,46	29,3	0,55	29,1	0,48	30,6	0,41
12		20,7	0,15	21,5	0,14	21,4	0,15	21,8	0,14	21,7	0,12	21,9	0,16	20,9	0,13	21,3	0,13	20,5	0,15	22,4	0,14	22,7	0,13	21,7	0,14	20,7	0,13	21,5	0,17	20,0	0,13	22,2	0,15	22,4	0,15	22,1	0,16
13		12,3	0,18	12,0	0,18	13,1	0,17	10,7	0,17	12,6	0,18	11,6	0,19	13,3	0,19	11,5	0,21	12,0	0,17	11,7	0,20	13,6	0,17	11,6	0,17	12,9	0,19	10,3	0,20	13,2	0,18	10,8	0,16	12,8	0,19	11,4	0,18
14		10,3	0,11	11,5	0,12	10,9	0,11	10,3	0,14	9,2	0,10	11,4	0,12	10,6	0,13	10,8	0,11	10,1	0,11	11,1	0,13	10,2	0,13	10,3	0,12	10,8	0,13	10,6	0,11	9,8	0,12	10,6	0,13	10,0	0,13	10,7	0,12
15		20,0	0,14	21,0	0,14	19,1	0,15	20,3	0,17	19,0	0,15	19,9	0,17	20,9	0,13	20,3	0,15	19,4	0,12	20,8	0,16	19,5	0,16	20,4	0,14	19,5	0,14	19,7	0,15	19,3	0,15	18,7	0,14	20,5	0,14	20,2	0,14
16		22,5	0,24	22,3	0,19	22,8	0,18	22,1	0,22	21,9	0,21	22,3	0,20	22,4	0,19	22,0	0,19	22,5	0,19	22,9	0,17	22,8	0,18	22,1	0,18	24,9	0,20	23,2	0,20	22,1	0,18	25,3	0,22	25,9	0,21	23,6	0,17



## E. Nummerierung und Position der Module

In Abbildung E.1 und E.2 ist die Nummerierung der 16er Module des SciFis zu sehen. Die roten Zahlen geben an, welcher Photomultiplier jeweils an das Modul angeschlossen ist. Die schwarzen Zahlen stehen auf den Modulen. Werden Module ausgebaut, sollen sie an der jetzigen Position wieder eingebaut werden.

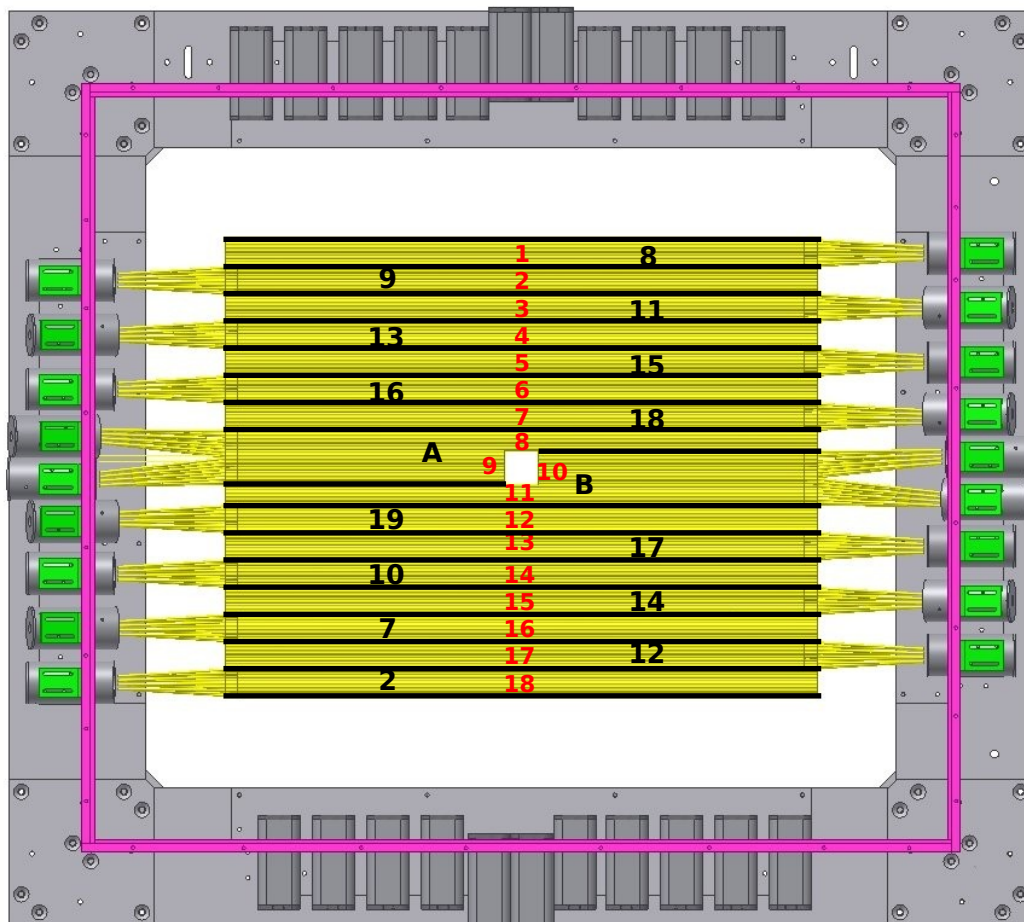


Abbildung E.1: Nummerierung und Position der horizontalen Module.

