

# **Aufbau und Test eines segmentierten Plastik-Szintillationsdetektors für das BGO-OD Experiment**

Paul Züge

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

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

Juli 2015

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
2. Gutachter: Prof. Dr. Philip Cole

---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das BGO-OD Experiment</b>	<b>3</b>
2.1	Aufbau	3
2.2	Akzeptanzlücke	5
<b>3</b>	<b>Der Scintillating Ring Detector (SciRi)</b>	<b>7</b>
3.1	Organische Szintillatoren	7
3.2	Die Avalanche Photodiode	9
3.3	Aufbau	10
3.4	Auslese-Elektronik	12
<b>4</b>	<b>Effizienzbestimmung</b>	<b>15</b>
4.1	Indirekte Effizienzbestimmung	15
4.1.1	Prinzip der indirekten Effizienzbestimmung	15
4.1.2	Umsetzung als Programm	16
4.1.3	Selektion der Daten	17
4.1.4	Auswertung der Cuts	18
4.1.5	Bestimmung der Effizienz	21
4.2	Cosmic Trigger	24
4.2.1	Kosmische Strahlung	25
4.2.2	Prinzip	26
4.2.3	Geometrische Einschränkungen und Erwartungen	26
4.2.4	Selektion und Interpretation der Daten	27
4.2.5	Effizienz	29
<b>5</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>33</b>
<b>A</b>	<b>Appendix</b>	<b>35</b>
A.1	Winkeltransformation	35
A.2	Wechselwirkung geladener Teilchenstrahlung mit Materie	36
A.3	Indirekte Effizienzbestimmung	37
A.4	Effizienzbestimmung mittels kosmischer Strahlung	39
A.5	Der APD-Daemon	39
	<b>Literatur</b>	<b>41</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>43</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>45</b>





## Einleitung

Die Physik widmet sich der Erforschung der Natur und ihrer Gesetze. Dabei hat sie erstaunliche Entdeckungen gemacht und viele moderne Errungenschaften erst ermöglicht, die heute als selbstverständlich gelten. Trotzdem gibt es immer noch vieles, das noch nicht richtig verstanden ist.

Ein Teilbereich der Physik, welcher sich in den letzten Jahrzehnten stark entwickelt hat, ist die Teilchenphysik. Dabei wird heute davon ausgegangen, dass alle Materie aus unteilbaren Elementarteilchen aufgebaut ist, zu denen Leptonen wie das Elektron und das Elektron-Neutrino sowie Quarks wie das Up- oder Down-Quark gehören. Es gibt insgesamt sechs verschiedene Quarks, welche eine elektromagnetische Ladung von entweder  $+\frac{2}{3}$  oder  $-\frac{1}{3}$  tragen. Neben der elektromagnetischen Ladung besitzen sie außerdem eine Farbladung, an welche die starke Wechselwirkung koppelt. Es gibt sechs verschiedene Farbladungen *rot*, *blau*, *grün* sowie *antirot*, *antiblau* und *antigrün*. Auf Grund der Form der starken Wechselwirkung, deren Stärke bei großen Abständen linear ansteigt, gibt es keine freien Quarks. Dafür können sich mehrere Quarks zu einem farbneutralen Hadron zusammenschließen, zum Beispiel in den Kombinationen *blau*, *anti-blau* oder *rot*, *blau*, *grün*. Die Kombination von einem Quark und einem Antiquark wird Meson genannt, die Kombination aus drei Quarks Baryon.

Eine Möglichkeit, das Quarkmodell und die starke Wechselwirkung zu untersuchen, besteht in der Durchführung von Experimenten zur Photoproduktion von Mesonen. Hierbei wird die zur Erzeugung eines Mesons nötige Energie durch ein reelles Photon bereitgestellt, welches während der Reaktion vernichtet wird. Bei einem fixed-Target Experiment trifft ein reeller Photonstrahl auf ein ruhendes Target. Ein kleiner Teil des Strahls interagiert mit dem Target und es kommt zu einer Reaktion, bei der neue Teilchen produziert werden. Um die Reaktion rekonstruieren zu können müssen die Endzustände detektiert werden.

Ein experimenteller Aufbau, welcher die Untersuchung der Photoproduktion von Mesonen ermöglicht, ist das BGO-OD Experiment in Bonn. Hauptkomponenten des Aufbaus sind ein Spektrometer in Vorwärtsrichtung sowie ein Szintillationsdetektor, welcher einen Raumwinkel von ca.  $0.9 \cdot 4\pi$  um das Target abdeckt. Ein kleiner Winkelbereich zwischen Vorwärtsspektrometer und genanntem Szintillationsdetektor bildet eine Akzeptanzlücke und wird bislang nur unzureichend abgedeckt. Für viele Reaktionen ist es allerdings notwendig, die Endzustände vollständig nachzuweisen. Die Akzeptanzlücke soll daher nun durch einen ringförmigen Plastik-Szintillationsdetektor abgedeckt werden, der im Rahmen dieser Arbeit installiert und erstmals getestet wurde. Die Tests schließen dabei eine Rekonstruktion der Photoproduktion des neutralen Pions

$$\gamma P \rightarrow \pi^0 P \quad (1.1)$$

mit ein.

Kapitel 2 gibt einen Überblick über den Aufbau des BGO-OD Experiments und geht näher auf die Akzeptanzlücke ein. In Kapitel 3 werden Funktionsweise und Aufbau des neuen Plastik-Szintillationsdetektors SciRi (**S**cintillating **R**ing Detector) erläutert. Auf zwei unterschiedliche Tests zur Effizienzbestimmung wird in Kapitel 4 eingegangen. Kapitel 5 rekapituliert schließlich den Inhalt dieser Arbeit und gibt eine Ausblick auf die Zukunft von SciRi.

## Das BGO-OD Experiment

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über den experimentellen Aufbau des BGO-OD Experiments. Dabei wird besonders auf die Komponenten eingegangen, welche später in Kapitel 4 für eine indirekte Effizienzbestimmung benötigt werden. Nachdem die verschiedenen Detektoren und die von ihnen abgedeckten Winkelbereiche vorgestellt wurden, soll eine exemplarische Rechnung die Wichtigkeit eines neuen Detektors in der Akzeptanzlücke demonstrieren.

### 2.1 Aufbau

Das BGO-OD Experiment an der Elektron Stretcher Anlage (ELSA) in Bonn eignet sich für die Erforschung der Photoproduktion von Mesonen an einem flüssigen Wasserstoff-, Deuterium- oder festen Target. Hierzu erzeugen die aus ELSA extrahierten Elektronen in einem Radiator Bremsstrahlung, welche auf das Target trifft. Als Radiator können hier Kupferfolien verschiedener Dicke benutzt werden oder alternativ ein Diamant zur Erzeugung polarisierter Bremsstrahlung[Bella]. Im Target kann die Schwerpunktsenergie des Photons und des beteiligten ruhenden Protons in die Erzeugung neuer Teilchen umgesetzt werden. Die erzeugten Mesonen zerfallen weiter in leichtere Mesonen, Leptonen oder Photonen und müssen detektiert werden, um eine spätere Analyse zu ermöglichen. Eine Übersicht über die verschiedenen Komponenten des Experiments ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Für diese Arbeit sind vor allem die Komponenten Tagger, Target, MWPC, BGO-Ball, Vorwärtsspektrometer und SciRi interessant und sollen kurz vorgestellt werden.

**Tagger** Nachdem ein Elektron des Elektronenstrahls Bremsstrahlung erzeugt hat, muss die Energie des erzeugten Photons ermittelt werden. Dies geschieht in der Photonen-Markierungs-Anlage, kurz Tagger (engl. to tag - markieren). Hierzu werden alle Elektronen hinter dem Radiator durch ein Magnetfeld abgelenkt, sodass ihre Energie aus dem Krümmungsradius ihrer Bahn berechnet werden kann. Dies geschieht durch eine Ortsmessung mit Hilfe des Tagger Hodoskops, welches aus 120 Szintillatoren besteht, die durch Photomultiplier ausgelesen werden. Elektronen, welche keine Bremsstrahlung erzeugt haben und ihre ursprüngliche Energie beibehalten gehen am Hodoskop vorbei in den Beam Dump. Für den Krümmungsradius der Elektronen gilt näherungsweise  $R = \frac{p}{eB}$ , sodass Elektronen höherer Energie schwächer abgelenkt werden als niederenergetischere.

Die Energieauflösung beträgt momentan zwischen 10 MeV und 40 MeV, wobei sie für niedrige Elektronenenergien und damit hohe Photonenenergien besser ist [bgo-od]. Es wird aber daran gearbeitet, diese durch einen Zusatzdetektor (ARGUS) weiter zu erhöhen.

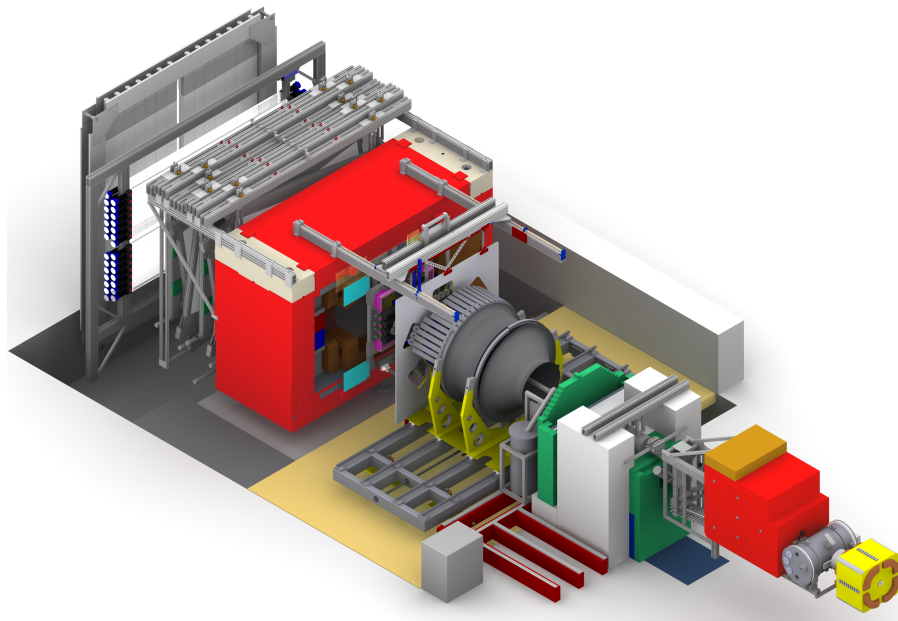


Abbildung 2.1: Experimentelles Setup des BGO-OD Experiments

**Target** Während dieser Arbeit wurde ein Target aus flüssigem Wasserstoff ( $H_2$ ) verwendet. Es ist aber auch möglich, die Target-Kammer mit Deuterium ( $D_2$ ) oder einem Festkörper zu befüllen.

**MWPC** Die Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) ist ein Gasdetektor und umgibt das Target. Sie ist momentan nicht einsatzbereit, spielt jedoch später eine Rolle, da sie ein Hinderniss für Teilchen darstellt, welche vom Target aus in Richtung SciRi gehen.

**BGO-Ball** Der Kollisionspunkt ist vom namensgebenden BGO-Ball umgeben, welcher einen Winkel von  $\theta = 25^\circ - 155^\circ$  abdeckt und damit einen Winkelbereich von 90.6% von  $4\pi$ .  $\theta$  bezeichnet hierbei den Winkel zur Strahlrichtung. BGO steht für das Szintillatormaterial Wismutgermanat ( $Bi_4Ge_3O_{12}$ ) und es handelt sich demnach um einen Szintillationsdetektor. Der Detektor besteht aus zwei Hälften mit jeweils 240 Szintillatoren, welche sich öffnen lassen um an das Target oder die MWPC zu gelangen. Er hat eine sehr gute Energieauflösung und kann geladene sowie ungeladene Teilchen nachweisen [**bgo-od**].

Die Szintillatoren des BGO Balls haben eine Länge von 24 cm, was ca. 21 Strahlungslängen entspricht und können damit geladene sowie ungeladene Teilchen nachweisen [**bgo-od**]. Zur Unterscheidung zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen sowie Photonen dienen 32 5 mm dünne Szintillatorstreifen vor dem BGO-Ball (Barrel), welche Neutronen und Photonen nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit nachweisen können.

**Vorwärtsspektrometer** Zwischen  $\theta = 0^\circ$  und  $10^\circ$  befindet sich das Vorwärtsspektrometer. Herzstück ist der namensgebende offene Dipolmagnet (OD), welcher durch die Ablenkung geladener Teilchen eine

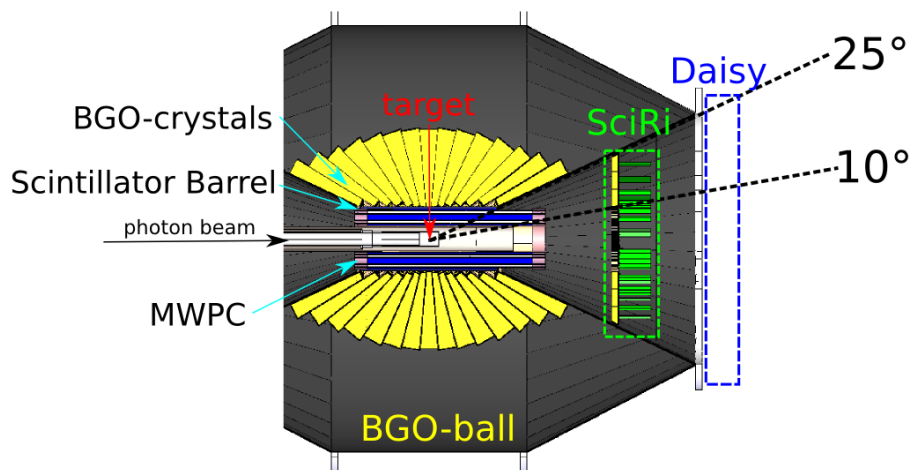


Abbildung 2.2: Schnitt durch den BGO-Ball[Scheluchin]. Zu sehen sind das Target und die Detektoren MWPC, BGO-Ball und SciRi. Daisy ist der Name der MRPC, welche SciRi später ersetzen soll. Im Winkelbereich unter 10° schließt sich rechts das Vorwärtsspektrometer an. Die MWPC ragt ein wenig in die Akzeptanzlücke, welche durch SciRi gefüllt wird.

Impulsbestimmung ermöglicht. Zusammen mit den Time of Flight Detektoren (TOF) können so Teilchen identifiziert werden.

**SciRi** Der Bereich zwischen  $\theta = 10^\circ$  und  $25^\circ$  stellt bislang eine Akzeptanzlücke dar, die später durch eine zeitlich hochauflösende Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC) geschlossen werden soll [Becker]. Da sich diese jedoch als aufwendig in der Konstruktion herausgestellt hat und daher unklar ist, wann sie fertig gestellt werden kann, soll ein einfacherer Detektor als Übergangslösung dienen, welcher aus Platzgründen innerhalb des BGO-Balls positioniert werden muss. Dieser Detektor ist SciRi und wird in Kapitel 3 beschrieben.

Abbildung 2.2 zeigt einen Längs-Schnitt durch den BGO-Ball, welcher das Target enthält. Der Bereich zwischen  $\theta = 10^\circ$  und  $25^\circ$  wird momentan nur unzureichend durch die MWPC abgedeckt und stellt eine Akzeptanzlücke dar. Die Wichtigkeit eines Detektors in diesem Bereich soll nun diskutiert werden.

## 2.2 Akzeptanzlücke

Während das Vorwärtsspektrometer den Polarwinkel von  $0^\circ$  bis  $10^\circ$  und der BGO-Ball den von  $25^\circ$  bis  $155^\circ$  abdeckt, bestand bisher zwischen  $10^\circ$  und  $25^\circ$  eine Lücke, in der Teilchen nur durch einen kleinen Überstand der das Target umgebenden MWPC detektiert werden konnten. Diese Lücke soll durch eine MRPC gefüllt werden, welche allerdings aufgrund praktischer Herausforderungen noch nicht einsatzbereit ist [Becker]. Für den Zeitraum bis zu ihrer Fertigstellung soll daher ein einfacherer Detektor entwickelt werden, um als Ersatz zu dienen.

Die Wichtigkeit des durch die Akzeptanzlücke gegebenen Winkelbereichs soll eine kurze Betrachtung

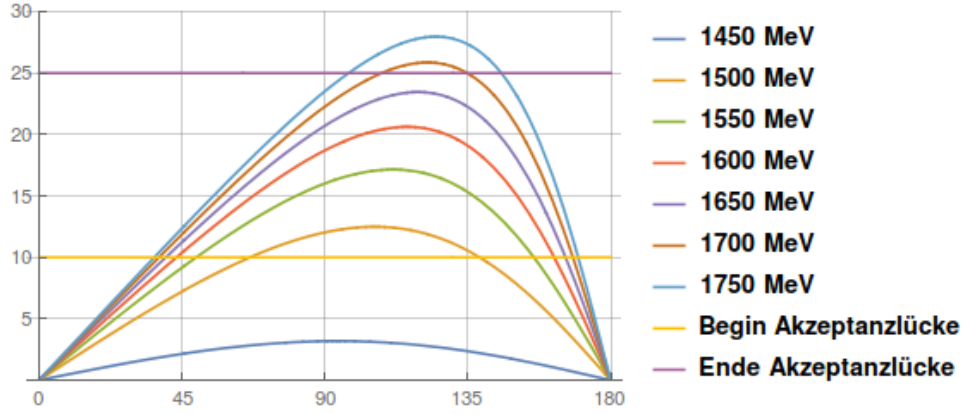


Abbildung 2.3: Dargestellt ist der Streuwinkel des Protons nach der Reaktion  $\gamma P \rightarrow \eta' P$  und seine Transformation vom Schwerpunkt- ins Laborsystem für verschiedene Photonenenergien

tung der Photoproduktion von  $\eta'$  am Proton zeigen<sup>1</sup>, da hier das Rückstreu-Proton besonders häufig in die Akzeptanzlücke geht. Eine Reihe weiterer Reaktionen, welche ebenfalls am BGO-OD Experiment untersucht werden, zeigen allerdings eine ähnliche Charakteristik[Scheluchin].

