Luminositätsüberwachung am EDDA–Experiment

von

Achim Heine

Diplomarbeit in Physik

angefertigt im
Institut für Strahlen– und Kernphysik

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

im März 1995

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

Referent:	Prof. Dr. J. Bisplinghoff
Korreferent:	Prof. Dr. J. Ernst

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation und Aufbau des EDDA-Experimentes

Seit dem Frühjahr 1993 ist am Froschungszentrum Jülich der Beschleuniger **COSY** (**CO**oler **SY**nchrotron) in Betrieb. Dieser Beschleuniger stellt Protonen in einem Energiebereich von 40 bis 2500 MeV (entsprechend 270 bis 3300 MeV/c Impuls) zur Verfügung. Durch die Verwendung von Elektronenkühlung und stochastischer Kühlung kann ein Strahl mit besonders kleiner Ausdehnung und großer Impulsschärfe ($\Delta p/p = 1 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-4}$) erzeugt werden, der Präzisionsexperimente in dem zur Verfügung stehenden Energiebereich ermöglicht. Ein solches Präzisionsexperiment ist das **EDDA**-Experiment (**E**xcitation Function **D**ata Acquisition **D**esigned for **A**nalysis of Phase Shifts), in dessen Rahmen diese Diplomarbeit entstand.

Das EDDA-Experiment untersucht den elastischen, differentiellen Wirkungsquerschnitt der Proton-Proton-Streuung in dem oben genannten Energiebereich, wobei der Wirkungsquerschnitt mit einer großen relativen Genauigkeit in kleinen Energieschritten (ΔE=1 – 2 MeV) bei gleichzeitig hoher Winkelauflösung [BIS90] gemessen werden soll. Erreicht wird diese hohe Genauigkeit dadurch, daß EDDA ein sogenanntes **internes** Experiment ist, was bedeutet, daß Messungen während der Hochbeschleunigungsphase des Beschleunigers (Rampe) möglich werden. Die Messung des elastischen Wirkungsquerschnitts geschieht in zwei Phasen.

In der ersten Phase des Experimentes wird der spinunabhängige Wirkungsquerschnitt mit einem Fadentarget gemessen, das aus Polypropylen besteht. Da diese Messung in der Rampe geschieht, muß das Target sehr kleine Ausdehnungen haben, damit der umlaufende Strahl sich möglichst wenig aufheizt (aufweitet, verbreitert). Weiter ist durch ein kleines Target gewährleistet, daß der Strahl nicht stark durch die Wechselwirkung mit dem Target verbraucht wird. Er steht dann lange genug zur Verfügung, um die gesamte Rampe und somit den gesamten Energiebereich zu nutzen. Bedingt durch die kleinen Schritte in der Energie wird die Rampe in ca. 1000 Einzelintervalle unterteilt, so daß in einem einzelnen Intervall die Zahl der Ereignisse relativ niedrig ist. Ausgeglichen wird dieses Manko dadurch, daß in relativ kurzer Zeit viele Rampen vermessen werden können. Diese Technik wird **multi-pass-technique** genannt und erlaubt neben der Erhöhung der Statistik auch eine größere Unempfindlichkeit gegenüber Langzeitverschiebungen von Geräten und zufälligen Instabilitäten.

Weiter wird es durch diese Technik auch möglich, mit einem Atomstrahltarget zu messen, was in der zweiten Phase des Experimentes geschehen soll. In dieser Phase sollen mit einem polarisierten Strahl und/oder einem polarisierten Atomstrahltarget Polarisationsobservablen [WIE94] der elastischen Proton-Proton Streuung gemessen werden.

Grund für diese umfangreichen Messungen ist, daß zwar Daten bis etwa 1 GeV existieren, aber dann oft nur für einen kleinen Winkel- oder Energiebereich. Oberhalb dieser Grenze wird der Datensatz sehr lückenhaft, und durch das EDDA-Experiment soll dieser Mißstand bereinigt werden. Die angestrebte Qualität und der Umfang der mit EDDA gewonnenen Daten erlauben Streuphasenanalysen, die eine wichtige Schnittstelle zur Theorie bilden. Mittels dieser Streuphasenanalyse ist es möglich, die verschiedenen theoretischen Modelle zu überprüfen. Dies gilt insbesondere für etwaige dibaryonische Resonanzen.

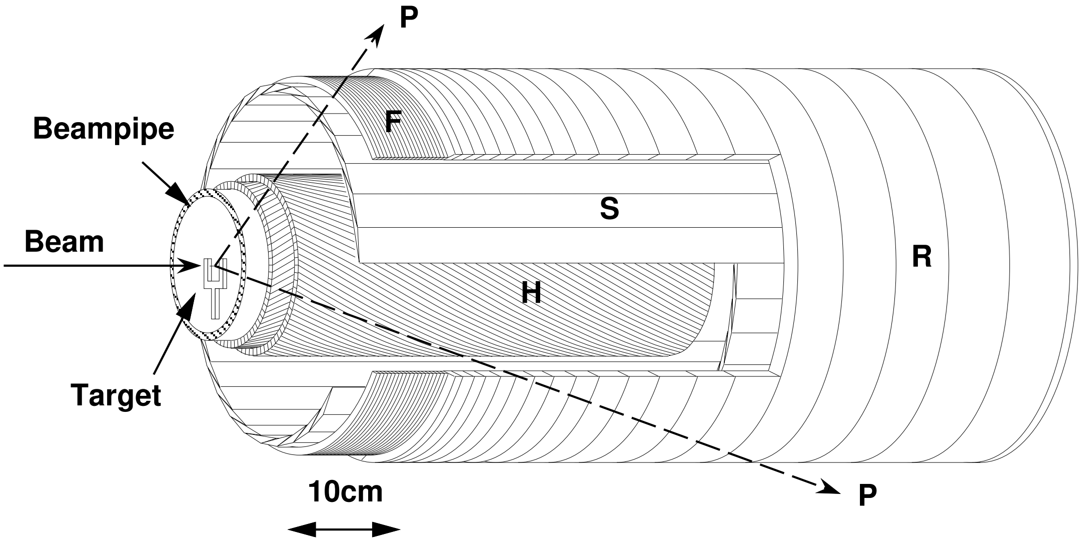


Abbildung 1.1: *Aufbau des EDDA-Detektors: Ringlage(***R** *und* **F***); Stablage(***S***); Doppelhelix(***H***); Protonen(***P***); Strahlrohr und Targetgabel*

Gegliedert ist das EDDA-Experiment in den Detektor und das Target. Das Target besteht aus einem Polypropylenfädchen [MOS91, MOS94] mit einer Dicke von einigen μm, wobei der dort chemisch gebundene Wasserstoff das eigentliche Target darstellt. Wegen der geringen Abmessungen des Targets und der geringen Strahlausdehnung des Beschleunigers COSY ist die Wechselwirkungszone ausreichend klein. Da die Strahlprotonen Elektronen aus dem Fädchen auslösen und sich dadurch das Target statisch auflädt, ist dieses mit Aluminium bedampft und leitend mit seiner Halterung, der Targetgabel, verbunden. Die Targetgabel ist geerdet, so daß die ausgelösten Elektronen nachgeführt werden. Die Größe des in der Erdleitung fließenden Stroms ist ein Maß für die Zahl der durch den Strahl im Target ausgelösten Elektronen und der **Luminosität**(s.Kap.1.2). Der Detektor ist gegliedert in verschiedene Schalen [LAH92](s.Abb. 1.1). Die äußere Schale unterteilt sich in eine Ringlage und eine Stablage. Die Ringlage [SCO93] besteht aus insgesamt 29 x 2 Halbringszintillatoren, mit denen der Polarwinkel Θ_{lab} von etwa 10° – 72° gemessen werden kann. Mit der Stablage, die aus 32 beiderseits auslesbaren Stäben [ACK93] besteht, wird der Azimutwinkel Φ gemessen, und der meßbare Bereich umfaßt die vollen 2π. Diese beiden äußeren Lagen liefern auch den Trigger [SCHW91]. Dazu werden zwei Charakteristika der el. Proton-Proton-Streuung genutzt. Zum einem die Koplanarität, d.h. die beiden gestreuten Protonen müssen in einer Ebene mit dem Strahl liegen und die Stablage an gegenüberliegenden Punkten durchstoßen (Formel 3.3). Dies ist der **koplanare Trigger**. Zum anderen liefert die Kinematik einer elastischen Reaktion eine einfache Beziehung zwischen den beiden Streuwinkeln der gestreuten Protonen (Formel 3.4). Man verlangt daher eine Koinzidenz zwischen den Ringen, die nach dieser Beziehung ansprechen müssen. Dies ist der sogenannte **kinematsche Trigger**. Beide Trigger zusammengenommen gewährleisten eine effiziente Erkennung von elastischen Ereignissen. Die Winkelauflösung ist besser, als es der Granularität des Detektors entspricht, was durch das Verfahren der **Amplitudenteilung** [NIM93] erreicht wird. Die Szintillatorquerschnitte sind so gewählt, daß jedes Teilchen mindestens je zwei Ringe und zwei Stäbe passieren und dabei in einem vom Einfallswinkel abhängigen Verhältnis Energie deponieren muß. Eine Analyse der Lichtausbeute in benachbarten Ringen bzw. Stäben gestattet dann eine genaue Bestimmung des Einfallswinkels. Mit Hilfe dieses Verfahrens kann die Winkelauflösung um ca. das Fünffache des Wertes, welcher ohne dieses Verfahren möglich wäre, erhöht werden. Das bedeutet letztendlich, daß eine Auflösung von $\Delta\Phi = 2°$ azimutal und $\Delta\Theta_{lab} = 0.6°$ polar erreicht werden kann.

In der zweiten Phase des Experimentes sollen dann mit einem polarisierten Atomstrahltarget Polarsationsobservablen gemessen werden. Weil bei einem Atomstrahltarget die Wechselwirkungszone mit dem Strahl wesentlich größer ist, muß der Streuvertex rekonstruiert werden. Hierzu reicht die Außenschale nicht aus. Aus diesem Grund ist eine **Innere Lage** [WIE94] aus 640 szintillierenden Fasern entwickelt worden. Die szintillierenden Fasern sind in einer **Doppelhelix** angeordnet, deren feine Granularität zusammen mit der Außenschale eine sehr präzise Bestimmung der Trajektorien der Protonen zuläßt.

In der ersten Phase des Experimentes soll nach Formel (1.6) der Wirkungsquerschnitt gemessen werden. Durch den Trigger der Außenschale werden alle elastischen Ereignisse selektiert. Da das Target aber auch aus Kohlenstoff besteht, gibt es durch quasielastische Reaktionen am Kohlenstoff auch Ereignisse, die die Signatur der elastischen Proton-Proton-Streuung aufweisen. Um diese Reaktionen abziehen zu können, wird unter denselben Bedingungen auch mit einem reinen Kohlenstofftarget gemessen. Diese Messung kommt einer Untergrundmessung gleich, und ein Abzug dieses Untergrundes ermöglicht die Bestimmung der Rate, die durch die elastische Proton-Proton-Streuung verursacht wird. Die einzige Unbekannte für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts ist dann die Luminosität. Diese Größe kann über die aus dem Target ausgelösten Sekundärelektronen bestimmt werden. Das Problem der Luminositätsbestimmung entfällt in der zweiten Phase des EDDA-Experimentes, da die dann zu messenden Polarisationsobservablen immer Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten darstellen.

1.2 Der Luminositätsbegriff; Normierung der Daten

In der ersten Phase des Experimentes muß also die Luminosität bestimmt werden. Ein Zugang ist gegeben durch

$$L = \frac{dn_p}{dt} \cdot \frac{N_T}{F} \qquad\qquad L[cm^{-2}s^{-1}] \tag{1.1}$$

Hierbei bedeutet N_T/F die mittlere Flächenbelegungsdichte des Targets. Diese ergibt sich aus der Zahl der wechselwirkenden Targetteilchen und der Targetausdehnung in der Normalenebene des Strahls und läßt sich für ein Fädchentarget bestimmen durch:

$$\frac{N_T}{F} = \rho_T \cdot \frac{N_A}{A}\frac{V}{F} = \rho_T \cdot a \cdot \frac{N_A}{A} \tag{1.2}$$

V: Volumen des Targets

F: Targetfläche senkrecht zum Target

a: Ausdehnung des Targets in z-Richtung[1]; a = 5 μm

---

[1] Unter Annahme eines rechteckigen Querschnitts für das Target

b: Ausdehnung des Targets in y-Richtung; b = 4 μm

ρ_T: Dichte des Targets in [g/cm^3]; ca. 0.94 g/cm^3 für $\mathbf{CH_2}$

$\mathbf{N}_A$: Avogadrokonstante

A: Atomgewicht bzw. Molekulargewicht

Die Größe dn_p/dt (Zahl der einlaufenden Projektile(Protonen) pro Zeit) kann ebenfalls bestimmt werden. Bei einem internen Experiment ist diese Größe bestimmt durch die Anzahl der umlaufenden Teilchen und deren Umlauffrequenz ν, was dem mittleren Strahlstrom I_b entspricht.

$$\dot{n}_p = \frac{dn_p}{dt} = \frac{I_b}{e} = N_p \cdot \nu \tag{1.3}$$

$\mathbf{N}_p$: Ringfüllung

$\mathbf{n}_p$: einlaufende Projektile (Protonen) auf das Target

Ein Fädchentarget wird wegen seiner geringen Ausdehnung in einer Dimension (hier: der Vertikalen y) nur von einem Teil des Strahls getroffen. Nimmt man an, daß der Strahl eine gaußförmige Intensitätsverteilung mit einer vertikalen Standardabweichung σ_y besitzt, gilt:

$$\frac{I_T}{I_b} = \frac{a}{\sigma_y\sqrt{2\pi}} \tag{1.4}$$

$\mathbf{I}_T$: Strahlstrom, der mit dem Target überlappt

Zusammen mit diesem Korrekturterm ergibt sich die Luminosität für ein Fädchentarget zu:

$$L = \frac{a \cdot b}{\sigma_y\sqrt{2\pi}} \cdot \rho_T \cdot \frac{N_A}{A} \cdot N_p \cdot \nu \cdot n \tag{1.5}$$

Die dimensionslose Größe n ist die Zahl der Targetteilchen pro Atom oder Molekül des Targetmaterials. Für den Wasserstoff im Polypropylentarget ergibt sich n zu 2 (Stöchometrische Summenformel CH_2).

Die Gleichung (1.5) gilt nur unter der Annahme, daß der Strahl eine gaußförmige Intensitätsverteilung aufweist und das Target im Mittelpunkt dieser Verteilung getroffen wird. Die genaue Strahllage zum Fädchen muß also bekannt sein. Außerdem ist ein Fädchentarget mit rechteckigem Querschnitt angenommen worden. Bedingt durch den Herstellungsprozeß ist das Fädchen aber verdrillt, und die angenommenen Dimensionen sind nur die Solldaten.

Deshalb wählt man einen anderen, direkten Zugang zu der Luminosität, der durch die Definition der Luminosität gegeben ist:

$$L = \frac{\dot{N}_x}{\sigma_x} \tag{1.6}$$

$\mathbf{N}_x$: Zahl der Ejektile, die der bekannten Reaktion zugeordnet werden können

Hierzu benötigt man einen bekannten Wirkungsquerschnitt σ_x einer beliebigen Reaktion und kann dann einen unbekannten Wirkungsquerschnitt σ_u bestimmen. Man muß die Zählrate, die der unbekannten Reaktion zugrunde liegt, auf die Zählrate der bekannten Reaktion normieren. Dann gilt:

$$\sigma_u = \frac{N_u}{N_x} \cdot \sigma_x \tag{1.7}$$

Der Vorteil dieser Methode ist, daß nur noch eine einzige Größe, nämlich die Zahl der Ejektile N_x der bekannten Reaktion, gemessen werden muß, so daß sich dadurch die Anzahl der möglichen Fehlerquellen gegenüber der Relation (1.5) deutlich reduziert.

Im Falle des EDDA-Experimentes liegt es nahe, die aus dem Target ausgelösten Elektronen zu messen. Aufgrund ihrer Entstehung unterscheidet man zwischen zwei Arten von Elektronen. Als δ-Elekronen bezeichnet man diejenigen Elektronen, die in der primären Wechselwirkung mit dem Strahl entstehen, als Sekundärelektronen die Elektronen, die durch den Energieverlust nach Kleinwinkelstreuung der δ-Elektronen entlang deren Bahn im Target entstehen [STE57].

Für die Messung der ausgelösten Elektronen gibt es zwei Zugänge:

1. Dadurch, daß durch den Strahl Elektronen aus dem Target ausgelöst werden, lädt sich das Target statisch auf. Im Falle des EDDA-Experimentes ist das Target leitend mit seiner Halterung verbunden, so daß die ausgeschlagenen Elektronen über das Erdpotential wieder zugeführt werden. Dieser Strom kann mittels eines schnellen **Picoamperemeters** [SCHE94] gemessen werden. Diese sogenannte **Integrale Strommessung** erfaßt sowohl δ- als auch Sekundärelektronen.

2. Mit der zweiten Methode sollen nur die δ-Elektronen gemessen werden. Hierzu sind unter einem Streuwinkel von $\Theta_{lab} = 40°$ Halbleiterdetektoren (**PIN-Dioden**) angebracht, die diese Elektronen zählen sollen. Wegen der geringen Bindungsenergie der Elektronen im CH_2-Target kann man in guter Näherung die Elektronen als frei ansehen. Die Reaktion

   $$p + e^- \rightarrow p + e^- \tag{1.8}$$

   beschreibt diesen Prozeß und liegt der **Rosenbluth-Formel** [KAL64] zugrunde, welche den Wirkungsquerschnitt beschreibt. Dieser ist der benötigte, bekannte Wirkungsquerschnitt, um die mit dem EDDA-Experiment gewonnenen Daten normieren zu können.

Beide Methoden sind dazu geeignet, eine **relative** Normierung zu liefern. Falls es einen Luminositätssprung gibt, der sich natürlich auch auf die zu messende Zählrate auswirkt, ist es möglich, diesen zu bemerken und aus den Meßdaten heraus zu korrigieren.

1.3 Ziel der Arbeit

Diese Diplomarbeit beschäftigt sich mit der zweiten vorgestellten Methode. Um eine Normierung zu ermöglichen, müssen vor allem die an COSY gewonnenen PIN-Diodenspektren meßbar und auch verstanden sein. Gemessen wird hier die deponierte Energie (E oder dE -Signale) der Teilchen, die die PIN-Diode treffen. Hierzu ist es nötig, eine einfach zu bedienende und flexible Elektronik zu installieren, eine maximale Auflösung zu erreichen und eine immer wieder schnell durchzuführende Eichung zu ermöglichen. Sind diese Spektren verstanden, so ist es möglich, mittels der oben vorgestellten Formeln die Daten zu normieren.

In **Kapitel 2** sind die für einen reibungslosen Betrieb der PIN-Dioden benötigten theoretischen, baulichen sowie elektronischen Grundlagen beschrieben.

In **Kapitel 3** sind einige Testmessungen mit den PIN-Dioden beschrieben, die ein Verständnis der Energiespektren erleichtern sollen. Sie dienen der Bestimmung der Dicke der sensitiven Zone sowie der Auswahl geeigneter PIN-Dioden.

In **Kapitel 4** wird dann auf einige Messungen eingegangen, die mit den PIN-Dioden während einer normalen Strahlzeit gemacht wurden. Dabei wird sowohl auf die aufgenommenen Spektren eingegangen, als auch auf die Bestimmung der Luminosität selbst. Hierbei stehen die PIN-Diodenmessungen in Redundanz zu den Messungen mit dem Picoamperemeter (im weiteren Verlauf immer **SEM**[2] genannt). Vergleiche zwischen diesen beiden Meßverfahren ermöglichen eine Zuverlässigkeitsaussage für beide Methoden, die auch weiterhin gleichberechtigt parallel betrieben werden. Eine andere Konsistenzprüfung ergibt sich durch einen Vergleich der gewonnenen Daten zum elastischen Proton-Proton Wirkungsquerschnitt mit Daten aus der Literatur. Schließlich werden die mit den PIN-Dioden gemessenen Daten noch mit denen der Monte-Carlo-Simulation verglichen.

