

Entwicklung eines Prototypen für einen großflächigen Szintillationsdetektor zur Detektion thermischer Neutronen



INAUGURALDISSERTATION

Zur Erlangung der Doktorwürde
der Fakultät für Chemie, Pharmazie und Geowissenschaften
der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau

vorgelegt von

Ralf Engels

aus Düren

2011

Dekan Prof. Dr. Thorsten Koslowski

Referent: Prof. Dr. Michael Fiederle

Korreferent: Prof. Dr. Arne Cröll

Datum der Prüfung : 30. Januar 2012

You will make many changes before settling satisfactorily.

Du wirst viele Änderungen vornehmen, bevor du mit dem Resultat zufrieden bist.

(aus einem Cookie)

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG	1
2	DETEKTOREN FÜR THERMISCHE NEUTRONEN	5
2.1	ANFORDERUNGEN	5
2.2	REAKTIONEN ZUM NACHWEIS VON NEUTRONEN	5
2.3	SZINTILLATIONSDETEKTOREN	12
2.3.1	FUNKTIONSPRINZIP	12
2.3.2	NEUTRONEN SZINTILLATOREN	14
2.3.3	⁶ Li-GLAS SZINTILLATOR	16
2.3.4	JÜLICHER ZWEIDIMENSIONALER NEUTRONEN DETEKTOR	19
2.4	GASENTLADUNGS-DETEKTOREN	20
2.4.1	IONISATIONSKAMMER	21
2.4.2	PROPORTIONALZÄHLROHR	22
2.4.3	MULTI WIRE PROPORTIONAL CHAMBERS	24
2.4.4	MICRO-STRIP GAS CHAMBER	26
2.4.5	GAS ELECTRON MULTIPLIER DETEKTOR	27
2.5	SPEICHERPLATTEN / IMAGE PLATES	29
2.6	HALBLEITERDETEKTOREN FÜR DETEKTION MIT NEUTRONEN	30
2.7	DETEKTORKONZEPTE FÜR GROßE FLÄCHEN	32
2.7.1	DETEKTOREN MIT ORTSAUFLÖSENDE BF_3 ZÄHLERN	33
2.7.2	KONZEPTE MIT ¹⁰ B KONVERTERN	37
2.7.3	SCHRÄG GESTELLTE BOR-KONVERTER (BLADE KONZEPT)	37
2.7.4	BOR-BESCHICHTETE STRAW DETEKTOREN	39
2.7.5	KONZEPT MIT SZINTILLATOR UND KONISCHEM LICHTLEITER	40
2.7.6	GENERAL MATERIALS POWDER DIFFRACTION DETEKTOR KONZEPT	43
3	KONZEPT UND AUFBAU EINES SZINTILLATIONSDETEKTORS FÜR POWTEX	47
3.1	AUFBAU UND FUNKTIONSWEISE	47
3.2	EIGENSCHAFTEN DER DETEKTORKOMPONENTEN	48
3.2.1	SZINTILLATOR	48
3.2.2	WAVE-LENGTH-SHIFTING FIBER	52
3.2.3	PHOTOMULTIPLIER	54
3.3	PULVERDIFFRAKTOMETER DETEKTOR	57

4	UNTERSUCHUNGEN ZU DEN KOMPONENTEN EINES PROTOTYPEN-DETEKTORMODULS	61
4.1	SZINTILLATOR MESSUNGEN UND CHARAKTERISIERUNG	61
4.2	EIGENSCHAFTEN VON WAVE-LENGTH-SHIFTING FIBERN	64
4.2.1	<i>SELEKTION DER FIBER</i>	64
4.2.2	<i>MATERIALBEARBEITUNG DER FIBERN</i>	69
4.2.3	<i>MESSUNGEN ZUR ÜBERPRÜFUNG DER BIEGERADIEN</i>	71
4.3	VERGLEICHSMESSUNGEN VON PHOTOMULTIPLIERN	74
4.3.1	<i>TESTSYSTEM ZUR MESSUNG DER KATHODEN-HOMOGENITÄT</i>	75
4.3.2	<i>POSITIONSEMPFINDLICHE PHOTOMULTIPLIER</i>	77
4.3.3	<i>MULTIANODEN PHOTOMULTIPLIER</i>	80
4.3.4	<i>DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE</i>	82
4.4	KOINZIDENZMESSUNGEN MIT ZWEI FIBEREBENEN	84
5	ENTWICKLUNG UND BAU EINES PROTOTYP DETEKTORS	89
5.1	AUSWAHL DER DETEKTORKOMPONENTEN	89
5.2	MECHANISCHER AUFBAU DES DETEKTORKOPFS	90
5.3	ENTWICKLUNG EINER AUSLESEELEKTRONIK	94
6	DISKUSSION	99
7	ZUSAMMENFASSUNG	105
8	AUSBLICK	107
A.	ANHANG	109
B.	ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS	125
C.	ABBILDUNGSVERZEICHNIS	127
D.	TABELLENVERZEICHNIS	133
E.	LITERATURVERZEICHNIS	135

1 Einleitung

Neutronen sind außergewöhnliche Sonden zur Untersuchung der kondensierten Materie. Da sie ungeladen sind und damit nicht den elektromagnetischen Kräften unterliegen, dringen sie tief in Materie ein und wechselwirken dort vorwiegend mit den Atomkernen. Insbesondere niederenergetische Neutronen mit Energien von 1 – 100 meV, die sogenannten thermischen und kalten Neutronen, stellen eine wichtige Methode in der Wissenschaft und Technik dar, um physikalische, biologische, chemische und medizinische Proben zerstörungsfrei zu untersuchen. Ihre Energien liegen im Bereich der Phononen-Anregungen in Festkörpern und ihre Wellenlängen liegen in der Größenordnung atomarer und molekularer Abstände in Materie. Mit diesen Eigenschaften kann man durch Streuexperimente mit Neutronen die Dynamik und Struktur von Atomen und Molekülen in Festkörpern bestimmen. In Europa hat man sich dazu entschlossen, eine Europäische Spallationsquelle (ESS) in Lund im südwestlichen Schweden bis 2018 zu bauen. Dies unterstreicht den großen Stellenwert, den diese Untersuchungsmethode darstellt. Die ESS soll die Neutronenquelle mit dem zu diesem Zeitpunkt größten Neutronenfluss werden und neue Forschungsmöglichkeiten erschließen. Schon 2006 wurde im amerikanischen Oak Ridge die zurzeit stärkste gepulste Quelle in Betrieb genommen. Die „Spallation Neutron Source“ (SNS) hat eine Leistungsfähigkeit von 1,4 MW. Auch in Japan gibt es nördlich von Tokio eine Megawatt Spallationsquelle, J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex), die aber beim Erdbeben im Frühjahr 2011 Schaden genommen hat und noch nicht wieder in Betrieb genommen wurde.

Zur Registrierung der Neutronen werden vorwiegend Gas- und Festkörperdetektoren eingesetzt. Da das Neutron elektrisch neutral ist und die verwendeten Energien der Neutronen sehr gering sind, basieren solche Detektoren auf dem Einfang des Neutrons über eine Kernreaktion und der Vermessung der bei dieser Reaktion auftretenden Sekundärteilchen. Je nach Anwendung und Untersuchungsmethode der Neutronenstreuung sind die Anforderungen an die Detektoren sehr unterschiedlich. Wichtige Kriterien für die Festlegung des Detektorsystems sind die Nachweiswahrscheinlichkeit, die Raten-tauglichkeit, sowie die Zeit- und Ortsauflösung. Daneben kann die Auswahl des Detektorsystems aber auch durch das Experimentumfeld oder die Betriebsbedingungen, wie die Tauglichkeit in Magnetfeldern, die Gamma-Empfindlichkeit oder die Kosten des Detektorsystems, beeinflusst werden.

Bei den Gasdetektoren wurde bisher ^3He Gas zum Nachweis eingesetzt. Es besitzt eine geringe Gamma-Empfindlichkeit und über die Einstellung des Druckes lässt sich eine zufriedenstellende Nachweiswahrscheinlichkeit erreichen. Die Gewinnung des Isotopes ^3He resultiert aus dem ^3H -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 12,3 Jahren und die Vorräte dieses Gases stammten vorwiegend aus dem bei der ehemaligen Kernwaffenproduktion angefallenem ^3H . Durch die erhöhten Sicherheitsanforderungen in den USA in Folge der Anschläge im September 2001, ist der Verbrauch des Gases enorm angestiegen. Der Einsatz von ^3He Gas für Detektorsysteme bei Grenzkontrollen an Flughäfen oder Truck-Scannern hat im Zeitraum von 2005 - 2009 ca. 80 – 90 % der Vorräte in den USA verbraucht [1]. Da die USA historisch den größten Lieferanten für ^3He Gas darstellen, führte diese extreme Verknappung ab Mitte 2008 zunächst zu einer Verteuerung und anschließend zu einer quasi Nicht-Verfügbarkeit des Gases. Eine mögliche Quelle für eine vorübergehende Aufstockung des ^3He -Bestandes sind Tritium Vorräte, die in Kanada und Süd-Korea in CANDU-Schwerwasserreaktoren (CANada Deuterium Uranium) gesammelt und gelagert werden.

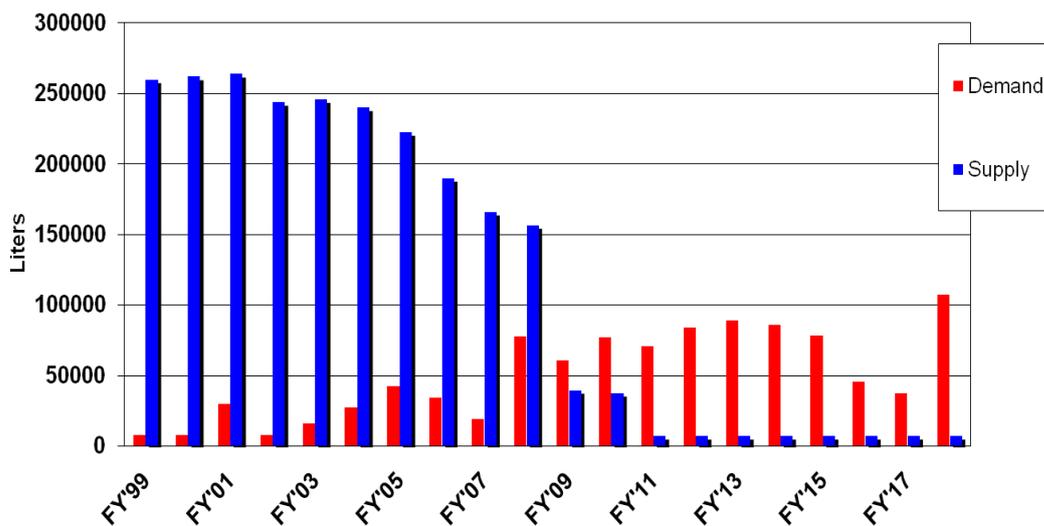


Abbildung 1.1: Bedarf an ^3He Gas nach dem 9. September und der Verfügbarkeit

Der amerikanische Kongress beschäftigte sich im Jahr 2010 mit diesem Problem und übertrug dem Department of Energy (DOE) die Kontrolle über die verbliebenen Vorräte. Die Ende 2010 installierte Clearing Stelle ermittelt heute die Notwendigkeit und regelt die Freigabe für ^3He Gas [2]. Wie aus Abbildung 1.1 aber ersichtlich wird, ist die Nachfrage nach ^3He Gas deutlich höher als die zur Verfügung stehende Menge [3].

Die Auswirkungen des ^3He -Mangels auf die Instrumente in der Neutronenstreuung wurden sehr schnell und dramatisch deutlich. Viele Planungen und deren Kostenkalkulationen für neu zu installierende große Instrumente basierten auf der Verfügbarkeit von ^3He Gas für ortsauflösende Zählrohre und waren mit den gegebenen Bedingungen nicht

mehr realisierbar. Als Maßnahme auf diese Problematik wurde in der Neutronenstreuung und im Bereich der sicherheitsrelevanten Systeme [4] mit der Suche und Entwicklung von alternativen Detektoren als Ersatz für ^3He -Detektoren begonnen.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Evaluierung eines alternativen Detektorkonzeptes für die Anforderungen des bereits im Bau befindlichen POWTEX (POWder and TEXture Diffractometer) Flugzeit-Neutronendiffraktometers am Forschungsreaktor II (FRM II) in Garching. Es wird gemeinsam von der RWTH Aachen und dem Jülich Centre for Neutron Science (JCNS) der Forschungszentrum Jülich GmbH geplant und durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) unterstützt [5]. Mit diesem Instrument sollen die räumliche Anordnung von Kristallstrukturen in Materialien mit Hilfe eines thermischen Neutronenstrahls analysiert, wie auch chemische und magnetische Materialeigenschaften bestimmt werden [6],[7].

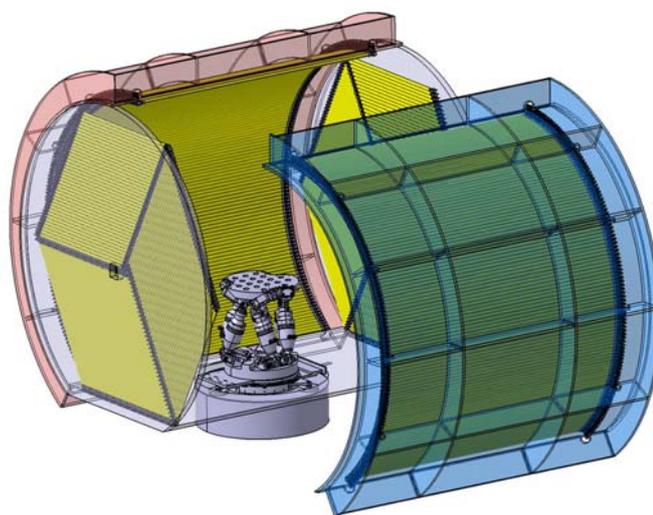


Abbildung 1.2 : Schematischer Aufbau des POWTEX Detektors im Jahre 2009. Bestückt mit ^3He - ortsauflösenden Detektoren und einem Probenstisch in der Mitte.

In der ursprünglichen Planung des Instrumentes waren als Detektoren im zylindrischen Teil ortsauflösende ^3He -Zählrohre mit einer Länge von 2 m, einem Durchmesser von 1 Zoll wie in Abbildung 1.2 dargestellt vorgesehen [8]. Im Vorwärts- bzw. Rückwärtsbereich waren ortsauflösende ^3He -Zählrohre mit einer Länge von 1 m und einem Durchmesser von 0,5 “ bzw. 1 “ in hexagonaler Anordnung angedacht. Ein geeigneter alternativer Detektortyp sollte die Kosten für das gesamte Detektorsystem nicht dramatisch in die Höhe treiben und muss die bereits geplanten Platzverhältnisse in der neuen Neutronenleiterhalle Ost am FRM II in München berücksichtigen [8]. Hinsichtlich der Neutronendetektion sollte er den folgenden Anforderungen entsprechen oder zumindest sehr nahe kommen:

- Nachweiseffizienz $\geq 50\%$ @ $1,1 \text{ \AA} - 2,4 \text{ \AA}$
- Zählrate pro $\text{m}^2 \geq 10^5 - 10^6 \text{ s}^{-1}$
- Ortsauflösung $5 \text{ mm} - 15 \text{ mm}$ (FWHM)
- Zeitauflösung $< 10 \text{ \mu s}$
- Geringe Gammasensitivität

Das für POWTEX in dieser Arbeit betrachtete alternative Detektorkonzept basiert auf einem Szintillationsdetektor, bei dem das erzeugte Licht in speziellen Fasern zur Lichtwellenleitung absorbiert und mit einer verschobenen Wellenlänge wieder emittiert wird. Durch diesen Vorgang kann ein Bruchteil des erzeugten Lichtes innerhalb der Faser verbleiben und entlang der Faser zur Detektion an einen Photomultiplier geleitet werden. Der Vorteil eines solchen Detektortyps liegt in der, relativ zur Detektorfläche, reduzierten teuren Detektionsfläche für das erzeugte Licht, wodurch die Kosten für solche Detektoren im Rahmen des für ^3He -Detektoren veranschlagten Budgets gehalten werden können. Ein solcher Detektortyp wurde bereits für die speziellen Anforderungen des POWGEN Instruments an der SNS entwickelt und wird dort gegenwärtig in Betrieb genommen. Basierend auf den bei der Inbetriebnahme an der SNS erzielten Ergebnissen soll in dieser Arbeit untersucht werden, inwieweit die Detektionseigenschaften solcher Detektoren optimiert werden können und eine Anpassung der Parameter an die Bedürfnisse von POWTEX erfolgen kann. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen dann zur Entwicklung eines Prototyp Detektors beitragen, der zur Entscheidungsfindung für das alternative Detektorsystem bei POWTEX dient.

2 Detektoren für thermische Neutronen

Die Detektion von Teilchen mit Detektoren basiert auf der Erzeugung und dem Nachweis von Ionisation im Detektormaterial. Da Neutronen elektrisch neutral sind, kann eine solche Ionisation nicht durch elektromagnetische Wechselwirkungen erzeugt werden und zudem besitzen thermischen Neutronen nicht genügend Energie, um durch Stoßprozesse Ionisationszustände zu bilden. Für thermische Neutronen werden daher zum Nachweis ausschließlich Kernreaktionen benutzt, bei denen durch den Einfang des Neutrons im Kern Sekundärteilchen mit hohen Energien erzeugt werden, die das Detektormaterial ionisieren können. Dieses Kapitel befasst sich mit den bei Neutronendetektoren genutzten Reaktionen und den eingesetzten Detektionsverfahren.

2.1 Anforderungen

Die Detektoren in der Neutronenstreuung sollen eine optimale Nutzung der an Reaktoren und gepulsten Quellen erzeugten Neutronenflüsse ermöglichen. Dies bezieht sich zunächst auf die Nachweiswahrscheinlichkeit, die in der Größenordnung von mindestens ca. 50 % liegen sollte. Daneben ist auch die Zählratenkapazität eine wichtige Eigenschaft eines Detektorsystems, die maßgeblich durch die Totzeit der Detektoren beeinflusst wird. Da an Neutronenquellen stets auch mit einem Gamma-Untergrund zu rechnen ist, ist die Neutronen/Gamma Unterdrückung von wesentlicher Bedeutung. Die Zeitauflösung sollte in der Größenordnung von 1 μs liegen. Homogenität und Störanfälligkeit sind ebenfalls wichtige Parameter. Es gibt keinen Universaldetektor, der alle Anforderungen erfüllt.

2.2 Reaktionen zum Nachweis von Neutronen

Eine Klassifizierung von Neutronen entsprechend ihren kinetischen Energien ist in Tabelle 1 dargestellt. Für die Anwendung in der Neutronenstreuung sind nur die kalten, thermischen und epithermischen Neutronen von Bedeutung. Die den Energien E zugeordneten Wellenlängen λ kann man über die de Broglie Beziehung

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{h^2}{2m\lambda^2} \Rightarrow E[\text{meV}] = \frac{81,8}{\lambda^2[\text{\AA}]}$$

ermitteln, wobei v die Geschwindigkeit und h die Planck'sche Konstante ($6,62606896 \cdot 10^{-34}$ Js) ist [9]. Der Begriff „thermisch“ bezieht sich dabei darauf, dass sich solche Neutronen im Temperaturgleichgewicht mit den Atomen ihrer Umgebung befinden.

Neutronen	Energiebereich	Wellenlänge
Kalt	0,5 meV – 2 meV	12,8 Å – 6,4 Å
Thermisch	2 meV - 100 meV	6,4 Å – 0,9 Å
Epithermisch	100 meV – 1 eV	0,9 Å – 0,28 Å
Mittelschnell	1 eV – 10 keV	
Schnell	> 10 keV	

Tabelle 1: Aufstellung der einzelnen kinetischen Energiebereiche von Neutronen und deren Bezeichnung

Die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie wird durch den Wirkungsquerschnitt σ beschrieben, der die Dimension einer Fläche mit der Einheit 1 barn (10^{-24} cm²) besitzt. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} berechnet sich aus der Anzahl der Wechselwirkungen pro Zeit geteilt durch die einfallende Teilchenstromdichte. Er beinhaltet sowohl Streu- und Absorptionsreaktionen von Neutronen,

$$\sigma_{tot} = \sigma_{streu} + \sigma_{abs}$$

wobei σ_{streu} für den Streu- und σ_{abs} für den Absorptionsquerschnitt stehen [10].

Die Größe der Wirkungsquerschnitte wird häufig durch Transmissionsmessungen ermittelt. Bei einer Transmissionsmessung wird aus dem Verhältnis der mit und ohne Probe aufaddierten Ereignisse die Transmission T bestimmt.

$$T = \frac{\phi_{m.Probe}}{\phi_{o.Probe}}$$

Durch Bestimmen der Probendicke und der bestrahlten Fläche kann man dann den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} berechnen. Mit der *Probendicke* d und der Dichte ρ des Absorbers, dem Molekulargewicht M der Absorberatome und der Avagdro Konstante N_A ($0,602 \cdot 10^{24}$) bestimmt sich der Wirkungsquerschnitt zu [11].

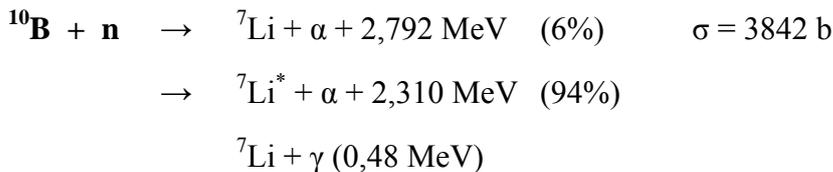
$$\sigma_{tot} = \frac{M}{d \cdot \rho \cdot N_A} \ln\left(\frac{1}{T_0}\right)$$

Die Absorptionswirkungsquerschnitte σ_{abs} , eine hohe Energiefreisetzung und die Isotopenhäufigkeit sind wichtige Kriterien bei der Auswahl des Materials zum Nachweis der thermischen Neutronen.

Der Absorptionsquerschnitt setzt sich aus allen Reaktionen zusammen, bei denen das Neutron von einem Kern absorbiert wird. Solche Reaktionen können sehr vielfältig ausgeprägt sein und z. B. durch eine Emission von Gammastrahlung begleitet werden oder bei Kernumwandlungen z. B. α - oder β -Strahlung emittieren bzw. bei Kernspaltungen auch zusätzliche Neutronen erzeugen [11].

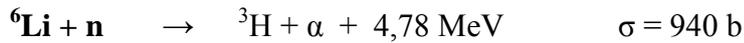
Die bei der Wechselwirkung erzeugten Sekundärteilchen sollten eine ausreichende freie Weglänge im Detektionsmaterial haben, so dass diese Teilchen den sensitiven Bereich des Detektors erreichen können und dort eine hinreichend große Energie zum Nachweis deponieren können. Für die Detektion ist dann die Umwandlung der deponierten Energie in Ionisation von wesentlicher Bedeutung. Eine große Ionisationsmenge begünstigt typischerweise die Diskriminierung von Gammastrahlung.

Im Folgenden werden die Materialien und Reaktionen vorgestellt, die zur Detektion von thermischen Neutronen genutzt werden [12]:

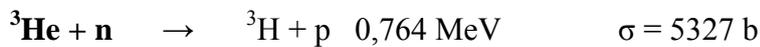


Der Neutronen Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 2.1 energieabhängig dargestellt: $\sigma = 3842 \text{ b}$ (0,0253 eV). ${}^{10}\text{B}$ wird in Gasedektoren bei BF_3 -Füllungen verwendet. In Festkörperdetektoren wird es entweder als Dotierstoff oder als dünne Konverterfolie benutzt. Bei Raumtemperatur ist mit einer BF_3 Füllung von einem bar die Wegstrecke des Reaktionsprodukts im Gas bei 3,8 mm für ein Alpha und ca. 2 mm für ein Lithium Teilchen. Im Falle eines Festkörperdetektors gibt es einige Vorteile von ${}^{10}\text{B}$. Der Neutronenwirkungsquerschnitt ist um bis zu 4mal größer als der von ${}^6\text{Li}$ und die freiwerdende Energie ist ausreichend, um ein detektierbares Signal zu erzeugen. Die 480 keV Gammalinie, die mit 93 % pro absorbiertem Neutron erzeugt wird, kann über eine Koinzidenzstufe annähernd eliminiert werden. Ein Nachteil ist es, wenn diese Messmethode zur Unterdrückung von Gamma Untergrund nicht möglich ist, wie z. B. in ortsauflösenden Detektorsystemen. Die Wegstrecke in Festkörpern ist ca. 3 - 7 μm für das Alpha Teilchen und noch weniger für das ${}^7\text{Li}$ Teilchen. Diese Wegstrecken sind kleiner als die Wegstrecken für die Sekundärteilchen bei der ${}^6\text{Li}$ Reaktion und eine kleinere Wegstrecke kann in manchen Bereichen eine bessere Ortsauflösung zur Folge haben. In Szintillatoren und vielleicht auch in Bildplatten

sorgen Verunreinigungen für einen weniger guten Umwandlungsprozess (Effizienz).



Der Neutronen Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 2.1 energieabhängig dargestellt: $\sigma = 942 \text{ b}$ (0,0253 eV) [13]. Das Konverter-Material ${}^6\text{Li}$ wird meistens in Szintillatoren verwendet, entweder als Dotierstoff oder als Bestandteil des Szintillatorkristalls. Es kann aber auch als Konverterfolie in Gasedektoren eingesetzt werden. Der große Vorteil ist die große freiwerdende Energie beim Reaktionsprozess. Leider ist der Wirkungsquerschnitt relativ gering. Die Reichweite eines Triton und eines Alpha Teilchens variiert im Festkörper zwischen 40 - 150 μm für das Triton bzw. 5 - 10 μm für das Alpha.



Der Neutronen Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 2.1 energieabhängig dargestellt: $\sigma = 5327 \text{ b}$ (0,0253 eV). Das ${}^3\text{He}$ Isotop ist weit verbreitet in Proportionalzählrohren. Der Vorteil sind große Wirkungsquerschnitte und eine niedrige Kernladungszahl ($Z = 2$), welche eine geringe Gamma Sensitivität des Detektors garantiert. Ein Nachteil ist die lange Wegstrecke des Reaktionsproduktes in Gas, dies wirkt sich negativ auf die Ortsauflösung aus. Die Wegstrecke für ein Proton liegt bei ca. 6 mm und 2,5 mm bei einem Triton in einem reinen Helium Gas mit einem Gasdruck von 1 bar und

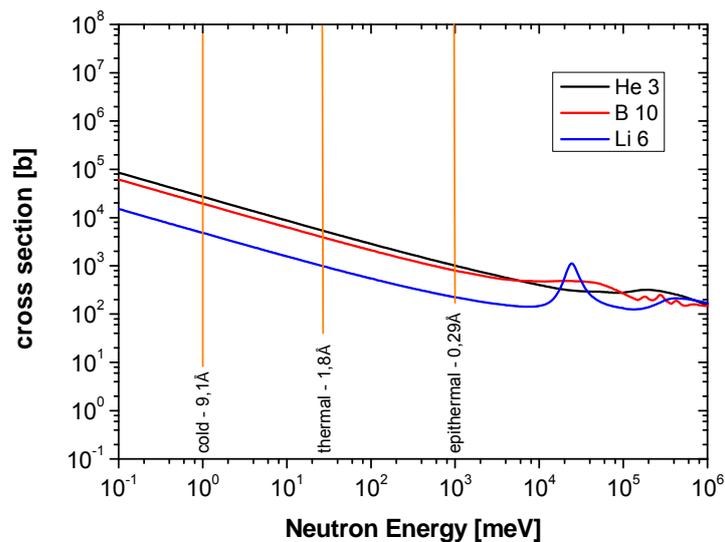


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitte der Einfangreaktionen von ${}^3\text{He}$, ${}^{10}\text{B}$ und ${}^6\text{Li}$ für Neutronen als Funktion ihrer kinetischen Energie

bei Raumtemperatur. Man kann die Wegstrecke verkürzen, in dem man ein „stopping gas“ benutzt, welches schwerere Moleküle besitzt wie z. B. das CF_4 . Mit einem Druck von 3 bar CF_4 Gas verkürzt sich dann die Wegstrecke für das Proton und Triton entsprechend auf 1,5 mm und 0,5 mm.

Das natürliche Gadolinium hat eine Isotopenhäufigkeit für ^{157}Gd von 15,70 % und emittiert Gammaquanten im MeV Bereich. Die Konvertierungseffizienz liegt bei bis zu 30 %.



Der Neutronen Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 2.2 energieabhängig dargestellt: $\sigma = 60791 \text{ b}$ (0,0253 eV)



Der Neutronen Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 2.2 energieabhängig dargestellt: $\sigma = 255011 \text{ b}$ (0,0253 eV)

Interessant sind die Isotope ^{155}Gd und ^{157}Gd , weil sie einen sehr großen Wirkungsquerschnitt haben. Angereicherte Isotope sind sehr teuer, aber ^{157}Gd hat den höchsten Neutronen Wirkungsquerschnitt überhaupt. Leider nimmt der Wirkungsquerschnitt im epithermischen Bereich sehr stark ab (s. Abbildung 2.2 [13]), aber, eingesetzt als Konverterfolien, können sie sehr dünn sein und so in Detektoren für eine hohe Ortsauflösung eingesetzt werden [14].

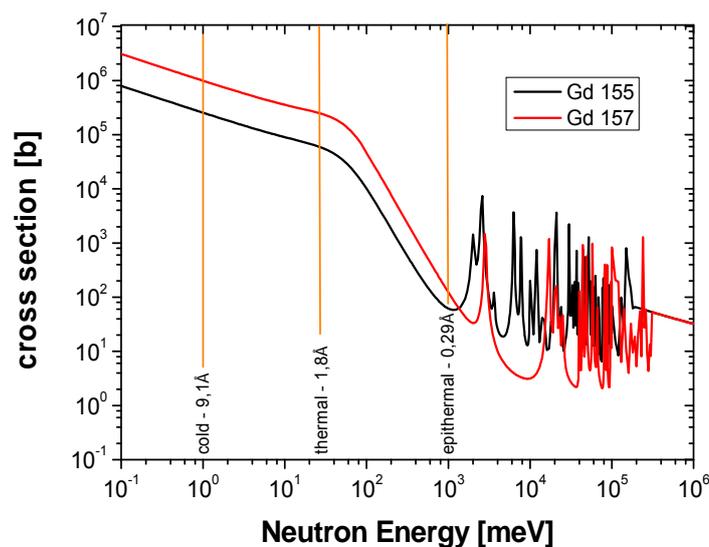


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte der Einfangreaktionen von ^{155}Gd und ^{157}Gd für Neutronen als Funktion der Energie.

$^{235}\text{U} + ^1_0\text{n}$ Spaltprodukte (~ 80 MeV)

$^{239}\text{Pu} + ^1_0\text{n}$ Spaltprodukte (~ 80 MeV)

Eine weitere Möglichkeit, um thermische Neutronen nachzuweisen, erreicht man mit ^{235}U und ^{239}Pu , die bei der Spaltung die größte Energiemenge freisetzen und die in Spaltkammern mit einer sehr geringen Nachweiswahrscheinlichkeit genutzt werden. Durch die sehr geringe Reichweite der Spaltprodukte als auch die Schwierigkeit eine Genehmigung für hochangereicherte Materialien zu bekommen, wird die Anwendung sehr stark eingeschränkt, wie z. B. die Messung von Neutronenflüssen in Reaktoren wegen einer geringen Nachweiswahrscheinlichkeit.

Die hier im Überblick aufgelisteten letzten beiden Neutronenkonverter Reaktionen mit den Wirkungsquerschnitten für epithermische Neutronen weisen hohe Energien von Spaltprodukten auf, welche jedoch nur kleine Reichweiten in Festkörpern haben und daher sehr dünne Konverterschichten benötigen. Aus diesem Grund werden sie für Neutronendetektoren nur wenig benutzt.

Wie in der Abbildung 2.1 und Abbildung 2.2 dargestellt, werden die totalen Wirkungsquerschnitte der Wechselwirkungen mit dem Material über die Energie abgebildet.

Reaktion	σ_{abs} [barn]	Teilchenenergie [MeV]		Nat. Vorkommen
$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	5 333	^1_0n 0,57	^3_1H 0,19	0,00014 %
$^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$	940	^4_2He 2,05	^3_1H 2,74	7,5 %
$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	3 837	^4_2He 1,47	^7_3Li 0,83 (93 %)	18,8 %
$^{155}\text{Gd}(n,\gamma)$	60 900	Konv.Elektron	0,039 – 0,25	14,8 %
$^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$	254 000	Konv.Elektron	0,029 – 0,23	15,7 %
$^{\text{nat}}\text{Gd}(n,\gamma)$	48 890	Konv.Elektron	0,029 – 0,25	100 %
$^{235}\text{U}(\text{Spaltung})$	583	Spaltprodukte	~ 80	0,72 %
$^{238}\text{Pu}(\text{Spaltung})$	742	Spaltprodukte	~ 80	0 %

Tabelle 2: Wirkungsquerschnitte von Konvertermaterialien für thermische Neutronen mit ihrer nutzbaren Energie der Sekundärteilchen und der Atomprozentangabe der natürlichen Häufigkeit der Atome. Wasserstoffhaltige Materialien (Polyethylen, Paraffin, Wasser, etc.) werden benutzt, um schnelle Neutronen zu detektieren. Dafür eignen sich sehr gut Plastikszintillatoren, bei denen die Neutronen ihre Energie an Wasserstoffkerne abgeben können. Die Lichtblitze entstehen durch Rückstoßprotonen

Hierbei wird deutlich, dass Gadolinium den höchsten Wirkungsquerschnitt für kalte (9,1 Å) und thermische (1,8 Å) Neutronen aufweist, außerdem zeigt das Spektrum auch, dass der Wirkungsquerschnitt für Gadolinium bei epithermischen Neutronen stark abnimmt.

In Tabelle 2 sind für thermische Neutronen mit 25 meV (1,8 Å) die Absorptionsquerschnitte, die Energien der Sekundärteilchen als auch das natürliche Vorkommen in dem Element dargestellt [15]. Vergleicht man die Isotopenhäufigkeit untereinander, um eine Abschätzung machen zu können, welches Isotop die beste Wahl für einen großflächigen

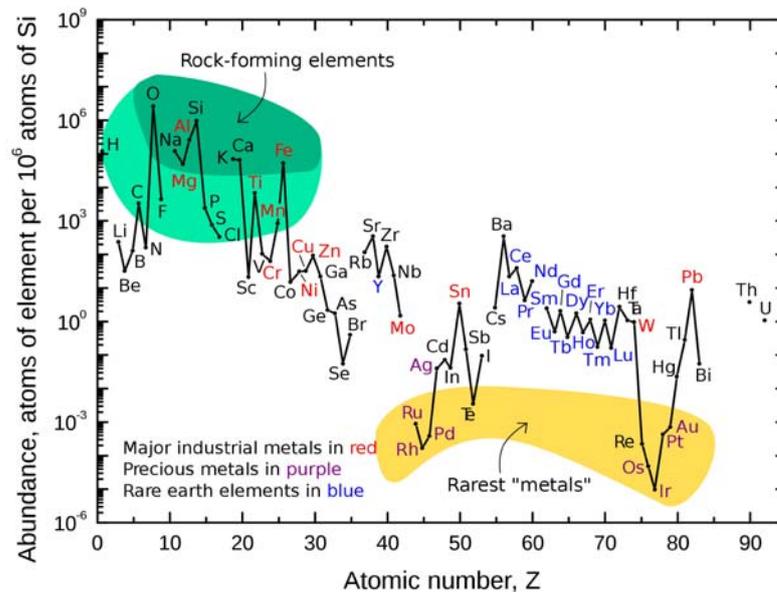


Abbildung 2.3: Isotopenhäufigkeit von chemischen Elementen in der oberen Erdkruste aufgetragen über Kernladungszahl. Viele dieser Elemente sind in farbliche Kategorien eingeteilt wie z. B. gesteinsbildenden Elemente in grün, seltene Erdmetalle in blau und die wichtigsten Industriemetalle in rot.

Detektor ist, kommt man sehr schnell zu dem Schluss, dass ein ^{10}B Neutronenkonverter die beste Wahl wäre. Er ist gut zu bearbeiten und einfach zu erhalten.

Abbildung 2.3 stellt die Isotopenhäufigkeit verschiedener chemischer Elemente in der oberen Erdkruste dar und beschreibt, wo diese vorkommen [16]. Das Lithium Element hat eine etwa 7 % mittlere Isotopenhäufigkeit für das interessierende ^6Li , während bei Bor die Isotopenhäufigkeit für das interessierende ^{10}B fast 20 % ist. Leider ist die Effizienz eines ^{10}B Konverters für thermische Neutronen schlechter als die eines ^6Li Konverters, was bei einem Detektorkonzept zu berücksichtigen ist, weil man die ^{10}B -Schichten – wie später beschrieben – nicht neutroneneffizient dick machen kann.

Detektoren kann man grob in vier Kategorien wie Gasentladungs-, Szintillations-, Halbleiter- und andere Festkörper-Detektoren unterteilen.

2.3 Szintillatonsdetektoren

Szintillationsdetektoren basieren auf einem Material, das Licht emittiert, wenn Energie durch Strahlung deponiert wird. Hier in diesem Kapitel wird das Funktionsprinzip eines Szintillators erläutert und ein Detektorsystem basierend auf einem ${}^6\text{Li}$ -Szintillator vorgestellt.

2.3.1 Funktionsprinzip

Mit geeigneten Szintillatoren ist die Messung von Alpha-, Beta-, Gamma- und Neutronenstrahlung möglich. Die Flüssigszintillationstechnik erlaubt die Trennung von Alpha- und Betastrahlung durch Pulsanalyse aufgrund des unterschiedlichen Abklingverhaltens ausgelöst von den beiden Teilchen. Flüssigkeitsszintillatoren bestehen meist aus aromatischen Kohlenwasserstoffverbindungen wie z. B. Antrazen ($\text{C}_{14}\text{H}_{10}$) oder Naphtalen (C_{10}H_8). Der Szintillationsprozess entsteht durch die Anregung von Molekülzuständen in dem primären Fluoreszenzstoff, der dann UV-Licht emittiert. Die Auswahl des zweiten Stoffes hängt von der zu absorbierenden Wellenlänge des primären Stoffes ab. Der zweite Stoff muss dann so gewählt werden, dass die aus dem absorbierten UV-Licht entstehende Emission eine Wellenlänge emittiert, die im Empfindlichkeitsbereich der Photokathode des Photomultipliers liegt. Dort wird das entstandene Licht in ein elektrisches Signal konvertiert. Die homogene Verteilung der beiden Stoffe im Lösungsmittel ist notwendig, damit eine maximale Lichtemission entsteht und eine Zählausbeute von nahezu 100 % erreicht wird [17].

Rutherford und Geiger entdeckten Anfang des letzten Jahrhunderts, dass ZnS-Pulver Lichtblitze aussendet, wenn dieses mit Alpha Teilchen bestrahlt wird. Bei solchen Festkörper Szintillatoren werden hauptsächlich Einkristalle von anorganischen Substanzen gesucht, wie etwa Natriumiodid dotiert mit Thallium um Gamma Strahlung nachzuweisen.

Bei den anorganischen Szintillatoren wird die Wellenlänge der emittierenden Lichtquanten von den eingebrachten Aktivator-Zentren (Farbzentren) bestimmt. Das Energieniveau der in das Kristallgitter eingebrachten Aktivatoren, befindet sich zwischen dem Valenz- und Leitungsband. Durch die ionisierende Strahlung werden im Festkörper freie Elektronen, Löcher und Exzitonen (Elektron-Loch-Paare) erzeugt. Das Elektron kann durch die deponierte Energie von einem Teilchen aus dem voll besetzten Valenzband in das leere Leitungsband angehoben werden (Abbildung 2.4). Durch Rekombination mit einem Loch an einer Verunreinigung oder einem Aktivator im Kristallgitter kann die freiwerdende Energie dann in Licht umgewandelt werden. Sind Elektron und

das Loch weiterhin elektrostatisch gebunden, spricht man von Exzitonen. Das Exziton bewegt sich so lange im Kristallgitter bis es auf einen Aktivator trifft, seine Bindungsenergie ihm überträgt und es in einen angeregten Zustand versetzt. Die Exziton-Bindungsenergie E_{ex} ist typischerweise 1 meV-1 eV und laut Ch. Kittel in Tabelle 11.1 für LiF 1eV [18].

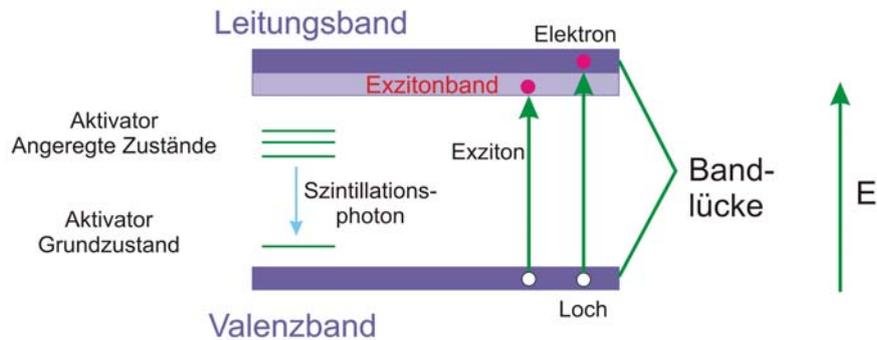


Abbildung 2.4: Das Bild zeigt den schematischen Aufbau eines inorganischen Szintillators mit Valenz- und Leitungsband und durch Exzitonen angeregte Aktivatoren mit unterschiedlichen Energieniveaus. Durch das Zurückfallen in den Grundzustand wird Licht emittiert.

Durch das Zurückfallen in den Grundzustand entsteht eine Emission von sichtbarem Licht, wobei die Abklingzeit von der Lebensdauer des zuvor angeregten Zustandes und der Temperatur abhängt [19]. Charakteristisch für anorganische einkristalline Szintillatoren ist ihre gute Lichtausbeute, aber das mit wesentlich längeren, Abklingzeiten im Gegensatz zu organischen Szintillatoren.

Thermische Neutronen werden wie in Kapitel 2.2 erwähnt, über eine Kernwechselwirkung, die durch indirekte Absorption ausgelöst wird, in dem Neutronenkonverter nachgewiesen. Als Neutronenkonverter eignen sich hervorragend die ^3He , ^6Li , ^{10}B , ^{157}Gd und ^{235}U Isotope, bei denen die Nukleonen ^3H , ^4He und ^7Li als Reaktionsprodukte entstehen. Ein indirekter Neutronennachweis von thermischen Neutronen entsteht durch Emission der im Szintillator erzeugten Photonen, welche z. B. durch die Absorption in ^6Li oder ^{10}B -haltigen Szintillatoren entstehen, mit einem Photomultiplier gemessen und in einen Strom umgewandelt werden.

Für thermische Neutronen eignen sich aufgrund der beschriebenen Effekte am besten anorganische Szintillatoren.

Um eine entsprechende Auswahl an möglichen Szintillatoren treffen zu können, wurde zunächst eine Literaturrecherche durchgeführt, um Szintillatoren zu bestimmen die den Anforderungen für unsere Anwendungen entsprechen.

2.3.2 Neutronen Szintillatoren

In Tabelle 3 sind die am meist verwendeten anorganischen Szintillatoren und deren Eigenschaften für ortsauflösende Detektorsysteme hinsichtlich des Nachweises thermischer Neutronen aufgelistet [20],[21],[22],[23],[24]. Die ersten drei Szintillatoren eignen sich für den Nachweis am besten, zwei davon sind auch heute noch am Markt erhältlich. Sie sind nicht hygroskopisch, während das ${}^6\text{LiI}$ heute nicht mehr kommerziell erhältlich ist. Die anderen fünf aufgelisteten Szintillatoren sind Neuentwicklungen, welche in den letzten zwei Jahren als Konferenzbeiträge vorgestellt wurden. Bisher sind diese nur als Prototypen erhältlich und die Reproduzierbarkeit wie auch die Kommerzialisierung ist hierfür noch nicht ausreichend betrachtet worden.

Host	Dopant (conc mol %)	Density ρ (g/cm ³)	Light yield photons per MeV		λ_{em} (nm)	τ (ns)
			Neutron	gamma		
${}^6\text{Li-glass}$	Ce	2,5	6 000	4000	395	75
${}^6\text{LiI}$	Eu	4,1	50 000	12.000	470	1 400
${}^6\text{LiF/ZnS}$	Ag	2,6	max. 160 000	75.000	450	> 1 000
${}^6\text{LiCaAlF}_6$	Ce	2,99	5 000	n/a	300	40
${}^6\text{LiCaAlF}_6$	Eu	2,99	35 000	n/a	370	1 600
$\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6$ (CLYC)	Ce	3,3	14 400	4,500	390	900
${}^6\text{LiSrAlF}_6$	Ce	2,5	3 500	n/a	335	40
${}^6\text{LiSrAlF}_6$	Eu	2,5	29 000	n/a	375	1 150

Tabelle 3: Überblick und Eigenschaften von Szintillatoren für thermische Neutronen

Das Material des Szintillators sollte die kinetische Energie des Teilchens mit einer hohen Effizienz und mit einem linearen Verlauf in Licht konvertieren. Dabei sollte der Szintillator für das eigene emittierte Licht transparent sein, um so eine hohe Lichtausbeute zu erreichen. Die emittierte Lichtwellenlänge muss an die Sensitivität des PMT angepasst sein. Typisch ist eine Wellenlänge im blauen Bereich von ca. 400 nm. Zum Erreichen von hohen Zählraten sollte der Szintillator eine kurze Zerfallszeit für die angeregten Zustände besitzen. Ist der Szintillator mit einem PMT gekoppelt, sollte der

Brechungsindex etwa dem des PMT-Eintrittsfensters ($n \sim 1,5$) entsprechen. Damit werden Reflexionen vermieden, was eine höhere Lichtausbeute gewährleistet.

Seit ihrer Entdeckung Ende der fünfziger Jahre, sind zum Nachweis von Neutronen ^6Li -Glas Szintillatoren an Experimenten eingesetzt worden. Außerdem wurden ständig Weiterentwicklungen zur Verbesserungen der Eigenschaften vorangetrieben. Um die Lichtausbeute zu erhöhen, wurden ca. 6,6 Gewichtsprozent je nach Hersteller Cerium Oxide (CeO) eingebracht und man erhält so etwa 6 000 Photonen pro absorbiertem Neutron [25]. Gamma Strahlung unterhalb einer Energie von 1,6 MeV hat keine Einwirkung auf den Neutronennachweis im Szintillator. Nachteilig wirken sich jedoch γ -Quanten im Bereich von 1,6 MeV bis hin zu 2,2 MeV, ausgelöst z. B. durch Compton Streuung aus [26]. Eine Unterdrückung kann durch eine Pulshöhenanalyse erreicht werden, um ein Gamma von einem Neutron unterscheiden zu können. Die Abklingzeit wird mit 75 ns in der Literatur von den Herstellern wie z. B. Bicron, Applied Scintillation Technology oder Saint Gobin angegeben.

Bei hygroskopischen Szintillatoren wird die Feuchtigkeitsempfindlichkeit durch eine Kapselung minimiert wie z. B. bei $^6\text{Li}:\text{Eu}^{2+}$ -Szintillatoren. In einem 3 mm ^6Li Szintillator werden bis zu 90 % thermischer Neutronen absorbiert. Die Dicke des Szintillators ist

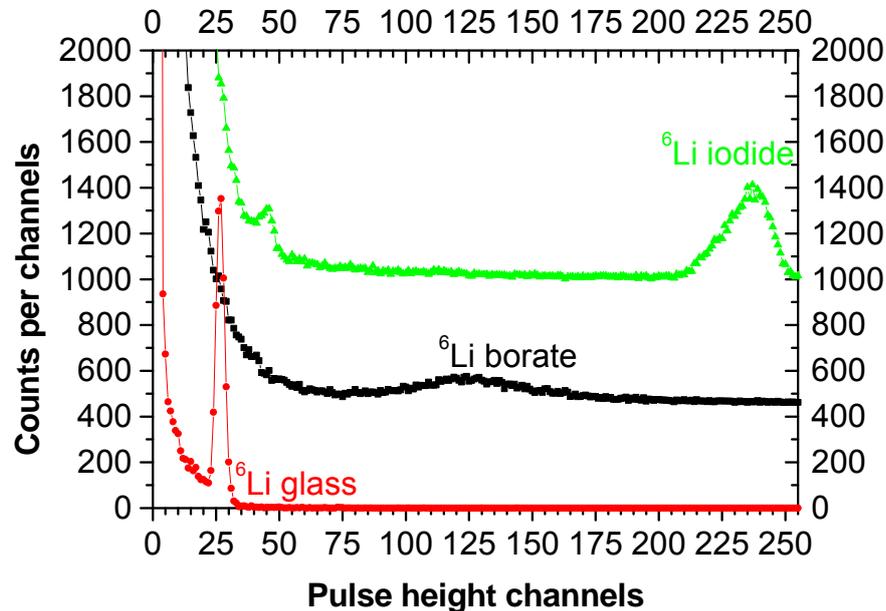


Abbildung 2.5: Pulshöhenspektrum von drei Neutronen Szintillatoren, auf der Y-Achse parallel verschoben und unter gleichen Messbedingungen gemessen. Als Neutronenquelle wurde eine mit Paraffin umschlossene ^{252}Cf -Quelle benutzt, um thermische Neutronen zu erzeugen. Der Anstieg links in den Spektren entsteht durch Gammas und elektronisches Rauschen.

begründet mit dem relativ geringen Anteil von nur etwa 5 % Lithium. Leider beträgt die Abklingzeit von ${}^6\text{Li}:\text{Eu}^2$ -Szintillatoren aus dem angeregten Zustand fast $1,4 \mu\text{s}$, was eine hohe Zählrate für einen Detektor ausschließt. Sein Vorteil ist die Eigenschaft einer guten Separierung von Gammas und Neutronen, weil der Neutronen Peak bei $>3,5 \text{ MeV}$ liegt [27]. Wie an dem Pulshöhenspektrum in Abbildung 2.5 in grün dargestellt zu sehen ist, produziert er zehnmal mehr Licht als ein vergleichbarer ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator (rote Kurve), was durch den Schwerpunkt des Photopeak zu erkennen ist.