Bei der Rechnung wird ausgenutzt, dass Proton und  $\eta'$  im gemeinsamen Schwerpunktsystem geradlinig und, ohne Beachtung ihrer Spins, isotrop auseinander gehen. Eine Transformation ins Laborsystem liefert die messbaren Winkel, welche nicht mehr isotrop sind. Für die Transformation des Polarwinkels  $\theta$  unter einem Lorentzboost mit der Geschwindigkeit  $v = \beta c$  findet man allgemein

$$\theta_L = \arctan \left( \frac{P^* \sin(\theta^*)}{\gamma P^* \cos(\theta^*) + \beta \gamma \frac{E^*}{c}} \right) \quad (2.1)$$

wobei ein Stern (\*) für das geboostete Bezugssystem (hier Schwerpunktsystem) und ein  $L$  ( $L$ ) für das ursprüngliche Bezugssystem steht (hier Laborsystem). Setzt man für  $P^*$  und  $E^*$  Impuls und Energie des Rückstreu-Protons ein, welche sich aus der Kinematik der Reaktion

$$\gamma P \rightarrow \eta' P \quad (2.2)$$

berechnen lassen, findet man, dass das Proton in einem Großteil der Fälle in den Winkelbereich der Akzeptanzlücke fällt. Dies ist in Abbildung 2.3 für verschiedene Photonenergien zu sehen.

Dies gilt jedoch nicht, falls man die Photoproduktion des  $\eta'$  nahe der durch  $E_\gamma \approx 1446,6 \text{ MeV}$  gegebenen unteren Grenze für die Erzeugung eines  $\eta'$  untersuchen will. In diesem Fall wird die Schwerpunktsenergie  $W$  fast vollständig für die Erzeugung der Massen benötigt, sodass die Transversal-Impulse sehr klein sind und das Rückstreu-Proton im Vorwärtsspektrometer landet, wie in Abbildung 2.3 für  $E_\gamma = 1450 \text{ MeV}$  zu sehen ist. Nichtsdestotrotz kann ein Detektor in der Akzeptanzlücke auch in diesem Fall einen wichtigen Beitrag zur Analyse leisten, indem er als Veto-Detektor fungiert.

<sup>1</sup> Rechnung in Anhang A.1

## Der Scintillating Ring Detector (SciRi)

Bei SciRi (**Sc**intillating **R**ing **D**etector) handelt es sich um einen Szintillationsdetektor. Geladene Teilchenstrahlung erzeugt durch den Prozess der Szintillation Licht im Szintillatormaterial, welches von einer Avalanche Photodiode (APD) detektiert und in ein elektrisches Signal umgewandelt wird. Es soll zunächst die Funktionsweise dieser beiden zentralen Effekte beschrieben werden. Anschließend wird näher auf die Geometrie und den Aufbau des Detektors eingegangen. Es folgt eine kurze Übersicht über die verwendete Ausleseelektronik.

### 3.1 Organische Szintillatoren

Szintillatoren wandeln Strahlungsenergie in sichtbares Licht um, indem zunächst höher energetischere Zustände angeregt werden, welche anschließend unter Emission von Licht zerfallen. Dieses Licht kann dann detektiert werden. Ein guter Szintillator hat eine hohe Lichtausbeute, besitzt eine möglichst lineare Beziehung zwischen deponierter Teilchenenergie und erzeugter Photonenzahl sowie eine möglichst kurze Zerfallszeit der angeregten Zustände. Da es keinen optimalen Szintillator gibt, muss hier ein Kompromiss getroffen werden. Für den Szintillationsdetektor, welcher die Akzeptanzlücke füllen soll, steht die Detektion von geladenen Teilchen im Vordergrund, wohingegen die Effizienz für Photonen eine untergeordnete Rolle spielt.

Es gibt zwei Arten von Szintillatoren mit grundsätzlich verschiedenen Mechanismen zur Erzeugung von Photonen. In anorganischen Szintillatoren spielt die Bandstruktur eine Rolle, während die Szintillation in organischen Szintillatoren ein rein molekularer Effekt ist.

Organische Szintillatoren besitzen häufig Moleküle mit delokalisierten  $\pi$ -Elektronen. Die unteren Energiezustände eines solchen Moleküls sind in Abbildung 3.1 gezeigt und lassen sich in Singulett- (Spin 0) und Triplett- (Spin 1) Zustände einteilen. Jeder dieser Zustände spaltet sich weiter in Vibrationsmoden auf. Dabei ist die Energiedifferenz zwischen zwei Vibrationsmoden mit etwa 0,15 eV viel kleiner als die zwischen zwei Singulett-Zuständen, welche typischer Weise 3 – 4 eV beträgt [**Knoll**]. Ein optischer Übergang von  $S_{10}$  nach  $S_{0x}$ , wobei der erste Index für die elektronische Anregung und der zweite für den Vibrationszustand steht, entspricht dann einer Wellenlänge von  $\lambda = \frac{hc}{E} \approx \frac{1,24 \cdot 10^{-6} \text{ eV m}}{3 \text{ eV}} \approx 410 \text{ nm}$ , was gerade noch im sichtbaren Bereich liegt. Der Grundzustand ist durch  $S_{00}$  gegeben. Da bei Raumtemperatur die durchschnittliche thermische Energie  $E_{\text{therm}} \approx k_B T \approx 0,025 \text{ eV}$  deutlich geringer als die der ersten Vibrationsmode ist, befinden sich nahezu alle Moleküle im Grundzustand.

Die schnelle Emission von Photonen im sichtbaren Wellenlängenbereich durch Abregen eines angeregten Zustandes ist erwünscht und wird Fluoreszenz genannt. Als Phosphoreszenz bezeichnet man

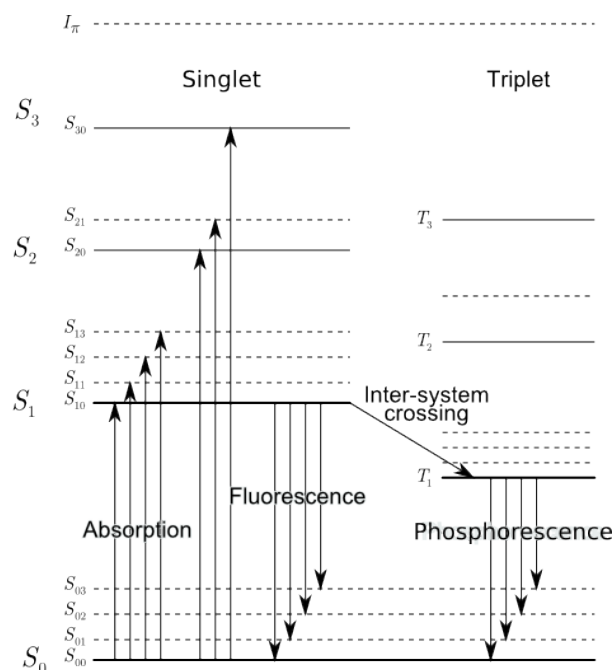


Abbildung 3.1: Energieschema eines organischen Szintillators mit  $\pi$ -Elektronen System [Napy]

die meist langsamere Emission von langwelligerem Licht. Auf Grund der längeren Zerfallszeit ist diese genau wie verzögerte Fluoreszenz nicht erwünscht.

Absorbiert der Szintillator kinetische Energie eines einfallenden geladenen Teilchens<sup>1</sup> können höhere Singulett-Zustände angeregt werden, welche in der Größenordnung von Pikosekunden strahlungslos in den Zustand  $S_1$  zerfallen (internal conversion). Angeregte Vibrationsmoden (z.Bsp.  $S_{11}$  oder  $S_{12}$ ) werden ebenfalls schnell abgeregt, da sie sich nicht im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung befinden. Zerfällt der Zustand  $S_{10}$  wiederum in eine Vibrationsmode des Grundzustandes, spricht man von Fluoreszenz.

Phosphoreszenz findet statt, falls ein angeregter Singulettzustand durch intersystem crossing in einen Triplett-Zustand übergeht und dieser anschließend unter Emission eines Photons in den Grundzustand zerfällt. Da dieser Zerfall nach den Auswahlregeln für elektronische Übergänge verboten ist, hat er in der Regel eine deutlich längere Zerfallszeit [Wiki]. Verzögerte Fluoreszenz findet statt, falls der Triplett-Zustand unter Zuführung thermischer Energie durch erneutes intersystem crossing wieder in den  $S_1$ -Zustand übergeht.

Auf Grund ihrer Langsamkeit sind daher weder Phosphoreszenz noch verzögerte Fluoreszenz erwünscht. Allerdings sind diese Ereignisse durch ihre zeitliche Verzögerung gegenüber der Fluoreszenz nicht mehr so stark mit dem Triggersignal korreliert und lassen sich durch einen Zeit-Cut<sup>2</sup> aussortieren.

Im Falle von Fluoreszenz ist die Energie des beim Übergang  $S_{10} \rightarrow S_{0x}$  abgestrahlten Lichts meist geringer als die Energiedifferenz zwischen den Zuständen  $S_{10}$  und  $S_{00}$ . Da sich die anderen Moleküle

<sup>1</sup> Eine Übersicht über die Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie ist im Anhang A.2 zu finden

<sup>2</sup> Cut, engl. SSchnitt", bedeutet die Selektion von Daten. Dabei werden alle Daten aussortiert, die eine bestimmte Bedingung nicht erfüllen



fast ausnahmslos im Grundzustand befinden ist der Szintillator für sein eigenes Licht nahezu transparent. Auf Grund der Energieunschärfe der Zustände kommt es allerdings trotzdem zu einer ständigen Absorption, sodass sich die Intensität nach Durchlauf einer Abschwächungslänge (engl. attenuation length)  $s$  halbiert<sup>3</sup>. Um dem vorzubeugen, werden organischen Szintillatoren häufig sogenannte Wellenlängenschieber beigemischt, welche das Szintillationslicht absorbieren und mit längerer Wellenlänge wieder emittieren. Sie werden auch dazu benutzt, das Licht des Szintillators auf den Wellenlängenbereich abzustimmen, in dem die in diesem Fall angeschlossene APD effizient arbeiten kann.

## 3.2 Die Avalanche Photodiode

Nachdem ein Teilchen Licht im Szintillator erzeugt hat, muss dieses in ein elektrisches Signal umgewandelt werden. Zu diesem Zweck werden Avalanche Photodioden (APDs) benutzt.

Eine APD kann als ein Halbleiteräquivalent zum Photomultiplier gesehen werden. Ähnlich wie bei diesem produzieren eintreffende Photonen durch den inneren Photoeffekt freie Ladungsträger (Elektron - Loch Paare), welche durch eine Hochspannung beschleunigt werden und durch den Lawineneffekt weitere freie Ladungsträger erzeugen.

Die APD besteht aus einem Halbleitermaterial (Silizium), welches in vier unterschiedlich dotierte Bereiche unterteilt ist. Das Dotierungsprofil ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Dotierung bedeutet die gezielte Verunreinigung mit Fremdatomen, welche als Elektronendonatoren (n-Dotierung) oder Elektronenakzeptoren (p-Dotierung) wirken. Durch Diffusionsprozesse wandern Elektronen zwischen den unterschiedlichen Bereichen hin und her, bis sich ein entgegengesetztes elektrisches Feld aufgebaut hat. Das elektrische Feld, welches sich auf Grund der inhomogenen Ladungskonzentration bildet, ist unten in Abbildung 3.2 zu sehen. Elektronen, welche in der undotierten intrinsischen Zone (i) erzeugt werden, werden durch das elektrische Feld in den Bereich der Raumladungszone zwischen dem n- und p-dotierten Gebiet transportiert. Da die APD in Sperrrichtung mit einer Spannung nahe der Durchbruchspannung<sup>4</sup> betrieben wird ist die Spannung in diesem Gebiet entsprechend groß, sodass die beschleunigten Elektronen andere Atome ionisieren können und es so zu einer Lawinen-artigen Verstärkung des Stroms kommt (Avalanche-Effekt).

Avalanche Photodioden zeichnen sich durch ihre Unempfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern aus. Dies liegt daran, dass die Multiplikationszone klein und die Spannung hoch ist, sodass die Elektronen auf ihrem Weg nur wenig abgelenkt werden. Des Weiteren können sie die APD nicht verlassen. APDs sind deshalb für die Ansprüche an den Detektor besonders geeignet, da sich der Detektor nahe des offenen Dipolmagneten befindet und daher keine Photomultiplier verwendet werden können. APDs bieten sich außerdem auf Grund der räumlichen Beschränkungen an SciRi an, da sie sehr klein sind.

Die APDs in SciRi stammen aus dem Christal Barrel Experiment. Sie werden mit einer Hochspannung von 300 V bis 500 V betrieben, welche empfindlich mit dem Gain verbunden ist. Daher muss die Spannungsversorgung für jede APD individuell eingestellt werden.

<sup>3</sup> Die Abschwächung folgt einem exponentiellen Verlauf:  $I(x) = I_0 \exp(-\ln(2) \frac{x}{s})$

<sup>4</sup> Oberhalb der Durchbruchspannung tragen nicht nur die Elektronen, sondern auch die positiven Löcher zum Lawineneffekt bei, der daher nicht abbricht

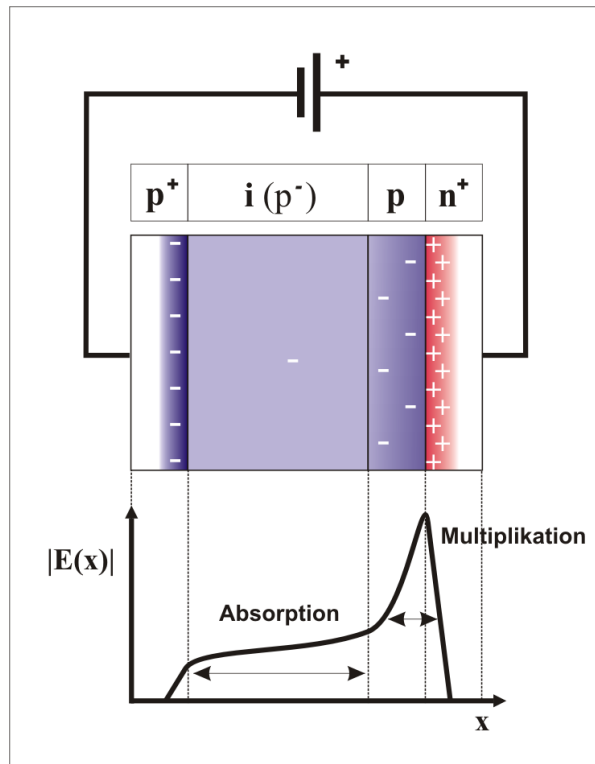


Abbildung 3.2: Dotierungsprofil und Verlauf der elektrischen Feldstärke einer in Sperrrichtung betriebenen APD [wiki/APD]

Die Signalverstärkung der APDs ist außerdem temperaturabhängig. Um Schwankungen in der Temperatur zu kompensieren wird ein Heißleiter, dessen Widerstand mit steigender Temperatur abnimmt, in die Spannungsversorgung eingebaut. Dieser Widerstand kann auch für eine Temperaturmessung benutzt werden, wobei diese Funktion noch nicht implementiert ist.

### 3.3 Aufbau

SciRi steht für **Scintillating Ring Detector** und besteht aus zwei Hälften mit insgesamt 96 Plastikszintillatoren vom Typ NE 110, welche durch Hamamatsu APDs (Avalanche Photodioden) ausgelesen werden. Der Detektor deckt den Polarwinkel von  $10^\circ$  bis  $25^\circ$  ab, wobei er in drei Ringe von jeweils 32 Szintillatoren unterteilt ist. Dadurch hat ein einzelner Szintillator eine Winkelausdehnung von  $\theta = 5^\circ$  und  $\phi = 11,25^\circ$ .

Die einzelnen Szintillatoren sind in Aluminium-Folie verpackt, um ein Übertreten von Licht aus einem Szintillator in den nächsten zu verhindern. Die Folie sorgt durch Reflexion außerdem für eine höhere Lichtauskopplung. An einer Seite ist die Verpackung ausgespart und die Szintillatoren mit dieser Seite an eine Aluminiumplatte geklebt. Diese Platte gehört zu einem Gerüst, welches dem Detektor Halt gibt und dient außerdem der Fixierung des Detektors mit Klebeband innerhalb der Halterung für den BGO-Ball sowie als Faradayscher Käfig. In der Aluminiumplatte befinden sich Schlitze, durch die die APDs auf den Szintillatoren aufgesetzt werden. Zwischen APD und Szintillator wird optisches Fett

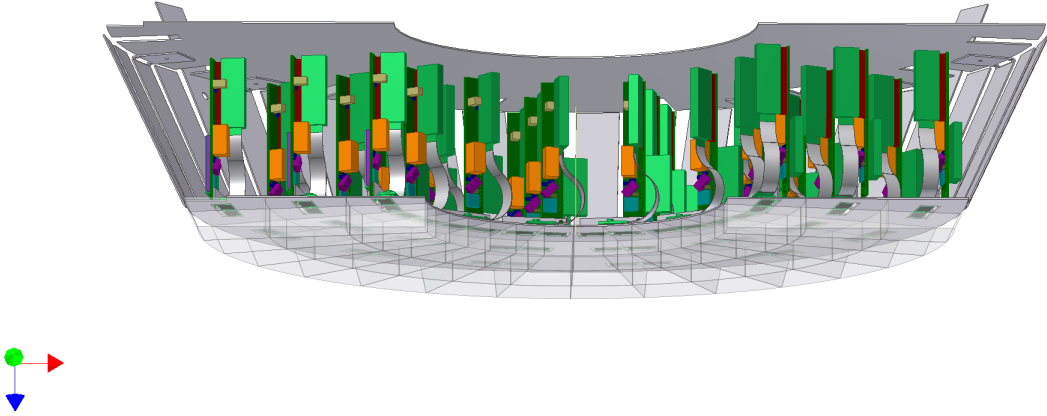


Abbildung 3.3: Seitenansicht des Detektors. Unten sind die Szintillatoren zu sehen, darüber der Aluminiumkfig, welcher APDs und Elektronik enthält [Scheluchin]

angebracht, welches einen ähnlichen Brechungsindex wie der Szintillator hat, um Reflexionsverluste zu minimieren. Der Gesamt Detektor wird schließlich ebenfalls lichtdicht verpackt, um zu verhindern dass Streulicht auf die APDs trifft.