---

[2] **S**ekundär**E**lektronen**M**onitor

Kapitel 2

Grundlagen für den Betrieb der PIN-Dioden

2.1 PIN-Dioden im Experiment

2.1.1 Funktion und Aufbau der PIN-Dioden

Halbleiterdetektoren arbeiten im allgemeinen auf der Basis in Sperrichtung betriebener Germaniumdioden oder Siliziumdioden: Ein geladenes Teilchen erzeugt bei seinem Durchgang durch den Einkristall durch Ionisation Elektronen-Loch-Paare. Bei diesem Prozeß wird ein Elektron aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben, und dort kann es sich praktisch frei bewegen. Der Bandabstand E_g beträgt bei Silizium 1.1 eV [KIT69]. Zusätzlich finden aber noch Phononenanregungen statt, wodurch sich die insgesamt benötigte Ionisationsenergie E_i pro Elektron-Loch Paar ergibt. Nach [RES68] beträgt diese

$$E_i = 2.67 \cdot E_g + 0.87\ eV \tag{2.1}$$

Wird auf das Elektron mehr als die benötigte Ionisationsenergie übertragen, so steht diese Energie in Sekundärreaktionen für die Erzeugung weiterer Elektronen-Loch Paare zur Verfügung. Liegt nun die ionisierende Strahlung mit einer bekannten Energie E_0 vor, läßt sich die Anzahl der produzierten Elektronen angeben mit:

$$n = \frac{E_0}{E_i} \tag{2.2}$$

Die PIN-Dioden unterscheiden sich nun im Aufbau von normalen Siliziumdetektoren, die aus einer Schicht n-dotierten und einer Schicht p-dotierten Materials bestehen. An der pn-Grenzfläche bildet sich eine Verarmungszone für Ladungsträger aus, die sich durch das Anlegen einer Spannung in Sperrichtung vergrößert. Die Verarmungszone ist ein hochohmiger Bereich in der Diode, über den die meiste Spannung abfällt. Es entsteht dabei dann ein elektrisches Feld ausreichender Stärke E, um die durch Ionisation entstandenen Elektronen abzusaugen, ehe sie durch einen Rekombinationsprozeß verloren gehen. Die derart gesammelte Ladungsmenge entspricht dann der Energie der einfallenden ionisierenden Strahlung. Der Unterschied bei den PIN-Dioden besteht nun darin, daß sich zwischen der n- und p-Schicht eine sogenannte **intrinsische** Schicht befindet, die aus hochreinem Silizium besteht. Alle gesammelten Ladungsträger stammen dann aus aufgebrochenen Kristallbindungen des Siliziums, und man spricht von Eigenleitung und nicht mehr von np-Leitung. Der Vorteil besteht darin, daß die eigenleitende Schicht von den freigewordenen Ladungsträgern viel schneller durchdrungen werden kann als bei üblichen pn-Übergängen. Das bedeutet, daß die PIN-Dioden besonders als Detektoren für schnelle Signale oder für hohe Signalraten geeignet sind, wie sie beim EDDA-Experiment vorliegen (s.Tab. 2.2). Die erforderliche Zeit für das Einsammeln der Ladungsträger wird Sammelzeit t_s genannt und beträgt für eine PIN-Diode mit einer Dicke der Verarmungszone von $d = 340 \mu m$ (s.3.6) bei einer angelegten Sperrspannung (**Biasspannung**) von 100 V

$$t_s(Pin) = \frac{d}{E \cdot \mu} = \frac{d}{\frac{U_B}{d} \cdot \mu} = 88.9\ ns \tag{2.3}$$

$$\mu = 1300 cm^2/Vs$$

Hierbei bedeutet μ die Driftbeweglichkeit von Elektronen in Silizium bei 300 K. Dieser Wert bestimmt die erreichbare Zeitauflösung des Detektors und erlaubt Zählraten im MHz-Bereich. Durch diese kurze Antwortzeit des Detektors wird der Pile-Up Effekt [KNO79] reduziert. Als Pile-Up bezeichnet man die Verfälschung der Detektorsignale durch die Überlagerung zweier oder mehrerer kurz hintereinander folgender Ereignisse. Unterscheiden muß man allerdings zwischen Pile-Up der PIN-Diode und des Vorverstärkers. Eine zeitlich zu kurze Abfolge von Signalen[1] führt zu einer Überschneidung zweier Pulse. Dies hat zur Folge, daß ein Puls entsteht, der eine höhere Amplitude besitzt als es durch die vorgegebene Energie der ionisierten Strahlung möglich ist. Im Energiespektrum führt dies zu Einträgen bei hohen Energien und verfälscht somit das gemessene Spektrum. Zusätzlich kann bei zu hoher Amplitude im ladungsempfindlichen Vorverstärker das vollkommene Abklingen des Pulses verhindert werden, was zur sogenannten Baselinedrift führt und somit zu einer Verbreiterung der möglichen Linien im Energiespektrum. Auch trägt dieser Effekt zu einer Erhöhung des Rauschens im Bereich des Nullkanals bei.

Ein weiterer wichtiger Effekt ist die Rekombination der Ladungsträger. Man unterscheidet hier die direkte Rekombination und das sogenannte Trapping. Bei der direkten Rekombination wird das Elektron von einem Loch eingefangen. Die Energie des Elektrons wird thermisch freigesetzt, und dieser Energiebetrag geht für ein Ereignis verloren.

Als Trapping bezeichnet man den Einfang von Ladungsträgern an Störstellen in der Verarmungszone. Diese Störstellen sind Gitterfehler und Fremdatome, die unbesetzte Zustände in der verbotenen Zone oder direkt am Übergang von der verbotenen Zone zum Valenzband oder Leitungsband hervorrufen. Ein Elektron ist dann kurz an eine solche Haftstelle gebunden und kann durch thermische Aktivierung wieder in das entsprechende Band abgegeben werden. Bleibt diese Zeit klein gegenüber der Zeit, in der ein Pulse elektronisch verarbeitet wird, hat das Trapping keinen Einfluß auf die Amplitude des Pulses. Gilt dies nicht, geht auch diese Ladung für einen Einzelpuls verloren, und die Auflösung des Detektors verschlechtert sich.

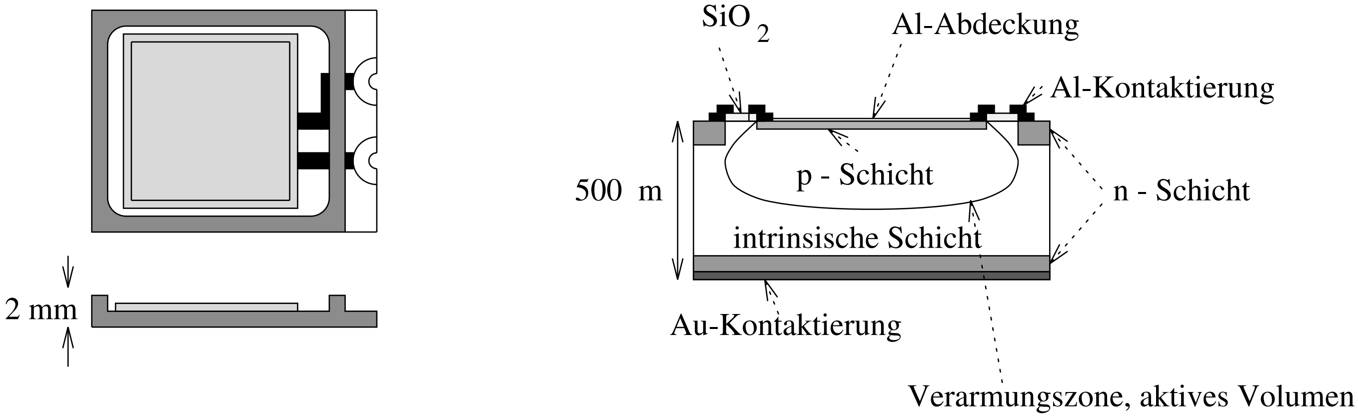
All diese Einzeleffekte beeinflussen die Energieauflösung eines Detektors. Wie sich das gesamte System, also PIN-Diode, Vorverstärker und Hauptverstärker, auf das Rauschen und somit auch auf die zu erreichende Energieauflösung auswirkt, ist detailliert in [SCHE94] beschrieben.

In Abb. 2.1 ist der Aufbau der PIN-Diode[2] abgebildet. Der insgesamt 500 μm dicke Chip ist in einem 2 mm hohen, 14.5 mm breiten und 18 mm langen, aus Pertinax bestehenden Träger eingebettet. Die untere Kontaktierung zur n-dotierten Schicht wird durch eine Goldelektrode von 0.4 μm gewährleistet. Diese Schichten stellen den niederohmigen Kontakt zur intrinsischen

---

[1] Kürzer als die zeitliche Breite eines Einzelpulses

[2] Bezeichnung SFH521 [SIE91]



a) Pindiode in Draufsicht und Schnitt

b) Chipaufbau

Abbildung 2.1: *a) Anordnung des Chips in Draufsicht und Schnitt incl. äußerer Kontaktierung; b) Chipaufbau incl. Schichtanordnung und innerer Kontaktierung*

Schicht dar. Über dieser intrinsischen Schicht befindet sich die hochdotierte p-Schicht, die mit der intrinsischen Schicht den eigentlichen pn-Übergang darstellt. Dies ist die Oberseite der flächigen PIN-Diode, welche prinzipiell sehr lichtempfindlich ist. Um diese Empfindlichkeit zu vermindern, befindet sich auf der Oberfläche noch eine aus 0.1 μm dickem Aluminium bestehende Abdeckung. Diese Schicht ist eine sogenannte Totschicht, die bei Messung von extrem niederenergetischen Teilchen ein Hindernis darstellt. Da wir aber Elektronen mit einer Energie > 50 keV messen wollen, ist diese Totschicht kein Problem, denn der Energieverlust in einer solchen Schicht ist klein gegenüber der verbleibenden Restenergie. An der Oberfläche ist die PIN-Diode durch eine ringförmige Elektrode kontaktiert, die über einen Bonddraht aus Gold mit den äußeren Lötpunkten verbunden ist. Zu beachten ist, daß die verwendete PIN-Diode nicht wie üblich mit einer Epoxyharzschicht gegen Berührungen und Feuchtigkeit geschützt ist, so daß eine Handhabung der PIN-Dioden immer mit großer Vorsicht geschehen muß. Weiter ist zu beachten, daß besonders die obere Kontaktierung über den Bonddraht nicht sehr hohen Temperaturen ausgesetzt werden sollte, die vor allem beim Anlöten der Verdrahtung auftreten können. Die Lötintervalle sollten also klein bleiben. Durch eine lange, hohe Temperaturbelastung kann die Kontaktierung des Bonddrahtes mit dem Chip und der Chip selber in Mitleidenschaft gezogen werden. Alles in allem hat sich aber die Handhabung der PIN-Dioden als "gutmütig" herausgestellt und ist unter Berücksichtigung der Vorsichtsmaßnahmen gut durchführbar. Eine Reinigung der PIN-Diodenoberfläche mit hochreinem Isopropylalkohol ist möglich und wirkt sich nicht auf die Qualität der PIN-Diode aus, was die Testmessungen der PIN-Dioden in Kapitel 3.1.2 zeigen. Eine der schon benutzten PIN-Dioden (PIN-Diode S3) wurde dieser Reinigung unterzogen.

2.1.2 Meßgeometrie der PIN-Dioden

Der Platz am Strahlrohr, an dem sich die PIN-Dioden befinden, wurde dadurch festgelegt, daß die Zählrate aufgrund des Wirkungsquerschnitts, den die Rosenbluth-Formel beschreibt, ausreichend sein sollte[3]. Die zweite Bedingung war, daß die Elektronen ein dünnes Aluminiumfenster

---

[3] Mit kleinem Winkel Θ_{lab} steigt der Wirkungsquerschnitt (s.Abb.2.5).

noch mit einer genügend großen Restenergie passieren[4] können, um auch einwandfrei registriert werden zu können. Einige Betrachtungen dazu finden sich in [SCHE94]. Aufgrund dieser Überlegungen wurden die Fenster unter 40° im Laborsystem (bezogen auf den Fenstermittelpunkt) in das Strahlrohr eingefräst. Insgesamt befinden sich vier 250 μm dicke Alufenster im Strahlrohr, und die Lage ist jeweils um $\phi = 90°$ versetzt. Illustriert ist die Lage der PIN-Dioden in Abb. 2.2. In dieser Abbildung ist die Sektion der PIN-Dioden maßstabsgetreu abgebildet, allerdings aus darstellungstechnischen Gründen nur für die PIN-Dioden, die sich auf und unter dem Strahlrohr befinden.

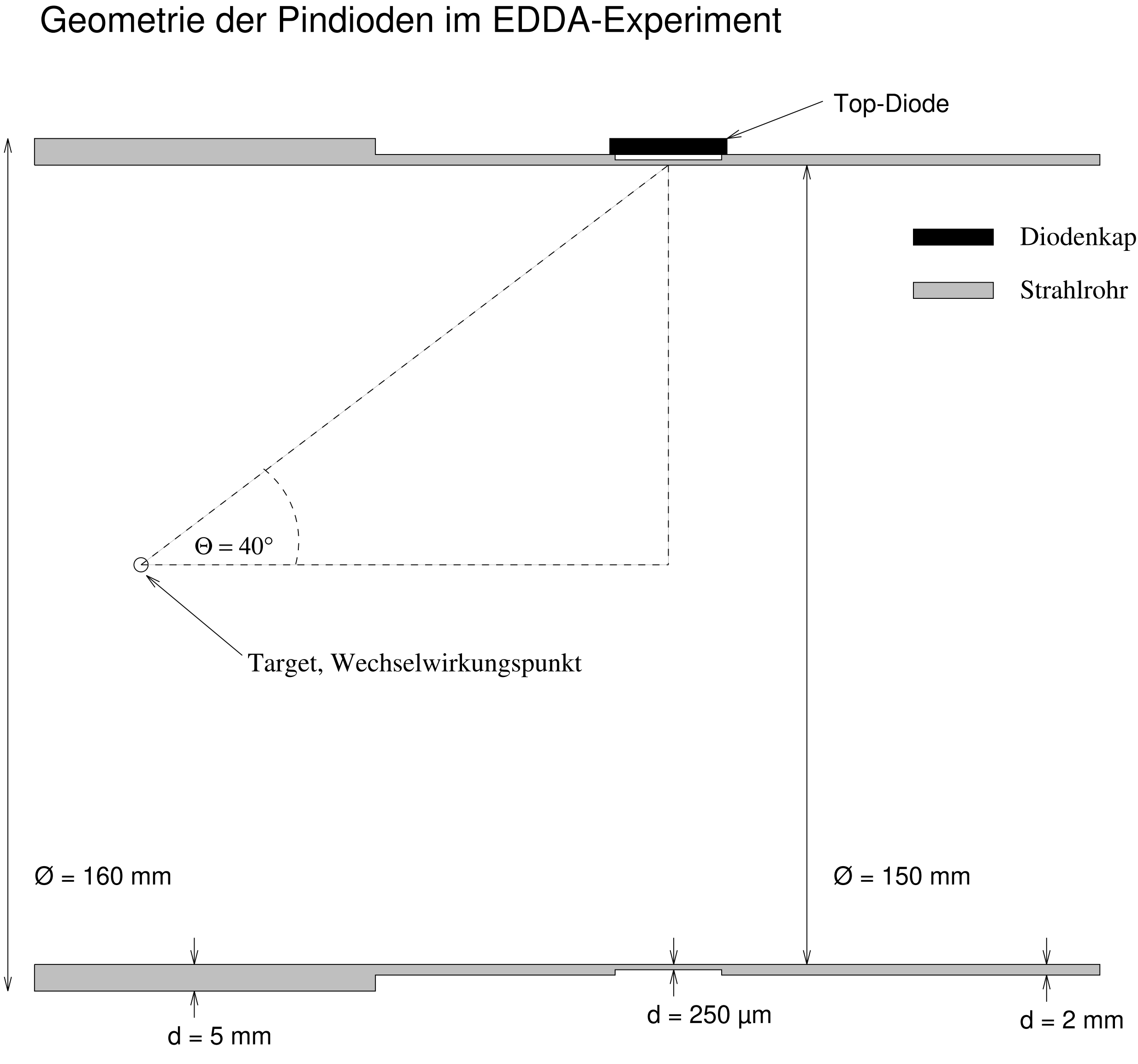

Geometrie der Pindioden im EDDA-Experiment

Abbildung 2.2: *Messplatzgeometrie, wie sie sich aus dem im Einsatz befindlichen Strahlrohr ergibt. Dargestellt sind die Orte der PIN-Dioden* **Top** *und* **Bottom**. *Weitere PIN-Dioden sind die PIN-Dioden* **Left** *und* **Right**.

Da sich die Siliziumchips nicht symmetrisch auf dem Träger befinden (Abb. 2.1 a)), liegt der Mittelpunkt der PIN-Diodenfläche nicht bei 40°, sondern bei 39.6°. Mit der aktiven Fläche der PIN-Diode (s.Kap.3.2) ergibt sich dann ein erfaßter Winkelbereich in Θ_{lab} von 38.1° – 41.2°.

---

[4] Die Energie der Elektronen fällt mit steigenden Θ_{lab} (s.Abb.2.5).

Weiter ergibt sich ein abgedeckter Winkelbereich von $\Delta\varphi = 8°$. Wendet man die Werte für Θ auf die Formel (2.9) (s.Kap.2.2.2) an, so erhält man die Energien der Elektronen, die in dem Bereich der PIN-Dioden registriert werden müssen. In Tabelle 2.1 sind einige Werte aufgelistet.

Strahlimpuls	**T$_{e^-}$** **vor Alufenster**	**T$_{e^-}$(mittel)** **nach Alufenster**
1455 Mev/c	(685 – 790)keV	(520 – 625)keV
3300 MeV/c	(1.12 – 1.38)MeV	(0.97 – 1.21)MeV

Tabelle 2.1: *Energien der Elektronen aufgrund des Winkels Θ_{lab}, unter dem die PIN-Dioden angebracht sind, und unter Benutzung der Formeln (2.9) und (2.10)*

Anhand dieser Tabelle wird klar, daß zumindest für hohe Strahlimpulse ein Stoppen der Elektronen in dem aktiven Volumen nicht mehr möglich ist und somit nur noch ΔE-Signale für die Elektronen vorliegen. Eine Interpretation der gemessenen Pulshöhenspektren wird dadurch erschwert, vor allem in Bezug auf die Teilchenidentifikation, denn auch andere Teilchen (z.B. Protonen) hinterlassen ein ähnlich großes Energiedeposit in der PIN-Diode.

2.1.3 Entstörung und Elektronik

Aus den Erfahrungen der ersten Strahlzeiten weiß man, daß es unbedingt nötig ist, die PIN-Dioden gegen jegliche Fremdeinwirkungen zu entstören. Dies betrifft vor allem zwei Dinge: Die Einkopplung von Signalen über die PIN-Diode selber (z.B. Licht) und ein möglichst sauber definiertes Erdpotential. Wichtig ist dies im Hinblick auf die Energieauflösung der Signale und das Erreichen einer möglichst energetisch möglichst tiefen Schwelle der Signale. Hier war eine Schwelle von ca. 50 keV angestrebt, denn auch solche Elektronen sollten noch mitgezählt werden. Dies bedeutet, daß auch Signale im Millivoltbereich noch vom Rauschen trennbar sein müssen.

Realisiert wurde dies in mehreren Schritten. Als erstes wurde jede einzelne PIN-Diode, mit der an COSY gemessen werden sollte, in einen Faraday'schen Käfig eingekapselt (s.Abb. 2.3), welcher eine kapazitive Einkopplung verhindert. Dieser Käfig besteht aus einem U-förmigen Aluminiumgehäuse, in das die PIN-Diode eingebettet ist, und einer Abdeckung, zum Alufenster hin aus einer 2 – 3 μm dicken metallisierten Mylarfolie. Diese Folie hat die Eigenschaft, daß sie einseitig mit Aluminium bedampft ist und somit den Käfig elektrisch schließen kann, aber gleichzeitig auch einen Kontakt mit dem Strahlrohr verhindert. Der gesamte Käfig wird durch die Verkabelung der PIN-Diode auf dasselbe Erdpotential gelegt wie die Biasspannung. Um den Lichteinfall zu minimieren, wurden die Fenster noch zusätzlich mit schwarzem Klebeband abgeklebt. Um eine Störeinkopplung über die Kabel zwischen PIN-Diode und Vorverstärker so gering wie möglich zu halten, muß auf eine kurze Kabelstrecke geachtet werden, denn die Länge nimmt auch Einfluß auf die Auflösung des Gesamtsystems [SCHE94].

