Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 7
- 1.1 Motivation 7
- 1.2 Detektorkonzept 8
- 1.3 Thema 9

2. Die Doppelhelix 11
- 2.1 Konzeption und Wicklungsarten 11
- 2.2 Mathematische Beschreibung der Helixwicklungen 14
- 2.3 Biegen der Fasern im Targetbereich 19

3. Szintillierende Fasern 21
- 3.1 Aufbau und Funktionsweise 21
- 3.2 Messungen mit minimalionisierenden Elektronen 22

4. Aufbau und Test des Prototypen 28
- 4.1 Erstellung des 1:1-Modells 28
- 4.2 Durchführung der Messungen 33
- 4.3 Auswertung 34
- 4.4 Ergebnisse der optimierten Helix 35
  - 4.4.1 Intensitätsverteilung 35
  - 4.4.2 Absolute Photoelektronenzahlen 38
  - 4.4.3 Effizienzen 39
- 4.5 Ergebnisse mit dem 16-Kanal-Multiplier R4760 42
- 4.6 Photoelektronenzahlen im EDDA-Experiment 44

5. Zusammenfassung und Ausblick 46

Anhang 47
- I. Berechnung der Parameter der Helixschichten 47
- II. Technische Daten der Fasern 51
- III. Technische Daten der Photomultiplier 52

Literaturverzeichnis 54

1. Einleitung

1.1. Motivation

Das Experiment EDDA (**E**xcitation Function **D**ata Aquisition **D**esigned for **A**nalysis of Phase Shifts) hat das Ziel, Anregungsfunktionen der elastischen Proton-Proton-Streuung ($p + p \rightarrow p + p$) mit hoher Energie- und Winkelauflösung zu messen. Der Weltdatensatz an Meßpunkten ist, insbesondere im Energiebereich oberhalb von 1200 MeV, sehr lückenhaft. So war es bislang nur möglich, Streuphasenanalysen des p-p-Systems bei Energien unterhalb von 1600 MeV durchzuführen. Das EDDA Experiment soll mit einem internen Target am Beschleuniger COSY (**Co**oler **Sy**nchrotron) [Cos90] der KFA Jülich durchgeführt werden. Dies ermöglicht es, Anregungsfunktionen in feinen Energieschritten während der Hochbeschleunigung der Protonen im COSY-Ring aufzunehmen. Die sogenannte 'Multipass'-Technik [Hin89], bei der Messungen über viele Beschleunigungszyklen gemittelt werden, erlaubt es, schnell zu guten Statistiken zu gelangen, und somit Fehler und zufällige Instabilitäten einzelner Messungen zu minimieren. Angestrebt wird eine Auflösung von $\Delta E = 1$ MeV im COSY-Energiebereich von 250 - 2500 MeV. Der Detektor überdeckt einen Raumwinkel von nahezu 87% des gesamten Raumwinkels (4π) im Schwerpunktsystem. Daher können die Anregungsfunktionen in jedem Energieintervall simultan über den Winkelbereich von $30° \leq \theta_{CMS} \leq 150°$ mit einer Auflösung von $3° \leq \Delta\theta_{cm} \leq 5°$ gemessen werden. Zeitlich gliedert sich das Experiment in zwei Phasen: In der ersten Phase wird ein CH_2-Fädchentarget zur Messung von unpolarisierten Wirkungsquerschnitten zum Einsatz kommen, während in der zweiten Phase zusammen mit einem polarisierten COSY-Strahl ein polarisiertes Atomstrahltarget Verwendung finden wird. So können vier Polarisationsobservable der elastischen p-p-Streuung (Vektoranalysierstärke A_n, Polarisationskorrelationsparameter A_{nn}, A_{ss} und A_{sl}) zusätzlich bestimmt werden.
Aufgrund der hohen Energieauflösung und der angestrebten hohen relativen Genauigkeit kann EDDA auch zur Suche nach exotischen dibaryonischen Resonanzen ($\Gamma \leq 50$ MeV) eingesetzt werden. Im Quark-Bag-Modell werden im Anregungsenergiebereich von 1900-2900 MeV etliche solcher metastabiler 6-Quark-Zustände vorhergesagt (z.B. [Loc86], [Spe90]). Es wurden bereits einige experimentelle Kandidaten ausgemacht, die allerdings einer systematischen Untersuchung bedürfen (z.B. [Loc86], [Leh90], [Yon90], [Beu92]). Wegen der Interferenz einer möglichen resonanten

Amplitude mit der nichtresonanten Streuamplitude sind Anregungsfunktionen besonders sensitiv für das Auftreten selbst schwach angeregter ($\Delta\sigma/\sigma \approx 1\%$) Resonanzen. Im Fall der Existenz solcher Zustände wird das EDDA-Experiment Resonanzanalysen mit der Bestimmung von Energie, Zerfallsbreite und detaillierten Quantenzahlen ermöglichen.

1.2. Detektorkonzept

Der EDDA-Detektor setzt sich aus vier Hauptbestandteilen zusammen:

- Target
- Strahlrohr
- Äußere Lage
- Innere Lage

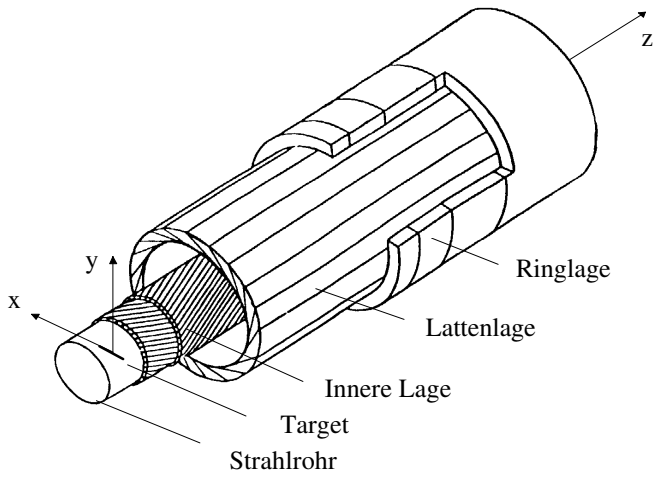


Abb. 1.1: Schematischer Aufbau des EDDA-Detektors. Die äußere Lage setzt sich aus Latten- und Ringlage zusammen.

In der ersten Phase des Experiments besteht das Target aus einem Polypropylenfädchen (CH_2) [Mos91]. Horizontal längs der x-Achse eingespannt weist es eine Ausdehnung von 8 µm in y- und z-Richtung auf. Zusammen mit einem räumlich scharf gebündelten COSY-Strahl (σ_x = 1.2 mm, σ_y = 5.6 mm) ergibt sich eine Eingrenzung der Wechselwirkungszone auf sehr geringe Ausmaße.

Da nur die elastischen Streuereignisse detektiert werden sollen, ist ein effizientes Triggersystem zur Unterdrückung der konkurrierenden inelastischen Kanäle (z.B. $p + p \rightarrow p + p + \pi^0$; $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$; $p + p \rightarrow p + \Lambda^\circ + K$) notwendig. Der Trigger des EDDA-Detektors beruht allein auf den kinematischen Eigenschaften der elastischen p-p-Streuung [Schw91], [Gro93]:

- die Trajektorien elastischer Ereignisse liegen in einer Ebene
- im Laborsystem sind die Streuwinkel θ_1 und θ_2 der beiden in kinematischer Koinzidenz emittierten Protonen im Ausgangskanal gekennzeichnet durch den Zusammenhang

$$\tan\theta_1 \cdot \tan\theta_2 = \frac{1}{1 + T/2m_p \cdot c^2} \quad , \qquad (1.1)$$

  wobei m_p die Protonenruhemasse und T die kinetische Energie der Strahlprotonen ist.

In der äußeren Detektorlage werden die registrierten Ereignisse auf die Triggerbedingungen hin geprüft. Diese äußere Lage (Latten und Ringe) besteht aus schnellen Plastikszintillatoren (Bicron BCF408).
Bei Verwendung eines polarisierten Atomstrahltargets in der zweiten Phase kann man nicht mehr von einem nahezu punktförmigen Reaktionszentrum ausgehen. Daher benötigt man zur Vertexrekonstruktion einer Reaktion die ortsauflösende innere Lage. Sie besteht aus vier Schichten szintillierender Fasern, maximal 712 Stück, die in Form einer Doppelhelix auf das Strahlrohr aufgebracht und strahlaufwärts ausgelesen werden. Sowohl die Informationen der inneren Lage, als auch die der äußeren Lage lassen eine schnelle Online-Analyse und -Darstellung der Anregungsfunktionen zu [Lah92].

1.3. Thema

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit drei Fragestellungen:

- Gibt es eine optimale Wicklung der Doppelhelix und wie lauten die hierzu notwendigen Parameter?

- Welcher handelsübliche Fasertyp ist zum Aufbau der inneren Lage am besten geeignet?

Zur Klärung dieser Frage wurden szintillierende Fasern der Firmen Bicron [Bic91] und Mitsui (vormals Kyowa) [Kyo91] mit minimalionisierenden Elektronen einer ^{90}Sr-Quelle untersucht. Im einzelnen wurden Photoelektronenzahlen und Abschwächungslängen bestimmt. Auch das Verhalten der Fasern bei thermoplastischem Verbiegen und dessen Auswirkungen auf die Photoelektronenzahlen war Gegenstand der Messungen.

- Wie groß ist die Effizienz einer Helixwicklung und mit welchen Photoelektronenzahlen kann im EDDA-Experiment gerechnet werden?

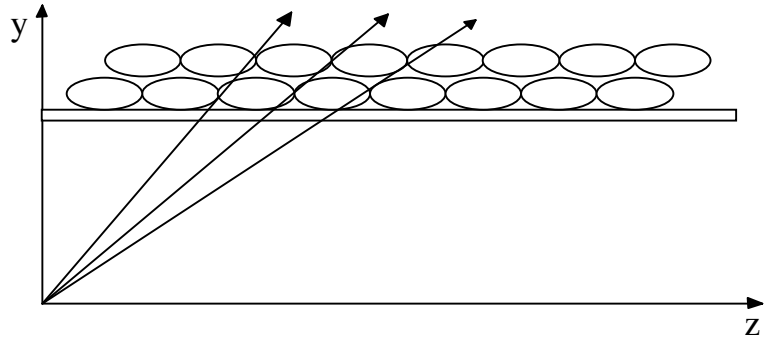
  Messungen mit Protonen am Beschleuniger SATURNE in Saclay/Paris wurden zur Beantwortung der Frage an einem 1:1-Modell einer rechtsgewickelten Helix durchgeführt. In diesen Tests wurde neben dem Einkanalphotomultiplier R1635-02 auch ein neuartiger 16-Kanal-Photomultiplier (Typ R4760 von Hamamatsu [Ham90]) eingesetzt. Dieser ursprünglich für medizinische Analysen entwickelte Typ erwies sich als geeignet zur Auslese der szintillierender Fasern, die im EDDA-Experiment verwendet werden. Deshalb wird diesen Untersuchungen ein eigener Abschnitt 4.5 gewidmet.

2. Die Doppelhelix

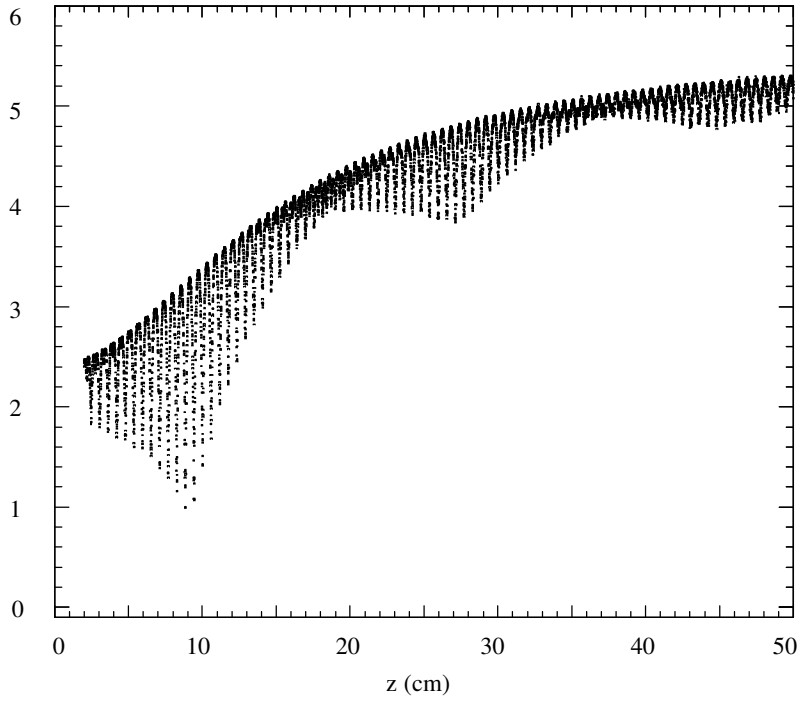
2.1. Konzeption und Wicklungsarten

Die innere Lage des EDDA-Detektors dient der Unterdrückung von Untergrundereignissen und der Vertexrekonstruktion bei Verwendung eines polarisierten Atomstrahltargets. Wie bei der äußeren Lage, werden bereits während der Messung Online-Anregungsfunktionen aufgenommen und dargestellt.
Die Konzeption der inneren Lage sieht eine Verwendung von szintillierenden Fasern als Detektormaterial vor, deren Auslese durch Vielfachphotomultiplier erfolgen soll. Die szintillierenden Fasern werden in Form einer Doppelhelix auf das Strahlrohr aufgebracht. Die Konstruktion als Doppelhelix definiert rautenförmige Elementarzellen (siehe Abb. A.2 im Anhang) und garantiert eine hohe Granularität. Zudem wird eine Auslese der Fasern ermöglicht, ohne weitere Komponenten zwischen innere und äußere Lage bringen zu müssen, die die Trajektorien der gestreuten Protonen behindern würden. Um eine Effizienz der inneren Detektorlage von möglichst 100% zu erreichen, muß es Ziel der Konzeption der inneren Lage sein, die erreichbare Photoelektronenzahl zu maximieren. Bei gegebener Fasergeometrie hängt die Intensität des erzeugten Lichts von der effektiv durch die Faser zurückgelegten Wegstrecke d_{eff} der Teilchen ab. Eine einzelne Schicht nebeneinander liegender runder Fasern hat den Nachteil, daß nicht alle durch sie hindurchtretenden ionisierenden Teilchen detektiert werden können. Die Durchflugstrecke variiert bei senkrechtem Einschuß zwischen Null und dem Faserdurchmesser. Um eine Homogenisierung der Durchflugstrecken und damit eine Erhöhung der Effizienz der inneren Lage über den gesamten Detektorbereich zu erreichen, benötigt man eine zweite Schicht szintillierender Fasern pro Wicklungsrichtung. Dabei kann diese zusätzliche Schicht auf verschiedene Weisen aufgebracht werden, die im folgenden unter den Bezeichnungen normale bzw. optimierte Wicklung beschrieben werden. Die Abb. 2.1 und 2.2 veranschaulichen das Prinzip der verschiedenen Wicklungsarten und zeigen die Verteilung der jeweiligen Durchflugstrecken d_{eff} der Teilchen in beiden Schichten szintillierender Fasern [Wie92]. Dabei ist zu berücksichtigen, daß helixförmig abgewickelte Fasern mit rundem Querschnitt im y-z-Schnitt Ellipsen darstellen.