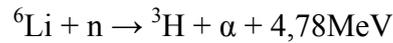
Ende der neunziger Jahre wurde ein neuer mit Ce aktivierter ${}^6\text{Li} \text{ }^{158}\text{Gd} ({}^{11}\text{BO}_3)_3$ Szintillator auf einen Workshop in Delft vorgestellt [28]. Das Neutron wird im ${}^6\text{Li}$ absorbiert und das entstandene Triton bzw. Alpha vom ${}^{158}\text{Gd}$ und ${}^{10}\text{B}$. Die Partikel des Borat haben eine Größe von ca. $355 - 710 \mu\text{m}$ und sind eingebettet in einem Schottglasgranulat mit einem ähnlichen Brechungsindex wie vorher beschrieben [29]. Leider bleibt aber das Problem mit der Gamma-Empfindlichkeit wie auch beim ${}^6\text{Li}$ -Glas bestehen und der Szintillator ist hygroskopisch. Seine Lichtausbeute ist fünfmal größer als die von ${}^6\text{Li}$ -Glas, aber er besitzt einen breiteren Photopeak, der durch die mangelnde Transparenz im Vergleich zu ${}^6\text{Li}$ -Glas und ${}^6\text{LiI}$ Szintillator [30] hervorgerufen wird. Zusätzlich wurde festgestellt, dass Probestücke des Szintillators sehr inhomogen zum Neutronennachweis sind, was vermutlich auf eine schlechte Vermischung der einzelnen Komponenten im Szintillator zurückzuführen ist. Seine Abklingzeit variiert von $300 - 800 \text{ ns}$, je nach Teststück, welches wiederum nicht für hohe Zählraten zweckmäßig ist.

${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}:\text{Ag}$ ist ein weiterer Szintillator, der durch Mischung der Komponenten und Pressung mit einem organischen Binder erzeugt wird. Seit Anfang der fünfziger Jahre wurde dieser Szintillator immer wieder optimiert, um eine bessere Lichtausbeute zu erreichen und einen besseren Neutronennachweis zu erlangen. Der Szintillator erzeugt bis zu $160\,000$ Photonen für ein absorbiertes Neutron [25]. Die einsetzbare Dicke wird durch die Selbstabsorption seines eigenen emittierten Lichts auf maximal $0,5 \text{ mm}$ begrenzt, was sich auch auf die erreichbare Effizienz auswirkt. Seine Abklingzeit liegt im μs Bereich, womit er nicht für hohe Zählraten geeignet ist. Der Vorteil des Szintillators ist seine hohe Lichtausbeute und die geringe γ -Sensitivität.

2.3.3 ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator

Es soll noch einmal der Li-Glas Szintillator betrachtet werden, weil er für die Neutronenstreuung ein wichtiger Konverter ist. Ein ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator ist ein sehr robuster und resistenter Szintillator gegenüber allen anorganischen und organischen chemischen Einflüssen, außer Fluorwasserstoffsäure [31]. Die Vorteile von ${}^6\text{Li}$ als Absorbermaterial wurden bereits in Kapitel 2.2 erläutert. Dringt ein ionisierendes Teilchen in den Szintillator ein, so wird seine Energie vollständig an die Moleküle des Szintillator durch Ioni-

sations- und Anregungsprozesse abgegeben. Wenn das Neutron auf eine ${}^6\text{Li}$ Atom trifft, entsteht folgende Reaktion:



Dabei hat das Alpha eine Energie von 2,04 MeV und das Triton von 2,74 MeV und die Teilchen entfernen sich in entgegengesetzter Richtung vom Ursprung wie im Anhang A.4 dargestellt. A. R. Spowart berichtet, dass ein 2,72 MeV Triton eine Reichweite von 40 μm in einem Glas mit einer Dichte von 2,5 g/cm^3 hat. Durch die Aktivierung des Glas Szintillators mit Ce^{3+} werden angeregte Zustände am Ce durch die Energiedeposition über das Alpha und das Triton geschaffen, die über Lichtemission abklingen. Dabei wurde beobachtet, dass die Abklingzeit bei der Emission von der deponierten Energiedichte abhängig ist. Die schnellere Komponente ist das Triton ($\sim 1,3 \times 10^7 \text{ms}^{-1}$) und die langsamere entsteht durch das Alpha Teilchen ($\sim 10^7 \text{ms}^{-1}$). Bei einem ${}^6\text{Li}$ Szintillator vom Typ GS20 wird die Abklingzeit mit $\sim 60 \text{ns}$ angegeben, bis das Licht auf 10 % des gesamt emittierten Szintillatorlichts abgeklungen ist. Die Wellenlänge des emittierten Lichts ist im UV- und im blauen Bereich, mit einem Maximum bei 395 nm wie in Abbildung 2.6 dargestellt [31],[32]. Die Szintillator Glasdicke wird bestimmt durch die benötigte Absorptionswahrscheinlichkeit bei vorgegebener Neutronenwellenlänge. Typischerweise ist ein 1 mm dicker Szintillator ausreichend, um 80 % thermischer Neutronen zu absorbieren wie in Abbildung 2.7 dargestellt. Im Gegensatz zum ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}$ Szintillator ist der ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator durchsichtig und emittiert im Mittel 6 000 Photonen pro Neutron. Die Effizienzkurve wurde mit

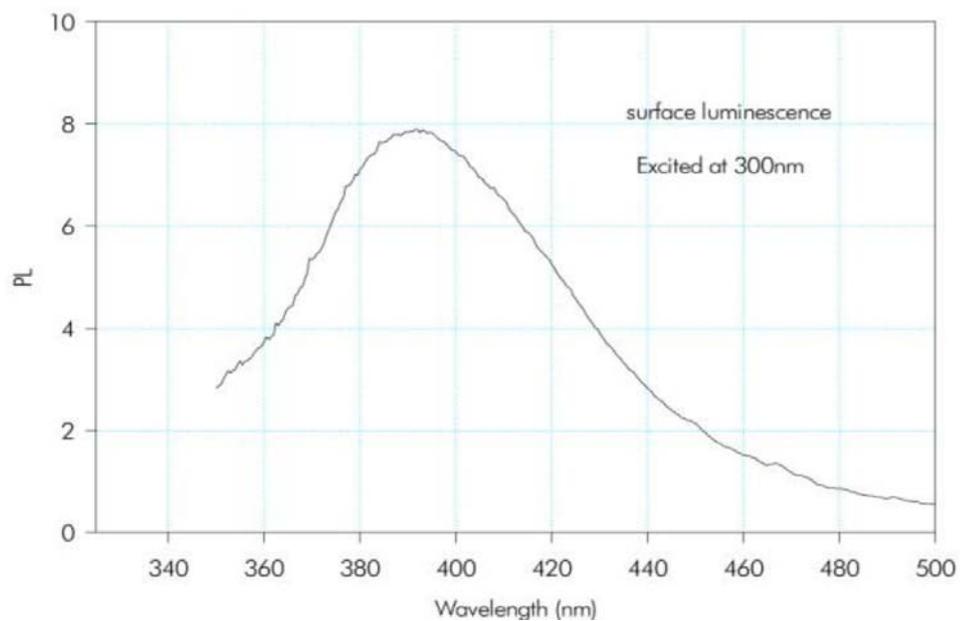


Abbildung 2.6: Emission Spektrum eines ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator, Typ GS20

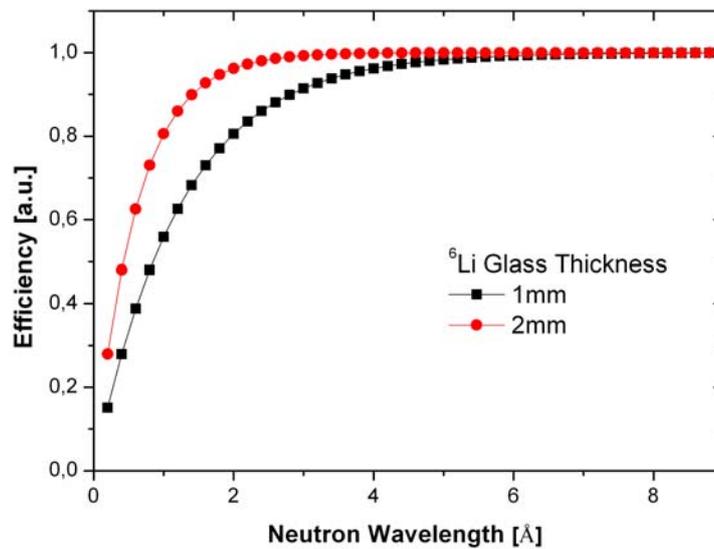


Abbildung 2.7: Absorptionskurve für ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintialtoren mit unterschiedlicher Dicke für verschieden Wellenlängen.

$$\varepsilon = \frac{I_0 - I(x)}{I_0} = 1 - e^{-n \cdot \delta \cdot x}$$

Bestimmt, wobei

$$n = \rho_{\text{Li-Glass}} \cdot W_{\text{eff}} \cdot \frac{N_A}{A}$$

mit

$$\rho_{\text{Li-Glas}} = 2,5 \text{ g cm}^{-3}$$

$$W_{\text{eff}} = 6,6 \% \cdot 0,95 = 6,27 \%$$

$$A_{\text{Li}}^6 = 6,015 \text{ g mol}^{-1}$$

und

$$\delta = \frac{\lambda}{1,8\text{\AA}} \cdot \delta_{1,8\text{\AA}} = \frac{\lambda}{1,8\text{\AA}} \cdot 940 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

gerechnet wurde.

2.3.4 Jülicher zweidimensionaler Neutronen Detektor

Um Informationen über den Herkunftsort eines Neutrons zu erhalten, kann man ein System von mehreren Photomultipliern einsetzen (Angerprinzip) [33]. Es befinden sich zwei Detektorsysteme erfolgreich an der KWS1&2 am FRM II in München im Einsatz, die jeweils eine Fläche von 60 cm x 60 cm haben und mit einem 1 mm dicken ^6Li -Glas Szintillator bestückt sind (s. Abbildung 2.8). Der Detektorkopf besitzt eine Matrix von 8 x 8 PMT mit einer Glasplatte zwischen Szintillator und Photomultiplier, die als Disperser dient und das entstandene Licht im Szintillator auf ein Feld von 3 x 3 PMTs verteilt [34]. Der Disperser besteht aus Borsilikatglas und zwischen ihm und dem Szintillator besteht eine 1 mm Luftschicht, die über Totalreflexion verhindert, dass der Lichtkegel zu groß wird [35]. Die Dicke des Dispersers wird bestimmt durch den Abstand der PMT untereinander und soll dafür Sorge tragen, dass der Lichtkegel groß genug wird, um eine Matrix von 3 x 3 Photomultiplier auszuleuchten (s. Abbildung 2.9). Die Photomultiplier auf der anderen Seite der Glasplatte sind mit optischem Gel gekoppelt.

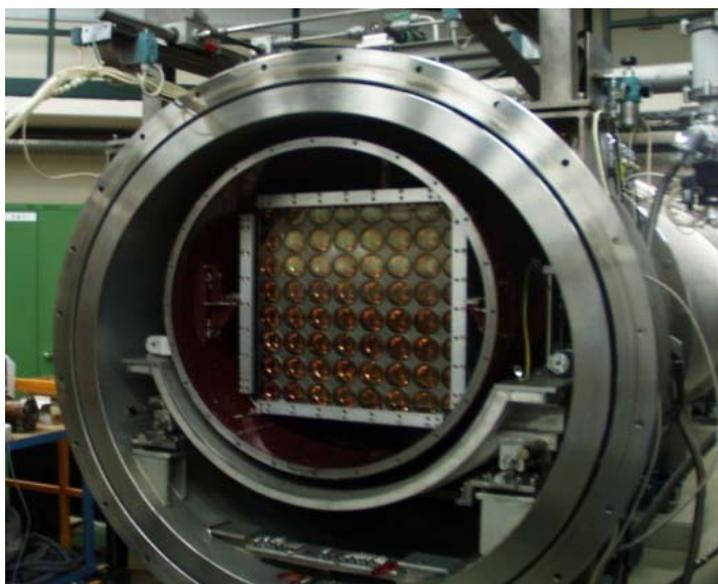


Abbildung 2.8: KWS-Anger Detektor mit 8 x 8 PMTs im geöffneten Vakuumrohr und ohne montierten Szintillator

Damit ein Maximum an entstandenen Photonen pro absorbiertem Neutron im PMT in Elektronen konvertiert werden, hat der Szintillator auf der Neutronenseite eine Reflektorschicht, um das in 4π entstandene Licht teilweise wieder in Richtung der PMTs zu reflektieren [36]. Die maximale Zählrate für das Detektorsystem wurde mit 600 kHz bei 10 % Totzeit, bei einer Ortsauflösung von 5 mm^2 ermittelt. Die Ortsrekonstruktion wird bestimmt durch die Methode der Rechts-Links Asymmetrie.

$$q_k = \frac{S_{k+1} - S_{k-1}}{S_{k-1} + S_k + S_{k+1}}$$

Das Detektorsystem arbeitet mit einer schnellen Pulsverarbeitung, einem standardisierten Rahmenaufbau, basierend auf LVD bus und einer optischen Übertragung per GBit Lichtwellenleiter Schnittstelle zum Messrechner.

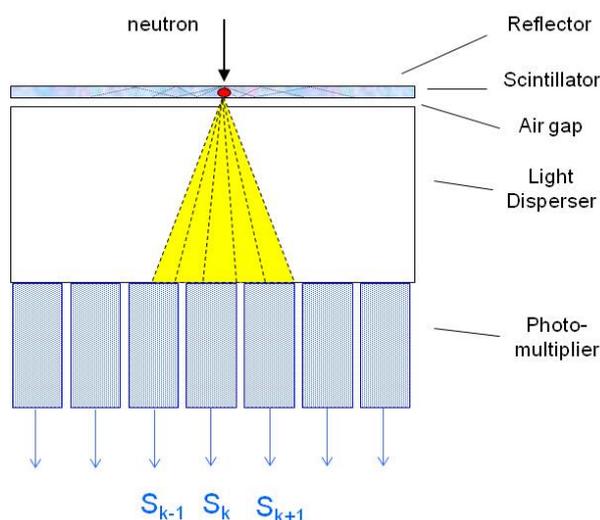


Abbildung 2.9: Querschnitt einer Angerkamera an der KWS1&2 am FRM II mit einem angedeuteten Lichtkegel, der durch ein Neutron im Szintillator erzeugt wurde. Der Disperser wird so ausgelegt, dass das Licht über ein Feld von 3 x 3 PMTs verteilt wird.

Andere Neutronen Detektorsysteme sind auch im Einsatz, basieren aber alle auf dem gleichen Angerkamera-Prinzip und häufig wird auch ein ^6Li -Glas als Szintillator verwendet. Variationen gibt es in der Auswahl der PMT, die sich daraus ergebende sensitive Fläche und somit die Zählrate bzw. Ortsauflösung des Detektorsystems. Nachteilig für alle ist die γ -Sensitivität, welche durch z. B. Diskriminierungstabellen minimiert werden kann [37].

2.4 Gasentladungs-Detektoren

Gasentladungs-Detektoren sind kommerziell relativ preiswert verfügbar und können auch als großflächige Detektorsysteme genutzt werden. Der physikalische Prozess, von der Entstehung und dem Transport von Ladungen im Gas, wird ausführlich in [38] beschrieben.

2.4.1 Ionisationskammer

Den einfachsten Gasdetektor stellt die Ionisationskammer dar. Man misst die Energie, die ein Teilchen beim Durchqueren eines Gasraumes durch Ionisation verliert. Durch Anlegen einer Spannung zwischen zwei Kondensatorplatten, Kathode und Anode, entsteht ein elektrisches Feld mit

$$E_x = \frac{U}{d} = \textit{konstant}$$

Durch die eintretende Strahlung werden statistisch Elektron-Ion-Paare entlang der Flugrichtung erzeugt. Diese Ladungsträger driften dann entlang den elektrischen Feldlinien zu den Elektroden und die induzierte Ladung fließt über einen Arbeitswiderstand ab, dadurch wird ein Spannungssignal erzeugt. Ist die Spannung zwischen den Kondensatorplatten groß genug, so können die Elektronen auf ihrem Weg zur Anode weitere Elektron-Ion-Paare erzeugen, die dann auch in Richtung Anode driften.

Ionisationsdetektoren für den Neutronennachweis werden z. B. mit BF_3 -Gas (Bortrifluorid) gefüllt und die Arbeitsweise ist abhängig von der angelegten Spannung (s. Abbildung 2.13) zwischen den Elektroden. Im unteren Spannungsbereich (Rekombinationsregime) ist das Feld zu gering und daher können die e^- Ion-Paare rekombinieren bevor sie die Anode bzw. Kathode erreichen. Bei einem höheren Spannungsbereich (Ionisation-Chamber) ist die Spannung groß genug, damit alle Ladungsträger gesammelt werden können. In diesem Plateau ist die Anzahl der Ladungsträger unabhängig von der angelegten Spannung. Im Bereich, wo die Proportional Counter betrieben werden, ist bei größeren Spannungen das e^- so stark beschleunigt, dass weitere Gasmoleküle ionisiert werden können. Die sekundären e^- erzeugen weitere kaskadenförmige Ioni-

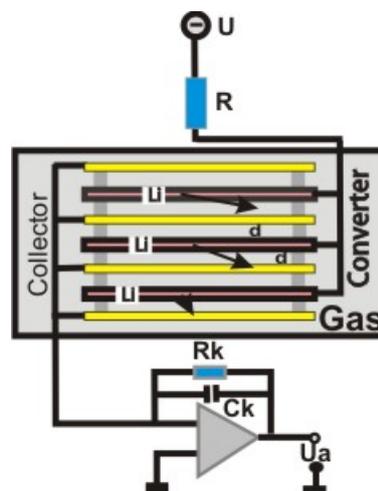


Abbildung 2.10: Schematischer Detektor Aufbau mit Sammelelektroden und ${}^6\text{Li}$ Konverterfolien innerhalb der Ionisationskammer.

sationsprozesse mit einer Verstärkung von bis zu 10^6 . Im Geiger-Müller-Zähler Spannungsbereich ist die Raumladung der Lawinen so groß, dass eine Kettenreaktion stattfindet. Diese wiederum führt zu einer Sättigung des Signalstroms, bzw. der Pulshöhe. Oberhalb dieses Spannungsbereichs entstehen Spannungsüberschläge auch ohne die einfallende Strahlung [39].

Eine Entwicklung zur Detektion von Neutronen ist eine Ionisationskammer mit drei absorbierenden ${}^6\text{Li}$ Konverterfolien. Dieser ICC (Ionisation Chamber Converter) Detektor besitzt auf beiden Seiten der Konverterfolien positiv geladene Sammelelektroden wie in Abbildung 2.10 schematisch dargestellt. Wird ein Neutron in einer ${}^6\text{Li}$ Konverterfolie konvertiert, driftet das Triton durch das C_2F_6 Gas auf die Sammelelektrode. Die induzierte Ladung jeder Sammelelektrode wird über einen eigenen spannungsempfindlichen Vorverstärker ausgelesen und einer nachgeschalteten Ausseelektronik zur Verfügung gestellt. Mit den drei Konverterfolien erreicht man eine 70 %ige Nachweiswahrscheinlichkeit für thermische Neutronen bei einem optimalen Gasdruck von 2 bar [40].

2.4.2 Proportionalzählrohr

Ein für die Messung von Neutronen mit Energien von bis zu 10 MeV ganz ausgezeichneter Zähler ist das ${}^3\text{He}$ -gefüllte Proportionalzählrohr, welches in der Vergangenheit sehr oft als Neutronen-Detektor in verschiedenen Formen und Experimentaufbauten zur Anwendung kam, aber heute immer weniger verfügbar ist und falls erhältlich, wegen des hohen Marktpreis für ${}^3\text{He}$ nicht in großen Mengen genutzt wird.

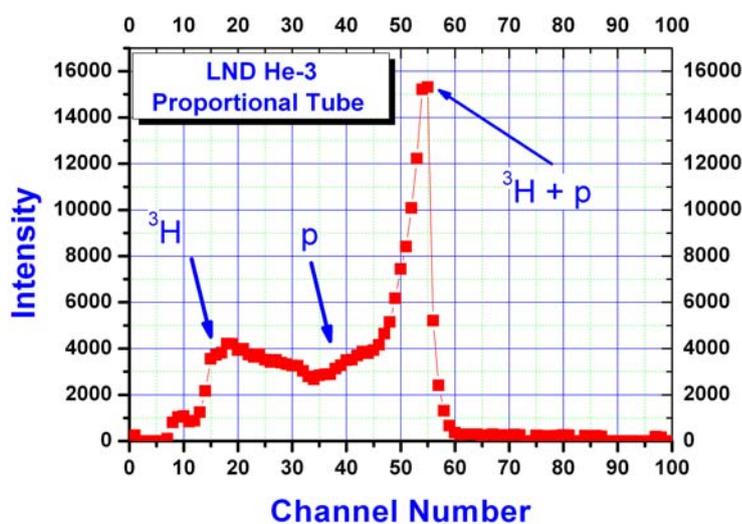


Abbildung 2.11: Typisches Pulshöhenspektrum eines ${}^3\text{He}$ Zählrohr (LND252)

Die Messmethode verwendet die Kernreaktion ${}^3\text{He} + n \rightarrow p + {}^3\text{H} + Q$ (767 keV). Das Reaktionsprodukt aus den beiden geladenen Teilchen Proton und Triton haben zusammen eine Energie von $E_n + 0,767$ MeV und werden in einem Proportionalzählrohr mit einem Gasgemisch aus ${}^3\text{He}$ und Krypton mit einem Druck von bis zu 10 bar nachgewiesen. In Abbildung 2.11 ist ein typisches Pulshöhenspektrum dargestellt und der Kurvenverlauf ermöglicht eine einfache Diskriminierung des Gammauntergrundes in den unteren Kanälen <15 [41].

Hat ein Proportionalzählrohr eine zylindrische Geometrie, ist das E-Feld nicht mehr konstant, sondern hängt von dem Radius ab:

$$E_r = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_A}}$$

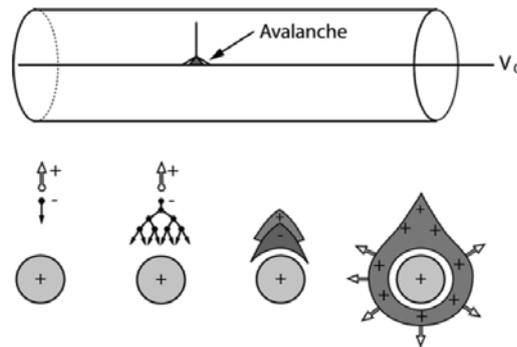


Abbildung 2.12: Im unteren Teil der Abbildung ist von links nach rechts der Ablauf und die Entstehung eines Lawinenprozesses von Sekundärelektronen in der Umgebung eines Anodendrahtes zu erkennen, nachdem das Elektron irgendwo im Gasraum entstanden ist und zur positiv geladenen Anode driftet. Je näher das Elektron an den Anodendraht kommt, desto größer ist der Lawinenprozess. Während die Elektronen den Draht in weniger als 1 ns erreichen, driften die positiven Ionen langsam nach außen auf die Kathode zu.

Wobei r_a der Radius des Anodendrahtes und mit R als Abstand zwischen Draht und Kathode bzw. Außenrohr angegeben ist. Bei einer ausreichend groß angelegten äußeren Spannung (~ 2 kV), kommt es zur Bildung einer Lawine (Abbildung 2.12 [42]) von Sekundärelektronen wobei die Signalhöhe proportional zur Zahl der Primärelektronen ist:

$$\Delta U = -\frac{A N_e}{C} \text{ mit } A = 10^4 - 10^6 \text{ als Gasverstärkung}$$

In diesem Spannungsbereich (s. Abbildung 2.13 [42]) sind die verstärkten Signale etwa proportional der primären Ionisation (Proportionalbereich), wobei es danach in einen Sättigungsbereich übergeht (Geigerbereich) und schließlich dann zu einem Durchbruch führt.

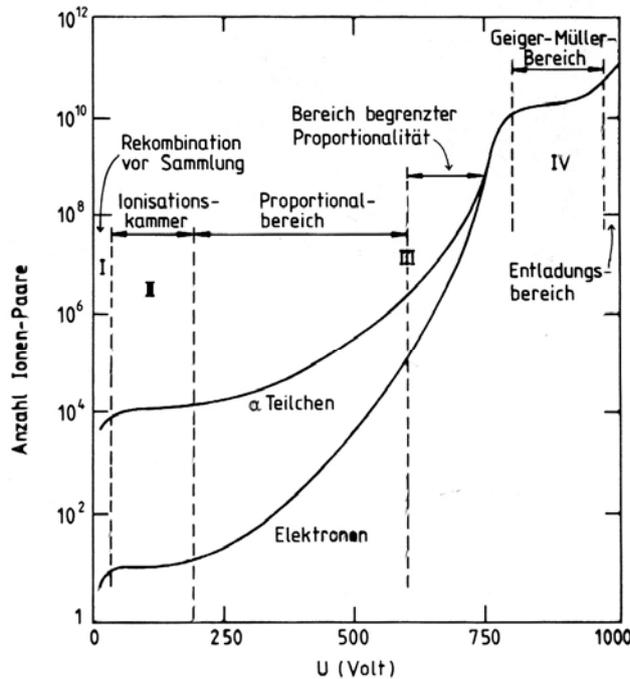


Abbildung 2.13: Gasverstärkung als Funktion der angelegten Spannung V in Proportionalzählrohren für Elektronen

Wird als Anodendraht ein durchgehender Nickel-Chrom Draht mit einem Widerstand von z. B. 3,9 k Ohm verwendet, erhält man ein Zählrohr was ortsauflösend betrieben werden kann. Durch das Auslesen mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern auf beiden Seiten des Drahtes, kann man durch Ladungsteilung eine hinreichende Ortsauflösung erreichen, die von der Gesamtlänge des Zahlrohres abhängt. Typischerweise ist das 1 % der sensitiven Länge, aber sehr stark abhängig von der angelegten Spannung, Gasmischung und Gasdruck [43].

2.4.3 Multi Wire Proportional Chambers

In den sechziger Jahren entwickelte G. Charpak die Vieldrahtproportionalkammer (MWPC), die aus vielen parallelen Anodendrähten mit einem Durchmesser von $10\ \mu\text{m} - 50\ \mu\text{m}$ bestehen und im Abstand von $1\ \text{mm} - 5\ \text{mm}$ von einander angeordnet sind, welche in einem Gasvolumen betrieben werden (s. Anhang A.1) [44]. Der Abstand von Anodendraht zur Kathode liegt in der Größenordnung von $10\ \text{mm}$, wobei die Ka-

thode selbst aus einer Metallfolie oder als Lage von gespannten Drähten bestehen kann. Viele MWPCs lesen die entstandenen Signale nicht mehr analog aus, sondern nur noch wenn das Signal über einem Schwellenwert liegt. Ein elektrischer Verstärker befindet sich an jedem Anodendraht und bei Kathodenauslese auch an jedem Kathodensegment, über welchen dann die Signale zur weiteren Verarbeitung abgegriffen werden. Für die Nutzung als Neutronendetektor wird ein Gemisch aus ^3He Gas und einem Löschgas verwendet. Häufig verwendete Löschgase sind Kohlenwasserstoffe wie z. B. Methan (CH_4), Ethan (C_2H_6) und Isobutan (C_4H_{10}), sowie Alkohole wie z. B. Ethanol ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$).

Die Signalfeldung läuft so wie im Proportionalzählrohr ab. Da die Hauptladungsmenge jeweils in der Nähe eines Anodendrahtes erzeugt wird, stammt das induzierte Signal überwiegend von den positiven Ionen [45].

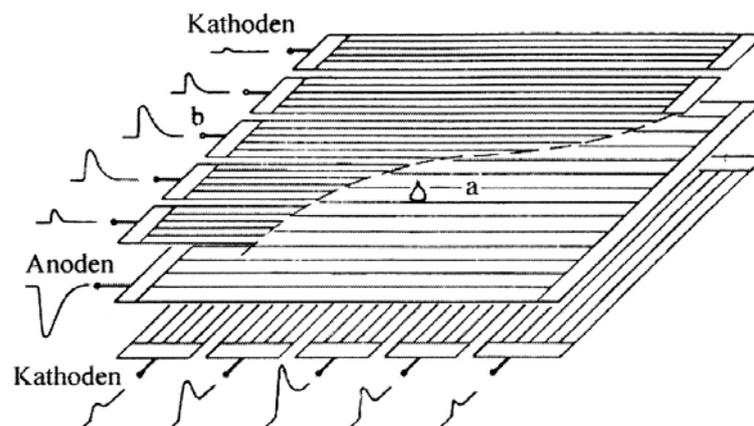


Abbildung 2.14: Eine Prinzipdarstellung für eine Proportionalkammer, wo der Schwerpunkt der Ladungen auf den Kathodenstreifen senkrecht zur Richtung der Anodendrahte eingezeichnet ist, welche die Position der Lawine bestimmt

Die Bestimmung einer zweidimensionalen Teilchenposition kann durch Segmentieren der Kathode, weitere Kathodendrahte oder per Ladungsteilung an den Kathodendrahten, wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben, erreicht werden. Die zweite Koordinate ergibt sich aus dem angesprochenen Anodendraht, wobei die Ortsauflösung durch die Länge der Ionisationsspur der Konvertierungsprodukte begrenzt wird (s. Abbildung 2.14 [46]). Eine Ortsauflösung von ca. $50\ \mu\text{m}$ ist durchaus erreichbar, ist aber abhängig von der Beschaffenheit der Kathode. Das Anodensignal und die induzierte Ladung in den darunterliegenden Kathodensegmenten werden gemessen.

Eine beliebige Verringerung des Abstands zwischen den Anodendrahten ist leider nicht möglich, da die Coulombabstoßung zwischen den Drähten eine Verschiebung aus dem Zentrum hervorrufen würde und somit eine Verzerrung der Felder verursacht. Die ma-

ximale Zählrate ist an jedem Ort auf einige 10 kHz beschränkt. Damit der Detektor dennoch eine hohe Nachweiseffizienz erzielen kann, werden die Kammern mit sehr hohem Gasdruck (>5 bar) betrieben. Dies hat wiederum beträchtliche Ansprüche an das Gehäuse und an das Eintrittsfenster, welche dem Druck stand halten müssen. Die dicke Eintrittsfenster hat zur Folge, dass die nachzuweisenden Neutronen bereits abgeschwächt werden und dieses hat Auswirkung auf die Effizienz.

2.4.4 Micro-Strip Gas Chamber

Um die in Kapitel 2.4.3 beschriebenen Defizite der Vieldrahtproportionalkammer in den Bereichen Orts- und Zeitauflösung bzw. die geringe Zählrate zu verbessern, hat A. Oed 1988 erstmals ein neues Detektorprinzip vorgestellt. Er berichtete über einen Positionsempfindlichen Detektor basierend auf Mikrostreifen als Anoden innerhalb eines Gasraumes, genannt Micro-Strip Gas Chamber (MSGC) [47]. Der Detektor hat keine Anodendrähte mehr und besteht aus parallel abwechselnden Anoden- und Kathodenstreifen. Mit dem in der Chip-Entwicklung bekannten Photolithographie-Prozess können Masken hergestellt werden, die sehr dünne Anodenstreifen von $5 - 20 \mu\text{m}$ und die Kathodenstreifen zwischen $50 \mu\text{m} - 500 \mu\text{m}$ ermöglichen [48]. Der Abstand der Elektroden von $100 \mu\text{m} - 1 \text{mm}$ zwischen den Streifen ist abhängig vom MSGC Typ und davon wie die Streifen auf dem Glassubstrat aufgebracht werden (s. Abbildung 2.15 [47]).

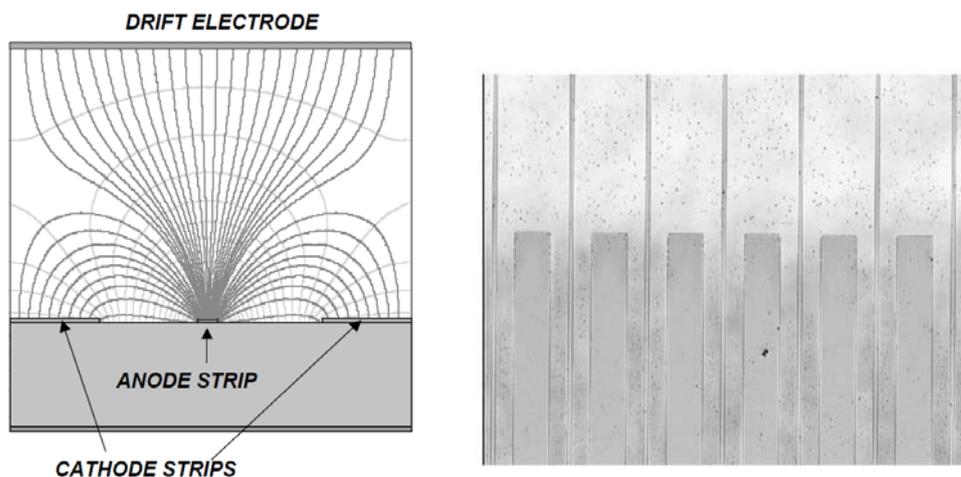


Abbildung 2.15: **Links** ist ein Querschnitt dargestellt von dünnen Streifen aufgebracht auf einem isolierenden Substrat (Glas) und die Ausbreitung der Feldlinien. **Rechts** ist die Struktur einer typischen MSGC zu sehen mit $10 \mu\text{m}$ Anoden- und $50 \mu\text{m}$ Kathodenstreifen in einem Abstand von $200 \mu\text{m}$. Die Streifen bestehen aus $1 \mu\text{m}$ dicken Gold oder Aluminium fixiert auf einem $200 \mu\text{m}$ dicken Glas.

Weil die Streifen mit dem ca. 0,2 - 0,5 mm dicken Glassubstrat fest verbunden sind, ist ein kleinerer Abstand möglich als der im Vergleich zu den MWPCs mit den gespannten Drähten, wo durch die bekannte Abstoßung die Drähte nicht so eng aneinander gelegt werden können. Die Driftelektrode und das Substrat mit den Streifen befindet sich innerhalb eines Gehäuses, was mit einem Zählgas gefüllt ist. Ein typischer Fülldruck mit CF_4 als Löschgas ist 3 – 4 bar. Wie bei den Vieldrahtkammern erreicht man Zeitauflösungen von 5 – 10 μs und auch bei MSGC wird die Ortsauflösung aus der Reichweite der Konvertierungsprodukte bestimmt. Durch den mechanischen Aufbau, wo die Anoden und Kathoden eng aneinander liegen, verkürzt sich so der Driftweg um ein Vielfaches im Vergleich zu dem einer MWPC. Fabio Sauli berichtet (s. Anhang A.2), dass so Zählraten bis zu 1 MHz/mm^2 erreicht werden können [49].

Leider gab es am Anfang noch Probleme mit diesem Detektorsystem. Der erfolgreiche Einsatz als Neutronen-Detektor, der mit hohen Zählraten arbeitet, hängt sehr stark von dem Substrat ab. Hierfür wurden große Anstrengungen unternommen, um den Aufbau nach ersten Fehlschlägen zu verbessern. Die auf dem Glas aufgetragenen Anoden führten zu Überschlägen. Eine Verbesserung war das Aufbringen einer dünnen leitfähigen Schicht auf dem Glassubstrat, womit die elektrostatische Aufladung unterbunden wurde. Dieses bekannte Phänomen tritt bei allen Mikrostreifendetektoren auf, weil sie durch die kleinen Strukturen sehr schnell altern können (Aging effect). So wurde am CERN nachgewiesen, dass bei konstanter Bestrahlung des Detektors, durch Verunreinigungen im Zählgas durch Kohlenstoff es zu einer Minderung der Gasverstärkung kommt. Verursacht wird dies durch die Ablagerungen von Radikalen z. B. an der Anode, was dazu führt, dass die elektrische Feldstärke bei gleicher Spannung abnimmt. Derartige Verunreinigungen können durch Ausgasen der verbauten Materialien oder durch Verunreinigungen anderer Bauteile, die sich im Gassystem befinden, entstehen. [50],[51]. Daher wird heute vor jeder Inbetriebnahme ein solcher Ausgasungsprozess mit erneutem „Spülen“ mit Gas, vor dem Einlassen des eigentlichen Zählgases durchgeführt und damit das spätere Ausgasen reduziert. Das ILL verwendet MSGCs als hochauflösendes Detektorsystem [52].

2.4.5 Gas Electron Multiplier Detektor

Ein Gas Electron Multiplier (GEM) Detektor besteht aus zwei Elektroden und einer beidseitig mit kupferbeschichteter Polyimidfolie (Kaptonfolie), wo mittels eines photolithographischen Verfahrens eine gleichmäßige Lochgeometrie eingeätzt wird. Eine typische Folie mit ihren geometrischen Abmessungen ist in Anhang A.3 zu sehen. Solche Folien sind entweder beim CERN oder bei anderen kommerziellen Anbietern erhältlich.

Plaziert man eine GEM-Folie zwischen zwei parallelen Flächenelektroden und wird eine zusätzliche Spannung an die beiden Kupferflächen der GEM Folie angeschlossen,

so entstehen Feldlinien, die eine Verstärkung von ankommenden Elektronen in den GEM Löchern bewirken. Die im Driftraum entstandenen Elektronen durchwandern den oberen Driftraum, bevor sie durch die Löcher dann auf die im Kollektorraum befindliche Sammelelektrode zudriften.

Es wurde festgestellt, dass man GEM-Folien in Serie betreiben kann (s. Abbildung 2.16). Dabei werden Gasverstärkungen bis über 10^5 erreicht. Zur Auslese werden heute Leiterplatten eingesetzt, die eine orthogonale Struktur haben.

Mit einer „triple“ GEM Struktur können 4 ns Zeitauflösung bei einer Gasmischung von Ar/CO₂/CF₄ 45–15–40 % erreicht werden [53].

Eine Entwicklung zur Detektion von Neutronen ist das Stapeln von borbeschichteten GEM-Folien. Ein Prototyp mit der Größe von 20 x 20 m² basierend auf einem GEM Detektor, wurde von der CASCADE Gruppe aus Heidelberg entwickelt. Die Ortsauflösung soll ~1 mm betragen und eine Zählraten bis 4×10^6 erreichen. Abbildung 2.16 zeigt die Funktionsweise des CASCADE Detektors. Die beidseitige ¹⁰B-Beschichtung der Transfer-GEM-Folien dient als Neutronenkonverter und ihre Verstärkungseigenschaft wird zur Kompensation von Verlusten der nicht völlig transparenten GEM-Folien benutzt. Das Reaktionsprodukt was im Zählgas (z. B. Ar/CO₂) entsteht, ergibt genügend Energie, um Ladungsträger zu erzeugen. Die Detektor-Effizienz wird erhöht durch das übereinander Anordnen bzw. Stapeln mehrerer doppelt beschichteter GEM-Folien (CASCADE). Die letzte Gain-GEM vor der Auslesestruktur wird im Verstärkungsmodus betrieben, um ein ausreichendes elektrisches Signal zu erzeugen.

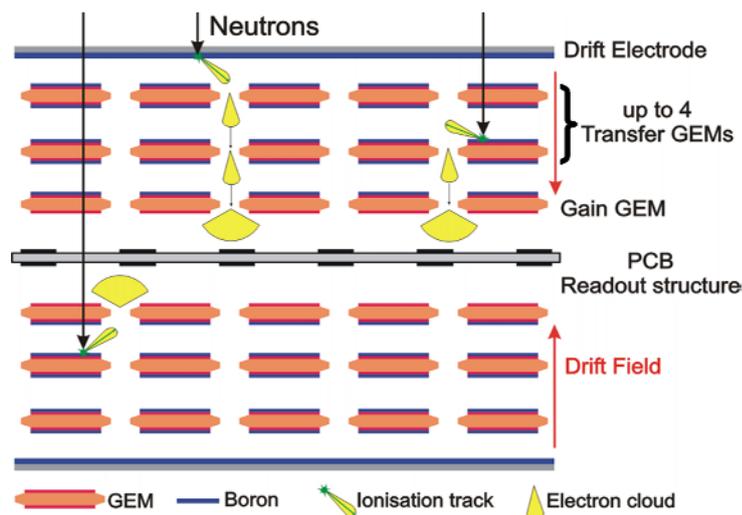


Abbildung 2.16: Aufbau eines CASCADE Detektor mit Borkonverter und GEM-Folien zur Ladungsverstärkung.

Weitere Eigenschaft des Detektors ist die theoretische Nachweiseffizienz für Neutronen bei 1.8 \AA , die mit bis zu 50 % bei zehn doppelt beschichteten GEM-Folien angegeben wird. Außerdem hat er eine sehr niedrige γ -Sensitivität und eine Zeitauflösung von 100 ns was an den Experimenten MIEZE an RESEDA getestet wurde [54].

2.5 Speicherplatten / Image Plates

Neutronen Speicherplatten (Image Plates) bestehen aus einer Kunststoffschicht, die mit einem organischen Trägermaterial überzogen ist. Dieses Trägermaterial enthält einen Leuchtstoff, wie z. B. Eu-dotiertes BaFBr und Gd_2O_3 , welches verteilt eingebracht in einer polymeren Matrix und auf einer flexiblen Kunststoffschicht fixiert ist [55]. Das BaFBr:Eu²⁺ ist ein hervorragendes Speichermedium für Gammastrahlung, eignet sich aber durch Beimischungen von Konvertermaterialien wie ^6Li oder Gd_2O_3 auch für den Neutronennachweis.

Im Leuchtstoff sind durch gezieltes Dotieren sogenannte Akzeptoren in der Bandlücke zwischen Valenz- und Leitungsband eingebettet worden. Durch die Neutronenstrahlung werden Elektronlochpaare erzeugt, welche so lange durch den Leuchtstoff diffundieren, bis ein Elektron auf eine Fehlstelle trifft und dann dort gespeichert wird. Dabei treten auch Verluste durch Rekombination eines Elektron und Loch über einen Aktivator auf, wodurch dann ein optisches Photon ausgesendet wird. Diese angeregten Zustände im Leuchtstoff können über mehrere Tage stabil bleiben, solange die Image Plate dunkel gelagert wird. Das Auslesen einer Image Plate wird durch Abscannen mit einem Laserlicht durchgeführt. Dadurch werden die in den Fehlstellen eingebrachten Elektronen in das Leitungsband gehoben und wechseln anschließend wieder in tiefere Energieniveaus, wobei Licht emittiert wird, welches durch einen PMT detektiert werden kann. Durch das Abscannen mit einem PMT, der das blau emittierte Licht detektiert, erhält man ein zwei-dimensionales Bild. Der PMT, der einen großen Dynamikbereich hat, wandelt die unterschiedlichen Lichtintensitäten der Folie in elektrische Signale um. Nachdem die elektrischen Signale verstärkt wurden, wandelt ein Analog-Digital-Converter (ADC) die Daten in eine Binärzahl um, welche respektive der Helligkeit eines Pixels entspricht. Ein 10bit ADC kann ein Bild in 1024 Graustufen wandeln, wobei das Auge aber nur ca. 256 Graustufen erkennen bzw. unterscheiden kann. Während des Auslesevorgangs wird nicht die gesamte gespeicherte Energie aus der Folie freigesetzt. Um das latente Bild vollständig zu löschen, wird die Speicherfolie im Auslesegerät durch einen intensiven Lichtstrahl zusätzlich bestrahlt. Diese Art von Löschvorgang erlaubt es, eine Image Plate immer wieder zu verwenden [56],[57].

Ein Vorteil, den die Image Plates als Flächendetektoren haben, ist der große Dynamikbereich, der die gemeinsame Messung von sehr starken und sehr schwachen Reflexen

auf einer Platte ermöglicht. Hierbei müssen, wie bei röntgenographischen Filmen, oft mehrere Lagen übereinandergelegt werden. Bei einer Image Plate ist im Gegensatz zu Pulszählmethoden (z. B. mit Proportionalzählrohren) die Zählrate nicht begrenzt. Das von einer Image Plate gelieferte Bild ist weitgehend verzerrungsfrei und hat eine gute räumliche Auflösung, wie bereits erwähnt [58]. Nachteilig ist, dass es sich um ein integrierendes System handelt, das immer nur nach einer Messung ausgelesen werden kann. Life Bilder sind nicht möglich, wie z. B. bei den anderen Systemen.

2.6 Halbleiterdetektoren für Detektion mit Neutronen

Halbleiterdetektoren (Semiconductor Detector oder auch Solid State Detector) kommen sowohl in der Hochenergie- als auch in der Kernphysik zum Einsatz. Ihre Anwendungsgebiete sind die Energiemessung bis zu einigen MeV von geladenen Teilchen, in der Gammaskopie, um die Energie der Photonen sehr genau zu bestimmen und bei den Spur- und Vertexdetektoren zur hochpräzisen Messung der Teilchenspuren. Gegenüber den Gasdetektoren haben die Festkörper Detektoren eine hohe Dichte, was zu einem hohen Energieverlust auf relativ kurzer Strecke führt. Bei den Gasdetektoren werden Ortsauflösungen von einigen $10\ \mu\text{m}$ erlangt, wobei im Festkörperdetektor Ortsauflösungen kleiner $10\ \mu\text{m}$ erreicht werden können. Verglichen mit Gasdetektoren ($20 - 40\ \text{eV}$ pro e^- -Ion Paar) und der benötigten Energie eines Szintillationsquantum innerhalb eines Szintillators ($400 - 1000\ \text{eV}$) benötigen Halbleiterdetektoren eine sehr geringe Ionisationsenergie (einige eV pro e^- -Ion Paar). Bei der Herstellung von Fest-

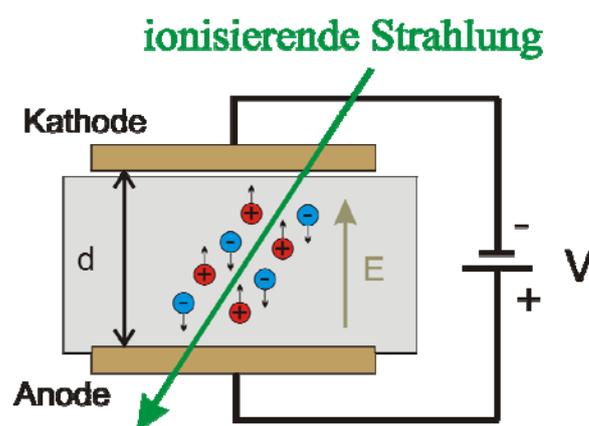


Abbildung 2.17: Funktionsprinzip eines einfachen Halbleiterdetektors, wo die durch die ionisierende Strahlung entstehenden Elektronen, aus der Verarmungszone über das angelegte elektrische Feld an der Anode gesammelt werden.

körperdetektoren kann man auch das aus der Mikrochiptechnologie bekannte lithographische Verfahren anwenden, was eine rasante Entwicklung zur Folge hatte. Besonders für die Siliziumdetektoren war durch Verwendung des gleichen Materials und eines ähnlichen Herstellungsprozesses, ein hohes Maß an Integration von Detektoren und deren Ausleseelektronik möglich, mit einem hauptsächlichen Einsatzgebiet für Spur- und Vertexdetektoren in der Hochenergiephysik.