Der Aufbau des Detektors ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Die Szintillatoren zeigen in Strahlrichtung, die im Bild von unten nach oben verläuft. Es ist außerdem zu sehen, dass die Szintillatoren in drei Reihen von innen nach außen angeordnet sind. Um den Detektor besser beschreiben zu können, erhält jeder Ring einen  $\theta$ -Index, wobei der innere Ring  $\theta$ -Index 1 erhält. Außerdem erhält jeder Szintillator einen  $\phi$ -Index zwischen 1 und 32, welcher im eingebauten Zustand und aus der Strahlrichtung betrachtet ganz links beginnt und sich im Uhrzeigersinn erhöht. Jede Einheit aus Szintillator, APD und Ausleseelektronik erhält zudem noch eine Kanalnummer zwischen 1 und 96, welche sich in folgender Weise aus  $\Delta\phi$ - und  $\Delta\theta$ -Index ergibt

$$\text{Kanalnummer} = \phi \text{ Index} + 32 \cdot (\theta \text{ Index} - 1) \quad (3.1)$$

Zwischen benachbarten Szintillatoren ist ein Spalt von 1 mm Durchmesser einplant, um Platz für die Aluminium-Verpackung der Szintillatoren zu lassen. Eine zusätzliche Aussparung an einem der äußeren Szintillatoren lässt Platz, um die Kabel und Schläuche der MWPC aus dem inneren nach außen zu führen. Da die beiden Hälften des BGO-Balls sich nicht vollständig schließen lassen bleibt auch ein Spalt zwischen den beiden Hälften von SciRi, welcher in der Größenordnung von einem halben cm ist.

Abbildung 3.4 zeigt eine Hälfte von SciRi innerhalb des BGO-Balls. Das Target befindet sich im Inneren der MWPC, welche links im Bild als runde kupferne Röhre zu erkennen ist. Die Szintillationsdetektoren des BGO-Balls sind hinter der schwarzen Kunststoff-Struktur, welche der Konstruktion Halt gibt und vor Licht schtzt. Im Hintergrund ist die MRPC Daisy zu sehen, welche zwar installiert, aber

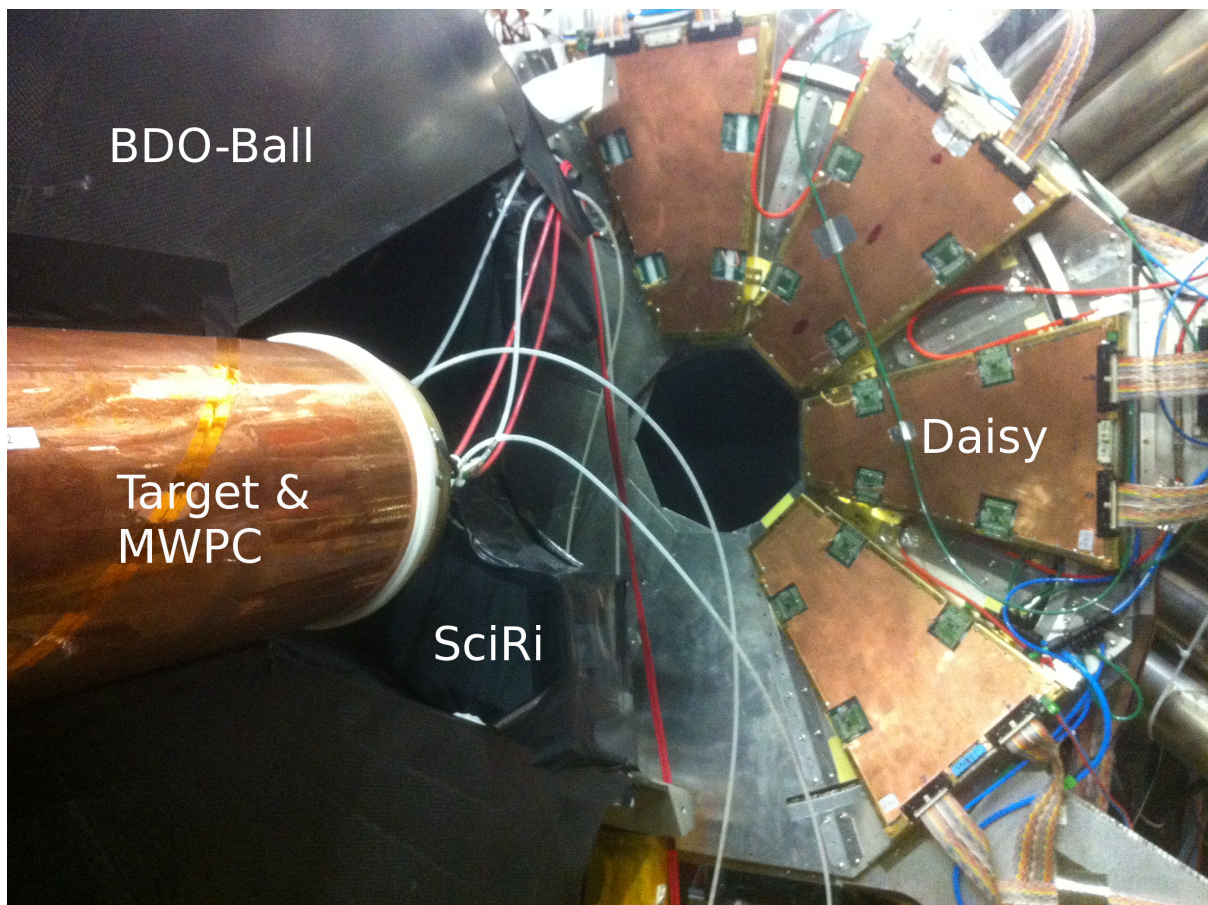


Abbildung 3.4: Zu sehen ist das Innere des geöffneten BGO-Balls. Es sind die Detektoren MWPC, SciRi, BGO-Ball und Daisy zu erkennen. SciRi ist in lichtundurchlässige schwarze Folie gehüllt

noch nicht funktionstüchtig ist.

### 3.4 Auslese-Elektronik

Im Folgenden soll kurz auf die Auslese-Elektronik und die Signalverarbeitung eingegangen werden. Für eine genauere Ausführung sei auf [Scheluchin] verwiesen.

Die Ausgangssignale der APDs werden vorverstärkt, durch einen Kondensator differenziert, diskriminiert und ihre Zeit oberhalb der eingestellten Schwelle (Zeit über Schwelle, engl. Time over Treshold, ToT) durch einen Time to Digital Converter (TDC) in ein digitales Signal umgewandelt. Der TDC wird ausgelesen, sobald der Trigger für die Datennahme ausgelöst wurde. SciRi selbst kann auch ein Trigger-signal erzeugen, was für die Kalibrierung mittels kosmischer Strahlung (siehe Kapitel 4.2) nützlich ist. Ein weiteres Triggersignal aus einem ODER aller Kanäle kann für die Datennahme verwendet werden.

Jede APD wird durch ein HV-Board individuell mit Hochspannung versorgt. Dabei sind jeweils zwei APDs mit einem Board verbunden und die Hochspannung beträgt zwischen 300 V und 500 V. Sie wird durch ein Potentiometer geregelt, welches über einen Microcontroller auf dem Boards angesteuert wer-



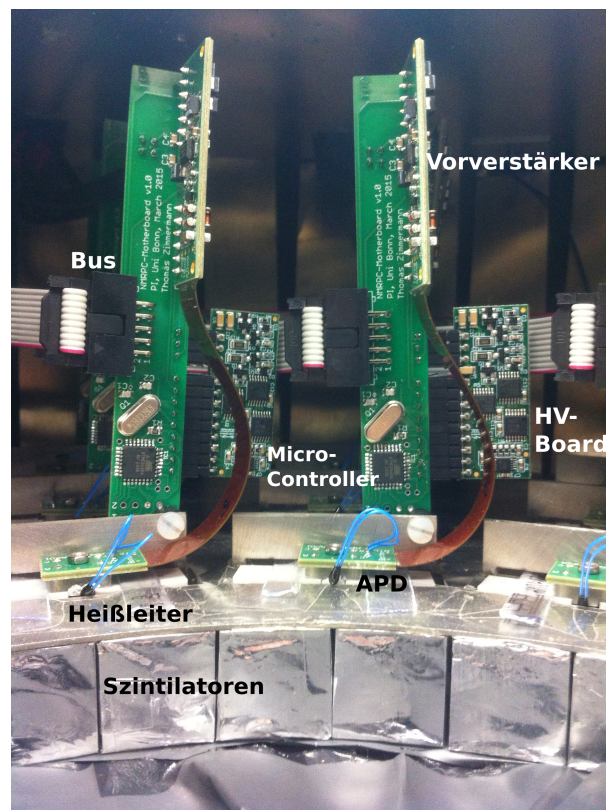


Abbildung 3.5: Innenansicht SciRi. zu sehen sind (von unten nach oben): eingepackte Szintillatoren, Aluminiumplatte, Heißeiter (blaue Kabel), Microcontroller, Spannungsversorgung, Daten-Bus, Vorverstärker

den kann. Jeweils acht Boards sind über einen Bus mit einander verbunden und können mit einem Raspberry Pi kommunizieren.

Die Vorverstärkung der Ausgangssignale aus den APDs geschieht auf einem Vorverstärker-Board, welches zwei separate Schaltkreise enthält, welche leicht unterschiedliche Eigenschaften haben. Dies wird in Kapitel 4 weiter diskutiert.



## Effizienzbestimmung

Ziel dieser Arbeit war neben dem Aufbau auch der Test von SciRi. Hierzu wurden zwei verschiedene Methoden angewandt, welche hauptsächlich der Effizienzbestimmung dienen. Zunächst wird eine Methode zur indirekten Effizienzbestimmung unter Benutzung von Daten aus der Strahlzeit Juni/Juli 2015 beschrieben. Sie ermöglicht zusätzlich Aussagen über die Abhängigkeit der Effizienz von der Energie der zu detektierenden Teilchen sowie über die Beziehung zwischen deponierter Energie und ToT, worauf in dieser Arbeit jedoch nicht eingegangen wird. Anschließend werden die Ergebnisse einer Effizienzbestimmung unter Benutzung von kosmischer Strahlung vorgestellt, welche deutlich genauer sind.

### 4.1 Indirekte Effizienzbestimmung

Einleitend soll zuerst das Prinzip der indirekten Effizienzbestimmung erläutert werden. Anschließend wird auf die Umsetzung der Effizienzbestimmung in der Analyse-Software eingegangen und die Funktionsweise an Hand eines Pseudo-Codes erklärt. Danach werden die verwendeten Cuts motiviert und diskutiert. Die letzten beiden Abschnitte widmen sich der Auswertung der Cuts und der Berechnung der Effizienz mit echten Daten.

#### 4.1.1 Prinzip der indirekten Effizienzbestimmung

Die indirekte Effizienzbestimmung wird während des normalen Betriebs des BGO-OD Experiments mit einem Proton Target durchgeführt, indem eine Reaktion identifiziert und aus der Kinematik die Richtung des Protons rekonstruiert wird. Anschließend kann überprüft werden, wie häufig das Proton dort registriert wurde, wo es laut Berechnung hätte sein müssen. Die Effizienz des Detektors entspricht dann dem Anteil der registrierten an den erwarteten Ereignissen. Trotz der Ungenauigkeit bei der Rekonstruktion des Protons bietet diese Methode eine gute Möglichkeit, die Funktionsfähigkeit des Detektors zu testen, ohne den experimentellen Aufbau ändern zu müssen. Zudem können alle Datennahmen verwendet werden, bei denen sowohl Tagger, BGO-Ball als auch SciRi ausgelesen wurden, sodass keine zusätzliche Strahlzeit nötig ist<sup>1</sup>.

Da das Pion das leichteste Meson ist und damit einen großen totalen Wirkungsquerschnitt besitzt, wird für die Analyse als Reaktion die Photoproduktion eines  $\pi^0$

$$\gamma P \rightarrow \pi^0 P \rightarrow 2\gamma P \quad (4.1)$$

<sup>1</sup> Während der verschiedenen Datennahmen wurden sowohl polarisierte als auch unpolarisierte Photonenstrahlen verwendet. Die Polarisation der Photonen wirkt sich allerdings nur auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt aus und spielt hier keine Rolle, da die Berechnung allein aus der Kinematik folgt. Dies ermöglicht eine Analyse über eine große Datenmenge

betrachtet. Diese Reaktion hat zudem den Vorteil, dass sie vergleichsweise übersichtlich ist, denn das  $\pi^0$  zerfällt in 98.8% der Fälle in zwei Photonen [PDG]. Demnach wird in jedem Event nach zwei Photonen, deren gemeinsame invariante Masse ungefähr der des  $\pi^0$  entspricht, und dem Proton gesucht. Hierbei darf das Proton auch fehlen und für die Teilchen, die als Photonen  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$  interpretiert werden, wird vorgegeben, dass sie zwei Cluster<sup>2</sup> im BGO-Ball ausgelöst haben müssen. Dies ist notwendig, da nur hier eine genaue Energiemessung durchgeführt werden kann. Allerdings kann aus einem Cluster im BGO-Ball nur die deponierte Energie und die Richtung des Impulses bestimmt werden. Für den Betrag des Impulses muss daher die Masse des detektierten Teilchens bekannt sein, um mit Hilfe der relativistischen Energie-Impuls Beziehung den Impuls zu bestimmen. Unter der Annahme, dass es sich um masselose Photonen handelt, gilt dann  $P_{\gamma_{1,2}} = \frac{E_{\gamma_{1,2}}}{c}$ . Um Fehlinterpretationen zu vermeiden wird außerdem gefordert, dass die vermeintlichen Photonen den Barrel nicht auslösen dürfen, da es sich sonst vermutlich um geladene Teilchen handelt.

Da die Energie  $E_\gamma$  des Photons, welches die Reaktion auslöst, durch den Tagger bekannt ist, lassen sich rein aus der Energie-Impuls-Erhaltung die fehlenden Größen, also Energie und Impuls des Rückstoß-Protons, berechnen. Das anfängliche Proton befindet sich dabei in Ruhe, das bedeutet  $P_P = (m_P c, 0)$ . Es gilt dann unter Verwendung der Viererimpulse

$$P_{P'} = P_\gamma + P_P - P_{\pi^0} \qquad P_{\pi^0} = P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2} \qquad (4.2)$$

Bei der Auswertung der Messdaten kann man sich zunächst nicht sicher sein, dass die verschiedenen Ereignisse in den Detektoren auch den richtigen Teilchen zugeordnet wurden. Deshalb wird versucht, die Teilchen an Hand ihrer Massen zu identifizieren. Hierzu werden zwei neue Größen eingeführt, die invariante Masse  $M_{inv}$  und die Missing Mass  $M_{miss}$ . Die invariante Masse ist die Masse, die ein Teilchen hätte, welches beim Zerfall in zwei Photonen die beiden Cluster im BGO-Ball mit den entsprechenden Energien auslösen würde. Die Missing Mass ist die berechnete Masse des dritten und nicht notwendiger Weise detektierten Teilchens, welches natürlich auch in mehrere Teilchen zerfallen kann. Die beiden Größen sind durch

$$M_{miss}^2 = P_{P'}^2 \qquad M_{inv}^2 = P_{\pi^0}^2 = (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2})^2 \qquad (4.3)$$

gegeben. Für den Fall, dass es sich tatsächlich um die Photoproduktion eines  $\pi^0$  handelt, sollte die invariante Masse um die  $\pi^0$ -Masse und die Missing Mass um die Protonmasse verteilt sein. Weichen die Massen zu sehr voneinander ab, wird das Event durch einen Cut an die Massen ignoriert.

#### 4.1.2 Umsetzung als Programm

Die Analyse wird in der Programmiersprache C++ als Plugin für die eigens für das BGO-OD Experiment entwickelte Analyse Software Explora geschrieben. Über eine XML-Datei werden zudem andere, bereits existierende Plugins eingebunden. Hier soll nun ein kurzer Überblick über die prinzipielle Funktionsweise des Programms sowie die Hierarchie der angewendeten Cuts gegeben werden.

<sup>2</sup> Ein Cluster entsteht, wenn ein Teilchen mehrere benachbarte Detektoren auslöst. Aus allen am Cluster beteiligten Hits (Ausschlag eines Detektors) werden dann Zeit, Ort und deponierte Energie des Teilchens berechnet.



Das Plugin benutzt als Basis ein anderes Plugin, den *BTRreactionFinder*. Dieser sucht hier nach allen Events, welche zwei Cluster im BGO-Ball verursacht haben und eventuell ein weiteres Ereignis im BGO-Ball oder einem anderen Detektor. Diese Ereignisse werden zu Teilchen kombiniert, wobei jede mögliche Kombination betrachtet wird. Handelt es sich beispielsweise um die Photoproduktion eines  $\pi^0$  und befinden sich sowohl die beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall als auch das Proton im BGO-Ball, so liefert der *BTRreactionFinder* drei mögliche Kombinationen, wobei jeweils zwei Cluster als  $\pi^0$  und das Verbleibende als Proton interpretiert werden. Wichtig ist, dass an dieser Stelle noch keinerlei Cuts angewandt wurden. Es wäre so auch möglich, dass es sich bei dem Event um den Zerfall  $\gamma P \rightarrow \eta P \rightarrow 2\gamma P$  oder ganz etwas anderes handelt. Außerdem wird nicht gefordert, dass das Proton gefunden wurde, wonach auch zwei Cluster im BGO-Ball genügen.