- 'Normale' Wicklung:
  Man versetzt die obere Schicht über den gesamten Bereich des Detektors um einen Faserradius gegen die untere Lage, so daß die oberen Fasern in den Zwischenräumen der aneinandergelegten unteren Fasern zu liegen kommen (Abb. 2.1 a).



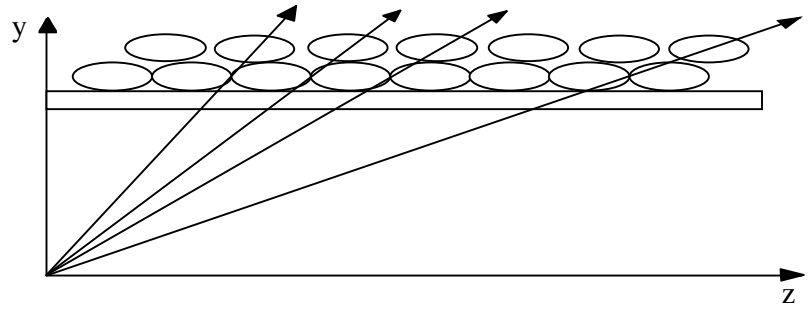
(a)



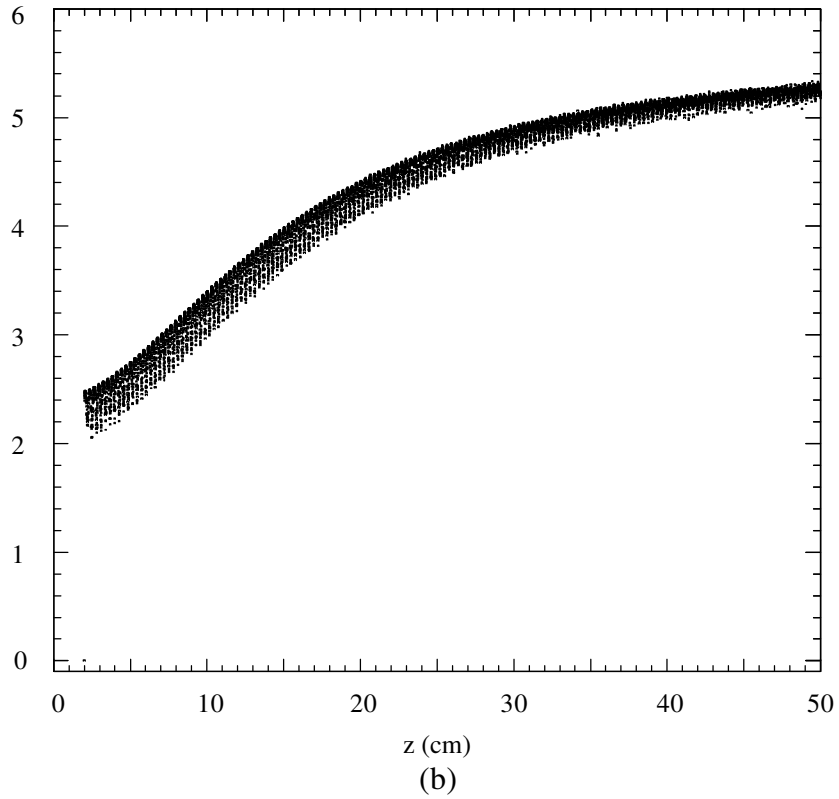
(b)

Abb. 2.1: (a) Schnitt durch eine 'normale' Helixwicklung.
(b) Hier gibt es Bereiche, in denen die Durchflugstrecke d_{eff} sehr klein wird.

- 'Optimierte' Wicklung:
  Hier versetzt man die obere Schicht bei z = 0 ebenfalls um einen Faserradius, wählt zudem aber einen mit dem Radius der Schichten skalierenden Helixparameter b (siehe Gleichung 2.1). Daher können die oberen Fasern nicht mehr in die Lücken der aneinandergelegten unteren Fasern gebracht werden. Dafür wird die Durchflugstrecke in den Fasern der oberen Schicht auf diese Weise immer dann maximal, wenn sie in den Fasern der unteren Schicht gerade am kleinsten ist (Abb. 2.2 a).



(a)



(b)

Abb. 2.2: (a) Schnitt durch eine 'optimierte' Helixwicklung.
(b) Wegen der angepaßten Geometrie der zweiten Schicht ist die Variation der Durchflugstrecken homogener

Bei Verwendung der optimierten Helix gestaltet sich zwar das Aufbringen der oberen Schichten schwieriger, jedoch ist man nur mithilfe der optimierten Helix in der Lage, die gewünschte Online-Analyse der Anregungsfunktionen durchzuführen. Die Online-Analyse beruht darauf, aus der Kenntnis der getroffenen Fasernummern eindeutig den Durchstoßpunkt eines Teilchens bestimmen zu können. Wie die mathematische Betrachtung im folgenden Abschnitt zeigt, kann die normalgewickelte Helix gerade diese Bedingung nicht erfüllen.

2.2 Mathematische Beschreibung der Helixwicklungen

Nachdem im vorigen Abschnitt das Prinzip der Helixwicklung erläutert wurde, soll nun die mathematische Beschreibung sowie die Zusammenfassung der wichtigen Kenngrößen der Helix erfolgen. Konstruktionsbedingt liegen folgende Werte fest:

- Kleinster nachweisbarer Streuwinkel: $\theta_{LAB}^{min} = 9°$
- Faserdurchmesser inklusive Klebstoff und EMA: $d = 2.6$ mm
- Mittlerer Radius der untersten Schicht: $R_1 = 81.3$ mm

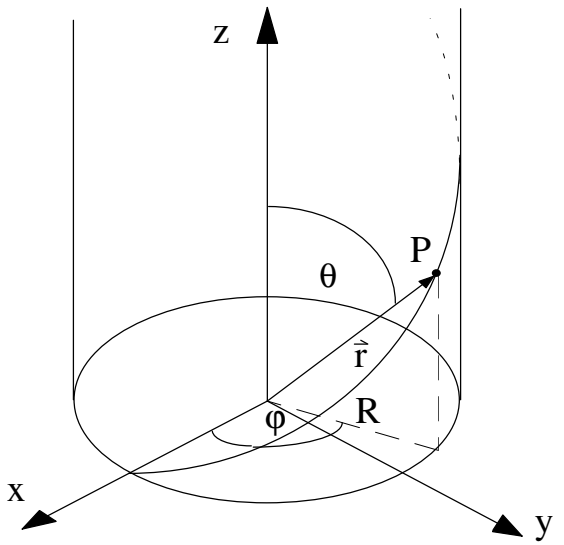


Abb. 2.3: Geometrische Beschreibung einer Helix mittels Aufpunktvektor $\vec{r}$

Der Ursprung des (xyz)-Koordinatensystemes liege im Targetmittelpunkt (siehe auch Abb. 2.1). Ein beliebiger Punkt P auf der Helix kann beschrieben werden durch den Aufpunktvektor

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R\cos\varphi \\ R\sin\varphi \\ b\cdot\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R\cos\varphi \\ R\sin\varphi \\ R/\tan\theta \end{pmatrix} \qquad (2.1)$$

mit dem Radius R, dem Azimutwinkel $\varphi \in [0;\Phi]$ und dem Helixparameter b, der die Steigung der Helix beschreibt. Durch $b > 0$ ($b < 0$) wird eine rechtsgewickelte (linksgewickelte) Helix definiert.
Aufgrund der Koplanaritätsbedingung und der räumlichen Targetausdehnung lassen sich elastische Ereignisse nur dann eindeutig nachweisen, wenn jede Helix im Azimut um nicht mehr als $\Phi = 170°$ abgewickelt wird. Die geometrischen Verhältnisse für eine zweischichtige Helix sind in Abb. 2.4 dargestellt:

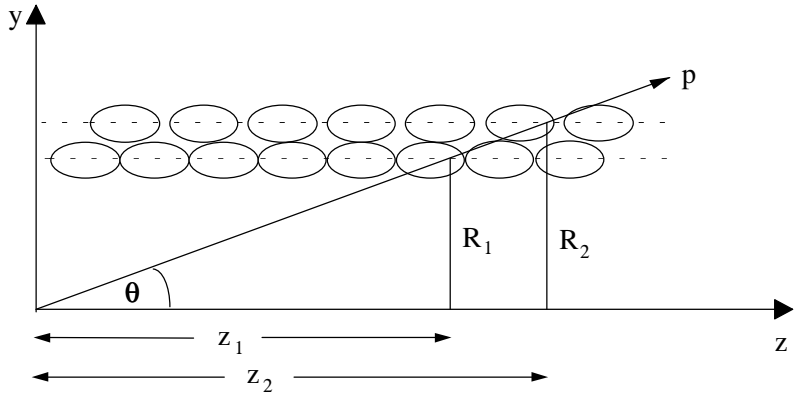


Abb. 2.4: Geometrische Verhältnisse bei Durchgang eines gestreuten Protons durch eine zweischichtige Helix. R_i bezeichnet den mittleren Radius einer Schicht.

Es gilt:
$$\tan\theta = \frac{R_1}{z_1} = \frac{R_2}{z_2} \; . \qquad (2.2)$$

(i) Normalgewickelte Helix:

Im Fall der normalgewickelten Helix ist b konstant für alle Schichten. Daraus folgt:

$$\begin{aligned} z_1 &= b \cdot \varphi_1 \\ z_2 &= b \cdot \varphi_2 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Für ein beliebiges, aber festes θ erhält man:

$$\tan\theta = \frac{R_1}{b \cdot \varphi_1} = \frac{R_2}{b \cdot \varphi_2} \tag{2.4}$$

$$\Leftrightarrow \qquad \frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \frac{R_2}{R_1} \quad . \tag{2.5}$$

$$\Rightarrow \qquad \Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \varphi_1 \cdot \left(\frac{R_2}{R_1} - 1 \right) = \frac{z_1}{b} \left(\frac{R_2}{R_1} - 1 \right) = f(z_1) \tag{2.6}$$

Dies bedeutet anschaulich folgendes: Nach Eintritt in die untere Schicht kann ein gestreutes Proton Licht in einer Faser erzeugen, die durch eine bestimmte Nummer gekennzeichnet ist. Nach Durchqueren der unteren Schicht, was dem Zurücklegen einer Strecke $\Delta z = d/\tan\theta$ in z-Richtung entspricht, trifft das Proton häufig eine weitere Faser in der oberen Schicht (Abb. 2.5 a). Die Fasern der oberen Schicht wurden derweil über die Strecke Δz um den Azimutwinkel $\Delta\varphi = \Delta z/b$ weiter abgewickelt. Je kleiner außerdem der Streuwinkel θ ist, desto größer wird die Strecke Δz. Wird nun eine bestimmte Faser der unteren Schicht unter verschiedenen Streuwinkeln θ getroffen, so kann es vorkommen, daß in der oberen Schicht jeweils unterschiedliche Fasern gleichfalls ein Signal liefern (Abb. 2.5 b). In diesem Fall ist Δz so groß geworden, daß $\Delta\varphi > \varphi_{Faser}$ gilt, wobei φ_{Faser} der Azimutwinkel ist, den eine Faser aufgrund ihrer effektiven Breite (siehe Anhang A.10) abdeckt. Für unterschiedliche Streuwinkel θ sprechen dann Fasern der oberen Schicht mit verschiedenen Nummern zusammen mit ein und derselben Faser der unteren Schicht an. Aufgrund dieses Sachverhaltes ist es unmöglich, rückwärtig allein aus den Nummern der getroffenen Fasern eindeutig die Winkel φ und θ in einer Online-Analyse zu bestimmen. Dieser Umstand macht die normale Wicklungsart für die innere Lage des EDDA-Detektors unbrauchbar.

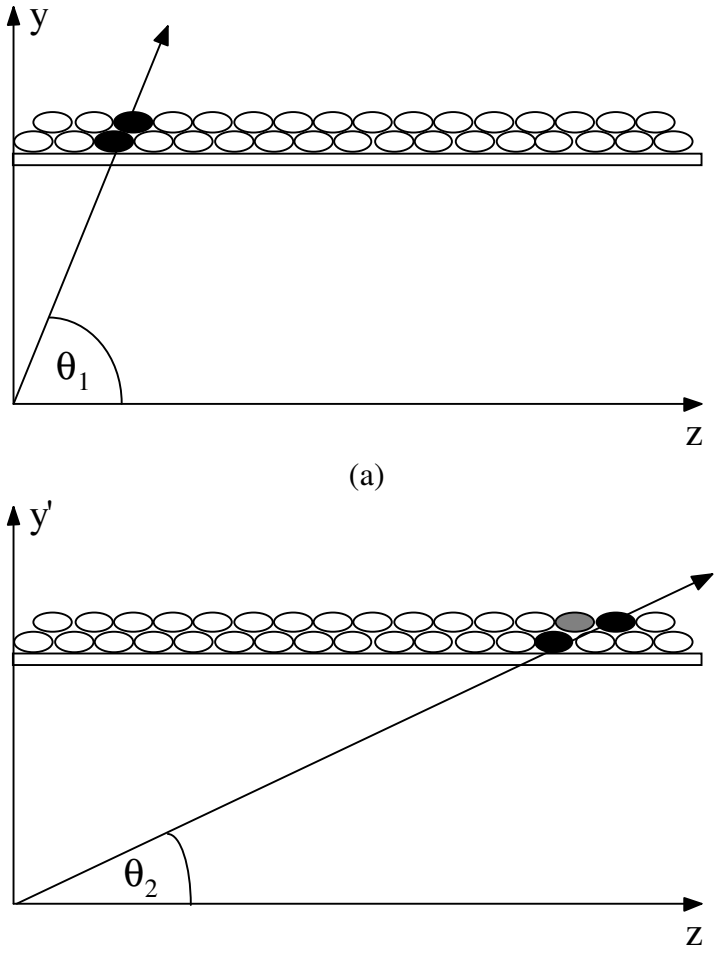


Abb. 2.5: Schnitt durch eine normalgewickelte Helix. In (b) wurde die y-Achse so gedreht, daß in beiden Darstellungen dieselbe Faser der unteren Schicht für verschiedene Streuwinkel ein Signal liefert (dunkel gekennzeichnet). In (a) ist die ebenfalls getroffene Faser der oberen Schicht gleichermaßen kenntlich gemacht. Unter einem kleineren Streuwinkel spricht nun eine andere Faser der oberen Schicht mit einer anderen Nummer an (b). Die ursprünglich in (a) getroffene Faser der oberen Schicht ist in (b) heller dargestellt.

(ii) Optimierte Helix:

Wie dieses Problem gelöst werden kann, läßt sich aus Gleichung 2.4 erkennen. Damit allein aus den Nummern der getroffenen Fasern ein

eindeutiges Zahlenpaar (θ, φ) zur Rekonstruktion des Durchstoßpunktes analysiert werden kann, darf b nicht für jede Schicht konstant sein, sondern es muß gelten:

$$z_1 = b_1 \cdot \varphi \qquad z_2 = b_2 \cdot \varphi \tag{2.7}$$

Mit Gleichung 2.2 also: $$\frac{b_1}{b_2} = \frac{R_1}{R_2} \tag{2.8}$$

Damit gilt: $$\varphi \cdot \tan\theta = \frac{R_1}{b_1} = \frac{R_2}{b_2} \tag{2.9}$$

Die Optimierung der Wicklung besteht also in der Forderung, daß der Helixparameter b der einzelnen Schichten mit den Radien skalieren muß. Die so optimierte Wicklung hat den weiteren wichtigen Vorteil einer Homogenisierung der Signalamplituden und damit der Effizienz (siehe auch Abb. 2.2).