Bei diesem Erdpotential greift dann die zweite Maßnahme. Aufgrund der Tatsache, daß ein solches Experiment wie das EDDA-Experiment eine gewisse Eigendynamik in Bezug auf die Kabelwege entwickelt und somit Tür und Tor geöffnet sind für sogenannte Erdschleifen[5], wurde ein sogenanntes Erdungssystem [SCHU94] installiert. Dieses System soll gewährleisten, daß die gesamte im Experiment verwendete Elektronik definiert nur einmal auf einem bestimmten Punkt

---

[5] Leitungsschleifen, die wie Antennen wirken und auf eine empfindliche Aufnahmeelektronik zurückwirken können

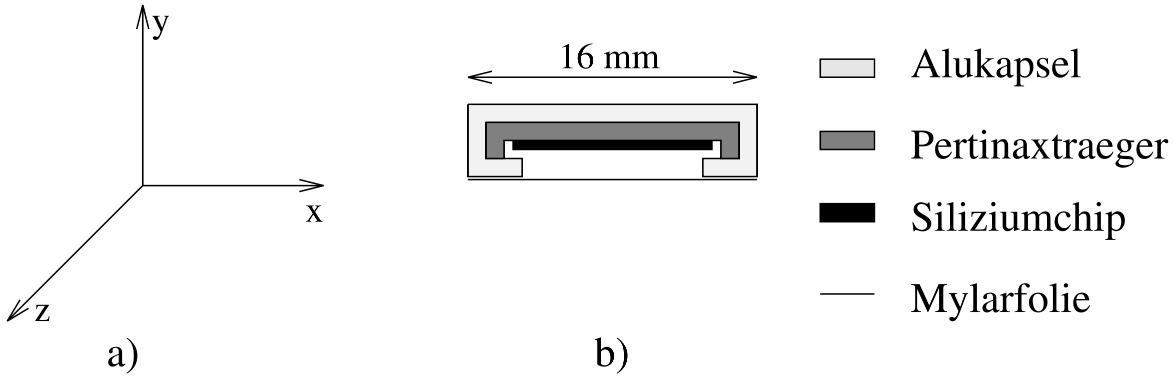


Abbildung 2.3: *a) Koordinatensystem in Bezug auf TOP-PIN-Diode b) Schnitt durch Kapsel der PIN-Diode, in z-Richtung wird der Käfig beidseitig durch dünnes Kupferblech abgeschlossen*

auf der Masse liegt. Dieses Verfahren wird als Sternpunkterdung bezeichnet. Mit Hilfe dieser Methode konnte zum Beispiel eine Fremdeinwirkung durch die sich in der Nachbarschaft befindlichen Quadrupolmagneten unterdrückt werden, denn die Netzgeräte dieser Magnete bewirkten die starke Einspeisung mit einer Frequenz von ca. 90 kHz. Allerdings mußte dazu noch ein weiterer spezieller Erdpunkt direkt hinter den vier verwendeten Vorverstäkern gelegt werden. Mit Hilfe dieses Erdpunktes konnte ein rauscharmes Signal gewonnen werden, das auch die obigen Bedingungen erfüllte, also hohe Energieauflösung und niedrige Schwelle für den Triggerzweig des ADC's.

Die verwendete Elekronik und ihre Verkabelung ist in Abb. 2.4 einzusehen und gliedert sich in zwei voneinander unabhängige Zweige, was die Auslese betrifft. Im sogenannten Signalzweig werden die Signalhöhen der einzelnen Signale mit Hilfe eines ADC's aufgenommen und über die Datenaufnahme weiter verarbeitet [DIE94, SCHW95]. Wegen der Häufigkeit und Länge (im μs-Bereich) der Elektronensignale wird aber im normalen Experimentablauf nur etwa jedes zwanzigste Elektron energetisch erfaßt. Der Grund dafür liegt in der Tatsache, daß die Datenaufnahme bei einer 1:1 Aufnahme kaum noch in der Lage wäre, alle anderen Signale des Gesamtdetektors aufzunehmen und auf Band zu schreiben.

Komplett anders ist dies allerdings mit der festzustellenden Zählrate. Diese wird über den sogenannten Triggerzweig mit einem Zähler aufaddiert und weggeschrieben. Hierbei wird jedes Ereignis gezählt, das über einer am TSCA festzulegenden Schwelle liegt. Dieser Zweig wird Triggerzweig genannt, da mit seiner Hilfe auch das Gate für den ADC aus dem Signal selber gewonnen wird. Es geht also kein Ereignis verloren, solange es über der Schwelle liegt. An dieser Stelle ist auch die hohe Zählrate nicht von Bedeutung, da diese Triggersignale an der Stelle, an der sie auf den Scaler gehen, im ns-Bereich liegen und am Ende eines bestimmten Zeitintervalls nur eine Zahl aus den Scalern ausgelesen werden muß. Sowohl der Tiggerzweig als auch der Signalzweig sind also über ein und dieselbe Schwelle beeinflußbar, so daß alle vom Zähler erfaßten Ereignisse über den ADC in ein Pulshöhenspektrum aufgenommen werden. Eine Einschränkung ist durch die Unterdrückung der ADC-Signale wegen des Datenaufnahmesystems gegeben.

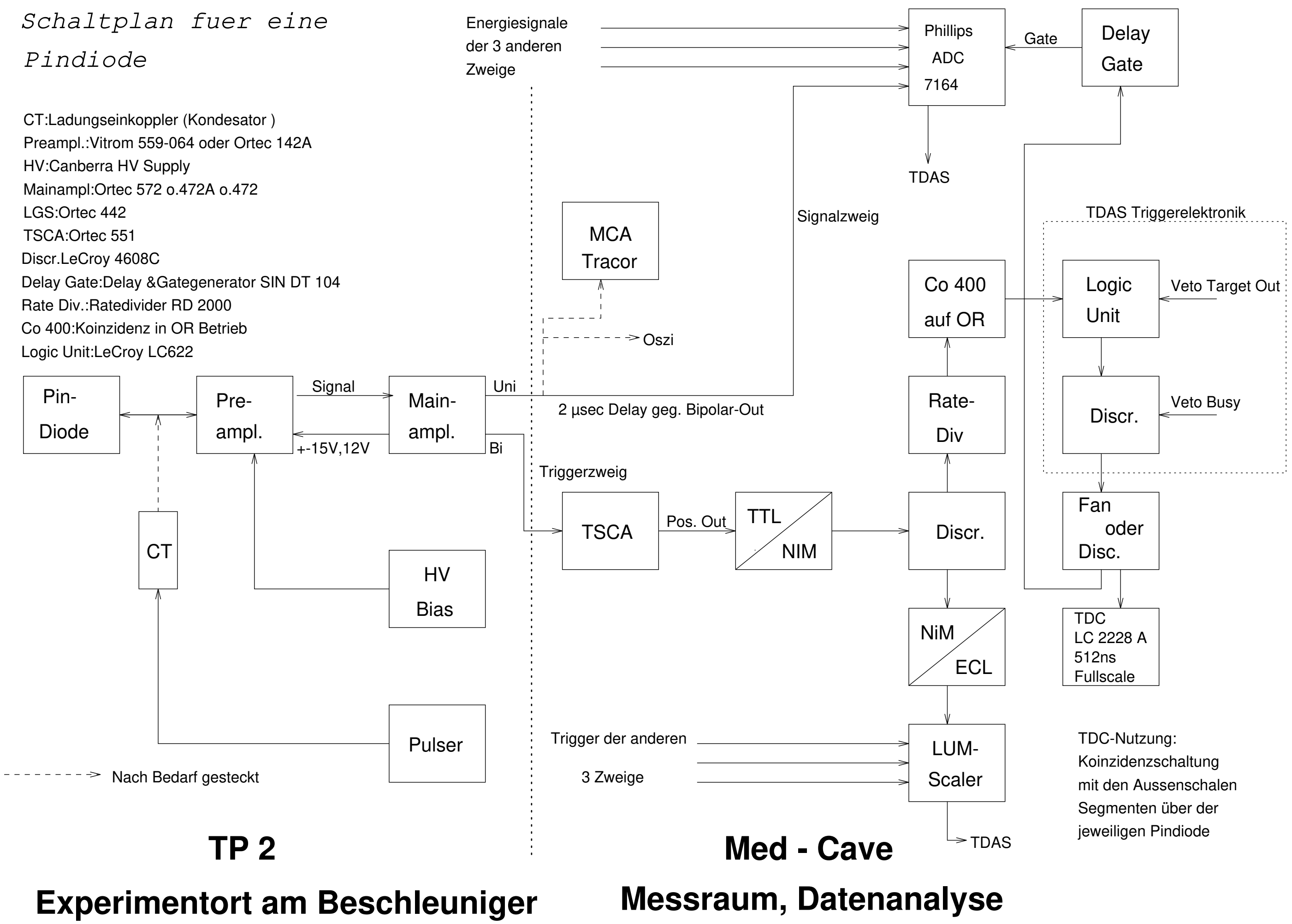


Abbildung 2.4: *Elektronische Verschaltung der PIN-Dioden, beispielhaft für eine PIN-Diode. Die mittlere gepunktete Linie repräsentiert die räumliche Trennung der Elektronik.*

2.2 Theoretische Grundlagen für das Verhalten der Elektronen

Durch das Design des Strahlrohres und der Strahleigenschaften sind die kinematischen Verhältnisse, aber auch die Zahl der erwarteten δ-Elektronen, vorgegeben. Für theoretische Betrachtungen, müssen vor allem der Winkel des ausgelösten Elektrons (festgelegt durch die Lage der Alufenster im Strahlrohr) und das 250 μm dicke Alufenster berücksichtigt werden. Als Stichworte sind zu nennen: die Rosenbluth-Formel und die praktische Reichweite von Elektronen in Materie.

2.2.1 Rosenbluth-Formel

Die Rosenbluthformel beschreibt den Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Nukleon Streuung bis hin zu hohen Energien, bei denen sich die Quarkstruktur der Protonen bemerkbar macht. Für die durch COSY zugänglichen Energien spielt die Substruktur der Protonen allerdings keine Rolle, so daß das Proton als punktförmiges Diracteilchen angesehen werden kann. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich folgende Formel für den Wirkungsquerschnitt [KAL64]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{LAB} = (\hbar c \cdot \alpha)^2 \cdot \left\{ \frac{t^2 + 2st + 2(s - m_e^2 - m_p^2)^2}{8m_e^4 \cdot p_{beam}^2 \cdot \beta_{CM}^2 \cdot \cos^3 \Theta_{lab}} \right\} \tag{2.4}$$

Θ_{lab}: Streuwinkel zur z-Achse, unter dem das Elektron ausgelöst wird
m$_p$: Masse des Protons in MeV
m$_e$: Masse des Elektrons in MeV
p$_{beam}$, E$_{beam}$: Impuls, Energie des einlaufenden Protons
T$_{e^-}$: Kinetische Energie des gestreuten Elektrons
α: Feinstrukturkonstante = 1/137
s,t: Mandelstam-Variablen
$\hbar c =$ 197.327 MeV fm

Die Mandelstamvariablen s und t, sowie der Faktor β_{CM} sind durch die Kinematik der elastischen Reaktion $p + e^- \rightarrow p + e^-$ festgelegt und können durch den folgenden Satz von Formeln beschrieben werden ($c = 1$):

$$s = m_p^2 + m_e^2 + 2E_{beam} \cdot m_e^2 \tag{2.5}$$

$$t = -2T_{e^-} \cdot m_e = \frac{4m_e^2 \cdot \beta_{CM}^2 \cdot \cos^2 \Theta_{lab}}{\beta_{CM}^2 \cdot \cos^2 \Theta_{lab} - 1} \tag{2.6}$$

$$\beta_{CM} = \frac{p_{beam}}{(E_{beam} + m_e)} \tag{2.7}$$

Mit Hilfe dieses Satzes von Formeln ist es möglich, die erwarteten Zählraten und die Energien der gestreuten Elektronen zu bestimmen. Um das Energiedeposit in den PIN-Dioden bestimmen zu können, muß allerdings noch das Alufenster, in dem Energieverlust stattfindet, berücksichtigt werden. Auch dadurch ist ein Zählratenverlust zu erwarten. Für den im Experiment wichtigen Winkel $\Theta_{lab} = 40°$ sind in Abb. 2.5 der differentielle Wirkungsquerschitt und die Energie des zu messenden Elektrons gegen den Impuls des COSY-Strahls aufgetragen.

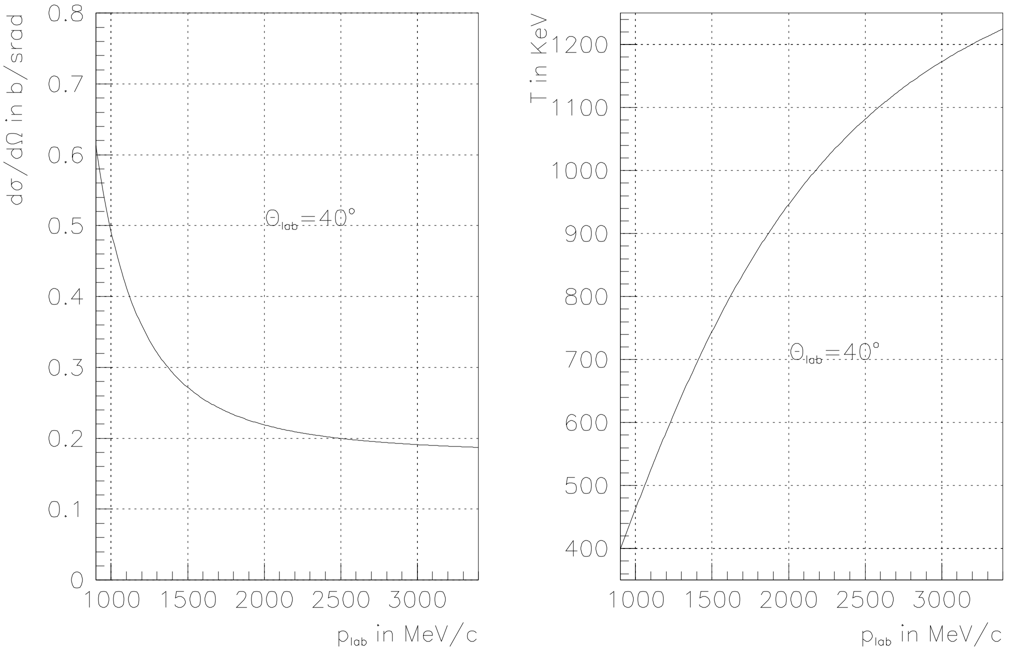


Abbildung 2.5: *links: differentieller Wirkungsquerschnitt nach der Rosenbluthformel; rechts: kinetische Energie des zu messenden Elektrons*

Einige Zählraten (ohne Alufenster) sind in Tabelle 2.2 aufgelistet. Bestimmt wurden diese Raten über Formel (1.5). Hierbei wurden die Daten für den COSY-Strahl (σ_y) aus den Ergebnissen der siebten EDDA-Strahlzeit entnommen. Die Bestimmung der Strahlausdehnung wurde dabei mit dem Fadentarget vorgenommen, wobei die Methode in [MOS94] detailliert beschrieben ist. Der Raumwinkelbereich, den die PIN-Dioden abdecken, ist durch die Geometrie der PIN-Dioden (aktive Fläche) und den Messplatz gegeben und beträgt:

$$\Delta\Omega = 3.802 \cdot 10^{-3}\ srad \tag{2.8}$$

Zu beachten ist, daß die gemessenen Strahlprofile für einen unverbrauchten Strahl gelten, d.h. der Strahlstrom wurde noch nicht durch Wechselwirkung mit dem Target reduziert. Außerdem sind die Profile jeweils für einen konstanten Impuls des Strahls gemessen worden, so daß eine Verallgemeinerung auf die Rampenmessungen nicht ohne weiteres möglich ist, da sich die Strahlparameter während der Rampe ändern (s.Kap. 4.2). Für **Flat Top** Messungen[6] stellen diese Zählraten Werte dar, die auch im Experiment beobachtbar sein sollten (s.Kap. 4.2).

Betrachtet man die zu erwartenden Zählraten für Elektronen und Protonen, so wird klar, daß die Protonenrate durch die elastische Proton-Proton Streuung deutlich geringer ist und somit für einen Zählratenuntergrund keine große Rolle spielen kann. Anders verhält es sich mit der zu erwartenden Zählrate, die aus Reaktionen mit dem Kohlenstoff des Targets herrührt. Als Reaktionspartner können alle Kohlenstoffnukleonen dienen, was alleine die Luminosität erheblich (im Gegensatz zu der Luminosität für pp-elastisch) erhöht. Ebenfalls ist der totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion Proton-Kohlenstoff erheblich höher als für die elastische

---

[6] konstanter Impuls des Strahls für die Target-In Phase

p_{beam} [MeV/c]	**Teilchen**	**N_p**	**σ_y [cm]**	**L [$cm^{-2}s^{-1}$]**	**$d\sigma/d\Omega_{lab}$ [barn $srad^{-1}$]**	**N_x s^{-1}**
1455	Elektronen; n=8	$1.5 \cdot 10^8$	0.340	$1.56 \cdot 10^{31}$	0.281	16700
	Protonen(H); n=2			$3.91 \cdot 10^{30}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	50
3000	Elektronen; n=8	$3.0 \cdot 10^8$	0.085	$1.42 \cdot 10^{32}$	0.191	103200

Tabelle 2.2: *Wirkungsquerschnitte und Zählraten für ausgesuchte Impulse des COSY-Strahls. Der differentielle Wirkungsquerschitt für die Protonen ist [SIM93] entnommen*

Proton-Proton-Streuung. Für eine Strahlenergie von 800 MeV ergibt sich ein Wert von ca. 350 mbar für den totalen Wirkungsquerschnitt der Reaktion Proton-Kohlenstoff [RAY79]. Von dieser Seite ist also ein Untergrund zu erwarten.

2.2.2 Energieverlust und Reichweite von Elektronen in Materie

Durch das 250 μm dicke Aluminiumfenster werden die aus dem Target unter dem Winkel $\Theta_{lab} = 40°$ ausgelösten Elektronen abgebremst, verlieren also Energie. Die Restenergie ist die Energie, die ein Elektron in einer PIN-Diode deponieren kann. Berechenbar ist die Energie der Elektronen vor dem Fenster über die Formel (2.6).

$$T_{e^-} = \frac{2m_e \cdot p_{beam}^2 \cos^2 \Theta_{lab}}{(m_e + E_{beam})^2 - p_{beam}^2 \cos^2 \Theta_{lab}} \tag{2.9}$$

Der Energieverlust von Elektronen in Materie kann mit Hilfe der Bethe-Bloch Formel beschrieben werden. Diese Formel gibt dann an, welche Energie dE in einer Schichtdicke dx des Absorbermaterials dem einfallenden Teilchen verloren geht, und lautet wie folgt [PER91]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot N_a \cdot z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{Z}{A} \left\{ \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right\} \tag{2.10}$$

$$\beta = \frac{v}{c}$$

Hierbei bedeuten:

x: Dicke der durchquerten Absorberschicht (in g cm^{-2})
Z: Ordnungszahl des Absorbers
A: Massenzahl des Absorbers
I: mittleres Anregungspotential = $Z \cdot (9.76 + 58.8 \cdot Z^{-1.19})$ eV für $Z \geq 13$
z: Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten von e
v: Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens

Die Bethe-Bloch Formel gibt aber nur den mittleren Wert des Energieverlustes in der Schichtdicke dx an. Aufgrund der Kleinwinkelstreuung von Teilchen in Materie ist der tatsächliche Energieverlust des einzelnen Teilchens statistisch um diesen Mittelwert verteilt. Diese sogenannte Landau-Verteilung um den Mittelwert ist deshalb asymmetrisch und weist einen Ausläufer zu höheren Energien auf. Für Elektronen als Projektil ist dieser Ausläufer besonders ausgeprägt, denn für diese Teilchenart spielt die Kleinwinkelstreuung, die an Hüllenelektronen des Absorbermaterials geschieht, eine besonders große Rolle.

Angegeben wird häufig eine Reichweite von verschiedenen Teilchen in verschiedenen Materialen. Der einfachste Weg, um die Reichweite von Elektronen zu bestimmen, wäre die gesamte Energieabgabe des Elektrons entlang seines Weges aufzuintegrieren.

$$R = \int_{T_{max_{e^-}}}^{0} \left(\frac{dT_{e^-}}{dx}\right)^{-1} dT_{e^-} \tag{2.11}$$

Das Problem dabei ist allerdings, daß in diesem Ansatz, dem die Bethe-Bloch Formel zugrunde liegt, die Kleinwinkelstreuung nicht berücksichtigt wird, so daß statt dessen immer eine **praktische Reichweite $\mathbf{R}_p$** angegeben wird. Diese erhält man aus dem Verlauf der Elektronenintensität einer monoenergetischen Elektronenlinie (gemessen hinter einem Absorber) in Abhängigkeit der Absorberdicke. Trägt man die Intensität gegen die Dicke des Absorbers auf, zeigt sich zunächst ein konstanter Verlauf, der in einen linearen Abfall übergeht. Weiter schließt sich dann ein exponentieller Abfall an, und man erhält die praktische Reichweite R_p aus einer Extrapolation des linearen Abfalls nach Null. Man läßt also den exponentiellen Anteil weg. Beschrieben wird dann die Reichweite mit einer empirischen Formel:

$$R_p = A \cdot T_{e^-} \left\{1 - \frac{B}{1 + C \cdot T_{e^-}}\right\} \tag{2.12}$$

wobei A,B,C empirische Koeffizienten sind, denen folgende Werte zugeordnet sind[KOB68].

A = $5.37 \cdot 10^{-4} \cdot g \cdot cm^{-2} \cdot keV^{-1}$
B = 0.9815
C = $3.123 \cdot 10^{-3} \cdot keV^{-1}$

Mittels dieser Formeln ist es also möglich, abzuschätzen welche Elektronen noch von einer PIN-Diode mit einer bestimmten Dicke gestoppt werden, d.h. ihre gesamte Energie deponieren, oder ab welcher Energie nur noch ein dE-Signal registriert wird. Da Messungen in der Rampe vorgenommen werden, ist dieser Übergang fließend, was sich auch in den Spektren wiederspiegelt (s.Kap.4).

Kapitel 3

Testmessungen im Labor und an COSY

3.1 Test der PIN-Dioden

Ein Schwerpunkt dieser Diplomarbeit war es, eine einfache Möglichkeit zum Testen neuer PIN-Dioden zu entwickeln und diese Tests dann auch auszuführen.