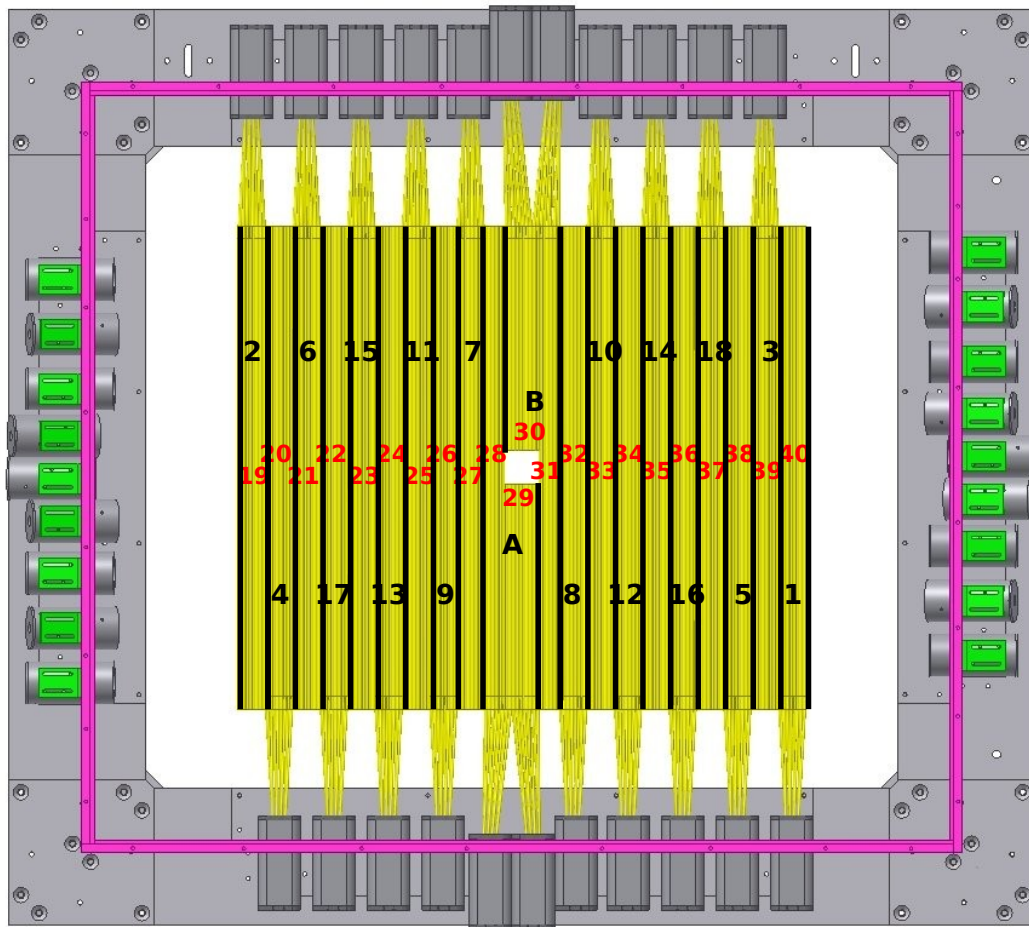


Abbildung E.2: Nummerierung und Position der vertikalen Module.

## F. Ergebnisse zu den Übersprechertests für drei Photomultiplier

Um die Übersprecher von einem Pixel zu einem anderen innerhalb eines Photomultipliers zu testen, wurde das Eintrittsfenster eines Photomultipliers bis auf ein Pixel in der Mitte mit schwarzem Tape zugeklebt. Auf dieses eine offene Pixel (im Folgenden rot gekennzeichnet) wurde das Ende einer szintillierenden Faser gerichtet. Mit Hilfe einer  $\text{Sr}^{90}$ -Quelle wurde in der Faser ein Lichtsignal erzeugt, das dann das Photomultiplierpixel traf. Bei angelegten Spannungen von 700, 750 und 800 V wurden die Ereignisse in allen 16 Kanälen gezählt. Dafür wurden die Signale über einen Diskriminator auf einen Zähler gegeben. In Tabelle F sind die Werte für alle Pixel bei drei getesteten Photomultiplier (Nr. 2186, Nr. 2071, Nr. 2231) zu sehen.