Die Definition und Berechnung der weiteren Parameter der einzelnen Helixschichten findet sich in Anhang I. Obwohl die normalgewickelte Helix aus oben genannten Gründen nicht für den Bau des EDDA-Detektors in Frage kommt, werden die Ergebnisse der Rechnungen zur Verdeutlichung der Unterschiede beider Wicklungsarten in Tab. 2.1 bzw. Tab. 2.2 zusammengefaßt.

Normale Wicklung			Rechtshelix		Linkshelix	
			1.Schicht	2.Schicht	3.Schicht	4.Schicht
Länge in z	L_z	[mm]	513,3	513,3	513,3	513,3
Faserdurchmesser	d	[mm]	2,6	2,6	2,6	2,6
Radius der Schicht	R	[mm]	81,3	83,9	86,5	89,1
Helixparameter	b	[mm/deg]	3,04	3,04	-3,04	-3,04
Faserlänge	L_{eff}	[mm]	566,6	569,9	573,2	576,7
Krümmungsradius	ρ	[m]	3,32	3,22	3,13	3,05
Anzahl der Fasern	N_{max}		178	178	178	178
Wicklungswinkel	Φ	[deg]	169,02	169,02	-169,02	-169,02
Abwickelwinkel	α	[deg]	25,04	25,74	26,43	27,11
Faserausdehnung						
x - Richtung	σ_x	[mm]	2,87	2,89	2,90	2,92
z - Richtung	σ_z	[mm]	6,14	5,99	5,84	5,70

Tab 2.1: Parameter einer normalgewickelten, vierschichtigen Helix.

Optimierte Wicklung			Rechtshelix		Linkshelix	
			1.Schicht	2.Schicht	3.Schicht	4.Schicht
Länge in z	L_z	[mm]	513,3	529,7	546,1	562,6
Faserdurchmesser	d	[mm]	2,6	2,6	2,6	2,6
Radius der Schicht	R	[mm]	81,3	83,9	86,5	89,1
Helixparameter	b	[mm/deg]	3,04	3,13	-3,23	-3,33
Faserlänge	L_{eff}	[mm]	566,6	584,7	602,8	620,9
Krümmungsradius	ρ	[m]	3,32	3,43	3,53	3,64
Anzahl der Fasern	N_{max}		178	178	178	178
Wicklungswinkel	Φ	[deg]	169,02	169,02	-169,02	-169,02
Abwickelwinkel	α	[deg]	25,04	25,04	25,04	25,04
Faserausdehnung						
x - Richtung	σ_x	[mm]	2,87	2,87	2,87	2,87
z - Richtung	σ_z	[mm]	6,14	6,14	6,14	6,14
Doppelhelixauflösung						
x - Richtung	σ_x	[mm]	0,29			
z - Richtung	σ_z	[mm]	0,63			

Tab. 2.2: Parameter einer optimierten, vierschichtigen Helix.

2.3. Biegen der Fasern im Targetbereich

Neben den im vorigen Abschnitt abgeleiteten Eigenschaften muß die innere Lage außerdem einige weitere spezifische Anforderungen erfüllen. Das größte Problem stellen vier Aluminiumstutzen dar, die in $\Delta\varphi = 90°$ Abständen um den Targetbereich am Strahlrohr angebracht sind (Abb. 2.6). Diese Stutzen, die der Befestigung der Targetmechanik dienen, behindern die Auslese der Fasern. Zur Lösung des Problems bietet sich an, die 288 betroffenen Fasern individuell so zu biegen, daß sämtliche Fasern um die Stutzen herumgeführt werden können. Dafür sind jedoch Biegewinkel von bis zu 60° notwendig. Es wurde eine Methode entwickelt, die dennoch zu befriedigenden Photoelektronenzahlen führt (siehe Kapitel 3). Auch die übrigen 424 Fasern der optimierten Helix werden um den Abwickelwinkel α gebogen, so daß sie sich vor dem Target parallel zur Strahlachse an das Strahlrohr schmiegen. Diese Konstruktion ermöglicht es, die zu modularen Schichten verklebten Fasern am Target vorbei strahlabwärts lagenweise abzuziehen.

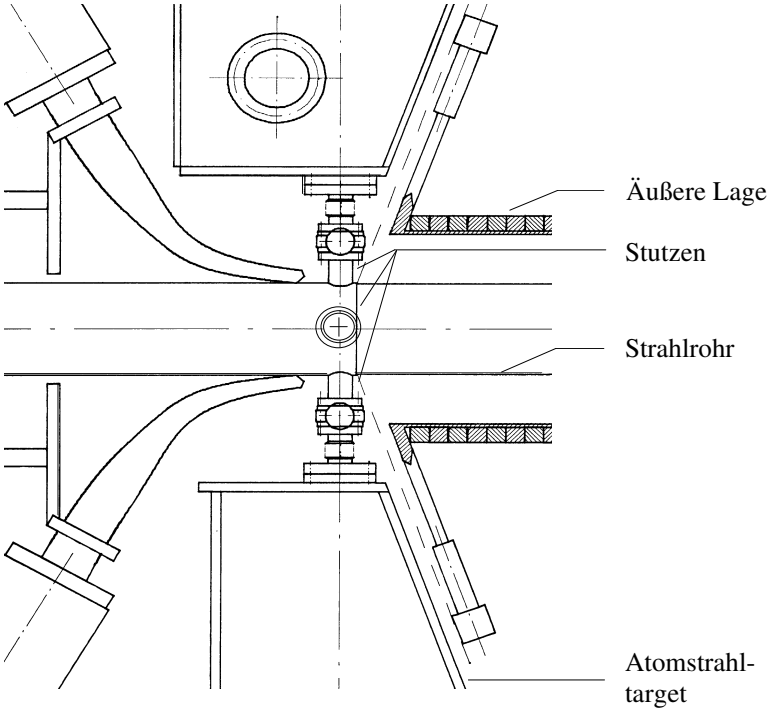


Abb. 2.6: Targetbereich des EDDA-Detektors. Zu sehen ist die äußere Lage mit Lichtleitern und Photomultipliern, ein Teil eines Atomstrahltargets, sowie links die zur Auslese herausgeführten Fasern der inneren Lage (andeutungsweise).

3. Szintillierende Fasern

Zum Nachweis ionisierender Teilchen erlangen szintillierende Fasern als ortsauflösende Detektorkomponenten immer größere Bedeutung. Sie zeichnen sich durch einfache Handhabbarkeit, hohe Strahlenresistenz und geringe Kosten aus. Zudem liefern sie schnelle Zeitsignale. Insbesondere eignen sie sich wegen der mechanischen Biegsamkeit für komplizierte Detektorgeometrien. Daher wird die Doppelhelix der inneren Lage des EDDA-Detektors aus szintillierenden Fasern aufgebaut. Um zu testen, welcher Fasertyp dazu am besten geeignet ist, wurden die in diesem Kapitel vorgestellten Messungen durchgeführt. Dabei wird nur kurz auf die Ergebnisse eingegangen, die zur Entscheidung über die Auswahl des Fasertypes beigetragen haben. Nähere Einzelheiten der Messungen werden ausführlich in [Zie93] behandelt.

3.1. Aufbau und Funktionsweise

Szintillierende Fasern bestehen aus den 3 Komponenten **Core**, **Cladding** und **EMA**.

- Core
  Der Szintillatorkern der Faser setzt sich zusammen aus Kohlenwasserstoffverbindungen $(CH)_x$ (z.B. Polystyrol, Polyvenyltoluene oder ähnliche Benzolringketten) und einem oder mehreren Wellenlängenschiebern WLS (z.B. BPBD, POPOP). Bei Durchgang ionisierender Teilchen werden im Szintillatorkern schwach gebundene π-Elektronen angeregt. Beim Zurückfallen in den Grundzustand erzeugen sie Floureszenz- bzw. Phosphoreszenzlicht. Um den Effekt der Autoabsorption gering zu halten, wird der Szintillator mit WLS geringer Konzentrationen dotiert. Diese absorbieren den größten Teil des ursprünglich erzeugten Lichtes und 'verschieben' es bei der Emission zu größeren Wellenlängen (Stokes-Shift) [Bir53], [Dav89]. Binäre Szintillatoren besitzen einen WLS (Konzentration $\leq 1\%$), während ternäre Szintillatoren mit zwei WLS (Konzentration des zweiten WLS $\leq 0.02\ \%$) dotiert sind.

- Cladding
  Den Kern umgibt eine dünne (10 - 50 μm) Schicht transparenten Kunststoffes (meist PMMA) mit einem Brechungsindex n_{clad}, der kleiner

als der Brechungsindex des Kernmateriales n_{core} ist. Das Cladding schützt den Szintillator vor mechanischen und chemischen Einflüssen. Außerdem vermindert es Laufzeitunterschiede des erzeugten Lichtes in den Fasern.

- EMA
  Über Kern und Cladding wird EMA (**e**xtra **m**ural **a**bsorber) aufgebracht. Es bewirkt bei ternären Szintillatoren eine Reduzierung des Übersprechens zwischen zwei Fasern. Vom ersten WLS emittiertes Licht, das in die zweite Faser einträte, wird vom EMA absorbiert bzw. zum Teil auch zurück in den Kern reflektiert. Weiterhin wird Rest- oder Streulicht durch EMA am Eintritt von außen in eine Faser gehindert.

Wichtigste Kenngröße einer szintillierenden Faser ist die Einfangeffizienz F_{capt}, die das Verhältnis der im Szintillator verbleibenden zu den insgesamt generierten Photonen angibt. Je nach Fasertyp variiert F_{capt} zwischen 3% und 5%.

3.2. Messungen mit minimalionisierenden Elektronen

Alle Messungen wurden in einer lichtdichten Holzkiste mit dem in Abb. 3.1 dargestellten Aufbau durchgeführt. Als ionisierende Teilchen wurden minimalionisierende Elektronen einer ^{90}Sr-Quelle eingesetzt.

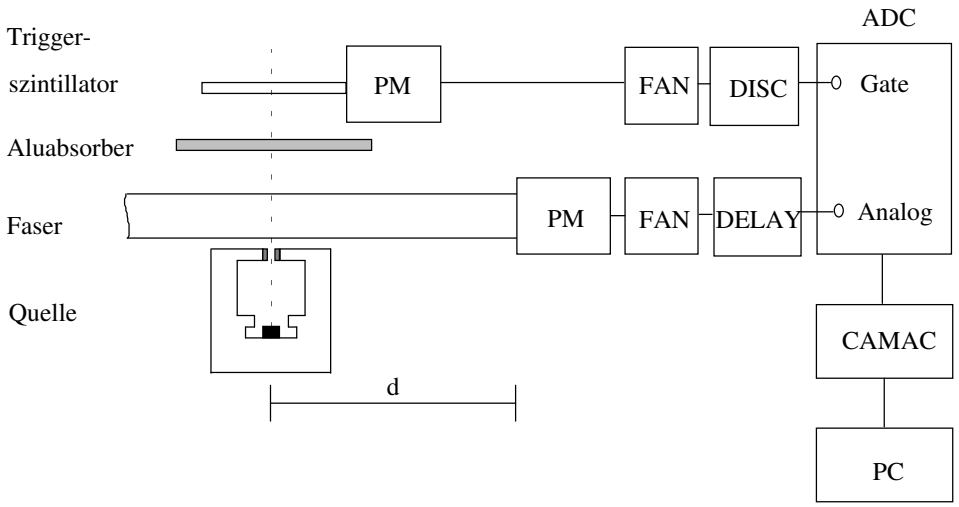


Abb. 3.1: Aufbau zur Vermessung szintillierender Fasern mitttels ^{90}Sr-Quelle

Aus den aufgenommenen ADC-Spektren wurden die Photoelektronenzahlen mithilfe des Single-Electron-Nachweises des verwendeten Multipliers (R1635-02 von Hamamatsu) bestimmt. Zu den Messungen standen folgende optische und szintillierende Fasern mit rundem bzw. quadratischem Querschnitt zur Verfügung:

- Bicron

BCF-98	2mm	○
BCF-10	1mm	□
	1mm	○
	2mm	□
	2mm	○
BCF-12	1mm	○
	2mm	○
	2.5mm	○

- Kyowa

PS clear	2mm	○
SCSF-81	1mm	□
	1mm	○
	2mm	□
	2mm	○
SCSF-81	1mm	○
(new clad)	2mm	○
	2.5mm	○

Daten und Herstellerangaben der getesteten Fasern finden sich in Anhang II.

- Abschwächungslängen und Photoelektronenzahlen

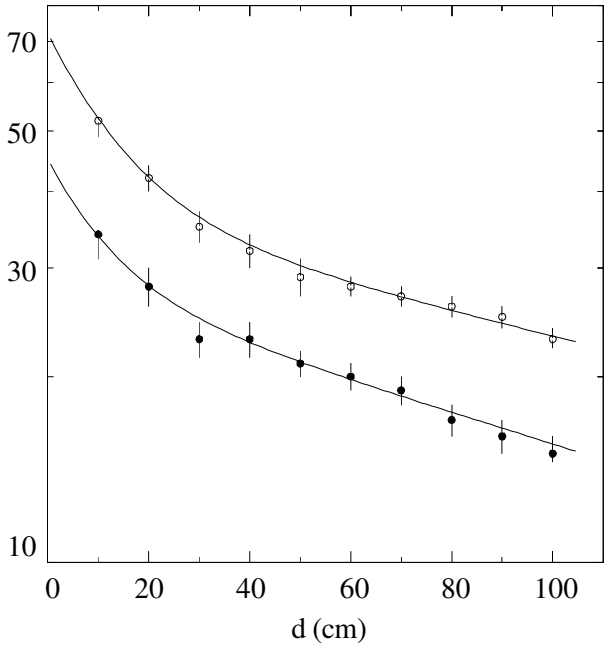


Abb. 3.2: Bestimmung der Abschwächungslängen:
○ Kyowa SCSF-81 new clad, rund (d =2 mm) mit EMA
• Bicron BCF-12, rund (d = 2 mm) mit EMA

In den Fasern erzeugtes Szintillationslicht wird auf seinem Weg zum Photomultiplier durch Absorption und nicht ideale Reflektionskoeffizienten abgeschwächt. Nach Zurücklegen der Abschwächungslänge λ ist die Intensität des ursprünglich erzeugten Lichtes auf 1/e abgefallen. Bei Abständen d < 30 cm erkennt man bei runden Fasern eine Abweichung vom angenommenen exponentiellen Abfall der Lichtintensität (Abb. 3.2). Für die höheren Photoelektronenzahlen in diesem Bereich ist das Cladding-Licht (siehe auch [Haw90]) verantwortlich. Licht, das vom Cladding eingefangen wurde, erleidet eine stärkere Abschwächung, als Kern-Licht. Deshalb trägt Cladding-Licht nur bei kleinen Abständen zu erhöhten Photoelektronenzahlen bei. Bei der Bestimmung der Abschwächungslängen wurde dieser Effekt berücksichtigt. An die Meßwerte wurde ein Fit der Art

$$N_{PE} = N_{clad} \cdot e^{-d/\lambda_{clad}} + N_{core} \cdot e^{-d/\lambda_{core}} \qquad (3.1)$$

gelegt. Der erste Summand gibt den Einfluß des Cladding-Lichtes mit der Abschwächungslänge λ_{clad} wieder, der zweite Summand enthält die Abschwächungslänge λ_{core}, die für das Kernlicht maßgeblich ist. Die Ergebnisse der Messungen sind in Tab. 3.1 eingetragen.