Dieser Test sollte in dem für das EDDA-Experiment erwarteten Energiebereich für die Elektronen geschehen, was bedeutet, daß man eine Quelle suchte, die im Bereich von 50–500 keV Elektronen emittiert. Hierzu standen zwei Quellen zur Verfügung, zum einen ein ^{90}Sr-Präparat, zum anderen ein ^{175}Hf-Präparat. Die Versuche mit dem ^{90}Sr-Präparat wurden eingestellt, da sich eine Interpretation des kontinuierlichen Spektrums bis 2.3 MeV als zu schwer herausstellte. Der Grund dafür ist, daß die hochenergetischen Elektonen nicht von der PIN-Diode gestoppt werden und so das Spektrum teilweise aus ΔE und teilweise aus E-Einträgen besteht. Das ^{175}Hf-Präparat eignet sich wesentlich besser für den angestrebten Test, da es monoenergetische Linien von Konversionselektronen bis ca. 400 keV liefert.

3.1.1 Die Eichquelle ^{175}Hf

^{175}Hf zerfällt mit einer Halbwertszeit von siebzig Tagen durch Elektroneneinfang in ^{175}Lu. Der dabei enstehende angeregte Kern hat zwei Möglichkeiten, die Anregungsenergie abzugeben. Zum einen durch die Emission von γ-Quanten oder, in Konkurrenz dazu, Konversionselektronen. Das dazugehörige Zerfallsschema zeigt Abb. 3.1. Bei der Konversionselektronenproduktion wird die überschüssige Energie des Kerns auf Elektronen der inneren Schalen übertragen, welche dadurch aus der Schale ausgelöst werden. Diese Elektronen besitzen eine feste kinetische Energie, die der überschüssigen Energie des Kerns abzüglich der jeweiligen Bindungsenergie des Hüllenelektrons entspricht. In welcher Häufigkeit die Elektronen einer bestimmten Energie auftreten, hängt von der Wahrscheinlichkeit ab, mit der dieser Prozeß im Gegensatz zur γ-Quantenproduktion abläuft. Dies wird durch die sogenannten Konversionskoeffizienten α beschrieben, die in Tab. 3.1 angegeben sind. Ebenfalls sind dort die wichtigsten Intensitäten und Energien einiger Übergänge aufgeführt.

Die von mir verwendeten Hf-Quellen wurden am Massenseparator des Instituts für Strahlen- und Kernphysik der Universität Bonn hergestellt. Dies erlaubt eine schnelle Erneuerung der Quelle, was in Anbetracht der niedrigen Halbwertszeit von siebzig Tagen nach ca. einem halben Jahr notwendig ist. Das aktive Material wird bei der Herstellung am Massenseparator auf eine

Abbildung 3.1: *Übergang* $^{175}Hf \rightarrow {}^{175}Lu$ *durch EC-Zerfall [LED78]*

E$_\gamma$ [keV]	**γ Intensität**	**Konv.-koeff α**	**Elektronenschale**	**rel. e$^-$-Intensität**	**E$_{e^-}$ [keV]**
89.4	26.0	4.3900	K	114.14	26.1
		0.6250	L$_1$	16.25	78.5
		0.2066	M/N	5.37	87.1
113.8	3.6	1.9404	K	6.98	50.5
		0.2699	L$_1$	0.97	102.9
229.6	8.9	0.1209	K	1.08	166.3
343.4	1000	0.1021	K	102.10	280.1
		0.0144	L$_1$	14.40	332.5
		0.0046	M/N	4.60	341.1
353.6	2.7	0.0122	K	0.03	290.2
432.8	17.0	0.0576	K	0.98	369.5
		0.0081	L$_1$	0.14	421.9

Tabelle 3.1: *Linienintensitäten und Elektronenenergie im Übergang* $^{175}Hf \rightarrow {}^{175}Lu$. *Die* γ-*Intensitäten sind normiert auf die intensitätsstärkste Linie. Dieser Linie wurde die Intensität 1000 zugeordnet.*

dünne Alufolie aufgebracht, welche dann auf einen kleinen Aluminiumtargetträger geklebt wird (s. Abb. 3.3), so daß die Quelle vielseitig verwendbar bleibt.

Abb. 3.2 zeigt ein mit der PIN-Diode vom Typ SFH521 bei Raumtemperatur aufgenommenes Spektrum. Bei der Aufnahme dieses Spektrums und der Spektren für die PIN-Diodentestreihe wurde die gleiche Elektronik verwendet wie sie auch in Jülich für das EDDA-Experiment im Einsatz ist. Lediglich der ADC wurde durch einen Vielkanalanalysator ersetzt. Der deutliche Anstieg der Zählrate auf der niederenergetischen Seite der Linien ist wahrscheinlich auf das Phänomen der Rückstreuung von Elektronen in Materie zurückzuführen[SCHE94].

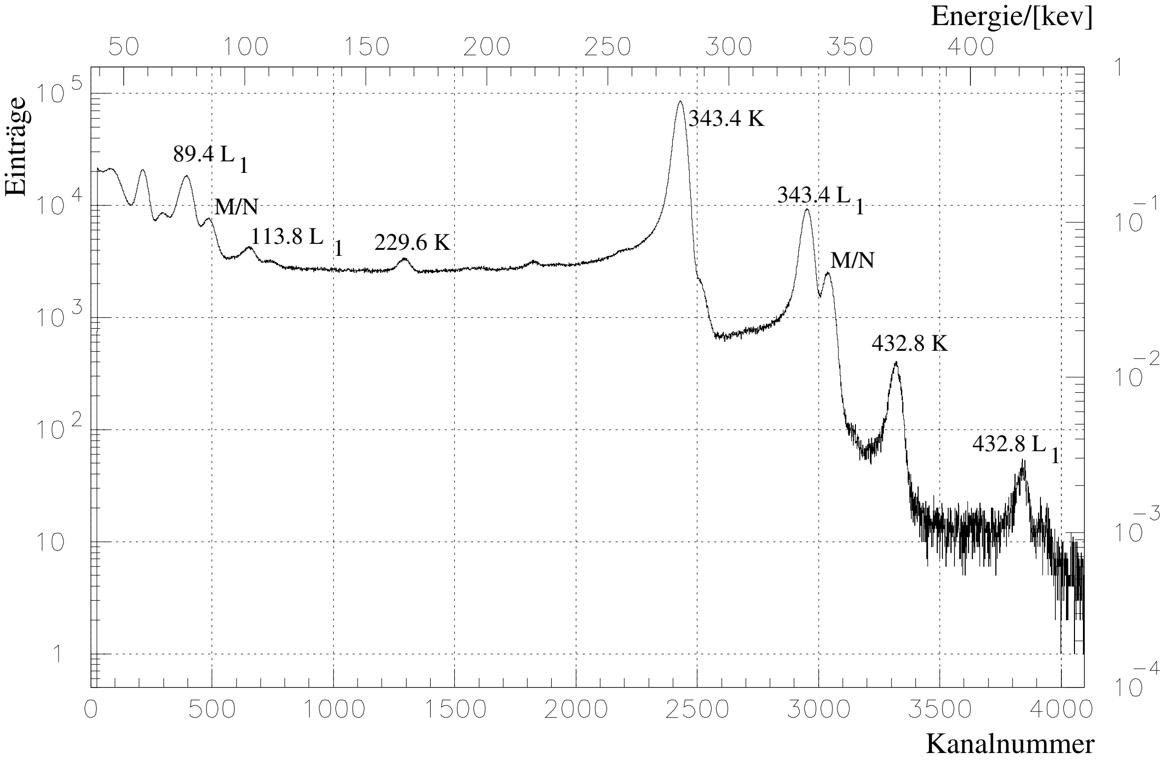


Abbildung 3.2: *Spektrum des Übergangs* $^{175}Hf \rightarrow {}^{175}Lu$

3.1.2 Aufbau und Testergebnisse

Aufgrund der zu erwartenden Energien während der Messungen im Rahmen des EDDA-Experimentes wurde bei der Festlegung der Testparameter vor allem auf zwei Dinge Wert gelegt: zum einem auf eine hohe Energieauflösung, zum anderen auf ein möglichst kleines Rauschband, damit auch noch Energien um 30–40 keV gemessen werden können. Die Punkte sind nicht ganz unabhängig voneinander, denn ein hohes Rauschen verringert automatisch auch die Energieauflösung des Detektors.

Um das Rauschen durch Fremdeinwirkung (Licht, Mikrophonie, Netzstörungen durch Pumpen oder Maschinen, etc) zu minimieren, wurde der in Abb. 3.3 gezeigte Aufbau gewählt. Getestet wurden zehn fabrikneue PIN-Dioden (Bezeichnung: Nx, x laufende Nummer) und einige ältere PIN-Dioden, die schon in früheren Strahlzeiten eingesetzt wurden.

Der Test der einzelnen PIN-Dioden umfaßt zwei Messungen, in welchen die angelegten Biasspannungen unterschiedlich waren. Diese betrugen in der ersten Messung 30 V und in der

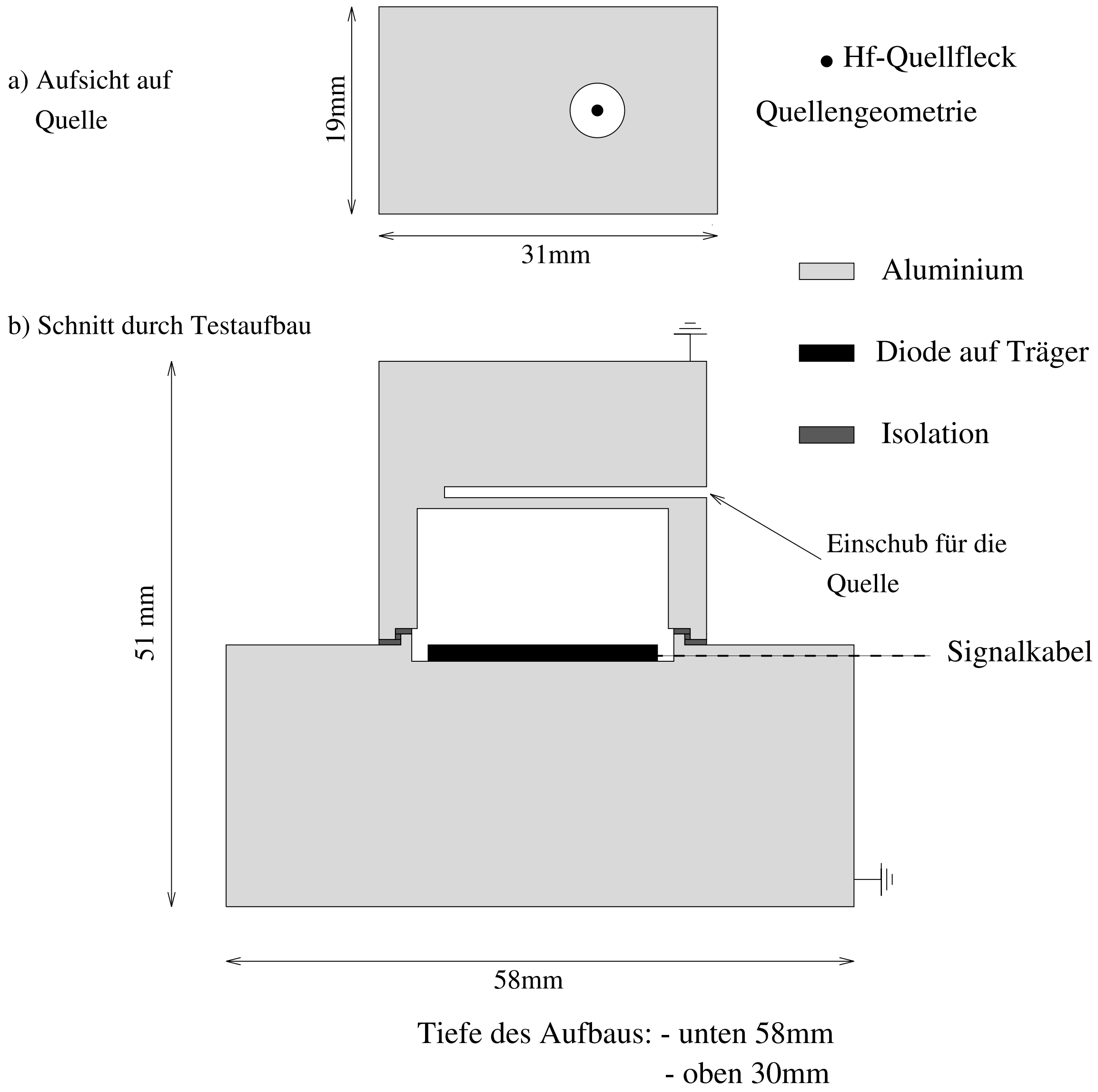


Abbildung 3.3: *Geometrie der Hf-Quelle; Schnitt durch den Testaufbau*

zweiten Messung 50 V. Für diese Spannungen wurden Hf-Spektren aufgenommen und hinsichtlich der Auflösung ausgewertet. Als Parameter diente die relative Auflösung der 280 keV Hafniumlinie und die Trennbarkeit der Linien für 332.5 keV und 341.1 keV (s. Abb. 3.2). Die relative Auflösung wurde mit Hilfe des Analysetools paw++, welches die Möglichkeit von Fits bietet, unter Annahme einer Gaussverteilung bestimmt. Als Ergebnis dieser Fits erhält man den Schwerpunkt E der Linie und das dazugehörige $\sigma(E)$, aus dem dann mittels Formel (3.1) die Halbwertsbreite ΔE (FWHM = full width at half maximum) bestimmt werden kann. Die relative Auflösung ΔE_{rel} (in Prozent) wird dann nach Formel (3.2) bestimmt.

$$\Delta E = \sigma(E)\sqrt{8 \cdot \ln 2} \tag{3.1}$$

$$\Delta E_{rel} = 100 \cdot \frac{\Delta E}{E} \tag{3.2}$$

Als Auswahlkriterien wurden festgelegt:

1. rel Aufl.(280 keV;30 V) $< 3\%$

2. rel Aufl.(280 keV;50 V) < 2.3%
3. Trennbarkeit der Linien 332.5 keV und 341.1 keV

Damit PIN-Dioden mit Mikroplasmadurchbrüchen aussortiert werden konnten (diese treten vermehrt bei höheren Spannungen auf), wurde die Spannung nach Aufnahme der Spektren für 30 und 50 Volt bis auf 100 Volt erhöht.

	Biasspannung = 30V			**Biasspannung = 50V**			
Diode	**Schwerpunkt** E/**[Kanäle]**	$\sigma(E)$ **[Kanäle]**	ΔE_{rel} **in %**	**Schwerpunkt** E/**[Kanäle]**	$\sigma(E)$ **[Kanäle]**	ΔE_{rel} **in %**	**Trenn-barkeit**
R2	2438	25.6	2.47	–	–	–	ja
S3	2428	23.9	2.32	2430	21.5	2.08	ja
S4	2441	30.1	2.90	2475	55.4	5.27	nein
Alt1	2428	23.7	2.30	2430	22.6	2.19	ja
N1	2430	26.3	2.55	2426	20.9	2.03	ja
N2	2437	22.3	2.15	2436	19.7	1.90	ja
N3	2441	24.4	2.45	2434	21.0	2.03	ja
N4	2440	23.0	2.22	2440	21.4	2.06	ja
N5	2427	23.1	2.24	2427	19.6	1.90	ja
N6	2455	24.9	2.39	2452	19.7	1.89	ja
N7	2448	36.7	3.53	2425	24.9	2.42	ja
N8	2431	23.3	2.25	2426	19.5	1.89	ja
N9	2447	27.1	2.61	2443	20.2	1.94	ja
N10	2435	26.7	2.58	2430	19.7	1.91	ja

Tabelle 3.2: *Ergebnisse des PIN-Diodentestes*

Mikroplasmadurchbrüche sind mikroskopisch kleine Kanäle in der aktiven Zone der PIN-Diode, die sich bei einer bestimmten Spannung öffnen und dann einen unkontrollierbaren Ladungsabfluß durch die Sperrschicht der PIN-Diode ermöglichen, was sich in einem plötzlichen Rauschanstieg äußert. Dadurch sind Messungen oberhalb dieser Spannung nicht mehr möglich. Aber auch für kleinere Spannungen bewirken diese Durchbrüche eine Verschlechterung der Auflösung und damit der Meßgenauigkeit.

Entstehen können diese Durchbrüche durch Berührung der PIN-Diodenoberfläche mit einem metallischen Gegenstand, durch starke Erschütterungen oder durch Anlegen einer zu großen Spannung an den Detektor. Vor allem die ersten beiden Punkte sind bei einem Transport von der Herstellerfirma bis ins Institut nicht ganz auszuschließen, so daß auch dies geprüft werden mußte. Die Testergebnisse sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß PIN-Diode S4 nicht mehr für einen Einsatz in Jülich geeignet ist, und PIN-Diode N7 eindeutig schlechtere Ergebnisse aufzuweisen hat. Diese PIN-Diode sollte nach Möglichkeit nicht eingesetzt werden. Alle anderen PIN-Dioden sind ohne Vorbehalte einsetzbar.

3.2 Das aktive Si-Volumen der PIN-Dioden

Ein weiterer wichtiger Punkt, vor allem im Hinblick auf Simulationsrechnungen mittels des Programmpaketes **Gismo** [GRO93, ROS94], war die Bestimmung des aktiven Si-Volumens, denn die insgesamt 500 μm dicke intrinsische Schicht ist auch unter der maximalen Biasspannung von 150 V für den Diodentyp SFH521 nicht vollständig nutzbar. Die Schichtdicke ist wichtig für die maximal registrierte Energie bestimmter Teilchensorten in der PIN-Diode und muß bekannt sein, um verschiedene Teilchen trennen zu können. Weiter ist diese Größe wichtig, um zu wissen ab wann die Signale von E nach dE übergehen. Abhängig ist die aktive Dicke von der angelegten Biasspannung und wächst, von der Oberfläche aus gesehen, an, bis sie ab einer bestimmten Spannung praktisch nicht mehr wächst. Die PIN-Diode ist dann "voll durchgedriftet".

Eine weitere Einschränkung ist durch die Geometrie der PIN-Diode selbst gegeben. Von der $1.1 \times 1.1\text{cm}^2$ großen Oberfläche bleibt wegen der Kontaktierung nur eine aktive Fläche von $0.9 \times 0.9\text{cm}^2$ übrig. Auf Grund dieser Kontaktierung ist es auch nicht zu erwarten, daß sich das aktive Volumen quaderförmig ausdehnt, sondern eher wie ein Ellipsoid. Demzufolge ist das aktive Si-Volumen in den Randbereichen nicht so dick wie in der Mitte der PIN-Diode (s.Abb. 2.1). Für die Simulationen wird allerdings zunächst ein quaderförmiges aktives Volumen angenommen, mit einer noch zu bestimmenden Dicke d.

Bestimmung der aktiven Dicke

Um die aktive Dicke zu untersuchen, wurden mehrere Meßreihen sowohl in Bonn als auch in Jülich gemacht. Hierzu wurde für verschiedene Biasspannungen jeweils ein Hf-Spektrum aufgenommen und für bestimmte Linien die relative Auflösung und das Peak-To-Tail Verhältnis gemessen. Die Dicke wirkt sich auf die deponierbte Energie aus und sollte sich daher in den beiden Meßgrößen manifestieren (Aufbau s.Abb. 3.3 und Elektronik wie in Abb. 2.4). Durchgeführt wurden alle Messungen mit PIN-Diode N3, wobei die Spannung zwischen 10V und 150V variiert wurde. Eine absolute Dickenbestimmung ist mit diesem Verfahren nicht möglich, aber der Gang mit der Spannung, insbesondere das Erreichen der Sättigung, ist ablesbar (Abb. 3.4). Man erkennt, daß ab Spannungen > 70V die Sättigung erreicht ist und die aktive Dicke der PIN-Diode nicht mehr in einem erkennbaren Maße zunimmt. Durch die gemachten Testmessungen für alle sich im Einsatz befindlichen PIN-Dioden ist auch die Übertragbarkeit dieses Ergebnisses gesichert, so daß in Jülich eine absolute Bestimmung der aktiven Dicke in Angriff genommen wurde.