PM Nr. 2186, 700V

<b>100</b>				0,4	<b>100</b>					<b>100</b>	0,6				<b>100</b>
					1,0										
0,6					1,7						0,7				0,6
<b>100</b>	0,5			0,7	<b>100</b>					0,9	<b>100</b>				<b>100</b>
0,5					1,0						0,6				
0,5	1										0,4				
<b>100</b>	0,5				<b>100</b>						<b>100</b>				<b>100</b>
0,9															1,1
<b>100</b>					0,6						0,5				
				0,5	<b>100</b>						<b>100</b>				<b>100</b>

## PM Nr. 2186, 750V

100	3,1	0,5	
3,6	1,0		

6,3	100	3,4	
0,7	4,9	0,7	

0,6	5,4	100	8,6
	1,2	4,1	0,6

		2,7	100
			3,1

7,6	1,0		
100	2,6		
5,3	0,9		
0,6		0,8	1,2

1,6	10,3	1,1	
8,3	100	2,8	
0,8	5,6	1,0	

0,8	2,2	10,5	9,1
	6,1	100	4,7
	1,2	6,0	1,3
			0,8

		1,3	7,8
		2,6	100
		0,8	5,1
			0,6

0,5			
5,5	0,9		
100	2,6		
8,1	0,6		

	5,1	0,6	
3,2	100	2,1	
1,1	4,3	0,5	

			0,5
	1,0	4,2	0,5
	3,4	100	3,1
	1,1	4,8	1,3

	0,5	0,5	2,6
		1,1	4,3
		3,0	100
		0,8	8,6

3,7	0,7		
100	2,1		

0,1	4,5	0,1	
9,3	100	2,4	0,5

	1,1	3,9	0,7
	4,7	100	5,0

		0,8	3,2
		2,6	100

## PM Nr. 2186, 800V

100	4,6	0,8	
5,4	0,9		

11,6	100	5,4	0,8
1,5	5,4	1,1	

1,1	7,7	100	14
	1,5	5,5	1,4
		0,5	

0,6	0,8	4,8	100
		0,9	5,3
			0,9
			0,6

11,5	1,6		
100	2,9		
7,3	1,5	0,7	
1,1	0,9	1,6	1,8

3,1	13,9	2,1	0,6
14,3	100	4,9	
1,9	8,1	1,2	

1,3	3,7	15,9	9,7
0,7	7,4	100	8,9
	1,8	8,1	2,4
0,5	0,9	1,3	1,9

	0,7	2,1	12,7
		1,9	100
		1,9	7,6
			1,3

1,0			
8,4	1,1		
100	2,9		
11,4	1,4		

0,5	0,5		
1,9	7,1	1,0	
8,1	100	3,7	
2,4	9,1	1,7	0,7

	0,7	0,9	1,4
	1,5	5,7	1,5
	4,8	100	5,4
	2,1	8,9	2,7

	1,1	2,3	5,6
		1,6	8,5
		3,8	100
		1,8	12,1

0,5			
5,3	0,7		
100	3,6	0,5	

1,6	5,3	1,1	
13,6	100	4,0	1,0

	1,1	4,5	1,3
1,0	7,9	100	7,7

			0,6
		0,8	4,7
	1,0	4,9	100

## PM Nr. 2071, 700V

100			

7,2	100		
	1,5		

	1,1	100	

			100

1,1			
100	0,9		
0,8			

	1,8		
	100		
	0,6		

		1,1	
	1,2	100	
		0,6	

			100

0,5			
100			
0,7			

	1,3		
	100		
	0,7		

		0,5	
	1,3	100	
		1,1	

			100

100			

	100		

	0,9	100	

			100

## PM Nr. 2071, 750V

100	3,5		
4,5			

2,9	100	6,1	
1,0	6,3		

	5,7	100	2,1
		1,1	2,5

		4,6	100
			2,3

11,1	1,4		
100	3,9		
6,2	1,0		

1,3	7,7		
3,1	100	1,8	
0,7	3,5	0,6	

	1,7	7,1	0,8
	5,1	100	1,5
	1,1	1,4	0,6

		1,5	7,7
		3,4	100
		1,1	3,9

4,5	1,3		
100	2,0		
5,6	0,9		

0,1	5,4	0,8	
6,1	100	2,2	
1,6	6,4	0,9	

	1,7	4,8	0,6
	4,6	100	2,6
	2,1	5,8	1,2

		1,1	4,4
		4,6	100
		1,6	9,1

3,6	1,0		
100	3,7	0,7	

0,6	3,5	0,7	
5,4	100	3,1	

	1,2	4,0	0,8
0,5	6,3	100	5,6

		0,9	3,3
	0,7	3,9	100

## PM Nr. 2071, 800V

100	9,7	0,1	
8,7	1,0		

35	100	9,3	
2,4	7,6	1,2	

	1,1	8,5	100	5,0
		1,1	3,2	1,0

		0,9	6,9	100
			1,1	3,8

16,6	2,2	0,7	
100	4,0		
9,4	1,2		
1,0	0,6		

2,8	10,0	1,8	0,7
7,0	100	3,2	
1,5	5,5	1,0	
0,7	0,6		

0,6	2,4	10,2	2,1
	6,4	100	3,8
	1,3	5,2	1,4
	0,5	0,6	0,6

			2,3	13,9
			4,9	100
			1,1	6,1
				1,0

1,1			
7,1	1,2		
100	2,4		
9,1	1,6	0,5	0,5

2,0	6,1	1,1	
11,0	100	3,2	
3,5	9,8	1,7	

	1,8	6,2	1,4
	5,7	100	4,2
0,8	2,7	8,4	2,3

				1,1	
				1,6	8,9
				5,9	100
		0,9	2,3	13,2	

5,8	1,3		
100	4,8	1,1	

1,3	4,3	1,0	
8,7	100	4,7	0,9

	1,5	5,1	1,5
1,1	8,8	100	9,4

				1,1	5,7
		1,1	5,4	100	

## PM Nr. 2231, 700V

100			

	100		

		100	

				100



100				100				100				100			

## PM Nr. 2231, 750V

100	0,6			1,6	100			0,5	100						100
0,7					1										

1,8					1,3					1,3					1,9
100	0,5			100				1,1	100						100
0,5				0,5						0,7					0,4

1,0					1,2					0,5					
100	0,5			100				0,5	100	0,6				0,5	100
1,3				0,7						0,8					0,5