Das Detektorprinzip ist ähnlich wie das einer Gas-Ionisationskammer, jedoch muss das Elektron-Ion-Paar durch ein Elektron-Loch-Paar (e^- - h^+ -Paare) ersetzt werden. Durch das Anlegen einer äußeren Spannung, der in Sperrrichtung betriebenen Diode, bildet sich eine Verarmungszone aus. Das ionisierende Teilchen regt beim Durchgang e^- aus dem Valenzband in das Leitungsband an. Die erzeugten Elektronen, wie in Abbildung 2.17 dargestellt, müssen dann auf der Anode gesammelt werden, bevor sie mit den Löchern rekombinieren. Die Breite einer Verarmungszone an einem pn-Übergang hängt einschneidend von der effektiven Dotierung des jeweiligen Bereiches ab. Für einen p^+n -Übergang dringt die Verarmungszone nur unerheblich in den p-Bereich ein, aber sehr weit in den n-Bereich. Die in der Hochenergiephysik eingesetzten Detektoren haben ein sehr dünnes hochdotiertes p-Gebiet (300 - 500 μm dick) und ein niederdotiertes n-Substrat. Durch das Anlegen einer äußeren Betriebsspannung ($\sim 80\text{ V}$) wird der n-Bereich von Ladungsträgern völlig frei geräumt und dient als Nachweiszone der ionisierenden Teilchen. Der dünne p^+ Bereich dient nur zur Erzeugung des p^+n -Übergangs. Die Höhe der Betriebsspannung wird so gewählt, dass der

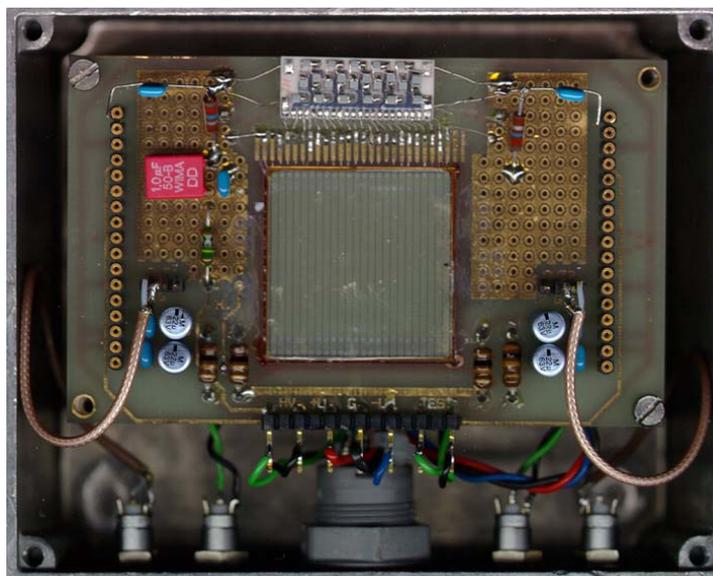


Abbildung 2.18: Foto eines Siliziumstreifendetektors mit einem Widerstandsnetzwerk und einem Vorverstärker rechts und links zur Auslese. Der Neutronenkonverter und die beiden Vorverstärker fehlen in dieser Darstellung.

gesamte niederdotierte Bereich verarmt von freien Ladungsträgern ist. Diese Spannung nennt man auch „Full Depletion Voltage“ [59], [60].

Durch die Mikrostrukturierung von Halbleitern mit den bereits beschriebenen Herstellungsverfahren kam es in den 80er Jahren zu einem regelrechten Boom in der Anwendung von ortsauflösenden Halbleiterdetektoren. Bedingt durch die Segmentierung der Detektorelektrode, werden zwischen Streifen- und Pixeldetektoren unterschieden. Weil die Struktur der Streifen sehr fein ist, spricht man hier auch gerne von Mikrostreifen Detektoren (Microstrip Detector). Hiermit können wiederum sehr präzise Teilchenspuren vermessen werden und die Streifendetektoren benötigen weniger Ausleseelektronik als die Pixeldetektoren bei gleicher Fläche. Zudem hat die Segmentierung der Detektoren in Streifen eine Verringerung der Kapazität zur Folge, die das Rauschen in den ersten Verstärkerstufen sehr stark beeinflusst.

Eine Kombination aus Halbleiterdetektor und Neutronenkonverter ergibt einen Neutronendetektor, wie in Abbildung 2.18 dargestellt, mit einer Ortsauflösung von kleiner 100 μm . Dabei befindet sich der Konverter direkt auf dem Halbleiter bzw. in einem geringen Abstand. Die Konvertierungsprodukte des Konverters (^{157}Gd oder ^6Li) deponieren ihre kinetische Energie in der Verarmungszone des Halbleiters [61]. Die entstandenen Elektron-Loch-Paare können dann mit einem Verstärker weiterverarbeitet werden. Durch die Verwendung von ^6Li als Konverterschicht erhält man Sekundärteilchen mit einer hohen Energie. Leider erreicht man durch den geringen Absorptionsquerschnitt des ^6LiF Konverters keine ausreichende Nachweiseffizienz [62], [63]. Trotzdem hat das Konzept gezeigt, dass die Ortsauflösung abhängig von dem Streifenabstand ist und so ein hochauflösender Neutronendetektor ($<100 \mu\text{m}$) gebaut werden kann, mit einer geringen Gammasensitivität. Als Halbleiterdetektor ist er gegen Magnetfelder unempfindlich und hat mit einer Widerstandskette als Auslesestruktur eine Linearitätsabweichung von $\pm 15 \%$ bewiesen. Mit einem anderen Neutronenkonverter ist dieses Detektorprinzip eine Alternative für hochauflösende Detektoren, die auch in Magnetfeldern betrieben werden können.

2.7 Detektorkonzepte für große Flächen

In der Neutronenstreuung werden häufig große Proben vermessen. Dies ist begründet weil die Leuchtdichte der Neutronenquellen klein ist, die Leuchtflächen aber groß. Um dabei eine eindeutige Abbildung des Streuwinkels auf dem Detektor zu gewährleisten, muss der Abstand von der Probe zum Detektor groß genug gegenüber der Größe der Probe gehalten werden. Zusammen mit dem Wunsch einer großen Raumwinkelabdeckung bei der Streuung, verlangt dies nach Detektoren, die oftmals mehrere m^2 Flächen-

inhalt besitzen sollen. Ein bisher bewährtes Konzept für solche Detektorsysteme bestand darin, nebeneinander angeordnete ^3He -basierte, ortsauflösende Zählrohre einzusetzen, bei denen man über den Druck die gewünschte Nachweiseffizienz erreichte. Solche großflächigen Detektoren benötigen typischerweise mehrere tausend Liter Gas und sind vom langfristigen Mangel an ^3He besonders betroffen. Wie bei dem in dieser Arbeit behandelten POWTEX Instrument, sind die Auswirkungen schon bei derzeit in Bau oder in Planung befindlichen Instrumenten spürbar. In diesem Kapitel werden die zur Zeit diskutierten Konzepte für großflächige Neutronendetektoren vorgestellt, die als Alternative zu ortsauflösenden ^3He Zählrohren angesehen werden. Dabei wird auch am Ende des Kapitels 2.7 ein Überblick über den Detektortyp gegeben, der bereits beim POWGEN Instrument an der SNS eingesetzt wird und dessen Eigenschaften und Eignung für POWTEX in den folgenden Kapiteln näher untersucht wird.

2.7.1 Detektoren mit ortsauflösenden BF_3 Zählern

Heutzutage (2011) gibt es Anstrengungen wieder zu dem altbekannten $^{10}\text{BF}_3$ Zählgas zu wechseln und das ^3He Gas damit zu ersetzen. Bei der Nutzung von $^{10}\text{BF}_3$ Gas muss jedoch der geringere Wirkungsquerschnitt von ^{10}B gegenüber ^3He kompensiert werden. Dieses wird aber durch die starke Elektronegativität des Gases BF_3 erschwert, was den maximal verwendbaren Druck begrenzt (s. Abbildung 2.19). Im Vordergrund steht daher eine Vervielfachung der Auslesekanäle, um die Effizienz durch eine größere Detektionstiefe zu erhöhen. Die benötigte Flugzeitauflösung wird dadurch gewährleistet, indem das Gasvolumen in mehrere separat auslesbare „Zellen“ eingeteilt wird. Durch diesen Aufbau wird ebenfalls die Driftstrecke der freigesetzten Elektronen nach dem Neutroneneinfang verkürzt und somit Verluste aufgrund von Anlagerung am BF_3 reduziert. Zusätzlich sollen die Gasverstärkungseigenschaften durch Beimischung weiterer Gase (Additive) optimiert werden. Außerdem müssen geeignete Sicherheitssysteme entwickelt werden, um der starken Toxizität von $^{10}\text{BF}_3$ Rechnung zu tragen und den gefahrarmen, großvolumigen Einsatz zu ermöglichen [64]. Das hat zur Folge, dass der Einsatz von $^{10}\text{BF}_3$ Zählrohren als Alternative zu den ^3He Zählrohren nicht optimal ist, obwohl die Energieabgabe pro Reaktion größer ist und man so eine bessere Gamma Diskriminierung erhält als bei einem ^3He Zählrohr.

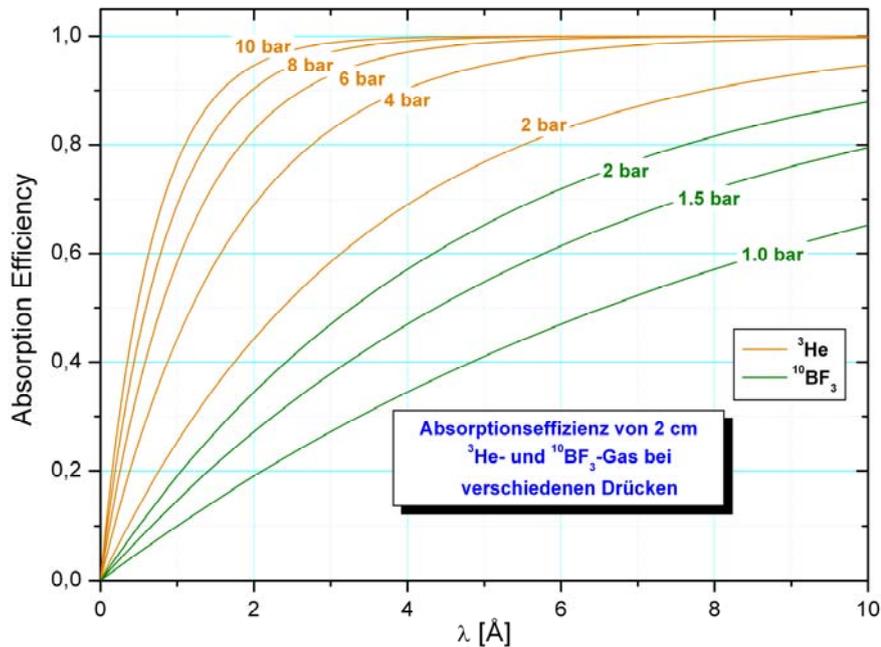


Abbildung 2.19: Vergleich der Absorptionseffizienz von ^3He - und $^{10}\text{BF}_3$ Gas gegenüber der Wellenlänge in Abhängigkeit von unterschiedlichen Gasdrücken in den Zählrohren.

Das inelastische Time-of-Flight-Spektrometer NEAT am Helmholtz Zentrum Berlin (HZB) wurde 1993 in Betrieb genommen und war seitdem eines der Schlüsselexperimente am HZB, um Messungen von inelastischen Streuungen durchführen zu können [65]. Ein Beispiel sind Studien an nanostrukturierten Materialien, Polymeren und Proteinen. Nach über 15 Jahren sollte nun eine Modernisierung mit einer Anpassung an die heutigen TOF Ansprüche mit einer 40fach höheren Datenrate und einer Detektorfläche von 40 m^2 durch einen Umbau durchgeführt werden. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 2.20 dargestellt.

Beim Umbau sollten insgesamt 480 positionsempfindliche ^3He Zählrohre mit einem Durchmesser von 2,5 cm, mit 3 m Länge und einer Effizienz von 90 % bei 5 \AA zum Einsatz kommen und erste Messungen waren für 2013 geplant. Wegen des ^3He Mangels ist man bei NEAT gezwungen, nach einer Alternative zu suchen. Dabei hat man die schon früher verwendeten $^{10}\text{BF}_3$ gefüllten Zählrohre in Erwägung gezogen, deren Eigenschaften in Tabelle 4 mit ^3He gefüllten Zählrohren verglichen werden [66].

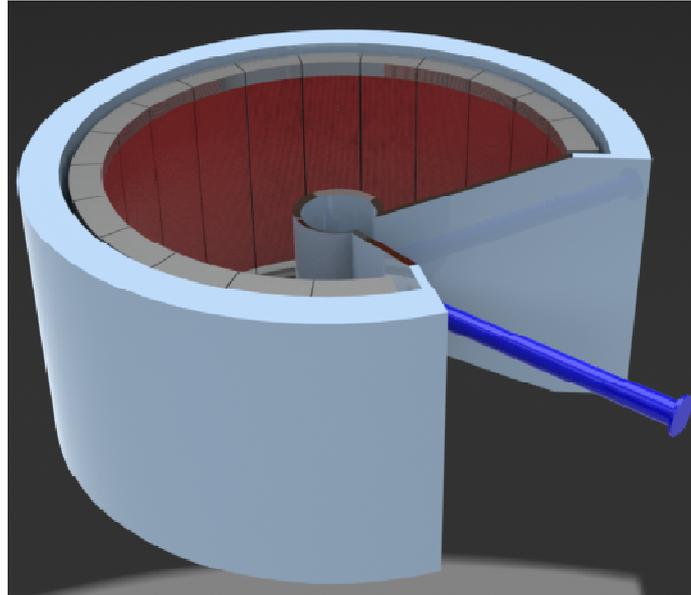


Abbildung 2.20: Schematische Darstellung des neuen Time-of-Flight-Spektrometers (NEAT)

Bei der Nutzung von $^{10}\text{BF}_3$ muss der kleinere Wirkungsquerschnitt von ^{10}B gegenüber ^3He kompensiert werden, was durch die druckbegrenzende starke Elektronegativität des BF_3 -Gases erschwert wird. Im Vordergrund steht daher eine Vervielfachung der Auslesekanäle, um die Effizienz durch eine größere Detektionstiefe zur Neutronenabsorption zu erhöhen. Durch eine Unterteilung in separat auslesbare Zellen wird die benötigte Flugzeitauflösung sichergestellt. Gleichzeitig wird die Driftstrecke der freigesetzten Elektronen verkürzt und Verluste aufgrund von Anlagerung am BF_3 reduziert. Ferner sollen die Gasverstärkungseigenschaften durch Beimischung weiterer Gase optimiert werden.

In Abbildung 2.21 ist das Konzept für einen Aufbau mit $^{10}\text{BF}_3$ Zählrohren

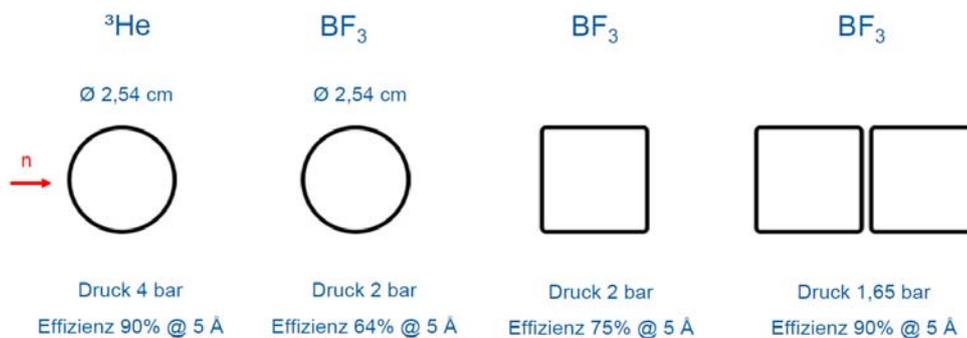


Abbildung 2.21: Alternativ-Detektoren für das neue NEAT Experiment am HZB

dargestellt [66]. Durch Verwendung von zwei hintereinander liegenden quadratischen $^{10}\text{BF}_3$ Zählrohren wird bei einem Druck von 1,65 bar eine mit einem ^3He Detektor vergleichbare Nachweeffizienz erzielt.

Erste Testmessungen mit einem $^{10}\text{BF}_3$ Zählrohr der Firma CENTRONIC LTD am FRM II in Garching haben zufriedenstellende Ergebnisse geliefert. Die positionsempfindlichen 1 m langen Detektoren mit einem Durchmesser von 1 inch waren mit 2 bar $^{10}\text{BF}_3$ gefüllt und wurden bei einer Spannung von 3 kV betrieben. Dabei wurde eine Ortsauflösung von $<1\%$ der Länge gemessen und eine Nachweeffizienz von 64 % bei einer Wellenlänge von 5 Å bestimmt. Eine vorsichtige Abschätzung der Gammasensitivität ergab ungefähr 10^{-6} [67]. Nach diesen erfolgreichen Messungen wird nun mit dem Bau der quadratischen Sandwich-Lösung angefangen, um die Effizienz zu steigern und herauszufinden, ob die theoretischen Werte erreicht werden, wie sie in Abbildung 2.21 dargestellt sind.

Für NEAT können mit diesem Detektorkonzept bei einer Wellenlänge von 5 Å die Anforderungen an die Detektoren erfüllt werden. Nachteilig ist allerdings die Verdopplung der elektronischen Auslesekanäle, die die Gesamtkosten des Detektorsystems erhöht. Ferner müssen auch geeignete Sicherheitssysteme entwickelt werden, die der starken Toxizität von $^{10}\text{BF}_3$ Rechnung tragen und den gefahrarmen, großvolumigen Einsatz ermöglichen.

Parameter	^3He	$^{10}\text{BF}_3$
Gasfüllung	2 – 10 bar, + Ar CO_2 , CF_4	1–2 bar isotopenangereichert!
Neutronenkonversion	191 keV ^3H , 573 keV ^1H	2,31 MeV Li, 1,47 MeV ^4He (93 %)
Wirkungsquerschnitt	2964 barn · λ	2121 barn · λ (71 %)
Betriebsspannungen	1000 V – 2100 V	1300 V – 3700 V
Vorteile	nicht giftig, nicht brennbar hohe Nachweeffizienz	gute Neutronen/Gamma Diskriminierung, verfügbar in grossen Mengen
Nachteile	Mangelhafte Verfügbarkeit	giftig, Schutzmaßnahmen, (MAK 0.3 ppm), geringere Effizienz

Tabelle 4: Vergleich von ^3He und $^{10}\text{BF}_3$ als alternative für den NEAT Detektor

2.7.2 Konzepte mit ^{10}B Konvertern

Ein weiteres Konzept für großflächige Neutronendetektoren basiert auf der Herstellung von Konverterschichten, in denen das Neutron über eine Kernreaktion eingefangen wird und die dabei entstehenden Reaktionsprodukte vermessen werden. Da metallisches ^6Li chemisch sehr reaktiv ist, wird für solche Konverterschichten vorwiegend ^{10}B verwendet. Der Nachteil dieses Materials ist leider die deutlich größere Selbstabsorption der Reaktionsprodukte weshalb, nur dünne Folien verwendet werden können. Dieses hat aber wiederum Einfluss auf die Nachweisschichteffizienz für Neutronen und deswegen sind weitere Überlegungen notwendig, die Effizienz so zu steigern, dass solche Konverterfolien für die Neutronendetektion eingesetzt werden können [68].

2.7.3 Schräg gestellte Bor-Konverter (Blade Konzept)

Das Arbeitsprinzip eines Blade Detektors ist eine Kombination aus einem Neutronenkonverter mit einer ca. $3\ \mu\text{m}$ dicken ^{10}B -Schicht, die auf einem Aluminiumträger aufgebracht ist und einer MWPC mit einem herkömmlichen Zählgas, wie z. B. Ar-CO_2 . Durch die Absorption eines Neutrons an ^{10}B entstehen ein Triton und ein Proton, die aus der Bor-Schicht austreten können und im Gasraum Ladungen erzeugen können. Durch die orts aufgelöste Messung dieser Ladungen kann die Position des Neutroneneinfangs bestimmt werden.

Die Detektoreffizienz kann gesteigert werden, in dem man den ^{10}B Neutronenkonverter schräg zur Flugstrecke des Neutrons stellt. Durch den Einfallswinkel wird erreicht, dass bei gleichbleibender Dicke der Konverterschicht die absorbierende Wegstrecke verlän-

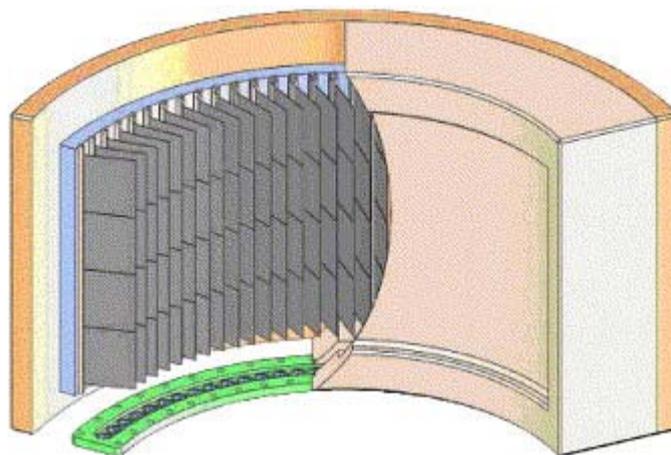


Abbildung 2.22: Möglicher Aufbau eines Multi-Blade Detektors mit 4 übereinandergestapelten MSGCs.

gert wird, so dass die sekundären Reaktionsprodukte den Konverter immer noch verlassen können.

In Abbildung 2.22 ist ein schematischer Blade-Detektoraufbau mit Multi-MSGCs dargestellt [69]. Die Neutronen werden an einer mit ^{10}B beschichteten Alufolie konvertiert. Sie sind, wie in Abbildung 2.23 dargestellt, in einem sehr kleinen Winkel von ca. 12° zur Flugrichtung der Neutronen angeordnet. Dadurch soll die Nachweiseffizienz um das fünffache erhöht werden, was durch die längere Wegstrecke des Neutrons im ^{10}B verständlich wird [70]. Durch diese Anordnung wird fast die komplette Detektorfläche ausgenutzt und die Parallaxenfehler werden weitgehend unterdrückt. Das nach der Konversion entstandene Alpha- oder Lithium-Ion führt zur Ionisation im Gasraum, der über die MSGCs vermessen wird. Der Konverter mit der dünnen Aluminiumschicht als Träger wird entweder auf der anderen Seite der Anode der MSGC angebracht oder direkt auf die Kathode der MSGC kontaktiert. Im ersten Fall kann die Ortsbestimmung direkt über die 2-dimensionale Struktur der MSGC bestimmt werden. Im zweiten Fall muss der Ort über den Winkel ermittelt werden. Dieses ist vom Abstand des Ortes von dem konvertierten Ereignis und der Entfernung bis zur MSGC abhängig, welcher über die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden kann. Mit diesem Prinzip soll man eine theoretische Ortsauflösung im mm Bereich erreichen. Weitere Studien werden am ILL in Grenoble durchgeführt [71].

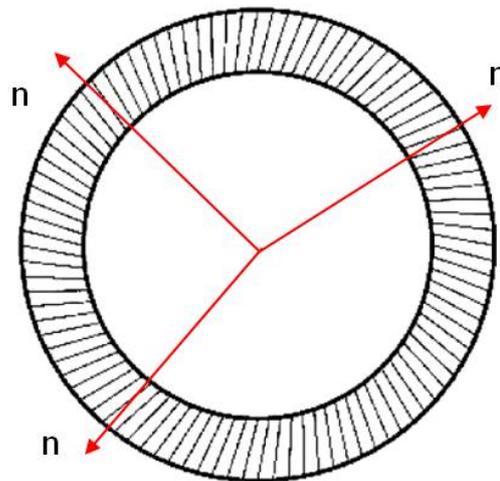


Abbildung 2.23: Transversale Ansicht eines MSGC Fächers aufgebaut aus Multi MSGCs mit einem ^{10}B Konverter. Der Anstellwinkel im Bezug zum Mittelpunkt ist 12° um die Nachweiseffizienz zu erhöhen.

2.7.4 Bor-beschichtete Straw Detektoren

Seit 2005 wird an dünnen positionsempfindlichen Zählrohren mit einem Durchmesser von ca. 4 mm geforscht. Durch Verkleben einer dünnen Folie auf z. B. einen Glaskörper, erhält man Längen bis zu 2 m wie in Abbildung 2.24 und im Anhang A.5 dargestellt. Die Folie ist auf der Innenseite mit Bor als Neutronenkonverter beschichtet und die Nachweiseffizienz kann durch eine dichte Anordnung von mehreren Straws erhöht werden.

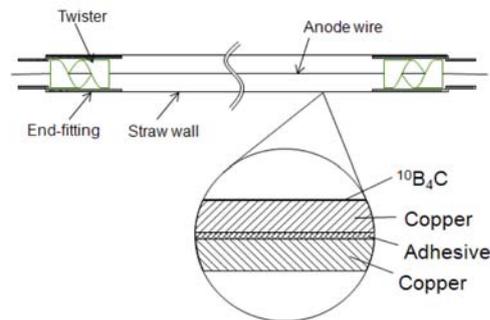


Abbildung 2.24: Querschnitt durch eine Straw Detektorröhre

Diese Entwicklung ist heute kommerziell bei der Firma Proportional Technologies erhältlich. Dieser $^{10}\text{B}_4\text{C}$ -Detektor hat ein Volumen von $100 \times 100 \times 1.8 \text{ cm}^3$ (22 Module) und soll Nachweiseffizienz für thermische Neutronen von 29 % haben. Durch die hohe Anzahl der einzelnen Straw tubes ist eine kosteneffiziente Ausleseelektronik notwendig. Ein Auslesem modul mit 50 Straw tubes wird über ein Widerstandsnetzwerk ausgelesen

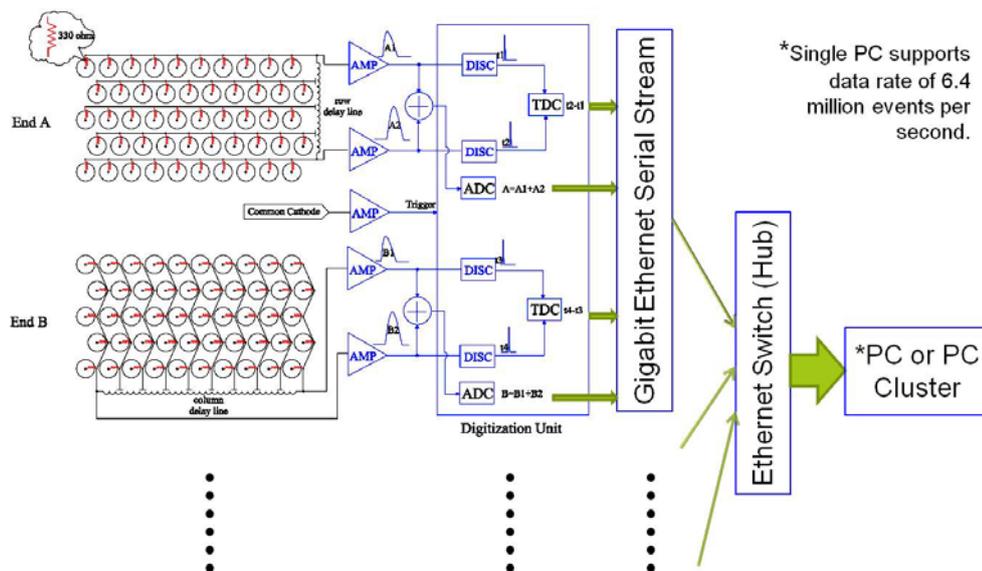


Abbildung 2.25: Schematischer Aufbau zur Auslese eines Strawdetektors

und die Signale werden in Zeilen und Spalten kombiniert und dann weiter über Delay-Line Auslese verarbeitet. Durch die Delay-Line Auslese sollen sich nur geringfügige Parallaxen Fehler ergeben, während die Ladungsverteilung, die Z-Position entlang der Straw ergibt. Messungen mit einer ^{10}B Maske ergeben eine Auflösung von $4 \times 4 \text{ mm}^2$ [72],[73],[74]. In Abbildung 2.25 ist die Ausleseelektronik schematisch dargestellt.

Ein erstes Straw Modul wird am Oak Ridge National Laboratory in Oak Ridge, USA getestet.

2.7.5 Konzept mit Szintillator und konischem Lichtleiter

Der Einsatz von Szintillatoren zur Neutronendetektion ist mit der Registrierung des dabei entstehenden Lichtes verbunden. Die dazu meist verwendeten Photomultiplier sind relativ teuer, so dass sie bei großflächigen Detektorsystemen einen erheblichen Anteil der Kosten bilden. Das Ziel großflächige Szintillationsdetektoren zu entwickeln ist daher immer verbunden mit einer Reduktion der zur Lichtdetektion verwendeten Fläche relativ zur Fläche der Neutronendetektion. Ein Konzept zur Reduktion der Fläche für die Lichtdetektion ist die Verwendung von konischen Lichtleitern. Dabei wird das Licht, das z. B. in einem ^6Li -Glas-Szintillator erzeugt wird, über konische Lichtleiter auf einen Multianoden Photomultiplier (MaPMT) geleitet und dort detektiert. Bei einer Flächenreduzierung von 3:1 ist es somit möglich, auch ein modulares System aufzubauen, um so großflächige Detektoren realisieren zu können. Erste Simulationen haben ein vielversprechendes Ergebnis gezeigt, die noch durch Messungen bestätigt werden müssen.

Nach Gesprächen mit Firmen, die im Bereich Lichtleiter arbeiten, wurde ziemlich schnell deutlich, welches Material im Hinblick auf die später zu erwartenden Flächen eingesetzt werden muss [75]. Es wurde ein Demonstrationsmodell, bestehend aus einem Array von 8×8 konischen Polymethylmethacrylat (PMMA; Acrylglas oder Plexiglas) Lichtleitern mit einer Flächenreduktion von 3:1 im FZJ in der Zentralabteilung für Technologie hergestellt. Eine optische Untersuchung des Array mit einer gepulsten blauen LED wurde durchgeführt. Die Ergebnisse sind zufriedenstellend. Wegen der konischen Lichtführung ist der Lichtfluss am verjüngten Ende des Lichtleiters nur ein Drittel des Lichtflusses, der am Eingang eingespeist wurde. Dies ist in vollem Einklang mit dem Satz von Liouville, wonach die Phasenraumdichte eine Erhaltungsgröße ist.

Ein grundlegender Bestandteil eines solchen Detektormoduls ist der Neutronenkonverter und es kann sowohl ein ^6Li -Glas-Szintillator mit ca. 6 000 bzw. ein $^6\text{LiF/ZnS}$ Szintillator mit maximal 160 000 Photonen pro absorbiertem Neutron eingesetzt werden. Während die Gesamtanzahl der Photonen (N_{Phot}) ein nicht zu vernachlässigender Para-

meter darstellt, ist die Abklingzeit von ~ 60 ns bzw. $\sim 1\,000$ ns von Nachteil für ${}^6\text{LiF/ZnS}$. Außerdem ist dieser Szintillator, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, nicht transparent, was Einfluss auf die Lichtverteilung hat und was die Ortsauflösung schmälert.

Auf der Neutronen zugewandten Seite ist eine Reflektorschicht aufgebracht, um einen Teil der Photonen η_{back} wieder zurück in Richtung Lichtleiter zu reflektieren. Der Szintillator sollte mit einem optischen Gel an die nächste Komponente gekoppelt werden, um Reflektionen zu vermeiden. Formel 2.1 beschreibt den Lichttransport für einen geraden Lichtleiter. Dabei ist der Winkel α der Grenzwinkel für Totalreflektion. Photonen innerhalb dieses Lichtkegels werden zum Detektor geleitet. Bei einem konischen Lichtleiter wird der Lichtkegel mit jeder Reflektion an den Wänden größer, was den Transport hemmt. Diese Verhältnisse lassen sich nicht mehr mit einfachen Formeln beschreiben. Sie können nur noch über Simulationsrechnungen erfasst werden, wo Lichtstrahlen auf ihrem Wege durch den konischen Lichtleiter verfolgt werden.

$$N_{\alpha} = N_{\text{Phot}} \cdot \left(\frac{1}{2} + \eta_{\text{back}} \right) \cdot (1 - \cos \alpha) \quad \text{Formel 2.1}$$

Mit 6 000 generierten Photonen, einem größtmöglichen Faktor für $\eta_{\text{back}} = 0,5$ und einem α von 45° erhält man ca. 1 800 Photonen für N_{α} .

Die Komponente, mit der der Szintillator optisch verbunden werden sollte, ist ein 5 mm dickes Borglas, was dazu dient, die noch nicht im Szintillator absorbierten Neutronen mit ${}^{10}\text{B}$ zu absorbieren, um so zu verhindern, dass sie über Streuung wieder in den Szintillator eindringen und dort an falscher Stelle wechselwirken. Mit diesem Prinzip wird die Ortsauflösung verbessert. Außerdem soll so das Licht wie beim Angerkameraprinzip auf die Anodenpixel verteilt werden, um mit den Photomultipliern eine Angerkamera Auslese realisieren zu können, was die Gesamtkosten reduzieren würde. Daher ist es sinnvoll, auch einen optischen Kontakt zwischen der Plexiglasmatrix und dem Borglas herzustellen. Die Plexiglasmatrix, wie sie in Abbildung 2.27 dargestellt ist, hat eine Fläche A^2 mit $64 \times 10 \times 10 \text{ mm}^2$ Pixeln und reduziert sich auf eine Fläche a^2 mit $64 \times 5,8 \times 5,8 \text{ mm}^2$ Pixeln, die der Größe der Anodenpixeln auf dem Flatpanel Photomultiplier entsprechen. Das Flächenverhältnis A^2/a^2 ist 3:1, wobei die konischen Plexiglasstäbe von je 50 mm Länge als Lichtleiter fungieren und das Licht durch Totalreflexion transportiert wird. Leider findet der Lichttransport innerhalb der Lichtleiter nicht ohne Streu- und Absorptionsverluste statt, so dass bestenfalls das Lichtverhältnis von Formel 2.2 erwartet werden darf.

$$\frac{N_{\text{Exit Phot}}}{N_{\text{Input Phot}}} = \frac{a^2}{A^2} \quad \text{Formel 2.2}$$

$$N_{\text{Input Phot}} = N_{\text{Phot}} \cdot \left(\frac{1}{2} + \eta_{\text{back}} \right) \cdot (1 - \cos \alpha) \quad \text{Formel 2.3}$$

Mit einem Brechungsindex von $n = 1,49$ bei Plexiglas kann der größte Reflexionswinkel mit $\cos(\alpha_{\max}) = 1/n$ mit $47,8^\circ$ angegeben werden. Das bedeutet, dass im Mittel ca. 200 Photonen (s. Formel 2.3) pro absorbiertem Neutron die Photokathode des Photomultipliers erreichen werden [76].

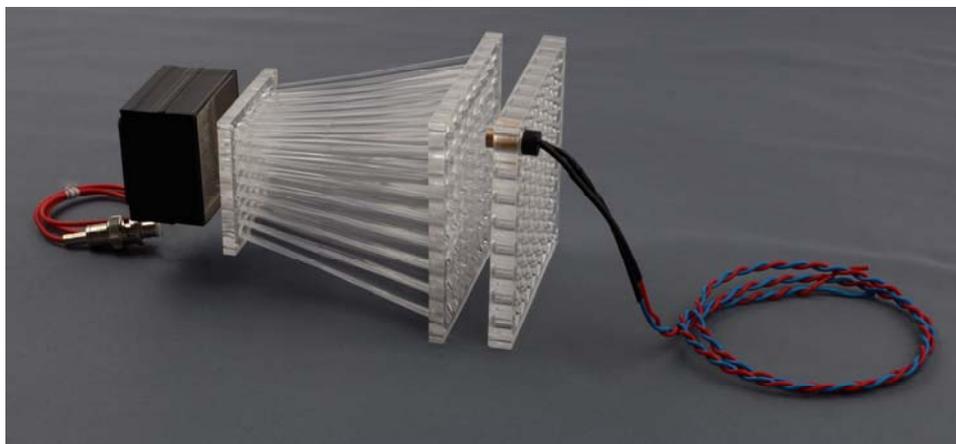


Abbildung 2.26: Bild des Lichtwellenleiter Detektors ohne Szintillator, auf der rechten Seite ist eine Matrix mit einer Leuchtdiode zum Testen der transportierten Lichtmenge, durch den in der Mitte dargestellten PMMA Lichtleiter, auf den links positionierten Flat-Panel Photomultiplier mit 64 Anodenpixeln dargestellt.

Mit einer 20 - 25 %igen Konvertierungseffizienz an der Photokathode für den Photoeffekt verbleiben dann noch ca. 40 - 50 Elektronen, die im PMT vervielfacht werden können.

Eine Konsequenz aus dieser geringen Anzahl berechneter Elektronen wird ein relativ breiter Photopeak im Pulshöhenspektrum, der aus Erfahrung in einer Größenordnung von ca. 50 % (FWHM) erwartet wird. Diese Breite wird kaum eine vernünftige Pulshöhenanalyse zulassen, um zwischen den niederenergetischen Gammas und den nachzuweisenden Neutronen unterscheiden zu können. Ein weiterer noch nicht realisierter Aufbau ist die Auslese mit z. B. einer Widerstandsmatrix der einzelnen Anodenpixel für den MaPMT, um so die Kosten für die Elektronik gering zu halten. Hiermit addiert sich zu dem detektierenden Nutzsignal auch das Rauschen und die Leckströme der anderen Anodenpixel, was nicht unbedingt die FWHM vom Photopeak schmaler werden lässt. Würde man hinter jedem Pixel einen Verstärker und eine Digitalisierungsstufe einplanen, könnte man dieses Problem umgehen und die Signale später in einem FPGA digital zusammenfassen. Das wiederum würde die Gesamtkosten des Systems sehr stark ansteigen lassen und beeinflusst die Konkurrenzfähigkeit zu anderen Systemen.

Weitere Messungen müssen zeigen, ob dieses Projekt so viel versprechend ist, wie es die ersten Einschätzungen gezeigt haben. Jedoch sollte es für einen mittelgroßen Detektor immer eine Alternative darstellen. Wie im Abbildung 2.26 zu sehen ist, werden bereits Vorbereitungen getroffen, weitere Tests mit den Lichtleitern in Kombination mit einem MaPMT durchzuführen und das System weiter zu optimieren.

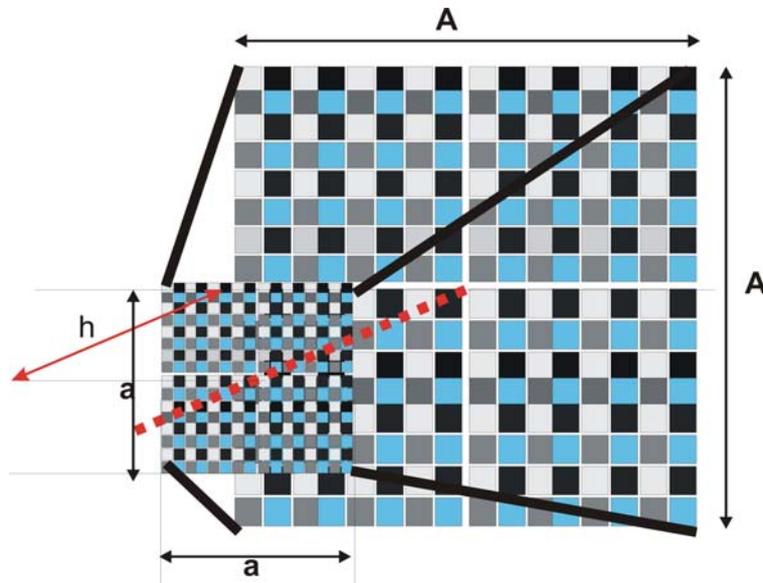


Abbildung 2.27: Schematische Darstellung der Reduktion von der Fläche A^2 mit $10 \times 10 \text{mm}^2$ Pixeln auf die kleinere Fläche a^2 mit $5,8 \times 5,8 \text{mm}^2$ Pixeln

2.7.6 General Materials Powder Diffraction Detektor Konzept

Der GEM Detektor (General Materials Powder Diffraction) wurde im Jahr 1999 an der gepulsten Quelle ISIS am STFC Rutherford Appleton Laboratory (RAL) in Betrieb genommen und bis zum Jahre 2003 mit allen Detektormodulen (s. Abbildung 2.28) erweitert. Diese Detektormatrix besteht aus 7 270 Einzelementen, die in insgesamt 86 Modulen verbaut wurden. Mit den gesamten Detektormodulen wird ein Raumwinkel von bis zu $169,3^\circ$ um die Probe abgedeckt. Mit dem GEM Detektor hat man die Möglichkeit, Proben mit einem hohen Neutronenfluss und einer hohen Ortsauflösung zu vermessen und die Struktur von ungeordneten Materialien und Pulverkristallen zu analysieren.

Bei den Detektormodulen wurde ein lichtintensiver Szintillator verbaut, um möglichst viele Photonen in einer transparenten Fiber zum Photomultiplier zu transportieren. Hierfür wurde der $^6\text{LiF/ZnS}$ Szintillator angeordnet in V-förmiger Struktur ausgesucht, der mit seinem maximal 160 000 Photonen für ein absorbiertes Neutron genügend Licht an der Stirnfläche der Fiber zur Verfügung stellt. Die Fibern selber werden im Zentrum der V-Struktur so platziert, dass der Akzeptanzwinkel der Fiber an der Stirnfläche eine

möglichst große Anzahl an Photonen zulässt, die dann innerhalb der Fiber Richtung Photomultiplier transportiert werden.



Abbildung 2.28: Diese Darstellung zeigt ein Detektormodul von einem GEM Detektor. Im Vordergrund sieht man den Szintillator, gekoppelt und Lichtleiter, die dann auf die hinten im Bild angeordneten Photomultiplier geführt werden.

Wie in der Abbildung 2.29 dargestellt, werden die Fibern über ein spezielles Kodierverfahren mit den einzelnen Photomultipliern zum Nachweis der Photonen gekoppelt [77],[78]. Durch dieses Kodierverfahren ist es möglich, eine große Anzahl von Fibern zur Bestimmung der Ortsinformation, mit einer relativ geringen Anzahl an Photomultipliern auszulesen. Durch den Code

$${}^x C_n = \frac{!n}{!(n-x) \cdot !n}$$

wird durch die Anzahl der Photomultiplier n und die Anzahl der gewünschten Kodierung x der Fibern mit den Photomultipliern, die Gesamtmenge von möglichen auszulesenden Fibern bestimmt [79]. Die Photomultiplier selber müssen eine hohe Verstärkung haben, da die Anzahl der ankommenden Photonen an der Photokathode sehr gering ist.

Der Gesamt-Detektor ist in Abbildung 2.30 schematisch dargestellt. Die einzelnen Detektormodule sind rund um den silberfarbigen Probenort in der Mitte angeordnet, um so einen großen Streuwinkel von der Probe abzudecken. Die Probenkammer besteht aus Edelmetall und ist für einen Druck von bis zu 10^{-6} mbar mit einem Volumen von $1,3 \text{ m}^3$ ausgelegt. Der gesamte Detektor ist von einer Abschirmung aus Stahl und Paraffin umgebaut.

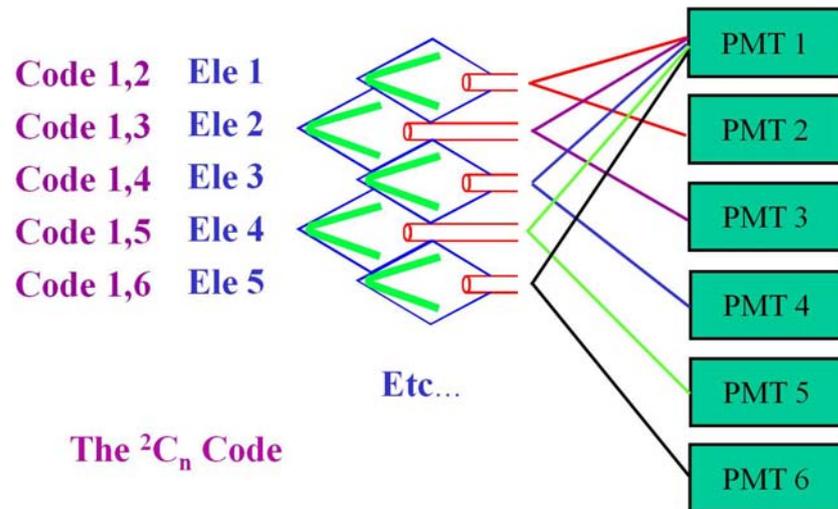


Abbildung 2.29: In dieser Darstellung ist die Auslesekodierung (2C_n) der Einzelemente über die Fibern schematisch dargestellt.

Mit dem beschriebenen Kodierverfahren und der Anordnung der einzelnen Module, erreicht der Detektor eine Ortsauflösung von 3 – 5 mm und eine Detektionseffizienz von 50 % bei einer Wellenlänge von 1 Å.

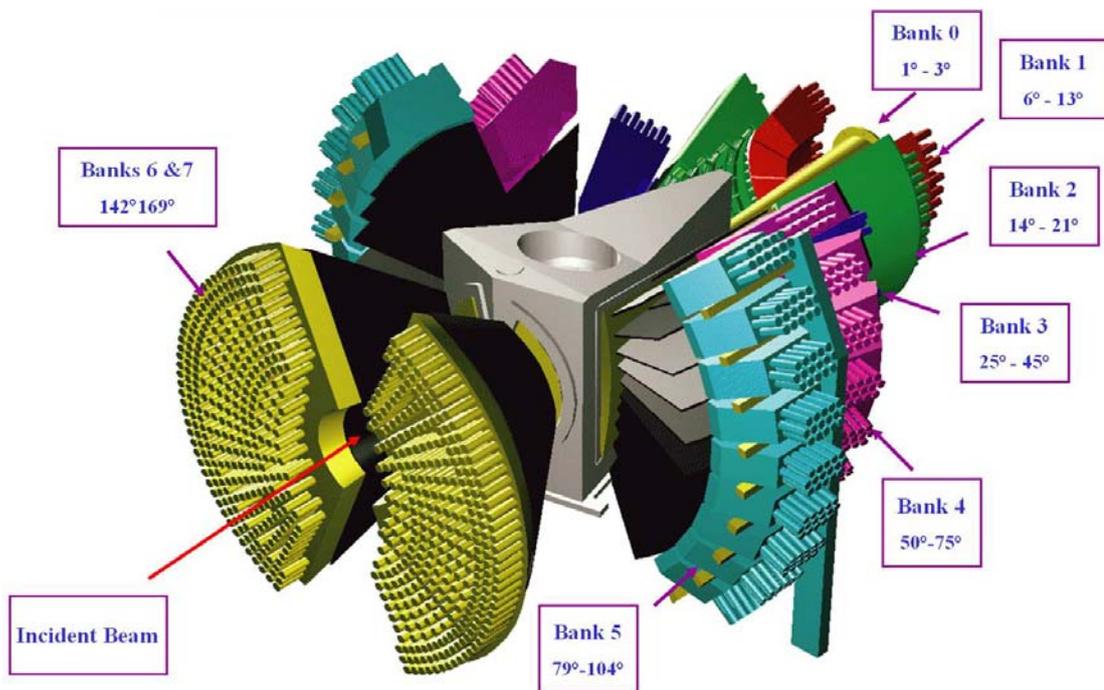


Abbildung 2.30: In dieser Darstellung ist die Anordnung der einzelnen Detektormodule rund um den Probenort am POWGEN Experiment schematisch dargestellt.

3 Konzept und Aufbau eines Szintillationsdetektors für POWTEX

Beim POWGEN Instrument an der SNS kommt ein Konzept für großflächige positionsempfindliche Detektoren zum Einsatz, das auf einem Szintillationsdetektor basiert, bei dem die Reduktion der aktiven Detektorfläche zur Fläche der Lichtdetektion über Wave-Length-Shifting Fiber (WLSF) erreicht wird. Das Konzept und der Aufbau eines solchen WLSF-Szintillationsdetektors werden in diesem Kapitel vorgestellt. Im letzten Abschnitt wird zusätzlich auch die Realisierung dieses Detektortyps am POWGEN Instrument beschrieben.

3.1 Aufbau und Funktionsweise

Der prinzipielle Aufbau eines positionsempfindlichen WLSF-Szintillationsdetektors zur Neutronendetektion ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Das auftreffende Neutron wird im Szintillator eingefangen, wodurch dort Licht emittiert wird. Unterhalb

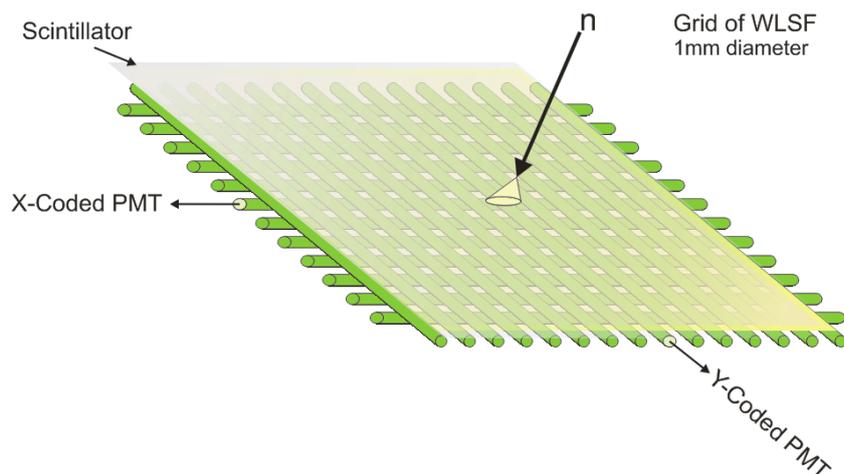


Abbildung 3.1: Szintillator mit orthogonaler Anordnung der beiden Faser-Ebenen. Das absorbierte Neutron erzeugt einen Lichtkegel auf den Faser-Ebenen, der teilweise eingefangen wird und dann über Koinzidenzbedingungen eine Bestimmung des Ortes erlaubt.

des Szintillators befindet sich eine orthogonale Anordnung von wellenlängenschiebenden Fasern, die Teile des erzeugten Lichtes absorbiert und mit einer geänderten Wellenlänge wieder isotrop emittiert. Durch die Änderung der Wellenlänge wird in der Faser für einen begrenzten Winkelbereich die Bedingung der Totalreflexion erfüllt, so dass einige Photonen in der Faser verbleiben. Diese Photonen werden entlang der Faser transportiert und können über die Photokathode eines Photomultipliers nachgewiesen werden. Durch die orthogonale Anordnung der Fasern kann man dann den Ort bestimmen, an dem das Neutron im Szintillator absorbiert wurde.