Damit die aktive Dicke der PIN-Dioden bestimmt werden kann, benötigt man Teilchen einer definierten Energie, die ein bestimmtes dE oder ihre volle Energie in der PIN-Diode deponieren. Wegen des großen Streuvermögens in Materie scheiden Elektronen von vornherein aus. Gut eignen sich dagegen die elastische Proton-Proton Streuung. Sie liefert Protonen scharfer Energie, die in kinematischen Koinzidenzen nachgewiesen werden können. Wegen der Koplanarität

$$| \varphi_1 - \varphi_2 | = 180^\circ \tag{3.3}$$

können zwei gegenüberliegende PIN-Dioden für die Messung genutzt werden, im folgenden PIN-Diode **Bottom** und PIN-Diode **Top** genannt. Eine weitere Bedingung ergibt sich durch die Kinematik der Reaktion für die Winkel Θ_{lab_i} der beiden Protonen:

$$\tan\Theta_{lab_1} \cdot \tan\Theta_{lab_2} = \frac{2m_p}{T + 2m_p} \tag{3.4}$$

wobei T die Strahlenergie und m_p die Protonenmasse ist. Die Strahlenergie T folgt aus

$$T = \sqrt{p^2 + m_p^2} - m_p \qquad c = 1 \tag{3.5}$$

mit dem von COSY gegebenen Strahlimpuls p in MeV/c. Bei den Messungen in Jülich war

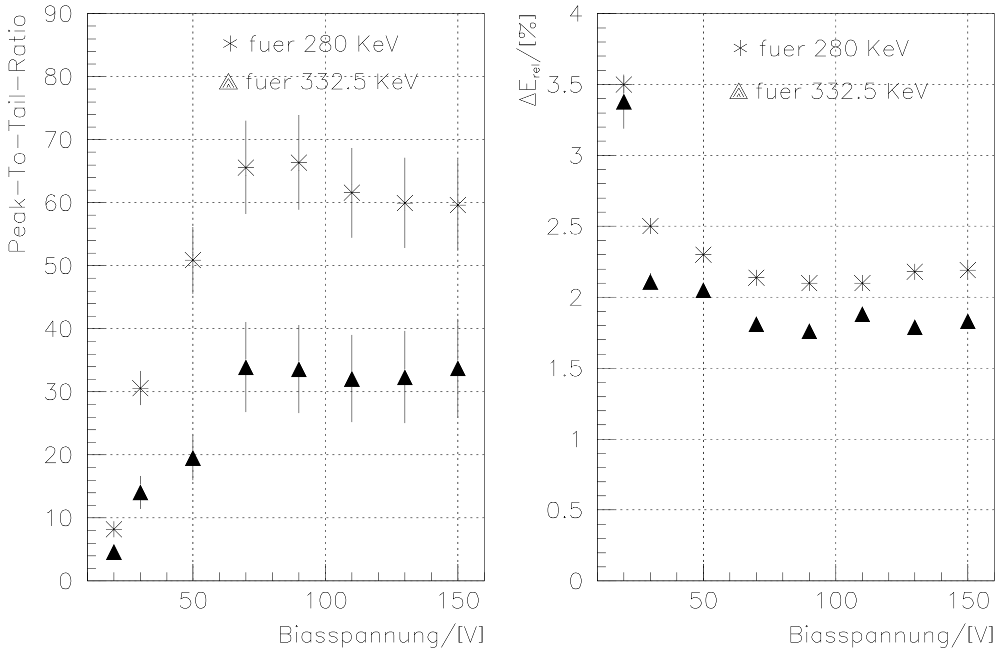


Abbildung 3.4: *Relative Auflösung und Peak-To-Tail Verhältnis in Abhängigkeit von der Biasspannung*

ein Impuls von 1455 MeV/c für den Beschleuniger vorgegeben. Eine Gleichung (3.4) genügende Kombination von Polarwinkeln ist dann $\Theta_{lab_1} = \Theta_{lab_2} = 40°$, was glücklicherweise der üblichen PIN-Diodenanordnung entspricht. Deshalb war lediglich eine Koinzidenz zwischen den PIN-Dioden **Top** und **Bottom** zu realisieren. Im Hinblick auf die Ergebnisse der Messungen mit der Hf-Quelle wurde eine feste Biasspannung von 100 V gewählt.

Die Messung selbst unterteilte sich in zwei Schritte:

1. Als Koinzidenzbreite wurden 200 ns festgelegt, und für beide PIN-Dioden wurde das Koinzidenzspektrum aufgenommem. Für beide PIN-Dioden war ein sauberer Peak erkennbar, allerdings auf einem recht hohen Untergrund.

2. Um den Untergrund, der aus zufälligen Koinzidenzen von Elektronen besteht, für die im ersten Schritt gemachte Messung abziehen zu können, wurde der Triggerzweig der **Bottom**diode um 100μs verzögert, so daß für die **Top**diode nur noch die zufälligen Koinzidenzen registriert wurden.

Mit Hilfe dieser beiden Messungen konnte, nach der Energieeichung mittels der ^{175}Hf-Quelle, das dE-Signal von Protonen mit einer Energie von 396.5 MeV[1] ermittelt werden. Daraus folgt über die Bethe-Bloch Formel die aktive Dicke. Das Energieverlustspektrum folgt einer Vavilov-Verteilung [LEO87]. Der wahrscheinlichste Energieverlust[2] der Protonen wurde bestimmt und mit Simulationsrechnungen verglichen. Bei der Simulation wurde die aktive Dicke zwischen 400

---

[1] Energie ergibt sich durch den symmetrischen Winkel, gemäß Formel (3.4)

[2] Die Energieeichung wurde im Rahmen der Strahlzeit 7 vorgenommen(s.Kap. 4.1.1)

und 600 μm variiert. Hierbei war der Durchtritt der Teilchen unter $\Theta_{lab} = 40^\circ$ berücksichtigt, der sich durch die Platzierung der PIN-Dioden auf dem Strahlrohr ergibt.

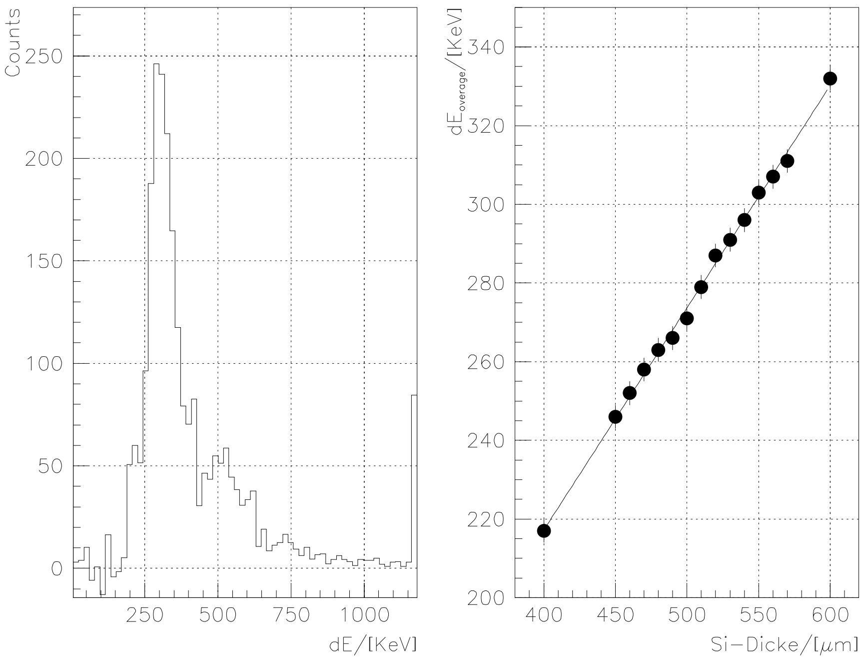


Abbildung 3.5: *Untergrundbereinigtes Protonenspektrum; Simulationsergebnisse*

Als Ergebnis erhält man eine aktive Dicke d von

$$d_{\Theta_{lab}=40^\circ} = (528 \pm 15)\mu m \qquad \Rightarrow \qquad d = (339 \pm 10)\mu m \tag{3.6}$$

für eine Biasspannung $U_B = 100V$.

3.3 Randbedingungen für Messungen an COSY

Bedingt durch die Geometrie des Strahlrohres und die dadurch festgelegte Lage der PIN-Dioden war es wichtig, einige Experimente zu machen, die genau auf diese Geometrie abzielen. Hierbei sind vor allem zwei Dinge von Bedeutung. Zum einem das 250 μm dicke Aluminiumfenster, auf dem die PIN-Dioden aufliegen, und zum anderen der Einfluß des Winkels[3], unter dem die Alufenster relativ zum Target und damit zum Wechselwirkungspunkt liegen.

3.3.1 Einfluß des Einfallswinkels

Der Einfluß des Einfallswinkels ist wichtig, da die PIN-Dioden kein rechteckiges aktives Volumen aufweisen, sondern näherungsweise ein Ellipsoid, was zur Folge hat, daß sich in den Randbereichen keine homogene Verteilung innerhalb der PIN-Diode ergibt. Dies hat eventuell einen Einfluß auf die Energieauflösung. Um den Einfluß zu ermitteln, wurden unter Benutzung

---

[3] $\Theta_{lab} = 40^\circ$

der Hf-Quelle Elektronenspektren unter Einfallswinkeln Θ_{lab} von 40° bis 90° aufgenommen. Für die Variation des Winkels wurde die Mechanik eines vorhandenen Detektorprüfstandes [LUC79] verwendet. Gemessen wurde mit der PIN-Diode **Alt1**, die mit einer Spannung $U_B = 80V$ betrieben wurde, und mit der vollständigen Kapselung der PIN-Diode mit Ausnahme der Mylarfolie. Die Messzeit war für alle Messungen gleich und betrug 2650 Sekunden. Ausgewertet wurde wieder die relative Auflösung der Linien 280 keV und 332.5 keV, sowie das Peak-To-Tail-Verhältnis.

	280 keV Linie		**332.5 keV Linie**	
Winkel Θ_{lab} in Grad	**ΔE$_{rel}$ in %**	**Peak-To-Tail Verhältnis**	**ΔE$_{rel}$ in %**	**Peak-To-Tail Verhältnis**
90°	2.68	36.03 ± 4.27	2.30	20.56 ± 4.96
65°	2.57	34.13 ± 4.38	2.22	20.07 ± 5.31
40°	2.62	25.53 ± 3.20	2.29	16.64 ± 4.58

Tabelle 3.3: *Relative Auflösung ΔE_{rel} und Peak-To-Tail-Verhältnis in Abh. vom Winkel Θ_{lab}*

Aus Tabelle 3.3 wird nun ersichtlich, daß die relative Auflösung sich mit dem Winkel Θ_{lab} nicht ändert, dafür aber das Peak-To-Tail-Verhältnis.

Eine Änderung des Einfallswinkels bedingt zunächst eine Zählratenänderung, da sich aus geometrischen Gründen der von der PIN-Diode überdeckte Raumwinkel des Hf-Präparats ändert. Dies beeinflußt weder die relative Auflösung noch das Peak-To-Tail-Verhältnis. Prinzipiell anders verhält es sich mit zwei anderen Effekten: der oben genannten inhomogenen Randzone und der Rückstreuung von Elektronen an und in der PIN-Diode.

Das Verhältnis der rückgestreuten zu den einlaufenden Elektronen wird beschrieben durch den Rückstreukoeffizienten η. η ist abhängig von der Detektordicke, von der Ordnungszahl Z, vom Einfallswinkel der Elektronen auf den Detektor und der Primärenergie der Elektronen [LAN74, EVE60, DAR75]. Für eine PIN-Diode mit einer Dicke von 340 μm (s.Kap. 3.2), Elektronen mit einer Primärenergie von 300 keV und einem Einfallswinkel $\Theta_{lab} = 40°$ ergibt sich ein Wert von etwa 25%. Für einen Winkel $\Theta_{lab} = 65°$ folgt ein Wert von etwa 15% [SCHE94]. Dies bedeutet aber, daß der Effekt, der durch die Randzonen hervorgerufen wird, von dem Effekt der Rückstreuung überdeckt wird, da die gemessenen Werte für die relative Auflösung und für das Peak-To-Tail-Verhältnis genau auf die Dominanz der Rückstreuung hindeuten.

Rückstreuung bewirkt, daß Elektronen nur einen Teil ihrer Energie im Detektor deponieren und dann den Detektor an der Vorderseite wieder verlassen. Die von rückgestreuten Elektronen deponierte Energie ist klein gegenüber der Primärenergie dieser Elektronen [DAR75]. Betrachtet man eine monoenergetische Elektronenlinie, führt Rückstreuung zu einer Verringerung der Zählrate in dieser Linie, d.h. das Peak-To-Tail Verhältnis fällt mit kleiner werdendem Einfallswinkel, aber die relative Auflösung bleibt gleich.

Will man diese Effekte getrennt untersuchen, muß man, wegen der Komplexität des Verhaltens von Elektronen in Materie, auf die Simulation zurückgreifen, in welcher auch die Streuung und der dadurch bewirkte Energieverlust implizit enthalten ist. Es sind also Effizienzbetrachtungen für die verwendeten PIN-Dioden nötig, wobei nicht nur das aktive Volumen eine Rolle spielt, sondern auch die Primärenergie der Elektronen.

3.3.2 Einfluß des Aluminiumfensters

Die Auswirkungen des Aluminiumfensters auf die Spektren wurden ebenfalls untersucht. Unter Zuhilfenahme des Testaufbaus (Abb. 3.3) für PIN-Dioden wurden unter senkrechtem Einfall auf die PIN-Diode zwei Spektren aufgenommen, einmal mit einer 200 μm dicken Folie aus Aluminium, einmal ohne diese Folie. Als Elektronenquelle wurde wieder das Hafniumpräparat benutzt, da dessen Linien in dem für EDDA relevanten Energiebereich liegen. Erwartet wird eine Verschmierung der Linien durch (Energie- und Winkel-) "straggling" in Aluminium.

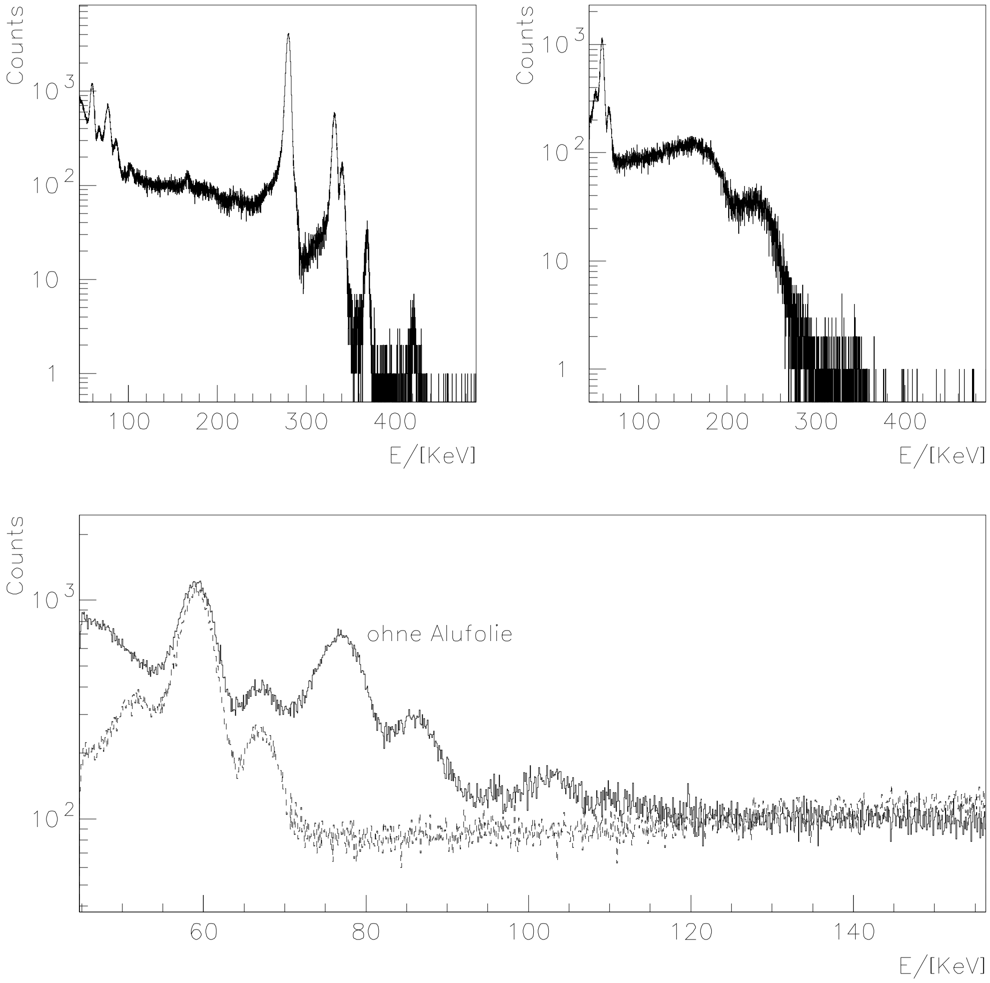


Abbildung 3.6: *Oben links: Hf-Spektrum ohne Alufolie; oben rechts: Hf-Spektrum mit 200 μm Alufolie; unten: Ausschnitt für den unteren Energiebereich beider Spektren*

Abb. 3.6 zeigt, daß dieser Effekt sehr stark ist. Nur die intensiven Linien sind nach dem Aluminiumdurchtritt noch im Spektrum erkennbar. Ihre Lage läßt sich bestimmen, indem man den mittleren Energieverlust der Elektronen über die Bethe-Bloch Formel bestimmt und von der Primärenergie abzieht. Dies liefert die deponierte Energie in der PIN-Diode von 166 keV, bzw. 231 keV. Dies stimmt mit der Beobachtung überein.

Die zu messenden Elektronenenergien an COSY sind durch den abgedeckten Winkelbereich der PIN-Dioden vorgegeben. Erwartet wird eine ca. 100 keV breite, durch die Kinematik der Reaktion $p + e^- \to p + e^-$ vorgegebene Energieverteilung der Elektronen. Erschwerend kommt hinzu, daß das Aluiniumfenster 250 μm dick ist und zudem noch unter einem Winkel $\Theta_{lab} = 40°$

passiert wird. So erwartet man im EDDA-Experiment einen energetisch breiten Peak, solange nicht eine Energie überschritten wird, ab der (bei einer gegebenen aktiven Dicke von Silizium) Elektronen überwiegend ein ΔE in der PIN-Diode verursachen. Von da an sollten die Spektren wieder Struktur gewinnen, die durch die Bethe-Bloch Formel (Kap. 2.2.2) erklärbar wird. In Kapitel 4 werden einige Messungen vorgestellt, die genau diese Verhalten zeigen.

In dem unteren Spektrum der Abb. 3.6 ist der niederenergetische Bereich des Hf-Spektrums vergrößert abgebildet. Schraffiert ist das Spektrum, bei dem die Elektronen noch eine 200 μm dicke Aluminiumfolie passieren mußten. In diesem Spektrum sind trotz des Al-Absorbers noch Linien sichtbar. Auch in der Intensität der Linien ist keine Änderung feststellbar. Aus diesem Grunde können es keine Elektronenlinien sein, sondern es müssen γ-Linien sein. Anhand der Daten zum Element Hafnium, speziell der Bindungsenergien (s.Tab. 3.4), kann man auch diese Linien zuordnen.

Elektronen -schale	**Bindungsenergie in keV**
K	63.3
L_1	10.9
L_2	10.4
L_3	9.2
M	2.3
N	0.4

Tabelle 3.4: *Bindungsenergien der Hafnium-Quelle*

Durch die Konversionselektronenproduktion bleibt immer ein Platz in der Schale frei, je nachdem wo das Elektron ausgelöst wird. Aber nicht nur dadurch bleibt ein Platz in der K-Schale frei. Weil der Zerfall des Hafnium durch einen Elektroneneinfang des Kerns eingeleitet wird, fehlt von vornherein ein Elektron in der K-Schale. Dieser freie Platz wird jetzt durch Elektronen höherer Schalen gefüllt. Die überschüssige Energie wird in Form von charakteristischer Röntgenstrahlung abgegeben. Betrachtet man nun die Energie der niederenergetischen Linien, so ist es klar, daß nur Elektronenübergänge zurück auf die K-Schale in Frage kommen. Die intensivste Linie kommt durch Übergänge von den L-Schalen zustande, die Mittlere durch Übergänge von der M-Schale und N-Schale. Andere Sprünge kommen nicht in Frage, da dann die Energien zu klein sind. Zusätzlich muß man aber die obere Totschicht der PIN-Diode berücksichtigen, die aus der Al-Abdeckung und der p-dotierten Schicht besteht (s.Abb.2.1). Elektronen deponieren in dieser Schicht einige wenige keV, die dann nicht mehr in der aktiven Zone deponiert werden können. Nimmt man an, daß die Totschicht 7 μm dick ist, ergibt sich ein Energieverlust der Elektronen von etwa 7 keV. Da die Eichung der PIN-Dioden mit Elektronen durchgeführt wurde, verschieben sich Röntgenlinien zu höheren Energien (ca. 7 keV nach oben) hin. Für Röntgenquanten spielen diese wenigen μm überhaupt keine Rolle. Daher müssen die 7 keV von den Werten im Spektrum noch abgezogen werden. Im Umkehrschluß ergibt sich dann eine zu berücksichtigende Totschichtdicke von ca. 7μm. Somit sind nun alle Linien der Quelle zugeordnet und erklärt, und eventuelle spätere Messungen können auch diese γ-Linien als Diagnoseelement nutzen.

Kapitel 4

Messungen im Rahmen des EDDA-Experiments

Ein weiterer Schwerpunkt dieser Diplomarbeit ist die Luminositätsüberwachung mittels der PIN-Dioden. Benötigt wird diese Größe zur Normierung der mit dem EDDA-Detektor gewonnenen Daten, aus denen dann die Anregungsfunktion der elastischen Proton-Proton-Streuung bestimmt werden kann. Obwohl zur Luminositätsbestimmung nur die Zählrate der Elektronen aus der Reaktion

$$p + e^- \rightarrow p + e^- \tag{4.1}$$

gebraucht wird, ist es wichtig, das gesamte Spektrum der von den PIN-Dioden gelieferten Signalen zu verstehen.