0,4					0,7					0,7					0,5
100				0,5	100	0,6				100	0,6				100

## PM Nr. 2231, 800V

100	3,9			9,0	100	4,6	1,9	1,1	5,4	100	4,3		0,8	3,6	100
4,1	1			1,3	5,1	1,1			1,4	2,8	0,8			0,7	2,4
10,2	1,1				7,1				2,0	10,9	1,0			1,4	17
100	2,6			4,0	100	1,7			5,9	100	2,4			2,9	100
4,8	0,7				4,4				1,1	5,2	1,0			1,2	5,0
															0,4
0,8															
7,4	1,0			1,0	6,7	0,6			1,2	4,9	0,7			1,0	3,9
100	2,9			4,9	100	3,8			3,6	100	6,9			3,0	100
11,2	1,0			1,1	7,5	0,8			1,1	6,1	1,1			1,0	5,9
4,1	0,9			0,8	5,0	1,0			0,9	5,2	0,9			1,2	4,5
100	3,3			8,3	100	4,3		0,5	3,9	100	7,2			3,0	100

Tabelle F.1: Übersprecher in den Photomultipliern in %, auf den rot markierten Kanal wurde ein Signal gegeben.

Spannung	Pixel	Nr.2186	Nr.2071	Nr.2231	Pixel	Nr.2186	Nr.2071	Nr.2231
700V	1	0	0	0	9	2,9	1,2	0
750V		8,2	8	1,3		18,2	14,3	2,8
800V		11,7	19,5	9		26,2	23,5	24,3
700V	2	1,4	8,7	0	10	0	2	0
750V		16	16,3	2,6		16,9	23,5	1,9
800V		25,8	55,5	23		36,7	38,4	26,4
700V	3	0,6	1,1	0	11	0,4	2,9	0
750V		20,5	11,4	0,5		19,9	21,4	2,4
800V		31,7	19,9	15,8		35,6	33,5	25,6
700V	4	0	0	0	12	1,1	0	0
750V		5,8	6,9	0		21,4	20,8	1,0
800V		13,9	12,7	7,5		36,8	33,9	14,8
700V	5	1,6	2,8	0	13	0	0	0
750V		20	23,6	2,8		6,5	9	0,4
800V		30,9	38,9	19,9		10,6	13	8,3
700V	6	3,4	2,4	0	14	1,1	0	0
750V		31,5	18,7	1,8		16,9	13,3	1,8
800V		50,1	34,8	17,2		26,6	20,9	19,4
700V	7	2,2	2,9	0	15	0,5	0,9	0
750V		42,7	22	3,1		15,4	18,4	1,3
800V		64,5	35,1	29,5		23,5	27,4	18,6
700V	8	0,6	0	0	16	0	0	0
750V		18,2	17,6	2,3		6,6	8,8	0,5
800V		28,2	29,3	27,9		12	13,3	8,7

**Tabelle F.2:** Summe der Übersprecher in den restlichen Pixeln, wenn in einem Pixel ein Signal ausgelöst wird.







# Abbildungsverzeichnis

1.1. Kopplungskonstante . . . . .	3
1.2. Die Nukleonresonanzen nach [LMP01] . . . . .	4
1.3. Spektrum der Nukleon- und der $\Delta$ -Resonanzen nach [Edw11] . . . . .	5
1.4. Totaler Wirkungsquerschnitt . . . . .	6
1.5. Koordinatensystem einer Reaktion $\gamma N \rightarrow N'\pi$ . . . . .	7
1.6. Berechnete Breit-Wigner Verteilung der dominanten Resonanzen im Energiebereich von 0 bis 1200 MeV . . . . .	11
1.7. Polarisationsobservablen $\Sigma$ und $E$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ . . . . .	11
1.8. Polarisationsobservablen $\Sigma$ und $E$ für die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta'$ . . . . .	13
1.9. Totaler Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ . . . . .	14
1.10. Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktionen $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ . . . . .	15
2.1. Elektronen-Strecher-Anlage ELSA . . . . .	18
2.2. Aufbau des BGO-OD-Experiments . . . . .	19
2.3. Goniometer . . . . .	20
2.4. Photonenmarkierungsanlage . . . . .	21
2.5. BGO-Ball . . . . .	22
2.6. MOMO-Detektor . . . . .	23
2.7. Simulierte Flugzeit gegen simulierten Impuls . . . . .	24
2.8. Magnetfeldkarte . . . . .	25
2.9. Driftkammern . . . . .	26
2.10. Flugzeitwand TOF . . . . .	27
3.1. Differenz zwischen generiertem und rekonstruiertem Winkel $\Theta$ . . . . .	29
3.2. Verhältnis von generiertem und rekonstruiertem Impuls . . . . .	30
3.3. Schnittansicht des BGO-OD-Experiment mit Teilchenspur . . . . .	31
3.4. Öffnungswinkel des Magneten . . . . .	34
3.5. Bethe-Bloch-Formel . . . . .	35
3.6. Übergänge in Szintillatoren . . . . .	37
3.7. Lichtverlauf in einer Faser . . . . .	39