3.2 Eigenschaften der Detektorkomponenten

Für den Nachweis eines Neutrons mit einem ortsauflösenden Flächendetektor ist es erforderlich, dass das emittierte Licht auf zwei Multiplier bzw. zwei Pixel des Multianoden Photomultipliers verteilt wird, damit über Koinzidenzbildung der Ort des absorbierten Neutrons bestimmt werden kann. Die Verteilung geschieht über WLS Fasern, die auf zwei Ebenen jeweils in X- und Y-Richtung verlaufen und die das in der Wellenlänge von blau nach grün geänderte Licht zu einem PMT transportieren. Untersuchungen haben gezeigt, dass nur ein kleiner Anteil der emittierten Photonen die Photokathoden erreicht und dass nur wenige Photoelektronen entstehen. Zudem müssen die generierten Photoelektronen in unterschiedlichen Zeitfenstern in der Elektronik gesammelt werden, um eine Unterscheidung zwischen Rauschereignissen, Gamma- und Neutronen-Lichtblitzen aus dem Szintillator unterscheiden zu können.

3.2.1 Szintillator

Wie schon in Kapitel 2 beschrieben, ist Li-Glas ein bewährter Szintillator im Bereich der Detektion thermischer Neutronen. Er ist robust, transparent und emittiert Licht mit einer Wellenlänge, die für die Detektion mit Photomultipliern sehr geeignet ist. Zudem lässt sich eine ausreichende Nachweisempfindlichkeit bis hin zu kleinen Wellenlängen der Neutronen über die Dicke des Szintillators einstellen und die Gamma-Empfindlichkeit kann über eine Pulshöhendiskriminierung niedrig gehalten werden. Mit einer Lichtausbeute von ca. 6 000 Photonen pro absorbiertem Neutron ist allerdings ein Einsatz bei einem WLSF-Szintillationsdetektor fraglich, da nur ein Bruchteil des Lichtes über die wellenlängenschiebenden Fasern zum Photomultiplier gelangt.

Ein Szintillator mit einer höheren Lichtausbeute basiert auf einer Mischung von angereichertem ${}^6\text{LiF}$ oder ${}^{10}\text{B}$ mit ZnS-Phosphor. Bei einem solchen Szintillator geben die bei der Absorption des Neutrons durch ${}^6\text{Li}$ oder ${}^{10}\text{B}$ erzeugten Sekundärteilchen ihre

Energie im Phosphor ab und führen dort zu angeregten Zuständen, die eine Lichtemission hervorrufen. ${}^6\text{Li}$ hat den Vorteil, dass die Reichweite der Ionen von einer ${}^6\text{Li}(n,{}^3\text{H}){}^4\text{He}$ Reaktion zehnmal höher ist, als die Reichweite eines Alphas von einer ${}^{10}\text{B}(n,{}^4\text{He}){}^7\text{Li}$ Reaktion. Der Nachteil ist, dass der Absorptionsquerschnitt nur ein Viertel von ${}^{10}\text{B}$ ist (s. Abbildung 3.2). Dennoch hat sich die Verwendung von ${}^6\text{Li}$ als Absorbermaterial als vorteilhaft erwiesen.

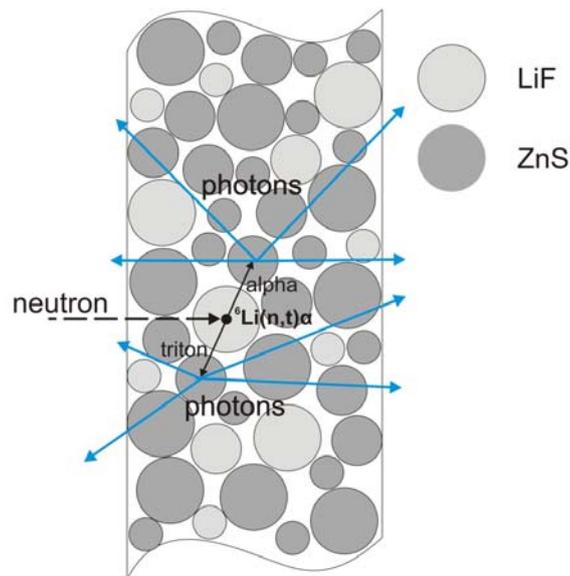


Abbildung 3.2: Diagramm eines LiF/ZnS Szintillationsprozess. Ein Neutron reagiert mit einem ${}^6\text{Li}$ im LiF und ein Triton und Alpha entstehen. Erreichen die beiden Teilchen ein ZnS Korn, entstehen bis zu 160 000 Photonen.

Wie in Abbildung 3.3 dargestellt ist, hat das emittierte Licht bei einer Dotierung mit Silber ein Maximum bei einer Wellenlänge von ~ 450 nm emittiert und dabei werden maximal ca. 160 000 Photonen für ein absorbiertes Neutron erzeugt [80]. Andere Aktivierungen des ZnS, wie z. B. das meist verwendete kupferaktivierte Zinksulfid (ZnS: Cu) oder das mit Kupfer und Magnesium aktivierte Zinksulfid (ZnS: Cu, Magnesium) emittieren blaugrünes bzw. gelb-oranges Licht, das für die Anwendungen mit Wellenlängenschiebern nicht geeignet ist.

Die Herstellung dieses Szintillators erfolgt durch Mischen von LiF- und ZnS-Körnern mit einem Binder und anschließender Formung bzw. Pressung bei hohen Temperaturen. Die verwendeten Korngrößen liegen dabei im Mittel bei 1 - 2 μm für LiF und bei 5 - 10 μm für ZnS [81]. Ein Nachteil dieses Szintillators sind die stark unterschiedlichen Brechungsindizes von LiF, ZnS und dem Binder. Während die zur Anwendung kommenden Binder typischerweise einen Brechungsindex von ungefähr 1 haben, besitzen LiF und ZnS bei 489 nm Brechungsindizes von 1,39 bzw. 2,36 [82]. Dadurch wird das

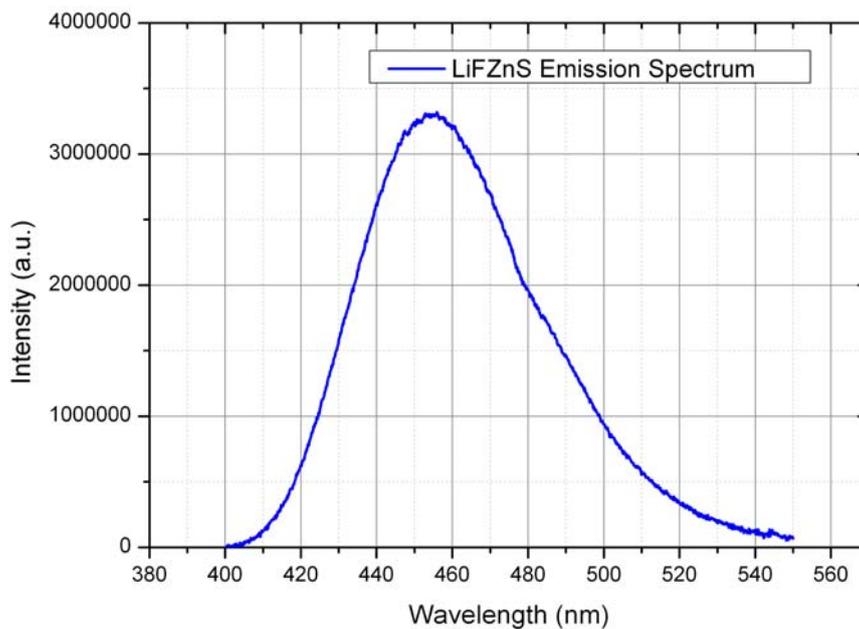


Abbildung 3.3: Emission Spektrum eines ${}^6\text{LiF/ZnS:Ag}$ Szintillator

emittierte Licht innerhalb des Szintillators stark gestreut, was den Szintillator intransparent macht. Demzufolge werden auch keine kommerziellen LiF/ZnS-Szintillatoren hergestellt, die dicker als $\sim 450 \mu\text{m}$ sind bzw. Massenbelegungen von mehr als 25 mg/cm^2 haben. Erhältliche Standard Mischungsverhältnisse des Szintillators sind 1:4:1 bzw. 1:2:1, wobei sich die Angaben auf die Gewichtsprozentage von ${}^6\text{LiF:ZnS:Binder}$ beziehen [83].

In Abbildung 3.4 ist eine Berechnung der Absorptionseffizienz des LiF/ZnS:Ag Szintillators bei $450 \mu\text{m}$ Dicke in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Neutronen und dem Mischungsverhältnis dargestellt. Wie man erkennen kann, liegt die Absorption bei dem für POWTEX relevanten Wellenlängenbereich von $1 - 1,5 \text{ \AA}$ beim Mischungsverhältnis 1:4:1 zwischen 24,1 und 33,8 % und für 1:2:1 zwischen 30,1 und 41,6 %.

Eine Erhöhung der Absorptionseffizienz kann man erreichen, indem man den Szintillator V-förmig in einem Winkel von ca. 60° anordnet, um dadurch den Absorptionsquerschnitt zu den senkrecht einfallenden Neutronen zu erhöhen (s. Abbildung 3.5). Die Firma Applied Scintillation Technologies bietet einen solchen Szintillator, der auf einem Trägermaterial wie z. B. Aluminium aufgebracht ist, an.

Werden die Mischungsverhältnisse verändert, indem man z. B. weniger ${}^6\text{LiF}$ mit beimischt, hat man eine geringere Neutronen Absorptionseffizienz, dafür können aber eventuell im Mittel mehr Photonen den Szintillator verlassen, weil sie durch weniger ${}^6\text{LiF}$ Körner absorbiert werden. Im Gegenzug, wenn man die Anzahl der ${}^6\text{LiF}$ Körner vergrößert, hat man eine höhere Neutronenabsorption, aber es verlassen weniger Photo-

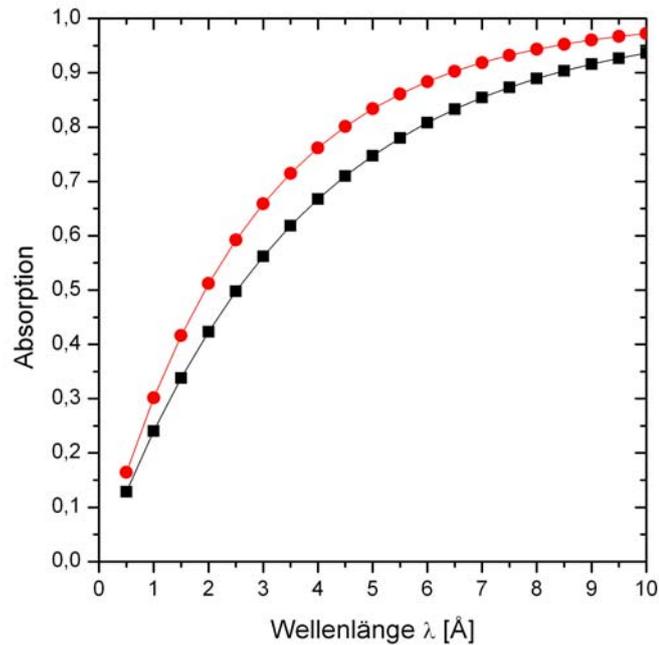


Abbildung 3.4: Absorptionseffizienz des LiF/ZnS:Ag Szintillators bei einer Dicke von 450 μm und verschiedenen Mischungsverhältnissen

nen den Szintillator, weil das Licht von den ${}^6\text{Li}$ Atomen absorbiert wird und somit die Photonen den Szintillator nicht mehr verlassen können.

Eine andere charakteristische Eigenschaft ist die kurze Abklingzeit der Lichtemission von nachgewiesenen Gammas, die in der Größenordnung von einigen 10 ns liegt bzw. für absorbierte Neutronen bei 1 - 10 μs inklusive Nachleuchten (Afterglow). Aufgrund dieses langen Afterglow von bis zu 10 μs ergibt sich daraus die kleinste Zeitauflösung (<100 kHz) zur Separierung von zwei aufeinander folgenden absorbierten Neutronen in der Elektronik. Diese Zahl ist vergleichsweise mit anderen Szintillatoren sehr hoch, aber ein großer Vorteil in Bezug auf die Unterscheidung von Gammas und Neutronen. Diese

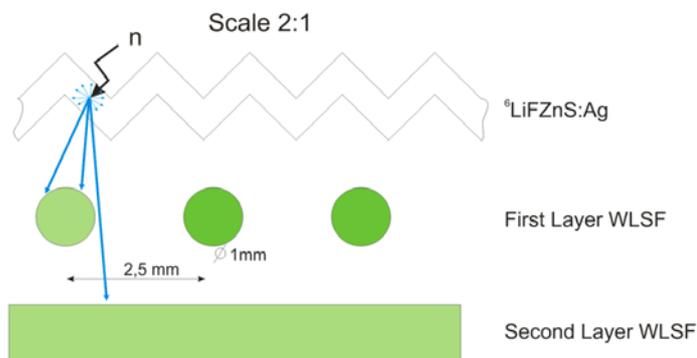


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der Fibern in X- und Y-Richtung mit einem ${}^6\text{LiF/ZnS}$ Szintillator in V-Struktur als Lichtquelle

können aufgrund der großen Differenz in der Abklingzeit sehr gut separiert werden, welches für ein Beugungsexperiment wie POWTEX sehr vorteilhaft ist und so eine geringe Gammasensitivität besitzt.

3.2.2 Wave-Length-Shifting Fiber

Wellenlängenschieber bestehen aus Polymethylmethacrylat (PMMA), welches auch Acrylglas oder Plexiglas genannt wird. Sie sollen das emittierte Licht des Szintillators absorbieren und in einer längeren Wellenlänge wieder emittieren. Wellenlängenschieber können entweder direkt als Additiv mit in den Szintillator beigemischt oder aber als externer Lichtleiter genutzt werden [84]. Benutzt man sie als externen Lichtleiter gibt es heute verschiedene Verfahren, das Licht, das in der Fiber emittiert wird, optimal weiter zu leiten. Eine Möglichkeit besteht darin, dass man ein äußere Hülle, ein sogenanntes Cladding, anbringt, die einen kleineren Brechungsindex als der Kern besitzt. Es gibt auch Fibern, die ein Multi-Cladding realisieren, bei denen dann wiederum die zweite äußere Schicht einen kleineren Index aufweist als die mittlere Schicht (s. Abbildung 3.6 [85]). An dieser Cladding Schicht wird dann wiederum ein Teil des Lichts zurück reflektiert und so dann weiter im Kern transportiert.

Das Single-Cladding ist der Standard Typ, der heute eingesetzt wird. Allerdings haben Multi-Cladding Fibern eine 50 % höhere Lichtausbeute als die Single Cladding Fibern wegen des höheren Lichttransports.

Die prinzipielle Funktion und der Akzeptanzwinkel von Single- und Multi-Cladding Fibern sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung ist die Single Cladded Fiber mit ihren Akzeptanzwinkeln dargestellt unter denen ein Photon absorbiert und dann weiter in der Fiber in Richtung Stirnflächen transportiert wird. Da es nur ein Cladding mit dem entsprechenden Brechungsindex gibt, werden weniger Photonen

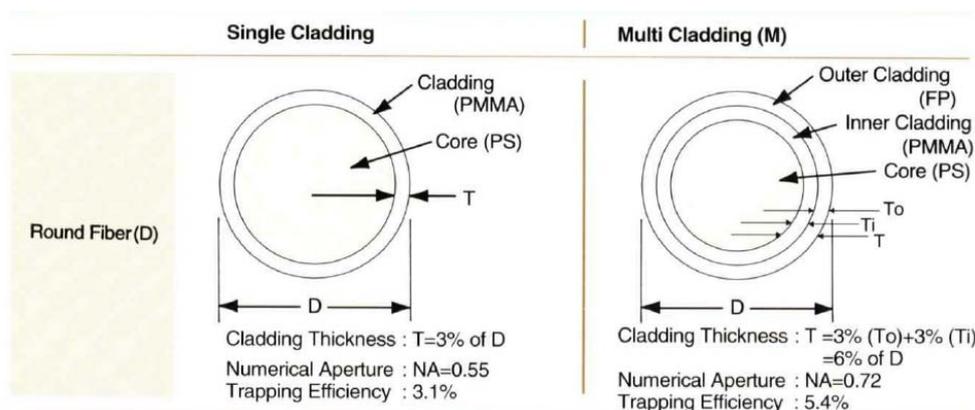


Abbildung 3.6: Querschnitt von Wellenschiebern mit Single- und Multi-Cladding mit Bemaßung

zur Stirnfläche geleitet als beim Multi-Cladding. Beim Multi-Cladding sind die Akzeptanzwinkel dementsprechend größer und somit kann mehr Licht zu den Stirnflächen transportiert werden.

Die Zahl der Photonen, die durch eine wellenlängenschiebende Fiber eingesammelt und zum Photomultiplier transportiert werden, berechnet sich zu:

$$n = N_{\text{Phot}} \cdot \eta_{\text{abs}} \cdot \eta_{\text{konv}} \cdot \omega_{\text{trap}} \cdot \eta_{\text{loss}}$$

Dabei stellt N_{Phot} die Zahl der emittierten Photonen des Szintillators dar. η_{abs} ist der Photonenanteil, der in einer Fiber absorbiert wird, wobei jeweils ein angeregter elektronischer Zustand generiert wird. η_{konv} beschreibt den Anteil angeregter Zustände, die unter Lichtemission in den Grundzustand gelangen. Die entstandenen länger welligen Photonen haben innerhalb der Fiber beliebige Richtungen. Ein kleiner Teil der Photonen wird durch Totalreflexion an der Grenzfläche des Fiber Core und Fiber Cladding reflektiert und dadurch „getrappt“. Der relative Raumwinkel ω_{trap} , unter dem sich Photonen in Abbildung 3.7 in eine der beiden axialen Richtungen bewegen, ist gegeben durch

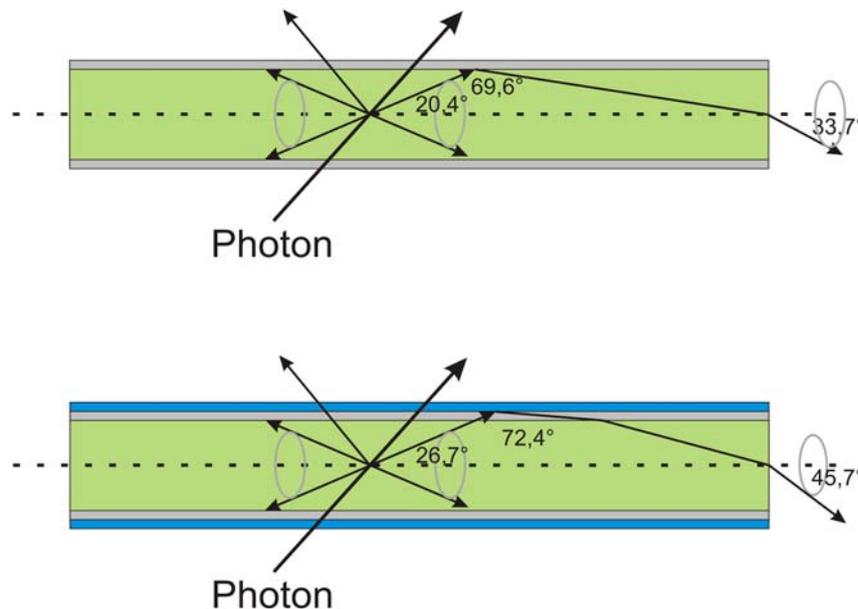


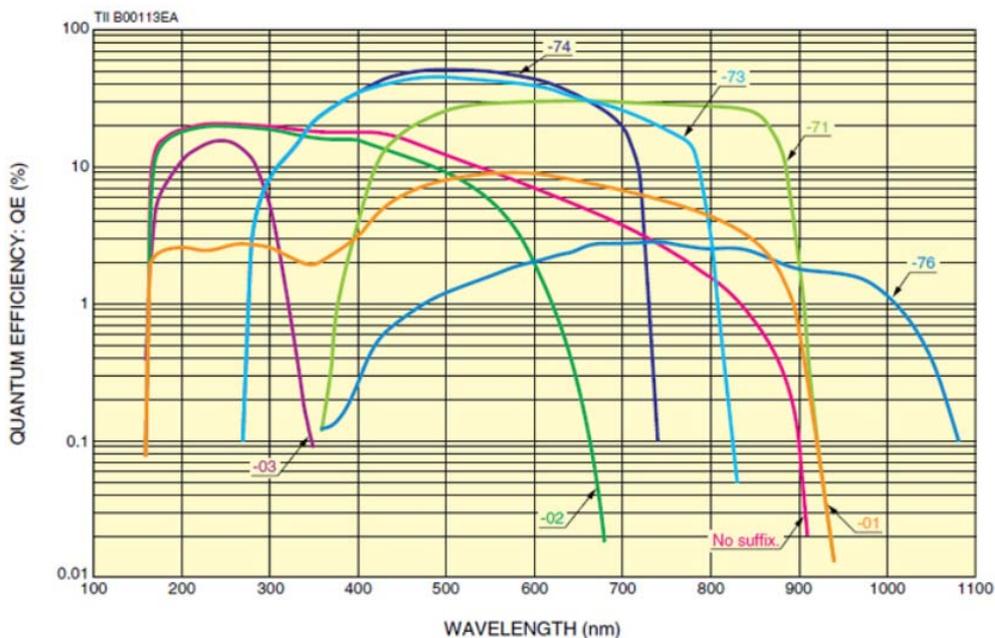
Abbildung 3.7: Cladding und Lichttransport Mechanismus in einer Single Cladding Faser oben und einer Multi-Cladding Faser unten dargestellt. Nur bestimmte Akzeptanzwinkel können angenommen werden, ansonsten verlässt das Photon die Faser wieder.

$$\omega_{\text{trap}} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\alpha_c} 2\pi \sin(\alpha) d\alpha = \frac{1}{2} (1 - \cos(\alpha_c)) = \frac{n_{co} - n_{cl}}{2n_{co}} = 3,14 \%$$

Alle anderen Strahlen außerhalb dieses Raumwinkels ($26,7^\circ$) verlassen die Fiber. Formal wird für den weiteren Transport der „getrapten“ Photonen noch ein η_{loss} eingeführt, durch den Verluste durch Krümmung der Fiber, Fehlstellen an der Oberfläche und Absorption auf dem langen Lichtweg in der Fiber angegeben werden.

3.2.3 Photomultiplier

Bei einem Photomultiplier werden die auftreffenden Photonen mittels Photoeffekt an der Photokathode absorbiert, wobei Elektronen ausgelöst werden. Die Photokathode besteht aus auf einem Glsträger abgeschiedenem photoaktivem Halbleiter, welche sich in semitransparente (Transmissionsphotokathode) und opake Photokathoden (Reflektionsphotokathoden) einteilen lassen (s. Abbildung 3.8 [86]). Bei semitransparenten Photokathoden wird eine dünne Schicht von einigen zehn nm auf die Innenseite



Suffix	Photocathode	Input Window
-71	GaAs	Borosilicate Glass
-73	Enhanced Red GaAsP	Borosilicate Glass
-74	GaAsP	Borosilicate Glass
-76	InGaAs	Borosilicate Glass
Non	Multialkali	Synthetic Silica
-01	Enhanced Red Multialkali	Synthetic Silica
-02	Bialkali	Synthetic Silica
-03	Cs-Te	Synthetic Silica

Notes:
The sensitivity at short wavelength changes with typical transmittance of window materials.
Gate operation types may have slightly lower sensitivity in the ultraviolet region.

Abbildung 3.8: Darstellung von unterschiedlichen Kathodenmaterialien für verschiedene Wellenlängen in Abhängigkeit ihrer Quantenausbeute in %. Die Grafik zeigt die unterschiedlichen Materialien in verschiedenen farblichen Darstellungen mit der Tabelle als Agenda.

des Eintrittsfensters aufgebracht, wo die von der gegenüberliegenden Seite eintreffenden Photonen konvertiert werden. Der Nachteil von opaken Photokathoden ist, dass sie nur in kleinen Flächen hergestellt werden können. Die Konversion von Photonen in Elektronen geschieht durch das Auftreffen des Photons auf eine ca. 1 μm dicke Schicht auf der Metallelektrode, die innerhalb des Photomultiplier angeordnet ist und dann die Elektronen emittiert. Die opake Kathode reflektiert die Elektronen, während die Semi-transparente transmittiv arbeitet und auch die am meist benutzte Photokathode ist, weil Flächen bis zu 200 mm Durchmesser möglich sind. Auch das Fenstermaterial kann die spektrale Empfindlichkeit sehr stark beeinflussen und es dient auch als Trägermaterial für die Transmissionsphotokathode. Für die meisten Anwendungen wird ein Borsilikat Glas verwendet, welches transparent für Wellenlängen bis hin zu 300 nm ist [87].

Durch ein elektrisches Feld zwischen Anode und Kathode, welches über Dynoden unterteilt ist, werden die Elektronen beschleunigt und vervielfacht, wie in Abbildung 3.9 schematisch dargestellt [86]. Dynoden bestehen z. B. aus Beryllium- (BeO) oder Magnesiumoxid (MgO) welche auf eine Dynode aus Nickel dünn aufgebracht werden. Durch das Auftreffen eines Primärelektrons werden dann n Sekundärelektronen emittiert. Der Verstärkungsfaktor $A = S^n$ wird durch den Sekundärelektronenkoeffizient S bestimmt, der angibt, wie viele Elektronen (n) pro Dynode freigesetzt werden. Somit kann man eine Vervielfachung von bis zu $10^4 - 10^8$ Elektronen erreichen, die jedoch eine unterschiedliche Laufzeit haben und somit die Zeitauflösung des erfassten Signals verschlechtern, welche typischerweise in einer Größenordnung von einigen ns bis einigen 10ns liegen. Eine Optimierung der Effizienz zwischen den angebotenen Photonen in konvertierte Elektronen, die sogenannte Quantum Efficiency (QE) kann erreicht werden, in dem man eine entsprechend der benötigten Wellenlänge sensitiven Photokathode auswählt.

$$QE = \frac{\text{Anzahl der Photoelektronen}}{\text{Anzahl der Phtonen}} \cdot 100 \%$$

Die Quantenausbeute ist das Verhältnis von konvertierten Photonen in Elektronen und ist sehr stark von dem Photokathodenmaterial abhängig. Idealerweise wäre die QE 100 %, aber durch die vorher genannten Gründe werden Werte zwischen 20 – 30 % erreicht. Typischerweise rechnet man mit 25 % um erste Abschätzungen treffen zu können. An der Anode eines Photomultiplier werden die durch die kaskadiert angeordneten Dynoden und vervielfachten Sekundärelektronen gesammelt und stellen somit einen Stromimpuls für eine externe Schaltung zur Verfügung. Die Sekundärelektronen pro einfallendes Primärelektron der Einzeldynoden, sind durch ihren Aufbau Schwankung unterworfen.

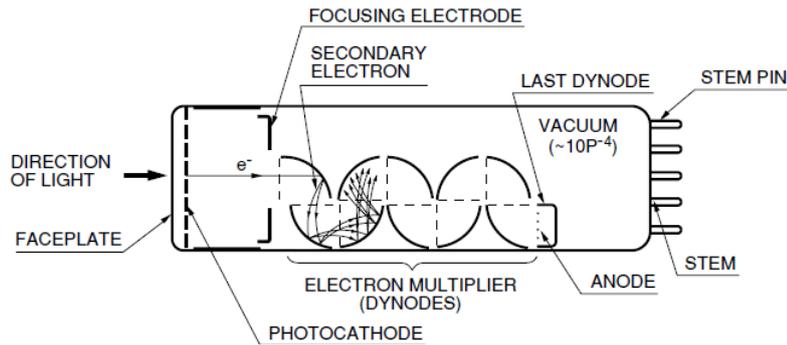


Abbildung 3.9: Prinzipieller Aufbau eines Photomultiplier, bestehend aus einem Glasgehäuse mit Photokathode, Dynoden und der Anode.

$$\delta = \frac{\text{Anzahl der emittierten Sekundärelektronen}}{\text{Anzahl der Primärelektronen}}$$

Daraus ergibt sich, dass die Verstärkung auch ein statistischer Prozess ist. Der Spannungsunterschied zwischen den Dynoden ist typischerweise 100 V, jedoch abhängig von der Gesamtanzahl der Dynoden und der angelegten Spannung. Die Gesamtverstärkung G wird bestimmt durch die Anzahl n , der Dynoden δ und einem Faktor α , welches der geometrie- und materialabhängige Dynodenkoeffizient ist. Näherungsweise ist der letzte Faktor 1.

$$G = \alpha \cdot \delta^n$$

Für viele Anwendungen ist der Dunkelstrom ein wichtiges Kriterium. Dunkelstrom entsteht hauptsächlich durch die spontan thermisch ausgelösten Elektronen an der Photokathode. Es können aber auch Leckströme der einzelnen Dynoden mit zum Dunkelstrom beitragen. Diesen Dunkelstrom kann man z. B. durch Kühlen mit Trockeneis reduzieren, da er temperaturabhängig ist. Der Dunkelstrom kann Einfluss auf das Signal nehmen, wenn der PMT im „Current Mode“ betrieben wird. Werden z. B. 10^3 Elektronen statistisch aus der Photokathode herausgelöst und geht man von einer Verstärkung G mit 10^6 aus, berechnet sich der Dunkelstrom mit

$$I_{\text{dunkel}} = 10^3 / \text{s} \cdot 10^6 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{A} \cdot \text{s}) = 160 \text{ pA}$$

Dieser Dunkelstrom ist ein Teil des Rauschsignals und hat Einfluss auf die Messgenauigkeit, wenn man mit einer geringen Anzahl von Photonen/Elektronen ein Messsignal erfassen muss.

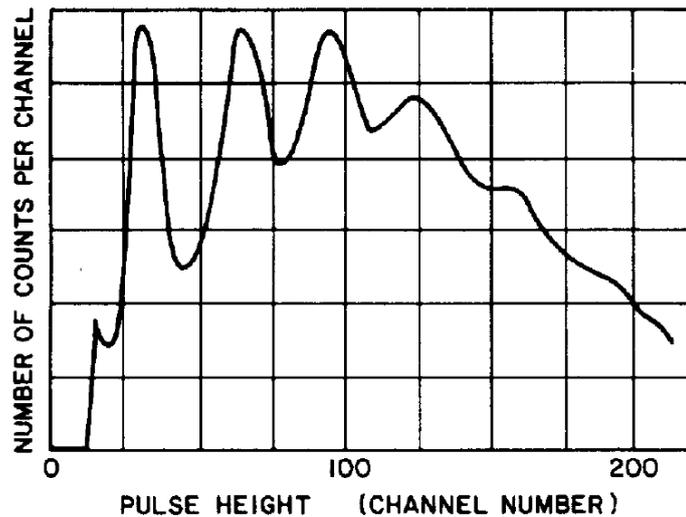


Abbildung 3.10: Pulshöhen Spektrum, welches sehr gut separiert den Einzel- (links), Doppel- (zweiter von links) bis hin zu Fünf Elektronen Peak zeigt mit einer GaP:Cs Dynode.

Mit wenigen Photomultiplier Typen ist auch ein Single Elektron Peak zu messen. Wird eine Photokathode mit so wenig Licht beleuchtet, dass nur einzelne Photonen an der Photokathode konvertieren und dieser zeitliche Abstand größer ist als die Zeit der Ladungsintegration an der Anode, so erhält man ein Single Elektron Spektrum wie in Abbildung 3.10 dargestellt [88]. Daraus kann man die Energieauflösung für den Nachweis von Einzelphotonen bestimmen. Der Single Elektron Peak kann auch zur Energieeichung heran gezogen werden, womit man eine hinreichend genaue Anzahl von ausgelösten Photonen ermitteln kann, wenn man die Quantenausbeute von typischerweise 25 % berücksichtigt. Das ist mit der guten Linearität im Bereich von Einzelphotoelektronen bis hin zu einigen 1 000 Photoelektronen eines PMT begründet und somit korreliert der Ausgangsimpuls mit der Anzahl der ausgelösten Photoelektronen.

3.3 Pulverdiffraktometer Detektor

Im Jahre 1995 wurden zum ersten Mal Studien eines neuen WLSF-Detektors veröffentlicht. Basierend auf einem ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}:\text{Ag}$ Szintillator und einer orthogonalen Fiber Anordnung (siehe Abbildung 3.11 [89]) konnte die Machbarkeit solcher Detektoren für die Detektion von Neutronen demonstriert werden.

In den folgenden Jahren wurde diese Idee bei der Auswahl von Detektoren für die Instrumente an der SNS weiter verfolgt und schließlich als Detektorkonzept für das Pulverdiffraktometer (POWGEN) am ORNL Mitte 2006 ausgewählt und gebaut [90].

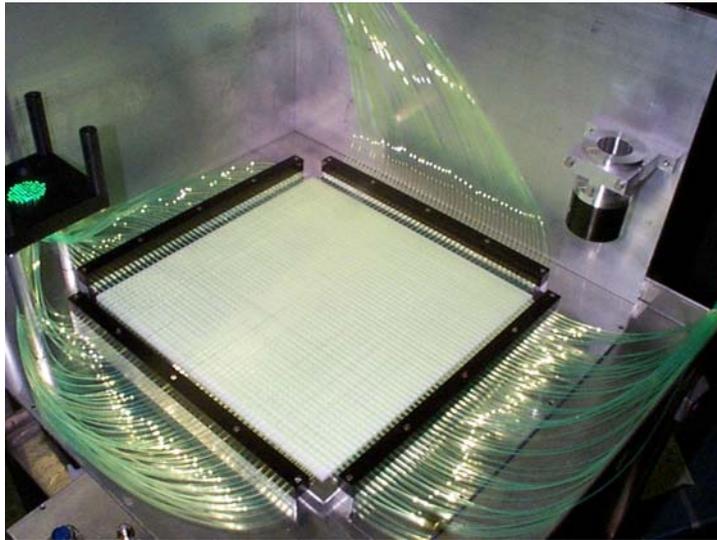


Abbildung 3.11: Gekreuzte Fasern die über dem „weißen“ Szintillator angeordnet sind und mit den über Kreuz angeordneten Photomultiplier in Koinzidenz ausgelesen werden.

Bei dem POWGEN Detektoraufbau war ein Kriterium, dass schmale aber ziemlich lange Pixel von ca. 6 mm Breite und 40 – 100 mm Länge, mit einer Effizienz von 50 % bei 1 Å gemessen werden können. Ein Verfahren, das am GEM-Pulverdiffraktometer, welches an ISIS am Rutherford Laboratory in England eingesetzt wird, benutzt Fasern zum Lichttransport. Das Licht eingefangen über die Faserenden und erzeugt von einem ${}^6\text{LiF/ZnS}$ Szintillator, wird in den Fasern zu den Photomultipliern transportiert, die in Koinzidenz geschaltet sind, um so den Ort des zu messenden Neutron zu ermitteln. Weil das Licht nur durch die Faserenden gesammelt wird, ist der Wirkungsgrad aufgrund des Akzeptanzwinkels der Stirnfläche sehr gering. Durch die Verwendung von Saint Gobin WLS-Fasern (BCF91A), die orthogonal unter einem Szintillator angeordnet wurden, hat man an POWGEN eine bessere Lichtausbeute erreicht, indem das blaue Licht an einer grösseren Faseroberfläche absorbiert und als grünes Licht wieder emittiert wird. Durch deren Einsatz, gekoppelt an mehrere Photomultiplier, und eines Kodiervorgangens wie in Abbildung 3.12 schematisch dargestellt ist was ähnlich dem ist welches am Rutherford Laboratory in England eingesetzt wird, erhält man so eine Ortsauflösung von 5 mm x 50 mm.

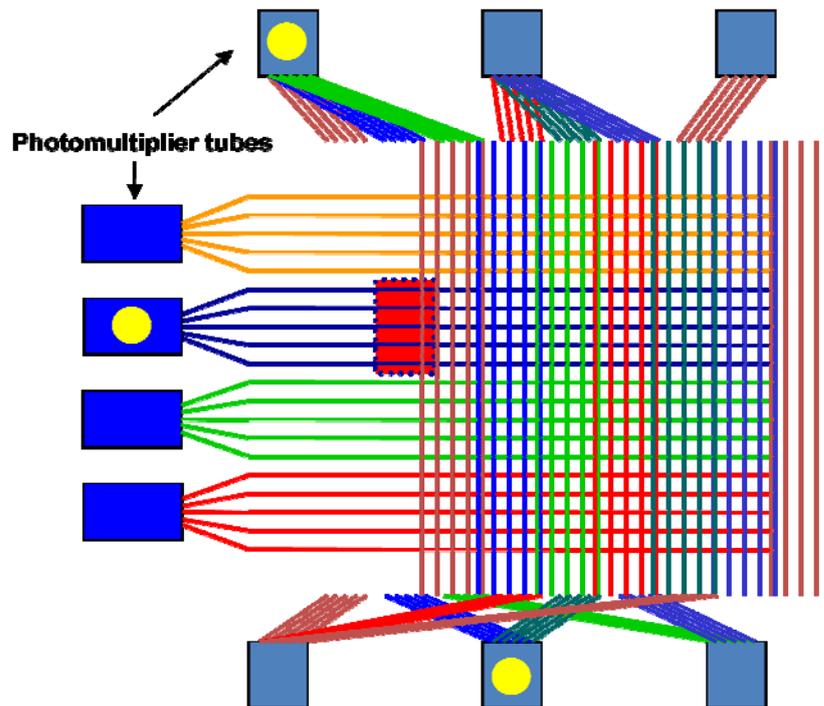


Abbildung 3.12: Das ORNL Prinzip mit kodierter Auslese in X- und Y- Richtung und insgesamt 28 Photomultipliern. Das rot dargestellte Rechteck deutet die Größe der Ortsauflösung an.

Um eine Detektorfläche von bis zu 47 m^2 zu erreichen, wurde ein modularer Aufbau gewählt. Die Fiberauslese für ein Modul von $772 \times 386 \text{ mm}^2$ erfolgt mit 28 Photomultipliern. Die Eventdetektion erfolgt durch das Zählen einzelner Photonen, indem man die Diskriminatorschwelle für jeden einzelnen PMT knapp über den des Rauschpegels einstellt, alle darüber liegenden Pulse zählt und dann später analysiert.

Die Unterscheidung zwischen Neutron und Gamma wird anhand der unterschiedlichen Abklingzeiten im Szintillator möglich. Bei der kompakten Ausleseelektronik werden 300 MHz Diskriminatoren eingesetzt und in einem Field-Programmable-Gate-Array (FPGA) weiter verarbeitet. Die eigentliche Ortsbestimmung findet über die Korrelation der PMT Signale später nach der Datenübertragung im PC statt. Gegenwärtig erzielt das System eine Zählrate von einigen 10 kHz, wobei dies sehr stark von den Einstellungen der einzelnen Diskriminatorschwellen abhängig ist. Auch hier werden immer noch weitere Umgestaltungen und Modifikationen durchgeführt um das System weiter zu optimieren.

Durch den modularen Detektoraufbau, wie in Abbildung 3.13 dargestellt, ist es nötig, die Ereignisse (Events) der einzelnen Module in einer zentralen Elektroneinheit zu bündeln, bevor die Daten weiter über eine optische Verbindung zum Datenerfassungsrechner übermittelt werden. Durch eine Eventvorverarbeitung in der Frontendelektronik wird eine hinreichende Bandbreite erzielt, um die nötige Zählrate von einigen zehn Kilohertz zu ermöglichen.



Abbildung 3.13 : Die einzelnen Detektormodule, hier 8, ermöglichen einen modularen und flexiblen Aufbau an POWGEN

Dieses Detektorprinzip wird in den folgenden Kapiteln weiter untersucht werden, um herauszufinden ob durch eine Optimierung hinsichtlich Geometrie und Datenverarbeitung eine wesentliche Verbesserung erreicht werden kann.

4 Untersuchungen zu den Komponenten eines Prototypen-Detektormoduls

Wie im letzten Kapitel erläutert, kann bei einem WLSF-Szintillationsdetektor nur ein Bruchteil des erzeugten Lichtes detektiert werden und mit dieser Lichtmenge muss eine Entscheidung über das Auftreten eines Neutronenereignisses und dessen Ort getroffen werden. Die Fähigkeit zum Nachweis von Neutronen hängt daher bei diesem Detektortyp weitgehend von der Menge des detektierten Lichtes und der weiteren Verarbeitung ab. In diesem Kapitel sollen nun die einzelnen Komponenten, die für einen Prototypen in Frage kommen, untersucht werden.

4.1 Szintillator Messungen und Charakterisierung

Der Szintillator ist die Komponente des Detektors, die mit dem Neutron wechselwirkt und daher weitgehend für die Nachweiseffizienz verantwortlich ist. Eine weitere Eigenschaft des Szintillators bestimmt die erzeugte Lichtmenge und die Fähigkeit darüber eine Gammadiskriminierung durchzuführen. Bei einem WLSF-Szintillationsdetektor sollte die erzeugte Lichtmenge im blauen Spektralbereich liegen, damit eine effiziente Absorption der Photonen und ein Transport zur Photokathode über die wellenlängenschiebenden Fasern gewährleistet ist. Außerdem muss eine großflächige Herstellung möglich sein.

Um eine Aussage über die abgegebene Lichtmenge machen zu können, wurde ein Photomultiplier vom Typ RCA 8850 gewählt, mit dem man Single Electron Signale messen kann. Durch den Aufbau, wie in Anhang A.7 beschrieben, ist es einfach, eine Single Electron Messung durchzuführen, womit man eine Separierung bis hin zum „fünf Elektron“ Peak gut erkennen kann.

Aufgrund der zu erwartenden Photonenwerte aus Tabelle 3, ist es jedoch noch notwendig, eine Anpassung durchzuführen, da ein Photoelektronenunterschied in der Größenordnung von ca. 25 - 30fach zwischen ${}^6\text{Li}$ -Glas und ${}^6\text{LiF/ZnS}$ erwartet wird. Diese Anpassung wurde durch die Modifikation zweier baugleicher ladungsempfindlicher Vorverstärker durchgeführt, indem man durch einen Spannungsteiler (1 MOhm in Serie mit 20 kOhm) im Verhältnis der zu erwartenden Lichtmenge, vor dem Eingangsverstärker, die Ladung aufteilt. Somit bleibt die weitere Elektronik von aufwendiger Anpassung verschont und die Messungen sind dadurch

reproduzierbar und können gut miteinander verglichen werden. Eine Überprüfung ist mit beiden Vorverstärkern und bei gleicher Lichtmenge durchgeführt worden und die Anpassung durch das Verändern der Verstärkung im Shaping Amplifier angepasst worden. Eine Verbreiterung des Pulshöhenspektrums für den Vorverstärker für den Li-Glas Szintillator wird durch den größeren thermischen Rauschanteil U_R

$$U_R = \sqrt{4 \cdot k \cdot T_0 \cdot B \cdot R}$$

mit k als Boltzmannkonstant ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K),

T_0 die Temperatur in Kelvin,

B die Bandbreite und

R der Widerstandswert

des hochohmigen Widerstands erklärt, an dem das Nutzsinal abgegriffen wird. Bei dem anderen Verstärker wird an dem 20 kOhm Widerstand das Nutzsinal entnommen. Diese Rauschanteile werden aber später keinen Einfluss mehr auf die Vergleichsmessungen haben, da sie durch das Setzen von Diskriminatorschwellen nicht mehr beobachtet werden.

Durch eine Erweiterung des dargestellten Messaufbaus in Anhang A.7, besteht nun die Möglichkeit, durch Verändern der Pulsbreite des Ansteuerpulses von der Leuchtdiode, den gleichen Effekt zu erzeugen wie den, der durch ein thermisch ausgelöstes Elektron an der Photokathode erzeugt wird. Durch Variieren der Pulsbreite des Pulses, der die Leuchtdiode ansteuert, kann man die Anzahl der Photonen bestimmen. Da die Verstärkung des PMT linear ist, muss nur noch der Quantum Efficiency Faktor berücksichtigt werden, um so die Anzahl der emittierten Photonen pro absorbierten Neutron zu bestimmen [91].

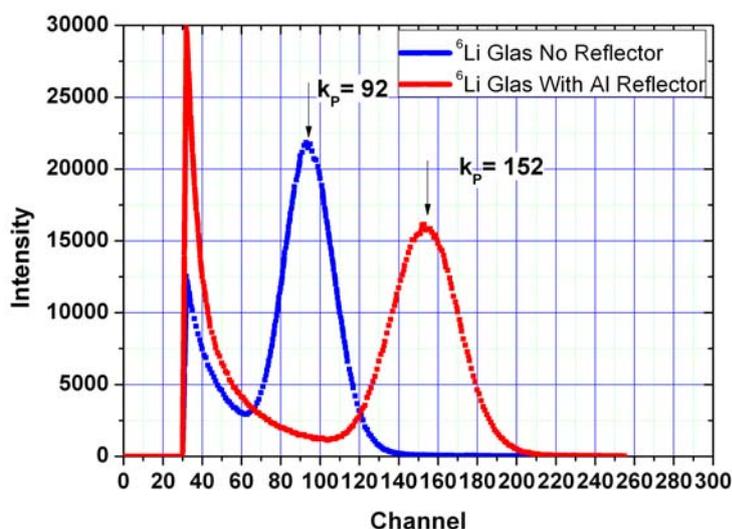


Abbildung 4.1: Pulshöhenspektren von einem ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator mit und ohne Reflektor

Wie in Kapitel 2 erläutert, erzielt der ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator gute Ergebnisse für die Nachweiseffizienz. Die totale Lichtausbeute bei der Absorption eines Neutrons liegt bei $\sim 6\,000$ Photonen, die sich allerdings bei einer einseitigen Auslese ohne weitere Maßnahmen mindestens um die Hälfte reduziert. Es besteht jedoch die Möglichkeit, diese Lichtausbeute durch einen Reflektor zu erhöhen. Um die Auswirkungen eines solchen Reflektors zu bestimmen, wurde ein dünnes Aluminium-Blech angefertigt und auf der Rückseite eines ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillators angebracht. In Abbildung 4.1 sind Messungen mit und ohne einem solchen Al-Reflektor dargestellt. Als Neutronenquelle wurde dabei eine mit Paraffin ummantelte ${}^{252}\text{Cf}$ -Quelle benutzt, die eine mittlere Wellenlänge von ca. $2,5\text{ \AA}$ zur Verfügung stellt. Wie man an der Abbildung erkennen kann, bewirkt der Einfluss des Al-Reflektors eine Verschiebung des Spektrums um den Faktor $f = 152 / 92 = 1,6$. Dies ist eine Erhöhung der Lichtausbeute um 60 %, die allerdings wahrscheinlich für den Einsatz bei WLSF-Szintillationsdetektoren nicht ausreichend ist.

Hinsichtlich der erzeugten Lichtmenge weisen die im letzten Kapitel diskutierten Szintillatoren, die aus einer Mischung von ZnS:Ag Phosphor mit ${}^6\text{LiF}$ bestehen, vorteilhafte Eigenschaften auf. Nachteilig ist die Intransparenz solcher ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS:Ag}$ Szintillatoren, die zu einer kontinuierlichen Verteilung der Lichtmenge führt und die maximale Dicke und damit auch die Nachweiseffizienz beschränkt. Mit einer maximalen Anzahl von $\sim 160\,000$ emittierten Photonen pro absorbiertem Neutron ist dieser Szintillator aber ein vielversprechender Kandidat für WLSF-Szintillationsdetektoren.

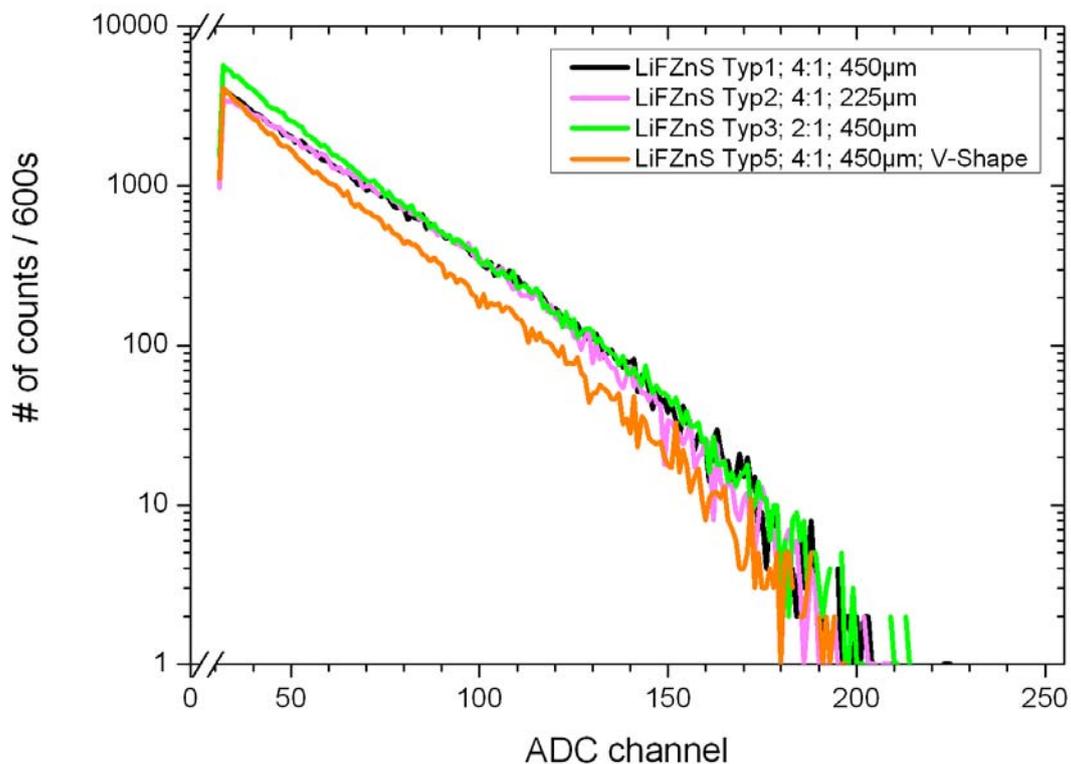


Abbildung 4.2: Pulshöhenspektrum von unterschiedlichen ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}$ Szintillatoren. Die Messung wurde mit thermischen Neutronen durchgeführt und stellt die Lichtausbeute in Abhängigkeit der Zählrate dar.