Das Plugin arbeitet alle Events nacheinander ab und besteht grob aus zwei *for*-Schleifen. In der ersten werden alle Kombinationen des *BTRreactionFinders* durchgegangen. In der zweiten werden alle Teilchen, die in dieser Kombination enthalten sind, durchgegangen und zu jedem Teilchen die relevanten Informationen abgespeichert. Hierzu gehört, ob und in welchem Detektor ein Teilchen zu welcher Zeit mit welcher Energie detektiert wurde. Nachdem alle Teilchen auf diese Weise analysiert wurden, wird diese Kombination mit den vorherigen Kombinationen verglichen und nur gespeichert, falls sie am besten zu der Photoproduktion des  $\pi^0$  passt. Diese Auswahl wird hier an Hand der berechneten invarianten Masse des potentiellen  $\pi^0$  getroffen, welche möglichst nahe an der echten  $\pi^0$ -Masse sein soll. In Abbildung 4.1 ist zur Illustration ein Pseudo-Code dieses Plugins gezeigt.

### 4.1.3 Selektion der Daten

Nachdem beide Schleifen durchlaufen wurden und die beste Kombination ausgewählt wurde, wird zunächst gefordert, dass der berechnete Impuls des Proton in Richtung SciRi zeigt. Da der berechnete Impuls vom tatsächlichen abweichen kann, wird hier ein etwas größerer Winkelbereich von  $\Theta \leq 30^\circ$  zugelassen. Die Abweichung kommt einerseits durch die Energie- und Winkelauflösung des BGO-Balls zu Stande und wird andererseits durch Streuungen auf dem Weg zwischen Target und SciRi vergrößert. Letzterer Beitrag ändert den Winkel jedoch nur um einige Grad, was durch eine Simulation der  $\pi^0$ -Photoproduktion sowie die Betrachtung der Winkeldifferenzen zwischen berechnetem und detektiertem Proton überprüft wurde.

Die genannte Winkeldifferenz wird ebenfalls eingeschränkt. Weicht die Richtung des detektierten Protons von der des berechneten zu sehr ab, kann davon ausgegangen werden, dass es sich bei dem Event nicht um die der Berechnung unterliegende Photoproduktion eines  $\pi^0$  handelt. Da dieser Cut nur angewandt werden kann, falls das Proton tatsächlich detektiert wurde, führt er im Gegensatz zu den anderen zu einem Herabsenken der berechneten Effizienz. Der Cut an die Winkeldifferenz wird daher auch nach den Cuts an die Massen von  $\pi^0$  und Proton angewandt.

Ist der Polarwinkel des berechneten Protons in den Bereichen  $\theta > 20^\circ$  oder  $\theta < 15^\circ$ , so kann das tatsächliche Proton auf Grund der Ungenauigkeit auch in Richtung BGO-Ball oder Vorwärtsspektrometer gehen. Dies würde dazu führen, dass auch diese Fälle als Ineffizienz von SciRi interpretiert würden und die Effizienz daher zu niedrig eingeschätzt würde. Um diesen Effekt abzuschwächen wird daher gefordert, dass in den entsprechenden Bereichen weder im BGO-Ball noch im Vorwärtsspektrometer ein Ereignis registriert wurde.

```
//Wird für jedes Event neu aufgerufen:

for (Kombination; Kombination < NKombination; Kombination++) {
    for (Teilchen; Teilchen < NTeilchen; Teilchen++) {
        if (Teilchen == Pi0) {
            store(Pi0information);           //Speichere Energie, Ort, etc. des Pi0
        } else if (Teilchen == Proton) {
            store(ProtonInformation);         //Speichere Energie, Ort, etc. des Protons,
                                                //falls das Proton detektiert wurde
        }
    }
    if (Kombination == BesteKombination) { //Speichere die Kombination, bei der die
        store(BesteKombination);           //die invariante Masse am besten zur Pi0-
    }                                       //Masse passt
}

if (CutBedingungErfüllt) return;          //Cuts

if (ProtonInRichtungSciRi) {              //Fülle Histogramm 1, falls das Proton
    Histogramm1->Fill(Informationen);      //detektiert werden sollte
    if (ProtonDetektiertInSciRi) {         //Fülle Histogramm 2, falls das Proton
        Histogramm2->Fill(Information);    //tatsächlich detektiert wurde
    }
}
}
```

Abbildung 4.1: Pseudo-Code des Plugins zur indirekten Effizienzbestimmung

Nach Eingrenzung des Polarwinkels werden nun die Cuts an die invariante Masse und die Missing Mass angewandt. Außerdem wird gefordert, dass das Proton als geladenes Teilchen, falls es im BGO-Ball detektiert wurde, den Barrel ausgelöst haben muss, wohingegen die Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall ihn gerade nicht ausgelöst haben dürfen. Alle Events, welche diesen Auswahlkriterien genügen, werden als Photoproduktion eines  $\pi^0$  interpretiert und alle interessanten Informationen in Histogrammen abgespeichert.

Insbesondere werden zur Berechnung der Effizienz in Abhängigkeit von verschiedenen Größen jeweils zwei Histogramme angelegt. Das erste wird gefüllt, falls die berechnete Richtung des Protons in Richtung SciRi zeigt. In diesem Fall wird davon ausgegangen, dass das Proton in SciRi ein Ereignis auslösen müsste. Das zweite wird gefüllt, falls es dieses Ereignis tatsächlich gab. Anschließend kann die Effizienz durch Division der Einträge in beiden Histogrammen berechnet werden.

#### 4.1.4 Auswertung der Cuts

Im Folgenden werden die oben beschriebenen Cuts zur Selektion der interessanten Events konkret in der Reihenfolge ihrer Anwendung gezeigt und ihre Auswirkungen diskutiert. Der Zeit-Cut ist hierbei

schon im verwendeten *BTRreactionFinder*-Plugin integriert und hat sich als sinnvoll erwiesen.

Als erstes wird der Polarwinkel des berechneten Proton Impulses eingeschränkt. Dies geschieht vor der Anwendung der Cuts an die Massen, da die Einschränkung des Winkels die Verteilung der Massen ändert. Auf diese Weise können die Grenzen für die Masse-Cuts anschließend rein an Hand der Events bestimmt werden, bei denen das Proton in den interessanten Winkelbereich geht. Die Verteilung der Proton-Winkel nach den Masse-Cuts<sup>3</sup> ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Dort ist auch zu sehen, dass das Proton etwa in 15% der Fälle in SciRi landet.

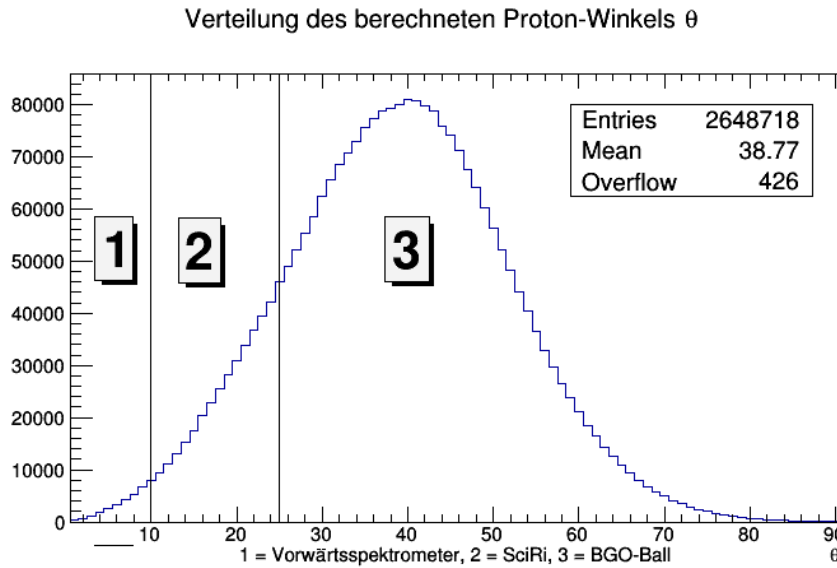


Abbildung 4.2: Verteilung des Polarwinkels  $\theta$  des berechneten Proton-Impulses nach Anwendung der Masse-Cuts

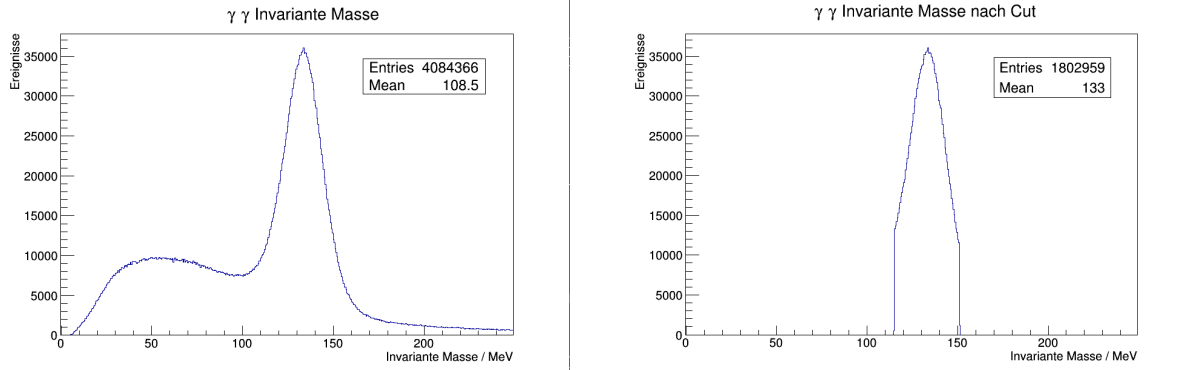
Nachdem der Polarwinkel  $\theta$  des Rückstreu-Protons auf  $30^\circ$  und damit auf die Region um SciRi eingegrenzt wurde, erfolgen die Cuts an die Massen von  $\pi^0$  und Proton. Zunächst wird der Cut an die invariante Masse der beiden Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall angewandt. Hierbei wird der Cut nicht um die tatsächliche  $\pi^0$ -Masse gelegt, sondern um den Peaksschwerpunkt im invariante Masse-Spektrum. Die Abweichung kommt durch die Energie-Eichung des BGO-Balls zu Stande, welche nicht perfekt ist. Die Verteilung der invarianten Masse vor und nach dem Cut ist in Abbildung 4.3 gezeigt.

Die Verteilung der Missing Mass ist in Abbildung 4.4 und 4.5 für unterschiedliche Impulse des Rückstreu-Protons dargestellt. Bei Betrachtung des Missing Mass Peaks um die Proton Masse fällt zunächst auf, dass dieser sich mit einem Untergrund überlagert, welcher sich nicht durch die vorangegangenen Cuts entfernen lässt. Der Anteil des Untergrundes an der Anzahl der Events unterhalb des Peaks gibt eine Abschätzung für die minimal erwartete Effizienz des Detektors. Allerdings können auch Events, die zum Untergrund gehören, zufällig ein Ereignis in SciRi auslösen. Für  $p_P = 500 - 600 \text{ MeV}$  beträgt der Anteil des Untergrundes ca. 6%, sodass eine Effizienz von maximal 94% erwartet wird<sup>4</sup>.

<sup>3</sup> Die Verteilung der Proton-Winkel vor den Masse-Cuts hingegen ist wenig aussagekräftig, da dort noch alle möglichen Events enthalten sind, deren Interpretation als  $\pi^0$ -Photoproduktion nicht gerechtfertigt werden kann

<sup>4</sup> zur Bestimmung der Grenzen sowie des Untergrundes siehe Anhang A.3

Abbildung 4.3: Verteilung der invarianten Masse



Verteilung der invarianten Masse, berechnet aus zwei Clustern im BGO-Ball

Verteilung der invarianten Masse nach Anwendung des Cuts

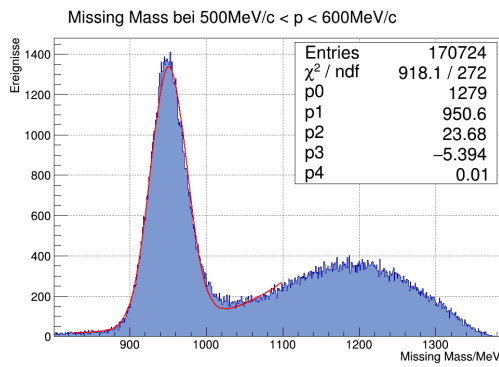


Abbildung 4.4: Verteilung der Missing Mass für  $p_P = 500 - 600 \text{ MeVc}^{-1}$

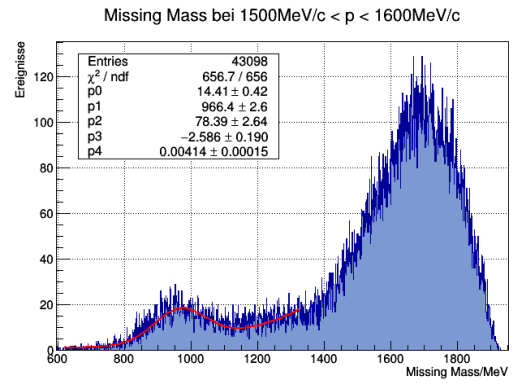


Abbildung 4.5: Verteilung der Missing Mass für  $p_P = 1500 - 1600 \text{ MeVc}^{-1}$

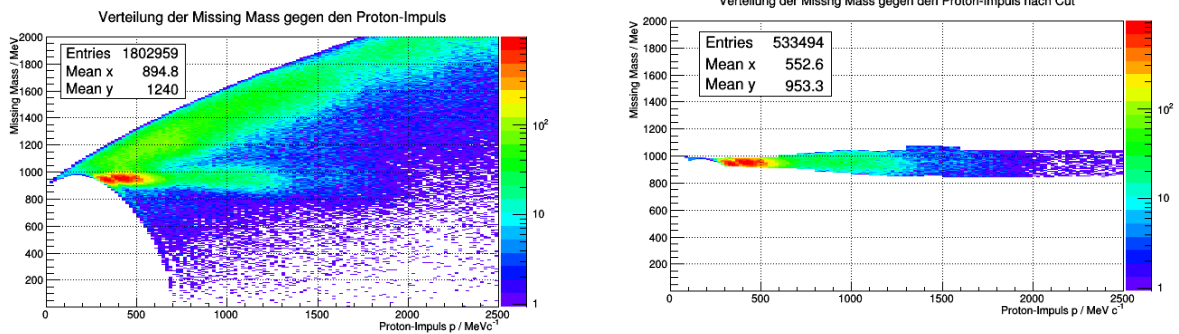
Es fällt auf, dass sich Breite und Position des Missing Mass Peaks mit dem Impuls des detektierten Protons verändern. Dieser Effekt wird in Abschnitt 4.1.5 bei der Bestimmung der Abhängigkeit der Effizienz vom Impuls des zu detektierenden Protons diskutiert. Auf Grund der Impuls-Abhängigkeit wird der Impuls-Bereich bis 1 800 MeV in 100 MeV breite Intervalle eingeteilt, für die jeweils die untere und obere Grenze des Missing Mass Peaks bestimmt werden. Dies ist in Abbildung 4.6 gezeigt.

Eine gute Übersicht über die beiden Cuts an Proton- und  $\pi^0$ -Masse gibt Abbildung 4.7. Die unselektierten Daten enthalten neben dem Peak bei  $m_{inv} \approx m_{\pi^0}$  und  $m_{miss} \approx m_P$  einen weiteren auf Höhe der Proton-Masse, was die Wichtigkeit der Massen-Cuts verdeutlicht. Der Peak bei  $m_{inv} \approx 550 \text{ MeV}$  entspricht der Photoproduktion eines  $\eta$ -Mesons

$$\gamma P \rightarrow \eta P \rightarrow 2\gamma P \quad (4.4)$$

welches ebenfalls in zwei Photonen zerfällt. In diesem Fall ergab die Interpretation Sinn, dass zwei

Abbildung 4.6

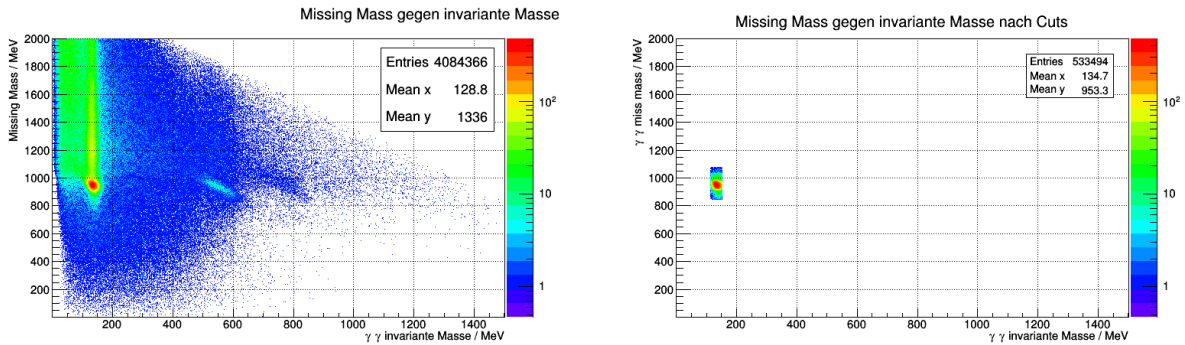


Verteilung der Missing Mass in Abhängigkeit vom Impuls des Protons mit logarithmischer Z-Achse MeV

Verteilung der Missing Mass nach angewandtem Missing Mass Cut in Abhängigkeit vom Impuls des Protons mit logarithmischer Z-Achse

der Cluster im BGO-Ball von Photonen stammen, welche beim Zerfall eines Teilchens der Masse  $m_{inv}$  entstanden sind. Für einen großen Teil der verstreut liegenden Einträge in Abbildung 4.7 traf diese Annahme hingegen nicht zu, sodass sich hier keine Peaks ergeben.

Abbildung 4.7: Dargestellt ist die Missing Mass aufgetragen gegen die invariante Masse vor und nach den CUTs. Proton und  $\pi^0$  Massen sind klar zu erkennen.