3.8. Photomultiplier H6568 von Hamamatsu . . . . .	41
3.9. Konversionswahrscheinlichkeit zur Erzeugung von Photoelektronen und Quanteneffizienz der Photomultiplier und das Emmisionsspektrum der Fasern. . . . .	41
3.10. Faseranordnung . . . . .	42
3.11. Durchflugstrecke durch die Fasern 1 . . . . .	43
3.12. Durchflugstrecke durch die Fasern 2 . . . . .	44
3.13. Minimale Durchflugstrecke . . . . .	45
3.14. Bild des Primärstrahls . . . . .	45
3.15. Anordnung der Module, die das Loch für den Primärstrahl bilden . . . .	46
3.16. Schablonen zur Herstellung der Module . . . . .	48
3.17. Faserzuordnung . . . . .	49
3.18. Aufbiegung der Fasern eines Moduls . . . . .	49
3.19. Fertige Module mit Eisenplatte und PVC-Block . . . . .	50
3.20. Anordnung der Module und der Photomultiplierhalterungen . . . . .	51
3.21. Halterung der Photomultiplier der vertikalen Lage . . . . .	52
3.22. Halterung der Photomultiplier der horizontalen Lage . . . . .	53
3.23. Der Rahmen zur Befestigung der Module . . . . .	55
3.24. Halterahmen des SciFi-Detektors . . . . .	56
3.25. Einbau der vertikalen Module in den Halterahmen. . . . .	58
3.26. Einbau der horizontalen Module in den Halterahmen. . . . .	59
3.27. Foto des SciFi-Detektors . . . . .	60
3.28. Bild der Steckerplatten mit den Lemo-Kupplungen. . . . .	61
3.29. Nummerierung von Fasern, Photomultipliern und Diskriminatoren . . .	61
3.30. Bild des Diskriminators . . . . .	62
3.31. Diskriminatoren mit Verkabelung. . . . .	63
3.32. Einstellung der Diskriminatorschwellen . . . . .	64
3.33. TDCs mit Verkabelung . . . . .	66
4.1. Testaufbau 1 . . . . .	69
4.2. ADC Spektren der verschiedenen Farbmischungen . . . . .	70
4.3. Testaufbau 2 . . . . .	70
4.4. ADC-Werte einer 1 m langen Faser . . . . .	71
4.5. Messwerte der Fasern, der Vergleichsfasern und deren Verhältnis . . . .	72
4.6. Testaufbau 3 . . . . .	73
4.7. TDC Spektren zur Behandlung der Faserenden . . . . .	74
4.8. Aufbau der Elektronik zur Effizienzbestimmung einzelner Fasern . . . .	76



4.9. Aufbau zur Effizienzbestimmung einzelner Fasern . . . . .	77
4.10. Analysetrigger der Effizienzmessung . . . . .	78
4.11. Auswertung der Effizienzmessung hinter dem Tagger . . . . .	81
4.12. Abschirmungstestaufbau . . . . .	83
4.13. Trefferflächen der Elektronen aus der $^{90}\text{Sr}$ Quelle. . . . .	85
5.1. Hitspektrum des SciFi-Detektors. . . . .	88
5.2. Hitspektren bei verschiedenen Magnetströmen . . . . .	90
5.3. Normiertes Hitspektrum bei verschiedenen Magnetströmen . . . . .	91
5.4. Hitspektren mit eingeschaltetem Magnet bei verschiedenen Photomultiplier- spannungen . . . . .	92
5.5. Hitspektren mit eingeschaltetem Magnet bei verschiedenen Photomultiplier- positionen . . . . .	93
5.6. Hallsondenpositionen. . . . .	94
5.7. Hitspektren mit Eisenplatte 1 . . . . .	95
5.8. Hitspektren mit Eisenplatte 2 . . . . .	96
5.9. Umbau von eckigen Rohren auf runde . . . . .	98
5.10. Hitspektren bei verschiedenen Magnetströmen nach Umbau . . . . .	99
5.11. Normiertes Hitspektrum bei verschiedenen Magnetströmen nach Umbau . . . . .	100
5.12. Positionierung des Spezialtriggers . . . . .	101
5.13. Hitverteilung mit Spezialtrigger . . . . .	102
5.14. Abdeckung des SciFi-Detektors durch andere Experimentelemente . . . . .	104
5.15. Unterschied in den X-Y-Koordinaten . . . . .	105
5.16. Projektion des Unterschieds in den X-Y-Koordinaten . . . . .	106
5.17. Hitverteilung aller Spuren zwischen MOMO und den Driftkammern auf- getragen gegen die XY-Koordinaten einer Spur auf Höhe des SciFi. . . . .	106
5.18. Hitverteilung der Spuren zwischen MOMO und den Driftkammern, die einen passenden Treffer im SciFi haben. . . . .	107
5.19. Effizienz des gesamten SciFis . . . . .	108
5.20. Fehler der Effizienz . . . . .	108
5.21. Effizienzen des SciFis der horizontalen Lage . . . . .	109
5.22. Effizienzen des SciFis der vertikale Lage . . . . .	109
5.23. TDC Spektren . . . . .	111
5.24. Zeitdifferenz . . . . .	112
6.1. Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Magnetfeld . . . . .	115
6.2. Magnetfeldsimulation mit eckigen Rohren 1 . . . . .	116
6.3. Simulation mit eckigen Rohren 2 . . . . .	117