In Abbildung 4.2 sind Pulshöhenspektren dargestellt, die mit kommerziell erhältlichen ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}:\text{Ag}$ -Szintillatoren in verschiedenen Mischungsverhältnissen und einem Photomultiplier vom Typ RCA8850 aufgenommen wurden. Die Messungen wurden am KWS-2 Experiment am FRM II in München mit einer mittleren Wellenlänge von $4,5 \text{ \AA}$ durchgeführt.

Die Lichtmenge wird auf der X-Achse in ADC-Kanälen angegeben. Der ADC-Kanal entspricht einer Amplitude, erzeugt durch Photonen gemessen in einem Photomultiplier und konvertiert in einen Strom- bzw. Spannungsimpuls. Wie zu erkennen ist, genügen die Verteilungen der Photonen jeweils einer exponentiellen Abnahme. Die untere Schwelle, hier bei Kanal 30, wird durch die Diskriminatorschwelle der Messelektronik zur Datenaufnahme vorgegeben. Die Messungen wurden für alle Szintillatoren unter gleichen Messbedingungen, wie z. B. effektive Szintillatorfläche aufgenommen. Durch Vergleich der integralen Zählrate (s. Anhang A.9 in Orange markiert) stellt man fest, dass der ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}$ mit einer Dicke von $\sim 450 \mu\text{m}$ und einem Mischungsverhältnis 2:1 die höchste Effizienz an gezählten Pulsen hat, welches auch in der Abbildung erkennbar ist. Erstaunlich ist, dass der $\sim 450 \mu\text{m}$ und der $\sim 225 \mu\text{m}$ dicke Szintillator mit je einem Mischungsverhältnis 4:1 nur einen minimalen Unterschied in den erfassten Photonen aufweist. Nur die Absorption ist bei dem dickeren besser und unterscheidet sich um 20 % zu dem dünneren Szintillator.

Der Szintillator mit der sogenannten V-Struktur, durch die man bei gleicher Dicke eine größere absorbierende Wegstrecke für ein Neutron erreichen möchte, ergab die schlechteste integrale Zählrate. Alle diese Aussagen basieren darauf, dass die Messwerte bei gleichen Einstellungen der Elektronik gemacht worden sind und keine Anpassungen unternommen wurden, um so die Ergebnisse eindeutig vergleichen zu können.

4.2 Eigenschaften von Wave-Length-Shifting Fibern

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich kommerziell erhältliche WLSF-Fibern bearbeiten lassen und welche Auswirkungen sich dabei auf die Eigenschaften der Fibern ergeben. Dabei ist insbesondere die Abschwächung des Lichtes beim Biegen von Interesse. Sie bestimmt den realisierbaren Biegeradius und damit auch die insensitive Detektorfläche im Falle eines modularen Detektoraufbaus.

4.2.1 Selektion der Fiber

Für den Einsatz beim Szintillationsdetektor wurden Wave-Length-Shifting-Fiber von zwei kommerziellen Anbietern gefunden, die zu Testzwecken jeweils Testmuster zur Verfügung stellten. Beide Hersteller benutzen Single- und Multi-Cladding Fibern, welche bereits vorher erläutert wurden.

	Emission Color	Emission Peak, nm	Decay Time, ns	1/e Length m^2 *	Charateristics / Application
BCF-91A	Green	494	12	> 3,5	Shifts blue to green
BCF-92	Green	492	2,7	> 3,5	Fast blue to green shifter

* Für 1 mm Fiber Durchmesser, gemessen mit einer Bialkalischen Photokathode

Tabelle 5: Auflistung der beiden getesteten Saint Gobin Fibern und deren Charakteristika

Von der Firma Saint Gobin wurden die Typen BCF 91A und BCF 92 mit den Parametern wie in Tabelle 5 dargestellt getestet. Saint Gobin gibt an, dass man Biegeradien von dem 20fachen eines Durchmessers nutzen sollte, um keine Lichtverluste durch die Biegung zu erhalten. Die Biegungen sollten im Temperaturbereich bei ca. 60° - 80 °C durchgeführt werden, um keine Materialveränderungen herbeizuführen, die Einfluss auf den Lichttransport haben könnten. Die Kurvenverläufe für Absorptions- und Emissionsspektren sind in Abbildung 4.3 für die entsprechende Fiber dargestellt [92].

Von der Firma Kuraray wurden zunächst drei mögliche Kandidaten (Y-7, Y-8, Y-11) in Betracht gezogen. Die Materialeigenschaften dieser Fibern sind in Tabelle 6 dargestellt [85]. Kuraray bietet die gleiche Fiber in unterschiedlichen Fabrikationstypen an. Es gibt den sogenannten Standard (Non S-Type), hier dargestellt als MJ-Typ und den MSJ-Typ (S-Type). Der Unterschied ist, dass die MSJ Fibern kleinere Biegeradien zulassen als die MJs bzw. Non S-Typen. Dieser Vorteil hat jedoch den Nachteil, dass die Lichtdämpfung um ca. 10 % innerhalb der Fiber zu nimmt. Saint Gobin Fibern haben bzw. kennen diesen Unterschied nicht.

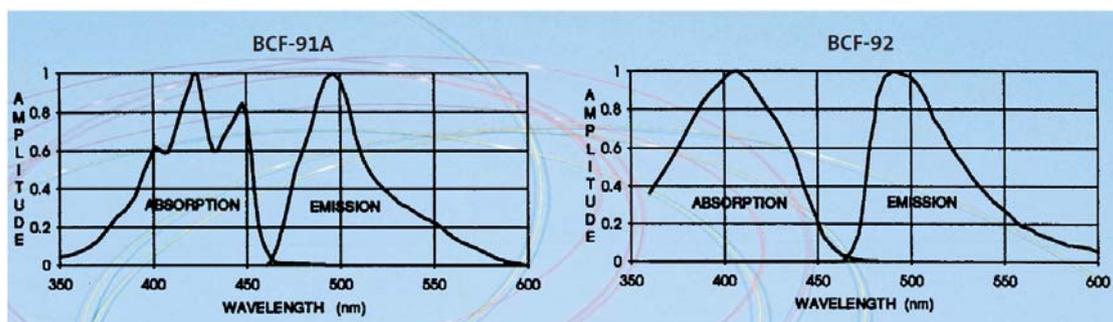


Abbildung 4.3: Absorptions- und Emissions Spektren der beiden getesteten Fibern von Saint Gobin

		Material	Refractive Index	Density [g/m ³]
Core		Polysterene (PS)	$n_D = 1,59$	1,05
Cladding	for single cladding	Polymethylmethacrylate (PMMA)	$n_D = 1,49$	1,11
	inner for multi cladding			
	outer for multi cladding	Fluorinated polymer (FP)	$n_D = 1,42$	1,43

Tabelle 6: Materialeigenschaften einer Kuraray Wave-Length Shifting Fiber

In Abbildung 4.4 sind die Absorptions- und Emissionsspektren der Kuraray Fibern dargestellt [85]. Wie man erkennt, ist die Y-8 Fiber leider kein Kandidat, der als Absorber für das blau emittierte Licht des Szintillators und als Lichtleiter für das eigen emittierte Licht ideal ist, da sich das Emissions- und Absorptionsspektrum mit der Photokathodenempfindlichkeit und dem Szintillator kaum überschneiden.

Bei den Kuraray Fibern besteht die Möglichkeit, die sogenannte Farbkonzentration (Dye Concentration) der Fiber zu beeinflussen. Mit der Farbkonzentration wird bestimmt, mit wie viel Prozent das angebotene Licht bei entsprechender Wellenlänge absorbiert wird und dann

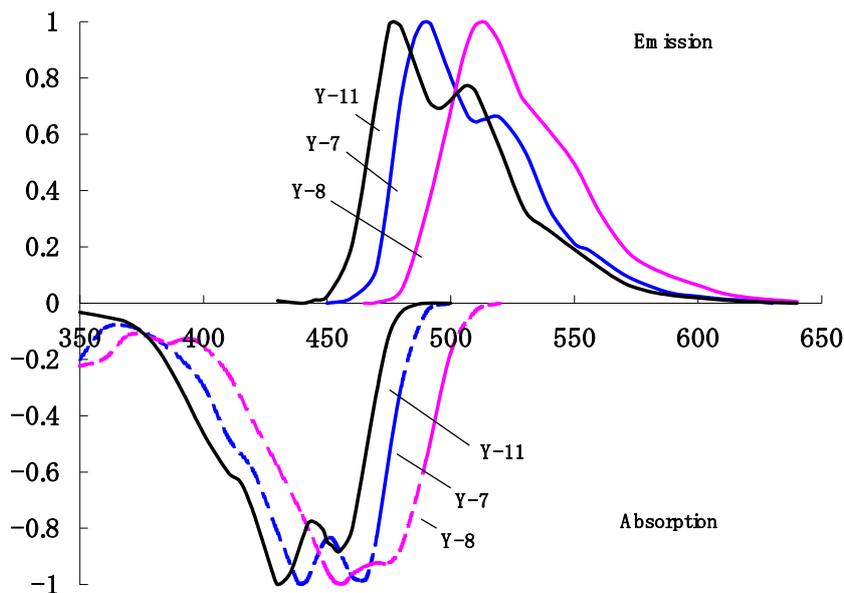


Abbildung 4.4: Absorptions- und Emissions Spektren der drei möglichen Fibern Y-7,8 und 11 der Firma Kuraray

in anderer Wellenlänge emittiert wird. Das Absorptionsspektrum kann gemessen werden in dem man monochromatisches Licht sowohl in einen Referenzabsorber als auch in eine Fiber mit jeweils definierten Längen einstrahlt.

Mit I_0 als Referenzlichtquelle bei einer Wellenlänge λ , k als eine gegebene Konstante, C als Farbkonzentration in der Fiber und d die Lichtstrecke innerhalb der Fiber, kann man nun den Logarithmus aus der $I_{0(\lambda)}$ und $I_{(\lambda)}$ bei einer Lichtstrecke von 10 mm bilden, woraus sich die Absorption ergibt. Die k_p Werte, welches Werte für die Absorption bei der maximal emittierten Wellenlänge sind, können aus der Tabelle 7 entnommen werden.

$$I_{(\lambda)} = I_{0(\lambda)} \cdot 10^{-k_{(\lambda)} \cdot C \cdot d}$$

Folgendes Rechenbeispiel zeigt, dass man bei einer 200 ppm Farbkonzentration einer Y-11 Fiber mit 1 mm Durchmesser, wo das Licht senkrecht zur Fiber eingestrahlt wird, ein Licht mit einer Wellenlänge von 430 nm bis zu 94,7 % absorbiert. Das mit $k_p \cdot C \cdot d$ und den Werten aus der Tabelle 7 mit $0,00638 \cdot 200 \cdot 1 = 1,276$ kann man mit der oben aufgeführten Formel das Licht bestimmen, was nicht in der Fiber absorbiert wird, indem man durch $10^{-1,276}$ den Wert 0,0529 bestimmt. In Abbildung 4.5 wird die Lichtabsorption in Abhängigkeit der Farbkonzentration multipliziert mit der Wegstrecke innerhalb der Fiber dargestellt [85]. Auch hier wird deutlich, dass die Y-8 Fiber bei 1mm Durchmesser nicht die Anforderungen erfüllt.

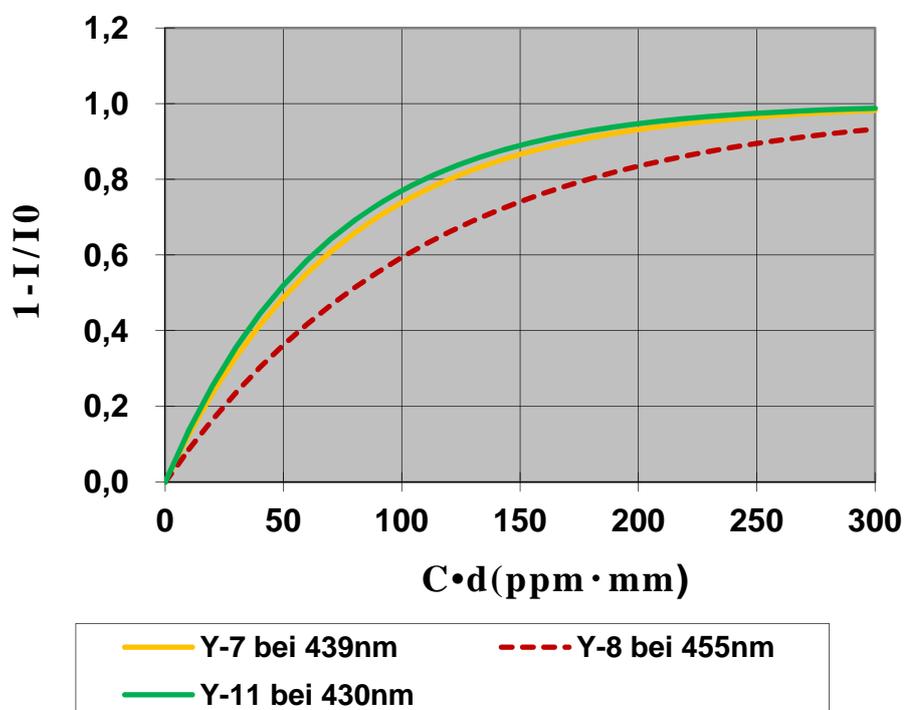


Abbildung 4.5: Darstellung von den drei Kuraray Fibern und deren Absorption in Abhängigkeit der Farbkonzentration C und der Wegstrecke d innerhalb der Fiber

		Y-7	Y-8	Y-11
C	ppm	24.8	34.5	18.2
d	mm	10.0	10.0	10.0
peak wavelength	nm	439	455	430
Absorption	-	1.443	1.348	1.162
k_p	$\text{ppm}^{-1} \cdot \text{mm}^{-1}$	0.00582	0.00391	0.00638

Tabelle 7: Parameter für die drei unterschiedlichen Fibern der Firma Kuraray. Wobei C die Farbkonzentration angibt, d die Lichtstrecke innerhalb der Fiber und k_p ist eine Konstante für die Absorption bei der maximal emittierten Wellenlänge.

Die Farbkonzentration hat auch einen Einfluss auf den Lichttransport innerhalb der Fiber, bzw. der Abschwächung entlang der zurück gelegten Wegstrecke. Das Ziel ist, dass das einfallende Licht nach möglichst wenig Reflektionen absorbiert wird und dann im entsprechenden Winkel in Richtung Stirnflächen mit möglichst geringen Verlusten transportiert wird. Sind die Verluste zu groß, sind die Photonen, die dann an dem PMT ankommen zu gering, um daraus noch ein nutzbares Signal zur Detektion eines Ereignisses zu erzeugen.

Um die beiden Hersteller vergleichen zu können, wurde nach Rücksprache mit Saint Gobin die gleiche Farbkonzentration gewählt und auch bei Kuraray bestellt. Die geordneten Testmuster waren die BCF-91A und BCF-92 von Saint Gobin und Y-11 MJ und Y-11MSJ je mit 200 ppm Farbkonzentration von Kuraray [93],[94]. Alle Fibern haben einen Durchmesser von 1 mm. Damit wir die für diesen Zweck erforderliche optimale Fiber auswählen konnten, musste ein Testablauf entwickelt werden, der reproduzierbare Messergebnisse liefert, um später die für den Detektor verwendeten endgültigen Fibern noch ein letztes Mal zu überprüfen. Was sind die für diesen Zweck die interessantesten Parameter?

- Es sollte ein Maximum an emittierten Photonen von einem Szintillator mit einer Wellenlängen im blauen Bereich (ca. 395 nm) in einer Fiber absorbiert werden.
- Es soll von dem absorbiertem Licht eine maximale Anzahl Photonen die Stirnfläche und somit die Photokathode des PMT erreichen.
- Die Abweichungen in der Lichtdämpfung und Lichtabsorption musste bei einer größeren Bestellmenge gering sein.

- Der Biegeradius muss möglichst gering gehalten werden können, um einen engen Aufbau von Detektormodulen zu realisieren bzw. zu simulieren, die einen kleinen für den Neutronennachweis nicht messbaren Randbereich aufweisen.
- Die mechanische Handhabung sollte einfach sein, um die Fibern zu kürzen und entsprechend weiter zu verarbeiten.

Auch wenn er in der Auflistung der letzte Punkt ist, war dies der erste Schritt, die Handhabung der Fiber zu erlernen.

4.2.2 Materialbearbeitung der Fibern

Zunächst wurde die Schneidetechnik mit dem Ziel untersucht, eine glatte Oberfläche nach dem Schneiden zu erreichen. Dadurch soll das gerichtete Licht, das auf die Stirnfläche der Fiber auftritt, mit einem Mindestmaß an Streuung austreten können um den Lichtkegel möglichst klein zu halten.

Es sollte eine Schneidetechnik gefunden werden, aus der ein möglichst glattes Fiberende resultiert. Zunächst wurde mit einer handelsüblichen Kabelschere (Scherzange) versucht, die Fiber auf Länge zu schneiden. Ein anderer Ansatz war der Versuch die Fiber mit einem Skalpell, welches in der Medizintechnik eingesetzt wird, zu längen. Nachdem auch hiermit keine zufriedenstellenden Ergebnisse erzielt wurden, ist auch noch eine Schlagschere benutzt worden, die zum Schneiden von Metallblechen bzw. Kunststoffplatten genutzt wird.

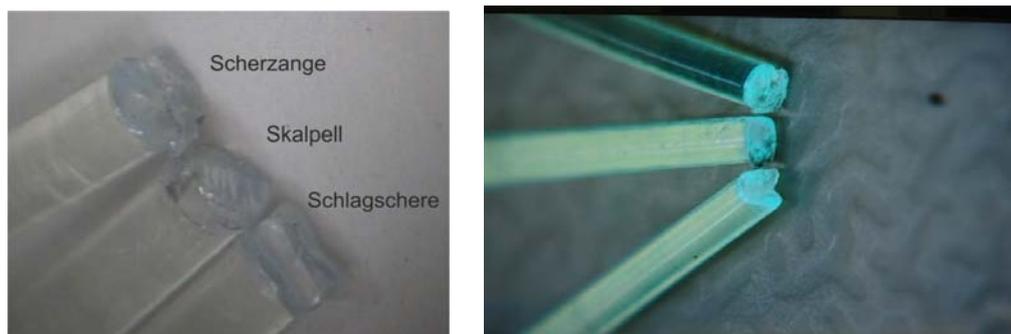


Abbildung 4.6: Aufnahme von Abgeschnittenen Fibern mit unterschiedlichen Schneidewerkzeugen. Im linken Bild sind die Schneidewerkzeuge mit aufgelistet, während im rechten Bild das austretende Licht an den unterschiedlichen Bruchkanten besser zu erkennen ist.

Abbildung 4.6 zeigt Aufnahmen von den verschiedenen Schneidversuchen. Wie dabei zu sehen ist, weisen die Fiberenden nach dem Schneiden keine glatte Oberfläche auf. Selbst das heute übliche Schneidverfahren von Lichtwellenleitern, das bei der Datenübertragung zum Einsatz kommt, eine spezielle Kabelschere oder einem Skalpell mit einer sehr dünnen Klinge, erbrachte keine besseren Ergebnisse. Auch das Schneiden mit einer hartverchromten Schere aus Spezialstahl mit einer feingezahnten Schneide, damit die Fasern beim Schneiden nicht wegrutschen und dadurch besonders gut für Fasern geeignet ist, war nicht zufriedenstellend. Daher muss jede einzelne Faser nun nach dem Schneiden an der Stirnfläche poliert werden, um Ergebnisse zu erreichen, wie sie in Abbildung 4.7 dargestellt sind. Auf diesem Bild ist auch das Cladding (der äußere Ring) zu erkennen, was für einen besseren Lichttransport innerhalb der Faser sorgt und vorher beschrieben worden ist. Das Polieren geschieht mit einer handelsüblichen Poliermaschine der Firma Bühler Typ FIBRMET mit zwei Polierscheiben. Zuerst wird mit einer Körnung von 12 μm und dann noch einmal mit einer 1 μm Körnung der finale Trockenfeinschliff durchgeführt. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Fasern möglichst wenig gebogen werden, um Beschädigungen zu vermeiden, welche zu einer Lichtdämpfung führen würden. Nach dem Polieren werden die endgefertigten Fasern in ein Gefäß verpackt, wo sie geschützt gelagert werden können, bevor sie zur weiteren Testzwecken bzw. Verarbeitung verwendet werden.



Abbildung 4.7: Polierte Faser. Es ist sehr gut sowohl der Kern der Faser als auch der Mantel (Cladding) um den Faserkern zu erkennen.

4.2.3 Messungen zur Überprüfung der Biegeradien

Um herauszufinden, welcher kleinste optimale Biegeradius für unseren Prototyp möglich ist, wurde ein Messaufbau errichtet, mit dem man mit einer konstanten Lichtquelle und einem PMT möglichst unterschiedliche Biegeradien austesten kann. Es wurde eine Konstruktion wie in Abbildung 4.8 entwickelt [95]. Vorrichtungen, damit die Fiber immer am gleichen Punkt der Photokathode fixiert wird, wurden berücksichtigt, um so Schwankungen in der Verstär-



Abbildung 4.8: Auf der rechten Seite des Bildes sieht man den Photomultiplier mit seinem Dynodenspannungsteiler und den Vorverstärker in der silbernen Box. Links ist die LED fest in einem Aluminiumblock verklebt. Über die auswechselbaren Umlenkrollen wird dann zwischen LED und Photomultiplier die Fiber eingespannt.

kung der Photokathode auszuschließen. Das Gleiche gilt für die Lichtquelle, eine blaue LED, zu der die Fiber immer in exakt gleicher Anordnung eingespannt werden kann. Das Licht aus einer blauen LED ist hervorragend geeignet, einen Lichtpuls, der im Szintillator durch Absorption eines Neutrons oder Gammas entsteht, nachzubilden [91]. Die ausgesuchten Fibern wurden um verschiedene Radien (5, 10, 20, 30, 100 mm) gespannt, mit einem Raumwinkel von insgesamt 360° .

Die ersten Kaltbiegeversuche brachten leider keinen Erfolg, sondern zeigten, dass der gemessene Photopeak mit dem im Abbildung 4.9 dargestellten Messverfahren von anfänglich höheren ADC-Kanälen im Pulshöhenspektrum über mehrere Stunden zu niedrigeren Kanälen hin weg driftete. Das deutete auf eine Instabilität des Messverfahren hin, wobei nach Überprüfung des Messaufbaus die Fibern als Grund gefunden wurden. Wie in Abbildung 4.10 zu sehen ist, entstehen durch das Kaltbiegen unterhalb eines bestimmten Radius Risse (Cracks), die durch

Materialbeanspruchung im äußeren Mantel bzw. Cladding erscheinen, wodurch Lichtverluste entstehen, weil das Licht nicht wieder zum Kern hin reflektiert werden kann. Diese Verluste sind stabil und nicht wieder durch z. B. Erwärmen reparabel. Durch Erwärmen vor dem Biegen auf ca. 60° - 80 °C konnte das Material gut gebogen werden, ohne dass äußere Beschädigungen sichtbar wurden. Bei höheren Biegetemperaturen, können sich die Materialeigenschaften verändern und somit sind die optischen Eigenschaften der Fiber nicht mehr gewährleistet.

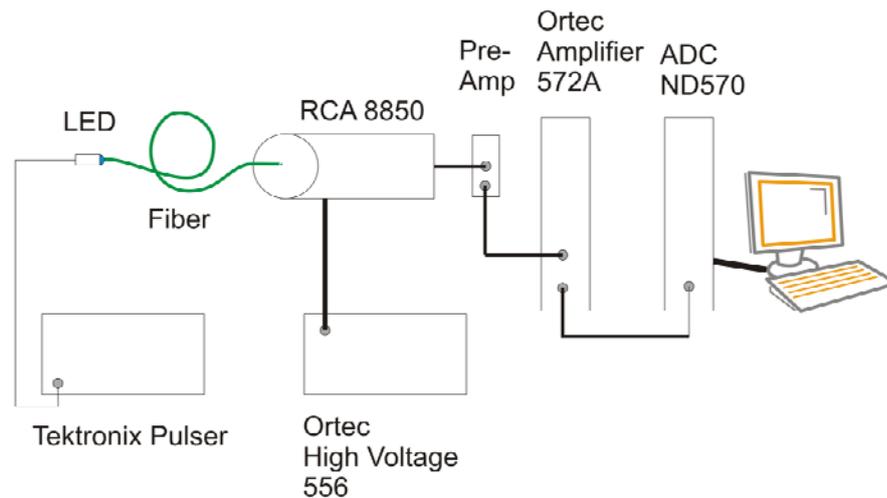


Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau der Messanordnung zu den Kaltbiegeversuchen mit den Fibern. Die gemessenen Pulshöhen werden auf dem PC als Vielkanalspektren gespeichert.

Mit dem Messaufbau, wie in Abbildung 4.9 dargestellt, wurden alle vier unterschiedlichen Fiberarten vermessen. Allerdings wurde die erste Messung mit jeder Fiber immer ohne Um-

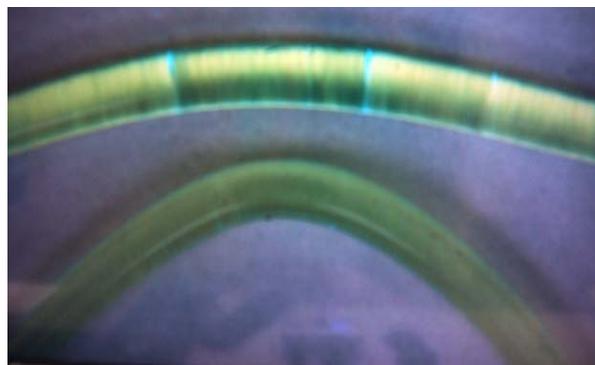


Abbildung 4.10: Die obere Fiber wurde kalt gebogen und man kann eindeutige „Cracks“ erkennen die zu einer Lichtdämpfung führen. Die untere Fiber wurde warm bei ca. 80 °C gebogen und es wurden keine Cracks festgestellt. Der jeweilige Biegeradius war 5 mm.

lenkrollen aufgenommen, um so einen möglichst großen Radius der 60 cm langen Fibern ohne Lichtdämpfung als Referenzwert zu erhalten. Mit dem dargestellten Ausleseverfahren werden dann für jede Fiber bei den einzelnen Radien die Pulshöhenspektren abgespeichert. Später werden die Schwerpunkte des Photopeak, welcher mit dem PMT gemessen wurde, über ein selbstgeschriebenes C-Programm ermittelt und in eine Datei geschrieben, die dann zur weiteren Auswertung und Darstellung der Messergebnisse dient. Die Ergebnisse werden in Abbildung 4.11 dargestellt, wo die gemessene Lichtmenge in ADC Kanälen aufgetragen in Abhängigkeit vom Biegeradius der unterschiedlichen Fibertypen ist. Zunächst wurde, wie beschrieben, jede einzelne Fiber im entspannten Zustand, ohne über eine Umlenkrolle zu legen, vermessen, was als ein erster Messwert bei einem Biegeradius von 10 cm eingetragen wurde. Danach wurde jede Fiber durch Erwärmen auf ca. 80 °C um die Umlenkrollen gelegt und neu vermessen. Dieses wurde fortgesetzt, bis man den kleinsten Biegeradius erreicht hatte und kein Pulshöhenspektrum mehr messbar war. Die relativen Messwerte von einer „entspannten“ Fiber und dann entsprechend dem Biegeradius eingespannten Fiber sind in Abbildung 4.11 aufgetragen. Dieses erklärt auch Abweichungen, wo trotz höheren Biegeradius die Dämpfung leicht abnimmt. Hätte man die Biegeversuche durchgehend mit ein und derselben Fiber durchgeführt, wären eventuelle Defekte, die in einer der vorherigen Messungen entstanden sind, in den Folgemessungen als Fehler mitgeführt worden.

Wie in Abbildung 4.11 zu sehen ist, zeigt die MJ Fiber eine erhöhte Lichtdämpfung als die vergleichsweise MSJ Fiber, welches aus Gründen, die vorher in Kapitel 4.2.1 beschrieben wurde, erklärbar ist. Außerdem wird deutlich, dass die Fibern 91A und 92A mehr absorbieren als die beiden Fibern von Kuraray.

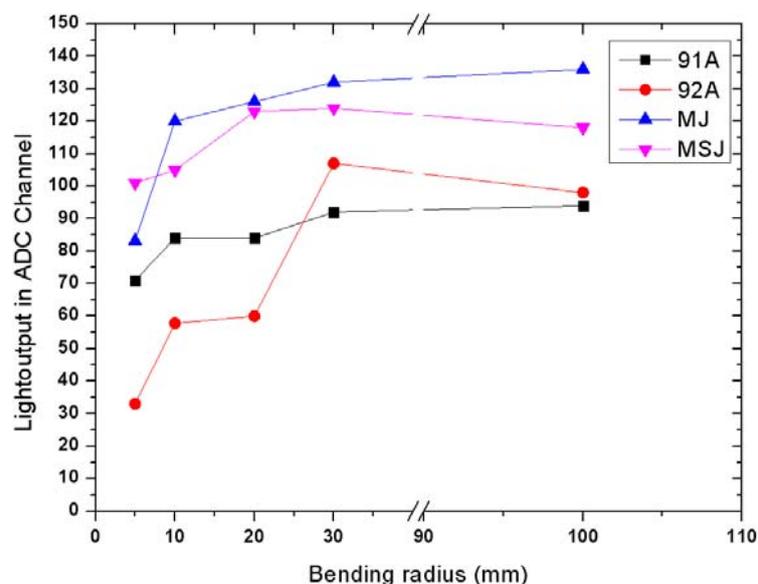


Abbildung 4.11: Darstellung der gemessenen Lichtmenge in ADC Kanälen in Abhängigkeit vom Krümmungsradius der Spannrollen über 360° von den unterschiedlichen Fibertypen. Alle Fibern wurden warm gebogen. Die Messwerte sind relative Messwerte, wodurch sich auch die Schwankungen erklären lassen.

4.3 Vergleichsmessungen von Photomultipliern

Das Grundprinzip und die Funktionsweise eines Photomultiplier (PMT) wurden bereits zuvor beschrieben. Um herauszufinden, welcher PMT Typ am besten für unseren Experimentaufbau geeignet ist, müssen zunächst die Auswahlkriterien, die hierfür erforderlich sind, definiert werden:

- Photokathode und Eintrittsfenster müssen in dem Spektralbereich empfindlich sein, wo entweder der Szintillator oder die Fiber ihr Licht emittieren, um so eine möglichst hohe Quantum Efficiency zu erhalten. Die Anodensensitivität wird angegeben in Strom pro Lichtstrom (A/lm)
- Möglichst viele Pixel pro Photomultiplier, um die Anzahl der PMTs gering zu halten und mit einer totalen Inhomogenität der einzelnen Photokathoden von weniger als 1:4.
- Verstärkung (Gain) G muss so groß sein, um ein verwendbares Nutzsignal auch mit geringer Photonenzahl zu erzeugen $>10^6$. Single-Photon-Messung muss möglich sein.
- Zeitliches Verhalten wie die Steigzeit (Rise Time), Transfer Zeit (Transfer Time) innerhalb des Photomultipliers und die minimale Pulsbreite (Transit Time Spread; FWHM) des Anodenpuls muss klein sein um die Lichtpulse vom Szintillator konvertieren zu können.
- Dunkelstrom sollte möglichst gering sein, um auch eine geringe Anzahl an Photoelektronen messen zu können.
- Einfaches Auslesesystem

Bei der Auswahl der PMTs stehen zwei verschiedene Typen zur Wahl, die den Anforderungen, einzelne Fibern auslesen zu können, entsprechen. Eine Bauart ist der sogenannte Multi-anoden Photomultiplier, den es in verschiedenen Varianten gibt, aber nur zwei untersucht wurden. Der Unterschied der beiden Varianten ist laut Datenblatt die Pixelgröße und die damit verbundene Gesamtanzahl bei gleichen Gehäusedimensionen. Der andere Typ Photomultiplier ist ein positionsempfindlicher Photomultiplier, wobei es auch hier zwei Varianten gibt. Eine ist ein viereckiger mit einer höheren Ortsauflösung und kleinerem Gehäuse und der zweite, ein runder fünf Zoll (~ 130 mm Durchmesser), welcher eine schlechtere Ortsauflösung – bedingt durch die gleiche Bauart aber die anderen Größenverhältnisse – hat.

4.3.1 Testsystem zur Messung der Kathoden-Homogenität

Um die beiden PMT-Typen vergleichen zu können wird im folgenden Abschnitt ein Testsystem beschrieben, womit beide PMT -Typen untersucht wurden.

Da die Angaben über die Homogenität der Photokathode von den Herstellern sehr stark variieren, wurde ein bestehendes Testsystem verbessert um diese Angaben zu überprüfen. Die Verstärkungsschwankungen jedes einzelnen PMTs entstehen durch den Herstellungsprozess und zeigen, dass es an unterschiedlichen Auftreffpunkten eines Photons auf der Photokathode zu Abweichungen in der Verstärkung kommt. Diese Sensitivitätsschwankungen sind abhängig vom Aufbau des PMT, nehmen mit der Größe der Photokathode zu und können einen Unterschied von bis zu 40 % erreichen.

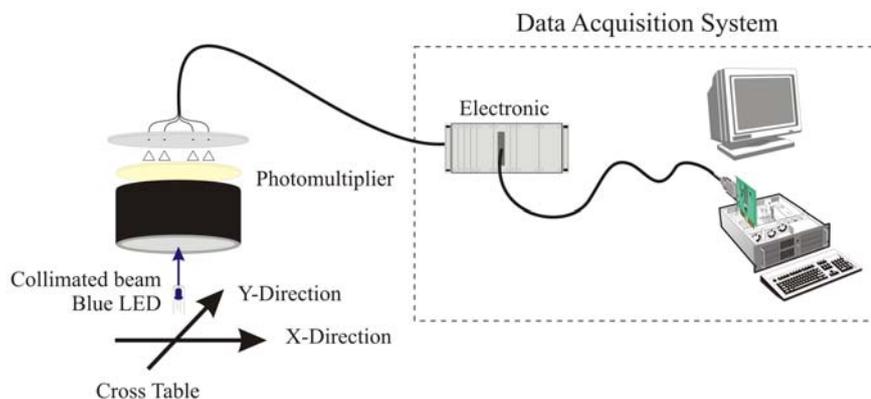


Abbildung 4.12: Der schematische Messaufbau zeigt, wie eine gepulste blaue LED auf einem Kreuztisch unter dem Photomultiplier verfahren wird. An jeder Position wird über die Ausleseelektronik im PC, der Schwerpunkt der 10 000 ausgesendeten Lichtpulse bestimmt und gespeichert.

In der Abbildung 4.12 wird der schematische Messaufbau gezeigt, wie eine blaue LED auf einem Kreuztisch in X- und Y-Richtung betrieben wird und an jeder Position über die Ausleseelektronik im PC, der Schwerpunkt der 10 000 ausgesendeten Lichtpulse pro Position bestimmt wird. Die Schnittstelle zwischen dem Steuerrechner und der Speicher-Programmierbaren-Steuerung (SPS), die beim Kreuztisch für die Steuerung der Antriebe zuständig ist, wurden im ZEL von Herrn Dipl. Informatiker H. Kleines entwickelt. Die Inbetriebnahme eines neuen Längenmesssystem um eine Ortbestimmung im $\pm 10 \mu\text{m}$ Bereich zu ermöglichen, wurde von Dipl. Ing. Suxdorf in eine SPS Steuerung implementiert.

Zur Ermittlung der Homogenität einer Photokathode fährt das System mit einer gepulsten, kollimierten Lichtquelle die Photokathode ab. Die Intensität der Lichtquelle entspricht dabei der Lichtausbeute eines ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillators. Auf jeder angefahrenen Position werden 10 000 Lichtblitze gemessen. Aus den unterschiedlich ermittelten Amplituden wird ein Mittelwert gebildet und dann graphisch für die Position dargestellt. Das Messprogramm (s. Abbildung 4.13) ist so aufgebaut, dass runde und quadratische PMTs in verschiedenen Größen mit verschiedenen Scanmustern abgefahren werden können. Die Messdaten werden als Textdatei gespeichert und können dann in andere Auswerteprogramme importiert werden. Durch einen sogenannten Batch Betrieb besteht die Möglichkeit, dass mehrere Messungen auch unterschiedlichster Scanmuster automatisiert abgefahren werden können. Ausgelesen werden die Daten nachdem sie von einem Vorverstärker über einen Shaping Amplifier vom Typ 572 der Firma Ortec an einen 8 k (13 bit) Multichannel Analyzer Modell N957 der Firma CAEN übergeben wurden, über eine USB Schnittstelle. Der Puls für die blaue LED wird über einen Tektronix Pulsgenerator mit entsprechenden Parametern erzeugt. Während der gesamten Messung wird das Pulsen der LED selbst nicht abgeschaltet, nur die Datenerfassung während der Bewegung bzw. des Anfahrens einer neuen Position wird unterbrochen [96].

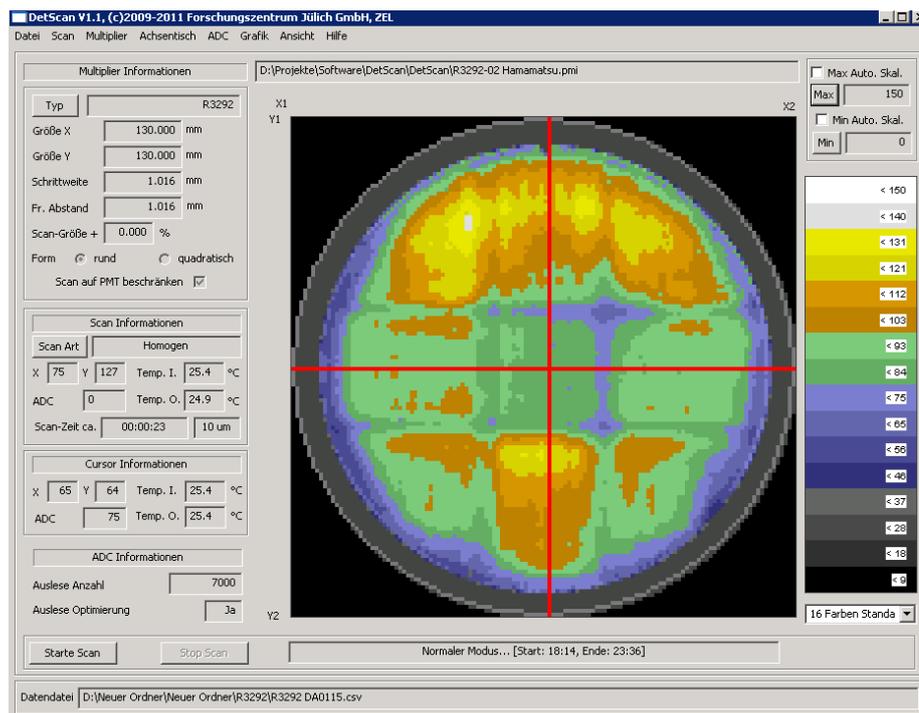


Abbildung 4.13: Oberfläche des Messprogramm zur Ermittlung der Sensitivität einer Photokathode eines Photomultiplier

Am Anfang wurde die Lichtmenge der abfahrenden Leuchtdiode so eingestellt, dass sie in der Pulshöhe dem eines Photopeaks von ${}^6\text{Li}$ -Glas entspricht, der mit thermischen Neutronen aus einer ${}^{252}\text{Cf}$ Quelle ermittelt wurde. Hierfür wurde als Referenz ein 1 mm dicker und mit 1 cm Durchmesser ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator mittig auf einem PMT platziert und das Pulshöhenspektrum

aufgenommen. Später wurden dann alle PMTs mit dieser Lichtmenge vermessen, um einen Vergleich durchführen zu können.

4.3.2 Positionempfindliche Photomultiplier

Kostengünstig und einfach in Bezug auf die anzuschließende Hardware, ist ein ortsempfindlicher Photomultiplier. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei ortsempfindliche Photomultiplier der Firma Hamamatsu in unterschiedlicher Bauform und Größe getestet (s. Abbildung 4.14).



Abbildung 4.14: Bild von beiden ortsauflösenden Photomultipliern der Firma Hamamatsu. Links ist der R2487 und rechts die R3292 Röhre jeweils mit vier Vorverstärkern zur Auslese bestückt dargestellt. An der R2487 Röhre ist ein ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator mit weißer Reflektorfarbe gekoppelt.

Der Kleinere war der rechteckige R2487 mit einer empfindlichen Fläche von 60 mm x 55 mm. Das Eintrittsfenster dieses Photomultipliertyps besteht aus einem Borsilikatglas, welches bei einer Wellenlänge von 420 nm einen Brechungsindex von 1,5 aufweist. Der Bialkalischen-Photokathode, die an ein Hochspannungsnetzteil mit typischerweise $-1,0$ kV angeschlossen ist, schließen sich 12 sogenannte Mesh-Dynoden an. Die Anode besteht aus einer Anordnung von insgesamt 34 gekreuzten Drähten (18 in X-Richtung und 16 in Y-Richtung), welche eine gute Ortsauflösung und Linearität ermöglichen. Die Anodendrähte werden über ein Widerstandsnetzwerk ausgelesen, wodurch sich durch Schwerpunktbildung die Ortsinformation ergibt [97].

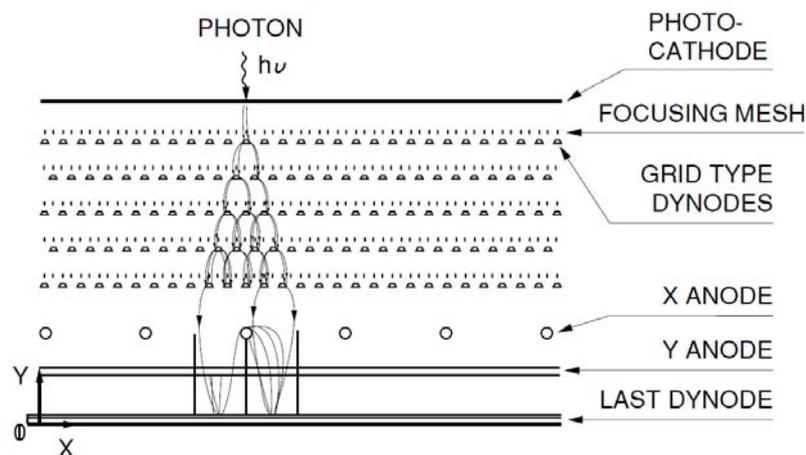


Abbildung 4.15: Prinzipieller Ablauf der Verteilung der Elektronenwolke innerhalb eines ortsauflösenden Photomultipliers mit Mesh-Dynoden Struktur.

Der Größere der beiden ist der runde R3292 und hat einen Durchmesser von 130 mm mit einem Borsilikatglas als Eintrittsfenster und den Parametern wie die R2487 Röhre. Mit den 12-stufigen Mesh-Dynoden darf man die maximale Spannung zwischen Anode und Kathode von 1300 V nicht überschreiten. Allerdings besitzt dieser Photomultiplier 28 gekreuzte Ausleседrähte in jeweils X- und Y-Richtung mit einem größeren Abstand zueinander als die der R2487 und man kann somit eine schlechtere Ortsauflösung erwarten [98].

Beide Photomultiplier benutzen die erwähnte Mesh-Dynoden Struktur, die eine größere effektive Fläche als die von herkömmlichen Dynoden bietet und auch den Elektronenfluss kanali-

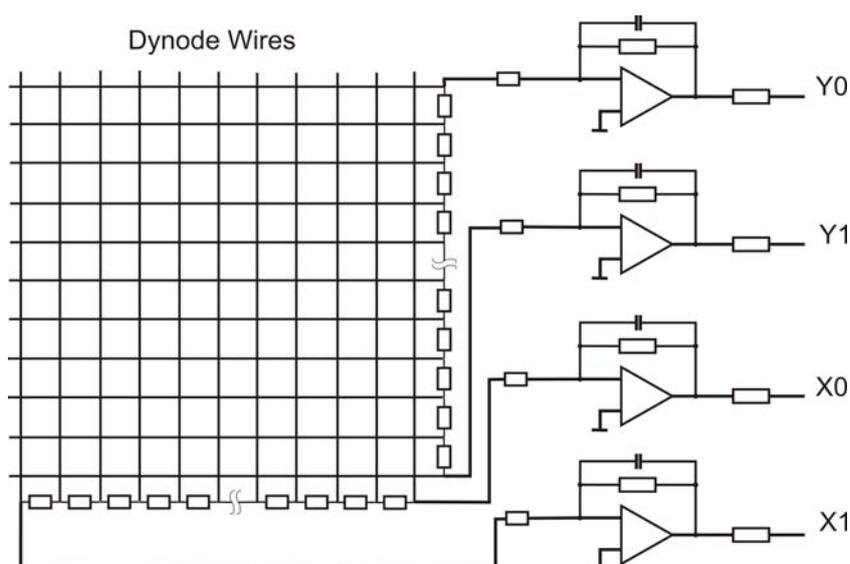


Abbildung 4.16: Ortsbestimmung über ein Widerstandsnetzwerk an den Dynodendrähten und Ladungssammlung in einem jeweiligen ladungsempfindlichen Vorverstärker

siert, wie in Abbildung 4.15 dargestellt ist [86]. Mesh-Dynoden sind resistenter gegen Magnetfelder wegen ihrer Struktur und ihres Aufbaues als die übliche Struktur mit parallel Dynoden. Außerdem haben sie auch eine sehr gute Zeitauflösung. In Abbildung 4.16 ist die generelle Auslesestruktur eines ortsauflösenden Photomultipliers dargestellt [86]. Eine weitere Verarbeitung der nur vier Vorverstärkersignale ist kostengünstiger und einfacher, als wenn die Ladung jedes einzelnen Drahtes ausgelesen und verarbeitet würde [99].

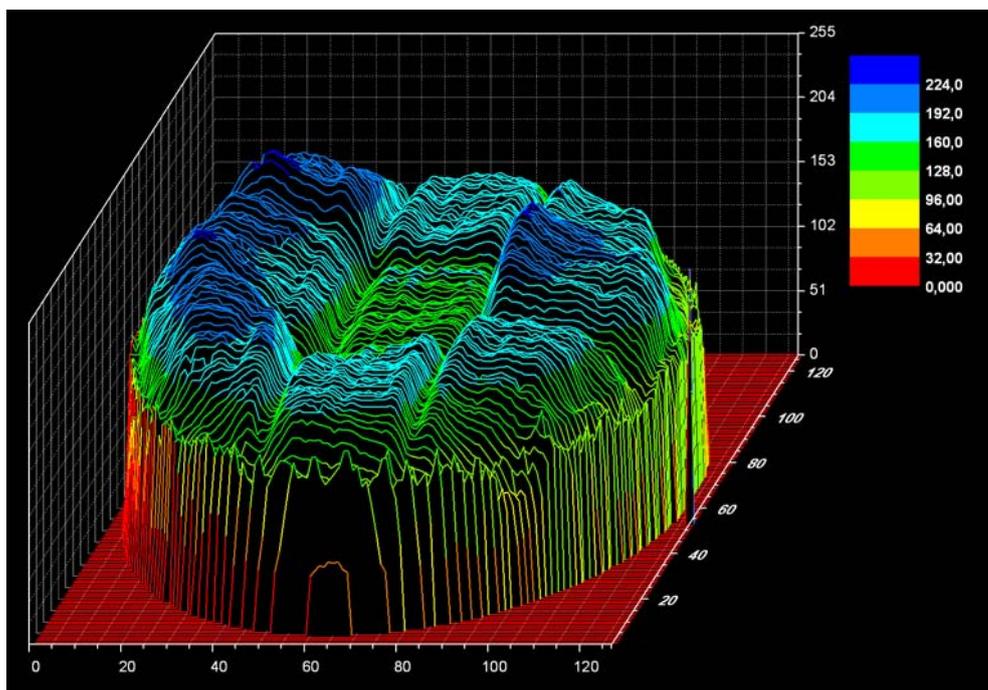


Abbildung 4.17: Darstellung einer Homogenitätsverteilung über den Ort, eines R3292 ortsauflösenden Photomultiplier, aufgenommen mit einer Lichtquelle mit vergleichbarer Lichtmenge eines durch ein konvertiertes Neutron in einem ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator.