Missing Mass gegen invariante Masse vor den Cuts an die Massen. Die logarithmische Z-Achse gibt die Zahl der Ereignisse an

Missing Mass gegen invariante Masse nach den Cuts an die Massen. Die logarithmische Z-Achse gibt die Zahl der Ereignisse an

#### 4.1.5 Bestimmung der Effizienz

Durch die verschiedenen Cuts wurden die Events selektiert, welche sich für eine Effizienzbestimmung eignen. Es wurde also eine Reaktion identifiziert, aus deren Kinematik die Richtung des Rückstreu-Protons berechnet wurde. Nun kann überprüft werden, in welcher Prozentzahl der Fälle, in denen SciRi laut Berechnung ein Ereignis hätte registrieren sollen, tatsächlich ein Ereignis registriert wurde. Dieser Anteil entspricht dann der indirekt bestimmten Effizienz.

Im Folgenden wird zunächst die Effizienz des Detektors als ganzes in Abhängigkeit des Impulses

des zu detektierenden Protons bestimmt. Anschließend wird für einen festgelegten Impulsbereich die Effizienz der einzelnen Kanäle bestimmt.

Die impulsabhängige Effizienz ist in Abbildung 4.8 gezeigt.

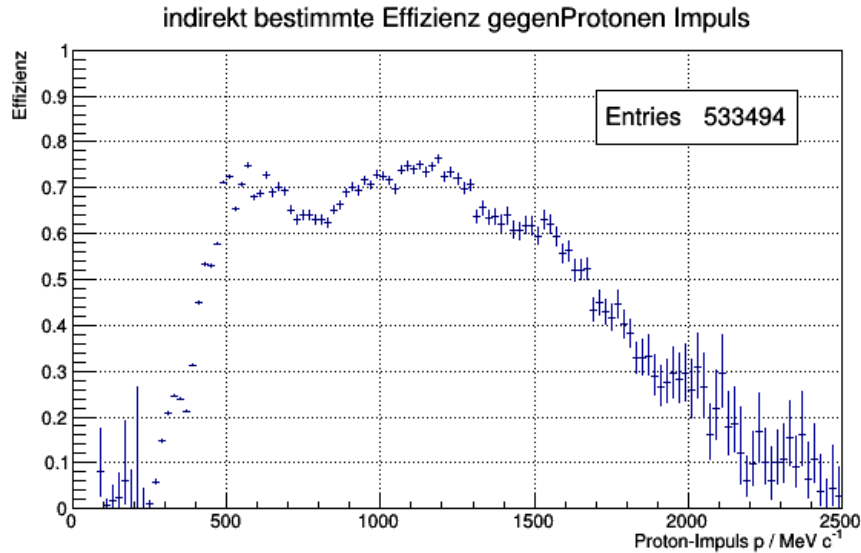


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Effizienz von SciRi vom Impuls des zu detektierenden Protons

Das Effizienzdiagramm lässt sich in drei Abschnitte unterteilen. Für Protonenimpulse unterhalb von 500 MeV ist die Effizienz sehr gering und steigt mit zunehmendem Impuls. Von 500 MeV bis 1 200 MeV ist die bestimmte Effizienz mit einem kleinen Einbruch von 700 MeV bis 800 MeV maximal, bis sie ab 1 200 MeV wieder abfällt.

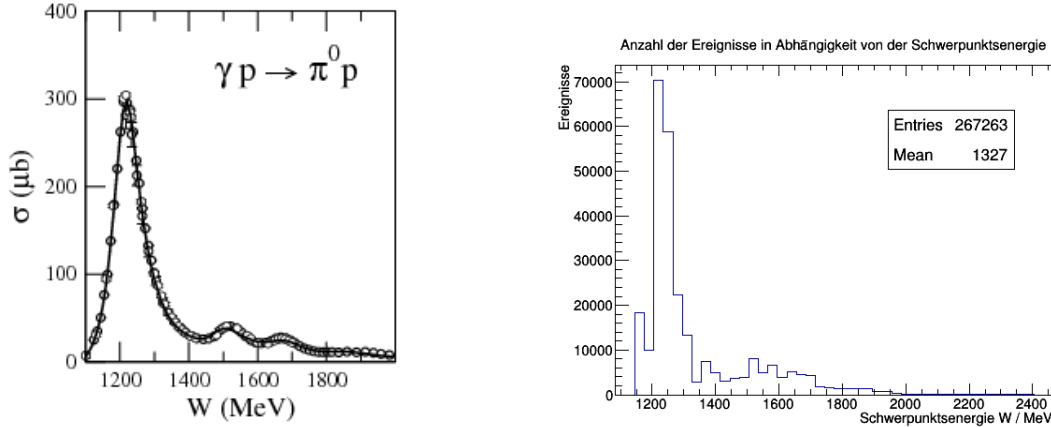
Die niedrige Effizienz unterhalb von 500 MeV könnte dadurch erklärt werden, dass einige Protonen auf ihrem Weg zu SciRi durch die MWPC gestoppt werden<sup>5</sup>. Eine genauere Betrachtung steht jedoch noch aus.

Der Abfall der Effizienz für Proton-Impulse oberhalb von 1 200 MeV lässt sich durch den unterschiedlich hohen Anteil des Untergrundes am Signal erklären, was in Abbildung 4.4 und 4.5 exemplarisch zu sehen ist. Außerdem sinkt die Anzahl der erzeugten Pionen, welche der Fläche unter dem Peak entsprechen, mit zunehmendem Proton-Impuls. Dies liegt daran, dass ein hoher Proton-Impuls mit einer hohen Schwerpunktsenergie verbunden ist. Die Schwerpunktsenergie wiederum beeinflusst den totalen Wirkungsquerschnitt der  $\pi^0$ -Photoproduktion, was in Abbildung 4.9 zu sehen ist.

Die Schwerpunktsenergie  $W$  für das rechte Histogramm wurde aus den anfänglichen Energien des Protons und des Bremsstrahl-Photons berechnet und es gilt  $W = E_\gamma + m_p c^2$ . Das Histogramm wurde befüllt, falls das Rückstreu-Proton in SciRi gefunden wurde. Hierbei ist zu beachten, dass die Anzahl der Ereignisse auf der Y-Achse nicht proportional zum totalen Wirkungsquerschnitt der  $\pi^0$ -Photoproduktion ist. Dies liegt erstens daran, dass nur der Winkelbereich von  $\theta = 10^\circ$  bis  $\theta = 25^\circ$  betrachtet wurde. Des

<sup>5</sup> Diese Erklärung wird in Anhang A.3 näher diskutiert

Abbildung 4.9



Dargestellt ist der totale Wirkungsquerschnitt der  $\pi^0$ -Photoproduktion in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $W$  [inSpire]

Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie  $W = E_\gamma + m_{pc^2}$

Weiteren wurde das Energie-Spektrum der Bremsstrahl-Photonen nicht beachtet, welches wie  $E_\gamma^{-1}$  abfällt.

Trotzdem lassen sich Ähnlichkeiten feststellen. So ist beiden ein Peak um ca. 1 232 MeV gemein, was der Delta Resonanz  $\Delta(1232)$  entspricht, und der totale Wirkungsquerschnitt beziehungsweise die Anzahl der registrierten Ereignisse geht für Schwerpunktsenergien über 1 800 MeV gegen Null. Auffallend ist daher, dass die in Abbildung 4.8 gezeigte indirekt bestimmte Effizienz auch für Proton-Impulse oberhalb von 2 000 MeVc<sup>-1</sup> noch zwischen 10% und 25% beträgt<sup>6</sup>. Dies liegt daran, dass auch die Events, die zum Untergrund gehören, zufällig ein Ereignis in SciRi bewirken können.

Um nun die Effizienzen der einzelnen Kanäle zu bestimmen wird der Proton-Impuls so eingeschränkt, dass er nicht in den kritischen Bereichen oberhalb von 1 200 MeV oder unterhalb von 500 MeV liegt. Die Effizienzen der einzelnen Kanäle sind für den Bereich zwischen 500 MeV und 600 MeV in Abbildung 4.10 dargestellt. Auf den Achsen sind dieses Mal nicht die Kanalnummern, sondern die Polar- und Azimutwinkel der Kanäle aufgetragen.

Es kann festgestellt werden, dass die Effizienzen sowohl zum inneren als auch zum äußeren Rand des Detektors hin abnehmen. Dies liegt einerseits daran, dass für die Protonen, welche tatsächlich in Richtung eines der äußeren Ringe gehen, ein Impuls berechnet werden kann, welcher auf den mittleren Ring oder an SciRi vorbei zeigt. Dies führt dazu, dass die Effizienzen für den Winkelbereich außerhalb von SciRi größer Null sind. Andererseits kann es vorkommen, dass der berechnete Proton-Impuls auf einen der äußeren Ringe zeigt, das Proton jedoch tatsächlich ins Vorwärtsspektrometer oder den BGO-Ball geht. Wird es hier nicht detektiert wird davon ausgegangen, dass der jeweilige Kanal des äußeren Rings ineffizient war.

Für den mittleren Ring sollte sich der oben genannte Effekt nicht einstellen, da ein Proton, dessen

<sup>6</sup> Die Schwerpunktsenergie  $W$  ist immer größer als  $p p c$ , da sie die gesamte Energie enthält, welche neben dem Impuls des Protons auch die Massen von Proton und  $\pi^0$  sowie den Impuls des  $\pi^0$  berücksichtigt

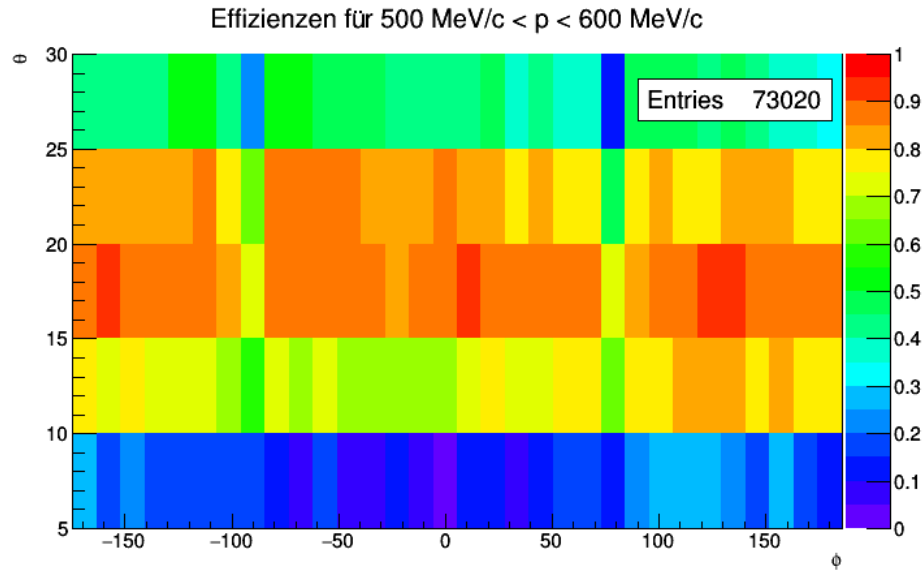


Abbildung 4.10: Indirekt bestimmte Effizienzen für SciRi nach Winkeln und für  $p_T = 500 - 600 \text{ MeV/c}^{-1}$

berechneter Impuls in Richtung des mittleren Rings zeigt, mit großer Wahrscheinlichkeit tatsächlich in Richtung eines der drei Ringe geht. Daher erscheint eine genauere Betrachtung des mittleren Ringes sinnvoll, um etwas über die Höhe der Effizienzen und deren  $\phi$ -Abhängigkeit zu sagen. Ein entsprechendes Histogramm ist in Abbildung 4.11 gezeigt.

Zwei Einbrüche in der bestimmten Effizienz, bei  $\phi = -110^\circ$  und  $\phi = 80^\circ$ , sind auffallend. Sie liegen dort, wo sich der Spalt zwischen den beiden Hälften von SciRi befindet.

Die anderen Schwankungen in der Effizienz lassen auf Grund der Einschränkungen der verwendeten Methode und der großen Fehler keine weiteren Schlüsse zu. Es kann jedoch gesagt werden, dass die Effizienz des Detektors über 87% und damit nahe am maximal erwarteten Wert von 94% liegt. Es konnte gezeigt werden, dass SciRi funktioniert und Protonen, in einem gewissen Impulsbereich, effizient nachweisen kann. Ferner konnte mit Hilfe von SciRi die Photoproduktion von  $\pi^0$ -Mesonen untersucht werden, welche in diesem Umfang (Akzeptanz der Protonenimpulse) sonst nicht möglich gewesen wäre. Es soll nun in einem zweiten Test unter Verwendung von kosmischer Strahlung die Effizienz erneut und genauer bestimmt werden.

## 4.2 Cosmic Trigger

Kosmische Strahlung in Form von hochenergetischen Myonen ist aus drei Gründen gut für eine Effizienzbestimmung geeignet. Erstens ist die Myonenstrahlung mit einer Energie von mehreren GeV minimal ionisierend, sodass davon ausgegangen werden kann, dass jedes Teilchen dieselbe Energie pro Strecke  $dE/dx$  deponiert. Natürlich ist die deponierte Energie auch von der Länge des Weges abhängig, den das Teilchen im Szintillator durchläuft. Zweitens kann die kosmische Strahlung auf Grund ihrer Richtung mehrere Szintillatoren durchdringen, sodass die Szintillatoren gleichzeitig zu untersuchendes Objekt und Messaufbau sind. Drittens ist kein Strahl oder experimenteller Umbau nötig.



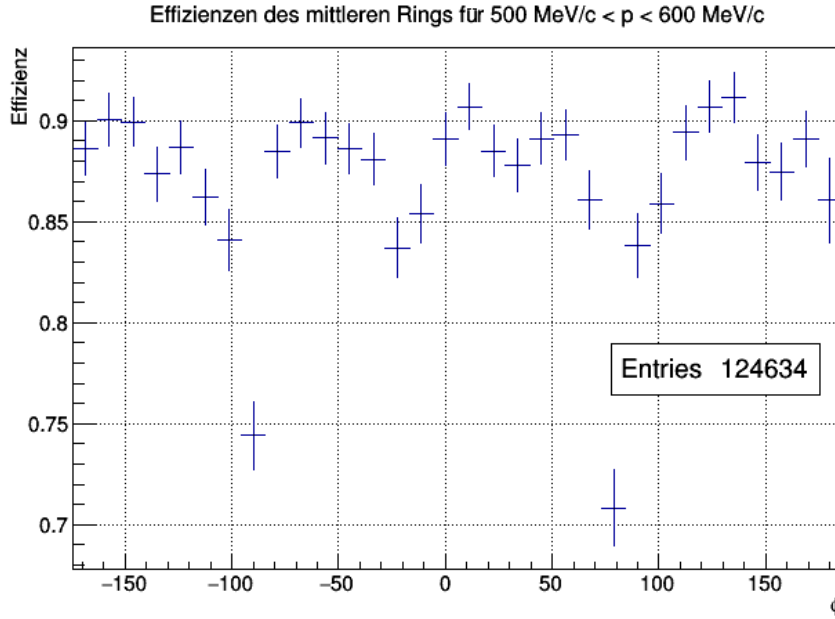


Abbildung 4.11: Indirekt bestimmte Effizienzen des mittleren Rings nach Azimut-Winkel  $\phi$  für  $p_P = 500 - 600 \text{ MeV/c}^{-1}$

#### 4.2.1 Kosmische Strahlung

Kosmische Strahlung, auch Höhenstrahlung, bezeichnet hochenergetische Strahlung aus der Sonne sowie galaktischen und extragalaktischen Quellen. Sie wird unterteilt in primäre Strahlung, welche auf die Erdatmosphäre trifft, und sekundäre Strahlung, welche durch verschiedene Prozesse in der Atmosphäre erzeugt wird.

Primäre Strahlung besteht hauptsächlich aus Protonen ( $\approx 89\%$ ),  $\alpha$ -Teilchen ( $\approx 9\%$ ) und einem geringen Anteil an schwereren Kernen und Elektronen (jeweils  $\approx 1\%$ ) [Wiki/cosmics]. Sie ist hochenergetisch und reicht bis zu Energien von  $10^{20}$  eV.

Sekundäre Strahlung wird durch Streuprozesse zwischen primärer Strahlung und den Gasatomen der Atmosphäre erzeugt. Hierbei entstehen hauptsächlich die leichten Pionen ( $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) sowie andere Mesonen oder Baryonen, welche weiter Schauer bilden. Ein Proton der Energie  $10 \cdot 10^{15}$  eV erzeugt beispielsweise über eine Million Sekundarteilchen.

Die sekundäre Strahlung lässt sich in eine weiche elektromagnetische, eine harte mesonische (myonische) und eine hadronische Komponente unterteilen. Die weiche Komponente besteht aus Röntgenstrahlung, welche vor allem aus dem  $\pi^0$ -Zerfall und der Rekombination von Elektronen und Positronen stammt. Sie heißt weich, da sie leicht abgeschirmt werden kann. Die harte Komponente besteht fast ausschließlich aus Myonen, welche hauptsächlich aus den Zerfällen

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (4.5)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad (4.6)$$

entstehen. Die hadronische Komponente schließlich besteht vorwiegend aus Protonen und Neutronen. Am Erdboden macht die myonische Komponente, abhängig von Ort und Erdmagnetfeld mit einer Flussdichte von ca.  $100 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  den Großteil der sekundären Strahlung aus. Diese hat Energien von mehreren GeV und ist minimal ionisierend. Sie hängt vom Einfallswinkel  $\alpha$  in die Atmosphäre wie  $\cos^2(\alpha)$  ab, wobei ein Winkel von  $\alpha = 0$  für senkrechten Einfall steht.

#### 4.2.2 Prinzip

Zur Bestimmung der Effizienz werden zwei unterschiedliche Arten von Koinzidenzen als Trigger benutzt, welche schematisch in Abbildung 4.12 gezeigt sind. Bei der einen wird ein Szintillator von zwei weiteren Szintillatoren eingeschlossen, welche die Koinzidenz bilden und alle in einem Ring mit festem  $\Theta$  liegen. Der eingeschlossene Szintillator, im Folgenden *Kandidat* genannt, sollte nun ebenfalls ausgelöst werden. Bei der anderen Art der Koinzidenz liegen sich die beiden Szintillatoren am äußeren Rand des Detektors gegenüber. Alle vier dazwischen liegenden Szintillatoren sind dann Kandidaten. Es gibt insgesamt also 112 verschiedene Koinzidenzen,  $3 \cdot 32 = 96$  für „Nachbarschaftliche Koinzidenzen“ und 16 für „Gegenüberliegende Koinzidenzen“. Nachbarschaftliche Koinzidenzen sind dabei viel wahrscheinlicher als Gegenüberliegende Koinzidenzen, da hier die Einschränkungen auf den Winkel der Myonen viel geringer sind.