6.4. Magnetfeldsimulation mit runden Rohren 1 . . . . .	118
6.5. Simulation mit runden Rohren 2 . . . . .	119
6.6. Abschirmfaktor mit einem $\mu$ -Metallzylinder . . . . .	121
7.1. Position und Halterung der LEDs . . . . .	123
7.2. Hitspektren des SciFi-Detektors mit dem LED-Pulser . . . . .	124
7.3. Hitspektren des SciFi-Detektors mit einem Selbst-Trigger . . . . .	125
8.1. XY-Koordinaten der Spur $Spur_{MS}$ . . . . .	128
8.2. Überprüfung und Konstruktion der Spur $_{Drift}$ . . . . .	129
8.3. Spurüberprüfung in der YZ-Ebene . . . . .	129
8.4. Spurüberprüfung in der XZ-Ebene . . . . .	130
8.5. Rekonstruierte Flugzeit und rekonstruierter Impuls . . . . .	131
8.6. Fehlende Masse aufgetragen gegen die invariante $2\gamma$ Masse . . . . .	132
8.7. Rekonstruierte Flugzeit und rekonstruierter Impuls für Protonen . . . . .	133
8.8. Hitverteilung der fehlenden Masse in den Reaktionen . . . . .	134
C.1. Schrank und Gestell zum Trocken der Farbe auf den Fasern . . . . .	149
D.1. Test der mittleren Module . . . . .	151
D.2. Test der horizontalen Module . . . . .	152
D.3. Test der vertikalen Module . . . . .	153
E.1. Nummerierung und Position der horizontalen Modul . . . . .	155
E.2. Nummerierung und Position der vertikalen Module . . . . .	156
G.1. Schematische Zeichnung der Elektronik des LED-Pulsers . . . . .	165

## Tabellenverzeichnis

1.1. Die Elementarteilchen . . . . .	1
1.2. Die fundamentalen Kräfte . . . . .	2
1.3. Polarisationsobservablen in der Ein-Meson-Photoproduktion. . . . .	7
1.4. Die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\frac{1}{2}}$ und $\sigma_{\frac{3}{2}}$ . . . . .	12
2.1. Bremsstrahlung . . . . .	20
3.1. Winkel im CMS für $\Theta_{Lab} = 8^\circ$ . . . . .	33
3.2. Modulvarianten. . . . .	47
4.1. Peakpositionen der TDC Spektren. . . . .	74
4.2. Ratenvergleich von verschiedenen Modulen . . . . .	75
4.3. Auswertung der Effizienzmessung hinter dem Tagger 1 . . . . .	79
4.4. Auswertung der Effizienzmessung hinter dem Tagger 2 . . . . .	80
4.5. Auswertung der Effizienzmessung hinter dem Tagger 3 . . . . .	81
4.6. Übersprecher in den Photomultipliern. . . . .	82
4.7. Test der ersten Abschirmung . . . . .	84
5.1. Verhältnis von angelegtem Strom zu induziertem Magnetfeld . . . . .	89
5.2. Megnetfeldmessungen . . . . .	94
5.3. Effizienzen des SciFis mit einem Spezialtrigger . . . . .	103
F.1. Übersprecher in den Photomultipliern . . . . .	162
F.2. Summe der Übersprecher pro Photomultiplier . . . . .	163