Diese beiden PMT-Typen sind, wie beschrieben, vermessen worden. In Abbildung 4.17 ist in einem Wasserfallidagramm eines solchen Scans für einen R3292 aufgearbeitet und dargestellt. Die Z-Skala gibt die Intensität an den entsprechenden X- und Y-Positionen an und lässt Rückschlüsse über die Inhomogenität der Photokathode zu, was durch die Farbabstufung deutlich wird. Der Inhomogenitätsfaktor darf nicht größer sein als Faktor drei, da sonst die nachgeschaltete Elektronik die unterschiedlichen Verstärkungen nicht mehr verarbeiten bzw. ausgleichen kann. Hier in diesem Scan ist der Faktor $< 1:2$ bestimmt worden.

4.3.3 Multianoden Photomultiplier

Mit Hilfe einer Firmenliste wurden mögliche Kandidaten – basierend auf Datenblättern von einzelnen Herstellern und Erfahrungsberichten – bestimmt. Die sogenannten Multianoden Photomultiplier (MaPMT) von Hamamatsu H8500 und H9500 sind mit ihrer Bauhöhe von nur 28 mm bzw. 33,3 mm geringer als vergleichbare PMT-Typen gleicher Bauart. Die Außenmaße von 52 mm x 52 mm ist unabhängig ihrer Matrixgröße gleich. Beide MaPMTs besitzen ein Borsilikatglas mit einem Brechungsindex von 1,5 und die Bialkalische-Photokathode erstreckt sich über einen Wellenlängenbereich von 300 - 650 nm. Die Photokathode hat ihr Sensitivitätsmaximum bei einer Wellenlänge von 420 nm mit einer angegebenen Quantum Efficiency von ca. 20 %. Die Photoelektronen werden über eine zwölfstufige Metal-Channel-Dynodenstruktur, wie in Abbildung 4.18 dargestellt, vervielfacht und dies bei einer maximalen Spannung von 1100 V zwischen Kathode und Anode womit sie eine Verstärkung G von 10^6 erreichen. Die Response-Geschwindigkeit ist sehr gut und der Jitter ist laut Datenblatt ~ 400 ps. Diese Daten wurden allerdings mit viel Licht aufgenommen und müssen überprüft werden. Das Setzen einer Schwelle (Threshold) bei ca. 50 % eines Single Photons müsste den cross talk von 3 % von einem Anodenpixel zu einem nächsten nahezu unterdrücken.

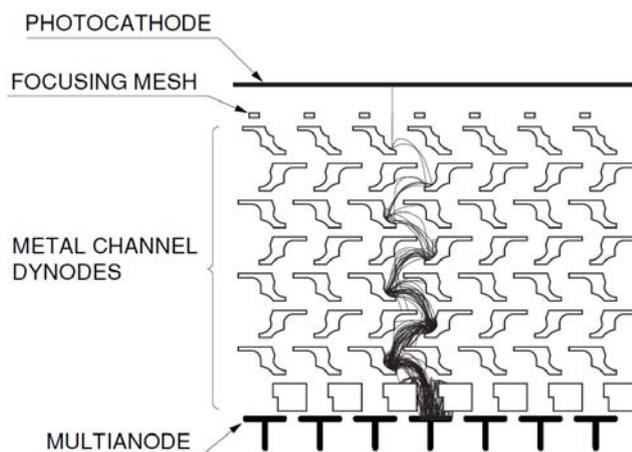


Abbildung 4.18: Im Bild dargestellt ist der Aufbau eines Multianoden Photomultiplier mit seiner Dynoden Struktur und der Verlauf einer möglichen Elektronenwolke von der Photokathode bis hin zum Anodenpixel.

Das, was die beiden Photomultiplier unterscheidet, ist die Anzahl der Anodenpixel und dessen Größe. Der H8500 besitzt eine Anodenpixelmatrix von 8 x 8 mit einer Fläche von $5,8 \times 5,8 \text{ mm}^2$ pro Pixel, wobei der Pixelabstand 6,08 mm laut Datenblatt beträgt.

Beim H9500 ist eine Anodenpixelmatrix von 16×16 vorhanden, wobei hier die Pixel eine Größe von $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$ und einen Abstand von $3,04 \text{ mm}$ haben. Ein weiterer Unterschied laut Datenblatt ist der Faktor der Anodensensitivität zwischen den Pixel, welcher bei der kleineren Struktur mit 1:3 (H9500) angegeben wird und bei der größeren mit 1:5 [100]. Nach Rücksprache mit dem Hersteller kann man aber Photomultiplier erhalten, die einen Faktor kleiner 1:3 für beide Bauarten aufweist [101],[102].

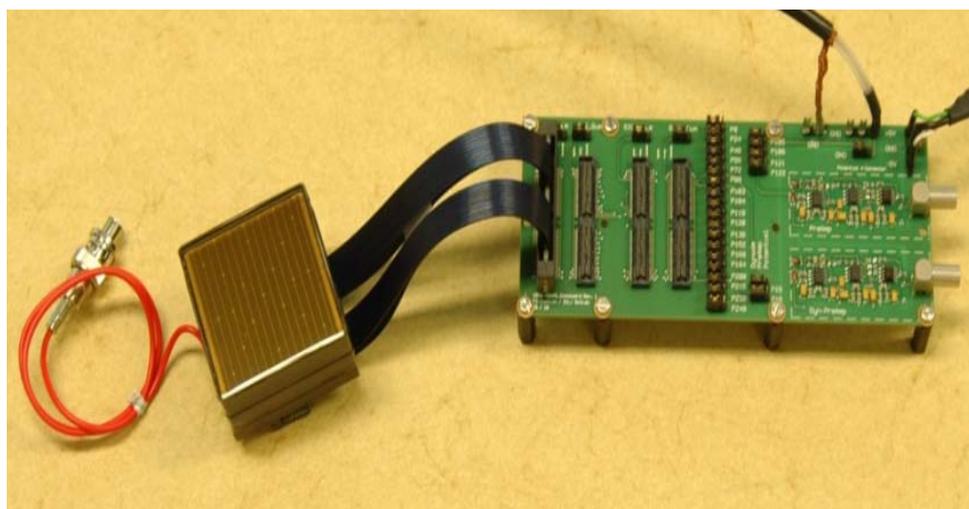


Abbildung 4.19: Links ein H9500 Photomultiplier verbunden mit einer selbst entwickelten Ausleseplatine zum Testen des PMTs und einzelner Anodenpixel. Die Platine trägt zwei ladungsempfindliche Vorverstärker.

Wie in Abbildung 4.19 dargestellt, ist eine Ausselelektronik für Multianoden Photomultiplier entwickelt worden, um einzelne Pixel als auch die gesamte Photokathode abtasten und auf ihre Inhomogenität hin, überprüfen zu können.

Die Platine besitzt zwei ladungsempfindliche Vorverstärker, wovon einer an die gemeinsame Dynode des MaPMT angeschlossen ist und der zweite Verstärker kann durch vorher definierte Pixel wahlweise über Jumper verbunden werden. Somit kann das Cross-Talk Verhalten von einzelnen Pixeln überprüft werden oder auch später die Lichtmenge einer angekoppelten Fiber überprüft werden.

Wie vorher beschrieben, unterscheiden sich die beiden MaPMTs im Wesentlichen in der Anzahl der Anodenpixel. Der Vergleich des H8500 mit nur 64 und des H9500 mit 256 Pixel, werden mit dem wie in Kapitel 4.3.1 beschriebenen Messverfahren ermittelt bzw. durchgeführt. Es wurden jeweils zwei baugleiche Photomultiplier vermessen und die Verstärkereinstellungen als auch die Hochspannung von -1000 V wurde für alle vier Messungen gleich eingestellt.

Um die Homogenität der einzelnen Photokathoden noch besser beurteilen zu können, wurden die Daten auch ortsbezogen 2-dimensional abgespeichert und wie in Abbildung 4.20 dargestellt. Durch die Mittelwertbildung an jeder einzelnen Position von 10 000 Lichtpulsen, erhält man einen relativen Fehler pro Messpunkt von kleiner 0,01 %, was hinreichend genau ist, um die vier MaPMTs vergleichen zu können.

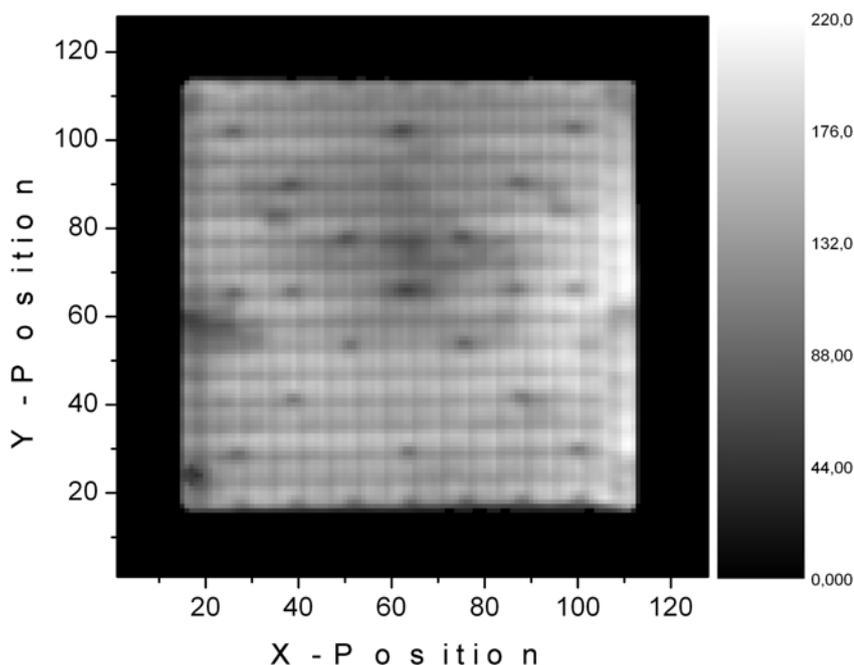


Abbildung 4.20: 2-dimensional Darstellung der Intensitätsverteilung über den Ort, des H9500 MaPMTs BA1551, aufgenommen mit einer Lichtquelle und vergleichbarer Lichtmenge eines durch ein konvertiertes Neutron in einem ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillator.

Die Abbildung 4.21 zeigt das Pulshöhenspektrum über die gesamte Photokathode der einzelnen MaPMTs. Der Schwerpunkt als auch die FWHM des Photopeaks ergeben Erkenntnisse über die Verstärkung respektive die Unterschiede der Verstärkung an unterschiedlichen Positionen der Photokathode. Hier wird deutlich, dass die H8500 eine halb so große Verstärkung haben wie die H9500. Aufgrund der FWHM für die BA1551 und BA1552 mit 46 und 54 Kanälen, hat die BA1551 einen leichten Vorteil.

4.3.4 Diskussion der Messergebnisse

Alle Photomultiplier sind mittig mit der blauen LED angefahren worden und der Schwerpunkt des dabei entstehenden Photopeaks ist in Abbildung 4.21 aufgetragen. Die Betriebsspannung der Photomultiplier mit -1000 V, als auch die Auswahl der

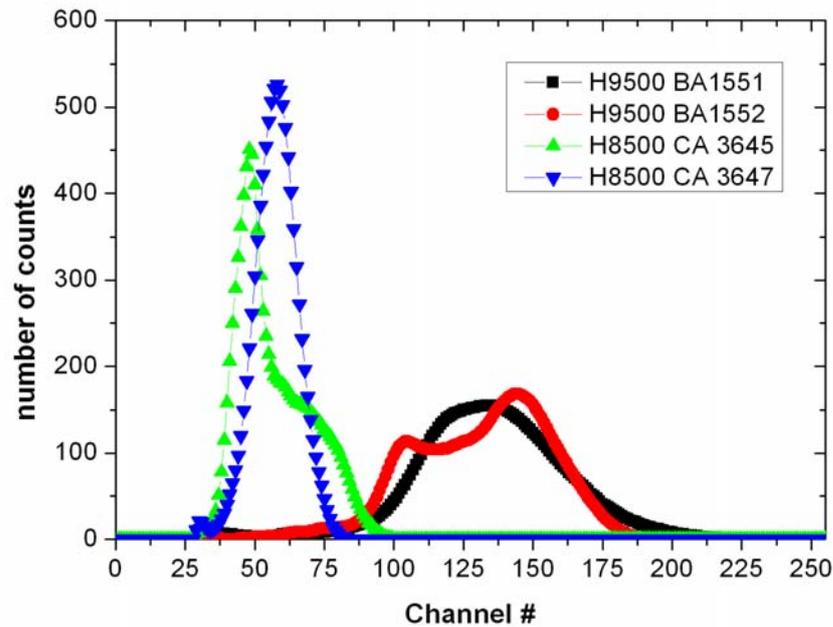


Abbildung 4.21: Pulshöhenspektrum der getesteten MaPMTs über die abgescannte Photokathode aufgetragen über die Häufigkeit

bialkalischen Photokathode mit einem Borsilikatfenster waren für alle PMT-Typen gleich. Wie aus den Datenblättern zu entnehmen war, hätte es keine so großen Abweichungen in der Verstärkung zwischen den beiden MaPMTs (H8500 und H9500) geben sollen. Beide werden bei dieser Betriebsspannung mit einer Verstärkung G von 10^6 bei gleicher sensitiver Photokathode angegeben [101],[102]. Während die positionsempfindlichen PMTs mit einer Verstärkung laut Datenblätter mit 10^5 für die R2487 Serie und $1,23 \times 10^5$ für die R3292 Serie angegeben werden [97],[98].

Berücksichtigt man nun die Anzahl der gemessenen Photoelektronen mit der entspre-

Typ	SerNr	Photopeak	Elektronik Gain
H8500	CA3645	68	12
H8500	CA3647	72	12
H9500	BA1551	105	12
H9500	BA1552	125	12
R2487	281964	90	120
R3292	DA0115	125	300

Tabelle 8: Darstellung von unterschiedlichen Photomultipliern und deren Photopeak-Lage, bei gleicher Anzahl an Photonen

chenden Verstärkung aus der Tabelle 8, fällt die Auswahl ziemlich schnell auf die H9500 Serie. Somit ist jetzt noch zu bestimmen, welcher der beiden vorliegenden MaPMTs sich besser eignet. Ein weiteres Kriterium ist der Abweichungsfaktor der einzelnen Anodenpixel untereinander. Durch das Abscannen der Photokathode und Auswerten der einzelnen Messdaten, wird sehr schnell deutlich, dass die BA1551 mit einer Abweichung von einem Faktor 2,2 zwischen dem am wenigsten und dem am meist verstärkenden Anodenpixel die beste Wahl ist.

4.4 Koinzidenzmessungen mit zwei Fiberebenen

Zur Untersuchung des Detektionsverfahrens bei einem WLSF-Szintillationsdetektor wurde eine einfache Meßanordnung aufgebaut. Sie ist schematisch in Abbildung 4.22 dargestellt und besteht aus einem Szintillator mit zwei darunterliegenden Ebenen von orthogonal angeordneten wellenlängenschiebenden Fasern. Jede Fiber-Ebene wird durch einen Photomultiplier vom Typ RCA8850 ausgelesen. Die Signale der Photomultiplier werden auf getrennte Kanäle einer Diskriminator-Einheit und eines schnellen Digitalisierungssystems der Firma Agilent geführt. Die Digitalisierungseinheit ist ein modulares Acqiris System basierend auf einem cPCI Bus der Firma Agilent, das mit einem bis zu 8 GS/s 4fach ADC Modul ausgerüstet ist. Dieses System kann über ein PC-Interface die abgetasteten Daten der Eingangskanäle auf die Festplatte zur weiteren Analyse speichern. Der ausgewählte ADC hat eine 10 bit Auflösung bei einer Eingangs-

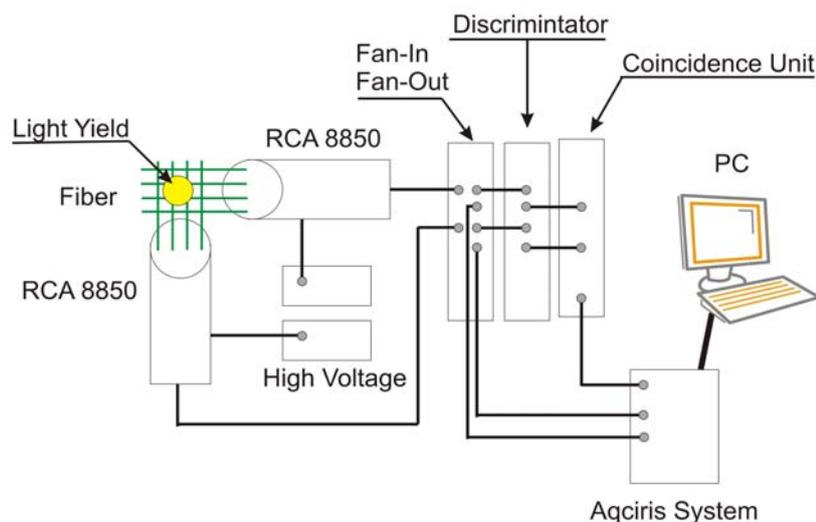


Abbildung 4.22: Schematischer Aufbau der Messanordnung zu den Koinzidenzmessungen

spannung von bis zu 5 V und einer 50 Ohm Eingangsimpedanz. Mit der Diskriminator-Einheit werden Photonen-Impulse erkannt und an eine Koinzidenz-Einheit weitergegeben. Im Falle von gleichzeitigen Photonen-Impulsen innerhalb eines definierbaren Zeitfensters auf beiden Ebenen, wird die Datenspeicherung des Digitalisierungssystems aktiviert, wodurch die Signale der Photomultiplier über einen Zeitraum von mehreren μs in einem PC gespeichert werden. Die Lichtemission eines Neutronenereignisses, das zu einer Absorption auf beiden Fiberebenen führt, kann auf diese Weise quantitativ zeitlich untersucht werden. In Abbildung 4.23 ist die Anordnung der Fibern und der zeitliche Verlauf der Signale dargestellt.

Es wurden Messungen zur Bestimmung der Lichtausbeute durchgeführt. Dazu wurde ein ${}^6\text{LiF/ZnS}$ mit einem Verhältnis von 2:1 und einer Dicke von $225\ \mu\text{m}$ verwendet. Die Länge jeder Fiber betrug 50 cm und sie wurden mit einer Lochmatrix an einer fest vorgegebenen Stelle auf der Photokathode des PMT fixiert, um so die Messungen reproduzieren zu können und Verstärkungsschwankungen an der Photokathode für die Messreihe auszuschließen. Der Ausgangsstrom von jedem mit einer Fiberebene gekoppelten PMT, wurde mit einem einstellbaren Diskriminator verbunden, dessen Ausgangspuls an eine Koinzidenzeinheit angeschlossen ist. Somit werden zufällig erzeugte Stromimpulse, verursacht durch z. B. zufällig ausgelöste Elektronen an der Photokathode nur eines PMTs unterdrückt. Der Ausgang der Koinzidenzstufe mit einstellbarer Koinzidenzzeit dient als Trigger für die Digitalisierungseinheit.

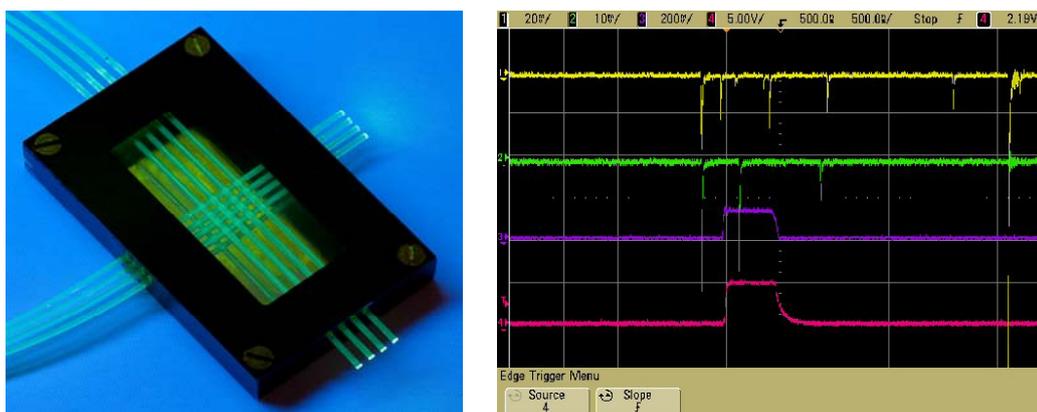


Abbildung 4.23: **Links:** orthogonale Fiber-Anordnung mit jeweils vier Fibern pro Ebene. Darüber wird dann der Test-Szintillator platziert. **Rechts:** Zeitlicher Verlauf der Signale. Kanal 1 und Kanal 2 zeigt den Stromimpuls der beiden PMTs. Kanal 3 (violett) zeigt das Koinzidenzfenster, hier 500 ns, nach dem der erste Puls erkannt worden ist. Der rote Kanal 4 zeigt das Trigger-Signal für das Acqiris System

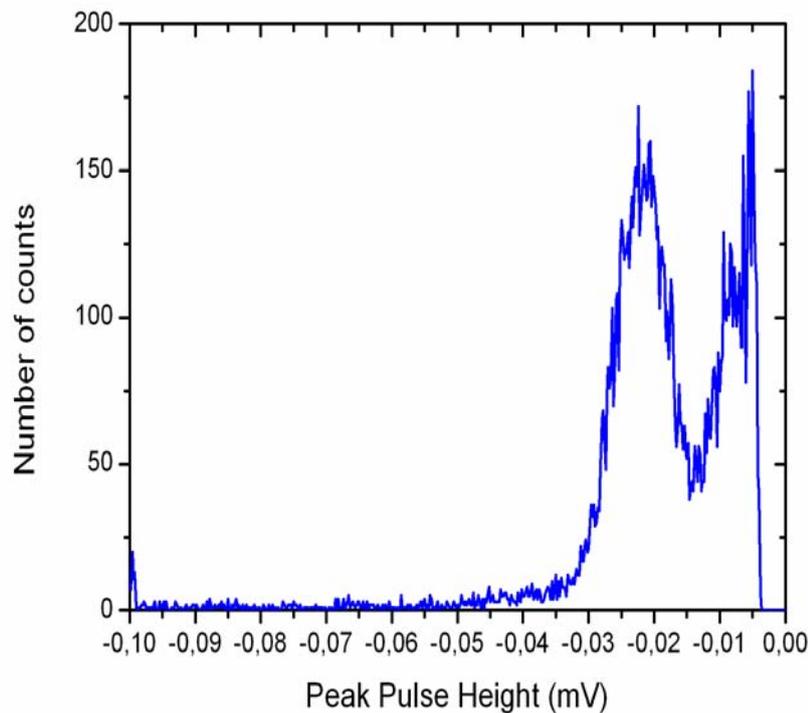


Abbildung 4.24: Das Spektrum zeigt die aufaddierten Impulse eines PMTs von 4 WLSF.

Das zeitliche Fenster für Koinzidenzen in beiden Ebenen wurde über die Koinzidenz-Einheit auf 100 ns eingestellt. Abbildung 4.24 zeigt die Pulshöhenverteilung der Photonenimpulse der Photomultiplier. Wie man erkennen kann, ist eine Separierung zwischen den Rauschsignalen unter -15 mV und den Nutzsignalen möglich und die konvertierten Neutronen erzeugen ein hinreichend großes Signal in einem Photomultiplier, mit dem man auch Single Electron nachweisen kann. Jedoch sind die Amplituden sehr klein.

Eine weitere Größe, die später dazu dienen wird ein Neutron zu detektieren und von einem Gamma zu unterscheiden, ist die Anzahl der gemessenen Stromimpulse. Ein Gamma erzeugt eine kürzere Abklingzeit im Szintillator als ein Neutron. Somit kann eine Aussage getroffen werden, wie viele Stromimpulse nach dem Erfassen des ersten durch die Koinzidenz ausgelöst, in einem bestimmten Zeitintervall erfasst werden. Das angedachte Zeitfenster muss noch genauer ermittelt werden und soll in Zusammenhang mit der Ausleseelektronik und je 32 Kanälen in X- und Y-Richtung später an einer Neutronenquelle gemessen werden. Abbildung 4.25 zeigt die Verteilung der Photonenzahl, die in beiden Ebenen pro Neutronenereignis gemessen wurde. Sie besitzt ein Maximum bei ca. 4 Photonen und hat einen Ausläufer bis zu 30 Photonen. Im Vergleich zu

den erwarteten Werten, ist dies noch relativ niedrig und bedarf noch einer genaueren Untersuchung.

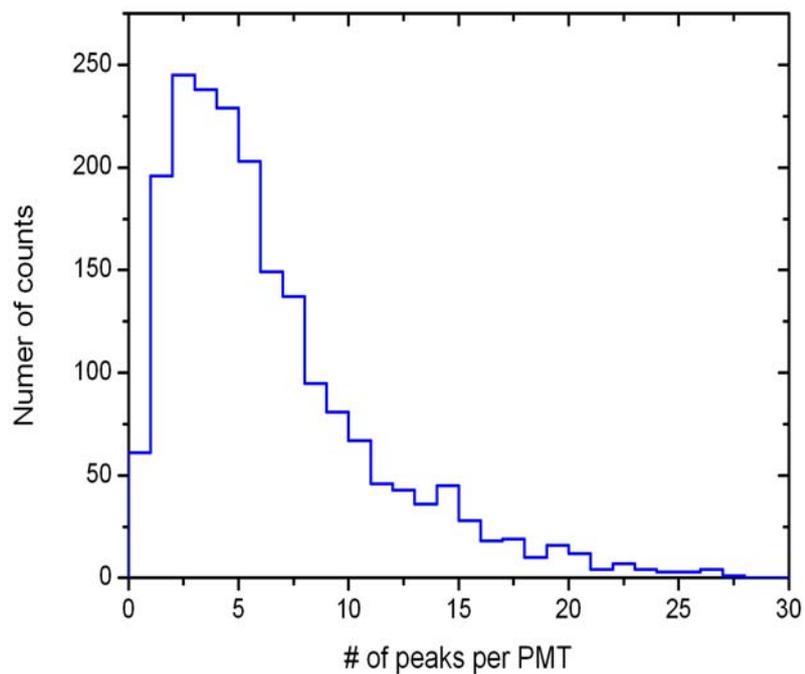


Abbildung 4.25: Das Histogramm zeigt die Verteilung der Anzahl der Photonen in beiden Ebenen, die pro Neutronenereignis gemessen wurden.

5 Entwicklung und Bau eines Prototyp Detektors

In diesem Kapitel werden die Konstruktion und der Bau eines Prototyps für einen WLSF-Szintillationsdetektor beschrieben. Für einen solchen Prototyp sind viele Parameter der einzelnen Komponenten zu berücksichtigen, die sich zusätzlich noch gegenseitig beeinflussen. Daher soll dieser Prototyp zunächst dazu dienen, die grundlegende Herangehensweise an die Thematik zu überprüfen, in dem die Funktionsweise eines solchen Detektortyps demonstriert werden kann. Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse bei der Untersuchung der Komponenten, soll er dann zukünftig als Ausgangspunkt für weitere Optimierungen genutzt werden.

5.1 Auswahl der Detektorkomponenten

Nach den Untersuchungen zu den einzelnen Komponenten muss für den Detektor Prototyp eine Auswahl an Detektorbauteilen getroffen werden, die die Realisierung eines Detektors erlauben.

Zur Auswahl des Szintillators wird zunächst betrachtet, wie viele Photonen durch die Wave-Length-Shifting Fibern eingesammelt und zum Photomultiplier transportiert werden. Zur Abschätzung nutzt man die in Kapitel 3 eingeführte Gleichung:

$$n = N_{\text{Phot}} \cdot \eta_{\text{split}} \cdot \eta_{\text{abs}} \cdot \eta_{\text{konv}} \cdot \omega_{\text{trap}} \cdot \eta_{\text{loss}} \cdot \eta_e$$

Da sich die Photonen auf zwei Ebenen aufteilen, ergibt sich für $\eta_{\text{split}} = 0,50$. Dieser Faktor steht für die Aufteilung der Photonen auf zwei Ebenen. Für die Absorption der Photonen unter Anregung eines elektronischen Zustandes kann man $\eta_{\text{abs}} = 0,75$ annehmen. Der Faktor, der den Anteil angeregter Zustände beschreibt, die unter Lichtemission in den Grundzustand gelangen, ist $\eta_{\text{konv}} = 0,80$. ω_{trap} wurde in Kapitel 3 zu 0,0314 berechnet. Die Verluste beim Lichttransport zum PMT hin werden mit einem Wert von $\eta_{\text{loss}} = 0,9$ angenommen, da er sich entlang der Fiber ändert und beeinflusst wird durch Streuung und Absorption in der gekrümmten Fiber. Die am PMT eintreffenden Photonen generieren mit einer Wahrscheinlichkeit von höchstens 25 % Photoelektronen, so dass $\eta_e = 0,25$. Damit ist

$$n = N_{\text{Phot}} \cdot 0,5 \cdot 0,75 \cdot 0,8 \cdot 0,314 \cdot 0,9 \cdot 0,25 = N_{\text{Phot}} \cdot 0,00213$$

Nur ca. 0,2 % der Photonen erzeugt ein Photoelektron zum Nachweis mit dem Photomultiplier. Berücksichtigt man, dass hierfür auch noch ein mittlerer Wert eingesetzt werden muss, so wird ersichtlich, dass die Vorzüge des ${}^6\text{LiF/ZnS:Ag}$ Szintillators in Bezug auf die Lichtmenge ausschlaggebend sind. Nimmt man beispielsweise eine mittlere Photonenzahl von 10 000 Photonen an, so ergibt sich ein Wert von 21 Photoelektronen, die genutzt werden können. Die starken Verluste, die durch die WLSF erwartet werden, machen den Einsatz eines ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillators mit maximal 6 000 Photonen pro Neutron unmöglich.

Bei den WLSF ist es wichtig, eine Fiber auszuwählen, die die emittierten Photonen des Szintillators optimal absorbiert und mit möglichst geringen Verlusten Richtung PMT transportiert. Die Kuraray Fibern vom Typ Y-11 MSJ haben die geringsten Lichtverluste bei den Biegeversuchen gezeigt, im Vergleich zu den anderen Fibern. Außerdem bietet dieser Fibertyp die Möglichkeit, die Farbkonzentration, mit der die Effizienz des blauen konvertierten Lichtes in grünes Licht umwandelt, verändert werden kann.

Der MaPMT H9500 mit seinen 256 Kanälen und einer aktiven Fläche von 89 % bei einer Kantenlänge von 52 mm ist gut für den WLSF Detektor geeignet. Allerdings ist die Verstärkung von 2×10^6 bei maximaler Versorgungsspannung noch relativ niedrig, außerdem wird ein geringes Übersprechen in benachbarte Kanäle erwartet. Der Vorteil dieses MaPMT ist die hohe Anzahl an Einzelpixel im Vergleich zum H8500 MaPMT mit nur 64 Pixel bei gleicher Verstärkung und dadurch auch der Preis pro Pixel. Somit kann eine einfache Auslesearchitektur verwendet werden, welche sich in den Gesamtkosten für den elektronischen Aufbau widerspiegelt.

5.2 Mechanischer Aufbau des Detektorkopfs

Um die Funktionsweise mit dem Prototyp Detektor demonstrieren zu können, muss er einer Reihe von Anforderungen genügen. Hierzu gehören:

1. Ausreichende Detektorfläche zur Bestimmung der Ortsauflösung, Homogenität, lokale und globale Zählratenkapazität
2. Möglichkeit, den Detektor auch im Vakuum betreiben zu können. Vakuumtauglichkeit!
3. Die Elektronik sollte außerhalb des Vakuumgehäuses platziert werden, um thermischen Problemen und evtl. zusätzlichen Aufwendungen wie z. B. Belüftung aus dem Weg zu gehen.

Mit diesen Randbedingungen wurde in Zusammenarbeit mit der Zentralabteilung für Technologie (ZAT) am Forschungszentrum Jülich ein entsprechendes Detektorgehäuse konstruiert, das in Abbildung 5.1 dargestellt ist. Um die Kosten gering zu halten, beruht der Aufbau und die Auswahl der verwendeten Komponenten auf einer großen Zahl von Normteilen. Es wurde ein rundes Außengehäuse gewählt, was aus einem Rohr gefertigt werden kann und für die ersten Versuche ausreichend ist. Es ist für den Betrieb im Vakuum hervorragend geeignet. Möchte man später zu einem modularen Aufbau wechseln, wird man ein viereckiges Gehäuse vorziehen müssen, um die nicht sensitiven Detektorflächen so gering wie möglich zu halten.

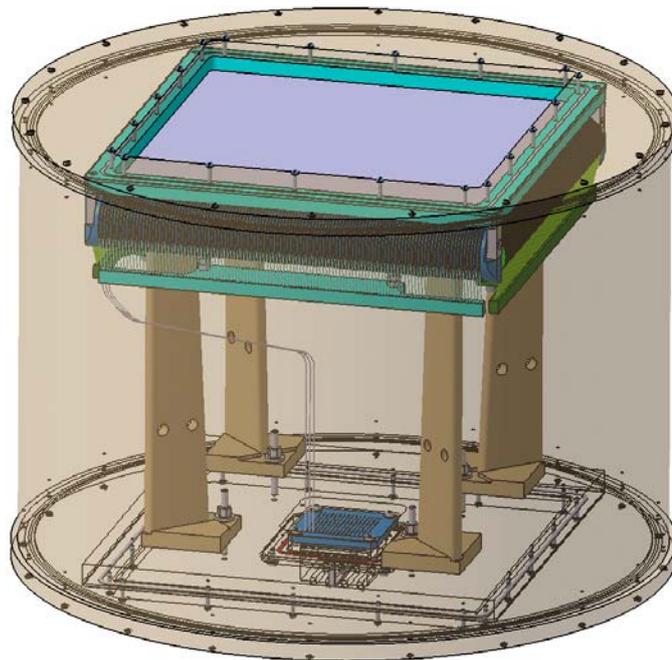


Abbildung 5.1: 3D-Konstruktionszeichnung des mit dem ZAT konstruierten vakuumdichten Detektorgehäuse. Unten im Bild blau dargestellt ist die Schnittstelle des MaPMTs mit einer angedeuteten Fiber die von oben kommend unterhalb des hier silberfarbend dargestellten Szintillators gespannt ist.

Die Detektorfläche ist quadratisch mit einer Kantenlänge von 30 cm konzipiert. Es wurden zwei übereinanderliegende orthogonale Fiberebenen eingeführt, wobei die obere und dem Szintillator nähere Fiberebene die Bestimmung der X-Koordinate und die untere Ebene entsprechend die Bestimmung der Y-Koordinate gestatten soll. Die Fasern haben dabei einen Durchmesser von 1 mm. Damit ein Teil des Lichtes auch auf die zweite Ebene durchdringen kann, beträgt der Abstand zwischen den einzelnen Fasern in X-Richtung 1,5 mm. In Y-Richtung wurde eine dichtere Anordnung mit 1 mm Abstand gewählt. Die Abstände der Fasern entspricht auch der Anordnung bei den POWGEN

Detektormodulen, die gewährleisten, dass beide Ebenen die gleiche Lichtmenge absorbieren können. Die Kreuzungspunkte der beiden Fibern auf unterschiedlicher Ebene ergeben dann den Rückschluss an welcher Stelle das Neutron den Szintillator getroffen hat.

Um eine reproduzierbare Ortsinformation zu gewährleisten, müssen die Fibern auf Spannung gehalten werden. Sie dürfen nicht durchhängen, da durch unterschiedliche Abstände der Fibern untereinander eine Verzerrung in der Ortsinformation entsteht. Dazu werden sie über ein Halbrund aus Polytetrafluorethylen (PTFE) mit 1 mm breiten und tiefen Rillen und einem Radius von 2 cm, wie in Abbildung 5.2 dargestellt, geführt, gespannt und anschließend verklebt. Das Spannen jeder einzelnen Fiber, welches vorher durch verschiedene Zugversuche an den Fibern ermittelt wurde, erfolgt mit einem Gewicht von 500 g, bevor es mit einem Kleber der Firma Polytec PT vom Typ Duralco 4538 [103] in einer dafür vorgesehen Halterung fixiert und verklebt wird. Für den Radius wurde zunächst ein Wert von 2 cm gewählt, um das Risiko von gebrochenen Fibern bzw. eine Lichtdämpfung durch cracks zu minimieren.

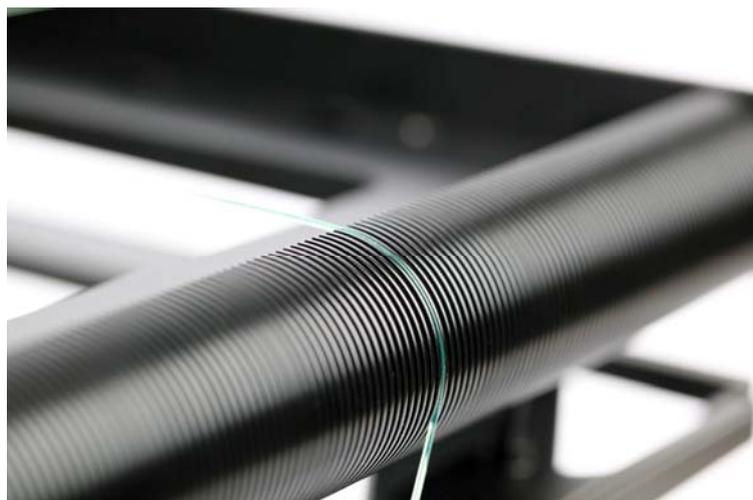


Abbildung 5.2: Über ein mit 2 cm Radius gefertigtes PTFE gespannte Fiber mit Führungsrillen von 1,1 mm und 1 mm bzw. 1,5 mm Abstand.

Über die orthogonal gespannten Fibern kann dann im Abstand von 1 mm zur obersten Ebene, wie in Abbildung 5.3 angedeutet, der Szintillator platziert werden. Somit soll der entstehende Lichtkegel möglichst wenige Fibern bestrahlen, um die Ortsauflösung gering zu halten.



Abbildung 5.3: Im vorderen Teil sieht man eine Fiber die in der oberen Bildhälfte eine weitere Fiber aus der anderen Ebene kreuzt. Darüber angeordnet ist in weiß ein ${}^6\text{LiF/Zns:Ag}$ Szintillator in V-Struktur dargestellt, welcher aber nicht in seiner endgültigen Position ist.

Eine Stirnfläche jeder Fiber wird in einer vorgefertigten und dem MaPMT H9500 angepassten Lochmatrix fixiert. In Abbildung 5.4 ist die Halterung für den H9500 zu sehen, in dem schon eine Matrix von 5 x 5 Fasern zu erkennen ist. Diese Matrixlöcher haben genau den Abstand der einzelnen Anodenpixel des H9500 und die Fasern sollen zusätzlich mit einem optischen Gel an die Photokathode gekoppelt werden. Der MaPMT selbst wird in die Halterung festgeklebt wie auch die Fasern auf der anderen Seite, um so immer die gleiche Position und optischen Kontakt gewährleisten zu können.

Die Zuordnung der einzelnen Anodenpixel, respektive der Fasern aus den einzelnen Ebenen und Positionen, werden später im FPGA mit Hilfe einer Kodierungstabelle durchgeführt. Dieses ist der große Vorteil für diese PMT Art. Jedes Pixel hat eine genaue Zuordnung, welches mit den positionsempfindlichen PMTs nicht erreicht werden kann. Die Ausleseelektronik soll hinter dem MaPMT auf der Rückplatte befestigt werden, von wo aus dann per Glasfaserkabel die Datenübertragung erfolgt.

Der Abstand zwischen den orthogonal gespannten Fiberebenen und der Lochmatrix wurde so gewählt (>50 cm), um einen möglichst großen Biegeradius zu gewährleisten und somit eine geringe Lichtdämpfung zu erzielen. Der vordere Teil des Detektorkopfes ist auf Federn gelagert bzw. getrennt von der Rückplatte, damit sich die Konstruktion besser an die Stirnflächen, die mit dem Vakuumrohr verbunden ist, anzupassen und somit besser abdichten kann.

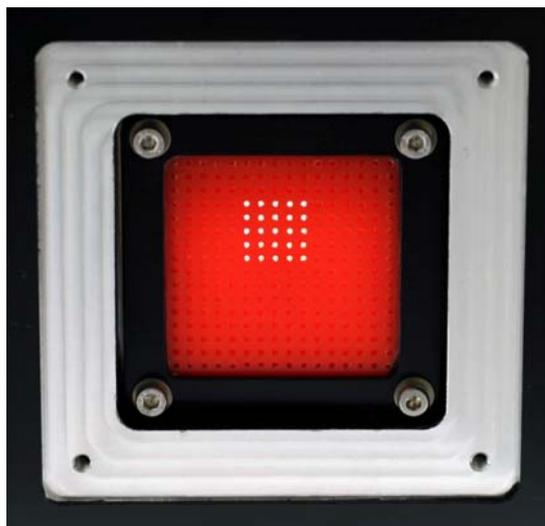


Abbildung 5.4: Mechanische Halterung für einen MaPMT vom Typ H9500 mit einer 256er 1 mm Lochmatrix und 25 Versuchsfibern

5.3 Entwicklung einer Ausleseelektronik

Um eine Ausleseelektronik für die MaPMTs zu erstellen, musste zunächst ein Konzept der Pulserkennung erarbeitet werden. Da die ausgewählten MaPMTs vom Typ H9500 256 Anoden haben, welche an Wave-Length-Shifting Fibern gekoppelt sind, war das Bestreben, jede Anode einzeln auszulesen.

Aufgrund des zu erwartenden Lichtkegels, der durch den Szintillator erzeugt wird, werden mehrere Fibern pro Neutron ausgeleuchtet. Durch die bereits gewonnen Erkenntnisse ist eine Pulsformanalyse mit Analog Digital Convertern (ADC) auszuschließen und daher wird ein Konzept favorisiert, in dem die erzeugten Pulse bzw. Photonen gezählt werden. Würde man alle die Anoden Pixel, die Photonen in Elektronen konvertiert haben, elektrisch erfassen, erhielt man eine ziemliche flache Struktur bzw. eine dem Lichtkegel entsprechende Ortsauflösung. Daher wurde die Ausleseelektronik für die MaPMTs zweistufig gestaltet, um den Schwerpunkt besser bestimmen zu können. Um diese Idee zu überprüfen, wurde zunächst eine Analogplatine mit je zwei individuell einstellbaren Komparatoren für jedes einzelne Anodenpixel entwickelt. Die differentiellen Ausgangssignale der Komparatoren, mit einer minimalen Pulsbreite von 10 ns werden in einem Field-Programmable-Gate-Array (FPGA) über eine mehrstufige Koinzidenzschaltung verarbeitet. Anschließend wird überprüft, ob es sich um ein Neutron handelt, bevor die Daten weiter verarbeitet werden. Der Spartan 3 der Firma XILINX

besitzt laut Datenblatt 456 I/O Pins und eine System Clock von 125MHz [104]. Somit, sind nachdem die 256 differenziellen Leitungen der 128 Komparatoren angeschlossen sind, noch genügend I/O Kanäle für die Kommunikation mit der Basiskarte und die Ansteuerung der Digital Analog Converter (DAC) vorhanden. Die Schwellen der einzelnen Komparatoren können über die DACs von Analog Devices (AD5383) mit je 32 Kanälen und einer Auflösung von 12bit pro Kanal eingestellt werden. Für die Testplatine mit 128 Kanälen für 32 Anodenpixel in X- als auch in Y-Richtung sind vier Stück erforderlich.

Das Einstellen jedes einzelnen Kanals muss individuell geschehen, wegen der unterschiedlichen Abschwächung des Lichtes in der Fiber, der verschiedenen Verstärkungs-

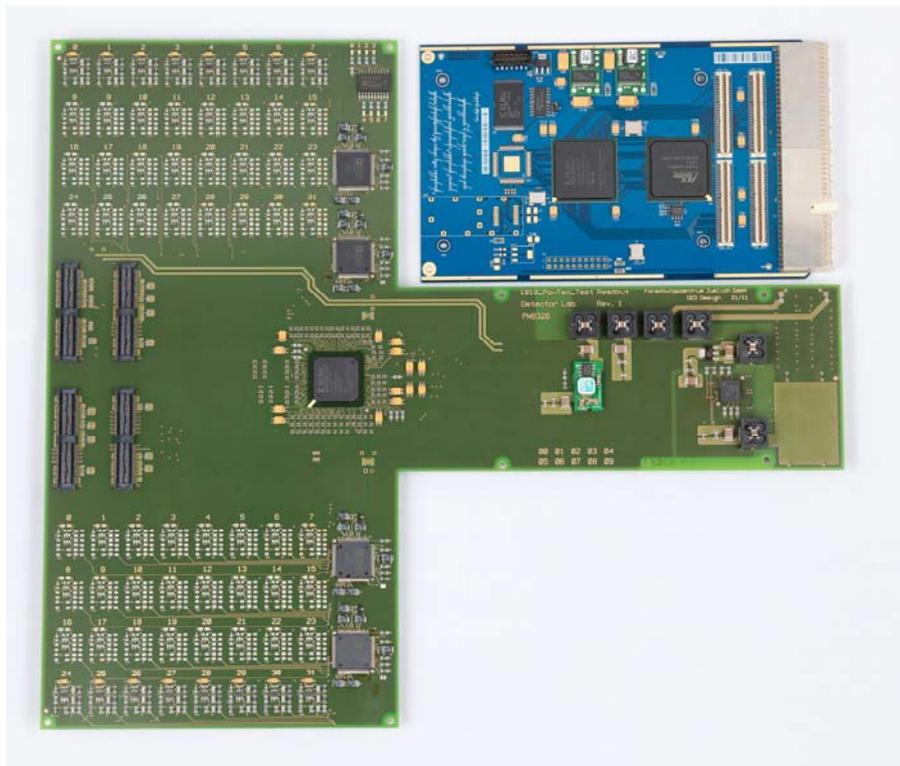


Abbildung 5.5: Dargestellt ist die Analogplatine in der Draufsicht mit dem Spartan 3 FPGA in der Mitte. Je 32 Komparatoren sind auf der Platine oben und unten platziert worden. Diese Form wurde gewählt um außerhalb des 19-Zoll Rahmens Messungen an den Komparatoren durchführen zu können. Die blaue Platine ist die CPCI Tragträgerplatine.

faktoren der einzelnen Anodenpixel und der Verstärkungsunterschiede der einzelnen Komparatoren durch Bauteiltoleranzen. In Abbildung 5.5 ist die Vorderseite der entwickelten Platine zu erkennen, welche aus einem 10-lagigen Aufbau besteht, in den Innenlagen sind die 100 Ohm Differential-Pair Leitungen der einzelnen Komparatoren untergebracht. Der Komparator von National Instruments vom Typ LMH7220 ist ein Low Voltage Differential Signaling (LVDS) Komparator mit einer Puls Anstiegs- und Ab-

fallzeit von 0,6 ns und einem geringen Stromverbrauch von ca. 7 mA laut Datenblatt. Je zwei dieser Komparatoren sind mit unterschiedlichen Schwellen an je einem Anodenpixel des MaPMTs sowohl in X- als auch Y-Richtung angeschlossen. Weiterhin besitzt die Analogplatine einen spannungsempfindlichen Vorverstärker, an dem das gemeinsame Dynodensignal des MaPMTs abgegriffen und somit z. B. für einen Multichannel Analyser oder als ein Triggersignal genutzt werden kann. Die Analogplatine ist über eine Schnittstelle basierend auf dem Common Mezzanine Card (CMC) Standard [105], mit der Grundplatine Juelicher Multi I/O Module (JUMIOM) basierend auf dem Compact PCI Standard für High-End-Systeme in 19-Zoll-Technik verbunden.

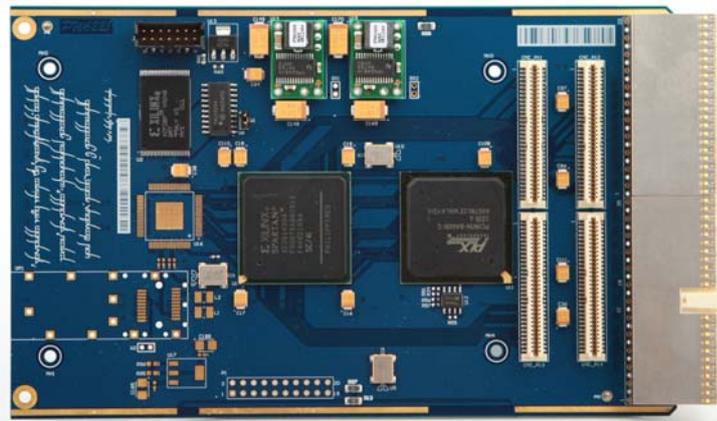


Abbildung 5.6: Compact PCI Grundplatine (JUMIOM). Rechts der ist der Compact PCI Stecker zu sehen und links daneben die vier CMC Stecker die die Verbindung mit der Analogplatine herstellen. Auf der Platine sind noch links ein Spartan FPGA und rechts daneben die PCI Bridge von PLX

Die Grundplatine ist in Abbildung 5.6 dargestellt, die vier CMC Stecker zur Kommunikation und die Spannungsversorgung auf der rechten Seite der Platine sind sehr gut zu sehen. Die Kommunikation über den CPCI Bus übernimmt die PLX9656 PCI Bridge [106]. Die Bandbreite zur PCI Seite beträgt laut Datenblatt (64 Bit x 66 MHz) 528 Mbyte/s und die Bandbreite zum FPGA wird mit (32 bit x 66 MHz) angegeben 264 MByte/s. Der FPGA, ein Spartan 3A der Firma XILINX mit bis zu 2 Mio. Systemgattern ist das Herzstück der Platine und dient als Schnittstelle zwischen den Platinen und beinhaltet Algorithmen zur Datenreduktion und zur Eventübertragung. Zum Übertragen der fertig kompilierten Bitfiles in den FPGA dient ein JTAG Programmieranschluss; über den dann auch der zweite FPGA auf der Analogplatine mit seinem Programm Code geladen werden kann. Der FPGA der Basisplatine, sowie der FPGA der Analogplatine können ebenfalls über den CPCI Bus durch die Test-Software programmiert werden. Beide Platinen haben ein serielles 8 Mbit Flash PROM der Firma XILINX, um die Konfiguration zu speichern [107].