4.1 Energiespektren

Die in der ca. 340 μm dicken aktiven Schicht der PIN-Dioden von δ-Elektronen erzeugten Signale sind klein. Es ist deshalb sehr wichtig, Einstreuungen (etwa von den Netzgeräten des Beschleunigers) zu vermeiden. Dies ist durch eine geeignete Erdung und empirischer Anpassung dabei auftretender Kapazitäten möglich. Eine deutliche Trennung der Signale vom Rauschen ist für das Setzen von Schwellen ebenso wichtig wie für das Verständnis der Spektren. Ferner ist eine Energieeichung wichtig.

4.1.1 Vorbereitende Messungen

Eichung der Pindioden

Alle vier sich im Einsatz befindlichen PIN-Dioden wurden auf eine einheitliche Energieskala geeicht. Dazu wurde zunächst die Verstärkung in allen vier Zweigen mit Hilfe eines Pulsers, der über eine Koppelkapazität (CT) definierte Signale auf den Vorverstärkereingang, gibt abgeglichen und den erwarteten Pulshöhen angepaßt.

Anschließend wurde mit Hilfe der Hf-Quelle die Eichung vorgenommen. In den vorher in Bonn gemachten Messungen hat sich herausgestellt, daß eine Genauigkeit von etwa einem Prozent erreicht wird. In Tabelle 4.1 sind die Werte der EDDA-Strahlzeit vom November '94 aufgeführt.

Während der gesamten Strahlzeit wurden die Pindioden mit einer Biasspannung U$_B$ von 100 V betrieben.

PIN-Diode	**280 keV Linie in Kanälen**	**332.5 keV Linie in Kanälen**	**H in [keV/Kanal]**	**Offset in [keV]**
Left (S3)	991	1176	0.284	-1.24
Right (N1)	984	1171	0.281	3.84
Top (N2)	957	1140	0.287	5.45
Bottom (R2)	994	1176	0.289	-6.73

Tabelle 4.1: *Ergebnisse der Eichmessung*

Schwellenbestimmung

Mit Hilfe der Eichung können die Schwellen am TSCA (s.Abb. 2.4) grob eingestellt werden. Anschließend werden die Schwellen in einer Messung mit Strahl überprüft und ggf. korrigiert. Dazu ist jeweils eine Messung pro PIN-Diode nötig. Bei Strahlbetrieb wird jeweils eine PIN-Diode voll betrieben. Von den anderen drei PIN-Dioden wird der Triggerzweig unterbrochen, so daß diese zwar keinen Trigger erzeugen, wohl aber ausgelesen werden. Das bedeutet, daß für die PIN-Diode, für die der Trigger nicht abgezogen ist, ein normales Spektrum aufgenommen wird. Für die anderen Dioden werden dagegen nur die Signale aufgenommen, die zufällig gleichzeitig anliegen, wenn ein Triggersignal der vollständig betriebenen PIN-Diode kommt. Ein solches Signal wird fast immer ein Rauschsignal sein, so daß für die drei abgezogenen PIN-Dioden ein Rauschspektrum entsteht. Wird dies für alle vier PIN-Dioden wiederholt, und vergleicht man die Nutzspektren einer PIN-Diode mit einem für dieselbe PIN-Diode aufgenommenen Rauschspektrum, so ist die Lage der Schwelle genau kontrollierbar. In Abb. 4.1 sind die beschriebenen Messungen dokumentiert, und in Tabelle 4.2 sind die sich ergebenden Meßbereiche für die PIN-Dioden aufgelistet. Mit den in Tab. 4.1 und 4.2 genannten Werten wurde während der gesamten EDDA-Strahlzeit im November '94 gemessen.

Diode	**Schwelle in [keV]**	**Energiebereich in [keV]**
Left	27	27 – 1161
Right	37	37 – 1153
Top	34	34 – 1181
Bottom	22	22 – 1175

Tabelle 4.2: *Schwellen und Energiebereiche aller PIN-Dioden.*

4.1.2 Messungen im Flat Top und in der Rampe

Nach den vorbereitenden Messungen wurden in der genannten Strahlzeit sowohl im Flat-Top, als auch während der Rampe die Energiespektren aller vier PIN-Dioden aufgenommen. Eine Flat-Top Messung bedeutet, daß das Fädchentarget erst nach der Beschleunigungsphase von COSY in den Strahl gefahren wird, so daß während der gesamten Zeit, in der sich das Target im Strahl befindet, ein konstanter Strahlimpuls vorliegt.

Dies ist bei einer Rampenmessung nicht der Fall, denn hier wird das Target schon in der Beschleunigungsphase von COSY in den Strahl gefahren. Das bedeutet, daß in der Zeit, in der sich das Target im Strahl befindet, ein bestimmter Strahlimpulsbereich durchfahren wird und somit zu jedem Zeitpunkt ein anderer Impuls vorliegt. Es wurde ein Impulsbereich von 1300 MeV/c bis 3300 MeV/c mit einer Impulsänderung von 1.15 MeV/c·ms^{-1} durchfahren.

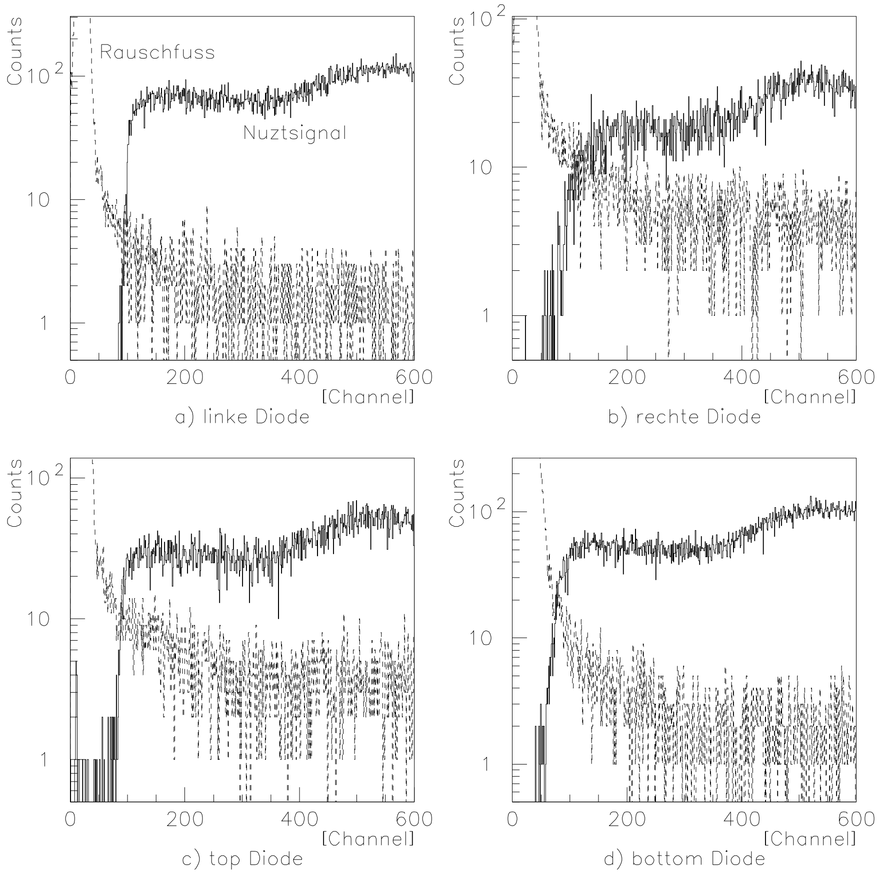


Abbildung 4.1: *Spektren der Schwellenmessung. Die Energie ist in Kanälen angeben.*

Flat-Top

Die Messungen im Flat Top wurden bei Strahlimpulsen von 1455 MeV/c und von 3300 MeV/c durchgeführt. Die aufgenommenen Spektren der einzelnen PIN-Dioden sind in ihrer Form ähnlich. Aus diesem Grund wird nur ein Spektrum in Abb. 4.2 gezeigt. Gewählt wurde die Topdiode, da für diese PIN-Diode schon Simulationsergebnisse [GRO94] vorlagen.

Zusätzlich zu den experimentell gewonnenen Spektren sind in Abb. 4.2 auch die mit dem Simulationspaket Gismo ermittelten Spektren dargestellt. Bei der Simulation wurde die PIN-Diode inclusive ihrer Kapselung in die von Gismo benötigte Geometrie des Dektektors aufgenommen. Eine Ausnahme bildet hier nur die Verarmungszone, die nicht wie in Abb. 2.1 gezeichnet verwirklicht werden konnte, sondern als Quader angenommen wurde. Eine weitere Einschränkung ist, daß kein Fädchentarget simuliert wurde, sondern nur die Reaktion (4.1). Daraus folgt, daß die simulierten Spektren reine Elektronenspektren sind und sonst keine weiteren Teilchen enthalten. Die experimentell gewonnenen Spektren enthalten im Gegensatz zu den Simulationsspektren alle Teilchen, die eventuell bei einer Reaktion im Target entstehen und unter dem Winkelbereich der PIN-Dioden registriert werden können.

Vergleicht man die übereinander stehenden Spektren, so fällt auf, daß die Form der Spektren gut vergleichbar ist, trotz der Einschränkungen, die in der Simulation gemacht werden mußten. Der Peak bei etwa 150 keV kommt durch Elektronen zustande, die nur einen Teil ihrer Energie in

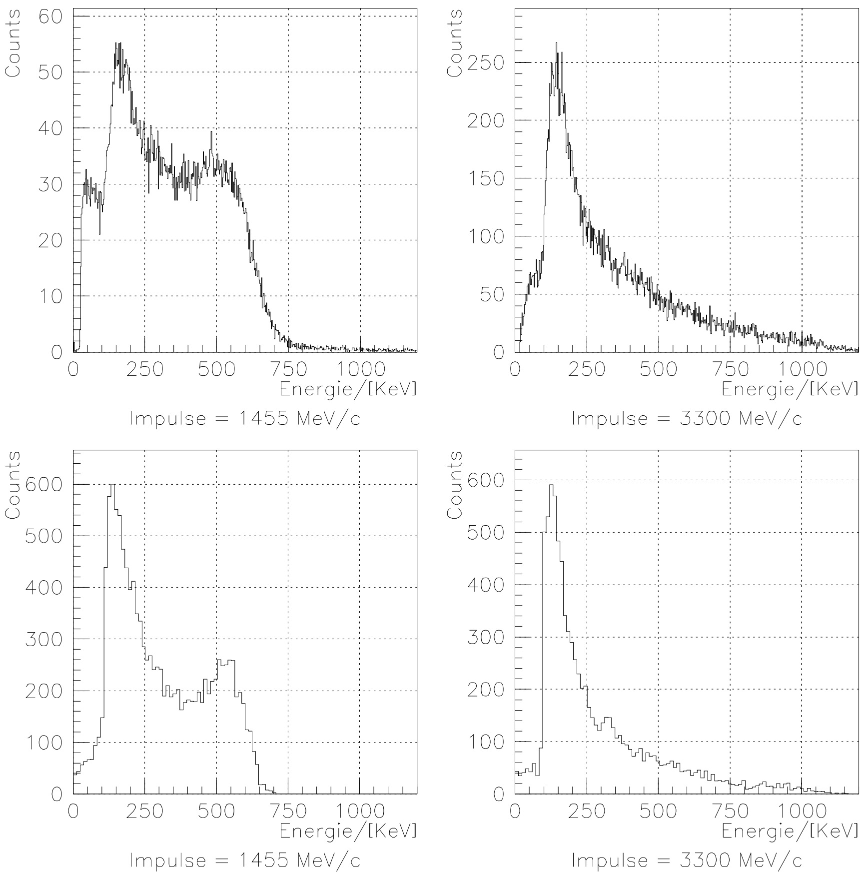


Abbildung 4.2: *Spektren der Flat-Top Messung; oben: Die experimentell gewonnenen Spektren; unten: Simulationsergebnisse.*

der Diode deponieren können. Diese Signale sind also reine dE-Signale. Bei dem Spektrum, das mit einem Strahlimpuls von 1455 MeV/c aufgenommen wurde, fällt noch ein zweites Maximum auf. Diese Signale stammen von Elektronen, die durch Streuung so aus ihrer Flugbahn abgelenkt werden, so daß sie ein wesendlich größeres aktives Volumen sehen. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn ein Elektron mitten im aktiven Medium einen Streupartner findet und dann aufgrund der Streuung parallel zur Diodenoberfläche fliegt. Auch denkbar ist ein Stoß, bei dem das Elektron kurz vor verlassen der aktiven Zone wieder in diese zurückgestreut wird. Diesem Peak liegen also Signale von Elektronen zugrunde, die ihre volle Energie in der PIN-Diode deponieren. Bei höheren Strahlenergien ist dies dann nicht mehr möglich, und dieser sogenannte Full-Energy-Peak tritt dann nicht mehr auf (s.Abb.4.2 rechts und 4.3). Weiter fällt in dem Spektrum für 1455 MeV/c auf, daß es noch Signale in den PIN-Dioden gibt, die definitiv nicht von Elektronen stammen können. Durch den von den Dioden in Θ abdeckten Winkelbereich (s.Tab. 2.1) sind Energien oberhalb von 750 keV nicht möglich, so daß diese Einträge nicht von Elektronen sein können. Diese Einträge müssen also von anderen Teilchen stammen, die ebenfalls die Dioden erreichen. In Frage kommen hier hochenergetische Hadronen, die durch eine Reaktion der Strahlprotonen am Kohlenstoff entstehen. Ein weiteres Indiz für einen Untergrund, der von anderen Teilchen hervorgerufen wird, ist im niederenergetischen Teil der Spektren zu finden. Vergleicht man die Simulationsspektren und die im Experiment gewonnenen Spektren in diesem Bereich, so sieht man, daß das Peak-to-Tail Verhältnis zu niederen Energien hin stark unterschiedlich ist. Dieses Verhältnis ist in der Simulation etwa um den Faktor 2.5 größer (für einen Strahlimpuls von 3300 MeV/c). Diese Zählrate kann also laut Simulation ebenfalls nicht von Elektronen herrühren.

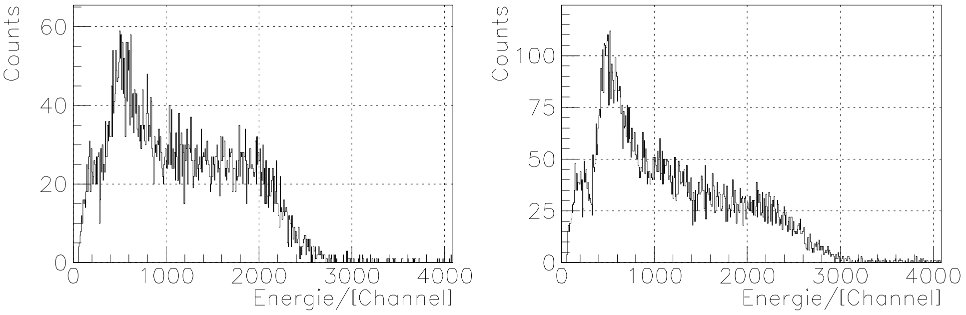
Da allerdings die Spektrenformen von Experiment und Simulation vergleichbar sind und der Untergrund die Form nicht beeinflußt, ist die angestrebte relative Normierung der mit dem EDDA-Detektor gewonnenen Daten möglich. Diese Normierung beruht dann auf den mit den PIN-Dioden gewonnenen Zählraten. Darauf wird in Kapitel 4.2 eingegangen. Will man aber eine absolute Normierung der Daten erreichen, so muß der Untergrund genauer untersucht werden, und zwar inklusive seiner eventuellen Energieabhängigkeit.

Rampe

Die Messungen, für die das EDDA-Experiment entwickelt wurde, sind Messungen in der Rampe. Auch für eine solche Messung sind Energiespektren mit den PIN-Dioden aufgenommen worden. Bei diesen Messungen werden die Spektren in Abhängigkeit vom Strahlimpuls, respektive der Zeit, seit der das Target im Strahl ist, aufgenommen. In unserem Fall wurden die Daten alle 2.5 ms ausgelesen. Um eine bessere Übersicht zu gewährleisten, werden die aufgenommenen Spektren nach Erstellung der zweidimensionalen Histogramme[1] wieder in äquidistante Zeit- bzw. Impulsscheiben zerlegt. Abb. 4.3 zeigt die Entwicklung der gemessenen Spektren in Abhängigkeit vom Strahlimpuls. In diesen Spektren ist das erwartete energetische Verhalten der Elektronen bestätigt. Am Anfang der Rampe, also bei relativ niedrigen Energien, werden noch Elektronen in der Diode gestoppt, so daß ein zweites Maximum bei Kanal 2000 zu erkennen ist (s.Abb. 4.3: 1300–1590 MeV/c). Erhöht man den Impuls des Strahl so steigt auch die Energie der Elektronen, so daß ab einen Impuls von ca. 2200 MeV/c in den PIN-Dioden nur noch ein dE-Signal registriert wird. Dieses Verhalten macht eine Trennung der Elektronen von anderen Teilchen anhand des Energieverlustes bei hohen Energien schwierig. Dies wird deutlich, wenn man die Tatsache berücksichtigt, daß z.B. Protonen mit einer Energie von 550 MeV eine Energie von ca. 150 keV (entspricht Kanal 520) in der PIN-Diode deponieren. Es liegt also ein Untergrund aus hochenergetischen Hadronen vor. Protonen aus der elastischen pp-Streuung tragen aufgrund des Wirkungsquerschnitts nur zu einem kleinen Teil zu diesem Untergrund bei (s.Tab. 2.2). Mit nur einer PIN-Diode sind unterschiedliche Teilchensorten nicht trennbar.

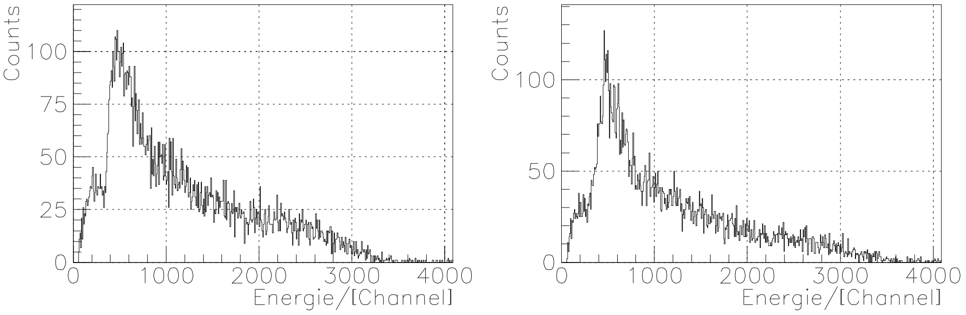
---

[1] Pulshöhenspektren in Abhängigkeit vom Strahlimpuls (Zeit) und der Elektronenenergie



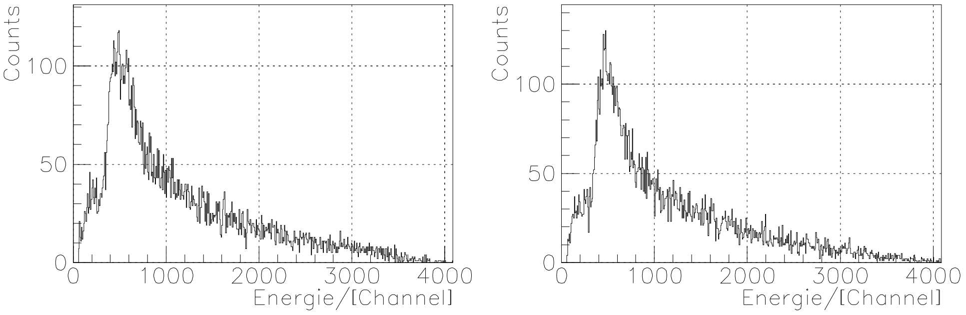
Rampe 1300 - 1590 MeV/c

Rampe 1590 - 1880 MeV/c



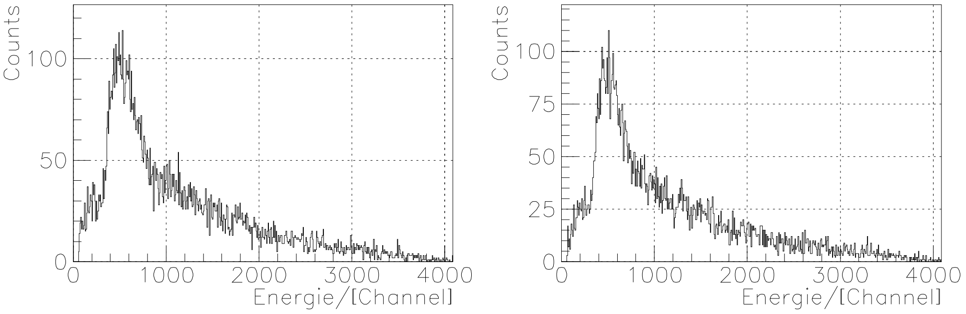
Rampe 1880 - 2160 MeV/c

Rampe 2160 - 2450 MeV/c



Rampe 2450 - 2740 MeV/c

Rampe 2740 - 3030 MeV/c



Rampe 3030 - 3300 MeV/c

Flat-Top 3300 MeV/c

Abbildung 4.3: *Spektren aus der Rampe 1300 MeV/c bis 3300 MeV/c, wobei sich bei der Messung ein Flat-Top von 3300 MeV/c anschließt. Der dE-Peak liegt konstant bei ca. 150 keV, was dem Kanal 520 entspricht.*

4.2 Normierung der EDDA-Daten mittels der PIN-Dioden

Für die Normierung der EDDA-Daten auf gleiche Luminosität müssen die Zählraten der PIN-Dioden gemessen werden, denn diese sind über (1.6) mit der Luminosität verknüpft. Der in dieser Formel zu verwendende Wirkungsquerschnitt ist durch die Rosenbluth-Formel gegeben. Diese Zählraten müssen dann noch durch die Anzahl der Zyklen dividiert werden, was mit der verwendeten multi-pass-technique zusammenhängt. Ein Zyklus besteht aus der Injektion des Strahls aus dem Zyklotron in den Beschleunigerring, der Beschleunigunsphase auf Sollenergie (Rampe), einem sich anschließenden Flat-Top und der Verzögerung des Reststrahls. Je nach Art der Messung wird das Target schon während der Rampe in den Strahl gefahren, oder erst nach Erreichen der Sollenergie, also im Flat Top.