## Literaturverzeichnis

- [AIn] Autodesk Inventor 2009 ([www.autodesk.de/products/autodesk-inventor-family/overview](http://www.autodesk.de/products/autodesk-inventor-family/overview))
- [Afz14] F.N. Afzal, *Measurement of the double polarization observable  $E$  in  $\eta'$ -photoproduction*, EPJ Web of Conferences **73** 04005, DOI: 10.1051/epj-conf/20147304005 (2014).
- [B1P10] Internetseite des B1 Projekts ([b1.physik.uni-bonn.de](http://b1.physik.uni-bonn.de), 11.11.2010).
- [Bar07] O. Bartholomy *et al.*, *Photoproduction of  $\eta'$ -mesons off protons*, Eur. Phys. J. A **33** 133, (2007).
- [BDS75] I.S. Barker, A. Donnachie, and J.K. Storrow, Nuc. Phys. B **95**, 347 (1975).
- [Bel11] A. Bella, *Setup of a Goniometer System for the Production of Linearly Polarised Photons for the BGO-OD Experiment at ELSA*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Universität Bonn (2011).
- [Bel12] A. Bella, *Tagger Status*, Interne Notiz, BGO-OD (2012).
- [Bra05] R. Bradford, *Measurement of Differential Cross Section and  $C_x$  and  $C_z$  for  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  and  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  using CLAS at Jefferson Lab*, Ph.D. theses, Carnegie Mellon University (2005).
- [Bra06] R. Bradford, *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 035202 (2006).
- [CYT03] W.-T. Chiang, S. Yang, L. Tiator, M. Vanderhaegen and D. Drechsel, Phys. Rev. C **68**, 045202 (2003).
- [ChT97] W.-T. Chiang and F. Tabakin, Phys. Rev. C **55**, 2054 (1997).
- [Cre05] V. Credé *et al.*, *Photoproduction of  $\eta$ -Mesons off Protons for  $0.75 \text{ GeV} < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **94**, 012004 (2005).
- [CST] CST - Computer Simulation Technology, 3D Electromagnetic Simulation Software ([www.cst.com](http://www.cst.com)).

- [DFG10] Internetseite der Deutschen Forschungsgemeinschaft ([www.dfg.de](http://www.dfg.de), 11.11.2010).
- [Edw11] R. G. Edwards, J. J. Dudek, D. G. Richards, and S. J. Wallace, arXiv:1104.5152v2 [hep-ph] (2011).
- [Erb69] R. Erbe *et al.*, *Multipion and Strange-Particle Photoproduction on Protons at Energies up to 5.8 GeV*, ABBHHM Collaboration, Phys. Rev. **188**, 2060 (1969).
- [Gal04] K.-H. Glander *et al.*, *Measurement of  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  and  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  at photon energies up to 2.6 GeV*, Eur. Phys. J A **19**, 251 (2004).
- [Got13] M. Gottschall, *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$  am CBELSA/TAPS-Experiment*, Dissertation, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2013).
- [Gro73] D.J. Gross und F. Wilczek, *Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [Grü15] M. Grüner, *Messung der Doppelpolarisationsobservable  $G$  in der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  mit dem Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Dissertation in Vorbereitung, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2015).
- [Gru93] C. Grupen: Teilchendetektoren, Spektrumverlag (1993).
- [Gut03] E. Gutz, *Entwicklung eines zusätzlichen Trigger-Szintillationsdetektors für den Vorwärtskonus des Crystal Barrel Detektors an ELSA*, Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2003).
- [HAM01] HAMAMATSU *Multianode photomultiplier Tube Assembly H6568, H6568-10*, Japan (2001).
- [Hic07] K. Hicks *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 042201(R) (2007).
- [Hil06] W. Hillert, *The Bonn electron stretcher accelerator ELSA: Past and future*, Eur. Phys. J. A **28S1**,139 (2006).
- [Hon15] C. Honisch, *Design, Aufbau und Test einer neuen Ausleseelektronik für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Dissertation, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2015).

- [Hua13] F. Huang, H. Habermetzl and K. Nakayama, *Phy. Rev. C* **87**, 054004 (2013).
- [HvP07] H. van Pee *et al.*, *Photoproduction of  $\pi^0$ -mesons off protons from the  $\Delta(1232)$  region to  $E_\gamma = 3$  GeV*, *Eur. Phys. J. A* **31**, 61 (2007).
- [Joo96] R. Joosten, *Aufbau und Inbetriebnahme eines hochgranularen Vertexdetektors aus flüchtigen Gasern für das Experiment MOMO an COSY Erste Ergebnisse der Reaktion  $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+\pi^-$* , Dissertation, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (1996).
- [Jud12] T. Jude, persönliche Kommunikation, Bonn (2012).
- [Jud14] T. Jude, *Strangeness Photoproduction*, BGO-OD Collaboration meeting October 7-8th, Bonn (2014).
- [Kam10] S. Kammer, *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment*, Dissertation, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2010).
- [Koo13] K. Koop, *Silicon Detektors*, Statusreport, BGO-OD meeting, 2013
- [Kru95] B. Krusche *et al.*, *New threshold photoproduction of  $\eta$  mesons off the proton*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3736 (1995).
- [Kru03] B. Krusche, *Progress in Particle Nuclear Physics* **51**, 399 (2003).
- [Kru11] B. Krusche, *Eur. Phys. J. Special Topics* **198**, 199 (2011).
- [Leo87] W.R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag (1987).
- [LMP01] U. Löhning, B. Ch. Metsch, and H. R. Petry, *Eur. Phys. J. A* **10**, 395 (2001).
- [Mat07] S. Materne, *Ein Aerogel-Cerenkov-Detektor für das CBELSA/TAPS-Experiment*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2007).
- [McC10] M.E. McCracken *et al.*, *Differential cross section and recoil polarization measurements for  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  reaction using CLAS at Jefferson Lab*, CLAS Collaboration, *Phys. Rev. C* **81**, 025201 (2010).
- [Mes13] F. Messi, *Tagger Electronics Status*, Statusreport, BGO-OD meeting (2013).