Die Kommunikation zwischen 19-Zoll Compact PCI Rahmen und Messrechner erfolgt mit einem PXI-PCI8336-Kit von National Instruments über ein Glasfaserkabel. Somit ist eine einfache Implementierung mit einer hohen Bandbreite von PCI zu PCI Brücke und mit einer Glasfaserkabellänge von bis zu 200 m zu realisieren, bei einer Leistung von bis zu 132 MBit/s laut Herstellerangaben.

Basierend auf den Erkenntnissen von POWGEN, soll die Pulserkennung durch das Überschreiten einer Spannungsschwelle erfolgen, eingestellt an den Komparatoren, welche einen Puls an den FPGA aussenden. Dieser FPGA auf der Analogplatine wiederum erkennt, ob in einem Zeitfenster von weniger als 400 ns zur gleichen Zeit ein weiterer Komparator mit der Zugehörigkeit auf einer anderen Ebene, z. B. der Y-Ebene, einen weiteren Puls gesendet hat. Überschneiden sich die beiden Pulse in dem angegebenen Zeitfenster, muss festgestellt werden, ob diese beiden Anodenpixel mit einer angeschlossenen Fiber einen gemeinsamen Kreuzungspunkt haben. Ist dies der Fall, soll dann eine Pulsanalyse durchgeführt werden, um ein Neutron von einem Gamma zu unterscheiden. Dieses kann über das zeitliche Abklingverhalten des Szintillators bestimmt werden. Gibt es keinen gemeinsamen Kreuzungspunkt, soll das Ereignis verworfen und auf ein Neues gewartet werden. Dieses „Warten“ geschieht jedoch parallel, da sonst die Totzeit des Systems zu groß würde. Wird ein Event als „gut“ erkannt, wird es mit einem Zeitstempel an den FPGA auf der Hauptplatine zur weiteren Pulsverarbeitung und Datentransport zum PC übergeben.

Bis jetzt befindet sich diese Platine im Teststadium, wo zunächst die Kommunikation zwischen der Hauptplatine und dem Rechner programmiert wird. Auch das Interface zwischen den beiden FPGAs ist schon vorhanden und beide können miteinander kommunizieren. Die nächsten Schritte werden die Programmierung der DACs sein, um die Komparatoren einzustellen und dann eine Pulsanalyse einer ersten Komparator-schaltung im FPGA zu realisieren.

Im Blockschaltbild in Abbildung 5.7 sind noch einmal die Zusammenhänge ersichtlich. Der Aufbau sollte gerade im Entwicklungsstadium flexibel und transportabel sein. Durch die lange optische Verbindung ist es möglich, den Detektorkopf mit seiner Messelektronik direkt am späteren Probenort zu platzieren und relativ einfach aufzubauen. Außerdem besteht die Möglichkeit aufgrund des Formfaktors der Platine, direkt an den kritischen Komponenten zu messen und eine Analyse durchzuführen.

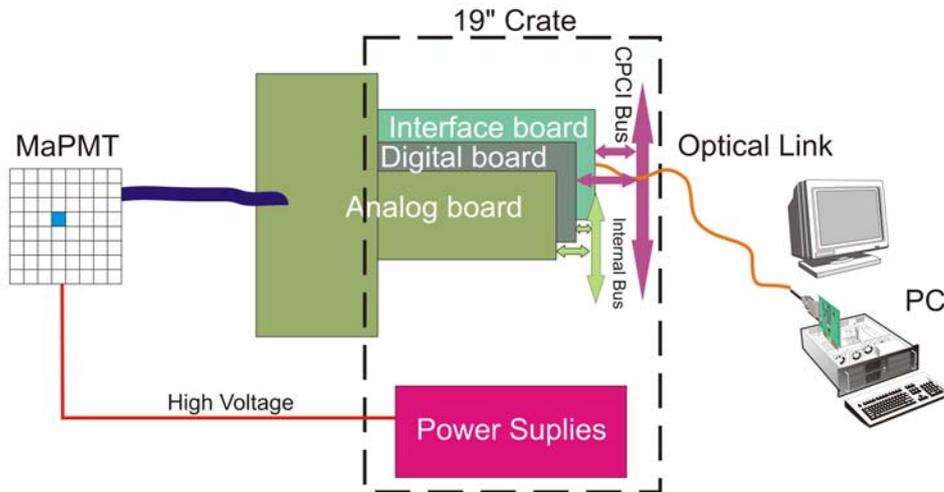


Abbildung 5.7: Blockschaltbild der Ausleseelektronik mit Detektorkopf auf der linken Seite und dem Messwerterfassungsrechner auf der rechten Seite

Durch den kommerziell erworbenen optischen Link der Firma National Instruments, war bereits eine erste Schnittstellenbeschreibung vorhanden. Auch das Ansprechen der Grundplatine über den cPCI Bus, wurde über einen im ZEL entwickelten Treiber realisiert. Die Test-Software wurde mit der Microsoft Visual Studio 2008 Entwicklungsumgebung in der Programmiersprache C entwickelt. Über ein Programm sollen die einzelnen Schwellen der jeweiligen Komparatoren eingestellt werden und deren Zählrate überwacht werden. Das erste Einstellen wird mit einem Pulsgenerator geschehen und muss später im laufenden Betrieb angepasst werden. Sind alle DAC Werte zufriedenstellend eingestellt, werden diese in einer Konfigurationsdatei gespeichert und beim einem Programmneustart direkt an den FPGA übermittelt, welcher die DACs auf die abgespeicherten Werte einstellt. Außerdem soll angezeigt werden, wie viele Ereignisse erfasst wurden und welche davon als verwertbare Ereignisse gezählt worden sind. Dies dient dazu, eine Aussage über die eingestellten Parameter zu treffen und eventuelle Angleichung bzw. Optimierung vornehmen zu können. Das Programm befindet sich in einer Art Beta-Version und wird weiter angepasst werden. Eine endgültige Bedienoberfläche muss entsprechend der Experimentanforderung später erstellt werden.

6 Diskussion

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Evaluierung eines Detektorkonzeptes zur großflächigen und ortsauflösenden Neutronendetektion für das zukünftige Instrument POWTEX am FRM II in Garching. Dieses bereits im Bau befindliche Instrument hatte in der ursprünglichen Planung ortsauflösende ^3He -Zählrohre zur Neutronendetektion vorgesehen, was aber aufgrund des langfristigen ^3He -Mangels jetzt nicht mehr realisierbar ist. ^3He war in der Vergangenheit der „goldene“ Standard im Bereich Detektorbau für thermische Neutronen. Die einfache Verfügbarkeit – verbunden durch entscheidende Merkmale wie ein Preis von ca. 30 – 50 € pro Liter und die einfache Handhabbarkeit – waren Vorteile, die andere Detektorsysteme basierend auf anderen Konversionsverfahren immer wieder in der Attraktivität eines Experimentbauers nach hinten drängten. Eine Recherche hat ergeben, dass aktuell drei alternative Detektorsysteme favorisiert und auch immer wieder in Abwandlungen auf Konferenzen und Workshops vorgestellt werden. Dazu gehört auch wieder der BF_3 Detektor, der vergleichbare Vorteile wie ^3He -Detektoren im Hinblick auf flexible und großflächige Einsatzgebiete liefert. ^3He ersetzte in den 60er Jahren das mit dem toxischen BF_3 Zählgas gefüllte Zählrohr und es konnten somit viele strenge Sicherheitsmaßnahmen für den Umgang mit toxischen Gasen umgangen werden. Die Ausleseelektroniken von ^3He Detektorsystemen können mit nur einer geringen Anpassung übernommen werden. Der Nachteil eines toxischen Gases bleibt weiterhin bestehen ebenso wie die damit verbundenen Sicherheitsauflagen für die Nutzung und den Transport. Die Nachweiseffizienz wird mit 30 – 50 % eines vergleichbaren ^3He -Detektors angegeben. Eine andere Alternative sind Detektorsysteme basierend auf ^{10}B Konvertern, wie z. B. die Straw Detektoren. Auch diese Art von Detektoren sind relativ einfach herzustellen, müssen aber aufgrund der geringen Nachweiseffizienz von 10 – 15 % bedingt durch die dünne Konverterschicht von ^{10}B , in mehreren Ebenen aufgebaut werden. Bei Streuexperimenten muss die Elektronik und auch die spätere Datenauswertung, die Position in der Ebene berücksichtigen werden, um eine genaue Winkelbestimmung treffen zu können. Die dritte Alternative basiert auf einem ^6Li Szintillator in unterschiedlichen Anordnungen wie z. B. als selbständiger Szintillator direkt mit einem Photomultiplier gekoppelt oder über eine Fiberauslese um große Flächen kostengünstig abdecken zu können. Hierfür wird derzeit Lithium-6 mit Zink Sulfid ($^6\text{LiF}/\text{ZnS}$) bevorzugt, da mit diesem Typ eine maximale Lichtmenge von 160 000 Photonen pro absorbiertes Neutron erreicht wird. Das Licht kann dann über eine WLS Fiber in einem PMT zur weiteren Verarbeitung nachgewiesen werden. Vor-

teilhaft ist auch die geringe Gamma Sensitivität, die vergleichbar zu den ^3He Detektoren ist. Die zwei dimensionale Ortsauflösung kann über die Abstände einer orthogonal angeordneten Fiberstruktur und deren Abstände, jedoch limitiert durch den entstehenden Lichtkegel, beeinflusst werden. Andere Szintillatoren, die weniger Licht emittieren, können nicht zum Einsatz kommen, da von den entstandenen Photonen nur ein sehr geringer Anteil dazu beiträgt, Photoelektronen im PMT auszulösen.

Ein solcher Detektortyp wurde bereits für die speziellen Anforderungen des POWGEN Instruments an der SNS entwickelt und wird dort gegenwärtig in Betrieb genommen. Dieser Detektor verwendet eine Auslesematrix mit Einzelphotokathoden Photomultipliern. Über ein Kodierverfahren wird der Ort bestimmt, an dem das Neutron konvertiert wurde. Die Nachweiseffizienz wird mit 50 % für thermische Neutronen am POWGEN Detektorsystem angegeben. Der verwendete $^6\text{LiF/ZnS}$ Szintillator hat eine lange Abklingzeit von bis zu $1,6 \mu\text{s}$, womit eine Zählrate erreicht werden kann, die einem ^3He -Detektor entsprechend ist. Somit werden einige der geforderten Bedingungen für den POWTEX Detektor erfüllt, jedoch ist die Ortsauflösung dieses Systems $5 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ nicht ausreichend und wurde daher nicht als Lösung in Betracht gezogen.

Weil das POWTEX Experiment am FRM II bereits geplant war und auch bauliche Rahmenbedingungen existierten, wurde in dieser Arbeit das alternative Detektorkonzept – basierend auf einem Szintillationsdetektor wie bei POWGEN – als bestmögliche Lösung betrachtet. Durch einen modularen Aufbau, sollen so auch große Flächen realisiert werden. Jedes Detektor Modul soll einen ^6Li basierenden Szintillator besitzen, von dem das erzeugte Licht in speziellen Fibern zur Lichtwellenleitung absorbiert und mit einer verschobenen Wellenlänge wieder emittiert wird. Ein Bruchteil des erzeugten Lichtes kann so über Fibern an einen Photomultiplier zum Nachweis weiter geleitet werden.

Der Szintillator ist eine zentrale Komponente bei solchen Detektoren. Er muss eine hinreichend hohe Nachweiseffizienz aufweisen und auch genügend Licht zur Detektion über wellenlängenschiebende Fibern erzeugen. Hierzu wurde zunächst der ^6Li -Glas Szintillator vermessen, der die erforderliche Nachweiseffizienz von mehr als 50 % im Bereich der Neutronenwellenlängen von $1,1 \text{ \AA} - 2,4 \text{ \AA}$ aufweist. Er besitzt eine Lichtausbeute von insgesamt $\sim 6\,000$ Photonen, von denen aber die Hälfte bei einseitiger Auslese verloren geht. Mit einem Spiegel aus poliertem Aluminium auf der zur Detektion abgewandten Seite konnte die Lichtausbeute zwar um 60 % erhöht werden, was aber bei einem Einsatz mit wellenlängenschiebenden Fibern nicht ausreicht. Daher wurden Szintillatoren aus einer Mischung von ZnS:Ag Phosphor und ^6LiF betrachtet, die auch bei den POWGEN Detektoren zum Einsatz kommen. Solche Szintillatoren besitzen zwar eine hohe Lichtausbeute von $\sim 160\,000$ Photonen, sind aber intransparent, weshalb ihre maximale Dicke beschränkt ist. Es wurden kommerziell erhältliche Szintillatoren

dieses Typs in unterschiedlichen Mischungsverhältnissen vermessen. Die höchste Effizienz und Lichtausbeute zeigte dabei ein ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}:\text{Ag}$ -Szintillator mit einem Mischungsverhältnis von 2:1 (ZnS zu LiF). Dabei erstreckt sich die ermittelte Photonenanzahl, über mehr als eine Dekade. Messungen haben gezeigt, dass die Wahrscheinlichkeit eine große Anzahl von Photonen anzutreffen bis zu 1 000-mal geringer ist, als die für eine kleine Anzahl, wegen der Intransparenz des Gemisches aus ${}^6\text{LiF}$ - und ZnS - Pulver. Erstaunlich war bei diesen Untersuchungen, dass der bei POWGEN eingesetzte Szintillator mit V-Struktur die schlechteste integrale Zählrate aufwies. Erst vor kurzem wurde auf einem internationalen Workshop von T. Nakamura vom Materials and Life Science Division an J-PARC, eine Weiterentwicklung des LiF/ZnS Szintillators vorgestellt. Der $\text{ZnS}/{}^{10}\text{B}_2\text{O}_3$ Szintillator soll eine adäquate oder sogar bessere Neutroneneffizienz erreichen und erste Testsysteme am iBIX Experiment an J-PARC haben zufriedenstellende Ergebnisse geliefert. Dieser Szintillator hat eine kürzere Abklingzeit als der ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}:\text{Ag}$ ($<1 \mu\text{s}$) was auf eine spätere höhere Detektorzählrate vermuten lässt. Ein Nachteil ist, dass nur halb so viel Licht emittiert wird und das der Szintillator dünner ist, welches aber keinen Einfluss auf die Effizienz hat. Das liegt daran das ${}^{10}\text{B}$ einen größeren Wechselwirkungsquerschnitt zur Absorption von Neutronen besitzt als ${}^6\text{Li}$. Leider gibt es Schwierigkeiten diesen Szintillator käuflich zu erwerben und daher steht er auch für Tests noch nicht zur Verfügung.

Bei den Wave-Length-Shifting Fibern wurden zwei kommerzielle Anbieter gefunden, die Firmen Saint Gobain und Kuraray. Beide Firmen bieten Fibern mit geeigneten Absorptions- und Emissionsbereichen an, die über sogenannte Cladding-Verfahren einen höheren Anteil des erzeugten Lichtes entlang der Fiber transportieren. Die Lichtverluste sind bei wellenlängenschiebenden Fibern von zentraler Bedeutung, da, wie eine theoretische Abschätzung gezeigt hat, nur ca. 0,2 % der erzeugten Photonen nachgewiesen werden können. Bei der Bearbeitung der Fibern zeigte sich zunächst, dass herkömmliche Schneidverfahren zum Erreichen einer glatten Austrittsfläche nicht ausreichend waren. Eine glatte Austrittsfläche ist notwendig, um den Lichtkegel beim Austritt zu begrenzen und damit ein Übersprechen zwischen Kanälen am Photomultiplier zu vermeiden. Durch ein zweistufiges Polierverfahren konnte eine hinreichend glatte Oberfläche erreicht werden. Da bei modularen WLSF-Szintillationsdetektoren die Fibern an den Rändern des Detektors zum Photomultiplier gebogen werden, ist der Biegeradius und die damit verbundenen Lichtverluste ein wichtiger Parameter. Er definiert im Wesentlichen den insensitiven Anteil der Detektorfläche an den Rändern eines Detektormoduls. Über einen speziellen Messaufbau konnten die Lichtverluste in Abhängigkeit vom Biegeradius bestimmt werden. Die MSJ-Fiber der Firma Kuraray zeigte dabei die besten Eigenschaften. Bei Biegungen durch Erwärmen der Fiber auf $80 \text{ }^\circ\text{C}$ zeigte sie bis zu einem Radius von 20 mm keine Lichtverluste. Auf einer kürzlich stattgefundenen Konferenz wurden sogar Messungen vorgestellt, bei der eine 1 mm Fiber mit Biegeradi-

en von weniger als 3 mm gebogen wurde. Außerdem stellte eine Arbeitsgruppe Ideen vor, wo man direkt nach der Biegung eine klare Fiber an die WLSF adaptiert. Bei dem ersten Ansatz soll der Lichtverlust nur ca. 10 % sein und bei dem zweiten Ansatz erhofft man sich die Lichtverluste zu minimieren. Es ist noch nicht eindeutig, ob der entstehende Verlust an der Stoßstelle zwischen einer WLSF und der einer klaren Fiber geringer ist, als die totale Lichtdämpfung innerhalb der WLSF auf der Gesamtlänge bis hin zum PMT. Unverkennbar ist, dass die entscheidenden Parameter die Länge und der Biegeradius der WLSF sind und wie nah der PMT an der Fibernmatrix angebracht werden kann.

Um aufwendige Kodierungsverfahren, wie z. B. am POWGEN, bei der Lichtdetektion zu vermeiden, sollte jede einzelne Fiber separat mit einem Photomultiplier ausgelesen werden. Bei der Auswahl der Photomultiplier standen zwei verschiedene Typen zur Wahl, die diesen Anforderungen entsprechen. Eine Bauart ist der sogenannte Multianoden-Photomultiplier, der andere Typ ist ein positionsempfindlicher Photomultiplier. Von beiden Typen wurden jeweils zwei Varianten untersucht. Hinsichtlich der Verstärkung und Homogenität zeigte dabei der Multianoden-Photomultiplier H9500 der Firma Hamamatsu mit 256 Pixeln die besten Werte. Mit diesem Photomultiplier sollte es der nachgeschalteten Elektronik möglich sein, die elektrischen Signale zur Detektion eines Neutrons aufnehmen und analysieren zu können.

Zur Untersuchung des Detektionsverfahrens bei einem WLSF-Szintillationsdetektor wurde eine Fibernmatrix mit einem darüber liegenden LiF/ZnS-Szintillator aufgebaut. Über ein Koinzidenzverfahren konnte mit einem schnellen Digitalisierungssystem die Lichtemission eines Neutronenereignisses, das zu einer Absorption auf beiden Fibern-Ebenen führte, untersucht werden. Die Pulshöhenverteilung der Photonensignale zeigte, dass eine Separierung von Rauschsignalen bei solchen Messungen möglich ist. Die Verteilung der Photonenzahl, die in beiden Ebenen pro Neutronenereignis gemessen wurde, besitzt ein Maximum bei ca. 4 Photonen und hat einen Ausläufer bis zu 30 Photonen. Diese Anzahl ist niedriger als der erwartete Wert von 21 Photonen und bedarf noch einer näheren Untersuchung. Jedoch zeigte sich bei den Messungen, dass durch die WLSF ein erhöhter Gammauntergrund, vermutlich durch gestreute Neutronen entsteht. Hier müssen weitere Untersuchungen folgen. Studien und eigene Messungen belegen, dass der LiF/ZnS-Szintillator eine Gamma Sensitivität von weniger als 10^{-6} bei Messungen mit einer ^{60}Co Quelle aufweist, die ihre Energielinien bei 1,1 MeV und 1,3 MeV aufweist. Mit dem am J-PARC entwickelten Szintillator werden vergleichbare Ergebnisse erzielt. Dennoch muss ermittelt werden, ob der Gammauntergrund Einfluss auf spätere Messungen haben kann. Dabei liegt das Hauptaugenmerk darauf, die gestreuten Neutronen die auf die Fibern treffen und somit Gammas erzeugen, zu unterbinden. Dieses kann erreicht werden, indem man das Gehäuse verbessert und mit einem entsprechenden Neutronenabsorber wie z. B. Borcarbid auskleidet.

Der derzeit konstruierte Prototyp mit einer sensitiven Detektorfläche von 30 cm x 30 cm wurde bereits gebaut. Die beiden orthogonalen Fiberebenen sind so angeordnet, dass die obere Ebene den 1,5fachen Abstand des Faserdurchmessers hat, um somit auch Photonen auf die zweite Ebene durchdringen zu lassen, wo die Fasern mit einfachem Abstand gespannt und fixiert wurden. Die behandelten Stirnflächen der Fasern werden über eine vorgefertigte und an den Photomultiplier angepasste Lochmatrix fixiert und mit einem optischen Gel an die Photokathode gekoppelt. Dadurch wird gewährleistet, dass die Fasern immer die gleiche Position auf dem Photomultiplier einhalten. Dieser Vorteil ist für die weitere Impulsverarbeitung hilfreich, um so über Tabellen eine Homogenisierung individuell zu vereinfachen. Würde man mehrere Fasern auf einer Photokathode bündeln, hat dies unterschiedliche Verstärkungen bezüglich der Inhomogenität der Photokathode als auch die unterschiedlichen Lichtverluste jeder einzelnen Faser zur Folge. Diese Problematik ist aus dem Aufbau des POWGEN Detektors und von anderen Experimenten am RAL bekannt. Für den Prototypen wurde ein konventioneller Faserabstand gewählt, aber es muss noch einmal genau überprüft werden, ob man diesen Abstand nicht optimieren kann. Durch den diffusen Lichtfleck, der von dem nicht durchsichtigen Szintillator entsteht, kann man eventuell den Abstand vergrößern und dadurch so eine größere sensitive Fläche erreichen, bei einer gleichen Anzahl von Auslesekanälen. Der Nachteil ist, dass man dadurch nicht alle Photonen in den Fasern sammelt und daher darf man das umgekehrte Bestreben, also den Abstand verringern und somit mehr Licht sammeln, nicht vernachlässigen. Hierüber wurde mit verschiedenen Experten von J-PARC, STFC und SNS bereits diskutiert und es müssen weitere Tests bzw. Simulationen folgen.

In Bezug auf die Impulsverarbeitung wird ein Konzept favorisiert, in dem die erzeugten Pulse bzw. Photonen gezählt werden. Es wurde daher eine Ausleseelektronik mit schnellen und individuell einstellbaren Komparatoren für jedes Pixel des Photomultipliers entwickelt, wobei die Pulserkennung durch das Überschreiten der eingestellten Spannungsschwelle erfolgt. Die weitere Verarbeitung der Signale, wie z. B. die Koinzidenzerkennung in beiden Ebenen und die Bestimmung der Photonenzahl, soll in einem auf dem Board befindlichen FPGA durchgeführt werden. Die Daten können dann über eine Compact PCI Trägerplatine ausgelesen werden. Werden später einmal mehrere Module zu einem Gesamtdetektor zusammengesetzt, muss eine Zwischenstufe eingeführt werden. Diese Zwischenstufe soll dazu dienen, mehrere Module zusammen zu fassen, um so den Datenstrom zum endgültigen Datenaufnahmesystem zu optimieren und eventuell schon eine Vorverarbeitung durchführen.

Eine Gamma Diskriminierung wird über das Abklingverhalten des Szintillators bzw. die zeitliche Länge der gezählten Impulse bestimmt. Dennoch wird während der gesamten Abklingzeit diese einmal analysierte Faser für ein weiteres Event nicht mehr zu nutzen sein. Da aber jede Faser einzeln von dem Detektormodul ausgelesen wird, wird erwar-

tet, dass die Gesamtzählrate höher ist als die mit dem bekannten Kodierverfahren anderer Systeme. Die entstehenden „Pile up“ Effekte werden mit der Einzelauslese minimiert.

Durch die langen Reaktorabschaltungen am FRM II und BER II bestand bisher noch keine Möglichkeit, den entwickelten Detektor-Prototypen an einer Neutronenquelle zu testen. Dennoch konnten viele Vorversuche und Studien an einer ^{252}Cf Quelle in einem Nuklidlabor durchgeführt werden, die mit Paraffin umgeben war.

7 Zusammenfassung

Primäres Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung und der Bau eines Prototyps, mit dem die Eigenschaften solcher WLSF-Szintillationsdetektoren untersucht und optimiert werden können. Der Prototyp sollte dabei eine ausreichende Detektorfläche besitzen, damit die Anforderungen für POWTEX hinsichtlich der Nachweiseffizienz, Orts- und Zeitauflösung, Homogenität und Zählratenkapazität überprüft werden können. Für einen solchen Prototyp sind viele Parameter der einzelnen Komponenten zu berücksichtigen, die sich zusätzlich noch gegenseitig beeinflussen. Gemäß den Vorgaben wurden die Komponenten eines WLSF-Szintillationsdetektors hinsichtlich ihrer physikalischen Eigenschaften bei der Neutronendetektion und ihrer Handhabung bei der Verarbeitung weiter erforscht und optimiert.

Nach den Untersuchungen der einzelnen Komponenten wurde ein Detektor-Prototyp konstruiert und gebaut. Er besitzt eine quadratische Detektorfläche mit einer Kantenlänge von 30 cm und zwei übereinanderliegenden orthogonalen Fiberebenen. Die obere und dem darüber liegenden LiF/ZnS-Szintillator nähere Fiberebene dient der Bestimmung der X-Koordinate und die untere Ebene entsprechend der Bestimmung der Y-Koordinate. Es wurden MSJ-Fibern der Firma Kuraray verwendet, die einen Durchmesser von 1 mm haben und mit einem Abstand zwischen den Fibern in X-Richtung von 1,5 mm und in Y-Richtung von 1 mm Abstand verlegt wurden. Über die Kreuzungspunkte der Fibern auf den beiden Ebenen soll der Ort des Neutronenereignisses auf dem Szintillator bestimmt werden. Um bei diesem Prototyp Lichtverluste beim Biegen oder Brüche der Fibern weitestgehend zu vermeiden, wurden die Fibern bei ca. 80 °C mit einem Radius von 20 mm gebogen. Als Photomultiplier ist zunächst der H9500 von Hamamatsu vorgesehen, der insgesamt 256 Pixel besitzt und damit den gesamten Detektor auslesen kann. Mit einer entsprechenden hochintegrierten Elektronik besteht die Möglichkeit, Homogenitätsschwankungen einzelner Komponenten, hervorgerufen durch Lichtverluste oder Verstärkungsschwankungen annähernd auszugleichen. Eine Unterscheidung zwischen Gamma und Neutronen bzw. „Pile Up“ Effekten ist durch eine flexible Pulserkennungs Modifikation im FPGA einfach umzusetzen.

Abschließend ist festzuhalten, dass ein Detektor mit Szintillator in Verbindung mit WLS-Fibern in modulare Bauweise eine echte Alternative für großflächige Detektorsysteme darstellt, die bisher auf ^3He Basis aufgebaut worden sind.

8 Ausblick

Zukünftig soll die Leistungsfähigkeit des Prototyps am Instrument TREFF am FRM II gezeigt und weitere Untersuchungen zur Optimierung durchgeführt werden. Es existieren unterschiedliche Ansätze, um die Limitierungen des Prototypen zu verbessern.

Zunächst gibt es Bestrebungen den Szintillator zu optimieren, hinsichtlich seiner Neutroneneffizienz und Transparenz mit einer hohen Photonenausbeute pro absorbiertem Neutron. Hierfür gibt es erste Ansätze wie z. B. den CLYC ($\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6$) Szintillator und auch andere bereits veröffentlichte Ergebnisse. Diese sind leider immer nur Prototypen mit kleinen Flächen und müssen weiter untersucht werden.

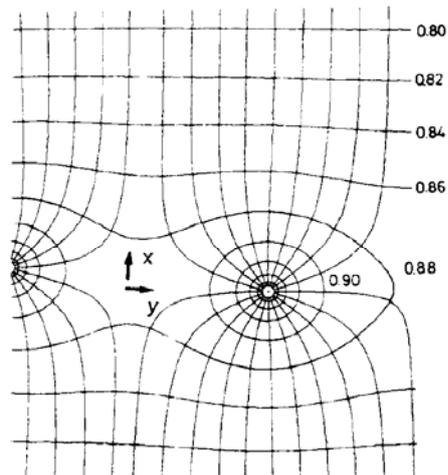
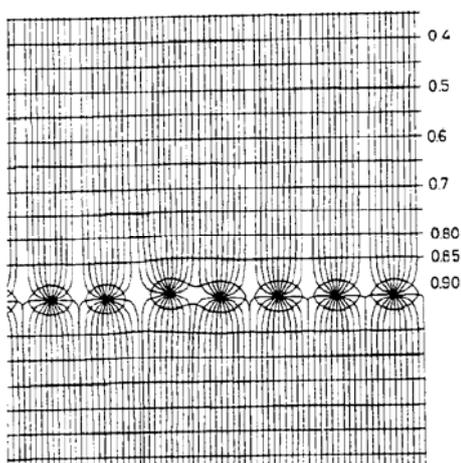
Von besonderem Interesse ist die Lichtsammlung mit den wellenlängenschiebenden Fasern. Ein Ansatz ist z. B. die Reduktion der Farbstoffkonzentration der Fasern in der oberen Ebene bei einer gleichzeitigen Erhöhung der Farbstoffkonzentration der Fasern in der unteren Ebene. So könnte man auf einfache Weise einen Ausgleich der Lichtsammlung auf beiden Ebenen gestalten. Eine andere Alternative ist es, die Abstände vor allem in der unteren Fiberebene, zu verringern und so mehr Licht sammeln. Durch diese Verringerung müssen dann aber auch die Anzahl der Kanäle für die Ausleseelektronik erhöht werden, welches wiederum Einfluss auf die Gesamtkosten hat. Eine Verbesserung könnte auch erreicht werden, in dem man beide Fiberenden auf ein Anodenpixel des Photomultipliers führt. Die Anodenpixel des H9500 sind $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$ und sollten somit zwei Fiberenden von 1 mm Durchmesser aufnehmen können. Dadurch sollte die Anzahl der erzeugten Photoelektronen erhöht werden, was wiederum eine einfachere Signalanalyse ermöglichen sollte. Inwiefern solche Optimierungen für die Anforderungen von POWTEX erforderlich sind, wird sich durch die zukünftigen Studien zeigen.

Außerdem könnte die Wandlung des emittierten Lichtes einer Faser in ein elektrisches Signal mit Hilfe eines Multianoden Photomultiplier mit gleich vielen Auslesepixeln verbessert werden, indem durch Anpassung der emittierten Wellenlänge an die Photokathode die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen erhöht und somit das Signalrauschverhältnis verbessert wird. Weiterhin ist durch Verändern der Dynodenstruktur, wie sie bei einem 64 Pixel MaPMT vom Typ H7546A zum Einsatz kommt, eine Optimierung des Einzelphotonen Nachweis möglich. Hierfür müssen weitere Gespräche mit dem Hersteller geführt werden.

A. Anhang

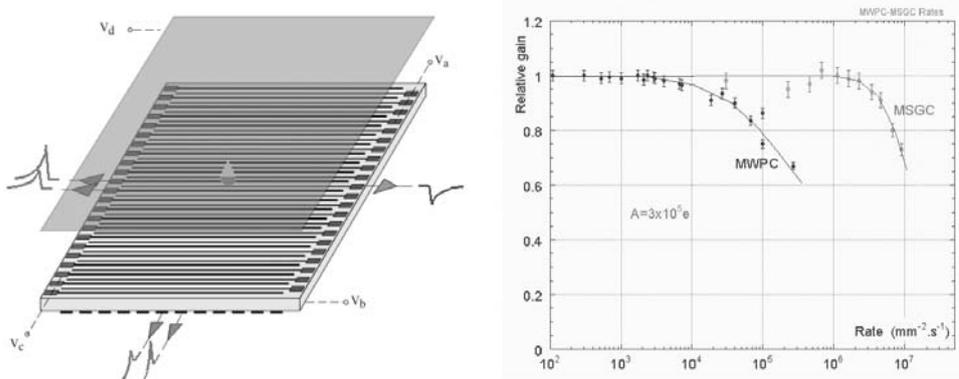
A.1 Multi Wire Proportional Chambers

Im linken Bild sind die Äquipotentiallinien und die Feldlinien in einer MWPC zwischen zwei Kathodenplatten dargestellt. Das rechte Bild zeigt eine Vergrößerung um einen Draht dieser Feld- und Potentiallinien. [108]



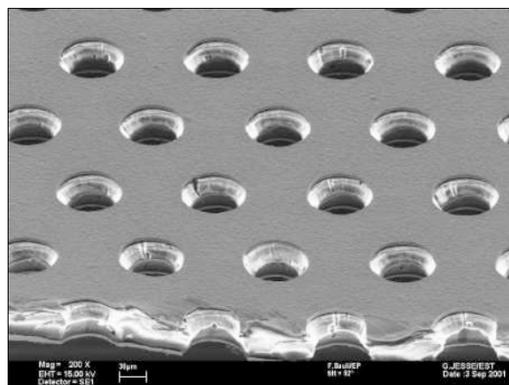
A.2 Schematischer Aufbau einer MSGC

Links ist der schematische Aufbau einer MSGC dargestellt. Die negative Ladung wird auf der Anode gesammelt und die positive Ladung von den nächst gelegenen Kathodenstreifen aufgenommen. Streifen auf der Rückseite können eine zweite Koordinate als Information liefern. Trotz der Ladungsaufteilung zwischen zwei Anoden erreicht man eine gute Ortsauflösung ($\sim 50 \mu\text{m}$). Rechts ist ein Vergleich der Zählraten einer MWPC und MGC dargestellt. Aufgrund des stabileren Aufbau der Sammelelektroden ist eine höhere Zählrate mit der MSGC möglich [70].



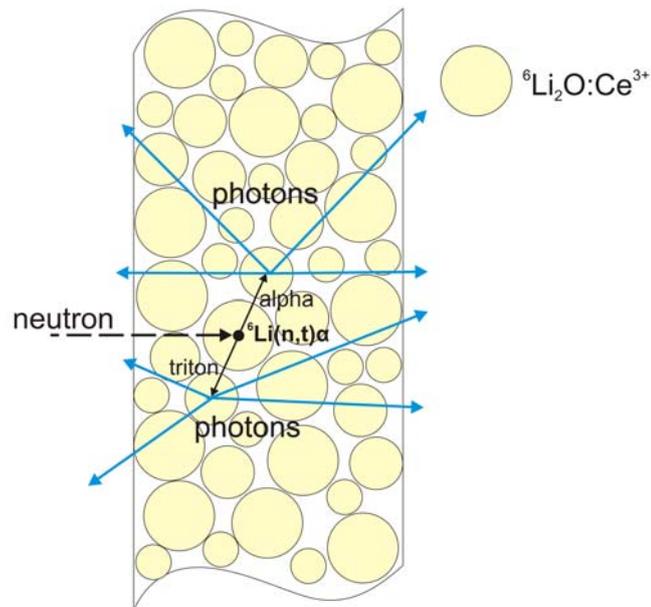
A.3 Struktur einer GEM Folie

Aufnahme einer GEM Folie mit einer typischen Geometrie von $70 \mu\text{m}$ Löchern in einem $140 \mu\text{m}$ Abstand. Außerdem ist die $5 \mu\text{m}$ dicke Kupferschicht auf der $50 \mu\text{m}$ dicken Kaptonfolie zu erkennen. Somit entstehen 5 - 10 000 kleine Proportionalzähler pro cm^2 [109].



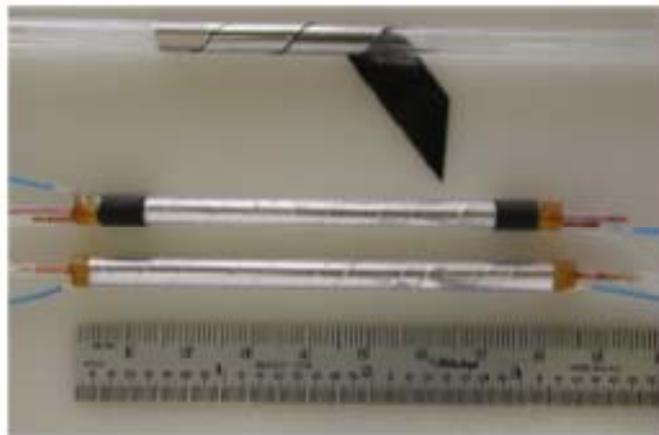
A.4 Darstellung eines ${}^6\text{Li}$ Szintillator Aufbaus

Diagramm von ${}^6\text{Li}$ -Glas Szintillations Prozess. Ein Neutron reagiert mit einem ${}^6\text{Li}$ und ein Triton und Alpha entstehen. Erreichen die beiden Teilchen ein Ce^{3+} Korn, entstehen insgesamt bis zu 6 000 Photonen.



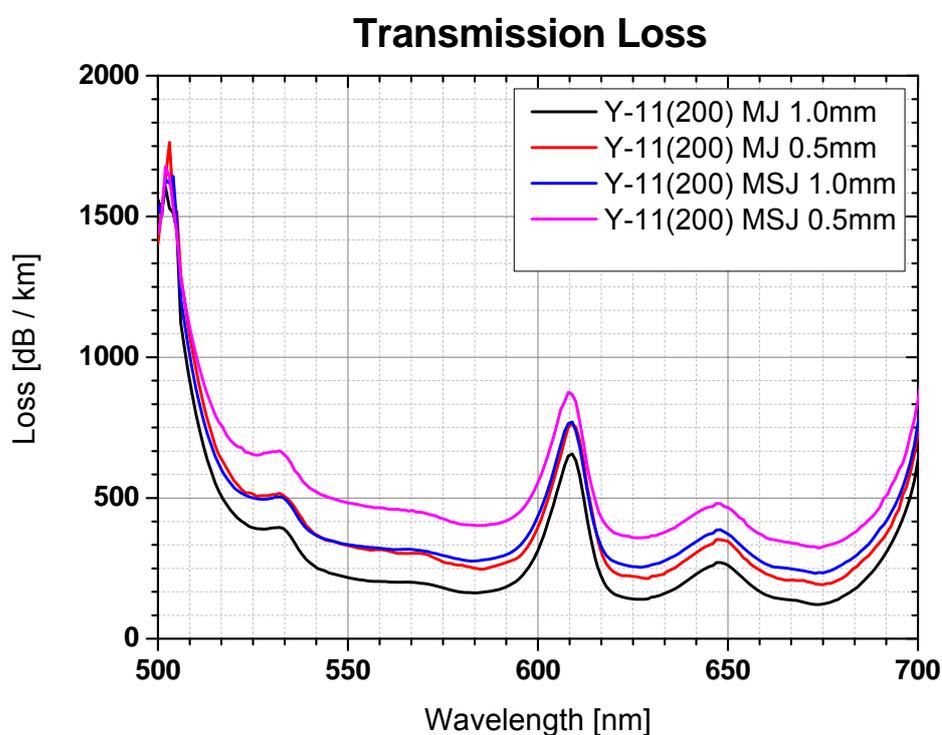
A.5 Abbildung eines Straw Detektors

Herstellungsprinzip B_4C Straw Detektor. Oben im Bild ein halbfertiger Detektor und unten im Bild zwei einsatzbereite Detektoren.



A.6 Lichtdämpfung von Kuraray Fibern

Die in dem Diagramm dargestellte Transmissionsdämpfung bezieht sich nur auf die angegebenen Fibern mit einer Dye Konzentration von 200. Würde man diese ändern, verändern sich auch die Dämpfungskurven. In der Nähe von 500 nm können die Messdaten nicht sehr genau aufgenommen werden, weil eine 15 m lange Fiber zur Messung benutzt wurde und das eingespeiste Licht von einem Ende zum anderen Ende der Fiber um den 500 nm Bereich wegen des starken Anstiegs der Selbstabsorption kaum messbar ist.



In der Tabelle sind die Eckpunkte für die unterschiedlichen Fiber Typen mit den beiden Durchmessern noch einmal aufgelistet. Hier wird ersichtlich, dass die Dämpfung zwischen 500 nm und 670 nm in dem MJ-Typ um ca. 10 % größer ist als bei den MSJ Fibern.

Fiber Typ:

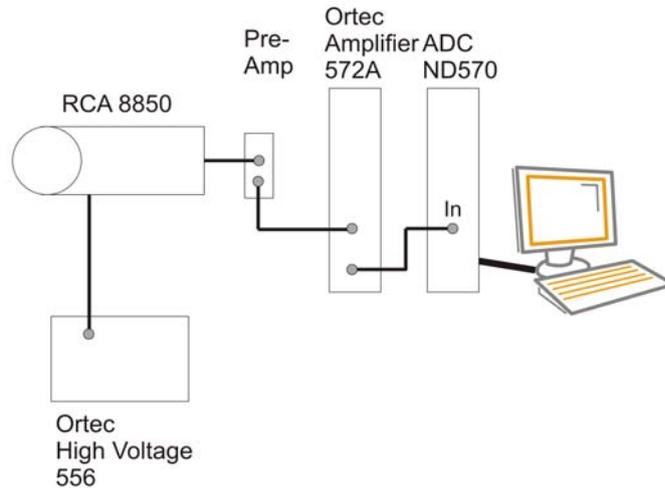
Type	Y-11 (200) MJ	Y-11 (200) MJ	Y-11 (200) MSJ	Y-11 (200) MSJ
Thick [mm]	1.00 φ	0.50 φ	1.00 φ	0.50 φ
	[m]	[m]	[m]	[m]
Length	15,00	15,00	15,00	15,00
Cut back	1,00	1,00	1,00	1,00

Wavelength Loss

[nm]	[dB/km]	[dB/km]	[dB/km]	[dB/km]
500	1560	1403	1541	1439
520	442	561	536	692
525	394	514	499	655
545	234	348	350	501
670	129	207	240	331
DIF	1431	1196	1301	1108

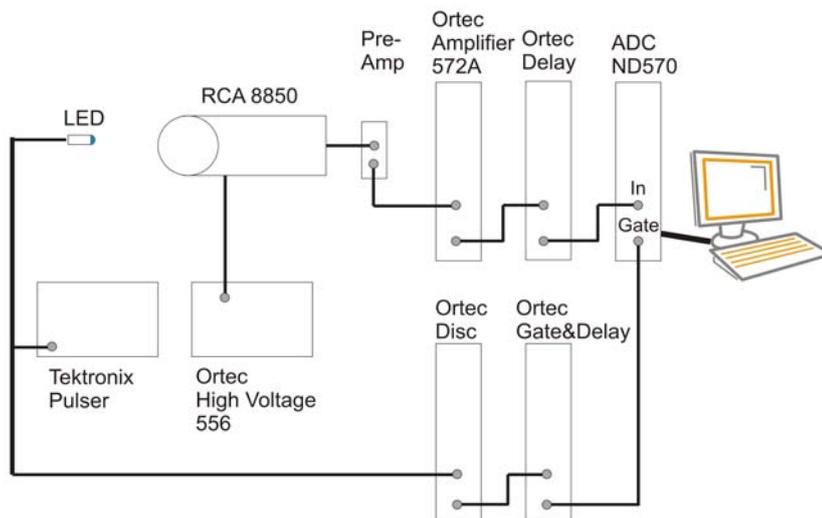
A.7 Single Electron Messung

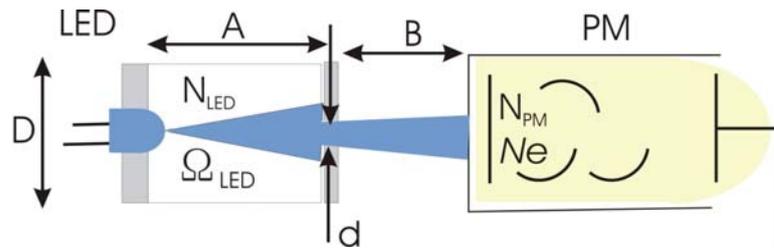
Für Referenzwerte der Diode und ihrer Geometrie wird letztlich die Zahl der Photonen eines Lichtpulses, die auf die Photokathode treffen, berechnet.



LED zur Kalibrierung von Pulshöhen

Die Diode wird mit der Vorwärtsspannung $V_F = 3.25 \text{ V}$, und dem Strom $I_F = 65 \text{ mA}$ betrieben. Das führt auf die elektrische Leistung $W_{el} = 21 \text{ mW}$. Die Pulsdauer ist auf $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ festgelegt. Das blaue emittierte Licht hat eine Wellenlänge von 471 nm , das entspricht einer Photonenenergie von $E_{\text{Phot}} = 2.62 \text{ eV} = 4.19 \cdot 10^{-19} \text{ Js}$. Für den energetischen Wirkungsquerschnitt wird $\eta_{\text{Phot}} = 0.85$ angenommen.





Im Bild schematisch dargestellt ist eine der Kalibrierung mit LED. Typische Maße: $D = 20 \text{ mm}$ $d = 1 \text{ mm}$ $A = 30 \text{ mm}$ $B = 20 \text{ mm}$ N_{LED} Zahl der Photonen die im 30° Kegel emittiert werden Ω_{LED} Raumwinkel des 30° Kegels: $\Omega_{LED} = 2\pi (\cos(15^\circ) - 1)$

Damit ist

$$(11) \quad N_{LED} = \eta_{Phot} \frac{W_{el} \Delta t}{E_{Phot}} \frac{\Omega_{LED}}{4\pi}$$

und hat den Wert $N_{LED} = 8.54 \cdot 10^8$ Photonen pro Puls.

Die Zahl der Photonen eines Pulses an der Photokathode des Multipliers ist damit

$$(12) \quad N_{PM} = N_{LED} \frac{d^2}{D^2 \tan^2(15^\circ)}$$

mit dem Wert $N_{PM} = 2.97 \cdot 10^8$ Photonen pro Puls

Wird eine Konversionswahrscheinlichkeit $P_{hv \rightarrow e} = 0.20 \%$ angenommen, so ist schließlich die Zahl der Photoelektronen pro Puls an der Photokathode im Mittel

$$\langle Ne \rangle = P_{hv \rightarrow e} N_{PM} = 6 \cdot 10^7$$

Es ist diese Zahl, die in einem Pulshöhenspektrum die Peaklage und Breite bestimmt.

Dieser Wert ist für alle Anwendungszwecke um vier bis fünf Zehnerpotenzen zu groß.

A.8 Generelle Tabellen

Properties of neutrons						
http://www.ncnr.nist.gov/resources/n-lengths/						
Name	Symbol	Value				
Planck constant	h	$6.626 \cdot 10^{-34} \text{ Nm s}$				
Neutron mass	m_n	$1.672 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$				
Elementary charge	e	$1.602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$				
Boltzmann constant	k	$1.381 \cdot 10^{-23} \text{ Ws/}^\circ\text{K}$				
Thermische Agitation (T=300K)	kT	25.9 meV $0.4143 \cdot 10^{-20}$				
Neutron relation						
Energy	E_n	$3/2 \text{ kT}$	$\propto v_n^2$	$\propto \lambda_n^{-2}$		
Velocity	v_n	$(3 \text{ kT}/m_n)^{1/2}$	$\propto E_n^{1/2}$	$\propto \lambda_n^{-1}$		
Wavelength	λ_n	$h / (3 \text{ kT } m_n)^{-1/2}$	$\propto E_n^{-1/2}$	$\propto v_n^{-1}$		
Energy classification		Epithermal	Thermal	Subthermal		
Temperature	T	3000 K	300 K	30 K		
Energy	E_n	389 meV	38.9 meV	3.89 meV		
Velocity	v_n	8620	2725 ms^{-1}	862 ms^{-1}		
Wavelength	λ_n	0.46Ang	1.45Ang	4.6Ang		
Neutron absorption		^3He	^6Li	^{10}B	^{157}Gd	^{235}U
	σ_{th} [barn]	4305	759	3096	259000	548
Incoherent scattering		^1H	^2H	C	O	Al Fe Cu
	σ_{inc} [barn]	80.2	2.1	0.001	0.0008	0.0082 0.40 0.55

Boron silicate glass ; Trade name: Borofloat33 Glass from Schott			
http://www.schott.com/borofloat/german/borofloat			
Name	Symbol	[unit]	Value
Refractive Index	n		1.408
Mass Density	ρ	g cm^{-3}	2.2
Thickness	d	cm	0.5
Optical Transparency		excellent	
B ₂ O ₃ fraction	P _{B₂O₃}	g/g	0.13
¹⁰ B abundance	f ₁₀	%	20
Neutron absorption	$\sigma(^{10}\text{B})$	barn	3096
Molecular weight	M(B)	g/Mol	10.80
Molecular weight	M(B ₂ O ₃)	g/Mol	69.6
Avagadro Number	N _L	Mol ⁻¹	0,602 10 ²⁴
Absorption coefficient	$\alpha_{\text{th}} = \sigma(^{10}\text{B}) 2 f_{10} (N_L / M(\text{B}_2\text{O}_3)) P_{\text{B}_2\text{O}_3} \rho d$		
Absorption coefficient for normal incidence	α_{th}		1.52
Penetration probability	$p = \exp(-\alpha_{\text{th}})$		0.22

Properties of Perspex alias Polymethylmeta crylate		
http://de.wikipedia.org/wiki/Polymethylmethacrylat#Aufbau_und_Eigenschaften http://www.kuempel.com/		
Name	Symbol	Quantity
Poly Methyl Meta crylate	PMMA	$ \begin{array}{ccc} & \text{H} & \text{CH}_3 \\ & & \\ \dots & -\text{C}-\text{C}- & \dots \\ & & \\ & \text{H} & \text{COOCH}_3 \end{array} $
Glass transition temperature	T _g	~105°C
Molecular weight of Monomer	M _w	100 g Mol ⁻¹
Mass density	ρ	1.19 g cm ⁻³
Refractive index	n	1.49
Thermal conductivity	λ _{th}	0.19W/mK
Specific heat	c _p	1.47 J/gK
Chemical Resistance	Against Not versus	Benzene, Oil Alcohol, Aceton
Optical Transparency	T _{opt}	Higher than glasses

A.9 Messprotokoll über Szintillator Testmessungen

Testmessungen mit verschiedenen Szintillatoren an KWS1 am FRM II. Plexiglas gestreute Neutronen werden gemessen.