				[cm]		[cm]
Kyowa						
SCSF-81	1mm	□		20 ± 2	8 ± 3	10 ± 1	109 ± 14
	1mm	❍		11 ± 1	10 ± 2	12 ± 1	69 ± 8
	2mm	□		21 ± 2	11 ± 2	37 ± 3	52 ± 9
	2mm	❍		28 ± 2	8 ± 2	35 ± 3	75 ± 6
SCSF-81	1mm	❍		3 ± 1	2 ± 1	10 ± 1	101 ± 11
(new clad)	2mm	❍		18 ± 1	28 ± 3	41 ± 4	166 ± 15
	2.5mm	❍		38 ± 3	9 ± 2	57 ± 4	158 ± 12
	2mm	❍	+ EMA	35 ± 3	14 ± 2	37 ± 3	182 ± 13
	2.5mm	❍	+ EMA	38 ± 3	11 ± 2	57 ± 3	246 ± 16
Bicron						
BCF-10	1mm	□		9 ± 1	8 ± 3	8 ± 1	79 ± 11
	1mm	❍		4 ± 1	10 ± 2	16 ± 1	67 ± 9
	2mm	□		21 ± 2	11 ± 2	29 ± 2	83 ± 8
	2mm	❍		33 ± 3	12 ± 2	37 ± 3	132 ± 13
BCF-12	1mm	❍		6 ± 2	9 ± 2	17 ± 2	119 ± 14
	2mm	❍		22 ± 2	18 ± 3	23 ± 2	225 ± 15
	2.5mm	❍		20 ± 2	15 ± 3	37 ± 3	194 ± 11
	2mm	❍	+ EMA	17 ± 2	12 ± 2	28 ± 2	172 ± 12
	2.5mm	❍	+ EMA	13 ± 2	8 ± 2	34 ± 3	144 ± 13

Tab. 3.1: Abschwächungslängen der getesteten Fasertypen

Die Fehler der Fitwerte betragen etwa 10%. Hier gehen die statistischen Fehler der Bestimmung der mittleren Photoelektronenzahlen aus den aufgenommenen ADC-Spektren ein. Diese ergeben sich aus der Peakform unter Annahme einer Poisson-Verteilung aus der Halbwertsbreite FWHM zu $\sigma = \mathrm{FWHM}/2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}$ und liegen in der Größenordnung 5% - 10%.

In den Abb. 3.3 und 3.4 sind die gemessenen Photoelektronenzahlen eines Fasertypes gegen dessen Durchmesser aufgetragen. Die eingezeichneten Kurven stellen quadratische Fitkurven dar.

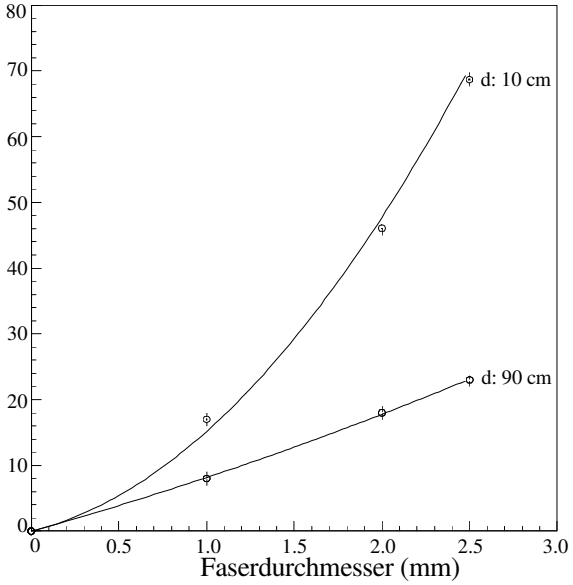


Abb. 3.3: Zahl der Photoelektronen (Bicron BCF-12)

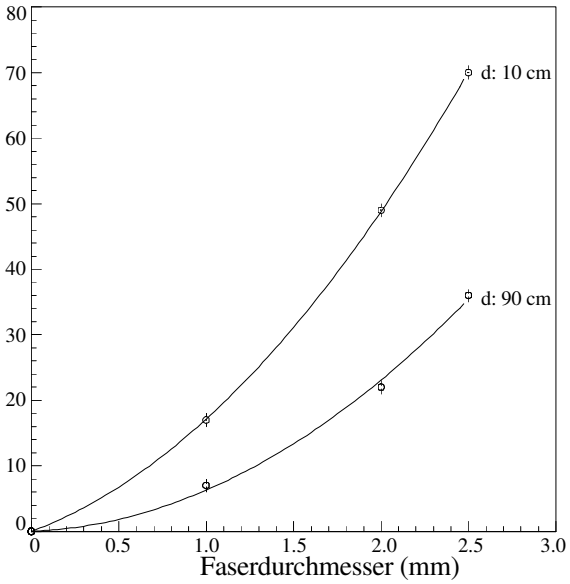


Abb. 3.4: Zahl der Photoelektronen (Kyowa SCSF-81 new clad)

Als Ergebnis bleibt festzuhalten, daß Fasern mit 1 mm und 2 mm Durchmesser aufgrund der geringen Photoelektronenzahlen nicht zum Bau der inneren Lage des EDDA-Detektors geeignet sind. Fasern mit quadratischem Querschnitt scheiden ebenso aus. Beim Abwickeln quadratischer Fasern treten sehr hohe Torsionskräfe auf, die zu Beschädigungen des Cladding, den sog. 'micro-cracks' führen. Diese 'micro-cracks' bewirken einen starken Verlust der Intensität des Szintillationslichtes der betroffenen Faser. Daher konzentrieren sich die weiteren Betrachtungen auf Fasern mit rundem Querschnitt von 2.5 mm Durchmesser.

- ## Thermoplastische Verformung der Fasern

Zur Auslese der Fasern der inneren Lage strahlaufwärts ist es notwendig, 288 Fasern um die in Abb. 2.6 dargestellten Targetstutzen herumzuführen. Dabei soll der vom Detektor abgedeckte Winkelbereich nach Möglichkeit nicht eingeschränkt werden. Diese Forderung ist jedoch nicht zu erfüllen, wenn man sich nur auf die mechanische Elastizität der Fasern beschränkt. Um wesentlich geringere Krümmungsradien zu erhalten, müssen die Fasern thermoplastisch verformt werden.
In den durchgeführten Tests wurden die Fasern mit Wasserdampf lokal erwärmt und unter leichtem Druck langsam gebogen. Der Dampfstrahl war durch eine 4 mm weite Lochblende begrenzt. Auf diese Weise ließen sich Krümmungsradien von 0.5 - 1 cm an der Biegestelle realisieren. Untersucht wurde anschließend, wieviel Licht durch das Biegen einer Faser verlorengeht. In den Messungen wurde insbesondere geprüft, wie sich die Lichtintensität der Faser mit 2.5 mm Durchmesser von Bicron (BCF-12) im Vergleich zum Typ von Kyowa (SCSF-81 new clad) verhält. Vergleichsmessungen einer Faser jeweils ohne bzw. mit Biegung ließen auf die relative Lichtintensität schliessen. Zwischen Biegewinkeln von 10° bis 90° liegen die Photoelektronenzahlen der Faser von Kyowa um durchschnittlich 15% über denen der Bicron-Faser.
Berücksichtigt man weiterhin, daß für etliche Fasern der inneren Lage sogar ein zweimaliges Biegen erforderlich ist, schneiden die Kyowa-Fasern nochmals besser ab: Um realistische Versuchsergebnisse zu erhalten, wurde eine 1 m lange Faser bei Abständen d = 50 cm und d = 55 cm mit jeweils 60°-Biegungen versehen. Die gemessenen Photoelektronenzahlen aus Tab. 3.2 machen deutlich, daß die Faser von Bicron in dieser Konfiguration praktisch unbrauchbar ist.

d [cm]	Kyowa SCSF-81 new clad N_{PE}	Bicron BCF-12 N_{PE}
60	21 ± 3	3 ± 1
70	20 ± 3	3 ± 1
80	19 ± 3	2 ± 1
90	19 ± 3	2 ± 1
100	24 ± 4	2 ± 1

Tab. 3.2: Gemessene Photoelektronenzahlen bei Doppelbiegungen von je 60° (Faserdurchmesser 2.5 mm)

Während der Tests konnte eine weitere interessante Feststellung getroffen werden. In den Biegeversuchen waren die Fasern vollständig mit EMA versehen. Wurden die Biegestellen dagegen vom Auftragen des EMA ausgenommen, die restliche Faser aber wie bisher mit EMA bedeckt, wurde in allen Messungen eine Steigerung der Photoelektronenzahlen um wenigstens 20% beobachtet.

Zusammenfassend läßt sich feststellen:
Aufgrund der relativ geringen Photoelektronenzahlen, die mit szintillierenden Fasern im Vergleich zu normalen Plastikszintillatoren zu erzielen sind, müssen für die innere Lage Fasern mit rundem Querschnitt von 2.5 mm Durchmesser eingesetzt werden. Wie die Ergebnisse der Biegeversuche gezeigt haben, erweisen sich einzig Fasern des Typs Kyowa SCSF-81 new clad als verwendbar. Damit konnte die Frage der Faserwahl eindeutig entschieden werden.

4. Aufbau und Test des Prototypen

In den bisherigen Tests wurden szintillierende Fasern hinsichtlich ihrer Eigenschaften mit minimalionisierenden Elektronen einer ^{90}Sr-Quelle untersucht. Um Messungen mit Protonen durchführen zu können, bestand die Möglichkeit, am Beschleuniger SATURNE in Saclay/Paris an einer Strahlzeit parasitär teilzunehmen. Im Hauptexperiment dieser Strahlzeit wurden Anregungsfunktionen der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3He + X$ im Energiebereich 1280-2000 MeV zur Vermessung verschiedener Mesonresonanzen (ω, η', ϕ, K^+K^-- und $K^0\overline{K}^0$-Produktion) aufgenommen. Neben Deuteronen und Pionen wurden vor allem Protonen in das Spektrometer SPES 4 gestreut, hinter dessen Fokalebene FI der Testaufbau positioniert wurde (Abb. 4.1). Mithilfe der Protonen wurden Photoelektronenzahlen für zwei verschiedene Photomultipliertypen bestimmt. Dabei mußten aufgrund der im Hauptexperiment eingesetzten Drahtkammern niedrige Zählraten kleiner 3 Hz in Kauf genommen werden. Mit den gewonnenen Daten ließen sich absolute Effizienzen ermitteln und zu erwartende Photoelektronenzahlen für die innere Lage des EDDA-Experimentes hochrechnen. Messungen wurden sowohl mit einer normalgewickelten, als auch mit einer optimierten Helix durchgeführt. Da jedoch die normale Helix keine Verwendung im EDDA-Experiment finden wird (vergleiche Kapitel 2), werden im folgenden nur die Ergebnisse der optimierten Helix vorgestellt.

4.1. Erstellung des 1:1-Modells

Es wurde der Prototyp einer optimierten, rechtsgewickelten, zweischichtigen Helix erstellt (siehe Abb. 4.2). Zum Zeitpunkt des Baus wurde für die einzelnen Schichten ein Helixparameter b = 3.08 mm/deg verwendet. Es kamen ausschließlich runde szintillierende Fasern SCSF-81 new clad von Kyowa mit 2.5 mm Durchmesser zum Einsatz. Die untere Schicht bestand aus 7, die obere Schicht aus 6 Fasern dieses Types. Alle Fasern waren 850 mm lang und nach etwa 560 mm mit einem Knick von 25° versehen, wie es für die Mehrzahl der Fasern später im EDDA-Detektor vorgesehen ist. Auf alle Fasern war bis zur Biegestelle EMA (Bicron BC-620) aufgetragen. An der Ausleseseite wurden die Fasern mit Unipol [Uni90] poliert, während sie am anderen Ende mit Schleifpapier der Körnung 500 matt geschliffen waren. Vorversuche ergaben für dieses Verfahren der Faserendflächenbehandlung die besten Ergebnisse. Die Auslese erfolgte wahlweise mit 16 Einzel-Photomultipliern R1635-02 oder mit einer 16-Kanal-Röhre R4760 (beide Typen von Hamamatsu).

Technische Daten der Photomultiplier finden sich in Anhang III. Zur Kopplung der Fasern an die Multiplierfenster wurde optisches Fett benutzt, um mechanische Toleranzen der Faserhalterung auszugleichen. Als Träger für die Fasern der Helix wurde ein PVC-Rohr verwendet. Es besaß die gleichen Dimensionen, die das COSY-Strahlrohr im EDDA-Experiment haben wird. Die Fasern der unteren Schicht wurden mit Cyanacrylatklebstoff auf eine auf dem Rohr befestigte Papierschablone geklebt. Die obere Lage wurde mit einer weiteren Schablone als Montagehilfe befestigt. Über die Fasern beider Schichten verteilter Kunstharzklebstoff sorgte für einen stabilen Klebverbund. In vorhergehenden Tests konnten keine negativen Auswirkungen der Klebstoffe auf die Fasereigenschaften festgestellt werden.

Um Messungen unter verschiedenen Winkeln θ_{LAB} zu ermöglichen, war der gesamte Aufbau aus Trägerrohr, Helix und Photomultipliern beweglich positionierbar. Zur Einstellung von θ_{LAB} gegenüber dem SATURNE-Strahl war der Aufbau drehbar um die y-Achse. Die Protonen durchquerten auf diese Weise zuerst die obere Schicht szintillierender Fasern, anschließend die untere Schicht und zuletzt das Trägerrohr. Nach Gleichung 2.2 besteht eine Korrelation zwischen Streuwinkel θ_{LAB} und der z-Koordinate des Eintrittsortes der Protonen in die Helix. Der Winkel θ_{LAB} im Testaufbau nach Abb. 4.2 ist zwar nicht identisch mit dem Streuwinkel θ der Gleichung 2.2, jedoch entsprechen sich θ_{LAB} und θ, wenn man die Richtung des Teststrahls invertiert. Für Messungen mit unterschiedlichem θ_{LAB} wurden die zugehörigen z-Werte durch Verschieben des Meßaufbaues längs der Trägerrohrmittelachse eingestellt. Da weiterhin nur ein schmaler Streifen der Helix auf dem Rohr befestigt war, wurden die Fasern durch eine Drehung in φ um die Rohrmittelachse auf Strahlhöhe gebracht ($z \sim \varphi$).

Triggerszintillatoren (siehe Abb. 4.2 und Abb. 4.4) definierten die Position des Protonenstrahles auf der Helix. Sie bestanden aus sich überdeckenden szintillierenden Fasern mit quadratischem Querschnitt und bildeten einen Quader der Ausmaße 6×6×7 mm^3. Die Auslese der Triggerfasern erfolgte durch vier Photomultiplier R1635-02. Damit die Trigger nicht unterschiedlich große Bereiche auf der Helix abdeckten und ein Vergleich der Meßwerte untereinander möglich wurde, mußte die Projektion der Triggerfläche auf die Helix unabhängig vom gewählten Winkel θ_{LAB} sein. Um dies zu erreichen wurden die Trigger bei Einstellung eines Meßwertes gleichzeitig mit dem Trägerrohr um denselben Winkel θ_{LAB} gedreht. Damit verkleinerte sich jedoch die Triggerfläche gegenüber dem Protonenstrahl, so daß für kleine Winkel eine sinkende Zählrate $N \sim \sin \theta_{LAB}$ zu erwarten war. Da in der Auswertung Zählraten der einzelnen Fasern verglichen werden, mußte weiterhin sichergestellt sein, daß die einzelnen Fasern der Helix durch gleich große Projektionsflächen der Trigger abgedeckt wurden. Um dies zu gewährleisten, wurden die Trigger gegen die x-y-Ebene um den Abwickelwinkel α angestellt (siehe Abb. 4.4).