- [Mei13] P. Meiß, *The Time Of Flight Spectrometer of the BGO-OD Experiment*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2013).
- [Mül15] J. Müller, persönliche Kommunikation, Bonn (2015).
- [MzN06] M. zu Nedden, *Kapitel 6: Halbleiterdetektoren. In: Detektoren in der Elementarteilchenphysik*, Vorlesungsskript im Wahlpflichtfach Teilchenphysik, Humboldt-Universität zu Berlin (2006).
- [Ome81] A. S. Omelaenko, *Sov. J. Nucl. Phys.* **34**, 406 (1981).
- [PAC12-05] A. Fantini,  *$\eta$  Photoproduction measurements with BGO-OD*, Proposal to the PAC, The BGO-OD Collaboration ELSA/BGO-OD-05-2012, Bonn (2012).
- [PAC12-06] G. Mandaglio, *Measurement of the  $\Sigma$  beam asymmetry in  $\gamma + p \rightarrow \eta' + p$* , Proposal to the PAC, The BGO-OD Collaboration ELSA/BGO-OD-06-2012, Bonn (2012).
- [PDG10] K. Nakamura *et al.*, (Particle Data Group), Review of Particle Physics, *J. Phys. G* **37** 075021 (2010).
- [PDG12] J. Beringer *et al.*, (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **86**, 010001 (2012).
- [PDG14] K. A. Olive *et al.*, (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **38**, 090001 (2014).
- [Ped13] P. Pedroni, *MWPCs Status*, Statusreport, BGO-OD meeting (2013).
- [Rob90] R. G. Roberts, *The Structure of the Proton*, Cambridge University Press, Cambridge (1990).
- [Rom12] M. Romaniuk, *Target system*, Interne Notiz, BGO-OD (2012).
- [San14] P.L. Sandri *et al.*, *First Measurement of the  $\Sigma$  Beam Asymmetry in  $\eta'$  Photoproduction off the Proton near Threshold*, arXiv:1407.6991v1 [nucl-ex] (2014).
- [Sch02] S. Scherer, *Introduction to Chiral Perturbation Theory*, arXiv:hep-ph/0210398 (2002).
- [Sch10] T. Schwan, *Test und Inbetriebnahme der Driftkammern für das BGO-OD-Spektrometer*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2010).



- [SFB10] Internetseite des Sonderforschungsbereichs/Transregio 16 (sfb-tr16.physik.uni-bonn.de, 11.11.2010).
- [SGC11] Internetseite der Firma Saint-Gobain Crystals (USA) (www.detectors.saint-gobain.com/fibers.aspx, 15.01.2011).
- [Sie10] G. Siebke, *Design of the BGO-OD Tagging System and Test of a Detector Prototype*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2010).
- [Stö98] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, 4. überarbeitete und erweiterte Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt am Main (1998).
- [Sum06] M. Sumihama *et al.*, Phys. Rev. C **73**, 035214 (2006).
- [Tia07] L. Tiator, Int. J. Mod. Phys. A **22**, 297 (2007).
- [Tra98] M.Q. Tran *et al.*, *Measurement of  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  and  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  at photon energies up to 2 GeV*, SAPHIR Collaboration, Phys. Lett. B 445, 20 (1998).
- [Try13] V.A. Tryaschev, Phys. Atom.Nucl. 76 748 (2013).
- [Vac75] Vacuumschmelze GMBH Hanau, Firmenschrift FS -M9 1975, Magnetische Abschirmungen.
- [Wal14] N.K. Walford, *The Search for Missing Resonances in  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  and  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  Using Circularly Polarized Photons on a Transversely Polarized Frozen Spin Target*, Dissertation, Department of Physics School of Arts and Sciences Of The Catholic University of America (2014).
- [Wil13] A. Wilson, *Photoproduction Of  $\omega$  Mesons And  $\pi^0 \omega$  Meson Pairs Off The Free Proton*, Dissertation, Department of Physics, Florida State University, Tallahassee Florida, USA (2013).
- [Wun12] Y. Wunderlich, *Studies on a complete experiment for pseudoscalar meson photoproduction*, Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2012).
- [WBT14] Y. Wunderlich, R. Beck, and L. Tiator, Phys. Rev. C **89**, 055203 (2014).
- [Zuc92] A. Zucchiatti *et al.*, *Optimization of response of BGO sectors for a  $4\pi$  electromagnetic calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 317, Issue 3, 492 (1992).