4.2.1 Flat-Top bei 1455 MeV/c

Auch für die Bestimmung der Zählrate wurden zunächst einmal Messungen im Flat Top durchgeführt. Für alle vier PIN-Dioden wurden die Zählraten über einen Zähler ausgelesen und ausgewertet. Dargestellt sind diese in Abb. 4.4. Auffällig ist, daß der zeitliche Verlauf der Zählrate, und somit auch die Luminosität, bei allen vier dargestellten PIN-Dioden gleich ist. Dies wird auch erwartet, denn durch die Rosenbluth-Formel ist keine φ-Abhängigkeit gegeben.

Ausgelesen wurden die Daten alle 5 ms. Betrachtet man die Anzahl der Ereignisse direkt zum Zeitpunkt, in dem das Target in der Strahl fährt (Zeitpunkt 100 ms), so kommt man auf eine Zählrate von 1400 Counts/s. Dies kann man nun vergleichen mit dem Wert aus Tabelle 2.2 für denselben Strahlimpuls. Errechnet wurde dort ein Wert von 16700 Counts/s, also ein um den Faktor 12 größerer Wert. Der theoretische Wert geht allerdings von der Annahme aus, daß die PIN-Diode ohne jegliches Absorbermaterial direkt unter 40° über dem Vertex montiert sei, was nicht der Realität entspricht. Zwischen Vertex und PIN-Diode befindet sich ein Alufenster und um die PIN-Dioden noch die Kapselung. Nimmt man all dies zusammen, so ist klar, daß niemals alle erzeugten Teilchen auch wirklich registriert werden können. Es ist also unbedingt notwendig, zu untersuchen, wieviele Teilchen nun wirklich in einer PIN-Diode registriert werden. Da Effekte wie Rückstreuung von Elektronen eine Rolle spielen, ist es schwierig, eine solche Effizienzbetrachtung mit Labormessungen zu realisieren. Hierzu müßte das Strahlrohr orginalgetreu im Labor kopiert werden. Als Quelle könnte eine Hf-Quelle mit bekannter Aktivität dienen.

Ein anderer Zugang ergibt sich durch die Simulation der PIN-Dioden, und diese Untersuchungen haben begonnen. Ergebnisse liegen noch nicht vor.

Unklar ist weiterhin auch, ob in jedem Zyklus die Strahlfüllung gleich groß ist. Da die Zählraten durch die Anzahl der Zyklen geteilt, werden ist es denkbar, daß die Zählrate zum Zeitpunkt Target-In größer ist als der oben genannte Wert.

Ein wichtiger Testpunkt für die Tauglichkeit der PIN-Dioden als Luminositätsmonitor ist ein Vergleich der PIN-Diodendaten mit den Daten, die die Messung des integralen Stroms der aus dem Target ausgelösten Elektronen mittel SEM liefert (Abb. 4.5).

Um die Statistik zu erhöhen und Asymmetrieeffkte zu unterdrücken, wurde hier die Summe zweier PIN-Diodenzählrate als Funktion der Zeit gewählt, um die dargestellten Verhältnisse zu errechnen. Obwohl die Luminosität mit zunehmender Zeit deutlich abnimmt (s.Abb. 4.4), ist das Verhältnis der PIN-Diodenzählrate zum SEM konstant. Die beiden Luminositätsmonitore sehen also zu keinem Zeitpunkt eine unterschiedlich starke Luminositätsänderung. Normiert

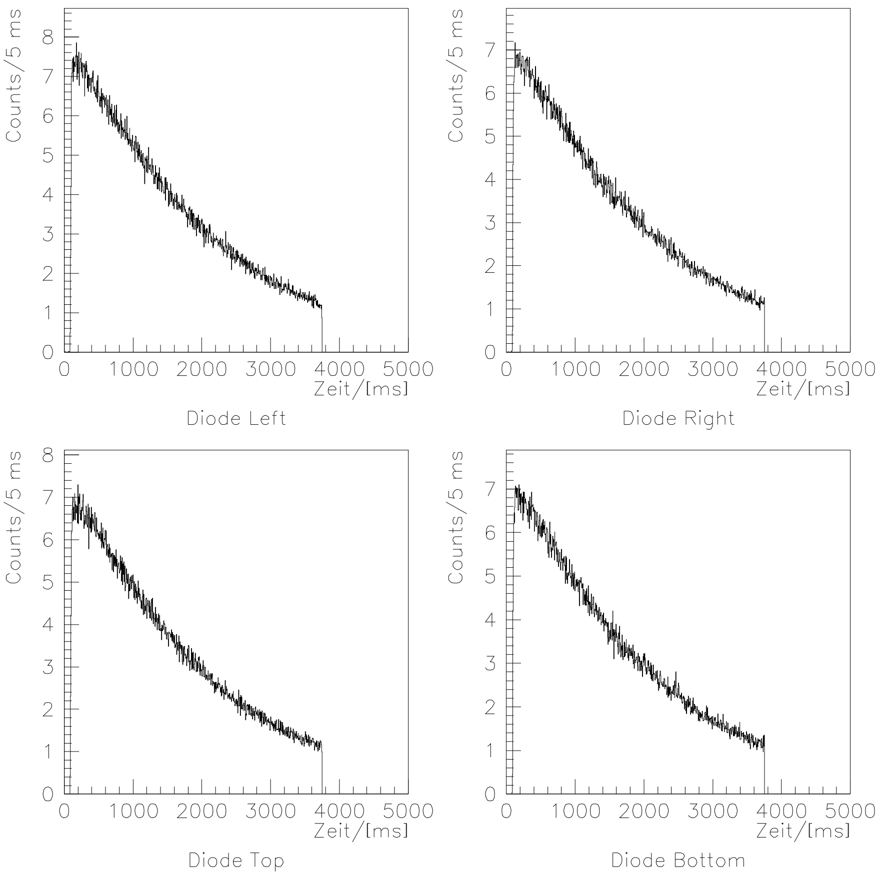


Abbildung 4.4: *Zählraten der PIN-Dioden als Funktion der Zeit, bei 1455 MeV/c*

man die Gesamttriggerrate der Außenschale auf die PIN-Dioden, so ist auch hier das Verhältnis konstant, und daraus folgt noch einmal, daß eine relative Normierung der Experimentdaten mit Hilfe der PIN-Dioden als Luminositätsmonitor möglich ist, zumindest im Flat Top.

Wichtiger allerdings sind die Messungen in der Rampe. Auch hier soll mit Hilfe der PIN-Dioden eine Normierung der EDDA-Daten erfolgen.

4.2.2 Messung während der Rampe

Wie in Kapitel 4.1 bereits erwähnt, wurde eine Rampe gemessen, deren Impulsbereich sich von 1300 MeV/c bis 3300 MeV/c erstreckte. Definiert ist dieser Bereich durch das Rein- und Rausfahren des Targets. In Abb. 4.6 sind zunächst auch wieder die vier PIN-Diodenspektren in Abhängigkeit von der Zeit, hier allerdings dann auch respektive des Impulses von COSY[2], dargestellt.

In allen vier Spektren ist ein deutlicher Luminositätssprung ersichtlich. Dieser Sprung findet während der Beschleunigungsphase statt und ist auch in den Daten der Außenschale zu finden. Erklärbar ist dieser Sprung durch eine Änderung der strahlenoptischen Verhältnisse und der daraus folgenden Änderung des Strahls am Wechselwirkungspunkt. Mittels Strahlprofilmessun-

---

[2] Umrechnung siehe Kapitel 4.1

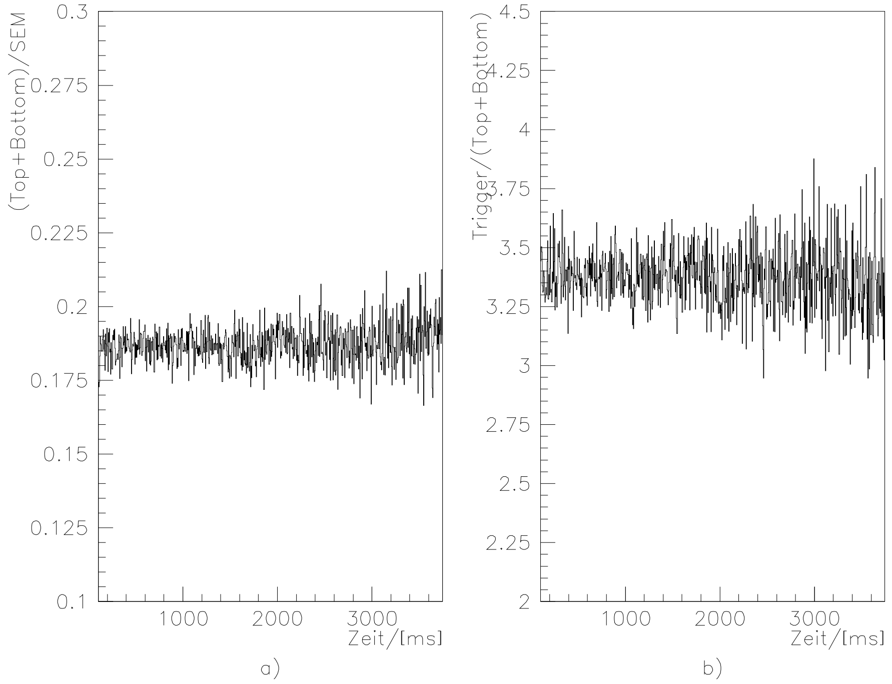


Abbildung 4.5: *a) Verhältnis der Summe zweier PIN-Diodenzählraten zu den Zählraten des SEM, als Funktion der Zeit; b) Verhältnis des gesamten Außenschalentriggers zu der Summe zweier PIN-Dioden. Messung im Flat Top.*

gen [MOS94] konnte festgestellt werden, daß sich der Strahl in y-Richtung schlagartig verkleinert. Diese Verkleinerung führt über (1.5) zu dem in Abb. 4.6 sichtbaren Luminositätssprung bei etwa 1200 ms. Solche Luminostätssprünge müssen mit den Luminositätsmonitoren erfaßt und herausnormiert werden. In Abb. 4.7 sind die Zählratenverhältnisse für die Rampenmessung abgebildet. Es wird deutlich, daß der Sprung in der Luminosität mittels der PIN-Dioden wegnormiert wird. Die Meßdaten sind nicht mehr durch Strahlschwankungen beeinflußt. Dies trifft zumindest auf die Daten in der Rampe zu. Ein Problem stellt noch die sogenannte Verrundung zwischen der Beschleunigungsphase und dem Flat Top dar (sichtbar durch Spitzen in Abb. 4.7 b). Hier ist vorallem das Verhalten des Strahls unklar. Sicher ist, daß in der Verrundung ein Großteil des Strahls verloren geht. Der Strahl wird nicht durch das Target aufgebraucht und trifft möglicherweise die Targetgabel oder das Strahlrohr. Für beide Effekte ist die Außenschale viel sensitiver als die PIN-Dioden daher können solche Spitzen nicht wegnormiert werden.

In Abb. 4.7 a ist das Zählratenverhältnis zweier PIN-Dioden zu der des SEM's dargestellt. Der beobachtete Verlauf widerspricht den Annahmen über die Energieabhängigkeit der Zählraten der jeweiligen Luminositätsmonitore. Die Annahme, daß die PIN-Diodenzählrate proportional zum Rosenbluthwirkungsquerschnitt ist, wird durch die Simulation bestätigt. Für das SEM-Signal wird eine Proportionalität der Zählrate zu der im Target von Protonen deponierten Energie angenommen. Diese Energie ergibt sich gemäß der Bethe-Bloch Formel. Betrachtet man dann das Verhältnis des über den Raumwinkel[3] integrieten Rosenbluthwirkungsquerschnitts

---

[3] Vorgeben durch die PIN-Diode

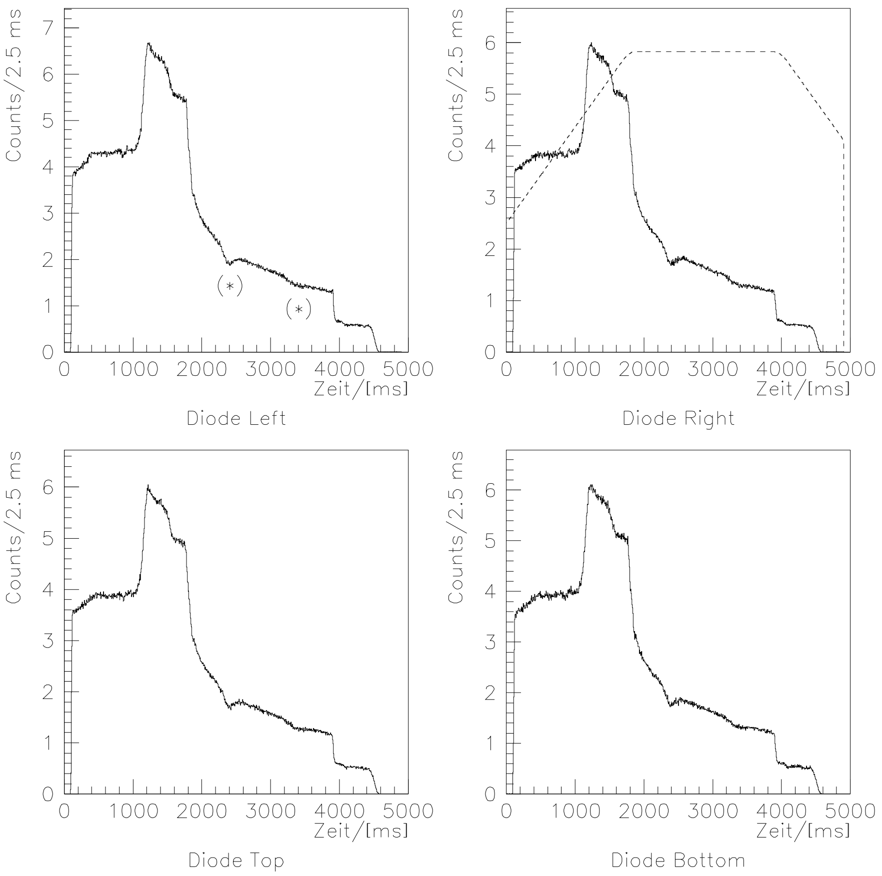


Abbildung 4.6: *Zählraten aller vier PIN-Dioden als Funktionder Zeit. Die mit (*) gekennzeichneten Einbrüche sind ein Artefakt der Datenauslese und treten in allen Zeitspektren der auf. Zusätzlich zu den PIN-Diodenzählraten ist der Rampenverlauf mit Beschleunigungsphase und Flat Top dargestellt.*

zum Energieverlust dE/dx

$$\sigma_R \Bigg/ \frac{dE}{dx}$$

kann man einen abfallenden Verlauf feststellen (s.Abb. 4.8). Somit ist die angenommene Energieabhängigkeit für das SEM-Signal nicht vollständig und läßt in keinem Fall eine absolute Normierung zu. Für die PIN-Dioden ist ebenfalls ein energieabhängiger Effekt noch nicht in die Betrachtungen eingegangen. Dies ist die in Kap. 4.2.1 erwähnte Effizienz der Dioden. Eine relative Normierung ist allerdings auch mit dieser Zählrate möglich (s.Abb. 4.10)

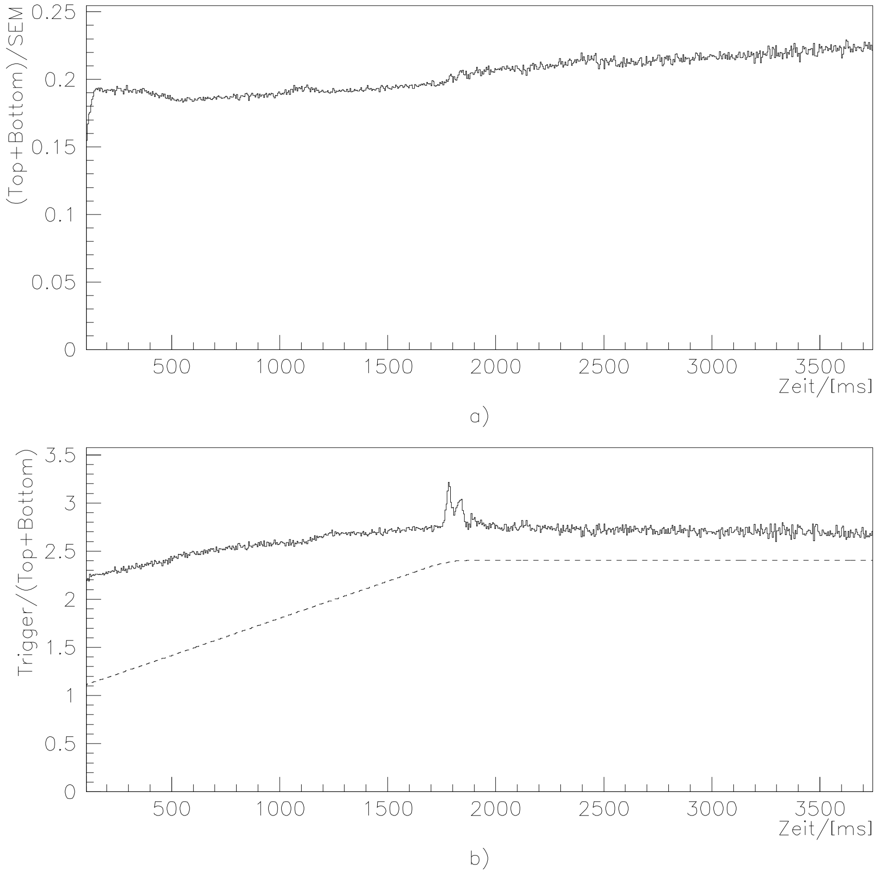


Abbildung 4.7: *a) Verhältnis der Summe zweier PIN-Diodenzählraten zur SEM-Rate als Funktion der Zeit; b) Verhältnis des gesamten Außenschalentriggers zu der Summe zweier PIN-Dioden.*

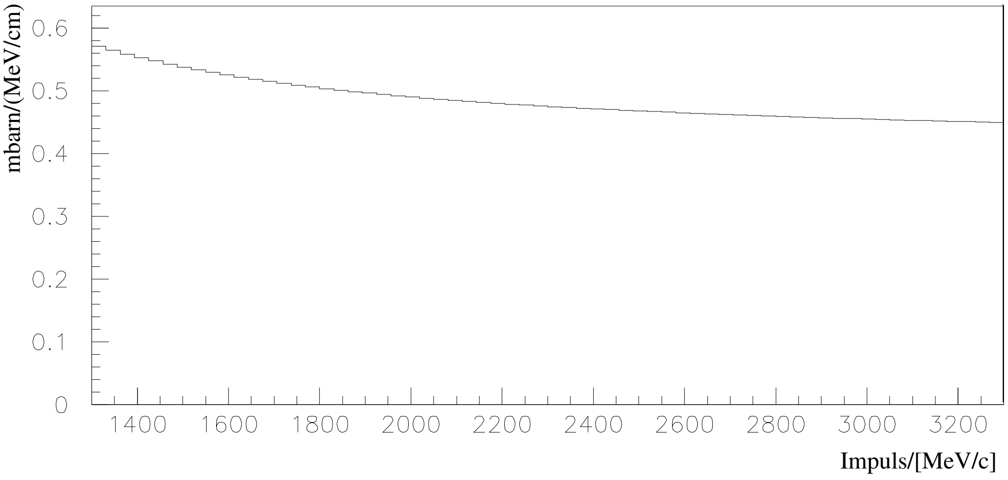


Abbildung 4.8: *Verhältnis* $\sigma_R \Big/ \frac{dE}{dx}$ *in Abh. vom Strahlimpuls*

Anwendungen

Verwendung findet eine Normierung der Daten mit Hilfe der PIN-Dioden in der Erstellung von Winkelverteilungen. In diesen Verteilungen ist der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Proton-Proton- Streuung in Abbhängigkeit des Laborwinkels Θ angegeben. Zu diesem Zweck wird die Zählrate die PIN-Dioden normiert auf den Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt, und mittels (1.7) ist dann der gesuchte Wirkungsquerschnitt zu berechnen. Um solche Winkelverteilungen zu erhalten, muß der Winkel Θ aus den Daten der Außenschale rekonstruiert werden. Das Gesamte Verfahren zu dieser Rekonstruktion ist in [ROH94] dargelegt. Für die Zählrate des SEM's ist die Normierungsgröße die im Target deponierte Energie, laut der Bethe-Bloch Formel. In Abb. 4.9 und 4.10 sind die so gewonnenen Winkelverteilungen gezeigt und werden mit Literaturdaten verglichen. Die unterschiedlichen Normierungsmethoden führen zu Unsicherheiten von bis zu 30%.