Die elektronische Verarbeitung der Multipliersignale ist in Abb. 4.3 dargestellt. Um eventuelle geometrische Dejustierungen des Aufbaus relativ zur

Strahlachse während der Messung feststellen zu können, wurden die Scaler-Werte nicht mit dem PC, sondern als 'Online'-Rohdaten ausgelesen. Mit I_1 und I_2 sind Szintillationszähler des Hauptexperimentes bezeichnet, deren Signale kurzzeitig ebenfalls zur Verfügung standen.

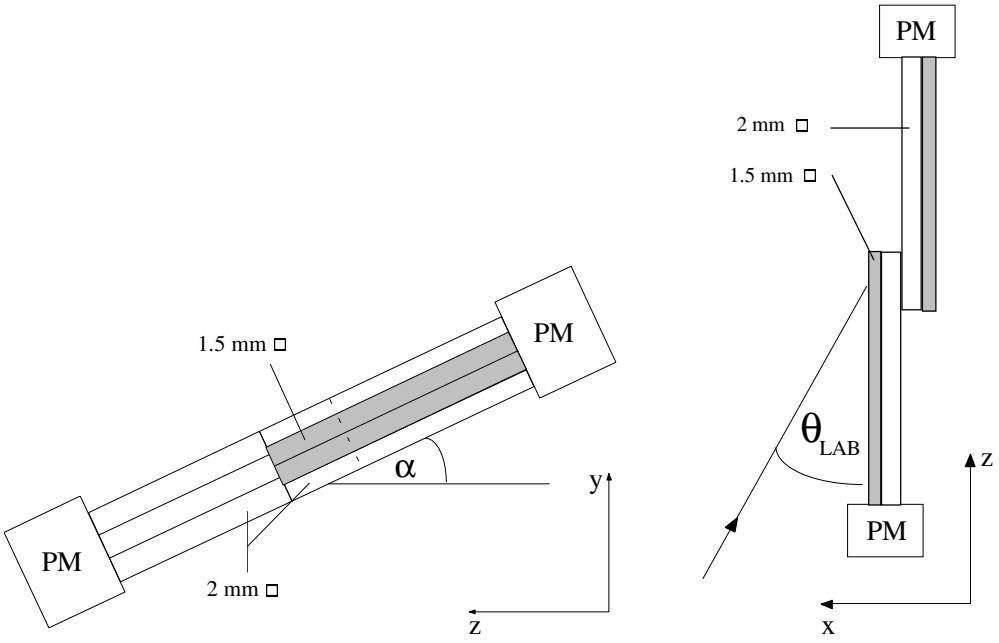


Abb. 4.4: Aufbau der Trigger mittels szintillierender Fasern quadratischen Durchmessers (2 mm und 1.5 mm). Beschreibung siehe Text.

4.2. Durchführung der Messungen

Durch Drehung des Trägerrohres inklusive Helix und der Trigger-szintillatoren wurde der gewünschte Streuwinkel θ_{LAB} eingestellt. Anschließend erfolgte die Justierung der zugehörigen Werte bezüglich z-Koordinate und Azimutwinkel φ. Für die optimierte Helix wurden 7 verschiedene Streuwinkel eingestellt. Die Messungen der Kapitel 4.4 wurden mit Multipliern des Types R1635-02 durchgeführt, die mit einer Kathodenspannung von V_{HT} = -1250 V betrieben wurden. In zwei weiteren Messungen mit der optimierten Helix wurde der neuartige 16-Kanal-Multiplier R4760 getestet (siehe Kapitel 4.5). Auch für diesen Typ wurde V_{HT} = -1250 V gewählt. Bei allen Messungen wurden die Diskriminator-schwellen der Trigger- und der Faserzweige auf einen Wert von - 40 mV eingestellt.

4.3. Auswertung

Vom Zwischenbild bis zur letzen Fokalebene beträgt die Länge des Spektrometers SPES4 16.2 m. Diese Strecke erlaubte es, zu Beginn des Experimentes ein Flugzeitspektrum der ins Spektrometer gestreuten Teilchen aufzunehmen. Den Startpuls für den TDC (LeCroy 2228A) bildeten die in Koinzidenz geschalteten Triggersignale T1a und T1b des Testaufbaus, den Stoppuls die entsprechend verzögerten koinzidenten Signale der Szintillationsdetektoren I1 und I2 am Zwischenbild des SPES4. Bei Verwendung eines flüssigen Deuteriumtargets erreichten neben Protonen auch Pionen und Deuteronen die Helix. Das Verhältnis der Teilchen betrug bei einer Strahlenergie T = 1.54 GeV, einem Spektrometerimpuls p = 867 MeV/c und einem Streuwinkel $\theta = 0°$: Protonen 83%, Pionen 12%, Deuteronen 5%. Es war nicht möglich, weitere Flugzeitspektren aufzunehmen, da die Signale der I-Zähler des Hauptexperimentes nicht länger zugänglich waren. Daher war es auch nicht durchführbar, in der Auswertung durch Setzen von Schwellen in Flugzeitspektren einzig die Signale der Protonen heranzuziehen. Näherungsweise wurden deshalb bei der Auswertung der ADC-Spektren alle oberhalb des Nullkanales eingetragenen Ereignisse Protonen zugeordnet, deren kinetische Energie etwa 300 MeV betrug. Unter der Annahme, daß sich das Verhältnis der Teilchen untereinander bei den verschiedenen Spektrometereinstellungen nicht ändert, läßt sich die mit der Näherung verbundene Unsicherheit bzgl. des mittleren Energieverlustes dE/dx in Polystyrol abschätzen: Der relative Fehler, den man bei Vernachlässigung der Einflüsse von Pionen und Deuteronen eingeht, beträgt nur ca. 2%.

Zur Analyse der Intensitätsverteilung wurde die Gesamtzahl der registrierten Ereignisse jeder Faser der Helix für die verschiedenen Streuwinkel betrachtet. Die Analyse der ADC-Spektren gestattete weiterhin eine Bestimmung der absoluten Effizienzen E_{exp} der Helixlagen für verschiedene Streuwinkel θ_{LAB}. Man erhielt E_{exp} aus dem Verhältnis der Zahl registrierter Ereignisse oberhalb einer gesetzten Schwelle relativ zur Gesamtzahl der Triggerereignisse. Abhängig davon, welche Fasern zur Auswertung herangezogen werden, konnte zwischen E_{exp} der gesamten Helix, einzelner Schichten oder bestimmter Faserkombinationen differenziert werden.

Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen wurde bei einer Gatebreite von 50 ns und einer mittels Scaler aufgenommenen Zählrate eines nicht in Koinzidenz geschalteten Triggerszintillators von 9 Hz/mm^2 aus den Flächenverhältnissen von Trigger und Helixfaser abgeschätzt. Danach lag die Zahl der zufälligen Koinzidenzen in der Größenordnung 10^{-5} und wurde vernachlässigt.

4.4. Ergebnisse der optimierten Helix

4.4.1. Intensitätsverteilung

Bei diesen Messungen lassen sich zwei Aspekte erwarten. Zum einen sollte sich nach den Vorhersagen aus Kapitel 2 durch die Optimierung keinerlei Versatz bzgl. der Zählraten von Fasern der oberen Schicht gegen Fasern der unteren Schicht bei verschiedenen Streuwinkeln nachweisen lassen. In Abb. 4.5 ist die Zählratenverteilung der Fasern der verschiedenen Schichten veranschaulicht. Fasern der unteren Schicht sind einer ungeraden Nummer zugeordnet, wohingegen die Fasern der oberen Schicht gerade Nummern besitzen.

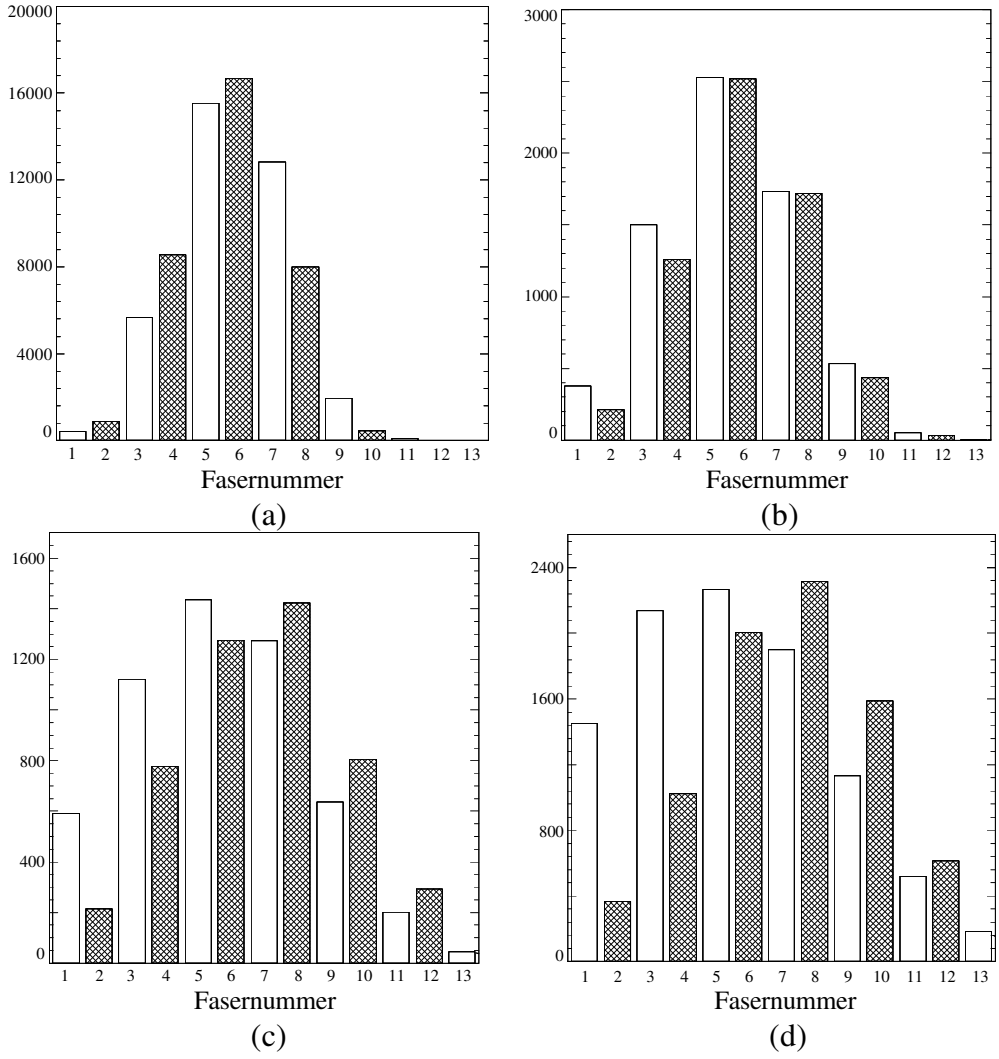


Abb. 4.5: Zählratenverteilung der optimierten Helix für verschiedene Streuwinkel θ_{LAB}: (a) 76.2° (b) 42.1° (c) 16.8° (d) 12.6°
□ Fasern der unteren Schicht ■ Fasern der oberen Schicht

Die Verteilungen in Abb. 4.5 zeigen, daß auch bei der vermeintlich optimierten Helix eine Verschiebung der Schichten gegeneinander für kleiner werdende Streuwinkel θ_{LAB} auftritt. Der Grund liegt zum einen in dem unterschiedlichen Helixparameter b, der beim Bau der Helix gewählt wurde. Er weicht um etwa 0.5% vom berechneten Wert aus Tab. 2.2 ab. Gleichzeitig muß eine Schablone zum Aufbringen der Fasern mit einer Schablone der normalen Helix vertauscht worden sein. Ingesamt ergab sich nämlich zwischen beiden Schichten eine Differenz in der Länge L_z von etwa 3 cm. Theoretisch sollte ΔL_z nur 1.6 cm betragen. Die Differenz führt zu dem beobachteten Versatz bzgl. der Zählraten von bis zu 2 Fasernummern für kleine Streuwinkel. Trotz dieser Schwierigkeit soll die Auswertung der Meßdaten im folgenden vorgestellt werden.
Des weiteren wird die Intensitätsverteilung des durch die Trigger definierten Teststrahles näherungsweise gaußförmig angenommen. Geht man bezüglich der räumlichen Strahlverteilung und bezüglich einer Verteilung bedingt durch Kleinwinkelstreuung in den durchdrungenen Materialien von einer Gaußverteilung aus, so erhält man für die Intensitätsverteilung durch Faltung wiederum eine Gaußverteilung. Aufgrund der Kleinwinkelstreuung in Triggermaterial, Fasern der Helix und PVC-Rohr sollte sich die Standard-abweichung σ dieser Verteilung mit abnehmendem Streuwinkel vergrößern. Um die Verbreiterung der gemessenen Verteilungen zu verifizieren, wurde an die Meßwerte ein Gauß-Fit gelegt (siehe Abb. 4.6 und 4.7). Die Standardabweichungen dieser Fitkurven sind in den Abbildungen ebenfalls eingetragen. Um die Effekte theoretisch abzuschätzen und mit den Messungen zu vergleichen, wurde eine Simulation mit dem Programmpaket GEANT der CERN-Programm-Bibliothek [Cer89] durchgeführt. Hierzu wurde der Durchgang von Protonen einer kinetischen Energie von 300 MeV durch einen Abb. 4.2 analogen Detektoraufbau simuliert. Dazu war es notwendig, auch die endliche Strahldivergenz des durch den Trigger 1 erfaßten Teststrahles zu berücksichtigen (horizontal $\pm$ 5 mrad, vertikal $\pm$ 2 mrad). Nur solche Protonen, die trotz simulierter Kleinwinkelstreuung und Strahldivergenz in Trigger T2a und T2b ein koinzidentes Signal erzeugen, wurden zur Auswertung der Zählratenverteilung herangezogen. Zum Vergleich der gemessenen Standardabweichungen mit den simulierten Werten wurden für die Messung mit $\theta_{LAB} = 12.6°$ nur die Fasern der oberen Schicht zum Anlegen der Fitkurve verwendet. Wie in Abb. 4.5 zu erkennen ist, wurde diese Schicht zentraler getroffen, als die untere Lage. Der Vergleich zeigt, daß die erwartete Verbreiterung für kleinere Streuwinkel durch Strahldivergenz und Kleinwinkelstreuung bestätigt wird.