#### 4.2.3 Geometrische Einschränkungen und Erwartungen

Bei einer direkten Bestimmung wird der zu untersuchende Detektor so zwischen zwei weiteren Test-Detektoren platziert, dass man sicher sein kann, dass ein Teilchen, welches eine Koinzidenz in den Test-Detektoren auslöst, ebenfalls durch den zu untersuchenden Detektor geht. Hierbei werden die Test-Detektoren üblicher Weise kleiner als der zu untersuchende Detektor gewählt. Dies ist bei SciRi nicht der Fall. Im Falle der Nachbarschaftlichen Koinzidenz sind Test-Detektoren und zu untersuchender Detektor von identischer Bauart. Außerdem sind sie so nebeneinander platziert, dass ein Teilchen den zu untersuchenden Detektor an der Innenkante vorbei umgehen kann. Bei Gegenüberliegender Koinzidenz liegen die sechs Detektoren hier idealer Weise in einer Reihe, was praktisch jedoch nicht der Fall ist. Daher wird auch hier erwartet, dass mit dieser Methode nicht die volle Effizienz gemessen werden kann.

Es bietet sich an, die beiden verwendeten Methoden der „Nachbarschaftlichen Koinzidenz“ und der „Gegenüberliegenden Koinzidenz“ getrennt zu betrachten. Es ist zu erwarten, dass die mittels „Gegenüberliegender Koinzidenzen“ ermittelten Effizienzen niedriger ausfallen. Dies liegt daran, dass SciRi aus zwei Hälften besteht, welche nicht perfekt in einer Ebene liegen. Sowohl ein Versatz als auch ein leichter Winkel zwischen den beiden Hälften würde dazu führen, dass ein Myon durch zwei gegenüberliegende Szintillatoren gehen kann, ohne die dazwischen liegenden Szintillatoren auszulösen. Dies würde außerdem dazu führen, dass die auf diese Weise bestimmte Effizienz des inneren Rings geringer wäre als die des äußeren Rings.

Für die Methode der „Nachbarschaftlichen Koinzidenzen“ wird erwartet, dass die berechneten Effizienzen in jedem Ring an vier Szintillatoren einen niedrigeren Wert annehmen. Diese vier Szintillatoren liegen am Übergang einer Hälfte zur anderen, sodass die Szintillatoren, welche die Koinzidenz bilden, auf unterschiedlichen Hälften liegen. Durch den Spalt zwischen den beiden Hälften ist es hier wieder möglich, dass ein Myon die beiden umgebenden Szintillatoren auslöst, ohne durch den eingeschlossenen

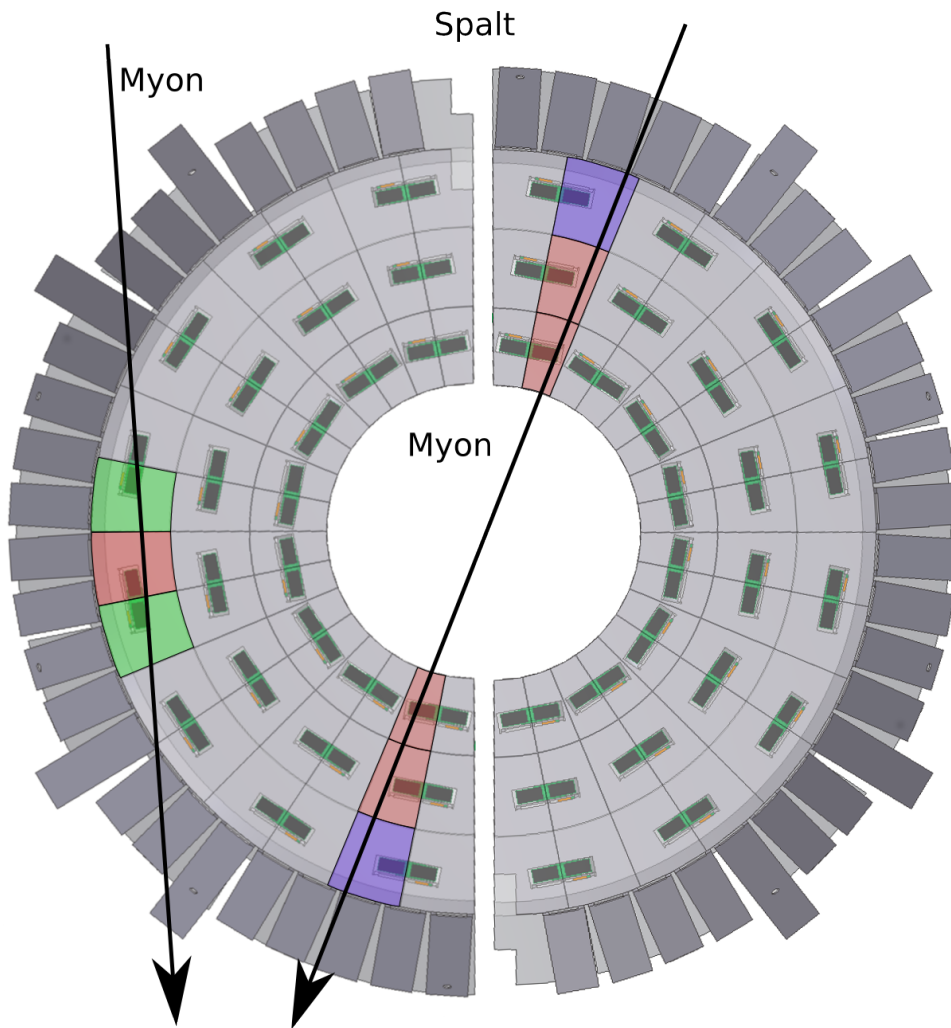


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Triggerbedingung für „Nachbarschaftliche Koinzidenz“ (grün) und „Gegenüberliegende Koinzidenz“ (blau) sowie der eingeschlossenen Kandidaten (rot). Durch die Schlitze in der Aluminiumplatte sind die APDs zu erkennen. Zwischen beiden Hälften besteht ein dünner Spalt

Szintillator zu gehen. Dieser Effekt sowie die niedrigere Effizienz unter Verwendung von „Gegenüberliegenden Koinzidenzen“ ist in Abbildung 4.17 zu sehen.

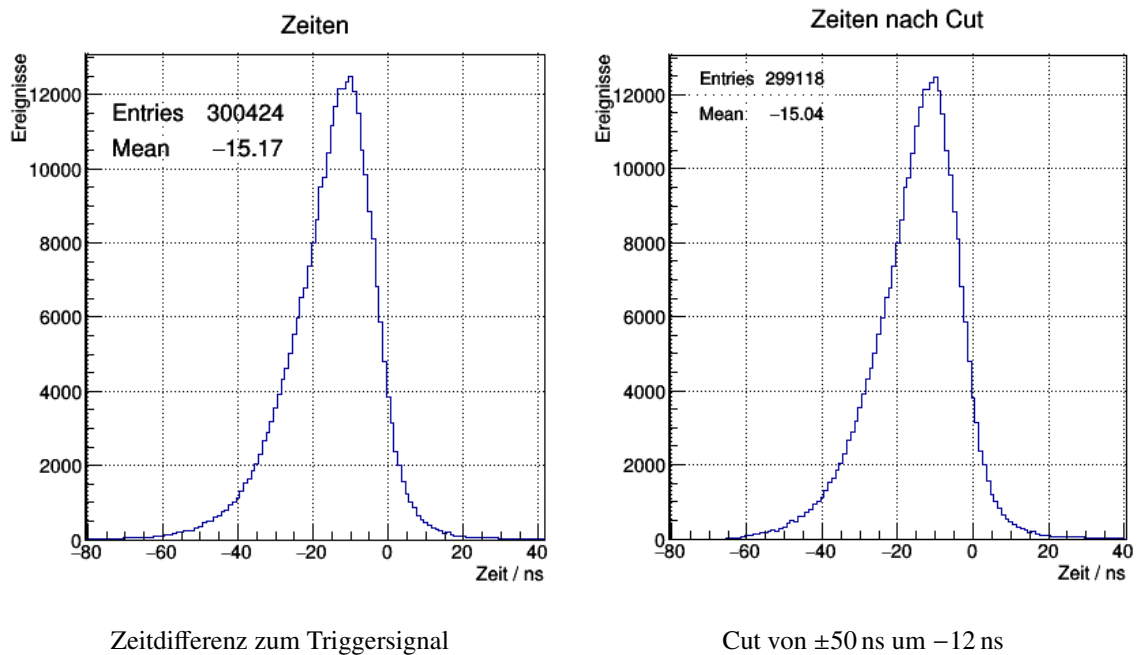
#### 4.2.4 Selektion und Interpretation der Daten

Durch die Triggerbedingung, welche durch oben beschriebene Koinzidenzen ausgelöst wird, sind alle betrachteten Events bereits vorsortiert. Eine weitere Selektion der Daten muss nun nur noch zufällige Koinzidenzen aussortieren. Dies geschieht einerseits über einen Zeit-Cut an die Zeit-Differenz zwischen den Ereignissen eines Events und dem Triggersignal, andererseits über eine Betrachtung der ToT-Information.

Der Zeit-Cut ist in Abbildung 4.13 gezeigt. Das linke Histogramm zeigt die Verteilung der Zeitdifferenzen vor den Cuts. Dort ist zu erkennen, dass der Untergrund, welcher nicht mit dem Triggersignal

korreliert ist, fast nicht vorhanden ist. Das liegt daran, dass die Koinzidenzen, welche das Triggersignal auslösen, automatisch mit diesem korreliert sind. Dass diese Koinzidenzen nicht alle dieselbe Zeitdifferenz zum Triggersignal haben (idealer Weise 0), liegt an der Zeitunschärfe bei der Erzeugung des Triggersignals von ca. 5 ns. Der fehlende Untergrund zeigt aber auch, dass bei Events mit mehr als zwei Ereignissen praktisch alle Ereignisse zusammengehören. Die Breite der Verteilung von ca. 20 MeV ist außerdem extrem klein verglichen mit der typischen Zeit von 1 s, die durchschnittlich zwischen zwei Triggersignalen vergeht<sup>7</sup>. Die dem entsprechende Rate von 1 Hz passt gut zu Myonen aus kosmischer Strahlung.

Abbildung 4.13: Zwei unterschiedliche Zeit-Cuts und ihre Auswirkungen



Da der besagte Untergrund fehlt, wurde ein sehr weiter Zeit-Cut von 50 ns gefällt, um alle Ereignisse zu nutzen.

Nach dem Zeit-Cut wird der Cut an die ToT angewandt, was in Abbildung 4.14 gezeigt ist. Vor dem Cut reichen die ToT-Spektren von ca. 100 ns bis 400 ns, wobei manche Kanäle ein zusätzliches Peak unterhalb von 40 ns aufweisen. Dieses wird als elektronisches Rauschen interpretiert und kann leicht durch einen Cut entfernt werden.

Nach Anwenden des Cuts fällt zunächst auf, dass die ToT-Spektren mit der Kanalnummer in ihrer Höhe variieren. Hierbei beträgt die ToT der geraden Kanäle im Durchschnitt 313 MeV, die der ungeraden hingegen nur 217 MeV. Dies liegt daran, dass jeweils zwei APDs an ein Board angeschlossen sind, auf dem zwei separate Vorverstärker mit leicht, aber systematisch unterschiedlichen Eigenschaften installiert sind. Diese Abhängigkeit der ToT vom verwendeten Vorverstärker bestand seit den ersten Tests und ließ sich nicht korrigieren. Dies stellt jedoch kein Problem dar, da kein Unterschied in der Effizienz

<sup>7</sup> Da Myonen in Schauern auftreten ist es allerdings schwierig zu sagen, ob die durchschnittliche Zeit zwischen zwei Triggersignalen hier ein sinnvolles Maß ist

von geraden und ungeraden Kanälen festgestellt werden konnte.

Abbildung 4.15 zeigt die ToT-Spektren der geraden Kanäle für die Kandidaten, welche erfolgreich ausgelöst wurden. Die ToT-Spektren der ungeraden Kanäle sehen ähnlich aus und sind im Anhang zu finden. Bei genauer Betrachtung ist eine leichte Steigerung der durchschnittlichen ToT vom inneren zum äußeren Ring zu bemerken. So beträgt die ToT der geraden Kanäle 294 MeV im inneren Ring (Kanal 2 bis 32), 322 MeV im mittleren (Kanal 34 bis 64) und 335 MeV im äußeren (Kanal 66 bis 96). Dies liegt daran, dass die äußeren Szintillatoren größer sind und demnach mehr Licht produzieren.

Die Anzahl der pro Kanal registrierten Ereignisse variiert mit der Kanalnummer und einer Periode von 16, was einer  $\phi$ -Differenz von  $180^\circ$  entspricht. Dies hängt direkt mit der Winkelabhängigkeit der Intensität der kosmischen Strahlung zusammen. Diese ist bei senkrechtem Einfall maximal (entspricht Kanalnummer  $0 + n \cdot 16$  bei Nachbarschaftlicher Koinzidenz und Kanalnummer  $8 + n \cdot 16$  bei Gegenüberliegender Koinzidenz) und fällt dann wie  $\cos^2(\phi)$  ab. Die Winkelabhängigkeit der Zählraten ist zusammen mit einer Anpassung von  $\cos^2(\phi)$  an die Zählraten des äußeren Rings in Abbildung 4.16 gezeigt.

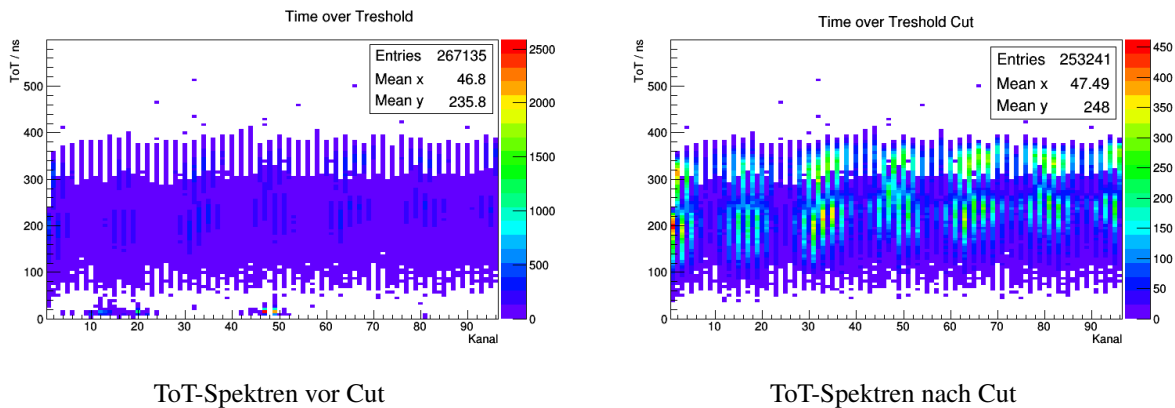
Für den äußeren Ring passt die  $\cos^2(\phi)$ -Abhängigkeit sehr gut, für den mittleren und inneren Ring einiger Maßen. Außerdem fällt auf, dass die Zählraten der inneren Ringe größer sind als die der äußeren. Dies ist ein rein geometrischer Effekt, da die inneren Szintillatoren kleiner sind und so leichter mehrere Szintillatoren in einer Reihe ausgelöst werden können.

### 4.2.5 Effizienz

Nachdem aus den Daten durch die oben beschriebenen Cuts die interessanten Events herausgefiltert wurden, kann die Bestimmung der Effizienzen erfolgen. Wie bei der indirekten Effizienzbestimmung wird hierzu ein Histogramm mit Kandidaten und ein weiteres mit detektierten Kandidaten gefüllt und die Effizienz durch Division der Einträge berechnet werden. Die Ergebnisse sind getrennt nach „Nachbarschaftlichen“ und „Gegenüberliegenden Koinzidenzen“ in Abbildung 4.17 dargestellt.