Die Abweichungen bei den hohen Energien in beiden Abbildungen sind statistisch bedingt. Bei diesen Energien ist die Zahl der elastischen Ereignisse, die mit EDDA gewonnen wurden, momentan noch zu niedrig, was auch durch den zu messenden Wirkungsquerschnitt selbst bedingt ist. Dieser fällt mit zunehmender Energie ab, was durch die Literaturdaten belegt ist.

Unabhängig von der Normierung der Daten mit den PIN-Dioden oder dem SEM wird deutlich, daß die mit EDDA erhaltenen Daten zum elastischen Proton-Proton Wirkungsquerschnitt mit den Literaturdaten verträglich sind und somit eine relative Normierung mit den PIN-Dioden oder dem SEM generell möglich ist. Um allerdings die angestrebte Genauigkeit für die Daten des EDDA-Experimentes einhalten zu können, müssen weitere Untersuchungen für beide Luminositätsmonitore erfolgen.

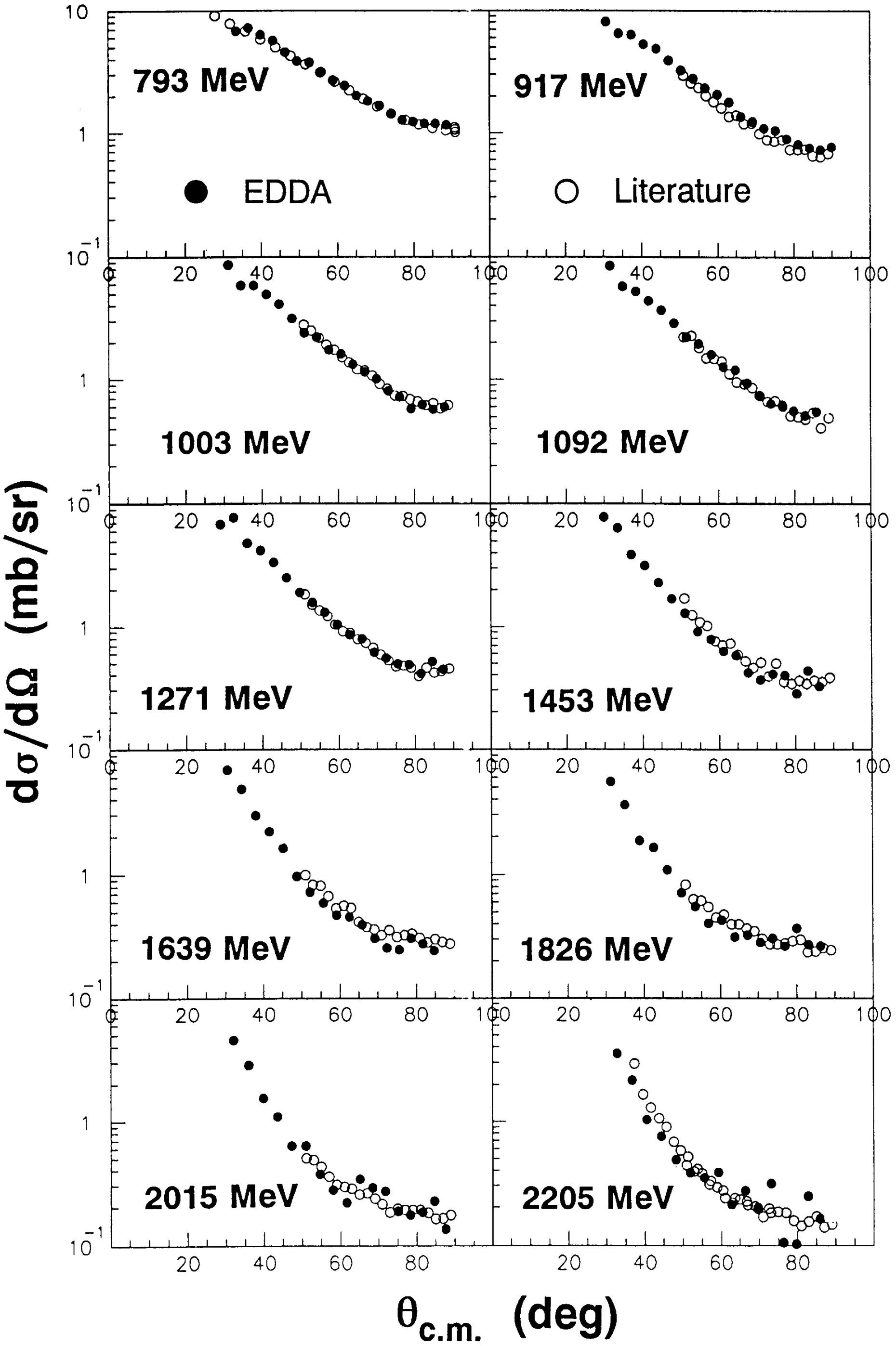


Abbildung 4.9: *Winkelverteilungen mit Hilfe einer Normierung der Daten durch die PIN-Dioden für verschiedene Strahlenergien, im Vergleich zu Daten aus der Literatur([SIM93] für 793 MeV; [WIL72] für die Energien 917 MeV–2205 MeV).*

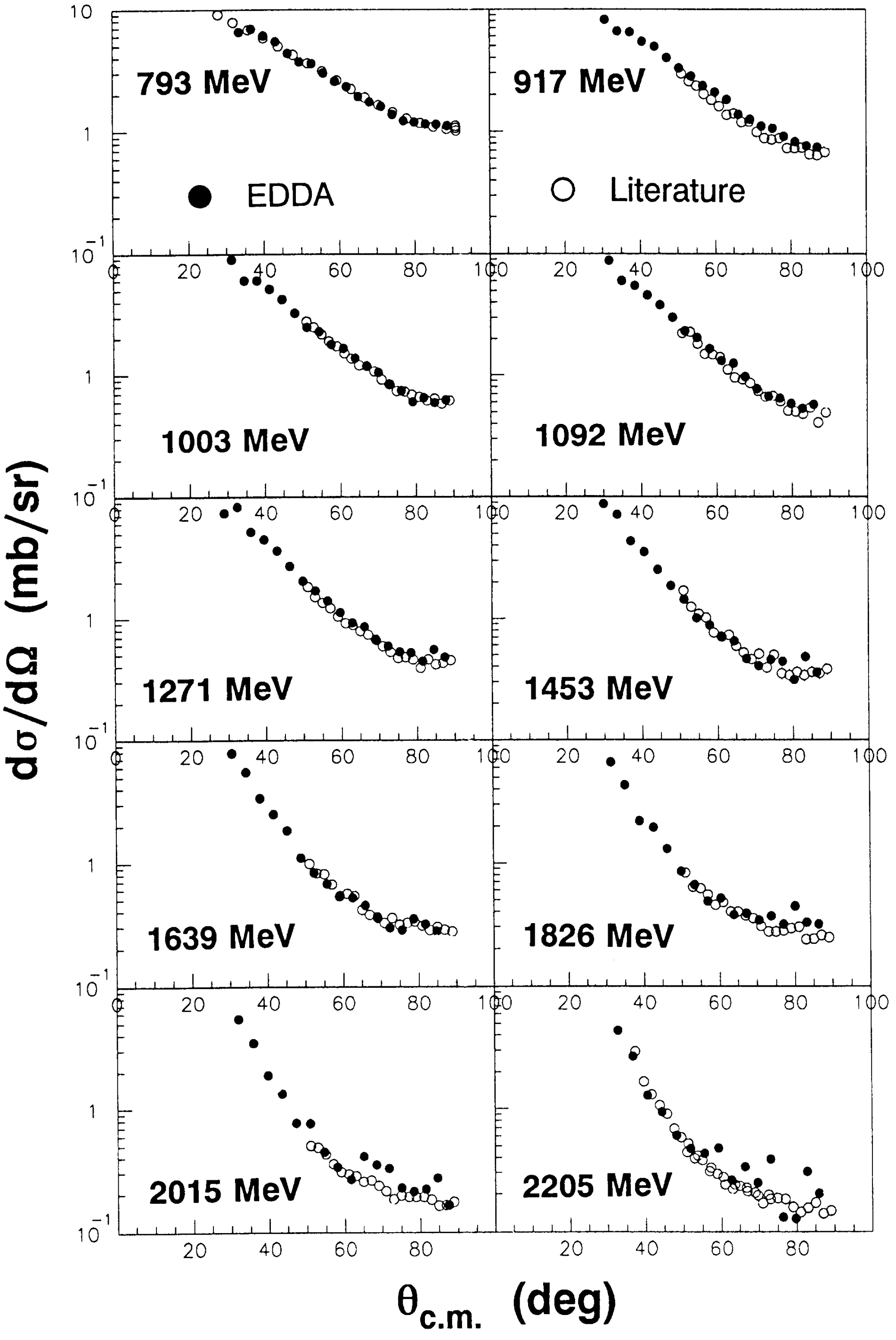


Abbildung 4.10: *Winkelverteilungen mit Hilfe einer Normierung der Daten durch das SEM-Signal für verschiedene Strahlenergien, im Vergleich zu Daten aus der Literatur([SIM93] für 793 MeV; [WIL72] für die Energien 917 MeV–2205 MeV).*

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine einfache Testmöglichkeit für die PIN-Dioden vorgestellt. Die enthaltenen Testergebnisse zeigen die Effizienz dieser Methode und bestätigen die gute Handhabbarkeit dieser Detektorart.

Für das EDDA-Experiment am Beschleuniger COSY wurde ein Messaufbau gefunden, der sich als besonders rauscharm in Bezug auf die PIN-Dioden herausgestellt hat. Die gestellten Bedingungen für eine Luminositätsbestimmung konnten eingehalten werden (Kap. 4.1.). Weiter hat sich herausgestellt, daß dieser Aufbau gegen Störungen recht unanfällig ist, solange am Aufbau und insbesondere an den Kabelführungen keine großen Änderungen mehr durchgeführt werden müssen.

Im Hinblick auf den Vergleich mit Simulationen wurde das aktive Volumen der PIN-Dioden für eine Biasspannung von $U_B = 100$ V bestimmt. Auf dieser Basis wurden Simulationsrechnungen durchgeführt. Die Simulation reproduziert die gemessenen Spektren qualitativ. Somit kann die Simulation im weiteren Verlauf des EDDA-Experimentes auch als Diagnoseelement genutzt werden.

Aufgrund der knappen Messzeiten während der EDDA-Strahlzeiten war eine Dickenbestimmung der PIN-Dioden bei unterschiedlichen Biasspannungen nicht möglich, sollte aber bei den folgenden Strahlzeiten nachgeholt werden. Auch gibt es noch Diskrepanzen zwischen dem theoretisch vorhergesagten Verlauf [SCHE94] und den Messungen, die in Kapitel 3.2. vorgestellt worden sind. Hierzu ist es nötig, ein Modell zu finden, das einen pin-Übergang beschreibt. Die Annahme, daß eine PIN-Diode mit einem einfachen pn-Übergang beschreibbar ist, stellte sich zumindest als fragwürdig dar.

In Kapitel 4 wurde gezeigt, daß sich die mit den PIN-Dioden gewonnenen Daten zur relativen Normierung der Messdaten aus der Außenschale eignen. Vor allem konnte dies auch in der Rampe gezeigt werden, denn ein starker Luminositätssprung wie in Abb. 4.6 kann mittels der PIN-Diodendaten herausnormiert werden.

Will man aber das Ziel einer absoluten Normierung erreichen, sind noch einige Punkte zu erarbeiten. Zum einem ist hier der Untergrund zu untersuchen, der sich durch den Vergleich mit den Simulationsdaten herausgestellt hat. Einige Ansätze dazu sind in dieser Arbeit schon gemacht, aber eine quantitative Erfassung des Untergrundes ist noch nicht gelungen. In diesem Fall kann sich die Simulation als hilfreich erweisen, wenn es gelingt, auch das Fädchentarget mit in die Simulation zu integrieren. Experimentell sollte das Prinzip des Teleskops weiter genutzt und verbessert werden. Das Teleskop ist ein Messaufbau, der aus verschieden dicken Halbleiterzählern und/oder Szintillatoren besteht. Mit Hilfe dieses Aufbaus sollte eine Trennung der Elektronen vom hochenergetischen Untergrund möglich sein.

Zum anderen muß untersucht werden, welche Effizienz die PIN-Dioden im Gesamtsystem aufweisen, vor allem wieviele Elektronen durch die geometrischen Bedingungen des Strahlrohrs als Zählrate für die PIN-Dioden verloren gehen. Auch hier kann die Simulation hilfreich sein. Auf experimentellen Wege ist eine Bestimmung auch möglich, indem man eine orginalgetreue Kopie des Strahlrohrs aufbaut und dann mit einer bekanten Quelle Messungen durchführt. Als geeignete Quelle hat sich das Hf-Präparat herausgestellt.

Diese Untersuchungen müssen auch im Hinblick auf die angestrebte Genauigkeit des Gesamtexperiments erfolgen. Ein weiterer wichtiger Punkt ist hier die Klärung der Energieabhängigkeit für die Zählrate des Sekundärelektronenmonitors. Die hierfür gemachten Annahmen sind noch nicht ausreichend.

Im Hinblick auf einen Einbau der Innenlage wurde ein Wechselmechanismus entwickelt und getestet, welcher es erlaubt, defekte PIN-Dioden ohne einen Ausbau der Innenlage auszutauschen. Die wichtigste Änderung, die PIN-Dioden betreffend, ist die Verkleinerung der Kapsel (zur Illustration s. Abb. 2.3). Die Wandstärke des Alukästchens wurde an der Unterseite (zum PIN-Diodenträger hin) auf 0.2 mm heruntergesetzt. Ebenfalls verkleinert wurde der Raum zwischen dieser Fläche und den oberen Schenkeln. Dadurch muß der Pertinaxträger ebenfalls verkleinert werden. Dies wird dadurch erreicht, daß der Träger auf der Hinterseite um einige zehntel Millimeter abgeschliffen wird. Durch all diese Maßnahmen wurde erreicht, daß die Gesamtdicke von Diode und Kapsel auf ca. 2.8 mm gedrückt werden konnte, was ein Wechseln der PIN-Dioden ermöglicht, denn der zu Verfügung stehende Platz beträgt nur 3 mm[1]. Gewechselt werden die PIN-Dioden dann durch Polypropylenstreifen, die auch zum Anheben und Absenken der PIN-Dioden genutzt werden. Die PIN-Dioden werden mit diesen Streifen durch Schächte geschoben und auf der anderen Seite mittels der Verkabelung gezogen. Diese Schächte entstehen durch die Verfüllung der Raumes zwischen Rohr und Innenlage mit Plexiglas, wobei die auf die Alufenster weisenden Schächte frei bleiben. Der gesamte Aufbau wurde erfolgreich getestet. Ein Problem stellt nur noch das Abschleifen der PIN-Diodenträger dar, denn der entstehende Staub kann die PIN-Diodenoberfläche verunreinigen. Eine Reinigung ist zwar möglich, aber nicht erstrebenswert. Jedenfalls ist ein Wechsel der PIN-Dioden ohne Demontage der Innenschale möglich.

---

[1] Durch die Zylinderform des Strahlrohres ist dies für die Mitte der Schächte erreichbar

Literaturverzeichnis

[ACK93] K. Ackerstaff et al., Nucl. Instr. and Meth. A 335(1993) 113-120

[BIS90] J. Bisplinghoff, F. Hinterberger, AIP Conf.Proc.221 (1990)312

[DAR75] E.H. Darlington, Backscattering of 10–100 KeV Electrons from thick Targets, J.Phys.D: Appl. Phys. Vol 8 (1975)

[DIE94] O. Diehl, Diplomarbeit, Bonn(1994)

[EVE60] T.E. Everhart, J.Appl.Phys.31 2, (1960) 1483

[GRO93] R. Groß-Hardt, Diplomarbeit, Bonn(1993)

[GRO94] R. Groß-Hardt, private Mitteilung, Bonn(1994)

[LAH92] U. Lahr:EDDA – Ein Detektor zur Messung von Anregungsfunktionen der elastischen Proton- Proton Streuung an COSY, Doktorarbeit, Bonn(1992)

[LAN74] V. Lantto, J.Phys. D Vol.7(1974) 703

[LED78] C. Lederer, V.S. Shirley, Table of Isotopes(VII), New York (1978)

[LEO87] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag(1987)

[LUC79] H.W. Lücker, Staatsexamensarbeit, Bonn(1979)

[KAL64] G. Källen, Elementarteilchenphysik, Bibliogr. Institut, Mannheim (1964)

[KIT69] C. Kittel, Festkörperphysik, Oldenburg Verlag (1969)

[KOB68] E.J. Kobetich, R. Katz, Phys. Rev. 170 2 (1968)

[KNO79] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley and Sons (1979)

[MOS91] F. Mosel, Diplomarbeit, Bonn(1991)

[MOS94] F. Mosel, Doktorarbeit, Bonn(1994)

[NIM93] Nuclear Instruments and Methods, A329 (1993) S.151

[PER91] D.H. Perkins, Hochenergiephysik, Addison-Wesley Publishing Company (1991)

[RAY79] L. Ray, Proton-Nucleus Total Cross Section in the Intermediate Energy Range, Phys. Rev. C Vol.20 5 (1979)

[RES68] G. Restelli, Semiconductor Properties of Silicon and Germanium, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968)

[ROH94] U. Rohdjess, O. Diehl,Θ-Reconstruction, EDDA Internal Report, Bonn(1994)

[ROS94] U. Ross, Diplomarbeit, Bonn(1994)

[SCHE94] H. Scheid, Doktorarbeit, Bonn(1994)

[SCHU94] M. Schulz-Rojahn, Das EDDA-Kabelbuch, Bonn(1994)

[SCHW91] F. Schwandt, Diplomarbeit, Bonn(1991)

[SCHW95] F. Schwandt, Doktorarbeit, Bonn(1995)

[SCO93] W.Scobel et al., Status of the EDDA-Experiment at COSY, Physika Scripta Vol.48 S.92-94(1993)

[SIE91] Datenblatt IL300, Siemens AG (1993)

[SIM93] A.J. Simon et al., Absolute pp-Elastic Cross Section from 492 to 793 MeV, Phys. Rev.C 48 2(1993)

[STE57] E.J. Sternglass, Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions, Phys. Rev. 108 1(1957)

[WIE94] W. Wiedmann, Doktorarbeit, Bonn(1994)

[WIL72] D.T. Williams et al., Nuovo Cimento 8A (1972) 447

[WOL92] K. Woller, Diplomarbeit, Hamburg(1992)

Danksagung

Hiermit möchte ich allen danken, die zu dieser Arbeit in irgendeiner Weise beigetragen haben, insbesondere

Herrn Prof. Dr. R. Maschuw, der mir die Durchführung dieser Arbeit am Institut für Strahlen- und Kernphysik ermöglicht hat,

Herrn Prof. Dr. J. Bisplinghoff, unter dessen Anleitung diese Arbeit entstanden ist, für die gute Unterstützung und Betreuung,

Herrn Dr. H. Scheid, auf dessen Doktorarbeit diese Arbeit aufbaut, für seine ständige Bereitschaft, Fragen zu beantworten, sein Wissen an mich weiterzugeben und die Disskussionsbereitschaft,

den Herren Dr. H. Rohdjess, Dr. F. Schwandt und Dipl.Phys. O. Diehl, die immer bereit waren, mir bei der Datenanalyse unter die Arme zu greifen, für ihre Geduld und Bereitschaft, alle möglichen Fragen zu beantworten,

den Gruppenmitgliedern S. Heider, Dr. F. Mosel, Dipl.Phys. M. Schulz-Rojahn und H.J. Trelle für eine gute Zusammenarbeit, sowie allen Mitgliedern der Kollaborationen EDDA und MOMO,

den Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt für viele prompt und präzise gefertigte Teile,

den Mitarbeitern des Elektroniklabors für allzeit gute Zusammenarbeit,

der gesamten COSY Mannschaft, insbesondere Herrn Dr. Prasuhn, für ihre Hiflsbereitschaft in allen Fragen, die mit dem Beschleuniger COSY zusammenhängen,

Herrn Dr. Freitag, für die Herstellung, der von mir benötigten Quellen,

den Herren Dipl.Phys. J. Nitschkowski und Dipl.Phys. M. Pröbsting, für ihre tolle Unterstützung in Sachen theoretischer Physik,

all den Personen, die mit mir die sechs Jahre Physikstudium durchlebt und durchlitten haben, für viele schöne Stunden außerhalb der Uni.

Besonderer Dank gebührt meinen Eltern und meiner Schwester, ohne die mein Studium der Physik unmöglich gewesen wäre, sowie

meiner Freundin Christina Giess und all meinen Freunden, für ihre Geduld und ihr Verständnis.