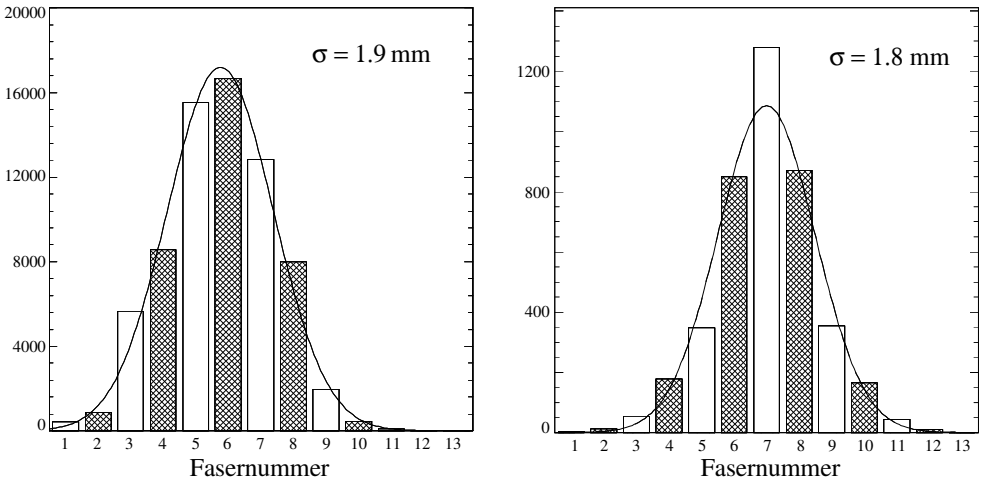


Abb. 4.6: Gauß-Fit und Standardabweichung der Intensitätsverteilung für θ_{LAB} = 76.2°: (a) gemessen (b) simuliert

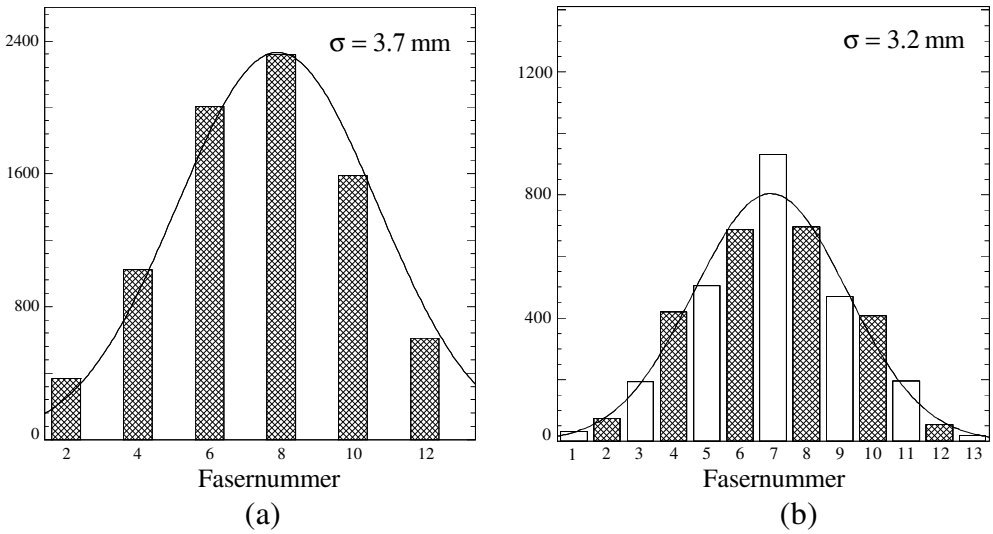


Abb. 4.7: Gauß-Fit und Standardabweichung der Intensitätsverteilung für θ_{LAB} = 12.6°: (a) gemessen (b) simuliert

4.4.2. Absolute Photoelektronenzahlen

In Abb. 4.8 sind die gemessenen Photoelektronenzahlen (PE-Zahlen) dargestellt. Die durchgezogene Linie entspricht einer mithilfe des GEANT-Programmes simulierten Verteilung der PE-Zahlen über die Länge L = 500 mm der inneren Lage. Die Berechnung erfolgte mit Parametern, die aus Labormessungen ermittelt wurden. Da die Schrittweite der Berechnung in z-Richtung sehr klein (0.1 mm) gewählt wurde, mußte die Auflösung der berechneten Verteilung den Verhältnissen der Messungen angepaßt werden. Hierzu wurden die berechneten PE-Zahlen über einen Bereich gemittelt, der der Triggerfläche in z-Richtung entspricht. Dies äußert sich in einer kleinen oszillierenden Struktur der Kurve. Von einem Minimum bei den größten Streuwinkeln (entsprechend den kleinsten z-Werten) steigt die PE-Zahl bis zu einem Maximalwert an. Erst für Abstände oberhalb etwa 350 mm bewirkt die Abschwächung im Szintillatormaterial einen schwachen Abfall der simulierten PE-Zahlen.

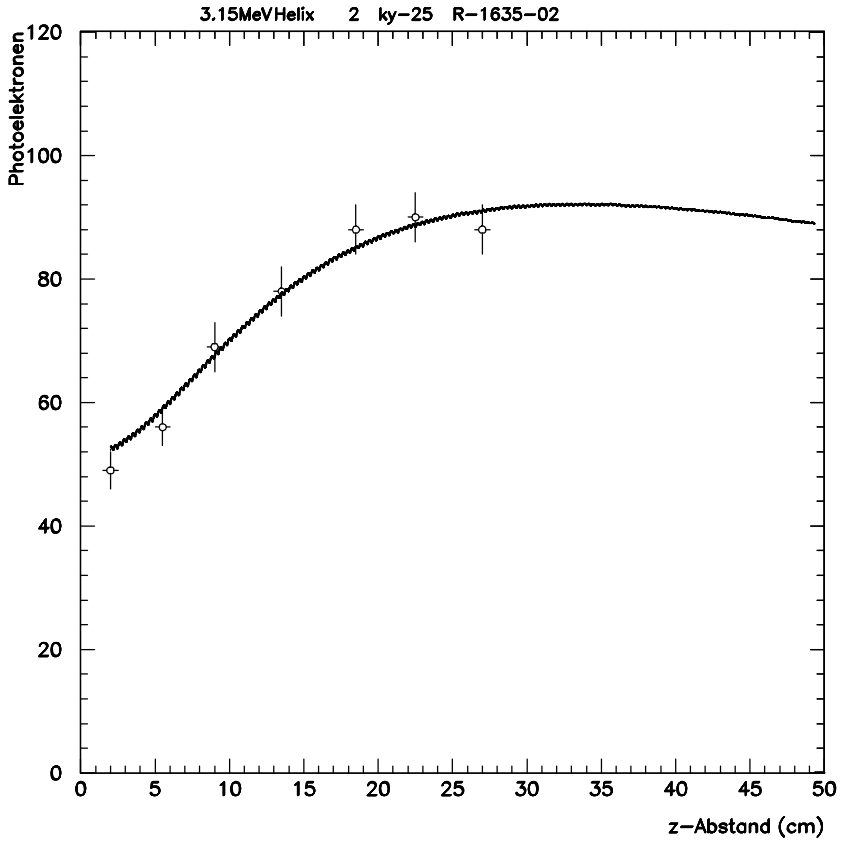


Abb. 4.8: Gemessene und simulierte Photoelektronenzahlen der optimierten Helix

Zu beachten ist, daß in den Messungen keine minimalionisierenden Protonen verwendet wurden, sondern die Protonen bei Erreichen der Trigger eine kinetische Energie von etwa 300 MeV besaßen. Die Energiedeposition in den Fasern lag damit um c.a. 65% höher (siehe Abb. 4.9), als bei minimalionisierenden Protonen. Daher kamen verhältnismäßig hohe PE-Zahlen zustande.

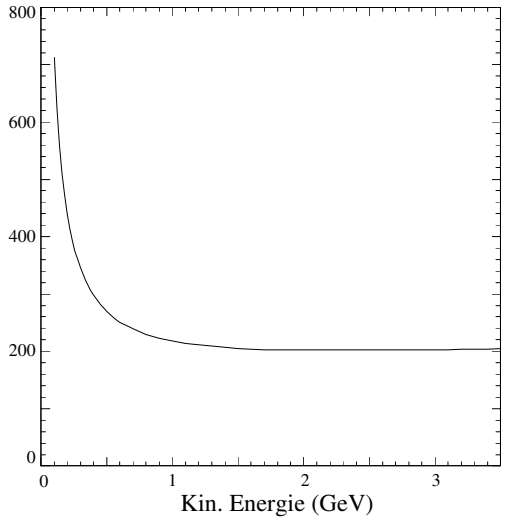


Abb. 4.9: Energieverlust nach Bethe-Bloch für Protonen in Polystyrol

4.4.3. Effizienzen

In Abb. 4.10 sind die Effizienzen E_{exp} der einzelnen Schichten bzw. der Gesamthelix in Abhängigkeit von der Schwelle aufgetragen. Dazu wurden in der Software-Analyse für alle Fasern der Helix gleichermaßen die Schwellen sukzessive erhöht. Die Umrechnung der Schwelle von Kanalzahlen in Spannungswerte U_S erfolgte mit Kenntnis der technischen ADC-Daten und der Signaldauer t_{Signal}:

$$U_S = R \cdot \frac{Q_{Channel}}{t_{Signal}/2} ,$$

mit $Q_{Channel}$ = - 0.25 pC, R = 50 Ω und $t_{Signal} \approx 20$ ns.

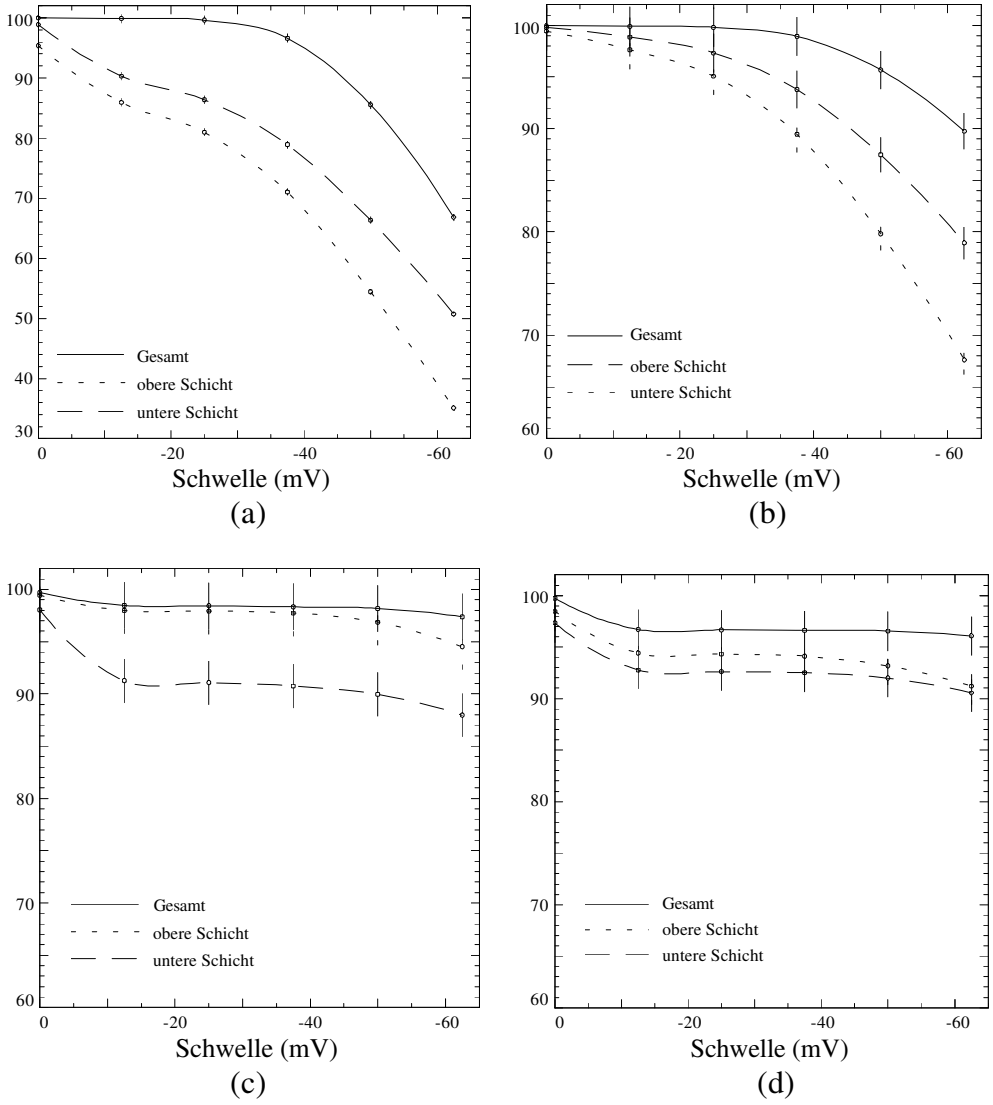


Abb. 4.10: Abhängigkeit der Effizienz von der Schwelle für verschiedene Streuwinkel θ_{LAB} : (a) 76.2° (b) 42.1° (c) 16.8° (d) 12.6°

Wegen der vorhandenen 'Löcher' liegen die Effizienzen der einzelnen Schichten wie erwartet unter der Effizienz der Gesamthelix, die z.B. für θ_{LAB} = 76.2° bis zu einer Schwelle von etwa - 25 mV nahezu 100% beträgt. Wird die Schwelle weiter erhöht, so fällt die Effizienz kontinuierlich ab. Im gleichen Maß verhalten sich die Effizienzen der einzelnen Schichten. Auffällig ist, daß für die Streuwinkel 12.6° und 16.8° E_{exp} der oberen Schicht größer ist, als E_{exp} der unteren Schicht. Verständlich wird dieser Effekt bei Betrachtung der Zählratenverteilungen. Für die genannten Winkel wurde die obere Schicht deutlich zentraler von der Triggerfläche abgedeckt, als die untere Lage. Dort

wurden einzelne Fasern z.T. gar nicht mehr vom Protonenstrahl erfaßt, so daß deren fehlende Einträge die Effizienz mindern.
Für θ_{LAB} = 12.6° bewegt sich die Effizienz der Gesamthelix im betrachteten Schwellenbereich auf konstantem Niveau. Es entspricht der Erwartung, daß der Abfall von E_{exp} für kleine Streuwinkel später einsetzt, denn die gemessenen PE-Zahlen liegen hier sehr viel höher. Der Grund liegt darin, daß bei niedrigen PE-Zahlen mehr Ereignisse im Spektrum unter eine gesetzte Schwelle fallen, als bei hohen PE-Zahlen. Im Vergleich zu θ_{LAB} = 76.2° sollte daher die Effizienz ebenfalls bei 100% liegen. Die Justierung der Versuchsapparatur ist für kleine Streuwinkel jedoch mit größerer Ungenauigkeit behaftet. Die konstante Effizienz von etwa 96% ermöglicht daher eine Abschätzung eines systematischen Fehlers zu 4%. Im Diagramm eingetragene Fehler entsprechen dagegen statistischen Unsicherheiten.
Den gemessenen PE-Zahlen zufolge ist die Effizienz der Helix stark vom betrachteten Streuwinkel abhängig. Das Setzen von Schwellen im Auslesezweig der Fasern soll Rauschpulse unterdrücken. Gleichzeitig soll die Schwelle aber nicht so hoch eingestellt werden, daß gültige Ereignisse verworfen werden. Von Interesse ist es daher, die Schwelle zu bestimmen, ab der sich ein Effizienzverlust der Helix im abgedeckten Winkelbereich ergibt. Zur Betrachtung dieser Frage wurden in Abb. 4.11 und 4.12 die Effizienz aller Meßeinstellungen für jeweils feste Schwellen aufgetragen.