Im linken Histogramm fällt wie erwartet in jedem Ring für die vier Szintillatoren, zwischen denen der

Abbildung 4.14: ToT-Spektren der Kanäle vor und nach Cut



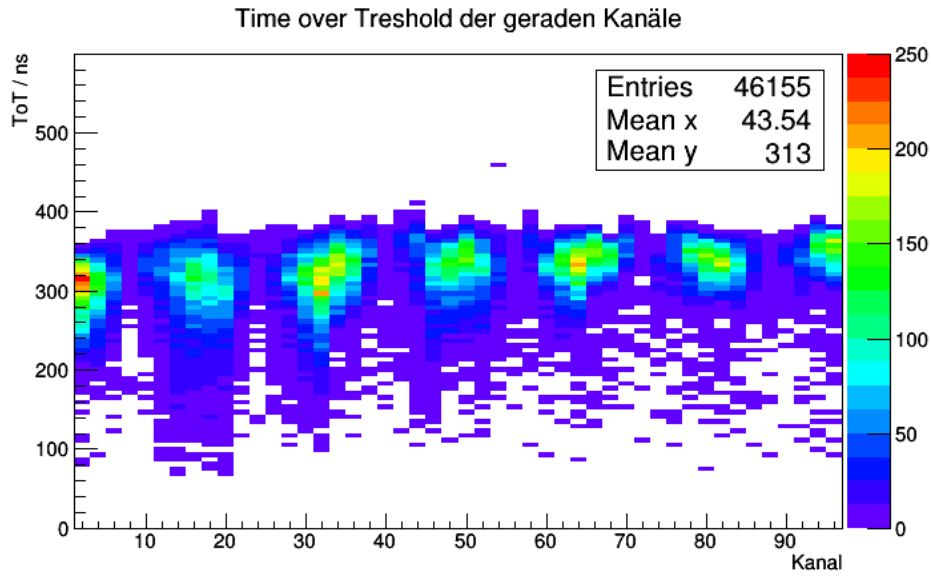
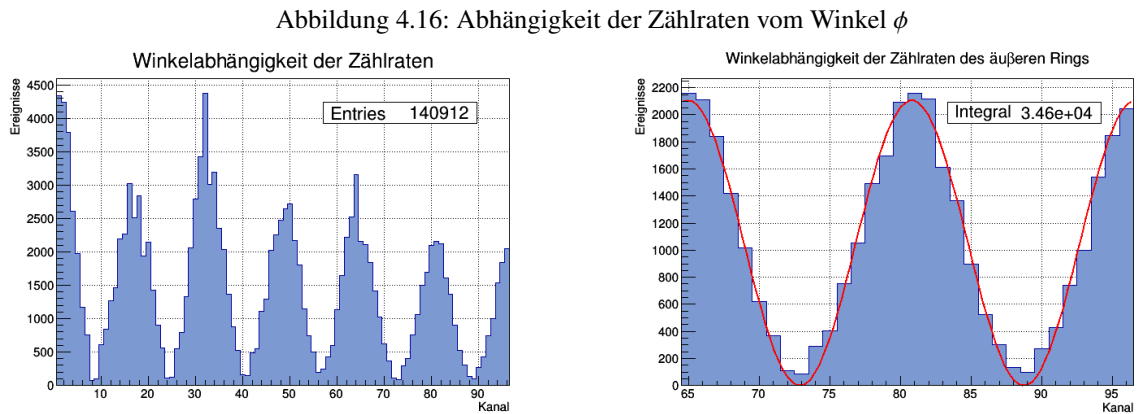


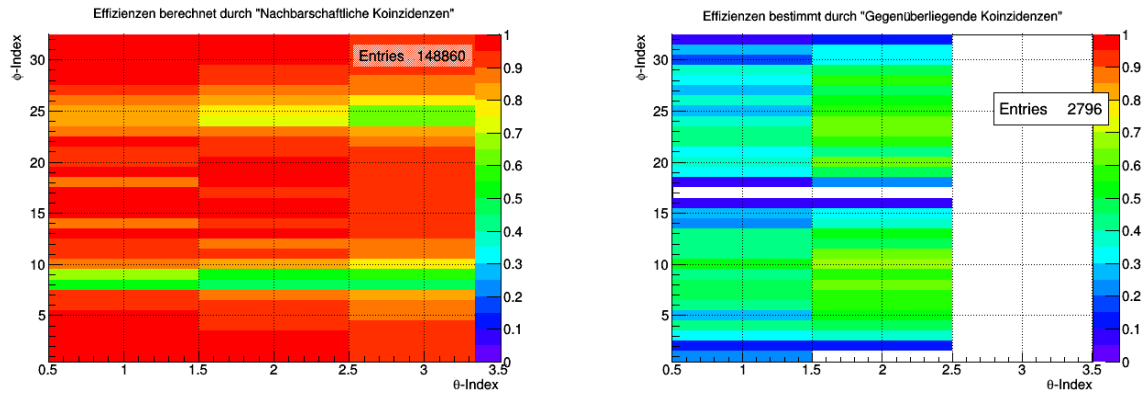
Abbildung 4.15: ToT-Spektrum der geraden Kanäle für den Fall, dass es sich um einen erfolgreichen Kandidat handelt



Spalt besteht, die ermittelte Effizienz geringer aus. Auch sind die mittels „Gegenüberliegender Koinzidenzen“ bestimmten Effizienzen niedriger als die durch „Nachbarschaftliche Koinzidenz“ bestimmten und die Effizienzen im rechten Histogramm sind im Inneren Ring niedriger als im äußeren.

In Abbildung 4.18 sind die mittels „Nachbarschaftlicher Koinzidenz“ bestimmten Effizienzen der einzelnen Ringe zu sehen. Hierbei fällt auf, dass die Effizienz periodisch schwankt und für die Szintillatoren am höchsten ist, bei denen die Koinzidenz durch ein senkrecht einfallendes Myon bewirkt wird. Senkrecht einfallende Myonen besitzen die größte Flussdichte. Eine mögliche Erklärung könnte daher sein, dass hier die Rate der zufälligen Koinzidenzen, welche durch eher waagrecht einfallende Strahlung verursacht würde, geringer ist als dort, wo die die Myonen waagrecht einfallen und zufällige Koinzidenzen demnach durch die häufiger auftretenden eher senkrechten Myonen ausgelöst würden.

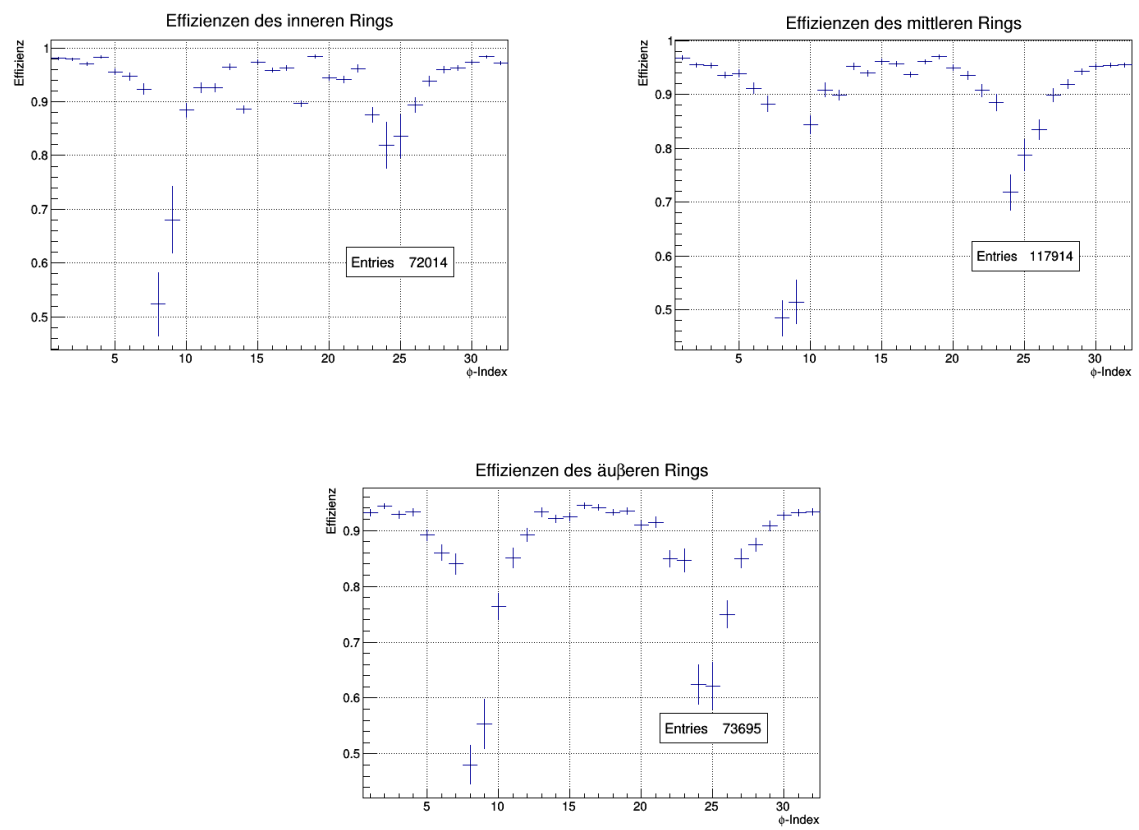
Abbildung 4.17: Effizienzen unter Verwendung von „Nachbarschaftlicher“ und „Gegenüberliegender Koinzidenz“



Diese Hypothese ist jedoch noch nicht bestätigt.

Abschließend soll die Höhe der Effizienzen betrachtet werden. Diese beträgt für den äußeren Ring maximal 94%, für den mittleren 97% und für den inneren maximal 98.5%. Falls der oben erwähnte periodische Effekt tatsächlich darauf zurückzuführen ist, dass einige Effizienzen zu niedrig eingeschätzt werden und nicht, dass die anderen zu hoch eingeschätzt werden, bedeuten diese hohen Ergebnisse, dass SciRi, zumindest für die Detektion von minimal ionisierenden Myonen, hervorragend funktioniert.

Abbildung 4.18: Effizienzen unter Verwendung von „Nachbarschaftlicher Koinzidenz“, aufgetragen gegen den  $\phi$ -Index





---

# Fazit und Ausblick

---

Im Rahmen dieser Arbeit konnte der segmentierte Plastik-Szintillationsdetektor SciRi zusammengebaut und im BGO-OD Experiment installiert werden. In der sich anschließenden Strahlzeit im Juni/Juli konnte er erstmals erfolgreich eingesetzt werden. Dabei wurden die Daten aus der Strahlzeit verwendet um indirekt die Effizienz des Detektors zu bestimmen. Ferner konnte die Photoproduktion des  $\pi^0$ -Mesons unter Verwendung des neuen Detektors rekonstruiert werden. Die Effizienz von SciRi wurde anschließend unter Verwendung von minimal ionisierenden Myonen aus kosmischer Strahlung genauer bestimmt. Dabei wurden Effizienzen oberhalb von 90% ermittelt; Die höchste bestimmte Effizienz betrug 98.5%.

Die durchgeführten Analysen konnten in fast allen Punkten sinnvoll physikalisch interpretiert werden. So konnten in beiden Verfahren zur Effizienzbestimmung Einbußen der Effizienz auf Grund von geometrischen Effekten ausgemacht werden. Diese Einbußen sind vor allem auf den Spalt zwischen den beiden Hälften des BGO-Balls und die nicht perfekte Montage von SciRi innerhalb desselben zurückzuführen. Hier läge demnach Potential, die Effizienz von SciRi weiter zu steigern.

Die Effizienz ist jedoch auch so schon ziemlich hoch und SciRi voll einsatzfähig. Für die Zukunft wird damit gerechnet, dass SciRi durch die MRPC Daisy ersetzt wird, die eine sehr gute Zeitauflösung besitzt, welche zu Flugzeitmessungen verwendet werden kann. Diese wird außerdem eine bessere Ortsauflösung besitzen.



## A.1 Winkeltransformation

Das Laborsystem geht durch einen Lorentzboost der Geschwindigkeit  $v = \beta c$  in das Schwerpunktsystem über, sodass sich im Schwerpunktsystem die Impulse von Photon und Proton gerade aufheben. Wird die Bewegungsrichtung des Photons im Laborsystem in die z-Achse gelegt, so gilt

$$\begin{pmatrix} \frac{E^*}{c} \\ p_z^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma \\ -\beta\gamma & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{E_L}{c} \\ p_{Lz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma \frac{E_L}{c} - \beta\gamma p_{Lz} \\ \gamma p_{Lz} - \beta\gamma \frac{E_L}{c} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

wobei Größen im Laborsystem wieder durch ein tiefgestelltes  $L$  und Größen im Schwerpunktsystem durch einen hochgestellten Stern  $*$  gekennzeichnet sind (die x- und y-Komponenten, welche sich nicht ändern, wurden weggelassen). Führt man diese Transformation sowohl für das Photon als auch für das Proton aus und benutzt, dass die Impulse im Schwerpunktsystem entgegengesetzt gleich sind, findet man

$$\beta = \frac{p_{\gamma L} c}{E_{\gamma L} + m_p c^2} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (\text{A.2})$$

Da während der Streuung Energie- und Impulserhaltung gelten, ist der Gesamtimpuls nach der Photo-Produktion des  $\eta'$  Null. Das Rückstreu-Proton und das  $\eta'$  bewegen sich also geradlinig voneinander weg. Im Schwerpunktsystem kann aus Symmetriegründen davon ausgegangen werden, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt für alle Winkel gleich ist, zumindest in  $\theta$ . Die  $\theta$ -Abhängigkeit des Streuwinkels im Laborsystem wird daher durch die Winkeltransformation bestimmt. Hierzu wird der Polarwinkel des Protons in geeigneter Wahl der Koordinaten sowohl im Labor- als auch im Schwerpunktsystem betrachtet:

$$\vec{p}_L = (0, p_L \sin(\theta_L), p_L \cos(\theta_L)) \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{p}^* = (0, p^* \sin(\theta^*), p^* \cos(\theta^*)) \quad (\text{A.4})$$

Unter Benutzung von  $p_{Ly} = p_y^*$  und  $p_{Lz} = \gamma p_z^* + \beta\gamma \frac{E^*}{c} = \gamma p^* \cos(\theta^*) + \beta\gamma \frac{E^*}{c}$  findet man durch Einsetzen von A.3 und A.4

$$P_L \sin(\theta_L) = p^* \sin(\theta^*) \quad (\text{A.5})$$

$$p_L \cos(\theta_L) = \gamma p^* \cos(\theta^*) + \beta \gamma \frac{E^*}{c} \quad (\text{A.6})$$

Dividieren der beiden Gleichungen und anschließendes Anwenden von  $\arctan(\dots)$  führt schließlich auf

$$\theta_L = \arctan \left( \frac{p^* \sin(\theta^*)}{\gamma p^* + \beta \gamma \frac{E^*}{c}} \right) \quad (\text{A.7})$$

Die fehlenden Größen  $p^*$  und  $E^*$  können unter Berücksichtigung der anfänglichen Photonenenergie berechnet werden und es gilt

$$E^* = \frac{m_p^2 c^4 - m_{\eta'}^2 c^4 + W^2}{2W} \quad (\text{A.8})$$

$$P^* = \frac{\sqrt{(m_p^2 c^4 - m_{\eta'}^2 c^4)^2 - 2(m_p^2 c^4 + m_{\eta'}^2 c^4)W^2 + W^4}}{2W \cdot c} \quad (\text{A.9})$$

$$W = W(E_\gamma) = E_\gamma^* + E_p^* = \gamma(1 - \beta)E_{\gamma L} + \gamma m_p \quad (\text{A.10})$$

$W$  ist hierbei die Schwerpunktsenergie. Die Erzeugung eines  $\eta'$  wird möglich, falls  $W \geq m_p^2 c^4 + m_{\eta'}^2 c^4$  gilt, was ab einer Photonenenergie von  $E_\gamma \approx 1446,6 \text{ MeV}$  der Fall ist. Ein Plot für  $\theta_L$  ist in [Abbildung 2.3](#) zu sehen.

## A.2 Wechselwirkung geladener Teilchenstrahlung mit Materie

Geladene Teilchenstrahlung wechselwirkt beim Durchgang durch Materie hauptsächlich elektromagnetisch mit dem Coulombfeld der Elektronen in den Hüllen der Atomkerne (elektronisch) oder mit dem Coulombfeld des Atomkerns selbst (nuklear). Auf Grund der Abschirmung der Kernladung durch die Elektronenhülle dominieren elektronische Wechselwirkungsprozesse nukleare allerdings deutlich, sodass nukleare Prozesse für die meisten Detektoren unwesentlich sind.

Ein geladenes Teilchen, welches sich an einem Elektron vorbei bewegt, kann dieses auf ein höheres Energieniveau heben (Anregung) oder abhängig von der Distanz der Teilchen und der übertragenden Energie ganz vom Kern entfernen (Ionisation). Die hierbei übertragene Energie ist jedoch sehr gering und beträgt maximal ca.  $4E m/m_e \approx 1/500 E$  [Poll]. Da die geladenen Teilchen ständig mit mehreren Elektronen interagieren und jeweils nur einen kleinen Teil ihrer Energie verlieren, werden sie kontinuierlich abgebremst. Wird der Transversal-Impuls bei jeder Interaktion um  $\Delta p_t$  mit der Standardabweichung  $\sigma_{p_t}$  verändert, so ist er nach  $N$  Streuungen nach dem zentralen Grenzwertsatz gaußverteilt mit der Standardabweichung  $\Delta p_{t,ges} = \sqrt{N} \sigma_{p_t}$ . Da die Streuungen isotrop ( $\langle p_t \rangle = 0$ ) und mit geringem Impulsübertrag erfolgen, kann man die Trajektorie als nahezu gerade Linie annehmen (Im Limes  $N \rightarrow \infty, N \cdot \Delta p_t = \text{const}$  gilt  $\Delta p_{t,ges} \rightarrow 0$ ). Dabei werden Ionenpaare entlang dieses Weges in Gruppen erzeugt. Dies liegt daran, dass das bei einer Ionisation frei werdende Elektron kinetische Energien von mehreren hundert keV haben kann, wohingegen typische Ionisierungsenergien der Atome in der

Größenordnung von 10 eV liegen. Dies führt zur Ionisation weiterer Atome und zur Bildung eines elektromagnetischen Schauers. Elektronen dieser Art werden Delta-Elektronen genannt und ein Großteil des Energieverlusts geht in ihre Erzeugung.

In einem Plastik-Szintillator werden demnach die höheren Molekülzustände hauptsächlich nicht direkt, sondern indirekt durch niederenergetische Elektronen aus einem elektromagnetischen Schauer angeregt.