Eingestellte Wellenlänge 4,5 Angström

Kennung	Beschreibung
B₄CCdB₄C	mit 1cm Loch als definierten Neutronen Absorber
Reflektor xx	Al = <1mm Al Folie
Szintillator xx	Szintillator Typ Li für ⁶ Li glas (quadratisch); LiF für ⁶ LiFZnS scintillator
Absorber xx	Absorber xx kann sein Li für ⁶ Li glas (rd ref.Glas); LiF für ⁶ LiFZnS V Shape scintillator; Au für Gold;Pb 1mm; Cd für ¹¹³ Cd 1mm
Cd Blende xx	B ₄ C ¹¹³ Cd Blende mit xx als Loch Durchmesser in mm; z.B 0.5mm, Bor in Richtung Neutronen um weniger Neutron auf der CD Fläche zu haben die Gammas machen
Loch xx	Lochblende aus Alu mit xx als Durchmesser

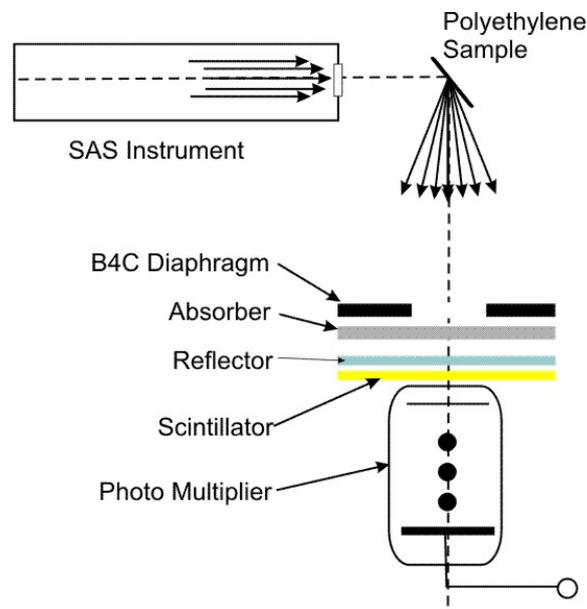
Dateiname	Messaufbau aus Neutronen Richtung (n - >Messaufbau -> PMT)	Integral	Kommentar
	Messzeit 10min = 600sec HV = -1500V Gain 20 x 0.8 Li-Glas Vorverstärker		
Li-Glas - 01.dat	A,C-Li	908.108	
Li-Glas - 02.dat	A,B-Al, C-Li	1.127.127	

Li-Glas - 03.dat	A,D-Li, B-Al, C-Li	554.643	
Li-Glas - 04.dat	A,D-LiF, B-Al, C-Li	572.365	450µm LiF
Li-Glas - 05.dat	A, D-Au, D-Pb, B-Al, C-Li	717.956	
Li-Glas - 06.dat	A, D-Pb, D-Au, B-Al, C-Li	699.069	
Li-Glas - 07.dat	A, D-Pb, B-Al, C-Li	1.219.663	
Li-Glas - 08.dat	A, D-Au, B-Al, C-Li	804.655	
Li-Glas - 09.dat	A, D-Cd, B-Al, C-Li	557.579	
Li-Glas - 10.dat	A, D-Cd, D-Pb, B-Al, C-Li	452.678	
	Messzeit 10min = 600sec HV = -1600V Gain 20 x 0.5 LiFZnS Vorverstärker		
LiFZnS Typ5 – 01.dat	A,B-Al, C-LiF-5	89.729	4:1; Thick. 450µm V Shape
LiFZnS Typ5 – 02.dat	A, C-LiF-5	84.136	4:1; Thick. 450µm V Shape
LiFZnS Typ5 – 03.dat	A,D-Li, B-Al, C-LiF-5	36.592	4:1; Thick. 450µm V Shape
LiFZnS Typ1 – 04.dat	A,B-Al, C-LiF-1	111.692	4:1; Thickness 450µm
LiFZnS Typ1 – 05.dat	A,D-Li, B-Al, C-LiF-1	8.196	4:1; Thickness 450µm
LiFZnS Typ2 – 06.dat	A,B-Al, C-LiF-2	108.830	4:1; Thickness 225µm
LiFZnS Typ2 – 07.dat	A,D-Li, B-Al, C-LiF-2	6.697	4:1; Thickness 225µm
LiFZnS Typ2 – 08.dat	A, C-LiF-2	86.037	4:1; Thickness 225µm
LiFZnS Typ3 – 09.dat	A,B-Al, C-LiF-3	138.056	2:1; Thickness 450µm
LiFZnS Typ3 – 10.dat	A,D-Li, B-Al, C-LiF-3	9.675	2:1; Thickness 450µm
LiFZnS Typ3 – 11.dat	A, E-Cd0.5 ,B-Al, C-LiF-3	3.096	2:1; Thickness 450µm
LiFZnS Typ3 – 12.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3	3.494	2:1; Thickness 450µm
LiFZnS Typ3 – 13.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F12	1.071	2:1; Thickness 450µm

LiFZnS Typ3 – 14.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F6	55	2:1; Thickness 450µm
LiFZnS Typ3 – 15.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F6	449	2:1; Thickness 450µm; Scintillator Blende gedreht um ihn so näher an optische Blende zu bekommen, 2mm Blechdicke
LiFZnS Typ3 – 16.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3	38.162	2:1; Thickness 450µm; Scintillator direkt auf 1mm CD Blende fixiert mit Al Reflektor, Szinti deckt fasst ganze Kathode ab
LiFZnS Typ3 – 17.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F12	1.769	(202)
LiFZnS Typ3 – 18.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F6	660	(144)
LiFZnS Typ3 – 19.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F10	1.388	(183)
LiFZnS Typ3 – 20.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F8	1050	(144)
LiFZnS Typ3 – 21.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F4	302	(105)
LiFZnS Typ3 – 22.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F3	47	(80)
LiFZnS Typ3 – 23.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-3; F2	4	(49)
			2:1; Thick. 450µm V Shape
LiFZnS Typ5 – 24.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-5	24.079	(235)
LiFZnS Typ5 – 25.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-5; F12	1.208	(150)
LiFZnS Typ5 – 26.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-5; F10	747	(146)
LiFZnS Typ5 – 27.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-5; F8	438	(128)
LiFZnS Typ5 – 28.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-5; F6	171	(83)
LiFZnS Typ5 – 29.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-5; F4	30	(64)
LiFZnS Typ5 – 30.dat	A, E-Cd1 ,B-Al, C-LiF-5; F3	5	
LiFZnS Typ5 – 31.dat	A, D-Cd, B-Al, C-LiF-5	33.708	2:1; Thick. 450µm V Shape

LiFZnS P47 – 32.dat	A, B-Al, C-LiF-P47	13.186	
	Messzeit 10min = 600sec HV = 900V Gain 200 x 0.8 Judidt Vorverstärker		Wechsel PMT mit Vorverstärker weil RCA Vorverstärker sich verabschiedet hat
Li-Glas - 11.dat	A, B-Al, C-Li	2.134.285	
Li-Glas - 12.dat	A, D-Pb, B-Al, C-Li	2.572.832	
Li-Glas - 13.dat	A, D-Cd, B-Al, C-Li	1.754.640	
	Messzeit 10min = 600sec HV = 800V Gain 50 x 0.8 Judidt Vorverstärker		Wechsel PMT mit Vorverstärker weil RCA Vorverstärker sich verabschiedet hat
BGO - 01.dat	A, D-Cd, D-Pb,B-Al, C-BGO	952.389	
BGO - 02.dat	A, D-Pb,B-Al, C-BGO	876.516	
	Messzeit 10min = 600sec HV = 900V Gain 1000 x 0.8 Judidt Vorverstärker		Wechsel PMT mit Vorverstärker weil RCA Vorverstärker sich verabschiedet hat
LiCAF-01.dat	B-Al, C-LiCAF	1.020.543	Direkt auf Kathode geklebt

Schematischer Messaufbau zur Messung der Szintillator Eigenschaften am FRM II in München.



B. Abkürzungsverzeichnis

CMC.....	Common Mezzanine Card
CPCI.....	CompactPCI
DAC.....	Digital Analog Converter
FPGA.....	Field-Programmable-Gate-Array
FRM II.....	Forschungsreaktor II in Garching
FWHM.....	Full Width at Half Maximum
GEM.....	Pulverdiffraktometer, ISIS am Rutherford
JCNS.....	Jülich Centre for Neutron Science
J-PARC.....	Japan Proton Accelerator Research Complex
JUMIOM.....	Juelicher Multi I/O Module
LED.....	Light Emitting Diode
LVDS.....	Low Voltage Differential Signaling
MaPMT.....	Multianoden Photomultiplier
PCI.....	Peripheral Component Interconnect
PMT.....	Photomultiplier
POWTEX.....	POWder and TEXture Diffractometer
PROM.....	Programmable Read Only Memory
QE.....	Quantum Efficiency
RAL.....	STFC Rutherford Appleton Laboratory
SNS.....	Spallation Neutron Source
WLSF.....	Wave-Length-Shifting Fiber

C. Abbildungsverzeichnis

<i>Abbildung 1.1: Bedarf an ^3He Gas nach dem 9. September und der Verfügbarkeit.....</i>	<i>2</i>
<i>Abbildung 1.2 : Schematischer Aufbau des POWTEX Detektors im Jahre 2009. Bestückt mit ^3He - ortsauflösenden Detektoren und einem Probenstisch in der Mitte.....</i>	<i>3</i>
<i>Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitte der Einfangreaktionen von ^3He, ^{10}B und ^6Li für Neutronen als Funktion ihrer kinetischen Energie.....</i>	<i>8</i>
<i>Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte der Einfangreaktionen von ^{155}Gd und ^{157}Gd für Neutronen als Funktion der Energie.</i>	<i>9</i>
<i>Abbildung 2.3: Isotopenhäufigkeit von chemischen Elementen in der oberen Erdkruste aufgetragen über Kernladungszahl. Viele dieser Elemente sind in farbliche Kategorien eingeteilt wie z. B. gesteinsbildenden Elemente in grün, seltene Erdmetalle in blau und die wichtigsten Industriemetalle in rot.</i>	<i>11</i>
<i>Abbildung 2.4: Das Bild zeigt den schematischen Aufbau eines inorganischen Szintillators mit Valenz- und Leitungsband und durch Exzitonen angeregte Aktivatoren mit unterschiedlichen Energieniveaus. Durch das Zurückfallen in den Grundzustand wird Licht emittiert.....</i>	<i>13</i>
<i>Abbildung 2.5: Pulshöhenspektrum von drei Neutronen Szintillatoren, auf der Y-Achse parallel verschoben und unter gleichen Messbedingungen gemessen. Als Neutronenquelle wurde eine mit Paraffin umschlossene ^{252}Cf-Quelle benutzt, um thermische Neutronen zu erzeugen. Der Anstieg links in den Spektren entsteht durch Gammas und elektronisches Rauschen.....</i>	<i>15</i>
<i>Abbildung 2.6: Emission Spektrum eines ^6Li-Glas Szintillator, Typ GS20.....</i>	<i>17</i>
<i>Abbildung 2.7: Absorptionskurve für ^6Li-Glas Szintillatoren mit unterschiedlicher Dicke für verschiedenen Wellenlängen.....</i>	<i>18</i>
<i>Abbildung 2.8: KWS-Anger Detektor mit 8 x 8 PMTs im geöffneten Vakuumrohr und ohne montierten Szintillator</i>	<i>19</i>
<i>Abbildung 2.9: Querschnitt einer Angerkamera an der KWS1&2 am FRM II mit einem angedeuteten Lichtkegel, der durch ein Neutron im Szintillator erzeugt wurde. Der Disperser wird so ausgelegt, dass das Licht über ein Feld von 3 x 3 PMTs verteilt wird.....</i>	<i>20</i>
<i>Abbildung 2.10: Schematischer Detektor Aufbau mit Sammelelektroden und ^6Li Konverterfolien innerhalb der Ionisationskammer.....</i>	<i>21</i>
<i>Abbildung 2.11: Typisches Pulshöhenspektrum eines ^3He Zählrohr (LND252).....</i>	<i>22</i>
<i>Abbildung 2.12: Im unteren Teil der Abbildung ist von links nach rechts der Ablauf und die Entstehung eines Lawinenprozesses von Sekundärelektronen in der Umgebung eines Anodendrahtes zu erkennen, nachdem das Elektron irgendwo im Gasraum entstanden ist und zur positiv geladenen Anode driftet. Je näher das Elektron an den Anodendraht kommt, desto größer ist der Lawinenprozess. Während die Elektronen den Draht in weniger als 1 ns erreichen, driften die positiven Ionen langsam nach außen auf die Kathode zu.</i>	<i>23</i>
<i>Abbildung 2.13: Gasverstärkung als Funktion der angelegten Spannung V in Proportionalzählrohren für Elektronen</i>	<i>24</i>
<i>Abbildung 2.14: Eine Prinzipdarstellung für eine Proportionalkammer, wo der Schwerpunkt der Ladungen auf den Kathodenstreifen senkrecht zur Richtung der Anodendrähte eingezeichnet ist, welche die Position der Lawine bestimmt</i>	<i>25</i>

<i>Abbildung 2.15: Links ist ein Querschnitt dargestellt von dünnen Streifen aufgebracht auf einem isolierenden Substrat (Glas) und die Ausbreitung der Feldlinien. Rechts ist die Struktur einer typischen MSGC zu sehen mit 10 μm Anoden- und 50 μm Kathodenstreifen in einem Abstand von 200 μm. Die Streifen bestehen aus 1 μm dicken Gold oder Aluminium fixiert auf einem 200 μm dicken Glas.</i>	26
<i>Abbildung 2.16: Aufbau eines CASCADE Detektor mit Borkonverter und GEM-Folien zur Ladungsverstärkung.</i>	28
<i>Abbildung 2.17: Funktionsprinzip eines einfachen Halbleiterdetektors, wo die durch die ionisierende Strahlung entstehenden Elektronen, aus der Verarmungszone über das angelegte elektrische Feld an der Anode gesammelt werden.</i>	30
<i>Abbildung 2.18: Foto eines Siliziumstreifendetektors mit einem Widerstandsnetzwerk und einem Vorverstärker rechts und links zur Auslese. Der Neutronenkonverter und die beiden Vorverstärker fehlen in dieser Darstellung.</i>	31
<i>Abbildung 2.19: Vergleich der Absorptionseffizienz von ^3He- und $^{10}\text{BF}_3$ Gas gegenüber der Wellenlänge in Abhängigkeit von unterschiedlichen Gasdrücken in den Zählrohren.</i>	34
<i>Abbildung 2.20: Schematische Darstellung des neuen Time-of-Flight-Spectrometer (NEAT)</i>	35
<i>Abbildung 2.21: Alternativ-Detektoren für das neue NEAT Experiment am HZB</i>	35
<i>Abbildung 2.22: Möglicher Aufbau eines Multi-Blade Detektors mit 4 übereinandergestapelten MSGCs.</i>	37
<i>Abbildung 2.23: Transversale Ansicht eines MSGC Fächers aufgebaut aus Multi MSGCs mit einem ^{10}B Konverter. Der Anstellwinkel im Bezug zum Mittelpunkt ist 12° um die Nachweiseffizienz zu erhöhen.</i>	38
<i>Abbildung 2.24: Querschnitt durch eine Straw Detektorröhre</i>	39
<i>Abbildung 2.25: Schematischer Aufbau zur Auslese eines Strawdetektors</i>	39
<i>Abbildung 2.26: Bild des Lichtwellenleiter Detektors ohne Szintillator, auf der rechten Seite ist eine Matrix mit einer Leuchtdiode zum Testen der transportierten Lichtmenge, durch den in der Mitte dargestellten PMMA Lichtleiter, auf den links positionierten Flat-Panel Photomultiplier mit 64 Anodenpixeln dargestellt.</i>	42
<i>Abbildung 2.27: Schematische Darstellung der Reduktion von der Fläche A^2 mit $10 \times 10\text{mm}^2$ Pixeln auf die kleinere Fläche a^2 mit $5,8 \times 5,8\text{mm}^2$ Pixeln</i>	43
<i>Abbildung 2.28: Diese Darstellung zeigt ein Detektormodul von einem GEM Detektor. Im Vordergrund sieht man den Szintillator, gekoppelt und Lichtleiter, die dann auf die hinten im Bild angeordneten Photomultiplier geführt werden.</i>	44
<i>Abbildung 2.29: In dieser Darstellung ist die Auslesekodierung (2C_n) der Einzelelemente über die Fibern schematisch dargestellt.</i>	45
<i>Abbildung 2.30: In dieser Darstellung ist die Anordnung der einzelnen Detektormodule rund um den Probenort am POWGEN Experiment schematisch dargestellt.</i>	45
<i>Abbildung 3.1: Szintillator mit orthogonaler Anordnung der beiden Faser-Ebenen. Das absorbierte Neutron erzeugt einen Lichtkegel auf den Faser-Ebenen, der teilweise eingefangen wird und dann über Koinzidenzbedingungen eine Bestimmung des Ortes erlaubt.</i>	47
<i>Abbildung 3.2: Diagramm eines LiF/ZnS Szintillationsprozess. Ein Neutron reagiert mit einem ^6Li im LiF und ein Triton und Alpha entstehen. Erreichen die beiden Teilchen ein ZnS Korn, entstehen bis zu 160 000 Photonen.</i>	49
<i>Abbildung 3.3: Emission Spektrum eines $^6\text{LiF/ZnS:Ag}$ Szintillator</i>	50
<i>Abbildung 3.4: Absorptionseffizienz des LiF/ZnS:Ag Szintillators bei einer Dicke von 450 μm und verschiedenen Mischungsverhältnissen</i>	51
<i>Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der Fibern in X- und Y-Richtung mit einem $^6\text{LiF/ZnS}$ Szintillator in V-Struktur als Lichtquelle</i>	51

Abbildung 3.6: Querschnitt von Wellenschiebern mit Single- und Multi-Cladding mit Bemaßung	52
Abbildung 3.7: Cladding und Lichttransport Mechanismus in einer Single Cladding Faser oben und einer Multi-Cladding Faser unten dargestellt. Nur bestimmte Akzeptanzwinkel können angenommen werden, ansonsten verlässt das Photon die Faser wieder.....	53
Abbildung 3.8: Darstellung von unterschiedlichen Kathodenmaterialien für verschiedene Wellenlängen in Abhängigkeit ihrer Quantenausbeute in %. Die Grafik zeigt die unterschiedlichen Materialien in verschiedenen farblichen Darstellungen mit der Tabelle als Agenda.....	54
Abbildung 3.9: Prinzipieller Aufbau eines Photomultiplier, bestehend aus einem Glasgehäuse mit Photokathode, Dynoden und der Anode.	56
Abbildung 3.10: Pulshöhen Spektrum, welches sehr gut separiert den Einzel- (links), Doppel- (zweiter von links) bis hin zu Fünf Elektronen Peak zeigt mit einer GaP:Cs Dynode.....	57
Abbildung 3.11: Gekreuzte Fibern die über dem „weißen“ Szintillator angeordnet sind und mit den über Kreuz angeordneten Photomultiplier in Koinzidenz ausgelesen werden.....	58
Abbildung 3.12: Das ORNL Prinzip mit kodierter Auslese in X- und Y- Richtung und insgesamt 28 Photomultipliern. Das rot dargestellte Rechteck deutet die Größe der Ortsauflösung an.	59
Abbildung 3.13 : Die einzelnen Detektormodule, hier 8, ermöglichen einen modularen und flexiblen Aufbau an POWGEN.....	60
Abbildung 4.1: Pulshöhenspektren von einem ⁶Li-Glas Szintillator mit und ohne Reflektor	62
Abbildung 4.2: Pulshöhenspektrum von unterschiedlichen ⁶LiF/ZnS Szintillatoren. Die Messung wurde mit thermischen Neutronen durchgeführt und stellt die Lichtausbeute in Abhängigkeit der Zählrate dar.	63
Abbildung 4.3: Absorptions- und Emissions Spektren der beiden getesteten Fibern von Saint Gobin ...	65
Abbildung 4.4: Absorptions- und Emissions Spektren der drei möglichen Fibern Y-7,8 und 11 der Firma Kuraray.....	66
Abbildung 4.5: Darstellung von den drei Kuraray Fibern und deren Absorption in Abhängigkeit der Farbkonzentration C und der Wegstreck d innerhalb der Fiber	67
Abbildung 4.6: Aufnahme von Abgeschnittenen Fibern mit unterschiedlichen Schneidwerkzeugen. Im linken Bild sind die Schneidwerkzeuge mit aufgelistet, während im rechten Bild das austretende Licht an den unterschiedlichen Bruchkanten besser zu erkennen ist.	69
Abbildung 4.7: Polierte Fiber. Es ist sehr gut sowohl der Kern der Fiber als auch der Mantel (Cladding) um den Faserkern zu erkennen.	70
Abbildung 4.8: Auf der rechten Seite des Bildes sieht man den Photomultiplier mit seinem Dynodenspannungsteiler und den Vorverstärker in der silbernen Box. Links ist die LED fest in einem Aluminiumblock verklebt. Über die auswechselbaren Umlenkrollen wir dann zwischen LED und Photomultiplier die Fiber eingespannt.	71
Abbildung 4.9: Schematischer Aufbau der Messanordnung zu den Kaltbiegeversuchen mit den Fibern. Die gemessenen Pulshöhen werden auf dem PC als Vielkanalspektren gespeichert.	72
Abbildung 4.10: Die obere Fiber wurde kalt gebogen und man kann eindeutige „Cracks“ erkennen die zu einer Lichtdämpfung führen. Die untere Fiber wurde warm bei ca. 80 °C gebogen und es wurden keine Cracks festgestellt. Der jeweilige Biegeradius war 5 mm.	72
Abbildung 4.11: Darstellung der gemessenen Lichtmenge in ADC Kanälen in Abhängigkeit vom Krümmungsradius der Spannrollen über 360° von den unterschiedlichen Fibertypen. Alle Fibern wurden warm gebogen. Die Messwerte sind relative Messwerte, wodurch sich auch die Schwankungen erklären lassen.....	73
Abbildung 4.12: Der schematische Messaufbau zeigt, wie eine gepulste blaue LED auf einem Kreuztisch unter dem Photomultiplier verfahren wird. An jeder Position wird über die Ausleseelektronik im PC, der Schwerpunkt der 10 000 ausgesendeten Lichtpulse bestimmt und gespeichert.	75

Abbildung 4.13: Oberfläche des Messprogramm zur Ermittlung der Sensitivität einer Photokathode eines Photomultiplier.....	76
Abbildung 4.14: Bild von beiden ortsauflösenden Photomultipliern der Firma Hamamatsu. Links ist der R2487 und rechts die R3292 Röhre jeweils mit vier Vorverstärkern zur Auslese bestückt dargestellt. An der R2487 Röhre ist ein ⁶Li-Glas Szintillator mit weißer Reflektorfarbe gekoppelt.	77
Abbildung 4.15: Prinzipieller Ablauf der Verteilung der Elektronenwolke innerhalb eines ortsauflösenden Photomultipliers mit Mesh-Dynoden Struktur.....	78
Abbildung 4.16: Ortsbestimmung über ein Widerstandsnetzwerk an den Dynodendrähten und Ladungssammlung in einem jeweiligen ladungsempfindlichen Vorverstärker	78
Abbildung 4.17: Darstellung einer Homogenitätsverteilung über den Ort, eines R3292 ortsauflösenden Photomultiplier, aufgenommen mit einer Lichtquelle mit vergleichbarer Lichtmenge eines durch ein konvertiertes Neutron in einem ⁶Li-Glas Szintillator.	79
Abbildung 4.18: Im Bild dargestellt ist der Aufbau eines Multianoden Photomultiplier mit seiner Dynoden Struktur und der Verlauf einer möglichen Elektronenwolke von der Photokathode bis hin zum Anodenpixel.	80
Abbildung 4.19: Links ein H9500 Photomultiplier verbunden mit einer selbst entwickelten Ausleseplatine zum Testen des PMTs und einzelner Anodenpixel. Die Platine trägt zwei ladungsempfindliche Vorverstärker.	81
Abbildung 4.20: 2-dimensional Darstellung der Intensitätsverteilung über den Ort, des H9500 MaPMTS BA1551, aufgenommen mit einer Lichtquelle und vergleichbarer Lichtmenge eines durch ein konvertiertes Neutron in einem ⁶Li-Glas Szintillator.....	82
Abbildung 4.21: Pulshöhenspektrum der getesteten MaPMTs über die abgescannte Photokathode aufgetragen über die Häufigkeit.....	83
Abbildung 4.22: Schematischer Aufbau der Messanordnung zu den Koinzidenzmessungen.....	84
Abbildung 4.23: Links: orthogonale Fiber-Anordnung mit jeweils vier Fibern pro Ebene. Darüber wird dann der Test-Szintillator platziert. Rechts: Zeitlicher Verlauf der Signale. Kanal 1 und Kanal 2 zeigt den Stromimpuls der beiden PMTs. Kanal 3 (violett) zeigt das Koinzidenzfenster, hier 500 ns, nach dem der erste Puls erkannt worden ist. Der rote Kanal 4 zeigt das Trigger-Signal für das Acqiris System	85
Abbildung 4.24: Das Spektrum zeigt die aufaddierten Impulse eines PMTs von 4 WLSF.....	86
Abbildung 4.25: Das Histogramm zeigt die Verteilung der Anzahl der Photonen in beiden Ebenen, die pro Neutronenereignis gemessen wurden.	87
Abbildung 5.1: 3D-Konstruktionszeichnung des mit dem ZAT konstruierten vakuumdichten Detektorgehäuse. Unten im Bild blau dargestellt ist die Schnittstelle des MaPMTs mit einer angedeuteten Fiber die von oben kommend unterhalb des hier silberfarbend dargestellten Szintillators gespannt ist.....	91
Abbildung 5.2: Über ein mit 2 cm Radius gefertigtes PTFE gespannte Fiber mit Führungsrillen von 1,1 mm und 1 mm bzw. 1,5 mm Abstand.....	92
Abbildung 5.3: Im vorderen Teil sieht man eine Fiber die in der oberen Bildhälfte eine weitere Fiber aus der anderen Ebene kreuzt. Darüber angeordnet ist in weiß ein ⁶LiF/Zns:Ag Szintillator in V-Struktur dargestellt, welcher aber nicht in seiner endgültigen Position ist.	93
Abbildung 5.4: Mechanische Halterung für einen MaPMT vom Typ H9500 mit einer 256er 1 mm Lochmatrix und 25 Versuchsfibern	94
Abbildung 5.5: Dargestellt ist die Analogplatine in der Draufsicht mit dem Spartan 3 FPGA in der Mitte. Je 32 Komparatoren sind auf der Platine oben und unten platziert worden. Diese Form wurde gewählt um außerhalb des 19Zoll Rahmens Messungen an den Komparatoren durchführen zu können. Die blaue Platine ist die CPC1 Tragträgerplatine.	95

- Abbildung 5.6: Compact PCI Grundplatine (JUMIOM). Rechts der ist der Compact PCI Stecker zu sehen und links daneben die vier CMC Stecker die die Verbindung mit der Analogplatine herstellen. Auf der Platine sind noch links ein Spartan FPGA und rechts daneben die PCI Bridge von PLX 96**
- Abbildung 5.7: Blockschaltbild der Ausleseelektronik mit Detektorkopf auf der linken Seite und dem Messwerterfassungsrechner auf der rechten Seite 98**

D. Tabellenverzeichnis

<i>Tabelle 1: Aufstellung der einzelnen kinetischen Energiebereiche von Neutronen und deren Bezeichnung</i>	<i>6</i>
<i>Tabelle 2: Wirkungsquerschnitte von Konvertermaterialien für thermische Neutronen mit ihrer nutzbaren Energie der Sekundärteilchen und der Atomprozentangabe der natürlichen Häufigkeit der Atome. Wasserstoffhaltige Materialien (Polyethylen, Paraffin, Wasser, etc.) werden benutzt, um schnelle Neutronen zu detektieren. Dafür eignen sich sehr gut Plastiksintillatoren, bei denen die Neutronen ihre Energie an Wasserstoffkerne abgeben können. Die Lichtblitze entstehen durch Rückstoßprotonen</i>	<i>10</i>
<i>Tabelle 3: Überblick und Eigenschaften von Szintillatoren für thermische Neutronen</i>	<i>14</i>
<i>Tabelle 4: Vergleich von ^3He und $^{10}\text{BF}_3$ als alternative für den NEAT Detektor.....</i>	<i>36</i>
<i>Tabelle 5: Auflistung der beiden getesteten Saint Gobin Fibern und deren Charakteristika.....</i>	<i>65</i>
<i>Tabelle 6: Materialeigenschaften einer Kuraray Wave-Length Shifting Fiber.....</i>	<i>66</i>
<i>Tabelle 7: Parameter für die drei unterschiedlichen Fibern der Firma Kuraray. Wobei C die Farbkonzentration angibt, d die Lichtstrecke innerhalb der Fiber und k_p ist eine Konstante für die Absorption bei der maximal emittierten Wellenlänge.....</i>	<i>68</i>
<i>Tabelle 8: Darstellung von unterschiedlichen Photomultipliern und deren Photopeak-Lage, bei gleicher Anzahl an Photonen</i>	<i>83</i>

E. Literaturverzeichnis

- [1] Adee, Sally, "Physics Projects Deflate for Lack of Helium-3," *IEEE Spectrum*, p. S.12, September 2010.
- [2] Scharf, Rainer, "Helium-3 Krise abgewendet," *Physik Journal*, no. 4, p. 13, Oktober 2010.
- [3] Anderson, Ian, persönliche Mitteilungen.
- [4] Fetter, Steve, persönliche Mitteilungen.
- [5] Conrad H. et.al., "POWTEX: A High Intensity Time-of-Flight," Forschungszentrum Jülich GmbH, Jülich,.
- [6] Walter, Jens M. et.al., "Characteristics of the new High-Intensity Neutron TOF-Diffractometer," Interner Bericht 2009.
- [7] Walter, J.; Houben A. et. al, "POWTEX Diffractometer at FRM II," *New Perspectives in Geoscientific Neutron Diffraction, Geophysical Research Abstracts*, vol. 13, EGU2011-13403, no. New Perspectives in Geoscientific Neutron Diffraction, 2011.
- [8] Houben, A. et.al., "POWTEX - Das neue Hochintensitäts-Flugzeitneutronendiffraktometer am FRM II," in *16. Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Kristallographie : Universität Erlangen*, Erlangen, 2008.
- [9] Caso C. et. al., *Particle Data Group*.: The European Physical Journal, C3, (1998) 1.
- [10] Povh, Bogdan et.al., *Teilchen und Kerne*, 7th ed. Berlin Heidelberg New York: Springer, 2006.
- [11] Mayer-Kuckuk, Theo, *Kernphysik*, Teubner - Studienbücher, Ed. Stuttgart, 1992.
- [12] Knoll, G.F., *Radiation Detection and Measurement*, 4th ed.: John Wiley & Sons, 2010.

- [13] (2010, June) JANIS, a Java-based nuclear data display program Version 3.2 build 5.4.643.
- [14] Schulz, Christian, "Entwicklung eines neuartigen Niederdruck-Detektors mit hoher Orts- und Flugzeitauflösung zum Nachweis thermischer Neutronen," HMI-Berlin, Berlin, Dissertation 1999.
- [15] Convert P. (Ed.), Forsyth J.B. (Ed.), *Position-Sensitive Detection of Thermal Neutrons*, Academic Press, Ed. London, 1983.
- [16] Diggles, Michael. (2005) U.S. Geological Survey ; Fact Sheet 087-02. [Online]. <http://pubs.usgs.gov/fs/2002/fs087-02/>
- [17] Leo, W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2nd ed.: Springer Verlag, 1994.
- [18] Kittel, Ch, *Einführung in die Festkörperphysik*, 14th ed.: Oldenburg Wissenschaftsverlag GmbH München, 2006.
- [19] Derenzo, S.E. et.al., "The Quest for the Ideal Inorganic Scintillator," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A505, no. 1-2, pp. 111-117, June 2003.
- [20] van Eijk, Carel et.al., "Inorganic thermal-neutron scintillators," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A529, pp. 260-257, 2004.
- [21] Yamaji, A; et.al, "Crystal growth and scintillation properties of Ce and Eu doped LiSrAlF₆," *Nuclear Instruments and Methods*, no. A659, pp. 368-372, September 2011.
- [22] Yanagida, T; et.al., "Evaluations of scintillation properties of LiSrAlF₆ scintillator for thermal neutron detection," *Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC)*, pp. 182-184, Juni 2011.
- [23] Glodo, J: et.al, "Scintillation Properties of 1 Inch Cs₂LiYCl₆:Ce Crystals," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, no. 3, pp. 1206-1209, June 2008.
- [24] van Eijk, Carel W.E., "Inorganic scintillators for thermal neutron detection," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, no. Manuscript submitted November 06, 2011.
- [25] van Eijk, Carel W.E., "Neutron PSDs for the next generation of spallation neutron sources," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A477, pp. 383-390, 2002.

- [26] Jensen, G. L. et. al., "Gamma-Ray sensitivity of ^6Li Glass scintillators," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 205, pp. 461-463, June 1983.
- [27] Syntfeld, A., et.al., " $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ in Neutron and γ -ray Spectrometry – a High Sensitive Thermal Neutron Detector," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 6, pp. 3151-3156, 2005.
- [28] European Workshop on Thermal Neutron Detectors for the European Spallation Source, , TU in Delft, Netherland, October 27-28, 1998.
- [29] Czirr J.B. et.al, "Performance and characteristics of a new scintillator," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A424, no. 1, pp. 15-19, 3 November 1999.
- [30] Engels, R. et.al., "Thermal Neutron Detection with the Lithium Borate Scintillator," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, no. 3, pp. 948-951, June 2000.
- [31] Applied Scintillation Technology LTD, Phosphor/Scintillator Data Sheet 41, 24/04/00.
- [32] Spowart, A.R., "Neutron Scintillating Glasses: Part 1," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 135, pp. 441-453, February 1976.
- [33] Anger, H.O., "Scintillation Camera," *Rev.Sci. Instr.*, vol. 29, no. 1, January 1958.
- [34] Kurz, R. et.al., "Position sensitive scintillation detector for thermal neutrons," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 196, pp. 279-281, 1982.
- [35] Engels, R. et.al, "Realisation of a small-size high resolution linear neutron scintillation detector," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 45, no. 3, pp. 502-504, June 1998.
- [36] Kemmerling, G. et.al., "Performance Measurements of a New Large Area Neutron Scintillation Detector System," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 3, pp. 1098-1102, 2004.
- [37] Engels, R. et.al., "Digital position sensitive discrimination for 2-dimensional scintillation detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 44, no. 3, pp. 506-508, June 1997.
- [38] Blum W. and Rolandi L., *Particle detection with drift chambers.*: Springer , 1994.

- [39] Kleinknecht, K. , *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Stuttgart: Teubner Studienbücher, 1992.
- [40] Engels, R. et.al., "Properties of a Neutron Detector Based on Ionization Chamber With 6Li Converters," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 6, pp. 2907-2910, 2005.
- [41] Peurrung A.J., "Recent developments in neutron detection," *Nuclear Instruments and Methods in Physic Research*, vol. A, no. 443, pp. 400-415, October 2000.
- [42] Tavernier, Stefaan , *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics.:* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [43] Berliner, R. et.al., "A large area position sensitive neutron detector," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 185, pp. 481-495, October 1980.
- [44] Charpak, G. et.al, "The use of Multiwire Proportional Counters to select and localize charged particles," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 62, pp. 262-268, 1968.
- [45] Charpak, G. et.al., "Some developments in the operation of multiwire proportional chambers," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 80, pp. 13-35, 1970.
- [46] Charpak, G. et. al., "Progress in high-accuracy proportional chambers," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 148, no. 3, pp. 471-482, February 1977.
- [47] Oed, A., "Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A263, pp. 351-359, Dezember 1988.
- [48] Hinderer, W., "Der 2D-CASCADE Neutronendetektor und seine Auslese," Universität Heidelberg, Heidelberg, Doktorarbeit 2005.
- [49] Sauli, F. et.al., "Ageing studies with micro-strip gas chambers," *Nuclear Instruments and Method*, vol. A348, p. 109, 1994.
- [50] Angelini, F. et.al., "A microstrip gas avalanche chamber with two-dimensional readout," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A283, no. 3, pp. 755-761, November 1989.
- [51] Bouclier, R. et.al., "High flux operation of microstrip gas chambers on glass and plastic supports ," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A323, no. 1-2, pp. 240-246, December 1992.

- [52] The ILL Yellow Book , "Guide to Neutron Research Facilities at the ILL," ILL, Grenoble, 2008.
- [53] Hoch, M., "Trends and new developments in gaseous detectors ," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A535, pp. 1-15, August 2004.
- [54] Klein, M. Universität Heidelberg - CASCADE. [Online]. www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/ANP/Cascade/Konzept/
- [55] Schlapp, M., "Pixelated neutron image plates," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 37, no. 18, pp. 2607–2612, 2004.
- [56] Cipriani, F. et.al., "A large image-plate detector for neutrons," *Physica B: Condensed Matter*, no. 213-214, pp. 975-977, August 1995.
- [57] Fröhlich-Schlapp, M. et.al, "Novel materials and concepts for neutron image plates ," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A551, pp. 46-51, August 2005.
- [58] Masalovich, S et.al., "Optimization of a neutron image plate detector with low gamma-sensitivity," *Nuclear Instruments & Methods*, vol. A539, pp. 236-249. , 2005.
- [59] Ibach Harald, Lüth Hans, *Festkörperphysik*, 6th ed. Berlin Heidelberg New York: Springer - Verlag, 2002.
- [60] Sze, S.M.; Kwok, K.Ng., *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed. New Jersey, USA: John Wiley & Sons, 2007.
- [61] Schelten, J. et.al., "Position-Sensitive Neutron Detection with 6LiF layers on silicon semiconductors," *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research*, no. A 389, pp. 447-453, 1997.
- [62] Pospisil, S. et. al., "Si diode as a small detector of slow neutrons," *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 46, no. 2, pp. 115-118, 1993.
- [63] Schelten, J et.al., "Position-sensitive neutron detection with 6LiF layers on silicon semiconductors," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A389, pp. 447-453, 1997.
- [64] Kouzes, R. et.al., "BF3 Neutron Detector Tests," Pacific Northwest National Laboratory, Springfield, PNNL-19050, 2009.
- [65] Helmholtz Zentrum Berlin. (2011) www.helmholtz-berlin.de. [Online]. www.helmholtz-berlin.de/media/media/grossgeraete/nutzerdienst/neutronen/instrumente/inst/bensc_v3.pdf

- [66] Wilpert, Th., "Alternativen zu ^3He -Detektoren," in *Studiengruppentagung für Elektronische Instrumentierung*, Berlin, September 2009, pp. 139-149.
- [67] Schulz, Ch. et.al., "Performance Test of BF_3 as Replacement for ^3He in LPDs," in *2010 IEEE NSS-MIC Conference*, Knoxville, 2010.
- [68] McGregor, D.S.; et.al, "Design considerations for thin film coated semiconductor thermal neutron detectors—I: basics regarding alpha particle emittingneutron reactive films," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. A500, pp. 272-308, November 2003.
- [69] Guerard,B., "Neutron Gas Detectors for Instrumentation on New," in *Conference Record 2008 Conference Record*, Dresden, Germany, 2008.
- [70] Barr, A. et.al., "Recent advances in the construction and testing of MSGCs," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A392, pp. 99-104, 1997.
- [71] Buffet, J.C. et.al., "Advances in detectors for single crystal neutron diffraction," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. Volume 554, no. Issues 1-3, pp. Pages 392-405, December 2005.
- [72] Kouzes, R. et.al, "Boron-Lined Neutron Detector Measurements," Pacific Northwest National Laboratory, Richland, PNNL-18938, 2010.
- [73] Lacy, J. et.al., "Performance of 1 Meter Straw Detector," in *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, San Diego, USA, 2006.
- [74] Athanasiades, A. et.al., "Straw detector for high rate, high resolution neutron imaging ," in *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, Puerto Rico, USA, 2005, pp. 623-627.
- [75] Thoma, Kümpel Kunststoff-Verarbeitungswerk GmbH, persönliche Mitteilungen.
- [76] Schelten,J., persönliche Mitteilungen.
- [77] Rhodes, N.J.; et.al., "The Development of Neutron Detectors for the GHM Instrument at ISIS," *ICANS-XV 15th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources*, pp. 645-653, November 6-9 2001.
- [78] Schooneveld E.M. and Rhodes N.J., "A new neutron sensitive sensitive scintillation detector for ENGIN-X," *ICANS-XVI 16 Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources*, pp. 455 - 466, May 12 - 15 2003.

- [79] Rhodes, N.J. et.al., "Pixelated Neutron scintillation detectors using fiber optic coded arrays," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A392, pp. 315-318, 1997.
- [80] Applied Scintillation Technology LTD, Phosphor data sheet 39 - ND - iss1.doc, 12/05/00.
- [81] Spowart A.R., "Measurement of the absolute scintillation efficiency of granular and glass neutron scintillators," *Nucl. Instrum. Methods*, vol. 75, pp. 35-42, April 1969.
- [82] R. Lide David, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 90th ed.: Taylor & Francis, 2009.
- [83] Spowart A.R., "Optimising neutron scintillators for radiography," *British Journal of N.D.T.*, no. 1, pp. 2-11, March 1969.
- [84] Engels, R. et.al., "Detection properties of a neutron counter based on scintillator, wavelength shifter, and photomultiplier," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 4, pp. 758-761, August 2003.
- [85] KURARAY CO. LTD., Scintillation Materials.
- [86] Handbuch der Fa. Hamamatsu, *Photomultiplier Tube Principle to Application*. Hamamatsu Photonics K.K., 1994.
- [87] Handbuch der Fa. Philips Photonics, *Photomultiplier tubes Principles & Applications*. Philips Export B.V, 1994.
- [88] Handbuch der Firma BURLE INDUSTRIES, INC., *Photomultiplier Handbook*.: Copyright © 1980 by Burle Technologies, INC.
- [89] Hutchinson D.P. et.al., "Neutron Scintillators Using Wavelength Shifting Fibers," in *New Tools for Neutron Instrumentation Workshop*, Les Houches, Frankreich, 1995.
- [90] Crow, M.L. et.al, "Shifting scintillator prototype large pixel wavelength-shifting fiber detector for the POWGEN3 powder diffractometer," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A529, pp. 287-292, 2004.
- [91] Schelten, J. , et.al., "Quantitative Analyse von Lichtpulsen," Forschungszentrum Jülich GmbH, Laborbericht 2010.
- [92] Saint Gobin, "Scintillating Optical Fibers," 03/05.
- [93] Frans Kniest, Saint-Gobain Crystals, persönliche Mitteilungen.

- [94] Yuki Shiomi, KURARAY Trading Co., LTD, persönliche Mitteilungen.
- [95] Chung M, et.al., "Effects on Scintillating and Clear Fiber," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 42 , no. 4 , August 1995.
- [96] Clemens, U., Entwicklung eines Programmpakets zur Steuerung, Datenerfassung und Visualisierung der Inhomogenität von Photomultiplier unter Microsoft Windows, 2010, Forschungszentrum Jülich GmbH.
- [97] Hamamatsu Photonics, Position- Sensitive Photomultiplier Tubes with crossed wire Anodes R2487 Series, 1998.
- [98] Hamamatsu Photonics, Position- Sensitive Photomultiplier Tubes with crossed wire Anodes R3292 Series, 1998.
- [99] Engels, R. et.al, "A flexible data acquisition board for nuclear detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, p. 318, 2002.
- [100] Adolph, C., "Vermessung von Multianoden Photomultipliern für das WASA@COSY DIRC Upgrade Projekt," Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2009.
- [101] Hamamatsu Photonics, Flat Panel Type Multianode Photomultiplier Tube Assembly H8500, 2003, Datenblatt.
- [102] Hamamatsu Photonics, Flat Panel Type Multianode Photomultiplier Tube Assembly H9500, 2004, Datenblatt.
- [103] Polytec PT, Duralco 4538, Version 6, 06/2006, Datenblatt.
- [104] XILINX, Extended Spartan-3A Family Overview, DS706 (v1.1) February 2, 2011, Datasheet.
- [105] Microprocessor & Microcomputer Standards Committee (MMSC), "Common Mezzanine Card Family:CMC," IEEE Computer Society, 2001.
- [106] PLX Technology, PCI9656 - 64-bit, 66MHz PCI Bus Mastering I/O , Version 1, 2002, Datasheet.
- [107] XILINX, XCF08P - Platform Flash In-System Programmable Configuration PROMS - Xilinx, Inc, May 09, 2006, Datasheet.
- [108] Charpak, G., "Electronic imaging of ionizing radiation with limited avalanches in gases," CERN, Geneva, Nobel Lecture December 8, 1992.

-
- [109] Sauli, F., "GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors," *Nuclear Instruments and Methods*, vol. A386, no. 2-3, pp. 531-534, February 1997.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele beigetragen, bei denen ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken möchte.

Diese Dissertation wäre nicht möglich gewesen ohne die Unterstützung und Betreuung der Arbeit durch Herr PD. Dr. Michael Fiederle sowie seine Ideen und seine Anregungen.

Herrn Professor Dr. Arne Cröll und Herrn Professor Dr. Stanislav Pospisil danke ich für die Kooperation und die Übernahme des Korreferats.

Ganz besonderen Dank gilt Prof. Dr. Jakob Schelten und Dr. Günter Kemmerling. Mit beiden verbindet mich eine langjährige Zusammenarbeit und sie haben mich von Anfang bestärkt und unterstützt, diese Arbeit durchzuführen, vor Allem durch die angeregten Diskussionen und Vorschläge. Besonders Dr. Günter Kemmerling hat mir geholfen, diese Arbeit am Institut durchzuführen.

Bedanken möchte ich mich auch bei unserem Institutsleiter des Zentralinstitut für Elektronik im Forschungszentrum Jülich, Dr. Stefan van Waasen, der seit November 2010 im Amt ist. Auch er hat mich von Anfang an bestärkt und unterstützt, diese Arbeit weiter durchzuführen.

Mein Dank gilt weiterhin allen Mitarbeitern des Zentralinstitut für Elektronik, insbesondere der Arbeitsgruppe „Neutronen- und Gamma - Detektoren“. Alle haben mir durch Abnahme verschiedener Arbeiten sehr geholfen und mich somit unterstützt, insbesondere Dipl.-Ing. Uwe Clemens. Ohne die Mechanische Werkstatt wäre die Prototypenentwicklung keines Wegs möglich gewesen. Viele kurzfristige Änderungswünsche wurden immer berücksichtigt. Bedanken möchte ich mich auch bei der Arbeitsgruppe IT-Engineering mit Herrn Helmut Timmermanns, Patrick Ruhrig und den anderen Kollegen. Der IT-Support war stets gegeben, aber auch die Sicherheit, die Objekte immer im rechten Licht erscheinen zu lassen.

Ebenso danke ich denen, die nicht namentlich aufgeführt sind, wie Familienmitglieder, Freunde und Kollegen, die mich durch ihre eigene Art und Weise unterstützt haben.

Zu danken ist auch meinen Eltern, die mir überhaupt ein Studium ermöglicht haben und auch später die bestmögliche Unterstützung zuteilwerden ließen.

Besonders herzlich bedanken möchte ich mich bei meiner Frau Kerstin und unseren Kindern Tim und Maike. Es gab viele Abende und Wochenenden, an denen sie auf mich aufgrund meiner Arbeit verzichten mussten und ich nur eingeschränkt am Familienleben teilgenommen habe. Dennoch habe ich von allen immer viel Verständnis entgegengebracht bekommen und wurde während der ganzen Zeit tatkräftig unterstützt.

Ralf Engels, Dezember 2011