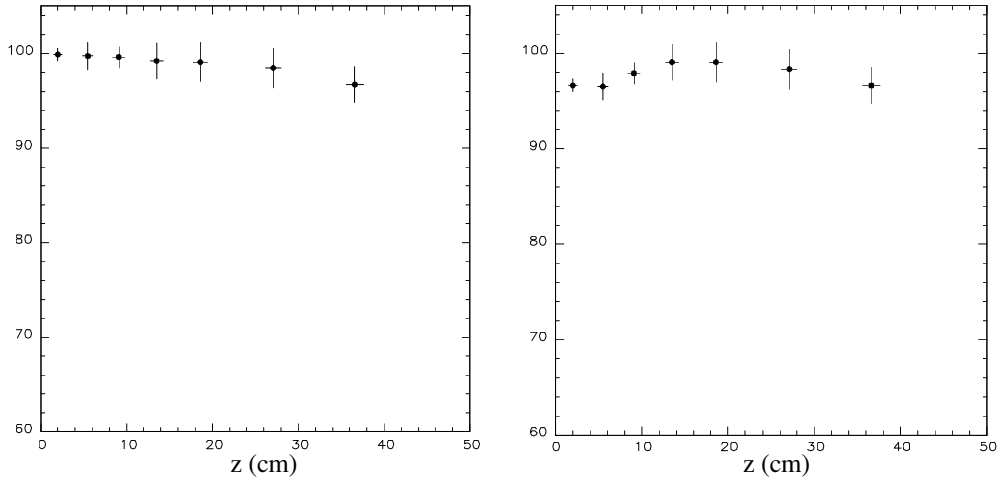


Abb. 4.11: Effizienz der optimierten Helix für verschiedene Schwellenwerte
(a) - 25 mV (b) - 32.5 mV

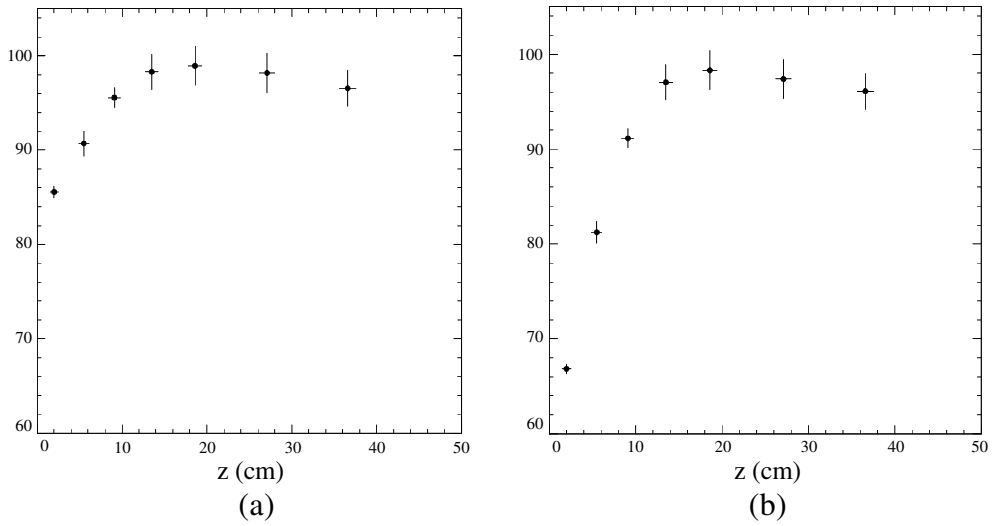


Abb. 4.12: Effizienz der optimierten Helix für verschiedene Schwellenwerte
(a) - 50 mV (b) - 72.5 mV

Es bestätigt sich, daß ein Absinken der Effizienz zuerst dort erfolgt, wo die niedrigsten PE-Zahlen vorliegen. Dies ist bei hohen θ_{LAB}-Werten, d.h. kleinen z-Werten der Fall. Wird eine Schwelle von - 25 mV eingestellt, so ergibt sich eine Effizienz > 97%, während sie bei einer Schwelle von - 50 mV bereits auf Werte > 86% abgefallen ist. Bei weiterer Erhöhung der Schwelle sinken die Effizienzen im vorderen Detektorbereich entsprechend der niedrigeren PE-Zahlen sehr schnell ab.

4.5. Ergebnisse mit dem 16-Kanal-Multiplier R4760

Dieselben Untersuchungen wie im Abschnitt 4.4 wurden unter Verwendung des Photomultipliers R4760 von Hamamatsu durchgeführt. Ziel der Messungen war eine Klärung der Frage, ob dieser neuartige, zunächst für medizinische Einsätze konzipierte Mutipliertyp, zur Auslese szintillierender Fasern und gegebenenfalls zum Einsatz im EDDA-Experiment geeignet ist. Der R4760 besitzt 16 Kanäle, benötigt nur eine Spannungsversorgung und zeichnet sich gegenüber anderen Vielkanalmultipliern durch ein außerordentlich geringes Übersprechen (< 0.3%) zwischen den einzelnen Kanälen aus. Die Quantenausbeute der einzelnen Kanäle liegt zwischen 12% und 16% (technische Daten siehe auch Anhang III). Messungen mit dem

R4760 wurden für die beiden Streuwinkel θ_{LAB} = 23.7° und θ_{LAB} = 42.1° ausgeführt. Die Durchführung der Messungen erfolgte analog der in Kapitel 4.1 beschriebenen Art. Die gemessenen PE-Zahlen lagen im Vergleich zur Auslese mit dem Multiplier R1635-02 um durchschnittlich 40% niedriger. Das entspricht der Erwartung, da die Quantenausbeute ebenfalls um etwa 40% unter der des R1635-02 liegt.
Bei niedrigeren PE-Zahlen erwartet man ein geändertes Verhalten der Effizienz bezüglich Hochsetzen der Schwelle im ADC-Spektrum der einzelnen Fasern. Je niedriger die gemessenen PE-Zahlen ausfallen, desto eher nimmt die Effizienz der Helixschichten ab. Der Grund hierfür wurde bereits in Abschnitt 4.4.3 beschrieben: Bei kleinen PE-Zahlen fallen bei niedriger Schwelle mehr Ereignisse des Peak unter die Schwelle, als bei hohen PE-Zahlen. Wie die Abb. 4.13 veranschaulicht, nimmt die Effizienz der Helix tatsächlich bereits bei einer Schwelle von - 25 mV deutlich ab. E_{exp} beträgt hier nur noch 89.8% (θ_{LAB} = 42.1°) im Vergleich zu einem vorher mit dem R1635-02 gemessenen Wert von 99.0%. Das erwartete Verhalten wird in den Messungen demnach bestätigt.

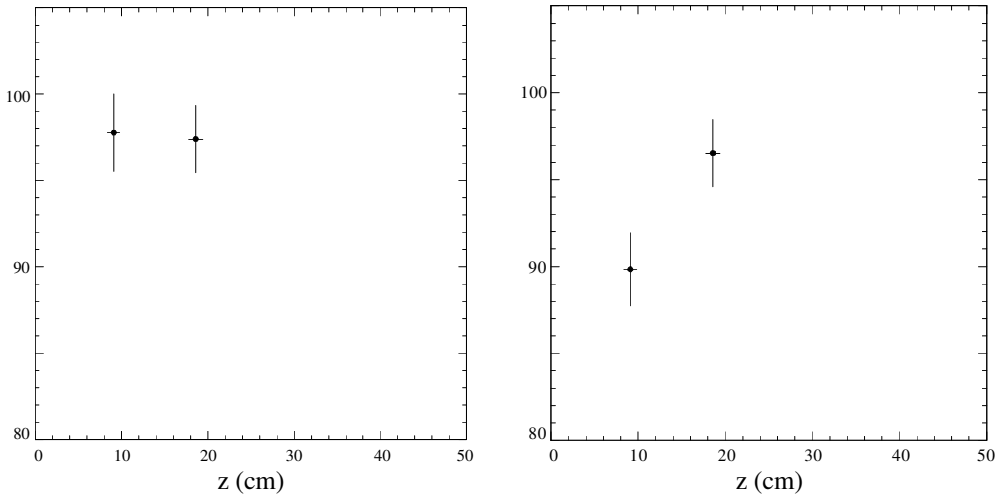


Abb. 4.13: Absolute Effizienzen der Helix in Abhängigkeit von der Schwelle
(a) -12.5 mV (b) -25 mV

Hinsichtlich des EDDA-Experimentes stellt das Setzen einer Diskriminatorschwelle bei Verwendung des Multipliers R4760 kein entscheidendes Problem dar, denn bereits ab einer Schwelle von - 12.5 mV werden Rauschpulse wirksam unterdrückt, die Effizienz der Helix hingegen beträgt für die betrachteten Streuwinkel noch mehr als 97%.

4.6. Photoelektronenzahlen im EDDA-Experiment

In den Messungen von Kapitel 4 wurden die Photomultipliertypen R1635-02 und R4760 von Hamamatsu verwendet. Wegen seiner positiven Eigenschaften (geringer Platzbedarf, niedriger Preis, insbesondere da nur eine Spannungsversorgung für 16 Kanäle erforderlich ist) erscheint es wünschenswert, im EDDA-Experiment den 16-Kanalmultiplier R4760 einzusetzen. Aufgrund der durchgeführten Messungen erscheint diese Möglichkeit realistisch. Allerdings standen in den Versuchen keine minimal-ionisierenden Protonen zur Verfügung, wie sie im EDDA-Experiment hauptsächlich auftreten werden. Es stellt sich daher die Frage, ob der Multiplier R4760 unter Berücksichtigung der elastischen Proton-Proton-Kinematik innerhalb des COSY-Energiebereiches weiterhin einsetzbar bleibt. Die kritische Größe stellt dabei die Zahl von Photoelektronen dar. Ist sie zu klein, bereitet das Setzen einer Diskriminatorschwelle große Schwierigkeiten. Wegen der geringeren Quantenausbeute des R4760 im Vergleich zum R1635-02 sind für den 16-Kanal-Multiplier erwartungsgemäß niedrigere PE-Zahlen gemessen worden. Wie sich dieser Umstand im EDDA-Experiment auswirken wird, wurde mithilfe einer Simulation abgeschätzt. In der Simulation, die mit dem Programm GEANT erstellt wurde, wurde die Kinematik der gestreuten Protonen berücksichtigt, was sich in einem vom Streuwinkel abhängigen Energieverlust dE/dx der Protonen äußert. Berechnet wurde die PE-Zahl mithilfe von Parametern, die in einer weiteren Labormessung ermittelt wurden. Dazu wurde eine szintillierende Faser (Kyowa SCSF-81 new clad) der Länge 120 cm entsprechend den Erfordernissen der Detektorgeometrie mit einer Doppelbiegung versehen und wie in Kapitel 3 auf Abschwächungslängen und PE-Zahlen hin untersucht. Das Ergebnis der Simulation für den ungünstigsten Fall der Strahlenergie von 2.5 GeV ist in Abb. 4.14 dargestellt. Auffällig ist die hohe, schnell abfallende PE-Zahl in Targetnähe. Dieses Verhalten resultiert aus der niedrigen kinetischen Energie der zu großen Winkeln gestreuten Protonen. Das Minimum der Verteilung wird etwa bei z = 90 mm erreicht, was einem Streuwinkel $\theta_{LAB} = 42°$ entspricht. Die Simulation macht deutlich, daß bei Verwendung des R4760 im EDDA-Experiment mit mindestens 12 Photoelektronen gerechnet werden kann. Trotz der ungünstigen Bedingungen bei der Faserbehandlung ist dieser Wert ausreichend groß, um eine geeignete Diskriminatorschwelle setzen zu können. Zudem erhält man eine sehr homogene Verteilung der zu erwartenden PE-Zahlen bei Streuwinkeln $\theta_{LAB} < 60°$.

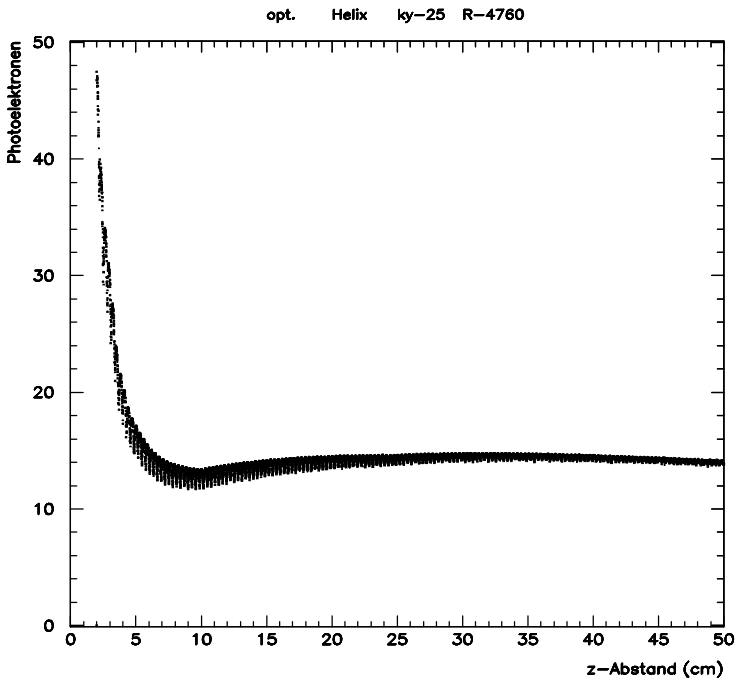


Abb. 4.14: Simulierte PE-Zahlen-Verteilung der elastischen p-p-Streuung (Strahlenergie 2.5 GeV) unter Berücksichtigung gemessener Eigenschaften von doppelt gebogenen Fasern des Typs Kyowa SCSF-81 new clad (d = 2.5 mm) bei Verwendung des Multipliers R4760 von Hamamatsu

5. Zusammenfassung und Ausblick

Nach dem Stand der Untersuchungen dieser Arbeit sind für den EDDA-Detektor nur szintillierende Fasern der Größe 2.5 mm ○ der Firma Kyowa (SCSF-81 new clad) einsetzbar. Gegenüber den ebenfalls getesteten Fasern von Bicron zeichnen sich die Kyowa-Fasern durch höhere Lichtintensitäten aus, die insbesondere in Verbindung mit thermoplastischen Biegungen festgestellt wurden. Quadratische Fasern lassen sich dagegen wegen hoher Torsionskräfte beim Abwickeln der Fasern nicht zum Bau des Detektors verwenden. Bekannt ist weiterhin, daß dem Licht ausgesetzte szintillierende Fasern einem Alterungsprozeß ausgesetzt sind, der sich in einer Verminderung der Lichtintensität bemerkbar macht. Von Interesse ist es, ob durch die Verwendung lösungsmittelhaltiger Klebstoffe ein ähnliches Verhalten zu beobachten ist. Innerhalb einer Woche ließ sich keine Veränderung der Lichtintensität nachweisen. Ein Langzeitversuch wird momentan im Rahmen einer Diplomarbeit [Zie93] durchgeführt. Zudem wird ein Vergleich zu lösungsmittelfreiem Klebstoff gezogen werden können.
Neben dem Einkanalphotomuliplier R1635-02 wurde der neuartige 16-Kanal-Multiplier R4760 erfolgreich zur Auslese szintillierender Fasern eingesetzt. Bei Verwendung des R4760 im EDDA-Experiment kann im ungünstigsten Fall mit 12 Photoelektronen gerechnet werden. Dieser Wert ist ausreichend groß, um eine geeignete Schwelle zur Reduzierung von Rauschpulsen zu setzen. Nicht berücksichtigt wurde in den Messungen das Verhalten dieses Mutipliers im Zusammenhang mit der im EDDA-Experiment vorgesehenen Auswerteelektronik, die auf dem PCOS-III-System basiert [Lah92]. Dieser Themenkomplex wird unter anderem Gegenstand einer Diplomarbeit sein [Zie93].
Die Effizienz der zweischichtigen Helixwicklung ist abhängig vom Streuwinkel θ_{LAB}. Trotz Problemen beim Bau der Helix betrug sie in Verbindung mit einer Auslese durch den Multiplier R4760 in Messungen mit Protonen mindestens 97%. Wie die Erfahrungen beim Bau der Helixprototypen gezeigt haben, wird eine geeignete Montagehilfe zum präzisen Verkleben der Fasern entwickelt werden müssen.