### A.3 Indirekte Effizienzbestimmung

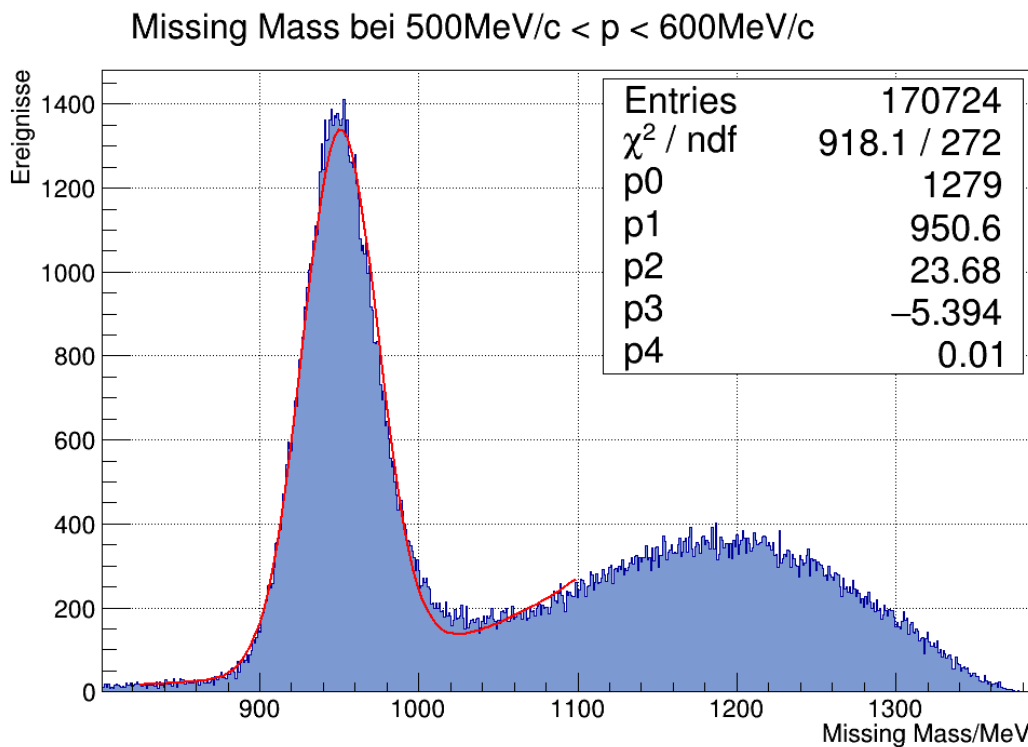


Abbildung A.1: Verteilung der Missing Mass für  $p_T = 500 - 600\text{MeV}/c$

**Bestimmung des Untergrundes und der Grenzen für den Missing Mass Cut** Die Bestimmung der Grenzen erfolgt durch Annäherung der Daten durch eine Gaußkurve an den Peak<sup>1</sup> und eine Gerade oder Exponentialfunktion an den Untergrund. Dies ist für den Impuls-Bereich  $p_T = 500 - 600\text{MeV}$  exemplarisch in Abbildung A.1 zu sehen und ermöglicht neben dem Cut eine Bestimmung des Untergrund Anteils. Der Cut erfolgt symmetrisch um den Mittelpunkt des Peaks mit einer Breite von  $\sqrt{2}\sigma$ , sodass ca. 84% der Werte im Peak innerhalb der Grenzen liegen. Für den Bereich oberhalb von  $1800\text{MeV}$  ist der Untergrund so hoch, dass die Grenzen nicht mehr bestimmt werden können und stattdessen die Grenzen des letzten Intervalls übernommen werden. Für die Verwendeten Funktionen gilt

<sup>1</sup> Die Verteilung sollte eine Breit-Wigner-Verteilung sein. Auf Grund der Auflösung der Detektoren ist sie jedoch mit einer Gaußverteilung gefaltet. In der Praxis passt eine Gaußkurve sehr gut an die Daten

$$f_1(x) = p_0 \exp\left(-\frac{(x - p_1)^2}{2p_2^2}\right) \quad (\text{A.11})$$

$$f_2(x) = \exp(p_3 + p_4 \cdot x) \quad (\text{A.12})$$

Demnach gilt für die Standardabweichung der Gaußfunktion  $\sigma = p_2$  und für die Normierungskonstante  $N_1$ , welche die Zahl der Ereignisse im Peak angibt,  $N_1 = p_0 \cdot \sqrt{2\pi}\sigma^2$ . Die Anzahl der Ereignisse  $N_2$ , welche aus dem Untergrund kommen und sich mit dem Signal innerhalb der Grenzen  $p_1 \pm \sqrt{2}\sigma$  überlagern, ist durch das Integral der Exponentialfunktion von der unteren bis zur oberen Grenze gegeben:

$$N_2 = \int_{p_1 - \sqrt{2}\sigma}^{p_1 + \sqrt{2}\sigma} f_2(x) = \frac{e^{p_3}}{p_4} \left( \exp(p_4(p_1 + \sqrt{2}\sigma)) - \exp(p_4(p_1 - \sqrt{2}\sigma)) \right) \quad (\text{A.13})$$

Für den Impulsbereich  $p_P = 500 - 600 \text{ MeV}$  ergibt sich für das Verhältnis des Untergrundes zum Signal  $V$

$$V = \frac{N_2}{N_{ges}} = \frac{N_2}{N_1 + N_2} = \frac{4170}{0.84 \cdot 75920 + 4170} \approx 6\% \quad (\text{A.14})$$

Für den Impulsbereich von  $p_P = 1500 - 1600 \text{ MeV}$  steigt  $V$  auf ungefähr 28%. Es wird also eine maximale Effizienz von 94% beziehungsweise 72% erwartet.

**Einfluss der MWPC auf die Effizienz von SciRi** Die geringe Effizienz unterhalb von 500 MeV könnte dadurch bedingt sein, dass das Rückstreu-Proton auf seinem Weg zu SciRi im Target oder in der MWPC gestoppt wird. Dies wäre denkbar, denn der Energieverlust pro Strecke  $dE/dx$  fällt gemäß Bethe Bloch zunächst quadratisch mit dem Impuls ab, wonach  $dE/dx$  für kleine Impulse groß ist. Die kinetische Energie  $E_{kin} = \sqrt{m_p^2 c^4 + p_p^2 c^2} - m_p c^2$ , der Energieverlust pro Strecke  $dE/dx$  in Aluminium und die Strecke  $s$ , nach der ein Proton durchschnittlich gestoppt wird sind in Tabelle A.2 für einen Impuls von 300 MeV, 400 MeV und 500 MeV aufgeführt. Hierbei wurde Aluminium gewählt, da der Targetbehälter sowie die Abdeckungen an den Seiten der MWPC aus Aluminium bestehen. Der flüssige Wasserstoff im Target und das Gasgemisch der MWPC fallen auf Grund ihrer niedrigen Dichte nicht so stark ins Gewicht.

$p_P$	$E_{kin}$	$dE/dx$	$s$
300 MeV $c^{-1}$	47 MeV	$10 \text{ MeV cm}^2 \text{ g} \cdot 2,7 \text{ g cm}^3 = 27 \text{ MeV cm}^{-1}$	$2,5 \text{ g cm}^{-2} / 2,7 \text{ g cm}^{-3} = 0,93 \text{ cm}$
400 MeV $c^{-1}$	82 MeV	$6,7 \text{ MeV cm}^2 \text{ g} \cdot 2,7 \text{ g cm}^3 = 18 \text{ MeV cm}^{-1}$	$6,75 \text{ g cm}^{-2} / 2,7 \text{ g cm}^{-3} = 2,5 \text{ cm}$
500 MeV $c^{-1}$	125 MeV	$4,8 \text{ MeV cm}^2 \text{ g} \cdot 2,7 \text{ g cm}^3 = 13 \text{ MeV cm}^{-1}$	$14,8 \text{ g cm}^{-2} / 2,7 \text{ g cm}^{-3} = 5,48 \text{ cm}$

Abbildung A.2: Zusammenhang zwischen Protonenimpuls  $p_P$  und der Strecke  $s$ , nach der das Proton durchschnittlich gestoppt wird[Nist]

Ein im Target erzeugtes Proton muss erst den Targetbehälter und die MWPC durchdringen, um zu SciRi zu gelangen. Der Weg durch die dünne Targetwand wird auf Grund des flachen Winkels um den Faktor  $1/\sin(\theta) \approx 3.5$  gestreckt, reicht aber nicht aus, um das Abfallen der Effizienz zu erklären. Die MWPC hat dünne Wände und besteht im Inneren aus einem Gasgemisch und Drähten. Sie ist so gebaut, dass sie Teilchen beim Durchgang kaum abbremst oder ablenkt. An ihren Kappen befinden sich jedoch die Aufhängungen der Drähte sowie eine Abdeckung aus Aluminium. Diese Abdeckung liegt genau zwischen SciRi und Target, sodass sie für die geringe Effizienz verantwortlich sein könnte. Eine genaue Berechnung, welche die Zusammensetzung und Dicke der Komponenten beachtet steht noch aus.

## A.4 Effizienzbestimmung mittels kosmischer Strahlung

Abbildung A.3 zeigt das ToT-Spektrum der ungeraden Kanäle.

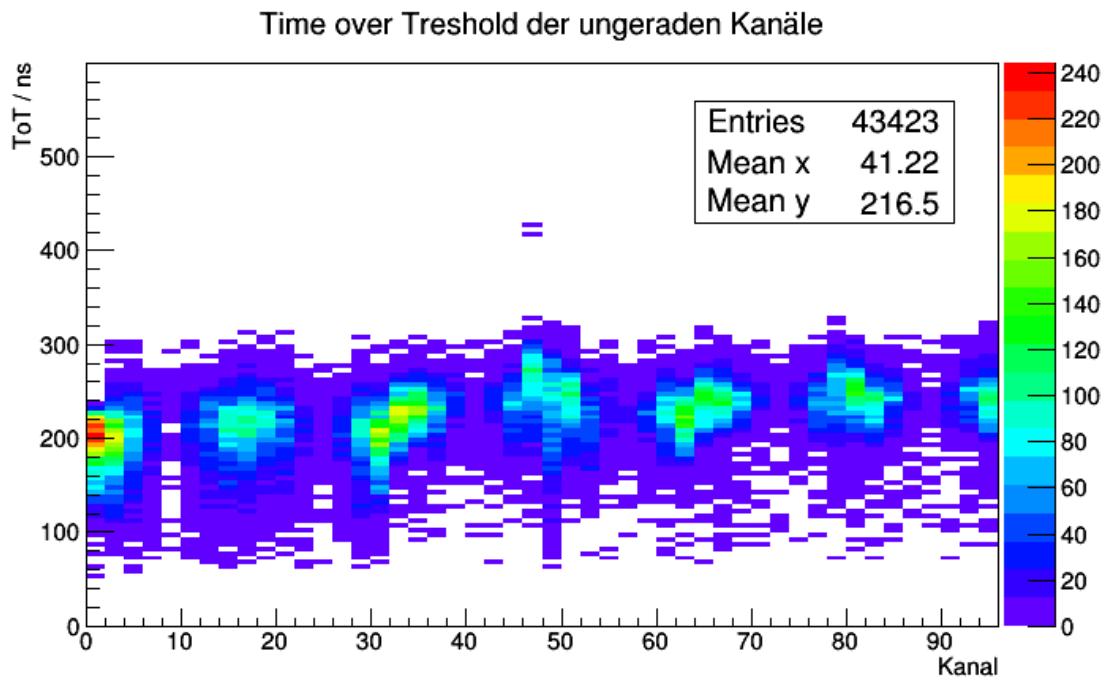


Abbildung A.3: ToT-Spektrum der ungeraden Kanäle für den Fall, dass es sich um einen erfolgreichen Kandidat handelt

## A.5 Der APD-Daemon

Jede APD braucht eine individuelle Versorgung mit Hochspannung, da sie produktionsbedingt alle leicht unterschiedliche Parameter besitzen. Diese kleinen Schwankungen machen sich stark bemerkbar, da der Gain in der Nähe der Durchbruchspannung näherungsweise exponentiell von der angelegten Spannung abhängt. Aus diesem Grund sollte die Spannung überwacht werden und es sollte die Möglichkeit bestehen, die einzelnen Spannungen individuell einzustellen. Diese Aufgabe wird von einem Daemon

vorgenommen, welcher im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und von der Slowcontrol<sup>2</sup> aus gesteuert werden kann. Der Daemon läuft bereits und kann die Werte des Potentiometers, welches die Hochspannung regelt, lesen und setzen.

---

<sup>2</sup> Ermöglicht die Steuerung verschiedener Daemons



---

## Literatur

---

- [Poll] Glenn F. Poll, "Radiation detection and measurement", 4. Auflage, ISBN 978-0-470-13148-0
- [bgo-od] Homepage des BGO-OD Experiments, <https://bgo-od.physik.uni-bonn.de/ExperimentalSetup> (letzter Zugriff 17.07.2015)
- [Wiki/IntSysCr] Wikipedia - Intersystem Crossing, [https://de.wikipedia.org/wiki/Intersystem\\_Crossing](https://de.wikipedia.org/wiki/Intersystem_Crossing) (letzter Zugriff 13.07.2015)
- [hpicorg] <http://www.hpicorg.com/downloads/Nuclear%20Enterprises%20Scintillation%20Materials%20-%201980.pdf> (letzter Zugriff 17.07.2015)
- [Becker] Manuel Becker, "Charakterisierung eines MRPC-Prototypdetektors für das BGO-OD Experiment"
- [PDG] Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/> (letzter Zugriff 23.07.2015)
- [Scheluchin] Masterarbeit in Vorbereitung "Meson photoproduction on the proton using the BGO-OD detector complemented by a new Scintillating Ring (SciRi)", Georg Scheluchin
- [Nist] National Institute of Standards and Technology, <http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm> (letzter Zugriff 30.07.2015)
- [inSpire] High energy physic information system, <http://inspirehep.net/record/1224261/plots> (letzter Zugriff 30.7.2015)
- [Napy] "Pistates" by Napy1kenobi - Own work. Licensed under CC BY-SA 3.0 via Wikimedia Commons - <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Pistates.svg#/media/File:Pistates.svg>
- [wiki/APD] „APD2 German“ von Kirnehkrib - Eigenes Werk. Lizenziert unter CC BY-SA 3.0 über Wikimedia Commons - [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:APD2\\_German.png#/media/File:APD2\\_German.png](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:APD2_German.png#/media/File:APD2_German.png)
- [Wiki/cosmics] Wikipedia, Kosmische Strahlung, [https://de.wikipedia.org/wiki/Kosmische\\_Strahlung](https://de.wikipedia.org/wiki/Kosmische_Strahlung)



---

# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	Experimentelles Setup des BGO-OD Experiments . . . . .	4
2.2	Schnitt durch den BGO-Ball[Scheluchin]. Zu sehen sind das Target und die Detektoren MWPC, BGO-Ball und SciRi. Daisy ist der Name der MRPC, welche SciRi später ersetzen soll. Im Winkelbereich unter $10^\circ$ schließt sich rechts das Vorwärtsspektrometer an. Die MWPC ragt ein wenig in die Akzeptanzlücke, welche durch SciRi gefüllt wird. . . . .	5
2.3	Dargestellt ist der Streuwinkel des Protons nach der Reaktion $\gamma P \rightarrow \eta' P$ und seine Transformation vom Schwerpunkt- ins Laborsystem für verschiedene Photonenenergien . . . . .	6
3.1	Energieschema eines organischen Szintillators mit $\pi$ -Elektronen System [Napy] . . . . .	8
3.2	Dotierungsprofil und Verlauf der elektrischen Feldstärke einer in Sperrrichtung betriebenen APD [wiki/APD] . . . . .	10
3.3	Seitenansicht des Detektors. Unten sind die Szintillatoren zu sehen, darüber der Aluminiumkäfig, welcher APDs und Elektronik enthält [Scheluchin] . . . . .	11
3.4	Zu sehen ist das Innere des geöffneten BGO-Balls. Es sind die Detektoren MWPC, SciRi, BGO-Ball und Daisy zu erkennen. SciRi ist in lichtundurchlässige schwarze Folie gehüllt . . . . .	12
3.5	Innenansicht SciRi. zu sehen sind (von unten nach oben): eingepackte Szintillatoren, Aluminiumplatte, Heißeiter (blaue Kabel), Microcontroller, Spannungsversorgung, Daten-Bus, Vorverstärker . . . . .	13
4.1	Pseudo-Code des Plugins zur indirekten Effizienzbestimmung . . . . .	18
4.2	Verteilung des Polarwinkels $\theta$ des berechneten Proton-Impulses nach Anwendung der Masse-Cuts . . . . .	19
4.3	Verteilung der invarianten Masse . . . . .	20
4.4	Verteilung der Missing Mass für $p_P = 500 - 600 \text{ MeVc}^{-1}$ . . . . .	20
4.5	Verteilung der Missing Mass für $p_P = 1500 - 1600 \text{ MeVc}^{-1}$ . . . . .	20
4.6	. . . . .	21
4.7	Dargestellt ist die Missing Mass aufgetragen gegen die invariante Masse vor und nach den CUTs. Proton und $\pi^0$ Massen sind klar zu erkennen. . . . .	21
4.8	Abhängigkeit der Effizienz von SciRi vom Impuls des zu detektierenden Protons . . . . .	22
4.9	. . . . .	23
4.10	Indirekt bestimmte Effizienzen für SciRi nach Winkeln und für $p_P = 500 - 600 \text{ MeVc}^{-1}$ . . . . .	24
4.11	Indirekt bestimmte Effizienzen des mittleren Rings nach Azimut-Winkel $\phi$ für $p_P = 500 - 600 \text{ MeVc}^{-1}$ . . . . .	25
4.12	Schematische Darstellung der Triggerbedingung für „Nachbarschaftliche Koinzidenz“ (grün) und „Gegenüberliegende Koinzidenz“ (blau) sowie der eingeschlossenen Kandidaten (rot). Durch die Schlitze in der Aluminiumplatte sind die APDs zu erkennen. Zwischen beiden Hälften besteht ein dünner Spalt . . . . .	27
4.13	Zwei unterschiedliche Zeit-Cuts und ihre Auswirkungen . . . . .	28

4.14 ToT-Spektren der Kanäle vor und nach Cut . . . . .	29
4.15 ToT-Spektrum der geraden Kanäle für den Fall, dass es sich um einen erfolgreichen Kandidat handelt . . . . .	30
4.16 Abhängigkeit der Zählraten vom Winkel $\phi$ . . . . .	30
4.17 Effizienzen unter Verwendung von „Nachbarschaftlicher“ und „Gegenüberliegender Koinzidenz“ . . . . .	31
4.18 Effizienzen unter Verwendung von „Nachbarschaftlicher Koinzidenz“, aufgetragen gegen den $\phi$ -Index . . . . .	32
A.1 Verteilung der Missing Mass für $p_P = 500 - 600 \text{ MeVc}^{-1}$ . . . . .	37
A.2 Zusammenhang zwischen Protonenimpuls $p_P$ und der Strecke $s$ , nach der das Proton durchschnittlich gestoppt wird[Nist] . . . . .	38
A.3 ToT-Spektrum der ungeraden Kanäle für den Fall, dass es sich um einen erfolgreichen Kandidat handelt . . . . .	39

---

## **Tabellenverzeichnis**

---