Anhang

I. Berechnung der Parameter der Helixschichten

In diesem Abschnitt erfolgt die Berechnung der Parameter der in Kapitel 2 vorgestellten normalen bzw. optimierten Helixwicklungen.

- Da der minimale Nachweiswinkel des Detektors $\theta_{LAB}^{min} = 9°$ nicht beeinträchtigt werden soll, muß sich bei der optimierten Helix die Länge L_z der einzelnen Schichten in z-Richtung ändern:

$$L_{z,i} = \frac{R_i}{\tan\theta_{LAB}^{min}} \qquad i = 1,2,3,4 \ . \tag{A.1}$$

- Die effektive Länge L_{eff} einer Faser der Helix berechnet sich zu:

$$L_{eff} = \int ds = \Phi \cdot \sqrt{R^2 + b^2} \tag{A.2}$$

- Substituiert man in Gleichung A.2 φ durch die Bogenlänge $s = \varphi \cdot \sqrt{R^2 + b^2}$, erhält man für die Krümmung κ bzw. den Krümmungsradius ρ einer Faser

$$\kappa = \frac{1}{\rho} = \sqrt{\left(\frac{\partial^2 x(s)}{\partial s^2}\right)^2 + \left(\frac{\partial^2 y(s)}{\partial s^2}\right)^2 + \left(\frac{\partial^2 z(s)}{\partial s^2}\right)^2} = \frac{R}{R^2 + b^2} \tag{A.3}$$

- Für den Helixparameter b gilt:

  Normale Wicklung: $$b = \frac{L_{z,1}}{\Phi} = \text{const.} \tag{A.4}$$

  Optimierte Wicklung: $$b_i = \frac{R_i}{\Phi \cdot \tan\theta_{LAB}^{min}} \tag{A.5}$$

- Die maximal mögliche Zahl N_{max} der Fasern einer Lage errechnet sich über den Umfang der untersten Schicht. Abb. A.1 veranschaulicht die geometrischen Verhältnisse durch Abwickeln des Zylindermantels auf die Ebene:

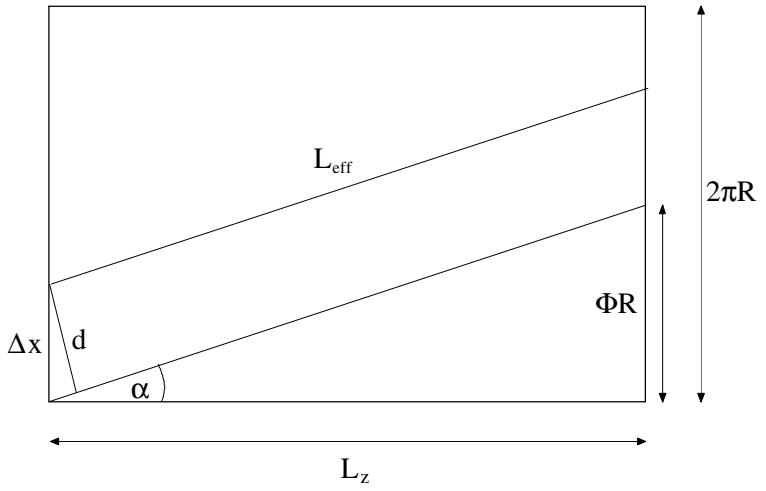


Abb. A.1: Geometrische Verhältnisse beim Abwickeln einer Faser mit Durchmesser d, Länge L_{eff} und effektiver Faserbreite Δx. Der Abwickelwinkel ist mit α bezeichnet.

Da alle N_{max} Fasern der untersten Schicht das Strahlrohr vollständig bedecken sollen, muß gelten:

$$N_{max} = \frac{2\pi R_1}{\Delta x} \quad . \tag{A.6}$$

$$\Leftrightarrow \qquad N_{max} = \frac{2\pi R_1 \cdot L_{z,1}}{d \cdot \sqrt{L_{z,1}^{\,2} + \left(\Phi \cdot R_1\right)^2}} \tag{A.7}$$

Setzt man für Φ den Richtwert von 170° ein, erhält man zunächst ein reelles Ergebnis für N_{max}, das nur noch gerundet zu werden braucht. Berücksichtigt man eine zusätzliche Montagetoleranz, so wird man für die Zahl der Fasern einer Schicht $N < N_{max}$ erhalten.

- Nach Bestimmung von N ergibt sich der exakte Wert für den Wicklungswinkel Φ aus Gleichung A.7 zu

$$\Phi = \frac{1}{R_1} \cdot \sqrt{\left(\frac{2\pi R_1 L_{z,1}}{N \cdot d}\right)^2 - L_{z,1}^{\,2}} \quad . \qquad \text{(A.8)}$$

- Der Abwickelwinkel α_i beträgt:

$$\alpha_i = \arctan\frac{\Phi \cdot R_i}{L_{z,i}} \quad . \qquad \text{(A.9)}$$

  Wegen der unterschiedlichen Radien ist er für jede Schicht der normalen Wicklung verschieden groß. Bei der optimierten Anordnung hingegen ist α für jede Schicht gleich groß.

- Für die effektive Ausdehnung einer Faser in x- und z-Richtung gilt:

  radial $\qquad \Delta x = \frac{d}{\cos\alpha} \qquad \text{(A.10)}$

  axial $\qquad \Delta z = \frac{d}{\sin\alpha} \qquad \text{(A.11)}$

- Die räumliche Auflösung der Doppelhelix ist gegeben durch die Elementarzellengröße der sich kreuzenden Fasern aus der Rechts- bzw. der Linkshelix.
  Für eine nur zweilagige Doppelhelix entspricht die Elementarzellenausdehnung der Faserausdehnung (Abb. A.2).

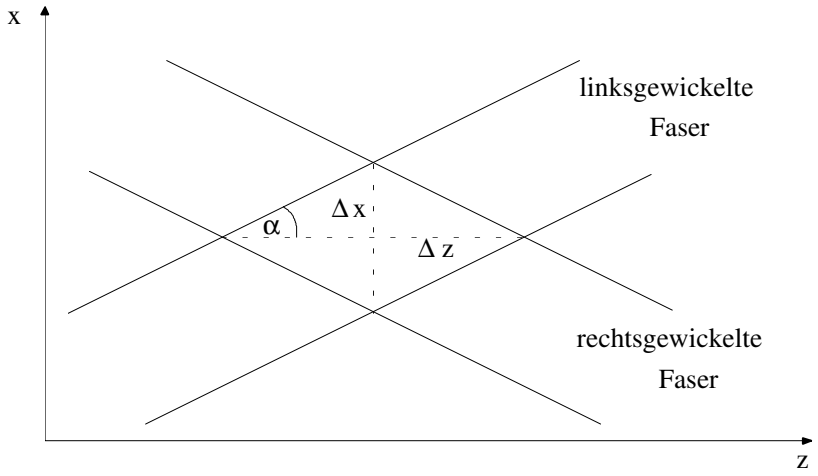


Abb. A.2: Elementarzellengröße einer 2-lagigen Doppelhelix

Die Auflösung der vierschichtigen Doppelhelix beträgt, in Standardabweichungen ausgedrückt:

radial $$\sigma_x = \frac{1}{2\sqrt{6}} \cdot \frac{\Delta x}{2} \qquad \text{(A.11)}$$

axial $$\sigma_z = \frac{1}{2\sqrt{6}} \cdot \frac{\Delta z}{2} \quad . \qquad \text{(A.12)}$$

Die Ergebnisse der Rechnungen nach Gleichung A.1 bis A.12 sind in Tabelle 2.1 und Tabelle 2.2 zusammengestellt.

II. Technische Daten der Fasern

Die aufgeführten Daten der szintillierenden Fasern entsprechen den Herstellerangaben nach [Bic91] und [Kyo91].

BICRON	BCF-10	BCF-12
Material Kern	Polystyrol	Polystyrol
Material Cladding	PMMA	PMMA
Material Wellenlängenschieber	nicht bekannt	nicht bekannt
Brechungsindex Kern	1.60	1.60
Brechungsindex Cladding	1.49	1.42
Grenzwinkel θ_g	68.63°	62.56°
Einfangwahrscheinlichkeit F_{capt}	3.44 %	5.63 %
Dichte	1.032 g/cm^3	1.032 g/cm^3
Peak des Emissionsspektrums	431 nm	431 nm

KYOWA	SCSF-81	SCSF-81 new clad
Material Kern	Polystyrol	Polystyrol
Material Cladding	PMMA	fluoriertes PMMA
Material Wellenlängenschieber	1.0 % PBD 0.02 % BDB	1.0 % PBD 0.02 % BDB
Brechungsindex Kern	1.59	1.59
Brechungsindex Cladding	1.49	1.42
Grenzwinkel θ_g	69.57°	63.26°
Einfangwahrscheinlichkeit F_{capt}	3.14 %	5.35 %
Dichte	1.03 g/cm^3	1.03 g/cm^3
Peak des Emissionsspektrums	437 nm	437 nm

III. Technische Daten der Photomultiplier

Die Daten sind dem Katalog der Herstellerfirma Hamamatsu entnommen.

R1635-02	
Spectral Response	300 - 650 nm
Wavelength of Maximum Response	420 nm
Photocathode Material	Bialkali
Useful Size	8 mm Diameter
Window Material	Borosilicate Glass
Dynode	8 Stage
Supply Voltage	max. 1500 V
Average Anode Current	max. 30 µA
Cathode Sensitivity (luminous)	typ. 90 µA/W
Cathode Sensitivity (radiant at 420 nm)	typ. 82 mA/W
Anode Sensitivity (luminous)	typ. 200 A/lm
Anode Sensitivity (radiant at 420 nm)	typ. $1.8 \cdot 10^5$ A/W
Current Amplification	typ. $2.2 \cdot 10^6$
Anode Dark Current	typ. 100 counts/second
Anode Pulse Rise Time	0.8 ns

R4760	
Spectral Response	300 - 650 nm
Wavelength of Maximum Response	420 nm
Photocathode Material	Bialkali
Useful Size	7 mm Diameter
Window Material	Borosilicate Glass
Dynode	10 Stage
Supply Voltage	max. 1250 V
Average Anode Current	max. 20 µA
Cathode Sensitivity (luminous)	typ. 50 µA/W
Cathode Sensitivity (radiant at 420 nm)	typ. 50 mA/W
Anode Sensitivity (luminous)	typ. 100 A/lm
Anode Sensitivity (radiant at 420 nm)	typ. $1.0 \cdot 10^5$ A/W
Current Amplification	typ. $2.0 \cdot 10^6$
Anode Dark Current	typ. 0.5 nA
Crosstalk	< 0.3 %
Anode Pulse Rise Time	5.5 ns

Für den R1635-02 wurde der handelsübliche Spannungsteiler E1761-03 verwendet. Hamamatsu lieferte zusammen mit dem R4760 einen firmeneigenen Spannungsteiler, der noch keine Typenbezeichnung besitzt.

Aus der Strahlungsempfindlichkeit S der Kathode läßt sich die Quantenausbeute QE eines Mulitliers für eine feste Wellenlänge λ mithilfe der Formel

$$QE = \frac{S \cdot 1240}{\lambda}$$

berechnen.

Literaturverzeichnis

[ANG 90] C.Angelini et al., Nucl. Instr. and Meth. A295 (1990) 299-314

[BEU 92] R.Beurtey et al., Physics Letters B 293 (1992) 27-31

[BIC 91] Bicron Corporation, Plastic Szintillators, Newbury 1991

[BIR 53] J.B. Birks, Scintillation Counters, Pergamon Press, London 1953

[CER 89] Data Handling Division, Geant3, Cern Program Library DD/EE/84-1, September 1987

[COS 90] Cooler Synchrotron COSY-Jülich, User Guide, Cosy-Projekt-leitung, U. Pfister, Jülich, Mai 1990

[DAV 89] A.J. Davis et al., Nucl. Instr. and Meth. A276 (!989) 347-358

[GRO 93] R. Groß-Hardt, Diplomarbeit in Vorbereitung

[HAM 92] Hamamatsu Photonics, Photomultiplier Tubes, Japan, März 1992

[HAW 90] C.M. Hawkes et al., Nucl. Instr. and Meth. A291 (1990) 329-336

[HIN 89] F. Hinterberger, Anregungsfunktionen im p-p-Stoß, Jül-Spez-489, Dezember 1988

[KNO 79] G. Knoll, Radiation Detection and Measurements, John Wiley and Sons, 1979

[KYO 91] Kyowa Corporation, Private Mitteilung, Bonn, Juli 1992

[LAH 92] U. Lahr, EDDA - Ein Detektor zur Messung von Anregungs-funktionen der elastischen Proton-Proton-Streuung an COSY, Dissertation, ISKP-Report Nr. 2/1992, Bonn, Juli 1992

[LEH 90] F. Lehar, Das Polarisationsprogramm von Saturne, Jül-Spez-496, April 1989

[LOC 86] M.P. Locher et al., Dibaryon Resonances, Adv. Nucl. Phys. 17 (1986) 47

[MOS 91] F. Mosel, Die Eignung von Polypropylenfasern als Target im internen COSY-Strahl, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1991

[PET 89] M.D. Petroff, IEEE Trans. Nucl. Science, Vol. 36, No. 1, Februar 1989

[RPP 88] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. 204B (1988)

[SCHW 91] F. Schwandt, Konzeption, Aufbau und Test des Triggersystems für das EDDA-Experiment, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1991

[SPE 90] A. Specka, Dibaryon-Resonanzen im nuklearen Quarkmodell, Diplomarbeit, ITKP Bonn, 1990

[UNI 90] Unipol Höhn, Haan/Deutschland

[WIE 91] W.Wiedmann, Der Nachweis minimalionisierender Teilchen mit szintillierenden Fasern, Diplomarbeit, ISKP Bonn, 1991

[WIE 92] W.Wiedmann, Private Mitteilung, ISKP Bonn, Juni 1992

[WOL 92] K.Woller, Untersuchung halbringförmiger Plastikszintllatoren für das EDDA-Experiment am COSY Jülich, Diplomarbeit, I. Exp. Phys., Hamburg 1992

[YON 90] J. Yonnet et al., Les éditions de physique, Paris (1990) C 6-379

[ZIE 93] R. Ziegler, Diplomarbeit in Vorbereitung

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Mitarbeitern bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere bei

Prof. Dr. T. Mayer-Kuckuk für die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik durchführen zu können,

Prof. Dr. F. Hinterberger, unter dessen Leitung die Arbeit entstand, für seine ständige Diskussionsbereitschaft und vielfältige Unterstützung,

Prof. Dr. J. Bisplinghoff für seine zahlreichen Anregungen und Vorschläge,

Dipl. Phys. W. Wiedmann, dessen Mitarbeit und wertvolle Unterstützung wesentlich zum Gelingen der Arbeit beitrugen,

R. Groß-Hardt für die freundschaftliche Zusammenarbeit während der gesamten Studiendauer,

den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Prof. Dr. P.D. Eversheim, Dr. U. Lahr, Dipl. Phys. F. Mosel, Dipl. Phys. H. Scheid, Dipl. Phys. F. Schwandt, Dipl. Phys. R. Gebel, R. Ziegler, H.P. Engelhard für gute Zusammenarbeit,

Dr. R. Siebert für seinen Einsatz und sein Interesse während der Strahlzeit am Großbeschleuniger SATURNE,

den Angehörigen der Werkstätten und des Elektroniklabors.

Meinen Eltern gebührt besonderer Dank, da sie mir das Studium der Physik ermöglicht haben.